



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

El Remanente de Supernova G78.2+2.1

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Física

PRESENTA:

Ana Paola Hernández González

TUTOR

Nissim Illich Fraija Cabrera



Ciudad Universitaria, CDMX 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

A veces, la vida te da enseñanzas que son mucho más importantes de lo que podemos darnos cuenta. En mi caso, las situaciones familiares que he vivido han sido tales, que me han hecho más fuerte, independiente y han enriquecido mi criterio y mi carácter, situaciones que a pesar de todo, agradezco. Después, agradezco a las personas que me han ayudado durante ese camino a no flaquear y terminar lo que empecé:

A mi hermano, porque a pesar de nuestras diferencias, siempre me apoyará. A mi mamá, porque a pesar de no saber todo el tiempo como resolver las cosas, sabe reconocer sus errores y trabajar con los demás para solucionarlos, y especialmente, por darle a todos su amor y enseñanzas siempre. A mi tía Ileana, por ser como una segunda madre, a mi tío José por ayudarla en todo y agarrarnos cariño durante este tiempo. A la familia Madrigal por ser cariñosas y comprensivas siempre, y a mi tío Delfino, por enseñarme que cuando a uno le gusta lo que hace, puede lograr lo que sea. A la familia Neri por las lindas tardes de pláticas, y a la familia Varela, que a pesar de estar lejos, están siempre presentes.

También agradezco a mis amigos: a Getsemaní porque a pesar de cualquier diferencia, seguiremos teniéndonos una a la otra. A Xareni, porque a pesar de conocerte hace poco tiempo, te has vuelto muy cercana para mí, y me has dado muchas enseñanzas. A Azucena, por ayudarme en los momentos difíciles y ser un apoyo incondicional. A Rebeca por ser sincera como solo ella sabe serlo y muy cariñosa. A Alejandro, por regañarme cuando lo ameritaba y ser un muy buen amigo. A Irene por enseñarme que a pesar de la distancia y los años, el cariño siempre va a estar ahí. A Adán, por haber llegado a mi vida en el momento en el que más lo necesitaba y tenderme la mano sin condiciones ni esperar nada a cambio, solo mi presencia y sonrisa.

Especialmente, agradezco a mi tutor Nissim Fraija por haberme tenido tanta paciencia y haber sido tan comprensivo todos estos años, y por haber visto potencial en mí y no dejarme ir, ni perder la esperanza en que un día podría hacer un buen trabajo a su lado, y sobre todo por nunca dejar de impulsarme.

Muchas gracias.

Introducción

Se dice que una estrella nace cuando el material del cual se forma alcanza las condiciones físicas necesarias para empezar a producir energía en su núcleo, por lo que mientras la estrella viva, generará y radiará energía. A lo largo de la vida de la estrella, los mecanismos de generación de energía cambian, lo cual marca los diferentes estados evolutivos de la estrella, y eventualmente, las diversas fuentes de energía se agotan y la estrella se apaga y muere. Las estrellas menos masivas, entre 0.1 y 0.5 veces la masa del Sol, terminan su vida lentamente como enanas frías y rojas, ya que su combustible simplemente se agota con el tiempo y dejan de emitir luz; estas estrellas sufren pocos cambios en sus mecanismos de generación de energía y son las más longevas, alcanzando tiempos de vida del orden de once mil millones de años. Las estrellas de masa intermedia (como el Sol), entre 0.6 y 9 veces la masa del Sol, se transforman a lo largo de su evolución en gigantes rojas, atravesando antes de morir por un proceso conocido como nebulosa planetaria, el cual consiste en el desprendimiento de las capas externas de la estrella antes de que ésta se convierta en una enana blanca, proceso que dura sólo unos diez a veinte mil años; después, la envoltente gaseosa se dispersa y desvanece en el medio interestelar mientras la enana blanca continúa enfriándose y contrayéndose, disminuyendo drásticamente su luminosidad hasta que eventualmente se extingue por completo. Las estrellas más grandes y masivas, de 10 a 60 veces la masa del Sol, consumen muy rápidamente su combustible debido a su gran tamaño, y a pesar de que hacia el final de sus días aún tienen combustible disponible, el núcleo de la estrella entra en un proceso de desequilibrio que provoca primero un colapso y después una gran explosión (conocida como *explosión de supernova*), razón por la cual tienen un tiempo de vida muy corto, de tan solo algunas decenas de millones de años; después de la explosión, lo único que queda es el núcleo de la estrella, y su evolución depende exclusivamente de su masa: si el núcleo remanente equivale a aproximadamente 1.4 y 3 veces la masa del Sol, se convertirá en una estrella de neutrones, o un púlsar si tiene rotación, y si tiene una masa 3 o más veces superior a la solar, se colapsa y da lugar a un hoyo negro (Sección (1.1)).

Una explosión de supernova lanza el material de su progenitor supersónicamente hacia el espacio interestelar, formando una onda de choque no colisionada justo delante de la eyección estelar. La gran cantidad de energía cinética liberada por una supernova, típicamente de unos 10^{51} ergs, es inicialmente llevada por la eyección en expansión y luego es transferida a las energías cinética y térmica del gas interestelar (ya chocado) y las partículas relativistas. El gas después del choque y las partículas relativistas producen las emisiones térmicas y no térmicas de un remanente de supernova. Se cree que los rayos cósmicos (especialmente los electrones) con energías arriba de 10^{15} eV son acelerados en estos choques fuertes, los cuales producen a su vez rayos gamma (Sección (1.4)).

Los observatorios de rayos gamma como el satélite espacial Fermi y los telescopios VERITAS, HESS y MAGIC en Tierra permiten estudiar a los aceleradores de rayos cósmicos a través de la producción de rayos cósmicos secundarios. Los estudios de la emisión de rayos gamma de GeV y TeV en la vecindad de los remanentes de supernova, en combinación con las observaciones de diferentes longitudes de onda, pueden trazar y explicar la naturaleza de la población de las partículas cargadas, así como hablar sobre la difusión y propagación de éstas partículas y sobre la naturaleza de los mecanismos de aceleración involucrados. Se cree que el mecanismo de DSA (*aceleración de choque difusivo*) juega un papel importante en la transferencia de parte de la energía cinética a partir de la expansión de un remanente hacia las partículas, ya que puede explicar la producción de partículas relativistas a través de la predicción de que una fracción sustancial de la energía del choque es transferida a los protones relativistas (Sección (2.1)).

El remanente de supernova G78.2+2.1 es un remanente de tipo cascarón en expansión, de aproximadamente 1° de diámetro que emite en las regiones de rayos gamma, radio y rayos X del espectro electromagnético. Se encuentra en la región conocida como Cygnus, en la constelación del Cisne del hemisferio norte, en la zona comprendida por la estrella γ -Cygni, razón por la cual a este remanente se le conoce también como el Remanente de Supernova γ -Cygni, con coordenadas galácticas $65^\circ \leq l \leq 85^\circ$ y $|b| \leq 3^\circ$. La región Cygnus comprende al Remanente de Supernova G78.2+2.1, al púlsar PSR J2021+4026 que emite en rayos gamma y a la fuente de muy altas energías VER J2019+404.

A partir del análisis de la zona circundante realizado por los telescopios NRAO y RATAN-600 se propuso que el remanente fue creado por el viento estelar de su progenitor, que se está expandiendo a una velocidad de 10 km/s con una velocidad sistémica de 3 km/s , que se encuentra a una distancia de $d = 1.5\text{ kpc}$, que tiene una edad aproximada de 4000 a 6000 años, y que posee una energía cinética de la explosión de 10^{54} erg ; también se pudo ver que contiene un cascarón de radio y rayos X dividido en dos arcos sur y norte. Se realizó un análisis con CGPS de sus características espectrales, donde se observaron zonas de HI , HII , CO y H_2CO , encontrando una velocidad de choque de 750 km/s y dos grupos de emisión de rayos X (C_1 y C_2) con ASCA, los cuales también fueron vistos por INTEGRAL-ISGRI y RXTE PCA. El observatorio Chandra de rayos X confirmó estos grupos de rayos X y los localizó en la región norte del remanente. El instrumento EGRET a bordo de CGRO detectó la emisión de rayos gamma del remanente, y el telescopio LAT a bordo del satélite Fermi descubrió un púlsar brillante emitiendo en rayos gamma cerca del centro de éste, y pudo definir la morfología del cascarón como un disco uniforme (Sección (3.1)).

Existen dos procesos diferentes capaces de producir emisión de fotones desde los keV hasta los TeV: los procesos hadrónicos y leptónicos. En los procesos hadrónicos, los protones acelerados a altas energías en los frentes de choque interactúan con los protones ambientales, produciendo piones neutros y cargados (π) de la forma $p + p \rightarrow \pi^0 + \pi^\pm + X$ (Sección (2.5)).

De forma subsecuente, los piones neutros decaen en fotones de acuerdo con $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Por otro lado, los procesos leptónicos están conformados por la radiación de sincrotrón (que se emite desde las longitudes de onda de radio hasta los rayos X), el bremsstrahlung no térmico y la dispersión por Compton Inverso (los cuales se emiten en longitudes de rayos gamma), donde los rayos gamma se producen por electrones en interacciones de bremsstrahlung y por interacciones de Compton Inverso con el fondo cósmico de microondas, con la radiación galáctica difusiva en infrarrojo/óptico, y con los campos de radiación del remanente. Para el análisis completo de G78.2+2.1, se tomaron dos diferentes modelos de estudio correspondientes con cada proceso de emisión, con el objetivo de realizar el análisis de los rayos gamma producidos en todas las longitudes de onda, así como tratar de explicar su comportamiento para éste remanente de supernova (Secciones (2.2), (2.3), (2.4), (3.2)).

En esta tesis se encontró, a partir de los datos de Fermi LAT y los modelos antes descritos, que el espectro conjunto de GeV-TeV puede ser descrito de la mejor forma por una ley de potencia de quiebre. En el marco leptónico, un modelo leptónico simple con bremsstrahlung no térmico y emisión de Compton Inverso puede describir el espectro electromagnético, y la emisión de bremsstrahlung domina a energías bajas de rayos gamma, siendo capaz de explicar la emisión de rayos X duros vista por ASCA en las nubes cercanas al remanente. En el marco hadrónico, el índice espectral requerido de la población de partículas es menor que el resultado estándar del DSA, pero esto podría ser explicado por efectos no lineales. Además, no se puede descartar ni el mecanismo leptónico ni el hadrónico para describir el origen de los rayos gamma en el remanente de supernova G78.2+2.1 (Capítulo (4)).

Índice general

1. Supernovas y remanentes de supernovas	1
1.1. Explosiones de supernova	1
1.1.1. Clasificación de las supernovas	3
1.1.2. Evolución estelar hacia el colapso	11
1.2. Límite de Chandrasekhar	12
1.2.1. El principio de exclusión de Pauli	12
1.2.2. Presión de degeneración electrónica	13
1.2.3. Inestabilidad dinámica	14
1.2.4. Estimación del límite de Chandrasekhar	15
1.3. Nucleosíntesis	15
1.3.1. El proceso r	15
1.4. Remanentes de supernova	15
1.4.1. Tipos de SNR	16
1.4.2. Etapas de un remanente de supernova	18
2. Procesos radiativos	21
2.1. Conceptos básicos	22
2.1.1. Generación de energía	22
2.1.2. Inestabilidad nuclear	23
2.1.3. Ondas de choque	24
2.1.4. Aceleración de Fermi	27
2.2. Dispersión por Compton Inverso (IC)	30
2.3. Bremsstrahlung	32
2.3.1. Bremsstrahlung relativista	35
2.4. Radiación de Sincrotrón	36
2.4.1. Radio de Larmor	37
2.4.2. La tasa de pérdida de energía total para Sincrotrón	38
2.5. Rayos cósmicos	39
2.5.1. Interacciones nucleares en un proceso de altas energías	39
2.5.2. Decaimiento piónico	41
2.5.3. Procesos fotohadrónicos	42
3. Modelado y descripción del sistema	43
3.1. El complejo Cygnus	43
3.1.1. El remanente de supernova G78.2 + 2.1	43
3.2. Procesos de emisión en G78.2 + 2.1	46
3.2.1. Procesos hadrónicos	46
3.2.2. Procesos leptónicos	48
4. Conclusiones	53

Capítulo 1

Supernovas y remanentes de supernovas

Todas las estrellas se sostienen por la presión térmica de gas caliente, y su fuente de energía es la generación de energía nuclear en sus regiones centrales. Conforme la estrella evoluciona a través de la secuencia principal hacia las fases finales de ésta y cuando las capas externas de la estrella gigante son eyectadas, el proceso nuclear continúa hasta que se terminan los recursos energéticos disponibles de la estrella. Entre más masiva sea la estrella, más rápido evolucionará y comenzará más rápido con la síntesis del Hierro, el elemento químico más estable. En las estrellas más masivas, $M \geq 8M_{\odot}$ (masas solares), es probable que la combustión nuclear pueda seguir hasta el Hierro, mientras que en estrellas menos masivas, el destello de Oxígeno (*oxygen flash*), el cual ocurre cuando la combustión del núcleo de Oxígeno comienza, puede ser suficiente para perturbar a la estrella. En cualquier caso, al final de estas fases de evolución estelar, el núcleo de la estrella se queda sin combustible nuclear y colapsa, hasta que otra forma de soporte de la presión permite que se alcance una nueva configuración de equilibrio (Fig. (1.1)) [1].

Las configuraciones de equilibrio posibles que pueden existir cuando se termina el combustible nuclear son las enanas blancas, las estrellas de neutrones y los hoyos negros. En las enanas blancas y estrellas de neutrones, la estrella está soportada por presión de degeneración asociada con el hecho de que los electrones, protones y neutrones son fermiones, y por el *principio de exclusión de Pauli*, donde solamente una partícula puede ocupar un solo estado mecánico-cuántico. Las estrellas muertas masivas pueden convertirse en enanas blancas si se sostienen por presión de degeneración de electrones y pueden tener masas hasta de $1.4M_{\odot}$; si son estrellas de neutrones, se sostienen por presión de degeneración de neutrones, con masas hasta de $1.4M_{\odot}$ -tal vez un poco mayores si ésta rota rápidamente-, y las que poseen mayor masa deben ser hoyos negros. Esta clasificación tampoco ayuda a saber qué tipo de estrellas se convertirán en enanas blancas, estrellas de neutrones u hoyos negros (conocidos también como remanentes), ya que, en principio, las estrellas de poca masa con $M < 2M_{\odot}$ pueden terminar en cualquiera de las tres formas, e incluso estrellas con masas mucho mayores a $2M_{\odot}$ pueden formar enanas blancas o estrellas de neutrones si pierden masa suficientemente rápido (Tabla (1.1)) [1].

La formación de estrellas de neutrones y hoyos negros se asocia con la liberación rápida de grandes cantidades de energía, con una energía de ligadura gravitacional para una estrella de neutrones de $1M_{\odot}$ de alrededor de 10^{53} erg y una escala de tiempo para el colapso del núcleo central de Hierro de una estrella masiva de unos cuantos segundos. Estos eventos pueden asociarse de manera natural con el evento conocido como supernova, en el cual la estrella como un todo explota y su envoltorio es eyectado a alta velocidad. Al final, la eyección de las capas externas de la estrella pre-supernova provoca la formación de remanentes de supernova. Así, las supernovas son explosiones estelares extremadamente violentas y luminosas en las cuales la luminosidad óptica de la estrella en su máximo puede ser tan grande como la de una galaxia pequeña [1].

1.1. Explosiones de supernova

Las Supernovas (SNe, en plural) son explosiones extremadamente fuertes que terminan con la vida de algunas estrellas. Algunas SN producen un remanente compacto, una estrella de neutrones o un hoyo negro, que puede ser observado. Éstas se producen por estrellas cuyas masas en la secuencia inicial son mayores a aproximadamente ocho veces la masa del Sol, y están caracterizadas por un aumento grande del brillo estelar, seguido por un decaimiento relativamente grande. El aumento en el brillo es tan grande que una supernova en una galaxia distante puede distinguirse claramente del fondo estelar; éste evento involucra la eyección explosiva de alrededor de la mitad de la masa de la estrella en sus alrededores con una velocidad de aproximadamente el 10% de la velocidad de la luz. La energía cinética

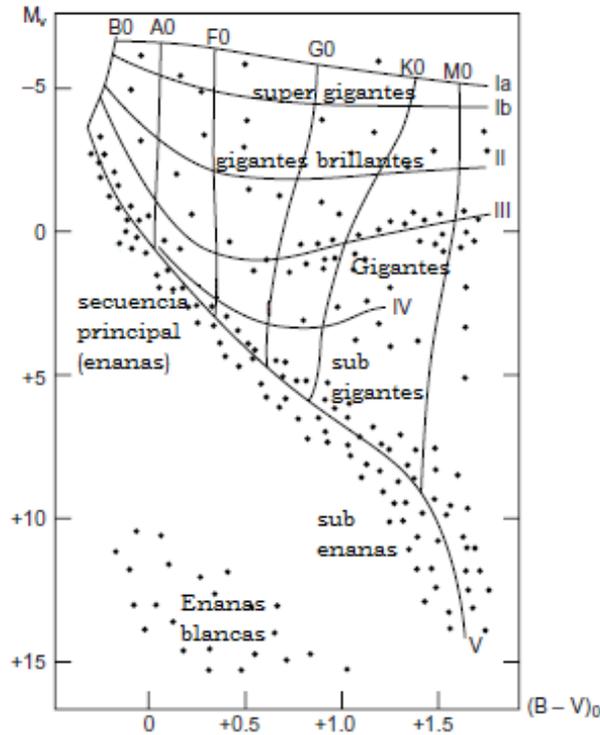


Figura 1.1: Ilustración de las diferentes clases de luminosidades en el diagrama H-R. Éstas son: I-estrellas supergigantes, II-estrellas brillantes, III-gigantes, IV-sub gigantes, V-secuencia principal, VI-sub enanas, VII-enanas blancas. El eje x describe al índice de color para el azul (B) y el visible (V) de la magnitud aparente $(B - V)_0$, y el eje y describe a la magnitud absoluta en el visible; ambas cantidades adimensionales. Imagen basada en [1].

Tabla 1.1: Sistema de clasificación espectral de Harvard. Tabla tomada de [1].

Clase	Características de la clase	Tipo	T_{eff}/K
O	Estrellas calientes con líneas de absorción de He II; continuo fuerte en ultravioleta	O5	40000
B	Líneas de He I que alcanzan su punto máximo; sin líneas de He II; H que se desarrolla después	B0	28000
		B5	15000
A	Líneas de H que alcanzan su punto máximo en A0 y que decrecen después; CaII aumenta	A0	9900
		A5	8500
F	Ca II más fuerte; aparecen Fe y otras líneas de metales	F0	7400
		F5	6500
G	Ca II muy fuerte; Fe y otros metales fuertes; H más débil; espectro de tipo solar	G0	6030
		G5	5520
K	Dominan líneas metálicas neutras y se desarrollan bandas de CH CN; continuo débil en azul	K0	4900
		K5	4130
M	Muy rojo; se desarrollan bandas fuertes de TiO_2	M0	3480
		M5	2800
		M8	2400

total del material eyectado es típicamente de $10^{50} - 10^{51} \text{ erg}$, y contiene elementos pesados que son importantes para la evolución química de las galaxias, estrellas, planetas y la vida [4].

Algunas SN que han explotado en nuestra Galaxia han sido observadas a simple vista durante los últimos 2000 años. La mas famosa es la supernova SN1054, que produjo a la nebulosa del Cangrejo y el pulsar del Cangrejo. La supernova SN1006 ha sido la mas brillante de todos los tiempos. En los últimos siglos, muchas SN que ocurrieron en otras galaxias han sido observadas con telescopios, ya que su emisión de luz es comparable con la de una galaxia entera. La Supernova SN1987A, que ocurrió el 23 de Febrero de 1987 en la Gran Nube de Magallanes, es la SN mejor estudiada de todas, y es la única que ha sido detectada también a través de sus ráfagas de neutrinos [4], [5].

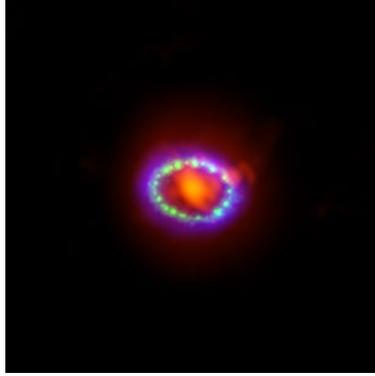


Figura 1.2: Imagen compuesta de la SN 1987A por luz en diferentes longitudes de onda. El rojo está compuesto por datos de radio de ALMA, donde se ve polvo formado recientemente en el centro del remanente. El verde muestra datos en el visible del Hubble Space Telescope, y con azul se pueden apreciar los datos del Chandra X-Ray Observatory, ambos mostrando la onda de choque expansiva colisionando con un anillo de material alrededor de la SN. Este anillo es iluminado inicialmente por el destello ultravioleta de la explosión inicial, pero en los últimos años el material del anillo se ha abrigantado considerablemente conforme colisiona con la onda de choque en expansión. Imagen tomada de: <http://www.eso.org/public/images/eso1401a/> [2].



Figura 1.3: Imagen compuesta de la SN 1054, conocida como nebulosa del Cangrejo, formada a partir de 24 exposiciones individuales tomadas con el Hubble Space Telescope. Los filamentos naranjas son los remanentes deshilados de la estrella; la estrella de neutrones que gira rápidamente en el centro de la nebulosa es el dínamo que acciona el brillo azulado en el interior de la nebulosa, y la luz azul viene de electrones que están girando casi a la velocidad de la luz alrededor de las líneas de campo magnético desde la estrella de neutrones. La estrella de neutrones eyecta haces de radiación gemelos que parecen pulsar 30 veces por segundo debido a la rotación de la estrella de neutrones, y la estrella de neutrones es el núcleo aplastado ultra denso de la estrella que explotó. Los colores indican los diferentes elementos que fueron expelidos durante la explosión. El azul en los filamentos de la zona exterior de la nebulosa representa Oxígeno neutro, el verde es azufre una vez ionizado y el rojo indica Oxígeno dos veces ionizado. Imagen tomada de: <http://hubblesite.org/gallery/album/pr2005037a/> [3].

Hay dos rutas comunes para una supernova: una estrella masiva se queda sin combustible, dejando de generar energía de fusión en su núcleo y colapsándose hacia adentro bajo la fuerza de su propia gravedad para formar una estrella de neutrones o un hoyo negro, o una enana blanca acumula material (por acreción) de una estrella acompañante hasta que alcanza una masa crítica y ocurre una explosión termonuclear. Finalmente, la eyección de las capas externas de la estrella pre-supernova da paso a la formación de *remanentes de supernova* (Figs. (1.2), (1.3)) [6].

1.1.1. Clasificación de las supernovas

Las SNe se clasifican de acuerdo con sus curvas de luz (una gráfica de la magnitud aparente de la supernova como función del tiempo) y las líneas de absorción de diferentes elementos químicos que aparecen en su espectro. El primer elemento de división es la presencia o ausencia de una línea causada por el Hidrógeno (conocida como la serie de Balmer en la porción visible del espectro). Si un espectro de supernova contiene líneas de Hidrógeno, se clasifica como Tipo II; de lo contrario es de Tipo I. Las diferencias entre los dos tipos de explosiones se pueden explicar si las explosiones de tipo II ocurren en estrellas progenitoras que aún tienen sus envoltorios de Hidrógeno, mientras que las de Tipo I ocurren en objetos que han perdido sus envoltorios, ya sea por importantes pérdidas de masa de sus capas superficiales, o porque involucran la explosión de enanas blancas que han perdido sus envoltorios de Hidrógeno cuando

se formaron. En cada uno de estos tipos hay subdivisiones de acuerdo con la presencia de líneas de otros elementos o la forma de la curva de luz, que también depende de la composición del envoltorio de la estrella progenitora de la SN; su característica física más importante es el mecanismo que genera la supernova. Las supernovas de tipo Ia se encuentran en todos los tipos de galaxias sin preferencia por las regiones de formación estelar, lo cual indica que están asociadas con poblaciones estelares viejas o de edades intermedias, mientras que todos los demás tipos se encuentran en la vecindad de las regiones de formación estelar [4].

Las clasificaciones usuales son:

- **Tipo I.** Las curvas de luz de estas son similares entre ellas, aunque la línea del tipo Ia es generalmente más brillante en la luminosidad pico. Su subclasificación es:
 - **Tipo Ia.** Muestra una línea de absorción de Silicio fuertemente ionizado.
 - **Tipo Ib.** No muestra línea de absorción de Silicio, pero sí líneas fuertes de Helio neutral.
 - **Tipo Ic.** No muestra línea de absorción de Silicio ni línea de Helio neutral.
- **Tipo II.** La mayoría de las SNe de Tipo II muestran líneas de emisión muy anchas, las cuales indican velocidades de expansión de varios miles de kilómetros por segundo. Entonces, se pueden clasificar por su espectro, pero es más común que se clasifiquen por la morfología de su curva de luz. Su subclasificación es:
 - **Tipo IIn.** Su nombre está dado por las líneas estrechas que tiene ("narrow" en inglés). Éstas tienen características relativamente delgadas en su espectro.
 - **Tipo I Ib.** Se usa para denominar a las SNe que poseen una combinación de las características normalmente asociadas con los Tipos II y Ib, y generalmente aparentan cambiar de tipos: muestran líneas de Hidrógeno en etapas iniciales pero a lo largo de un periodo de semanas a meses el espectro se vuelve dominado por líneas de Helio.

Las supernovas de Tipo II con un espectro normal dominado por líneas de Hidrógeno anchas que se mantienen hasta que termina su tiempo de vida (el declive) se clasifican con base en sus curvas de luz. Estas son:

 - **Tipo P.** Toma su nombre por "plateau" (meseta en inglés). Es el tipo más común, el cual muestra una meseta en la curva de luz justo después del pico de luminosidad, donde la luminosidad visual se mantiene más o menos constante por varios meses antes del declive.
 - **Tipo L.** Toma su nombre por tener un espectro lineal, aunque la curva de luz no es realmente una línea recta. Son menos comunes, y carecen de un "plateau" característico.

También se han definido los **Tipos III, IV y V**, pero al ser casos con características muy específicas y sólo uno o dos SN que entran dentro de cada clasificación, se les considera casos peculiares del Tipo II. Las SNe que no entran dentro de ninguna clasificación se les designa como *peculiares*, o "*pec*". Dentro de cada clasificación puede existir la subclasificación de **Tipo F**, por "*faint*" (débil en inglés), por poseer líneas débiles (Fig. (1.4)) [4].

La diferencia entre estos tipos distintos se vuelve notable en el espectro de la luz algunos meses después de la luminosidad máxima, cuando lo eyectado se vuelve ópticamente delgado y las regiones más interiores se vuelven visibles: el espectro de la SN Ia está dominado por líneas de emisión de Hierro (Fe), mientras que las SNe de Tipo Ib, Ic y II muestran líneas de emisión de Oxígeno (O) y Carbono (C) [4].

Típicamente, la emisión óptica de ambos tipos, el I y el II, comienzan con un incremento en la luminosidad durante la primera o segunda semana debido a la expansión de la luminosidad superficial. Las SNe de Tipo I tienen típicamente un pico de luminosidad delgado, mientras que las de Tipo II tienen picos amplios, del orden de 100 días. Después del pico, la luminosidad decrece por alrededor de un año. Desde el punto de vista de los rayos cósmicos, las SNe de Tipo Ib, Ic y II son mucho más interesantes que las de Tipo Ia, simplemente porque producen un gran flujo de rayos cósmicos de todos tipos. Durante los segundos siguientes al colapso, el remanente compacto está muy caliente y se producen copiosamente rayos cósmicos de todos tipos. Como el remanente y el envoltorio circundante son ópticamente delgados, alrededor del 99% de la energía de enlace liberada por el colapso (alrededor de 3×10^{53} erg) es barrida por los rayos cósmicos. La energía promedio de los rayos cósmicos emitidos es del orden de 10 MeV, y su número es de alrededor de 10^{58} , un orden de magnitud mayor que el número leptónico del núcleo colapsado (Fig. (1.5)) [1].

Los procesos a través de los cuales se producen estos diferentes tipos son:

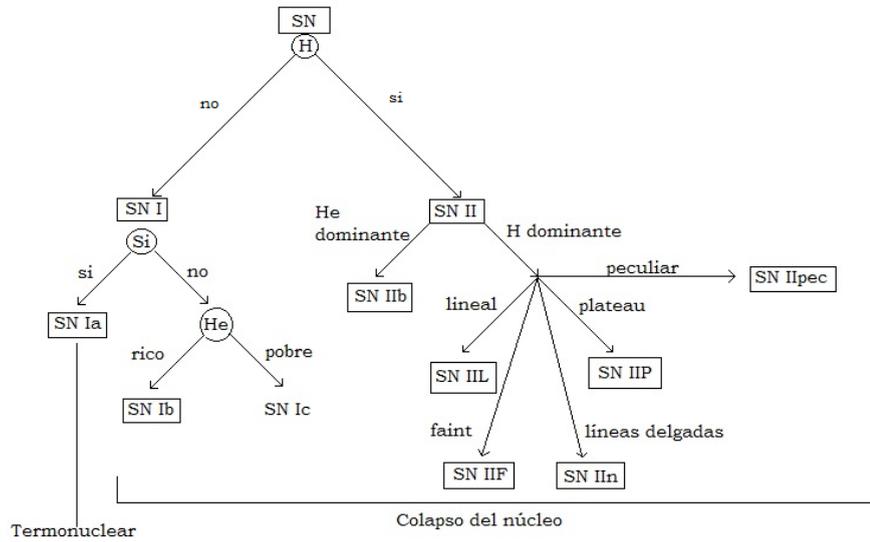


Figura 1.4: Clasificación esquemática de las Supernovas (Imagen basada en [4]).

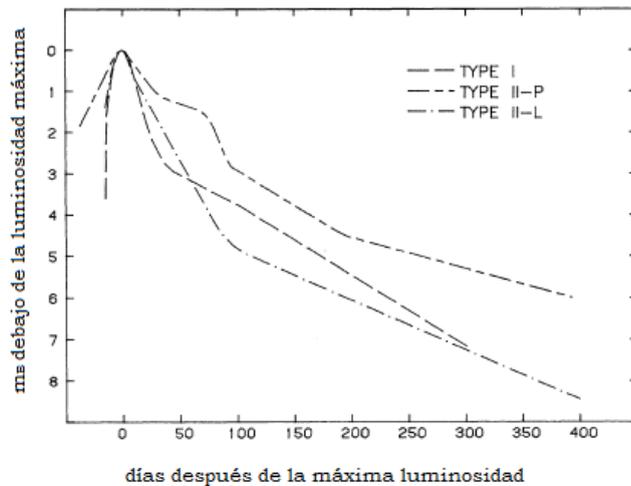


Figura 1.5: Comparación de las curvas de luz azul media para las SNe de Tipo I, II-P y II-L. El eje x describe el tiempo transcurrido desde el evento, y el eje y la magnitud aparente m_B en el azul (B), donde m_B es una cantidad adimensional. (Imagen basada en [7]).

- **Fuga térmica.** En este proceso, una estrella enana blanca, con una masa de aproximadamente una masa solar, un radio de unos 5000 km y una densidad del orden de 10^6 gcm^{-3} , puede acumular suficiente material de una compañera estelar para elevar su temperatura del núcleo lo suficiente para iniciar una fusión de Carbón, punto en el cual sufre una pérdida de fusión nuclear, perturbándola por completo. La presión de los electrones degenerados soportan a las enanas blancas contra la fuerza centrípeta de la gravedad, y al superar una masa máxima de aproximadamente $1.4M_{\odot}$, la estrella colapsa. Hay tres caminos por los cuales se cree que ocurre ésta detonación: acreción estable de material desde una compañera, la colisión de dos enanas blancas, o por acreción que causa la ignición en un cascarón que luego se enciende. Este es el proceso por el cual se produce una supernova de *Tipo Ia* (Sección (1.1.1)).
- **Colapso del núcleo.** Las estrellas muy masivas pueden sufrir el colapso de su núcleo cuando la fusión nuclear de pronto se vuelve incapaz de sostener el núcleo contra su propia gravedad; ésta es la causa de todos los tipos

de supernova a excepción de las de Tipo Ia. Este colapso puede causar una expulsión violenta de las capas externas de la estrella que resulta en una supernova, o la liberación de la energía potencial gravitatoria puede ser insuficiente y la estrella puede llegar a colapsar en un hoyo negro o una estrella de neutrones con una pequeña energía radiada (Sección (1.1.1)) [4].

El colapso del núcleo puede ser causado a su vez por diferentes mecanismos:

- **Captura de electrones.** A muy altas densidades, los electrones libres pueden ser capturados y ligados dentro de un núcleo pesado previamente β inestable. Este proceso, conocido como el decaimiento β inverso, ocurre cuando los electrones más energéticos tienen energías lo suficientemente altas para superar la diferencia de energía en la ligadura nuclear. Como resultado, la composición se vuelve cada vez más rica en neutrones, proceso conocido como *neutronización*. Así, la presión electrónica decae, lo cual puede cambiar el equilibrio hidrostático y provocar el colapso del núcleo (Sección (2.1.2)). La captura de electrones también puede producir el colapso de estrellas con masas iniciales debajo de $\approx 11M_{\odot}$, lo cual produce núcleos degenerados de Oxígeno/ Neón/ Magnesio al final de su vida. Si la masa de este núcleo puede aumentar (a través de la combustión de los cascarones) a $1.37M_{\odot}$, los electrones son capturados por ^{24}Mg y ^{20}Ne , lo cual hace que el núcleo colapse (Secciones (1.2.2), (1.3), (2.5)) [8].
- **Exceder el límite de Chandrasekhar.** Si el núcleo de una estrella masiva está lo suficientemente degenerado, la masa de Chandrasekhar juega un papel importante. Para una composición predominante de ^{56}Fe , se puede esperar una masa de $M_{Ch} = 1.26M_{\odot}$. La captura de electrones aumenta la masa promedio por electrón libre, por lo que decrece la masa efectiva de Chandrasekhar. Esto puede llevar a la masa del núcleo de Hierro debajo de esta masa crítica y facilitar su colapso, ya que la estrella ya no se puede sostener a sí misma por presión de los electrones degenerados, produciendo el colapso hacia una estrella de neutrones o un hoyo negro (Sección (1.2)) [8].
- **Inestabilidad de pares.** Se ha predicho desde hace tiempo que las estrellas muy masivas, de más de $140M_{\odot}$ pasan por un colapso dinámico debido a la creación de pares electrón-positrón antes de la ignición del núcleo de Oxígeno. La ignición explosiva puede entonces romper a toda la estrella, produciendo una supernova por inestabilidad de pares (Sección (1.1.1)) [9].
- **Fotodesintegración.** Si la temperatura en el núcleo en contracción de una estrella alcanza valores cercanos a $10^{10} K$, la energía de los fotones se hace lo suficientemente grande como para romper el núcleo pesado en núcleos más ligeros, en particular el ^{56}Fe , el cual se desintegra en partículas α (Sección (2.1.2)) y neutrones de la forma $^{56}Fe + \gamma \rightleftharpoons 13^4He + 4n$, lo cual provoca que el núcleo se vuelva dinámicamente inestable. Este proceso domina en núcleos de Hierro relativamente masivos. La fotodesintegración del ^{56}Fe requiere mucha energía, la cual es absorbida del campo de radiación y finalmente, de la energía interna del gas. Como resultado, la presión decrece drásticamente, provocando un colapso del núcleo casi libre (Sección (2.5)) [8].

La manera usual de expresar la frecuencia de ocurrencia de una explosión de supernova se define en términos de las *unidades de supernova* (SNU, por sus siglas en inglés), que es el número de eventos por siglo para una galaxia de luminosidad $10^{10}L_{\odot}(B)$ detectados en la banda del azul (B). Las SN por fuga térmica (Tipo Ia) son eventos muy raros, con una frecuencia dada en SNU de alrededor de 0.2 por siglo, o una cada 500-600 años, y la tasa para supernovas en general (los demás tipos) es de alrededor de 0.6 por siglo. Sin embargo, en observaciones de SN extragalácticas, todos los tipos se observan con casi la misma frecuencia, debido a que los eventos Tipo Ia son regularmente dos magnitudes más luminosos que los demás, por lo que pueden observarse dentro de un volumen del espacio mayor [4].

Fuga térmica

Las SNe de Tipo Ia son las más luminosas conocidas, con una magnitud absoluta B de $M_B = -19.5 \pm 0.1$. El consenso general es que las supernovas de Tipo Ia están asociadas con la explosión nuclear de enanas blancas de Carbón-Oxígeno con masas cercanas a la masa de Chandrasekhar, de $1.4M_{\odot}$, que es la masa crítica por encima de la cual se vuelven gravitacionalmente inestables. Si una enana blanca es llevada más arriba de la masa crítica, digamos por la acreción de masa a partir de una compañera binaria, entonces se producirá el colapso hacia una estrella de neutrones. Sin embargo, hay circunstancias bajo las cuales, antes de que se realice el colapso, las estrellas pueden alterarse por la liberación de energía termonuclear asociada con las reacciones de fusión de Carbón y Oxígeno. Esto ha sido visto

a través de observaciones espectroscópicas de elementos de masa intermedios en el espectro de luminosidad máxima tales como Silicio, Calcio, Magnesio, Azufre y Oxígeno (Fig. (1.6)) [1].

El punto final de las reacciones termonucleares es la formación de Níquel 56 (^{56}Ni), el cual pasa por sucesivas capturas de electrones (ce) y decaimientos β^+ para formar Cobalto 56 (^{56}Co) y luego Hierro 56 (^{56}Fe) (cuyas líneas de emisión dominan el espectro después de algunos meses) (Sección (2.1.2)). Se producen a su vez líneas de absorción de Silicio (Si), debido a que éste es un producto de la fusión de Carbón y Oxígeno. El Hierro y otros elementos pesados son eyectados en el espacio interestelar por la explosión [4]. Así, el proceso de decaimiento está dado por



La primera reacción tiene una vida media de 6.1 días, mientras que la segunda de 77.1 días. Se liberan 1.72 MeV de energía en el decaimiento de cada núcleo de ^{56}Ni en forma de rayos gamma, mientras que la energía promedio de rayos gamma promedio liberado en cada decaimiento del núcleo de ^{56}Co es de 3.5 MeV, por lo que se puede encontrar la cantidad de ^{56}Ni producida en la explosión de supernova directamente a partir de la luminosidad bolométrica. La proporción de abundancias de ^{56}Ni y ^{56}Co a Hierro debe decrecer conforme el núcleo padre decae, lo cual es notorio directamente en las curvas de luz de la SN. El aumento hacia la luminosidad máxima es rápido, alrededor de media magnitud por día, y el punto máximo de ésta curva puede aproximarse por una función Gaussiana. Su evolución de colores va desde el máximo en azul, $(B - V) \approx -0.1$, 10 días antes del máximo, a rojo, $(B - V) \approx 1.1$, 30 días después del máximo, donde $(B - V)$ es el índice de color para el azul (B) y el visible (V) de la magnitud aparente. Después de alrededor de 50 días, la luminosidad decrece exponencialmente, y la luminosidad bolométrica decrece en promedio alrededor de 0.025 magnitudes por día. La luminosidad en el máximo se puede explicar como la energía depositada en el envoltorio en expansión por el decaimiento del núcleo del ^{56}Ni , mientras que el decaimiento que sigue se puede asociar con la liberación de energía continua asociada con el decaimiento de núcleos de ^{56}Co [4].

Como las SNe de Tipo Ia son todas generadas bajo circunstancias físicas similares, tienen características prácticamente idénticas, la más importante de estas es la cantidad de energía liberada y la *curva de luz*, esto es, liberan casi el mismo total de luz, y la luz visible decae a la misma tasa de tiempo. Este hecho se ha verificado por la observación de muchos Tipos de SNe de Tipo Ia en galaxias cercanas de distancia conocida [4].

Una relación empírica entre la duración de la fase de pico de la curva de luz y la luminosidad de las SNe de Tipo Ia se descubrió a partir del catálogo de SNe de Tipo Ia en galaxias cercanas con distancia conocida. Esta relación distancia-luminosidad (*donde las líneas más anchas son más brillantes*) nos permite usar a las SNe de Tipo Ia como velas estándar para las mediciones de la distancia de las galaxias tan lejanas como 100 Mpc o más [4].

Estos eventos son las fuentes más importantes de núcleos de Hierro a través de la cadena de decaimiento. Hay que dejar en claro que no todos los casos de sistemas binarios producen una SN de éste tipo. Por ejemplo, si la compañera binaria es una estrella de la secuencia principal, la transferencia de masa hacia la enana blanca llevará a la combustión estable de Hidrógeno o Helio en las capas superficiales, los cuales se conocen como sistemas binarios cataclísmicos y novas. Si la compañera es una estrella gigante, el resultado será una estrella simbiótica, y si la compañera fuese una enana blanca, el sistema iría en espiral debido a la pérdida de energía por radiación gravitacional y la fusión de dos enanas blancas podrían producir una SN de Tipo Ia. El punto clave es que el progenitor de una SN de Tipo Ia debe aumentar en masa hacia el límite de Chandrasekhar para que se realice la explosión [1].

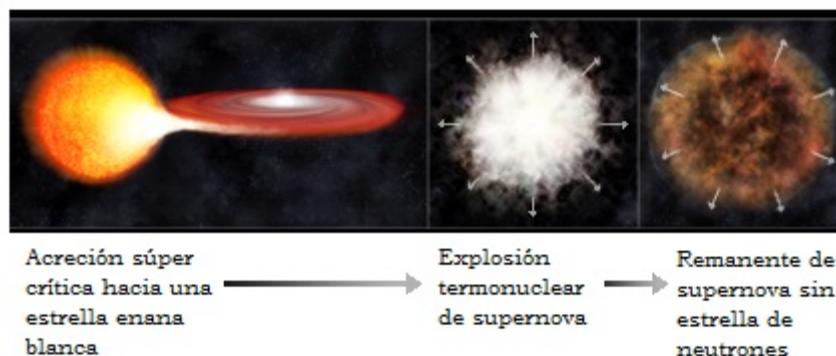


Figura 1.6: Esquema de la evolución de una supernova de Tipo Ia (Basado en: http://chandra.harvard.edu/xray_sources/supernovas.html) [10].

Colapso del núcleo

Las SNe se clasifican dependiendo de sus características espectroscópicas en la luminosidad máxima. Sin embargo, éstas características dependen solamente de la composición del envoltorio, el cual no tiene un rol en el colapso del núcleo y la producción de los rayos cósmicos. Entonces, el colapso del núcleo de estrellas masivas aplica de la misma forma para todas aquellas de Tipos II y Ib/c. Las SNe de colapso del núcleo son la explosión final de estrellas simples con masas entre 8-9 y 40-60 M_{\odot} . La evolución de las estrellas masivas tiene que ver con la combustión sucesiva de cascarones de elementos cada vez más pesados hasta que se forma un núcleo de Hierro. Así, las partes internas de una estrella masiva pueden pensarse como una gran contracción empezando con el nacimiento de la estrella, quemando Hidrógeno en la secuencia principal, y terminando con la formación de un hoyo negro o una estrella de neutrones. Durante el trayecto, la contracción se "pausa", a veces por millones de años, conforme la fusión nuclear provee la energía necesaria para reponer lo que la estrella está perdiendo por radiación y neutrinos (Fig. (1.7)) [1], [5].

La explosión de la estrella se debe a la onda de choque creada cuando el núcleo se colapsa a una estrella de protón-neutrón, la cual eyecta el envoltorio estelar. Las estrellas que son más ligeras que aproximadamente 9 M_{\odot} terminan su vida como enanas blancas (pero pueden explotar como SN de Tipo Ia si pertenecen a múltiples sistemas). Las estrellas que son más pesadas que $\sim 40M_{\odot}$ terminan su vida en una explosión de supernova si tienen la metalicidad (Sección (1.1.2)) inicial suficiente, esto es, abundancia de elementos pesados (especialmente Hierro), lo cual implica una mayor opacidad fotónica. Durante su vida, las estrellas sufren pérdidas de masa significativa a través del viento estelar, llevando a pequeños envoltorios, los cuales pueden explotar cuando el núcleo colapsa a una proto-estrella de neutrones. Las estrellas con un núcleo de baja y media metalicidad con masas de entre 25 y 40 M_{\odot} inicialmente colapsan a una proto-estrella de neutrones, generando una SN débil IIp, y luego se colapsa a un hoyo negro por el incremento de la masa de una proto-estrella de neutrones por el retroceso del envoltorio (Fig. (1.8)) [11].

Las estrellas que tienen un exceso de masa de alrededor de 10 masas solares se creen que pasan por todas las etapas de la fusión nuclear de Hidrógeno, Helio, Carbón, Oxígeno, Neón y Silicio, hasta que la estrella tiene una estructura de tipo cebolla, con un núcleo de Hierro rodeado por cascaras compuestas de elementos con masa atómica decreciente [11].

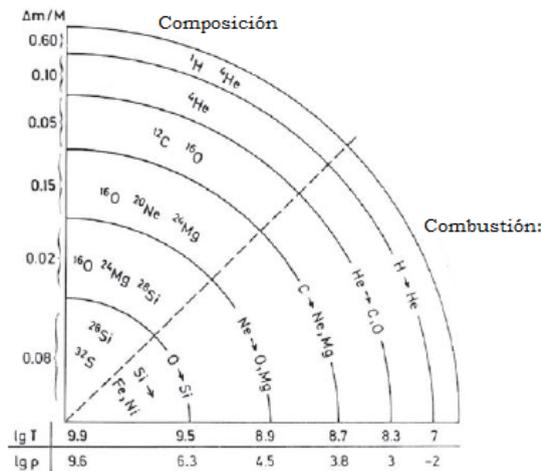


Figura 1.7: Ilustración esquemática de la estructura interior de una estrella altamente evolucionada de $25M_{\odot}$. Se indican sobre los ejes los valores típicos de la masa, densidad (en gcm^{-3}) y temperatura (en K) de los diferentes cascarones (Imagen basada en [1]).

Conforme la temperatura del núcleo aumenta, la escala de tiempo para la combustión nuclear disminuye. En particular, después de la combustión del Helio, las escalas de tiempo se reducen drásticamente debido a la enorme luminosidad por neutrinos, la cual excede a la luminosidad óptica de la estrella. La razón de esto es que, conforme la temperatura central se acerca a los $10^9 K$, se crean las poblaciones térmicas de electrones y positrones. Se crean pares neutrino-antineutrino por aniquilación electrón-positrón y, debido a su muy pequeña sección eficaz para interacciones con materia, éstas escapan sin impedimentos de la estrella. Conforme proceden las reacciones nucleares a través de la secuencia de combustión de Carbono, Neón, Oxígeno y Silicio, las pérdidas por neutrinos aumentan dramáticamente. Debido a que se necesita combustión nuclear para reabastecer la gran pérdida de energía por neutrinos, las escalas de tiempo para las últimas etapas de la cadena de combustión nuclear se hacen cada vez más cortas, y eventualmente se

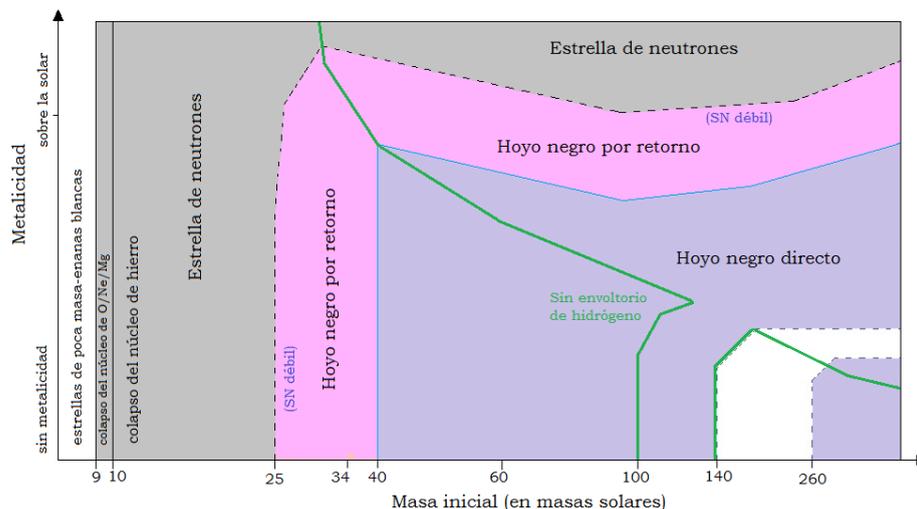


Figura 1.8: Remanentes de estrellas masivas simples como una función de la metalicidad inicial y masa inicial. La línea verde separa el régimen donde las estrellas mantienen su envoltorio de Hidrógeno de las que ya lo han perdido. La línea azul punteada indica el extremo del régimen de la formación de hoyos negros directos (morado). Este dominio es interrumpido por una tira de SN por inestabilidad de pares que no deja remanente (blanco). Fuera del régimen de hoyos negros directos, a menor masa y mayor metalicidad (Sección (1.1.2)), sigue el régimen de formación de hoyos negros por retorno (rosa). Fuera de éste, la zona gris indica la formación de estrellas de neutrones. La masa más baja de las estrellas de neutrones se produce por colapso del núcleo de O/Ne/Mg en vez de colapso del núcleo de Hierro. A masas menores, los núcleos no colapsan y solo se producen enanas blancas (zona blanca del lado izquierdo) (Imagen basada en [11]).

forma un núcleo de Hierro de alrededor de $1.5M_{\odot}$ a temperaturas que exceden los $7.3 \times 10^9 K$. Luego, se producen las demás pérdidas de energía (Tablas (1.2) y (1.3)) [1].

En este punto, el núcleo de Hierro tiene un radio de unos cuantos kilómetros, una densidad central de alrededor de $10^{10} gcm^{-3}$, y su peso esta sostenido por la presión de electrones degenerados relativistas. Como el Hierro es el núcleo mas fuertemente unido, no quedan residuos termonucleares para la combustión. El núcleo se contrae y el aumento en la temperatura causa una fotodisociación (la disociación de una partícula producida por los fotones incidentes) de Hierro [11]. Así, los rayos gamma térmicos llevan a la desintegración del núcleo de Hierro, de la forma



Esta reacción absorbe alrededor de 124 MeV de energía y reduce la energía cinética y la presión de los electrones [11]. El electrón capturado por el núcleo tiene una reacción dada por



donde los electrones energéticos interactúan con protones para formar neutrones a través del proceso de decaimiento β inverso



Los protones libres, favorecidos por la energía de los electrones de Fermi de altas energías, adicionalmente reducen el numero y presión de los electrones (Sección (2.1.2)). En el comienzo del colapso, cuando la densidad del núcleo de Hierro no es muy alta, los neutrinos electrónicos producidos por la captura de los electrones dejan el núcleo, llevándose casi toda la energía cinética de los electrones capturados. El efecto combinado de la fotodisociación y la captura de los electrones bajan la presión de los electrones, decreciendo el valor de la masa de Chandrasekhar, hasta que la masa de Chandrasekhar se vuelve mas pequeña que la masa del núcleo. En este momento, la presión de los electrones degenerados relativistas ya no puede sostener el peso del núcleo y comienza el colapso. Como la densidad y la temperatura aumentan, el proceso anterior ocurre mas rápido, reduciendo aun mas la presión de los electrones y favoreciendo el colapso, que se acelera [11].

De acuerdo con la teoría, las estrellas con masas entre 9 y $10 M_{\odot}$ queman Hidrógeno, Helio y Carbón, pero el núcleo no se calienta lo suficiente como para quemar Oxígeno. Sin embargo, el núcleo contiene Neón y Magnesio a altas densidades, los cuales pueden sufrir una captura de electrones. Como resultado de esto, el núcleo se colapsa y, durante el colapso, el Oxígeno, Neón y Magnesio se convierten en Hierro. Por esto, también en este caso, la energía

de la explosión de la SN se produce por el colapso de un núcleo de Hierro. Al quitar la presión de soporte del núcleo de Hierro, se da el colapso hacia una proto-estrella de neutrones en un tiempo aproximado de 1 s [1], [11].

El colapso de un núcleo produce una estrella de neutrones, y la gran energía gravitacional se libera mayormente como un flujo de rayos cósmicos, con una pequeña fracción como radiación electromagnética y energía cinética de la eyección, lo cual forma la explosión visible. La energía gravitacional liberada es de alrededor de $3 \times 10^{53} \text{ erg}$, con una luminosidad por neutrinos mayor a $10^{15} L_{\odot}$, con $L_{\odot} = 3.828 \times 10^{33} \text{ erg/s}$, lo que corresponde a alrededor del 10% de la masa en reposo del núcleo de Hierro de $1.5 M_{\odot}$. De ésta, solo alrededor del 0.01% se transforma en radiación electromagnética, y el 1% es transformado en energía cinética de la eyección. Se cree que ésta liberación de energía es suficiente para tomarse en cuenta para la energía cinética del material eyectado en la supernova por colapso del núcleo, que es típicamente de alrededor de $(1 - 2) \times 10^{51} \text{ erg}$ (Fig. (1.9)) [1].

Tabla 1.2: Evolución de una estrella de $15 M_{\odot}$ (Basado en [1]).

Etapa	Tiempo	Reacción	Producto	Temperatura ($10^9 K$)
Hidrógeno	11 My	pp CNO	He He, N, Na	0.035
Helio	2 My	$3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$	C O	0.18
Carbón	2000 y	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$	Ne, Na, Mg, Al	0.81
Neón	0.7 y	${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$	O, Mg, Al	1.6
Oxígeno	2.6 d	${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$	Si, S, Ar, Ca	1.9
Silicio	18 d	${}^{28}\text{Si}(\gamma, \alpha)$	Fe, Ni, Cr, Ti, ...	3.3
Colapso del núcleo de Hierro	1 s	Neutronización	Estrella de neutrones	> 7.1

Tabla 1.3: Evolución de una estrella de $15 M_{\odot}$ (Continuación) (Basado en [1]).

Etapa	Densidad (gcm^{-3})	Luminosidad L_{\odot}	Pérdidas de neutrinos (L_{\odot})
Hidrógeno	5.8	28,000	1800
Helio	1390	44,000	1900
Carbón	2.8×10^5	72,000	3.7×10^5
Neón	1.2×10^7	75,000	1.4×10^8
Oxígeno	8.8×10^6	75,000	9.1×10^8
Silicio	4.8×10^7	75,000	1.3×10^{11}
Colapso del núcleo de Hierro	$> 7.3 \times 10^9$	75,000	$> 3.6 \times 10^{15}$

Casos particulares de colapso del núcleo:

- *SN Tipo II_n*. Las supernovas de Tipo II_n, a diferencia de las demás de las que hemos hablado, se producen potencialmente por varios tipos de colapsos del núcleo en diferentes estrellas progenitoras, posiblemente incluso por igniciones de enanas blancas de Tipo Ia, a pesar de que parece que casi todas ellas se produjeron a partir de colapso del núcleo de Hierro en supergigantes luminosas o hipergigantes [1].
- *SN Tipos Ib/c*. Estas supernovas, como las de Tipo II, son estrellas masivas que pasan por colapso del núcleo. Sin embargo, las estrellas que se convierten en supernovas de Tipos Ib y Ic han perdido la mayoría de sus capas exteriores de Hidrógeno debido a vientos estelares fuertes o por la interacción con una compañera. Estas estrellas se conocen como estrellas Wolf-Rayet, y ocurren en alta a moderada metalicidad (Sección (1.1.2)) donde los vientos producidos de forma continua provocan tasas de pérdida de masa lo suficientemente alta. Las observaciones de las supernovas Ib/c no coinciden con la ocurrencia esperada de las estrellas Wolf-Rayet y las explicaciones alternativas para este tipo de supernovas de colapso del núcleo involucran estrellas despojadas de su Hidrógeno por interacciones binarias [1].

Supernova por inestabilidad de pares

Existe otra posibilidad para la creación de supernovas para estrellas extremadamente masivas. De acuerdo con la teoría de la evolución estelar, la temperatura aumenta a varios miles de millones de K en las regiones centrales de las estrellas con masas entre las $140 - 260 M_{\odot}$. A estas temperaturas, el proceso usual de convertir masa en energía a través de la ecuación $E = mc^2$ por reacciones nucleares se invierte, y la energía es convertida en masa en la forma de pares de electrones y positrones. La producción de pares electrón-positrón drena la energía del núcleo de la estrella,

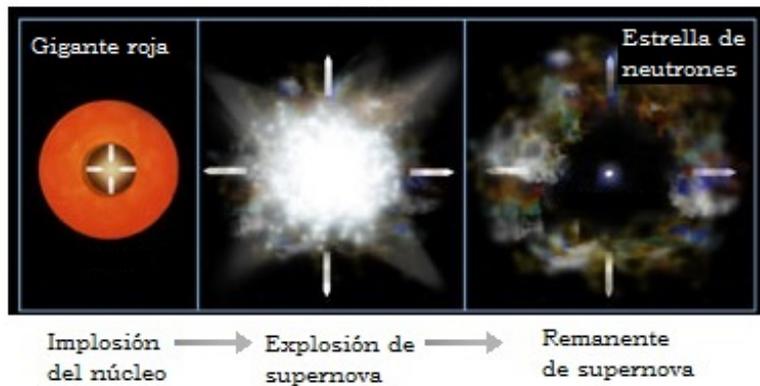


Figura 1.9: Esquema de la evolución de una supernova de Tipo II y Ib/c. Imagen basada en http://chandra.harvard.edu/xray_sources/supernovas.html [10].

perturbando el equilibrio entre el empuje hacia afuera de la presión y el empuje hacia dentro de la gravedad. Esto causa pulsaciones violentas que eyectan una gran fracción de las capas externas de la estrella, y eventualmente rompen a la estrella por completo en una explosión termonuclear. Si existen las supernovas por inestabilidad de pares, serían las explosiones más energéticas en el universo [10].

En estrellas con masas mayores que $\sim 260M_{\odot}$, las pulsaciones serían vencidas por la gravedad, y la estrella colapsaría para formar un hoyo negro sin una explosión. Para estrellas con masas iniciales de $\sim 200M_{\odot}$, éstas producirían abundante Níquel radiactivo. El decaimiento radiactivo de esta gran cantidad de Níquel en Cobalto y otros núcleos liberaría energía hacia los residuos en expansión por varios meses, y crearían una SN ultra brillante. Hasta la fecha solo existe una SN candidata a ser una SN por inestabilidad de pares: SN2006gy, descubierta en el 2006 por el observatorio de rayos X Chandra [10].

1.1.2. Evolución estelar hacia el colapso

Cómo es que una estrella muere, así como que tipo de explosión y remanente produce, depende principalmente de la masa de su núcleo de Helio y su envoltorio de Hidrógeno al morir. Para las estrellas individuales, los vientos estelares son el único medio para la pérdida de masa, y son una función de la metalicidad de la estrella. Definimos a la metalicidad como la abundancia inicial de elementos pesados, especialmente Hierro (no a la abundancia de nuevos elementos pesados, como Carbón y Oxígeno) [11].

Para analizar la evolución de las estrellas masivas en el rango de $9 - 300M_{\odot}$, se usó un modelo estelar calculado sin rotación desde el nacimiento en la secuencia principal hasta la muerte, ya sea como una supernova por colapso del núcleo de Hierro (con masas del núcleo de Helio al momento de la muerte menores a $\sim 65M_{\odot}$), o como una supernova por inestabilidad de pares (con masas del núcleo de Hierro en el momento de la muerte menores a $\sim 65M_{\odot}$ y mayores a alrededor de $135M_{\odot}$). En estos, se presume que el mecanismo de la explosión, como sea que opere, y las propiedades del remanente se determinan por la masa del núcleo de Helio cuando muere la estrella [11].

Conforme la masa del núcleo de Helio aumenta, también aumenta la energía de enlace de las partículas. Debido a esto, un núcleo de Helio más grande también tiene, en promedio, una masa del núcleo de Hierro mayor y un gradiente de densidad menor alrededor de éste núcleo. Consecuentemente, es más difícil que éstas estrellas exploten. Aún en explosiones exitosas, donde se produce un fuerte choque hacia afuera, la masa puede más tarde retornar hacia un remanente de una estrellas de neutrones, convirtiéndola, de segundos a cientos de horas, en un hoyo negro. Por esto, se hace una distinción entre los hoyos negros que se producen de forma inmediata o "directa" y los que se producen por retorno. Se ha estimado que la masa del núcleo de Helio para la cual se puede asegurar la formación de un hoyo negro por retorno es de alrededor de $8M_{\odot}$ (para una estrella de $\lesssim 25M_{\odot}$ de la secuencia principal) y la formación de un hoyo negro directo ocurre para núcleos de Helio sobre $15M_{\odot}$ (para una estrella de $40M_{\odot}$ de la secuencia principal sin pérdida de masa). Se asume que una masa bariónica remanente sobre $2.0M_{\odot}$ producirá un hoyo negro [11].

Mientras que la masa del núcleo de Helio gobierna el mecanismo de explosión, el envoltorio de Hidrógeno es mayormente responsable en la determinación del espectro (en el pico) y la curva de luz de las supernovas comunes de Tipo II. Las estrellas que tienen envoltorios masivos de Hidrógeno cuando mueren serán de Tipo IIp; los envoltorios de poca masa darán Tipos III y IIb, etc. Como excepción se encuentran las supernovas de Tipos Ib y Ic, cuyas curvas

de luz dependen de forma sensible del núcleo de Helio, debido a que perdieron todo el envoltorio de Hidrógeno. Las curvas de luz de los Tipos Ib, Ib y Ic también son sensibles a la cantidad de ^{56}Ni hecha durante la explosión (Sección (??subsubsec: Colapso del núcleo)) [11].

El proceso físico que conecta a la evolución final de una estrella con su metalicidad es su pérdida de masa. Las estrellas de baja metalicidad tienen menor pérdida de masa y núcleos de Helio más grandes, así como envoltorios de Hidrógeno cuando mueren. Además, la metalicidad también afecta si la estrella presupernova es una supergigante roja o azul. Se cree que la pérdida de masa producida por el viento es dependiente de la metalicidad [11].

Propiedades del remanente. Se asume que las estrellas debajo de $\sim 9M_{\odot}$ no forman núcleos lo suficientemente masivos para el colapso, por lo que terminan sus vidas como enanas blancas. Justo arriba de esta masa, se encuentra un rango estrecho, $\sim 9 - 10M_{\odot}$, donde se forman los núcleos degenerados Oxígeno-Neón, los cuales colapsan a través del proceso de captura de electrones y hacen una estrella de neutrones, o pierden sus envoltorios y hacen enanas blancas. Arriba de $\sim 10M_{\odot}$, el colapso del núcleo es la única alternativa. Sobre las $40M_{\odot}$, las estrellas con baja metalicidad forman hoyos negros directamente, mientras que a altas metalicidades, los hoyos negros de masas menores se producen por retorno hasta que, finalmente, solo se producen estrellas de neutrones. Se asume que los vientos son mayores en estrellas de masas mayores, así que la metalicidad en la cual ocurre ésta transición, decrece con la masa, pero arriba de $\sim 100M_{\odot}$, este límite aumentará de nuevo por una masa inicial lo suficientemente alta [11].

A metalicidades bajas, también hay un rango de masas para estrellas masivas que no dejan un remanente: éstas son las supernovas por inestabilidad de pares. Si el núcleo de Helio excede $\sim 65M_{\odot}$, correspondiente con estrellas sin pérdida de masa, con una masa inicial de $\sim 140M_{\odot}$, la inestabilidad de pares pulsacional se hace tan violenta que la estrella es alterada por completo. Cuando la masa del núcleo de Helio al final de la combustión del Carbono central excede $\sim 135M_{\odot}$ para estrellas sin rotación (con una masa inicial de $\sim 260M_{\odot}$ sin pérdida de masa), la fotodesintegración en el centro lleva al colapso hacia un hoyo negro muy masivo ($\gtrsim 100M_{\odot}$), de nuevo formando un hoyo negro directamente. Sin embargo, conforme aumenta la metalicidad, la pérdida de masa cambia el régimen de las supernovas de inestabilidad de pares hacia masas iniciales mayores. Aún a metalicidades mayores, estas supernovas no ocurren, ya que las estrellas progenitoras son inestables en sus pulsaciones (Sección (1.4.2)) [11].

1.2. Límite de Chandrasekhar

En 1931 Chandrasekhar descubrió que las enanas blancas tienen una masa máxima, de alrededor de $1.4M_{\odot}$, límite sobre el cual la estrella colapsa. En 1932 Landau presentó la siguiente derivación cualitativa del límite de Chandrasekhar, la cual puede ser aplicada también a los cálculos del límite de la estabilidad de las estrellas de neutrones al reemplazar electrones por neutrones [4].

1.2.1. El principio de exclusión de Pauli

Cualquier sistema consiste de estados cuánticos que se identifican por un conjunto de números cuánticos. Si suponemos una caja con partículas de gas, estará llena con ondas estáticas de De Broglie que se pueden describir por tres números cuánticos (especificando las componentes de la partícula del momento en cada una de las tres direcciones). Si las partículas de gas son fermiones (como electrones o neutrones), entonces el principio de exclusión de Pauli permite al menos un fermión en cada estado cuántico, ya que dos fermiones no pueden tener el mismo conjunto de números cuánticos. En el gas ambiental a una temperatura y presión estándar, solo uno de cada 10^7 estados cuánticos está ocupado, y las limitaciones impuestas por el principio de exclusión de Pauli se vuelven insignificantes. El gas ordinario tiene una presión térmica que está relacionado a su temperatura por la ecuación de los gases ideales ($PV = nRT$, donde P es la presión, V el volumen, n el número de moles, $R = 8.31 \times 10^7 \text{ ergK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ es la constante de los gases y T es la temperatura en el gas). Sin embargo, conforme se remueve la energía del gas y su temperatura cae, una fracción cada vez más grande de las partículas son forzadas hacia los estados de energía menores [12].

Si las partículas del gas son fermiones, solo una partícula es permitida en cada estado; entonces, todas las partículas no pueden desplazarse hacia el estado base. En vez de esto, conforme la temperatura del gas baja, los fermiones llenarán los estados disponibles sin ocupar más bajos, comenzando con el estado base, y entonces ocuparán exitosamente los estados excitados con la menor energía. Incluso en el límite $T \rightarrow 0\text{K}$, el movimiento vigoroso de los fermiones en los estados excitados producen la presión en el gas de fermiones [12]. A temperatura cero, se ocupan todos los estados de energía menores y ninguno de los estados de energía mayores. Así, se dice que este gas de fermiones está completamente degenerado. A la máxima energía de cualquier electrón en un gas completamente degenerado a $T = 0\text{K}$ se le conoce como la *energía de Fermi* ϵ_F , definida como

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}, \quad (1.5)$$

donde $\hbar = h/2\pi$ es la constante de Planck reducida ($h = 6.62 \times 10^{-27} \text{ erg/s}$, $\hbar = 1.05 \times 10^{-27} \text{ erg/s}$), $n \equiv N_e/L^3$ el número de electrones por unidad de volumen y m la masa del fermión [12]. A cualquier temperatura cercana al cero absoluto, algunos de los estados con una energía menor que ϵ_F se liberarán conforme los fermiones usan su energía térmica para ocupar otros estados más energéticos. A pesar de que la degeneración no estará precisamente completa cuando $T > 0K$, la asunción de una degeneración completa es una buena aproximación para las densidades que se encuentran en el interior de una enana blanca [12]. Para la ionización completa, el número de electrones por unidad de volumen es

$$n_e = \left(\frac{Z}{A}\right) \frac{\rho}{m_H}, \quad (1.6)$$

donde Z y A son los números de protones y nucleones en el núcleo de la enana blanca y m_H es la masa del átomo de Hidrógeno [12]. Así, la energía de Fermi es proporcional a la densidad de la forma

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left[3\pi^2 \left(\frac{Z}{A}\right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{2/3}. \quad (1.7)$$

1.2.2. Presión de degeneración electrónica

Para encontrar la presión de degeneración electrónica, se combinan dos ideas clave en la mecánica cuántica:

- *El principio de exclusión de Pauli.* Permite a un solo electrón en cada estado cuántico [12].
- *El principio de incertidumbre de Heisenberg.* Definida por

$$\Delta x \Delta p_x \approx \hbar, \quad (1.8)$$

el cual requiere que un electrón confinado a un pequeño volumen del espacio tenga una alta incertidumbre correspondiente en su momento, con $p = mv$, donde m es la masa de la partícula y v su velocidad. Ya que el valor mínimo del momento del electrón, p_{min} es aproximadamente Δp , los electrones que se encuentran más estrechamente confinados tendrán un momento mayor [12].

Cuando se hace la asunción de que todos los electrones tienen el mismo momento p , se obtiene a la presión integral como

$$P \approx \frac{1}{3} n_e p v, \quad (1.9)$$

donde n_e es el número de densidad electrónica total. En un gas completamente degenerado de electrones, los electrones están acomodados lo más juntos posible, y para un número de densidad electrónico uniforme de n_e , la separación entre los electrones vecinos es de $\sim n^{-1/3}$. Sin embargo, para satisfacer el principio de exclusión de Pauli, los electrones deben mantener sus identidades como partículas diferentes, y la incertidumbre en sus posiciones debe mantener su separación física. Tomando $\Delta x \approx n^{-1/3}$ para el caso límite de la degeneración completa, se puede usar el principio de incertidumbre de Heisenberg para estimar el momento de un electrón [12]. Así

$$p_x \approx \Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \hbar n_e^{1/3}. \quad (1.10)$$

En un gas tridimensional, cada una de las direcciones es igualmente probable, por lo que $p_x^2 = p_y^2 = p_z^2$, lo que implica que $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = 3p_x^2$, o $p = \sqrt{3}p_x$. Usando la ec. (1.6), se tiene que

$$p \approx \sqrt{3} \hbar \left[\left(\frac{Z}{A}\right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{1/3}. \quad (1.11)$$

Para electrones no relativistas, la velocidad es $v = p/m_e \approx \frac{\sqrt{3}\hbar^2}{m_e} n_e^{1/3}$, esto es

$$v \approx \frac{\sqrt{3}\hbar^2}{m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{1/3}. \quad (1.12)$$

Sustituyendo (1.6), (1.10) y (1.12) en (1.9), se obtiene la presión de degeneración como

$$P \approx \frac{\hbar^2}{m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3}. \quad (1.13)$$

Tomando la expresión exacta para la presión debida a un gas electrónico no relativista completamente degenerado

$$P = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{5/3}, \quad (1.14)$$

y tomando la ec. (1.6), se obtiene que la presión debida a un gas completamente degenerado no relativista es

$$P = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3}. \quad (1.15)$$

Luego, se define al estimado de la presión central como

$$P_c \approx \frac{2}{3} \pi G \rho^2 R_{wd}^2. \quad (1.16)$$

La relación entre el radio R_{wd} de una enana blanca y su masa M_{wd} se puede encontrar al igualar la ec. (1.16) con la presión de degeneración electrónica (1.15)

$$\frac{2}{3} \pi G \rho^2 R_{wd}^2 = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{5/3}. \quad (1.17)$$

Usando que $\rho = M_{wd}/\frac{4}{3}\pi R_{wd}^3$ (asumiendo densidad constante), esto lleva a un estimado del radio de la enana blanca

$$R_{wd} \approx \frac{(18\pi)^{2/3}}{10} \frac{\hbar^2}{G m_e M_{wd}^{1/3}} \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{1}{m_H} \right]^{5/3}, \quad (1.18)$$

donde $G = 6.67 \times 10^{-11} \frac{Nm^2}{kg^2}$ es la constante de gravitación universal, R_{wd} es el radio y M_{wd} es la masa de la enana blanca [12]. A partir de esto, se tiene que $M_{wd}V_{wd} = cte$, esto es, el volumen de una enana blanca es inversamente proporcional a su masa, por lo que entre más masiva es una enana blanca, es más pequeña. A esto se le conoce como la *relación masa-volumen*. Esta relación es el resultado de la estrella obteniendo su soporte de la presión de degeneración electrónica, ya que los electrones deben estar más estrechamente confinados para generar la mayor presión de degeneración requerida para soportar una estrella más masiva. De acuerdo con esta relación, el acumular más y más masa en una enana blanca, eventualmente resultará en el encogimiento de la estrella a un volumen cero conforme su masa se vuelve infinita. Debido a que los electrones se mueven más lentamente de lo que indica la ec. (1.12), hay menos presión electrónica disponible para soportar a la estrella. Entonces, una enana blanca masiva es menor que lo que se predice por la relación masa-volumen: hay un límite para la cantidad de materia que puede ser soportada por la presión de degeneración electrónica [12].

1.2.3. Inestabilidad dinámica

Las enanas blancas son dinámicamente estables, por lo que si sufren una pequeña perturbación, regresarán a su estructura de equilibrio en vez de colapsar. Sin embargo, en el extremo relativista, se debe usar la velocidad de los electrones $v = c$ en vez de la ec. (1.12) para encontrar la presión de degeneración, de la forma

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{\rho}{m_H} \right]^{4/3}. \quad (1.19)$$

De esta forma, el más ligero cambio en el equilibrio provocará que la enana blanca colapse conforme la presión de degeneración electrónica cae. Cuando la estrella se acerca a este caso límite, se da el colapso del núcleo degenerado en una supergigante que envejece, lo que resulta en una supernova por colapso del núcleo [12].

1.2.4. Estimación del límite de Chandrasekhar

Se puede encontrar un valor aproximado para la masa máxima de la enana blanca al igualar al estimado de la presión central (1.16) con (1.19), definiendo $\rho = M_{wd}/\frac{4}{3}\pi R_{wd}^3$ y $Z/A = 0.5$. Así, el radio de la enana blanca se cancela, y se obtiene

$$M_{Ch} \sim \frac{3\sqrt{2}\pi}{8} \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{3/2} \left[\left(\frac{Z}{A}\right) \frac{1}{m_H}\right]^2 = 0.44M_{\odot}, \quad (1.20)$$

para la masa más grande posible. Una derivación precisa con $Z/A = 0.5$ resulta en un valor de $M_{Ch} = 1.44M_{\odot}$, lo que se conoce como la *Masa de Chandrasekhar*. No se ha encontrado una enana blanca con una masa que exceda al límite de Chandrasekhar [12].

1.3. Nucleosíntesis

Las explosiones de supernova son el origen de la mayoría de los elementos pesados encontrados en la naturaleza. Hay dos formas diferentes en las cuales puede ocurrir la nucleosíntesis en las estrellas:

- *Nucleosíntesis hidrostática en estado estable*. Los elementos se producen sucesivamente en una secuencia de combustión del núcleo y el cascarón (Fig. (1.7)). Muchos de los elementos comunes hasta el pico de Hierro se sintetizan de ésta forma, y luego son expelidos hacia el medio interestelar en las explosiones de supernova.
- *Nucleosíntesis explosiva*. El procesamiento nuclear posterior a la nucleosíntesis hidrostática en estado estable puede ocurrir por éste proceso, que ocurre durante la explosión de supernova. A diferencia de la nucleosíntesis hidrostática, la nucleosíntesis explosiva resulta en una distribución de abundancias de elementos fuera de equilibrio. Otro aspecto importante de ésta es lo que se conoce como el *proceso r*.

1.3.1. El proceso r

Involucra la creación de las condiciones en las cuales los elementos del grupo de Hierro son irradiadas por neutrones, los cuales se añaden exitosamente a éstos núcleos antes de pasar por decaimientos β (Sección (2.1.2)). Como resultado, el exceso de neutrones encontrado en elementos pesados más allá del grupo de Hierro se pueden sintetizar, pero requieren de un ambiente donde se crea un gran flujo de neutrones. Se cree que estas condiciones ocurren unos segundos después del colapso del núcleo de Hierro hacia una proto-estrella de neutrones. Se produce un gran flujo de neutrinos y antineutrinos que duran alrededor de 10 segundos durante la formación de la estrella de neutrones. Estos interactúan con los pares electrón-positrón y los neutrones y protones libres en la atmósfera de la estrella de neutrones. Las capas externas de la estrella de neutrones son ricas en neutrones, por lo que los antineutrinos en el viento de enfriamiento son más abundantes que los neutrinos. En las interacciones resultantes con neutrones y protones en la atmósfera de la estrella de neutrones, se crea un exceso de neutrones. Conforme el flujo de salida se enfría, los protones y neutrones se combinan para crear partículas- α (Sección (2.1.2)), que a su vez crean núcleos hasta el grupo de Hierro. En el ambiente rico en neutrones, éstos núcleos semilla del grupo de Hierro se convierten entonces en elementos pesados más allá del pico de Hierro por el proceso-r. Se cree que $10^{-5}M_{\odot}$ de material del viento son eyectadas, y alrededor del 10 - 20% consiste de elementos del proceso-r, los cuales serían suficientes para explicar sus abundancias observadas [1].

Así, la formación de los elementos pesados no depende de la abundancia pre-existente de elementos del pico de Hierro, sino que se puede pensar como un proceso primario de producción de elementos pesados. Los elementos pesados se sintetizan directamente en las condiciones extremas de la atmósfera de una proto-estrella de neutrones y toda traza del material a partir del cual se forma la estrella de neutrones es eliminada. Entonces, las abundancias de elementos pesados no dependen de la historia nucleosintética pasada del material estelar (Tablas (1.4), (1.5), (1.6)) [1].

1.4. Remanentes de supernova

Un *remanente de supernova* (SNR por sus siglas en inglés) es la estructura resultante de la explosión de una estrella en una SN. El SNR está delimitado por una onda de choque expansiva, y consiste de material eyectado que se expande por la explosión, y el material interestelar que barre con él y choca en el camino. El 99% de la energía de una SN es liberada en la forma de neutrinos energéticos; la energía que queda es convertida en energía cinética,

Tabla 1.4: Procesos importantes en la síntesis de varios isotopos. Se enuncian primero los isotopos más importantes, y después los secundarios (Basado en [1]).

Proceso	Isotopo
<i>H</i>	$^{13}\text{C}, ^{14}\text{N}, ^{17}\text{O}, ^{18}\text{O}$
<i>He</i>	$^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{19}\text{F} (?), ^{22}\text{Ne}, ^{37}\text{Cl}$
<i>C</i>	$^{20}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne}, ^{23}\text{Na}, ^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Mg}, ^{37}\text{Cl}$ $^{40}\text{Ar}, ^{43}\text{Ca}, ^{46}\text{Ca}, ^{58}\text{Fe}, ^{59}\text{Co}, ^{61}\text{Ni}, ^{63}\text{Cu}$
<i>Ne</i>	$^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{29}\text{Si}$ $^{30}\text{Si}, ^{31}\text{P}, ^{36}\text{S}, ^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{K}, ^{46}\text{Ca}, ^{45}\text{Sc}$
<i>O</i>	$^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}, ^{34}\text{S}, ^{38}\text{Ar}, ^{42}\text{Ca}, ^{62}\text{Ni}, ^{63}\text{Cu}$
<i>Si</i>	-

Isotopos productos de la nucleosíntesis de diferentes procesos. Estos son: H → combustión de hidrógeno, He → combustión hidrostática de Helio, C → combustión hidrostática de Carbono, Ne → combustión hidrostática de Neón, O → combustión hidrostática de Oxígeno, Si → combustión hidrostática de Silicio.

Tabla 1.5: Procesos importantes en la síntesis de varios isotopos. Se enuncian primero los isotopos más importantes, y después los secundarios (continuación) (Basado en [1]).

Proceso	Isotopo
<i>EH</i>	$^{13}\text{C}, ^{17}\text{O}, ^{18}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{22}\text{Na}$
<i>EHe</i>	$^{35}\text{Cl}, ^{39}\text{K}, ^{40}\text{K}, ^{43}\text{Ca}, ^{44}\text{Ca}, ^{45}\text{Sc}$
<i>EC</i>	$^{29}\text{Si}, ^{36}\text{S}, ^{40}\text{K}, ^{46}\text{Ca}$
<i>ENe</i>	$^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Mg}, ^{26}\text{Al}, ^{27}\text{Al}, ^{29}\text{Si}, ^{30}\text{Si}, ^{31}\text{P}, ^{36}\text{S}, ^{35}\text{Cl}$ $^{40}\text{K}, ^{46}\text{Ca}, ^{45}\text{Sc}, ^{50}\text{V}, ^{58}\text{Fe}, ^{61}\text{Ni}, ^{62}\text{Ni}, ^{64}\text{Ni}, ^{63}\text{Cu}, ^{65}\text{Cu}$
<i>EO</i>	$^{28}\text{Si}, ^{30}\text{Si}, ^{32}\text{S}, ^{33}\text{S}, ^{34}\text{S}, ^{35}\text{Cl}, ^{37}\text{Cl}, ^{36}\text{Ar}$ $^{38}\text{Ar}, ^{39}\text{K}, ^{40}\text{Ca}, ^{42}\text{Ca}, ^{46}\text{Ti}, ^{50}\text{Cr}, ^{54}\text{Fe}$
<i>ESi</i>	$^{36}\text{Ar}, ^{40}\text{Ca}, ^{50}\text{Cr}, ^{54}\text{Fe}, ^{58}\text{Ni}$

Isotopos productos de la nucleosíntesis de diferentes procesos. Estos son: EH → combustión explosiva de Hidrógeno, EHe → combustión explosiva de Helio (SN Tipo I), EC → combustión explosiva de Carbono, EO → combustión explosiva de Oxígeno, ESi → combustión explosiva de Silicio.

acelerando el material estelar a velocidades mayores a la velocidad del sonido (supersónicas) y provocando una onda de choque que se mueve hacia las afueras desde la estrella central. El material estelar a alta velocidad es aventado hacia las afueras, hacia el medio interestelar (ISM por sus siglas en inglés), comprimiendo y calentando el gas ambiental y barriéndolo y compactándolo, como lo haría una barredora de nieve. El ISM se enriquece con el material interestelar barrido durante la explosión. El material en expansión, y cualquier material adicional que recoja la explosión conforme viaja a través del medio interestelar, forma el SNR. La explosión de SN resultante expelle mucho o todo el material estelar con velocidades tan altas como 10% de la velocidad de la luz, esto es, hasta 30,000 km/s; esta eyección es supersónica. Entonces, una onda de choque fuerte se forma delante de la eyección, y esta calienta el plasma superior hasta temperaturas arriba de los millones de K. El choque comienza a bajar de forma continua con el tiempo mientras barre el medio ambiente, pero puede expandirse sobre cientos o miles de años y sobre cientos de parsecs antes de bajar su velocidad por debajo de la velocidad de la luz (Sección (1.1.1)) (Fig. (1.10)) [13].

Uno de los remanentes de supernova más jóvenes se formó por SN1987A (Fig. (1.2)), una supernova en *La Gran Nube de Magallanes* que fue observada en Febrero de 1987. Otros SNR bien conocidos incluyen a la nebulosa del Cangrejo (Fig. (1.3)), Tycho -el remanente de SN1572- y Kepler -el remanente de la SN1064- [13].

1.4.1. Tipos de SNR

A pesar de que en un modelo simple de la explosión de un SN, la energía de ésta es depositada de manera uniforme en todas direcciones y el material ambiental es barrido en un cascarón uniforme y esférico, en la realidad los remanentes son mucho más complicado que éste. Las pequeñas diferencias en las condiciones iniciales de los progenitores, como eyecciones de masa previas, pueden tener efectos importantes en la propagación de la eyección. Condiciones externas, como aumentos en la densidad en el ISM donde explota la SN pueden modelar y dar forma a la morfología del remanente. Además, las inestabilidades Rayleigh-Taylor pueden provocar que la superficie del choque hacia afuera se rompa, mezclando el ambiente y los gases estelares (Sección (1.1.1)) [13].

Tabla 1.6: Procesos importantes en la síntesis de varios isotopos. Se enuncian primero los isotopos más importantes, y después los secundarios (continuación) (Basado en [1]).

Proceso	Isotopo
EH^c	^{15}N
EHe^c	$^{47}Ti, ^{49}Ti, ^{61}Ni, ^{64}Zn$
EC^c	-
ENe^c	-
EO^c	^{41}K
ESi^c	$^{48}Ti, ^{49}Ti, ^{51}V, ^{52}Cr, ^{53}Cr, ^{55}Mn, ^{56}Fe, ^{57}Fe$
nse	^{56}Fe
nse^c	$^{55}Mn, ^{57}Fe$
$nnse$	$^{48}Ca, ^{50}Ti, ^{50}V, ^{54}Cr$
αnse	^{58}Ni
αnse^c	$^{56}Fe, ^{57}Fe, ^{59}Co, ^{60}Ni, ^{61}Ni, ^{62}Ni, ^{64}Zn$

Isotopos productos de la nucleosíntesis de diferentes procesos. Estos son: $nse \rightarrow$ Equilibrio Estadístico Nuclear, $nnse \rightarrow$ Equilibrio Estadístico Nuclear rico en neutrones, $\alpha nse \rightarrow$ congelamiento de nse rico en α 's, $^c \rightarrow$ progenitor radioactivo.

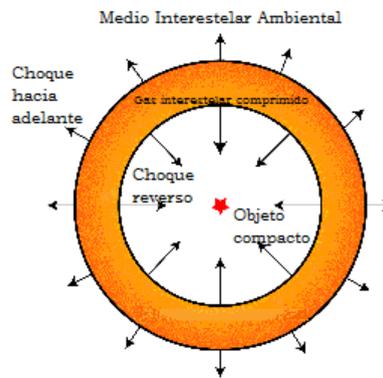


Figura 1.10: Esquema de la evolución de un SNR. Imagen basada en <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/snrs/snrstext.html> [13].

Con esto en cuenta, se han definido tres tipos de SNR:

- **Tipo cascarón.** Conforme la onda de choque de proveniente de la explosión de supernova se expande a través del espacio, se calienta y revuelve con cualquier material interestelar que se encuentre a su paso, lo cual produce un gran cascarón de material caliente. Se puede ver entonces una estructura de tipo anillo debido a que, al ver dentro del cascarón, hay más gas caliente sobre nuestra línea de visión (en las orillas) que la vista en el centro. Un ejemplo de éste es el remanente de supernova *Cygnus Loop* (Fig. 1.11) [14].
- **Tipo cangrejo.** Estos remanentes son llamados también *pulsar wind nebula* o pleriones, y parecen más un mancha que un anillo, en contraste con los de tipo cascarón. La nebulosa se llena con electrones de altas energías que son lanzados desde un púlsar en el centro. Estos electrones interactúan con el campo magnético a través de la radiación de sincrotrón y emiten rayos X, luz visible y ondas de radio. La nebulosa más famosa de este tipo es la nebulosa del cangrejo, y otros ejemplos son G11.2-0.3 o G21.5-0.9 (Figs. 1.12) [14].
- **Tipo compuesto.** Son una mezcla entre el tipo cascarón y el tipo cangrejo. Parecen ser de tipo cascarón, de tipo cangrejo o ambos, dependiendo de que parte del espectro electromagnético se les está observando. Hay dos tipos: térmico y pleriónico.
 - **Tipo térmico compuesto.** Parecen ser de tipo cascarón en la frecuencia de radio (por radiación de sincrotrón). En rayos X, sin embargo, parecen ser de tipo cangrejo, pero a diferencia de las de tipo cangrejo reales, su espectro de rayos X tiene líneas espectrales, indicativo de gas caliente. Un ejemplo de éste tipo es el SNR W44 (Fig. 1.13) [14].
 - **Tipo Pleriónico compuesto.** Parecen ser de tipo cangrejo tanto en la longitud de radio como en la de rayos X, sin embargo, también tienen cascarones. Su espectro de rayos X en el centro no muestra líneas



Figura 1.11: Imagen del remanente de supernova Cygnus Loop, capturada con el telescopio Hubble. Se observa la frontera de un frente de onda de tipo burbuja que se expande a partir de una explosión estelar colosal, la cual ocurrió hace aproximadamente 15,000 años. Conforme la onda de choque se estrella con las nubes tenues de gas interestelar, la colisión resultante calienta y comprime el gas, provocando que brille, lo cual ayuda a revelar la estructura del medio interestelar. Una hebra azulada de luz que viaja de izquierda a derecha con una velocidad de 5 millones de kilómetros podría ser un lazo de gas eyectado por la supernova alcanzando a la onda de choque, la cual ha sido ralentizada por el barrido del material interestelar. El Cygnus Loop aparece como un anillo débil de gases brillantes de aproximadamente 3 grados de lado a lado, localizado en la constelación del Cisne, a unos 2,600 años luz de distancia. Imagen tomada de: <http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image-feature-688.html> [15].



Figura 1.12: Imágenes a color real en rayos X de los SNR galácticos. Izquierda: G011.2-00.3, que consta de un cascarón circular exterior con una fuente central. Derecha: G0 21.5-00.9, que muestra a un plerión interno moderadamente brillante y a un púlsar, así como un espectro continuo en todas direcciones, aún en la región externa. Ambas imágenes fueron captada por el Chandra X-Ray Observatory. Imágenes tomadas de <http://hea-www.cfa.harvard.edu/ChandraSNR> [16].

espectrales, pero su espectro de rayos X cerca del cascarón sí tiene líneas espectrales [14].



Figura 1.13: Imagen del SNRW44 realizada por el Herschel Space Observatory, la cual consiste de un cascarón en expansión de polvo caliente y una burbuja de gas extremadamente caliente. Las nubes de gas más caliente aparecen en color violeta, y las regiones de color rojo son el polvo mucho más frío. Imagen tomada de: <http://sci.esa.int/herschel/51096-herschel-image-of-supernova-remnant-w44/> [17].

1.4.2. Etapas de un remanente de supernova

La mayoría de las características observacionales de los remanentes de supernova de tipo cascarón se pueden describir en términos de consideraciones generales de la expansión supersónica de una esfera de gas muy caliente

en el medio interestelar difuso [1]. La evolución dinámica de un remanente de supernova puede dividirse en cuatro etapas:

1. **Expansión libre de la eyección, hasta que barre su propio peso en medio estelar circundante (circunestelar) o interestelar.** La energía liberada en la explosión de supernova se deposita en el envoltorio de la estrella, el cual se calienta a muy altas temperaturas y eyectado a velocidades de alrededor de $(10 - 20) \times 10^3 \text{ kms}^{-1}$. En una esfera que se expande uniformemente, la velocidad radial del gas en expansión es proporcional a la distancia radial desde su centro, y la esfera permanece sin acelerar mientras la masa del gas interestelar barrido durante la expansión sea mucho menor que la masa del gas eyectado. Las distribuciones de la densidad y la presión son dependientes de las condiciones iniciales.
Si la temperatura dentro de la esfera en expansión es uniforme, decrece adiabáticamente (sin intercambio de calor) conforme la esfera se expande. Ya que la velocidad de expansión es altamente supersónica (con velocidad mayor a la del sonido), se forma un frente de onda delante de la esfera en expansión. Entonces, hay una discontinuidad abrupta entre la esfera del gas en expansión y el material barrido. La frontera entre la esfera de gas y el material barrido inmediatamente después se conoce como *discontinuidad de contacto*. En estas condiciones, una onda de choque corre adelante de la discontinuidad de contacto y la frontera se calienta a altas temperaturas. Como las explosiones de supernova son altamente supersónicas con respecto a la velocidad del sonido del gas interestelar, el gas chocado debe ser calentado a muy altas temperaturas (por lo que no es raro que los remanentes de supernova jóvenes sean emisores intensos de rayos X). [1].
2. **Barrido del envoltorio del gas circunestelar e interestelar chocado - fase de "Blast Wave".** Cuando la masa barrida se hace mayor a la masa eyectada, la dinámica se puede describir por la solución de onda de choque de *Sedov-Taylor*. Durante ésta fase, toda la dinámica está determinada por la masa total del gas en expansión, que ahora ha sido prácticamente barrida por el gas interestelar, y la energía liberada en la explosión inicial. Cuando la desaceleración de la esfera en expansión se vuelve significativa, hay cambios importantes en las distribuciones de la temperatura, densidad y presión dentro de la esfera. La más importante es que los cascarones externos de la esfera en expansión se desaceleran primero, con lo que el material dentro de la esfera alcanza al material en las capas externas. Por lo tanto, la densidad de materia comienza a aumentar en la frontera de la esfera en expansión. Conforme la desaceleración continúa, el flujo de gas en las capas externas se hace supersónico relativo a la velocidad del sonido dentro de la misma esfera, y se forma una onda de choque en la orilla interna de las capas externas comprimidas. La formación de ésta onda de choque interna tiene el efecto de recalentar fuertemente la materia en los cascarones externos. El resultado es que, aunque el material dentro de la esfera se enfrió durante la fase adiabática, el gas es recalentado por la conversión de una gran fracción de la energía cinética de expansión de nuevo hacia recalentarse. La onda de choque interno se propaga hacia atrás a través del gas en expansión hacia el origen, y en el proceso, calienta todo el gas eyectado. Mientras que en la fase (1), la energía cinética de expansión del gas estaba siendo comunicada al gas interestelar barrido, en la fase de desaceleración la energía cinética es relanzada hacia el gas eyectado (este gas calentado es un emisor fuerte de rayos X suaves, consistente con las imágenes en rayos X de los SNR). [1].
3. **Enfriamiento del envoltorio o cascaron, para formar un envoltorio delgado ($<1 \text{ pc}$) y denso (1-100 átomos por metro cubico) que rodea al interior caliente (de algunos millones de Kelvin) - fase de "snowplough".** Conforme el remanente continúa expandiéndose, la temperatura en la región detrás de la onda de choque, quien ahora contiene la mayor parte de la masa en expansión, cae debajo de los 10^6 K , y el enfriamiento por líneas de emisión de iones pesados se vuelve importante. La compresión resultante para preservar la presión de balance en el frente de choque aumenta y el cascarón forma una "snowplough" densa (similar a una bola de nieve barrida por una barredora de nieve). Los remanentes más viejos están asociados con esta etapa, y las líneas de emisión óptica de Oxígeno y Azufre observadas desde los filamentos del cascarón están asociadas con el gas en enfriamiento [1].
4. **Fusión con el medio interestelar circundante.** La expansión se vuelve eventualmente subsónica (debajo de la velocidad del sonido), $v \leq 20 \text{ kms}^{-1}$, y el SNR pierde su identidad. Luego, es dispersada por movimientos aleatorios en el medio interestelar (Fig. (1.10)) [1].

Capítulo 2

Procesos radiativos

Una explosión de Supernova lanza el material de su progenitor supersónicamente hacia el espacio interestelar formando una onda de choque no colisionada justo delante de la eyección estelar. La gran cantidad de energía cinética liberada por una supernova, típicamente de unos 10^{51} ergs es inicialmente llevada por la eyección en expansión y es luego transferida a las energías cinética y térmica del gas interestelar (ya chocado) y las partículas relativistas. El gas después del choque y las partículas relativistas producen las emisiones térmicas y no térmicas de un SNR. El mecanismo de *Aceleración de Choque Difusiva* (DSA por sus siglas en inglés) puede explicar la producción de partículas relativistas. Dicho mecanismo predice generalmente que una fracción sustancial de la energía del choque es transferida a los protones relativistas. En efecto, si los SNR son los sitios principales de aceleración de los rayos cósmicos galácticos, entonces del 3 al 30% de la energía cinética de la supernova debe terminar por ser transferida a los protones relativistas (Secciones (2.1.4), (2.1.3)) [18].

Se cree que los rayos cósmicos con energías arriba de 10^{15} eV son acelerados en choques fuertes de SNRs. Los observatorios de rayos gamma como el satélite Fermi (en el espacio), así como los telescopios *VERITAS*, *HESS* y *MAGIC* en tierra, permiten estudiar a los aceleradores de rayos cósmicos a través de la producción de rayos cósmicos secundarios, ya sea por el proceso de Compton Inverso o bremsstrahlung -para los electrones- o por medio del decaimiento de piones neutros ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) producidos cuando los iones de rayos cósmicos de altas energías colisionan inelásticamente con el medio ambiental. Los estudios de la emisión de rayos gamma de GeV y TeV en la vecindad de los SNR, en combinación con las observaciones de multibandas, pueden trazar y explicar la naturaleza de la población de las partículas cargadas, la cual se cree ser acelerada dentro de los choques de SNR. También pueden hablar sobre la difusión y propagación de éstas partículas energéticas y sobre la naturaleza de los mecanismos de aceleración involucrados [19]. Se cree que el mecanismo de DSA juega un papel importante en la transferencia de parte de la energía cinética a partir de la expansión de un SNR hacia las partículas. Se sabe que los choques de SNR aceleran electrones a muy altas energías (VHE por sus siglas en inglés). Entonces, para el análisis completo de los SNR se toman dos diferentes modelos de estudio: el leptónico y el hadrónico [20], [18].

Son cuatro los procesos radiativos que son capaces de producir emisión de fotones desde los keV hasta los TeV. A su vez, se pueden clasificar en dos, de acuerdo con los modelos mencionados anteriormente:

- *Leptónicos*. Estos son: *radiación de sincrotrón*, *bremsstrahlung no térmico* y *dispersión por Compton Inverso*. La radiación electrónica de sincrotrón se emite desde las longitudes de onda de radio hasta los rayos X, y tanto la dispersión por Compton Inverso como las emisiones por bremsstrahlung se emiten en rayos gamma de GeV. Los rayos gamma se producen por electrones en interacciones de bremsstrahlung y por interacciones de Compton Inverso con el fondo cósmico de microondas, con la radiación galáctica difusiva en infrarrojo/óptico, y con los campos de radiación del remanente en sí (Secciones (2.2), (2.3), (2.4)) [21].
- *Hadrónicos*. El único proceso por el cual los hadrones energéticos pueden hacerse evidentes es la emisión de fotones por medio del *decaimiento de mesones* π^0 producido en dispersiones inelásticas de iones de rayos cósmicos a partir de protones térmicos y por interacciones protón-fotón. Los protones de rayos cósmicos (o los núcleos) pueden producir rayos gamma de GeV-TeV a través del decaimiento de piones neutros producidos en interacciones fotohadrónicas, así como en colisiones hadrónicas con el material ambiental (protón-núcleo) (Sección (2.5)) [20].

Así, se pueden utilizar estudios espectrales y morfológicos de datos de rayos gamma para entender la naturaleza de las partículas involucradas. Además, se puede calcular el flujo esperado del decaimiento π^0 de rayos gamma como

una función de la edad de la supernova para los SNR debido a las interacciones de los núcleos de rayos cósmicos acelerados con la materia en el remanente, encontrando que éste debería ser detectable arriba de 100 MeV. Al incluir radiación de sincrotrón y dispersión por Compton inverso en el fondo cósmico de microondas, se ha encontrado que probablemente la radiación de sincrotrón por electrones directamente acelerados es responsable por los rayos X no-térmicos, y se ha probado que los SNR pueden producir un flujo a energías de TeV por dispersión Compton inverso que es comparable con el flujo predicho por la producción piónica. Entonces, se ha sugerido que la observación de rayos gamma de TeV de SNR no pueden en sí mismos dar evidencia de la aceleración de núcleos en los choques de supernova, por lo que se cree que los rayos gamma de SNR podrían ser de origen leptónico [21].

A pesar de que durante los últimos años se han detectado muchos SNR en rayos gamma, aún no es claro qué mecanismo de emisión domina en la mayoría de los casos. En algunos SNRs la emisión de rayos gamma es coincidente con nubes moleculares de alta densidad y su forma espectral puede ser descrita por el escenario hadrónico, aunque aún se debaten los detalles sobre la forma espectral predicha y las propiedades sobre las nubes moleculares se conocen poco. Algunas fuentes de TeV relacionadas son los pleriones (*PWN*) -vientos relativistas magnetizados (por lo regular pares e^\pm , asociados a un púlsar) que crean choques donde la aceleración de partículas ocurre-. Sus distribuciones de energía espectral (SEDs) están dominadas por sincrotrón y dispersión por Compton inverso a partir de leptones de altas energías, aunque los procesos hadrónicos también pueden contribuir. Sin embargo, la naturaleza de muchas de las fuentes de muy altas energías permanecen desconocidas [20], [18], [21].

2.1. Conceptos básicos

Para poder explicar los modelos que describen a un remanente de supernova, primero es importante dar una pequeña introducción sobre los procesos que producen y permiten la emisión de rayos gamma en un SNR.

2.1.1. Generación de energía

Para saber como evolucionan las estrellas, es importante poder describir a la energía generada dentro de ellas, para lo cual se utiliza la tasa de generación de energía [1]. La energía generada dentro de la estrella se difunde hacia afuera, de tal modo que la contribución al flujo de salida de la energía desde el cascarón de radio r y ancho dr es

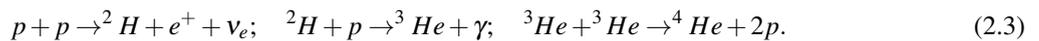
$$dL = 4\pi r^2 \rho \varepsilon dr, \quad (2.1)$$

donde ε es la tasa de generación de energía por unidad de masa y es función de la temperatura local y las condiciones de densidad, L es la tasa de flujo de energía o fuerza que pasa a través de la superficie esférica en el radio r y ρ es la densidad de partículas. La ecuación diferencial para L es

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon. \quad (2.2)$$

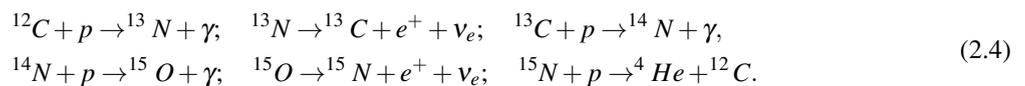
Para las estrellas de la secuencia principal, la fuente de energía es la conversión de Hidrógeno en Helio y es función de la temperatura. Si la temperatura central de la estrella es menor a $\sim 1.7 \times 10^7 K$, la reacción de la *cadena p-p* (*protón-protón*) es la fuente de energía primaria de la estrella; si la temperatura es mayor a este valor, el proceso dominante es el ciclo de reacción conocido como Carbón-Nitrógeno-Oxígeno (*CNO*) [1].

Las reacciones principales de la cadena p-p involucran los siguientes procesos nucleares



La tasa de generación de energía para la cadena p-p se puede describir por la ecuación $\varepsilon \propto \rho T^4$. La primera interacción en la cadena es una interacción débil que involucra la formación de Deuterio a partir de dos protones [1].

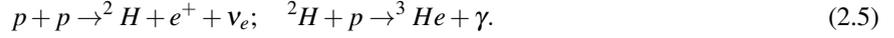
En el ciclo CNO, se forma Helio por la adición sucesiva de protones a núcleos más pesados, cuando se hacen muy masivos para la estabilidad nuclear, decaen al eyectar una partícula α para crear Helio [1]. El Carbono actúa como un catalizador para la formación de Helio a través de adiciones sucesivas de protones acompañados por dos decaimientos β^+ (Sección (2.1.2)) en la segunda y quinta interacciones en el ciclo



La tasa de generación de energía para el ciclo CNO se puede describir por la ecuación $\varepsilon \propto \rho T^{17}$, y es el proceso dominante a temperaturas de $T > 1.7 \times 10^7$ K. La estructura interna de la estrella depende en forma crucial para conocer cuál de estos procesos es el dominante [1].

La cadena p-p

La cadena p-p es la fuente principal de energía en muchas estrellas (entre ellas, el Sol), y sus dos principales reacciones son



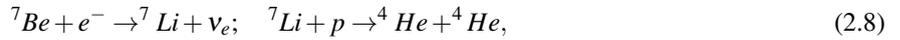
Hay otras tres rutas alternativas que llevan a la formación del Helio-4 a partir del Helio-3 [4]. La más directa es la rama pp1, que es



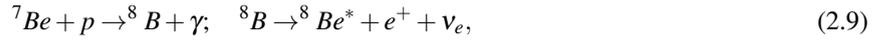
Las otras rutas involucran la formación de ${}^7\text{Be}$ como primer paso



Luego, el ${}^7\text{Be}$ puede interactuar ya sea con un electrón (la rama pp2) o con un protón (la rama pp3) para formar dos núcleos de ${}^4\text{He}$. La rama pp2 es



y la rama pp3 es



La cadena pp1 es más importante a bajas temperaturas, $T < 10^7$ K, mientras que las demás son más importantes a temperaturas mayores. Podemos notar que las cadenas pp2 y pp3 dependen de que haya ${}^4\text{He}$ presente para empezar, pero como aproximadamente el 24% de la masa de la materia bariónica en el Universo se espera que esté en la forma de ${}^4\text{He}$ como resultado de la nucleosíntesis primordial, ya existía una cantidad considerable de Helio presente aún en el material estelar sin procesar [1], [4].

2.1.2. Inestabilidad nuclear

Inestabilidad β

Una especie nuclear, o nuclido, se define por N , el número de neutrones, y por Z , el número de protones. El número de masa A es el número total de nucleones, por lo que $A = N + Z$. Así, un núcleo puede denotarse alternativamente como $(A, Z) \rightleftharpoons^A X \rightleftharpoons^A_Z X \rightleftharpoons^A_{Z_N} X_N$, donde X es el símbolo químico asociado con Z (que es también el número de electrones del átomo neutral correspondiente) [22].

A pesar de que los números (A, Z) o (N, Z) definen a especies nucleares, no determinan de forma única el estado cuántico nuclear. Con algunas excepciones, un núcleo (A, Z) posee un espectro rico de estados excitados que pueden decaer al estado base de (A, Z) al emitir fotones. Los fotones emitidos se conocen como rayos gamma. Las energías de excitación se encuentran generalmente en el rango de los MeV y sus tiempos de vida están en el rango de 10^{-9} a 10^{-15} segundos. Debido a sus altas energías y sus tiempos de vida tan cortos, los estados excitados son raramente vistos en la Tierra, y cuando no hay ambigüedad, se llama (A, Z) al estado base del núcleo correspondiente [22].

En física nuclear, el *decaimiento beta* es un tipo de decaimiento radiactivo en el cual un rayo beta, el cual puede ser un electrón energético o un positrón y su neutrino o antineutrino respectivo, se emiten desde un núcleo atómico. Por medio de la emisión del decaimiento beta de un electrón, un neutrón dentro del núcleo se transforma en un protón, y por la emisión de un positrón, un protón se convierte en un neutrón, cambiando el tipo de nuclido. La partícula beta y su neutrino asociado no existen dentro del núcleo antes del decaimiento beta, pero son creados. Por el proceso del decaimiento beta, un átomo inestable obtiene una tasa más estable de protones y neutrones. Así, los núcleos con una tasa poco óptima neutrón-protón pueden tener decaimientos beta donde se conserva el valor de A [22].

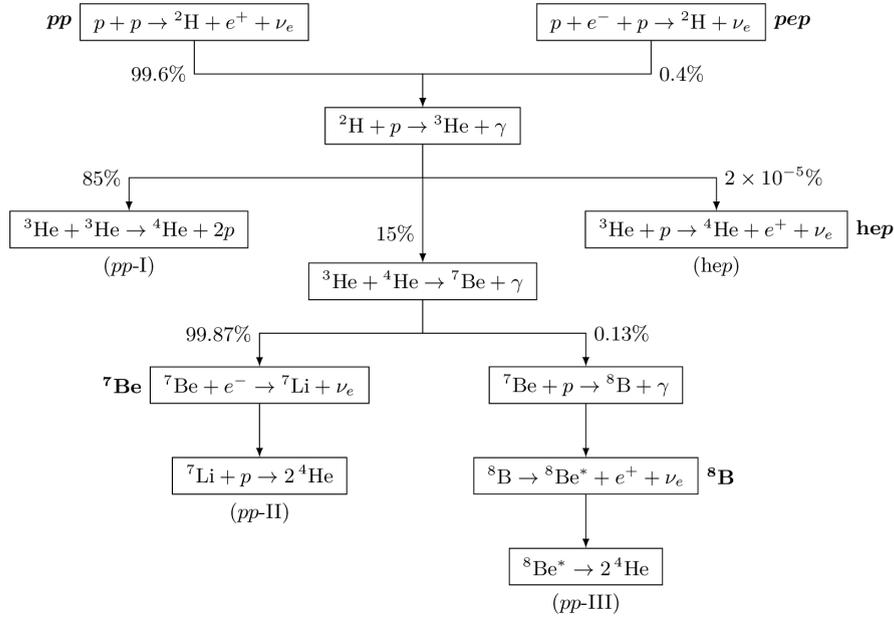


Figura 2.1: Esquema completo de la cadena pp. Imagen basada en [4].

Los núcleos con un exceso de neutrones tendrán un decaimiento β^-

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)e^- \bar{\nu}_e, \quad (2.11)$$

mientras que los núcleos con un exceso de protones, tendrán un decaimiento β^+

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1)e^+ \bar{\nu}_e. \quad (2.12)$$

Si están rodeados por electrones atómicos, decaerán por *captura de electrones* (c.e.)

$$e^-(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1)\bar{\nu}_e. \quad (2.13)$$

Estas reacciones son el equivalente nuclear de las reacciones de partículas para los decaimientos

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e && \beta^-, \\ p &\rightarrow n + e^+ + \nu_e && \beta^+, \\ e^- + p &\rightarrow n + \nu_e && \text{c.e.} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Para conservar la energía y el momento, el decaimiento β^+ solo es posible dentro del núcleo [22].

Inestabilidad α

Debido a que las energías de ligadura nucleares son máximas para $A \sim 60$, los núcleos pesados que son β estables (o inestables) se pueden separar generalmente en núcleos más ligeros con ligaduras más fuertes [22]. Estos decaimientos se conocen como *fisión espontánea*. La forma más común de fisión es el decaimiento α

$$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) + {}^4\text{He} \quad (2.15)$$

2.1.3. Ondas de choque

Las perturbaciones en un gas se propagan lejos de su fuente a una velocidad mayor que la velocidad del sonido en el medio. Por lo tanto, si una perturbación se propaga a una velocidad mayor que la velocidad del sonido, no puede comportarse como una onda de sonido. Hay una discontinuidad entre las regiones detrás y delante de la perturbación, ya que la región delantera no tiene conocimiento anterior de la llegada inminente de ésta. Estas discontinuidades

son llamadas *ondas de choque*. Estas se producen regularmente en explosiones y donde los gases pasan obstáculos a velocidades supersónicas, o, equivalentemente, los objetos más supersónicos pasan a través de un gas. El fenómeno básico es el flujo de gas a una velocidad supersónica relativa a la velocidad local del sonido [1].

Primero, asumimos que existe una discontinuidad abrupta entre las dos regiones de un flujo líquido. En la región sin perturbar delante de la onda de choque, el gas está en reposo con una presión p_1 , densidad ρ_1 , temperatura T_1 y velocidad del sonido c_1 . Detrás de la onda de choque, el gas se mueve supersónicamente a una velocidad $U > c_1$ y su presión, densidad y temperatura son p_2, ρ_2 y T_2 , respectivamente (Fig. (2.2) (a)). Es conveniente transformar esto a un marco de referencia moviéndose a una velocidad U , en el cual la onda de choque es estacionaria (Fig. (2.2) (b)). En este marco de referencia, el gas sin perturbar fluye hacia la discontinuidad a una velocidad $v_1 = |U|$ y, cuando pasa a través de él, su velocidad se convierte en v_2 lejos de la discontinuidad [1].

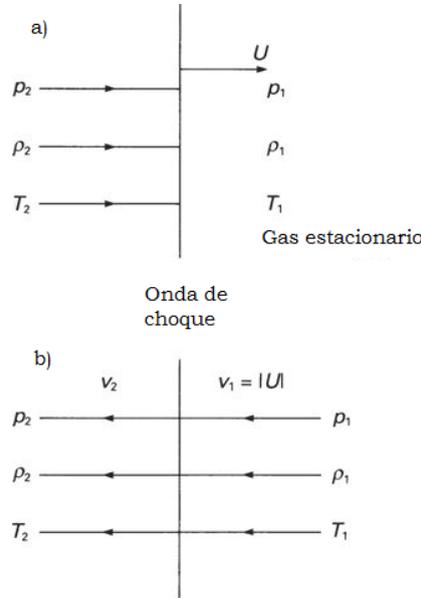


Figura 2.2: (a) Una onda de choque propagándose a través de gas estacionario a una velocidad supersónica U . La velocidad U es supersónica con respecto a la velocidad del sonido en el medio estacionario c_1 . (b) El flujo de gas a través de la onda de choque en el marco de referencia en el cual la onda de choque es estacionaria. Imagen basada en [1].

El comportamiento del gas al pasar a través de la onda de choque se puede describir por una serie de leyes de conservación [1].

Primero. La masa se conserva al pasar a través de la discontinuidad, por lo que

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2. \tag{2.16}$$

Segundo. El flujo de energía, (la energía que pasa por unidad de tiempo a través de la unidad de área paralela a v_1), es continuo. Uno de los resultados estándar de la dinámica de fluidos es que el flujo de energía a través de una superficie normal al vector v es $\rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + w \right)$, donde w es la entalpía por unidad de masa, $w = \epsilon_m + pV$, ϵ_m es la energía interna por unidad de área y V es el volumen específico $V = \rho^{-1}$, esto es, el volumen por unidad de masa [1]. Como consideramos solo ondas de choque planas que son perpendiculares a v_1 y v_2 , la conservación del flujo de energía implica

$$\rho_1 v_1 \left(\frac{1}{2} v_1^2 + w_1 \right) = \rho_2 v_2 \left(\frac{1}{2} v_2^2 + w_2 \right). \tag{2.17}$$

Otra forma de ver a esta relación es en términos de la ecuación de Bernoulli de la mecánica de fluidos en la cual la cantidad $\frac{1}{2} v^2 + w = \frac{1}{2} v^2 + \epsilon_m + p/\rho$ se conserva a través de las líneas de flujo, que es el caso para flujo a una incidencia normal a través de la onda de choque [1]. Finalmente, el flujo de momento a través de la onda de choque debe ser continuo. Para los choques perpendiculares considerados aquí, el flujo de momento es $p + \rho v^2$, por lo que

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2. \tag{2.18}$$

Notamos que la presión p , siendo una fuerza por unidad de área, contribuye al flujo de momento del gas. Las tres relaciones de conservación (2.16, 2.17, 2.18) se conocen como las condiciones de choque o de salto [1].

Por simplicidad, vamos a tratar solo el caso de un gas perfecto para el cual la entalpía es $w = \gamma p V / (\gamma - 1)$, donde γ es la tasa de las capacidades específicas ($\gamma = C_p / C_v$) y V es el volumen específico. Primero, definimos el flujo de masa por unidad de área $j = \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$ [1]. Luego, a partir de 2.18, la ecuación de conservación del momento, se encuentra que

$$j^2 = (p_2 - p_1) / (V_1 - V_2). \quad (2.19)$$

Además, se puede obtener una expresión para la diferencia de velocidades

$$v_1 - v_2 = j(V_1 - V_2) = [(p_2 - p_1)(V_1 - V_2)]^{1/2}. \quad (2.20)$$

El siguiente paso es encontrar la tasa V_2/V_1 como una función de p_1 y p_2 para un gas perfecto [1]. Empezamos con la ecuación de conservación del flujo de energía (2.17) y sustituimos como sigue

$$w_1 + \frac{1}{2}v_1^2 = w_2 + \frac{1}{2}v_2^2 \quad w_1 + \frac{1}{2}j^2V_1^2 = w_2 + \frac{1}{2}j^2V_2^2. \quad (2.21)$$

Usando 2.19, esta expresión se reduce a

$$(w_1 - w_2) + \frac{1}{2}(V_1 + V_2)(p_2 - p_1) = 0. \quad (2.22)$$

Luego, sustituimos la expresión del gas perfecto, $w = \gamma p V / (\gamma - 1)$ en la relación 2.22, y obtenemos la relación entre las presiones y los volúmenes específicos de ambos lados del choque

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)}{p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}. \quad (2.23)$$

Podemos ahora encontrar la relación entre T_2 y T_1 a partir de la ley de los gases perfectos, $p_1 V_1 / T_1 = p_2 V_2 / T_2$,

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} = \frac{p_2 p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)}{p_1 p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}. \quad (2.24)$$

Luego, usando la expresión (2.23) se puede eliminar V_2 de 2.19 para la densidad de flujo j ,

$$j^2 = \frac{p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}{2V_1}. \quad (2.25)$$

A partir de (2.25), encontramos las velocidades del gas al frente y detrás del choque

$$v_1^2 = j^2 V_1^2 = \frac{V_1}{2} [p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)], \quad (2.26)$$

$$v_2^2 = j^2 V_2^2 = \frac{V_2}{2} \frac{[p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)]^2}{p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}. \quad (2.27)$$

Luego, podemos escribir estos resultados en términos del *número de Mach* M_1 de la onda de choque, el cual se define por $M_1 = U/c_1 = v_1/c_1$, donde c_1 es la velocidad del sonido del gas no perturbado, $c_1 = (\gamma p_1 / \rho_1)^{1/2}$ y U es una velocidad supersónica [1]. Entonces

$$M_1^2 = v_1^2 / (\gamma p_1 / \rho_1) = v_1^2 / \gamma p_1 V_1. \quad (2.28)$$

Sustituyendo (2.28) en (2.26), la tasa de presión es

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}, \quad (2.29)$$

a partir de la ecuación de la conservación de masa (2.16) combinada con (2.26) y (2.27), la tasa de densidad es

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}{p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1) + 2/M_1^2}, \quad (2.30)$$

finalmente, a partir de las expresiones 2.24, 2.29 y 2.30, se encuentra la tasa de temperatura

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)] [2 + (\gamma - 1)M_1^2]}{(\gamma + 1)^2 M_1^2}, \quad (2.31)$$

en el límite de choques muy fuertes, $M_1 \gg 1$, podemos encontrar que

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2}{(\gamma + 1)}, \quad (2.32)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}, \quad (2.33)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\gamma(\gamma - 1)M_1^2}{(\gamma + 1)^2}. \quad (2.34)$$

Entonces, en el límite del choque fuerte, la temperatura y la presión se pueden hacer arbitrariamente largas, pero la tasa de densidad alcanza un valor máximo de $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ [1].

Lo que ocurre en el frente de onda es que el gas sin perturbar es calentado y acelerado mientras pasa a través del frente de onda; en el caso de gases ordinarios, esto es mediado por sus viscosidades atómicas o moleculares. La aceleración y el calentamiento del gas ocurre sobre una escala física del orden del camino libre medio de los átomos, moléculas o iones del gas. Esto tiene sentido físico debido a que es sobre ésta escala que la energía y el momento se pueden transferir entre moléculas del gas. Entonces, se espera que la onda de choque sea muy estrecha y el calentamiento ocurra sobre esta distancia corta [1].

2.1.4. Aceleración de Fermi

Durante muchos años, los fenómenos astrofísicos de altas energías se han dividido en dos tipos dominantes de investigación: el espectro de la medición de los rayos cósmicos y las observaciones de fuentes de radiación de sincrotrón, tales como radiogalaxias, radiocuásares, remanentes de supernova y pulsares. Una conexión muy plausible entre ambos tópicos es el proceso de aceleración de las partículas, la *aceleración de Fermi*. Ésta a su vez se divide en dos: la *aceleración de Fermi de primer orden*, y la *aceleración de Fermi de segundo orden*.

Aceleración de Fermi de primer orden y Aceleración de Choque Difusivo (DSA)

La teoría de la aceleración de choque difusivo (DSA) se origina de la idea originalmente dada por Fermi (1949) de que los rayos cósmicos son dispersados por ondas que se vuelven isotrópicas (iguales en todas direcciones) en su marco local de referencia. Se propuso que la dispersión ocurría en nubes donde un campo magnético turbulento pudiera isotropizar a los rayos cósmicos. Como las colisiones de frente (cabeza a cabeza) son más frecuentes, ocurre una aceleración neta que naturalmente crea una ley de potencia. Así, el mecanismo de DSA es la aceleración de Fermi de primer orden en presencia de ondas de choque fuertes [23].

El mecanismo de DSA es el descubrimiento de que ésta aceleración avanza mucho más rápido en las vecindades de un choque. Cuando cruza el choque, la primera colisión siempre es de frente, permitiendo que la aceleración avance a una tasa significativamente mayor, haciéndolo un mecanismo atractivo para acelerar rayos cósmicos a altas energías. Entre más rápida sea la velocidad de choque, mayor será la ganancia de energía sobre la transición del choque. La teoría predice una ley de potencia con un índice espectral que coincide bastante bien con la cantidad de rayos cósmicos que se observan arribando a la Tierra [23].

El primer argumento que apuntó a pensar a los SNRs como las fuentes principales de los rayos cósmicos galácticos está basado en el balance de la energía. La energía requerida para reponer a los rayos cósmicos de sus pérdidas de energía de la Galaxia asciende a aproximadamente 10% de la energía disponible en el SNR [23], [24].

La idea que dio un soporte fuerte a la idea de que el mecanismo de DSA podría trabajar como el mayor mecanismo para acelerar a los rayos cósmicos vino de las observaciones de los discos delgados de rayos X en las ondas de choque de los SNRs. El campo magnético B requerido para confinar a los rayos cósmicos en la vecindad del choque es mucho mayor que el campo magnético interestelar, por lo que originalmente se propuso que el campo magnético se puede amplificar resonantemente como se requeriría para explicar las observaciones [23], [24].

Sin embargo, no hay razones para creer que solamente los choques en los SNRs pueden acelerar partículas. Los choques son abundantes en el universo a todas las escalas. Localmente, los rayos cósmicos son acelerados en plasmas

heliosféricos. A mayores escalas, existe evidencia de electrones acelerados en los lóbulos de radio galaxias. Asimismo, se han observado cúmulos de galaxias que contienen emisión de radio no-térmica, lo cual sugiere aceleración de partículas activas [23], [24].

La ley de potencia en la energía resultante que resulta del mecanismo de DSA puede entenderse al pensar que los rayos cósmicos isotropizan en cualquiera de los lados del choque debido al pequeño ángulo de dispersión de las fluctuaciones del campo magnético. Cuanto más rápida es la isotropización, más rápido puede volver a cruzar la partícula el choque. Cada vez que el choque es cruzado, se recibe una ganancia neta por la partícula que cruza el choque. A pesar de que la eficiencia de la aceleración depende de la eficiencia de la dispersión efectiva, el espectro resultante es independiente del coeficiente de la difusión. En muchos casos, la tasa de dispersión más eficiente es la *difusión de Bohm*, donde el camino libre medio es del orden del giroradio y se usa para generar rayos cósmicos donde se observan altas energías. Una forma intuitiva de analizar el problema es evaluando el número de partículas que se encuentran en el choque contra el número de partículas que escapan con la corriente descendente. Sólo las partículas que no escapan califican para la siguiente ronda de la aceleración [23], [24].

Una onda de choque fuerte viaja a una velocidad altamente supersónica $U \gg c_s$, donde c_s es la velocidad del sonido en el medio ambiental (Fig. 2.3 (a)), donde el número de Mach es $U/c_s \gg 1$. Es conveniente transformar esto al marco de referencia en el cual el frente de choque está en reposo y el flujo de gas que sube fluye hacia el frente de choque a velocidad $v_1 = U$ y deja el choque con una velocidad de flujo que baja v_2 (Fig. 2.3 (b)) [1]. La ecuación de continuidad requiere que se conserve la masa a través del choque, por lo que

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2. \quad (2.35)$$

En el caso de un choque fuerte, $\rho_2/\rho_1 = (\gamma+1)/(\gamma-1)$, donde γ es la tasa de las capacidades caloríficas específicas del gas. Tomando $\gamma = 5/3$ para un gas monoatómico o totalmente ionizado, $\rho_2/\rho_1 = 4$, por lo que $v_2 = (1/4)v_1$ (Fig. 2.3 (b)) [1].

Ahora, consideramos partículas de alta energía delante del choque. La dispersión asegura que la distribución de partículas es isotrópica en el marco de referencia en el cual el gas está en reposo. El choque avanza a través del medio con velocidad U , pero el gas detrás del choque viaja a una velocidad de $(3/4)U$ relativa al gas que sube. Cuando una partícula de alta energía cruza el frente de choque, obtiene un pequeño aumento de energía, del orden de $\Delta E/E \sim U/c$. Las partículas entonces son dispersadas en la región detrás de la onda de choque, de tal forma que sus distribuciones de velocidad se hacen isotrópicas con respecto a ese flujo [1].

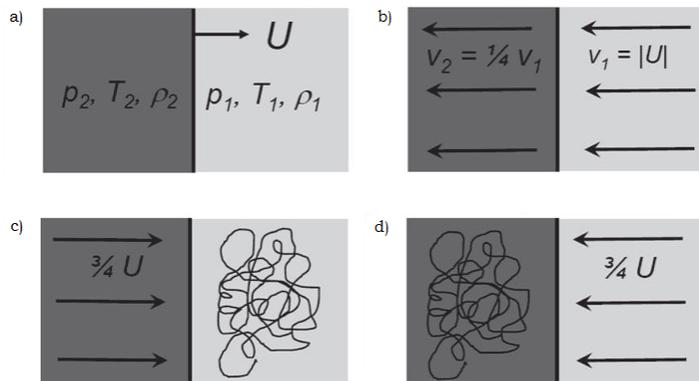


Figura 2.3: Dinámica de las partículas de alta energía en la vecindad de una onda de choque fuerte. (a) Una onda de choque fuerte e propaga a una velocidad supersónica U a través del gas interestelar estacionario con densidad ρ_1 , presión p_1 y temperatura T_1 . La densidad, presión y temperatura detrás del choque son ρ_2, p_2 y T_2 , respectivamente. (b) El flujo de gas interestelar en la vecindad del frente de choque en el marco de referencia en el cual la onda de choque está en reposo. En este marco de referencia, la tasa de la velocidad del flujo que sube a la del flujo que baja es $v_1/v_2 = (\gamma+1)/(\gamma-1)$. Para plasma totalmente ionizado, $\gamma = 5/3$ y la tasa de estas velocidades es $v_1/v_2 = 4$. (c) El flujo de gas observado desde el marco de referencia en el cual el gas que sube es estacionario y la distribución de velocidades de las partículas de altas energías es isotrópica. (d) El flujo de gas observado desde el marco de referencia en el cual el gas que baja es estacionario y la distribución de velocidad de las partículas de altas energías es isotrópica. Imagen basada en [1].

Ahora, consideramos el proceso opuesto de la partícula difundándose desde detrás del choque a la región hacia arriba frente al choque. Ahora, la distribución de energía de las partículas es isotrópica detrás de la onda de choque y, cuando cruzan el frente de choque, se encuentran con gas moviéndose hacia el frente del choque, de nuevo con la misma velocidad $(3/4)U$. En otras palabras, la partícula pasa por el mismo proceso de recibir un pequeño aumento de energía E al cruzar el choque desde el flujo que sube hasta el flujo que baja que el que pasa al viajar desde el flujo que

sube hasta el flujo que baja. Cada vez que la partícula cruza el frente de choque, recibe un aumento de energía -nunca hay cruces en los cuales la partícula pierda energía- y el aumento de energía es el mismo yendo en ambas direcciones. Entonces, a diferencia del mecanismo de Fermi original, en este caso las colisiones son siempre de frente y la energía se transmite a las partículas [1].

Para esto, evaluamos el aumento en energía promedio de la partícula que cruza desde los lados del choque del flujo que sube al flujo que baja. El gas en el lado del flujo que baja se aproxima a la partícula a una velocidad $V = (3/4)U$ por lo que, realizando una transformación de Lorentz (con $\Gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ el factor de Lorentz relativista), la energía de la partícula cuando pasa en la región del flujo hacia abajo es

$$E' = \Gamma v(E + p_x V), \quad (2.36)$$

donde la coordenada x se toma de manera perpendicular al choque. El choque se asume no relativista, $V \ll c$, $\Gamma v = 1$, pero las partículas liberadas son relativistas, por lo que $E = pc$, $p_x = (E/c)\cos\theta$ [1]. Entonces

$$\Delta E = pV\cos\theta, \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c}\cos\theta. \quad (2.37)$$

La probabilidad de que las partículas que cruzan el choque lleguen en el rango $[\theta, \theta + d\theta]$ es proporcional a $\sin\theta d\theta$, y la tasa a la cual se aproximan al frente de choque es proporcional a la componente x de sus velocidades, $c\cos\theta$. Entonces, la probabilidad de que la partícula cruce el choque es proporcional a $\sin\theta\cos\theta d\theta$ [1]. Normalizando de tal forma que la integral de la distribución de probabilidad sobre todas las partículas que se acercan al choque sea igual a 1, esto es, aquellas con θ entre $[0, \pi/2]$, se tiene

$$p(\theta) = 2\sin\theta\cos\theta d\theta. \quad (2.38)$$

Por lo tanto, la ganancia promedio en energía en los cruces de choque es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2\cos^2\theta \sin\theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c}. \quad (2.39)$$

El vector velocidad de la partícula se vuelve aleatorio sin las pérdidas de energía por dispersión en la región del flujo que baja y luego vuelve a cruzar el choque, cuando gana otro aumento en energía de $(2/3)(V/c)$ [1]. Entonces, al hacer un viaje completo a través del choque y de regreso, el aumento en energía es, en promedio

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c}. \quad (2.40)$$

Hay algunos aspectos importantes que debemos notar:

- No hay configuraciones que lleven a pérdidas.
- La ganancia de energía es básicamente independiente de cualquier detalle sobre cómo las partículas se dispersan adelante y atrás. [23]

Aceleración de Fermi de segundo orden

El mecanismo de Fermi fue propuesto por primera vez en 1949 como un medio estocástico a través del cual las partículas que colisionan con nubes en el medio interestelar pueden ser aceleradas a altas energías. En la visión original de Fermi, las partículas cargadas son reflejadas por “espejos magnéticos”, asociados con irregularidades en el campo magnético galáctico. Fermi supuso que los espejos se mueven de forma aleatoria con una velocidad típica V , y mostró entonces que las partículas ganan energía de forma estocástica en estas reflexiones. Si las partículas permanecen dentro de la región de aceleración por un cierto tiempo característico τ_{esc} , se obtiene una distribución de ley de potencia para la energía de las partículas [1].

Para obtener el proceso de Fermi de segundo orden, suponemos un espejo infinitamente masivo, de tal forma que su velocidad permanece sin cambios en una colisión [1]. El centro del marco de referencia es entonces el de una nube moviéndose a velocidad V . La energía de la partícula en este marco es

$$E' = \Gamma_V(E + Vp\cos\theta), \quad \text{donde} \quad \Gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (2.41)$$

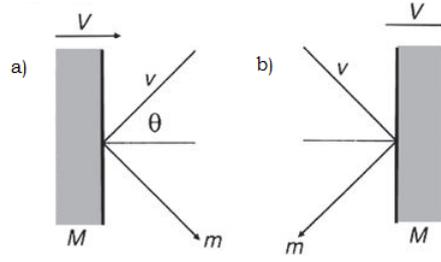


Figura 2.4: Esquema ilustrativo de la colisión entre una partícula con masa m y una nube de masa M : (a) Colisión de cabeza; (b) Una colisión siguierte. Las probabilidades de una colisión de cabeza y la siguierte son proporcionales a las velocidades relativas de acercamiento de la partícula y la nube, esto es, $v + V\cos\theta$ para (a) y $v - V\cos\theta$ para (b). Como $v \approx c$, las probabilidades son proporcionales a $1 + (V/c)\cos\theta$, donde $0 < \theta < \pi$. Imagen basada en [1].

La componente x del tres-momento relativista en el centro del marco de referencia es

$$p'_x = p' \cos\theta' = \Gamma_V \left(p \cos\theta + \frac{VE}{c^2} \right). \quad (2.42)$$

En la colisión, la energía de la partícula se conserva, $E'_{antes} = E'_{despues}$, y su momento en la dirección x se invierte, $p'_x \rightarrow -p'_x$ [1]. Entonces, transformándolo de regreso al marco del observador

$$E'' = \Gamma_V (E' + V p'_x). \quad (2.43)$$

Sustituyendo (2.41) y (2.42) en (2.43) y recordando que $p_x/E = v\cos\theta/c^2$, el cambio en la energía de la partícula es

$$E'' = \Gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2Vv\cos\theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (2.44)$$

Expandiendo hasta segundo orden en V/c , se tiene que

$$\Delta E = E'' - E = E \left[\frac{2Vv\cos\theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (2.45)$$

Luego, se obtiene el promedio sobre el ángulo θ [1]. Para esto, consideramos el caso de una partícula relativista con $v \approx c$, en cuyo caso la probabilidad de una colisión en un ángulo θ es proporcional a $\Gamma_V [1 + (V/c)\cos\theta]$. Recordando que la probabilidad de que el ángulo se encuentre entre $[\theta, \theta + d\theta]$ es proporcional a $\sin\theta d\theta$, al promediar sobre todos los ángulos en el rango $[0, \pi]$, el primer término en (2.45) en el límite $v \rightarrow c$ se vuelve

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 x [1 + (V/c)x] dx}{\int_{-1}^1 [1 + (V/c)x] dx} = \frac{2}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2, \quad (2.46)$$

donde $x = \cos\theta$ [1]. Incluyendo el último término en (2.45), la ganancia de energía promedio por colisión es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2. \quad (2.47)$$

La esencia física contenida en esta dependencia de segundo orden es que en cada dispersión partícula-nube, la energía de la partícula puede incrementarse o decrecer, por lo que estamos viendo un proceso de difusión en el espacio del momento. La razón por la cual incrementa la energía media cuando se saca su promedio es que las colisiones en la cabeza son más probables que las colisiones en la cola [24].

2.2. Dispersión por Compton Inverso (IC)

En la dispersión por Compton Inverso, electrones ultra-relativistas dispersan fotones de energías bajas a altas energías, de tal forma que los fotones ganan energía a expensas de la energía cinética de los electrones. Se le llama

Compton inverso porque aquí los electrones pierden energía en vez de los fotones, que es lo que ocurre en el proceso normal. Consideramos el caso en el cual la energía del fotón en el centro del marco de referencia es mucho menor que $m_e c^2$ (donde m_e es la masa en reposo y c la velocidad de la luz), y consecuentemente la sección eficaz de la dispersión de Compton se puede usar para describir la probabilidad de la dispersión [1].

La geometría de la dispersión de Compton inverso está ilustrada en la fig (2.5), la cual muestra la colisión entre un fotón y un electrón relativista visto en el marco de referencia del laboratorio S y en el marco de referencia del electrón S' [1]. De acuerdo con la relación de Planck, $E = \hbar\omega$ (donde \hbar es la constante de Planck reducida y ω es la frecuencia angular de la onda). Si ahora tomamos una energía relativista $E = \Gamma\hbar\omega$ (donde $\Gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ es el factor de Lorentz para partículas relativistas), la podemos relacionar con $m_e c^2$ de la forma $\Gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$ debido a que el centro del marco de referencia está muy cerca del electrón relativista. Si la energía del fotón es $\hbar\omega$ y el ángulo de incidencia θ en S , su energía en el marco S' es

$$\hbar\omega' = \Gamma\hbar\omega [1 + (v/c) \cos \theta], \quad (2.48)$$

de acuerdo con la fórmula de desplazamiento Doppler relativista ($\omega' = \omega (1 - (v/c)/1 + (v/c))^{1/2}$) [1].

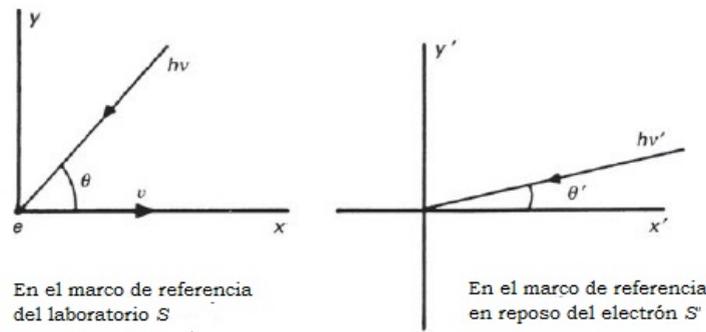


Figura 2.5: La geometría de la dispersión por Compton Inverso en el marco de referencia del laboratorio S y en el cual el electrón está en reposo S' . Imagen basada en [1].

El ángulo de incidencia θ' en el marco de referencia S' relacionada con θ en S por la fórmula de aberración es

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{\Gamma [1 + (v/c) \cos \theta]}; \quad \cos \theta' = \frac{\cos \theta + v/c}{[1 + (v/c) \cos \theta]}. \quad (2.49)$$

Si tomamos $\hbar\omega' \ll m_e c^2$, la interacción de Compton en el marco de referencia del electrón es la dispersión de Thompson (válida mientras la energía del fotón sea mucho menor que la energía debida a la masa de la partícula), por lo que la tasa de pérdida de energía del electrón en S' es la tasa a la cual la energía es re-radiada por el electrón [1]. Esta tasa de pérdida de energía es

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \sigma_T c u'_{rad}, \quad (2.50)$$

donde u'_{rad} es la densidad de energía en el marco de referencia en reposo del electrón y σ_T es sección eficaz de Thompson. Aquí no importa si la radiación es isotrópica, ya que el electrón libre se acelera en respuesta a cualquier campo incidente. Entonces, al encontrar la densidad de energía u'_{rad} en el marco de referencia S' del electrón para encontrar la tasa de pérdida $(dE/dt)'$ podemos encontrar también (dE/dt) en el marco de referencia S ya que son iguales. Para esto, consideramos la tasa de llegada de fotones en el origen del marco en movimiento S' [1].

Suponemos que el número de densidad de los fotones en un haz paralelo de radiación incidente en el ángulo θ al eje-x es N . Entonces, la densidad de energía de éstos fotones en S es $N\hbar\omega$ y la densidad de flujo de los fotones incidentes sobre un electrón estacionario en S es $u_{rad}c = N\hbar\omega c$ [1].

Ahora, consideramos dos fotones que llegan al origen de S' al tiempo t'_1 y t'_2 con un ángulo θ' al eje x' . Las coordenadas a éstos eventos en S' son $[ct'_1, 0, 0, 0]$ y $[ct'_2, 0, 0, 0]$. Las coordenadas de estos eventos en S son entonces $[ct_1, x_1, 0, 0] = [\Gamma ct'_1, \Gamma V t'_1, 0, 0]$ y $[ct_2, x_2, 0, 0] = [\Gamma ct'_2, \Gamma V t'_2, 0, 0]$ respectivamente, usando las transformaciones inversas de Lorentz. De aquí podemos ver que los fotones en el haz se propagan a lo largo de trayectorias paralelas pero separadas a un ángulo θ al eje-x en S , como se ve en la figura (2.6) [1].

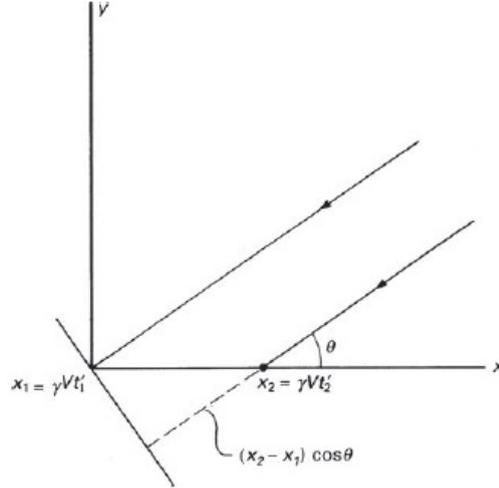


Figura 2.6: Tasa de llegada de los fotones al observador en el marco de referencia del laboratorio. Imagen basada en [1].

La diferencia en el tiempo t cuando los fotones llegan al plano perpendicular a su dirección de propagación en S es

$$\Delta t = t_2 + \frac{(x_2 - x_1)}{c} \cos \theta - t_1 = (t'_2 - t'_1) \Gamma [1 + (v/c) \cos \theta]. \quad (2.51)$$

Esto es, el intervalo de tiempo entre la llegada de los fotones desde la dirección θ' es más pequeño por un factor $\Gamma [1 + (v/c) \cos \theta]$ en S' respecto a S . Entonces, la tasa de llegada de fotones y del número de densidad de los fotones es mayor por este mismo factor en S' que en S [1]. Este es exactamente el mismo factor por el cual la energía del fotón se incrementó. Así, siendo observada desde S' , la densidad de energía del haz es

$$u'_{rad} = [\Gamma(1 + (v/c) \cos \theta)]^2 u_{rad}. \quad (2.52)$$

Luego, como asumimos que el campo de la radiación es isotrópico en S , la contribución a u'_{rad} desde el ángulo sólido $d\Omega$ en S es

$$du'_{rad} = u_{rad} \Gamma^2 [1 + (v/c) \cos \theta]^2 d\Omega = u_{rad} \Gamma^2 [1 + (v/c) \cos \theta]^2 \frac{1}{2} \sin \theta d\theta. \quad (2.53)$$

Integrando sobre el ángulo sólido obtenemos

$$u'_{rad} = \frac{4}{3} u_{rad} \left(\Gamma^2 - \frac{1}{4} \right); \quad \text{de donde} \quad \frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_t c u_{rad} \left(\Gamma^2 - \frac{1}{4} \right), \quad (2.54)$$

que es la energía ganada por el campo fotónico debido a la dispersión de los fotones de bajas energías, por lo que aún se le debe restar la energía inicial de los fotones de bajas energías para encontrar la ganancia total de energía del campo fotónico en S , que es $\sigma_t c u_{rad}$, con lo que encontramos finalmente que

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_t c u_{rad} \left(\frac{v^2}{c^2} \right) \Gamma^2. \quad (2.55)$$

2.3. Bremsstrahlung

En la década de 1930, Carl Anderson encontró que la tasa de pérdida de energía de ionización para los electrones relativistas estaba dada por la ecuación de Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2\Gamma^2 m_e v^2}{\bar{I}} \right) - v^2/c^2 \right], \quad (2.56)$$

donde Z es la carga de la partícula (en múltiplos de la carga del electrón e), N_e el número de densidad electrónica, ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío, m_e la masa del electrón, \bar{I} el potencial de excitación medio, Γ el factor de Lorentz, c la velocidad de la luz en el vacío y v la velocidad de la partícula. El mecanismo de pérdida de energía adicional se asoció con las ondas electromagnéticas de radiación debido a la aceleración del electrón en el campo electromagnético E del núcleo. A esta radiación se le llamó “radiación de frenado”, o *bremssstrahlung* en alemán. El proceso es idéntico al conocido como *emisión libre-libre* en física atómica, en el sentido de que la radiación corresponde a las transiciones entre los estados no ligados del electrón en el campo del núcleo [1].

Para encontrar esta energía adicional, obtenemos primero la transformación relativista de un campo Coulombiano con una ley de potencia inversa de un marco de referencia S a otro S' en la configuración estándar con una partícula de alta energía moviéndose a lo largo del eje positivo x y un electrón localizado a una distancia b sobre el eje z en S , donde el eje de coordenadas se coloca de tal forma que $t = t' = 0$ y $x = x' = 0$ cuando la partícula de alta energía está a su distancia más cercana a S , donde al tiempo t , la partícula se localiza en x dentro de S [1]. En S' , las coordenadas del electrón son $[ct', -vt', 0, b]$ y el campo eléctrico \mathbf{E} de la partícula es esféricamente simétrico alrededor del origen O' , por lo que en el electrón

$$\begin{aligned} E_{x'} &= \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r'^2} \cos \theta' = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{x'}{r'^3}, \\ E_{z'} &= \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r'^2} \sin \theta' = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{r'^3}, \end{aligned} \quad (2.57)$$

donde $r'^2 = (vt')^2 + b^2$ y θ' es el ángulo entre el eje positivo x y la dirección del electrón en S' . Luego, se puede relacionar la medición del tiempo por el observador estacionario en el electrón en S con la medida por el observador que se mueve con la partícula de alta energía

$$ct' = \Gamma \left(ct - \frac{vx}{c} \right), \quad (2.58)$$

donde, por nuestra elección de coordenadas, $x = 0$ para el electrón en S , por lo que $t' = \Gamma t$. Entonces

$$\begin{aligned} E_{x'} &= -\frac{Ze(\Gamma vt)}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\Gamma vt)^2]^{3/2}}, \\ E_{z'} &= -\frac{Zeb}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\Gamma vt)^2]^{3/2}}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Notamos que aquí se expresa el campo en S' en términos de las coordenadas en S . Las transformaciones de Lorentz inversas para el campo eléctrico \mathbf{E} y la densidad de flujo magnético \mathbf{B} de S' a S son

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{x'} & B_x &= B_{x'}, \\ E_y &= \Gamma(E_{y'} + vB_{z'}) & B_y &= \Gamma\left(B_{y'} - \frac{v}{c^2}E_{z'}\right), \\ E_z &= \Gamma(E_{z'} + vB_{y'}) & B_z &= \Gamma\left(B_{z'} + \frac{v}{c^2}E_{y'}\right). \end{aligned} \right\} \quad (2.60)$$

Como $B_{x'} = B_{y'} = B_{z'} = 0$ en S' , tenemos

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -\frac{\Gamma Zevt}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\Gamma vt)^2]^{3/2}} & B_x &= 0, \\ E_y &= 0 & B_y &= -\frac{\Gamma Zevb}{4\pi\epsilon_0 c^2 [b^2 + (\Gamma vt)^2]^{3/2}}, \\ E_z &= \frac{\Gamma Zeb}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\Gamma vt)^2]^{3/2}} & B_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (2.61)$$

donde $B_y = -(v/c^2)E_z$. Luego, como las aceleraciones electrostáticas del electrón en su marco de referencia en reposo paralelos y perpendiculares a su dirección de movimiento a_{\parallel} y a_{\perp} se basan en las transformaciones de Lorentz de S a S' a partir del campo eléctrico \mathbf{E} y el magnético \mathbf{B} , tenemos que

$$\left. \begin{aligned} a_{\parallel} = \dot{v}_x &= -\frac{eE_x}{m_e} = \frac{\Gamma Z e^2 v t}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\Gamma v t)^2]^{3/2}}, \\ a_{\perp} = \dot{v}_z &= -\frac{eE_z}{m_e} = \frac{\Gamma Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\Gamma v t)^2]^{3/2}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.62)$$

donde Ze es la carga del núcleo [1]. Después de obtener las transformaciones de Fourier de la ec. (2.62), se encuentra que el espectro de radiación del electrón en encuentro con un núcleo cargado con un parámetro de colisión b es

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{e^2}{3\pi\epsilon_0 c^3} \left[|a_{\parallel}(\omega)|^2 + |a_{\perp}(\omega)|^2 \right] \\ &= \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{\omega^2}{\Gamma^2 v^2} \left[\frac{1}{\Gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\Gamma v} \right) + K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\Gamma v} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.63)$$

donde K_0 y K_1 son las funciones modificadas de Bessel de orden cero y uno respectivamente [1] (Fig. (2.7)).

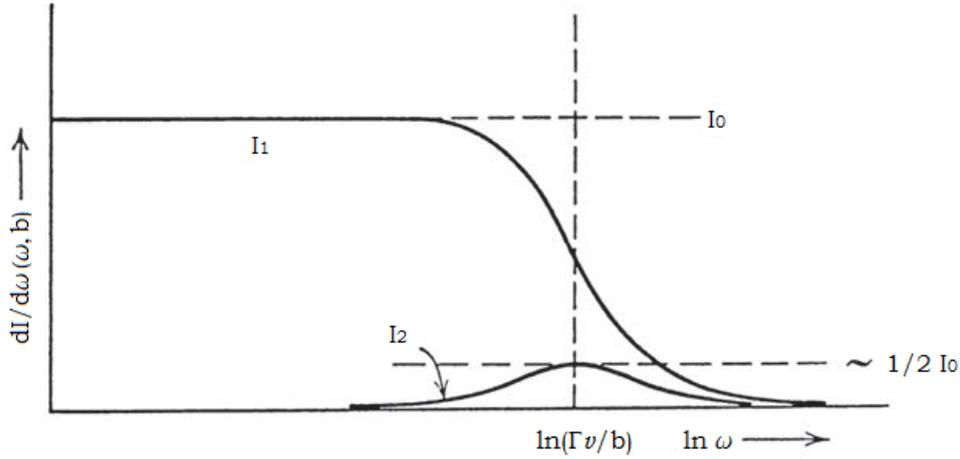


Figura 2.7: El espectro de bremsstrahlung resultante a partir de la aceleración de los electrones paralelo y perpendicular a su dirección de movimiento inicial. Imagen basada en [1].

A altas frecuencias, hay un corte exponencial en el espectro de radiación dado por

$$\frac{Z^2 e^6}{48\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{\omega}{\Gamma v b} \left[\frac{1}{\Gamma^2} + 1 \right] \exp \left(-\frac{2\omega b}{\Gamma v} \right). \quad (2.64)$$

Aquí podemos ver que la duración de la colisión relativista es de aproximadamente $\tau = 2b/\Gamma v$, donde la frecuencia v es $v \approx 1/\tau$, por lo que $\omega \approx \pi v \Gamma/b$, esto es, del orden de magnitud de $\omega b/\Gamma v \approx 1$. El corte exponencial significa que hay muy poco poder emitido a frecuencias mayores a $\omega \approx \Gamma v/b$ [1].

El espectro a bajas frecuencias tiene la forma

$$\frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2} \frac{1}{b^2} \left[1 + \frac{1}{\Gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\Gamma v} \right)^2 \ln^2 \left(\frac{\omega b}{\Gamma v} \right) \right]. \quad (2.65)$$

En el límite $\omega b/\Gamma v \ll 1$, el término entre brackets cuadrados se puede despreciar y podemos hacer una aproximación para la intensidad del espectro

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 b^2 v^2} = K. \quad (2.66)$$

Podemos ver que el espectro de bajas frecuencias se debe casi completamente al momento, que es perpendicular a la dirección del viaje del electrón. Para una buena aproximación, el espectro de bajas frecuencias es plano a la

frecuencia $\omega = \Gamma v/b$, sobre la cual el espectro cae exponencialmente. También notamos que el factor Γ desapareció del espectro de la intensidad de la (ec. 2.66), aún en el caso relativista. Así, el momento es el mismo en los casos relativista y no-relativista.

Finalmente, integramos sobre todos los parámetros de colisión que contribuyen a la radiación en la frecuencia ω . El análisis realizado hasta aquí ha sido completamente en el marco de referencia en reposo del electrón. Si el electrón se mueve relativísticamente, el número de densidad del núcleo se realiza por un factor Γ debido a la contracción relativista de las distancias. Entonces, en el marco de referencia en movimiento del electrón, $N' = \Gamma N$, donde N es la densidad espacial del núcleo en el marco de referencia del laboratorio. El número de encuentros por segundo es $N'v$, y como todos los parámetros se miden ahora en el marco de referencia en reposo del electrón, se pueden añadir subíndices para todos los parámetros relativistas [1]. Finalmente, el espectro de radiación en el marco de referencia del electrón es

$$I(\omega') = \int_{b'_{min}}^{b'_{max}} 2\pi b' \Gamma N v K dv' = \frac{Z^2 e^6 \Gamma N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2} \frac{1}{v} \ln \left(\frac{b'_{max}}{b'_{min}} \right). \quad (2.67)$$

2.3.1. Bremsstrahlung relativista

Comenzamos con la ec. (2.67) para el espectro del bremsstrahlung relativista en el marco de referencia del electrón en movimiento. Necesitamos para esto valores apropiados para los parámetros de colisión b'_{max} y b'_{min} . Como estos parámetros de colisión están en dimensiones lineales perpendiculares a la línea de vuelo del electrón, toman los mismos valores en S y S' . Si el electrón tiene tamaño Δx y la duración del impulso es menor que el tiempo de viaje del electrón que cruza Δx , los diferentes trozos de la distribución de probabilidad del electrón experimenta el momento a diferentes tiempos y así la radiación del electrón no es coherente [1]. Entonces, la duración del impulso Δt debe ser al menos como el tiempo de viaje $\Delta x/v$ a través del electrón, esto es, $\Delta t \geq \Delta x/v$. Así,

$$\frac{b}{\Gamma v} \geq \frac{\hbar}{\Gamma m_e v \cdot v} \quad \text{por lo que} \quad b_{min} = \frac{\hbar}{m_e v}. \quad (2.68)$$

Un caso importante es aquel en el cual el electrón relativista interactúa con materia neutra, en cuyo caso el electrón está blindado desde el núcleo por las nubes electrónicas de átomos, a menos de que el parámetro de colisión sea pequeño. Podemos encontrar un estimado adecuado de b_{max} al considerar, por ejemplo, el modelos del átomo de Fermi-Thomas [1]. El campo electrostático del núcleo se puede escribir aproximadamente como

$$V(r) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (2.69)$$

donde

$$a = 1.4a_0 Z^{1/3} \quad \text{y} \quad a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 0.53 \times 10^{-10} m, \quad (2.70)$$

y a_0 es el radio de Bohr para el átomo de Hidrógeno. Entonces, para átomos neutrales, un valor apropiado para b_{max} es $b_{max} = 1.4a_0 Z^{-1/3}$.

En el límite ultra-relativista, se sustituye $b'_{max} = 1.4a_0 Z^{-1/3}$ y $b'_{min} = \hbar/m_e v$ en la ec. (2.67), con lo que se obtiene que

$$I(\omega') = \frac{Z^2 e^6 \Gamma N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln \left(\frac{1.4a_0 m_e v}{Z^{1/3} \hbar} \right). \quad (2.71)$$

Ahora transformamos este espectro al marco de referencia del laboratorio. Primero, como sabemos que dE/dt es una invariante relativista, y $I(\omega')$ tiene las dimensiones de energía por unidad de tiempo por unidad de ancho de banda, necesitamos preguntarnos cómo es que $\Delta\omega$ se transforma entre marcos de referencia [1]. Entonces, notamos que ω se transforma en la misma forma que E , por lo que,

$$\Delta\omega = \Gamma \Delta\omega', \quad (2.72)$$

esto es, el ancho de banda crece por un factor Γ en S . Entonces en S , la intensidad por unidad de ancho de banda es menor por un factor Γ y se tiene

$$I(\Gamma) = \frac{Z^2 e^6 N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln \left(\frac{192v}{Z^{1/3} c} \right). \quad (2.73)$$

El espectro de intensidad es independiente de la frecuencia a energías arriba de $\hbar\omega = (\Gamma - 1)m_e^2$, que corresponde a que el electrón da toda su energía cinética en una sola colisión [1]. La pérdida de energía se encuentra integrando sobre la frecuencia,

$$-\frac{dE}{dt} = \int_0^{E/\hbar} I(\omega) d\omega. \quad (2.74)$$

Como $v \approx c$,

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z^2 e^6 N E}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^4 \hbar} \ln \left(\frac{192}{Z^{1/3}} \right). \quad (2.75)$$

Podemos comparar esto con la fórmula derivada por Bethe y Heitler a partir del tratamiento cuántico completo,

$$\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} E \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right]. \quad (2.76)$$

El término $(Z+1.3)$ toma en cuenta a las interacciones electrón-electrón entre los electrones de altas energías y los que están ligados a los átomos del material ambiental. Notamos que, en contraste con el caso no-relativista, la tasa de pérdida de energía de bremsstrahlung es proporcional a la energía del electrón [1].

Una forma importante de expresar el espectro de radiación es en términos del número fotónico de la densidad de flujo. Podemos reescribir el espectro como una densidad de flujo de fotones $N(\omega)d\omega$ en el intervalo de energía de $\hbar\omega$ a $\hbar(\omega+d\omega)$ [1]. Entonces

$$I(\omega)d\omega = N(\omega)\hbar\omega d\omega, \quad (2.77)$$

por lo que

$$N(\omega) \propto 1/\omega \quad \text{hasta energías de} \quad \hbar\omega = (\Gamma - 1)m_e c^2. \quad (2.78)$$

Esto significa que la densidad fotónica de flujo diverge a frecuencia cero. Sin embargo, la intensidad de la radiación permanece finita en frecuencia cero. El punto importante es que, a pesar de que la probabilidad de que un fotón energético sea emitido es pequeña, cuando es emitido, se lleva una fracción significativa de la energía del electrón [1].

El bremsstrahlung relativista es de gran importancia astrofísica. Siempre que hay electrones relativistas con energía E , pueden interactuar con átomos y moléculas para generar fotones con frecuencias arriba de $\nu = E/h$, su energía promedio es de alrededor de $(1/3)E$ [1]. El término de emisión no térmica se usa de forma convencional para hablar de la radiación en el continuo de una distribución de partículas con un espectro de energía no-Maxwelliano. La emisión continua se hace llamar regularmente no-térmica si su espectro no puede ser explicado por el espectro de bremsstrahlung térmico o por radiación de cuerpo negro [20].

Así, la diferencia entre un proceso bremsstrahlung térmico y uno no térmico reside en la cantidad de electrones que participan en cada uno. En el proceso térmico, se habla de una gran población de electrones que siguen una distribución térmica de *Maxwell-Boltzmann* (esto es, una población térmica, debido a que la distribución de electrones depende de T) y que pasan por un proceso de bremsstrahlung, debido a que la emisión depende de la temperatura de la nube de gas. En cambio, en un proceso de bremsstrahlung no térmico, se habla de un sólo electrón que pasa cerca de un átomo, por lo que la emisión depende de la desaceleración del electrón conforme pasa cerca del átomo [25].

2.4. Radiación de Sincrotrón

La radiación de sincrotrón de electrones ultra-relativistas domina gran parte de las altas energías en astrofísica. Ésta radiación es la emisión de electrones de alta energía girando en un campo magnético y es el proceso responsable por la emisión en radio de nuestra galaxia, de los remanentes de supernova y las fuentes de radio extragalácticas; posiblemente también de la emisión continua en óptico y rayos X de los cuásares [1].

2.4.1. Radio de Larmor

Sea una partícula con masa en reposo m_0 , carga Ze y velocidad v , correspondiente con un factor de Lorentz $\Gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ en un campo magnético estático y uniforme \mathbf{B} . La ecuación de movimiento es

$$\frac{d}{dt}(\Gamma m_0 v) = Ze(v \times \mathbf{B}). \quad (2.79)$$

El lado izquierdo de la ecuación se expande como

$$m_0 \frac{d}{dt}(\Gamma v) = m_0 \Gamma \frac{dv}{dt} + m_0 \Gamma^3 v \frac{(v \cdot a)}{c^2}. \quad (2.80)$$

Luego, en un campo magnético, la tres-aceleración $\mathbf{a} = dv/dt$ siempre es perpendicular a v , entonces $v \cdot \mathbf{a} = 0$, por lo que la ecuación (2.79) se reescribe como

$$\Gamma m_0 \frac{dv}{dt} = Ze(v \times \mathbf{B}). \quad (2.81)$$

Así, se divide a v en sus componentes paralela y perpendicular al campo magnético uniforme, v_{\parallel} y v_{\perp} . El ángulo de inclinación θ de la órbita de la partícula se define por $\tan \theta = v_{\parallel}/v_{\perp}$, esto es, el ángulo entre los vectores v y \mathbf{B} [1]. Como v_{\parallel} es paralelo a \mathbf{B} , la ec. (2.81) muestra que no hay cambio en v_{\parallel} , esto es, $v_{\parallel} = \text{constante}$. La aceleración de la partícula cargada perpendicular al campo magnético en dirección \mathbf{B} y hacia v_{\perp} es

$$\Gamma m_0 \frac{dv}{dt} = Ze v_{\perp} |\mathbf{B}| (\mathbf{i}_v \times \mathbf{i}_B) = Ze |v| |\mathbf{B}| \text{sen} \theta (\mathbf{i}_v \times \mathbf{i}_B), \quad (2.82)$$

donde \mathbf{i}_v y \mathbf{i}_B son vectores unitarios en la dirección de v y \mathbf{B} respectivamente (Fig. (2.8)) [1].

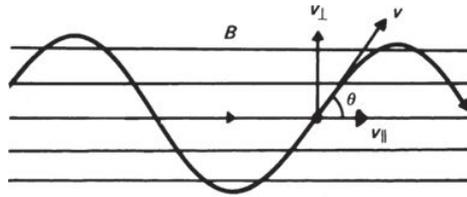


Figura 2.8: Dinámica de una partícula cargada en un campo magnético uniforme. Imagen basada en [1].

Entonces, el vector de aceleración de la partícula es perpendicular al plano que contiene tanto al vector de la velocidad instantánea v como la dirección del campo magnético \mathbf{B} . Como el campo magnético es uniforme, esta aceleración constante perpendicular al vector velocidad instantáneo resulta en un movimiento circular sobre la dirección del campo magnético [1]. Igualando ésta aceleración con la aceleración centrípeta, se tiene

$$r = \frac{\Gamma m_0 |v| \text{sen}(\theta)}{Ze |\mathbf{B}|}. \quad (2.83)$$

Así, el movimiento de la partícula consiste de una velocidad constante sobre la dirección del campo magnético y de un movimiento circular con radio r sobre éste, esto es, una trayectoria espiral con un ángulo de inclinación constante θ . El radio r es conocido como el *giroradio*, o *radio de Larmor* de la partícula [1]. Su frecuencia angular ω_g sobre la dirección del campo magnético se conoce como la *gicrofrecuencia angular*, definida como

$$\omega_g = \frac{Ze |\mathbf{B}|}{\Gamma m_0}. \quad (2.84)$$

La *gicrofrecuencia* correspondiente ν_g , esto es, el número de veces por segundo que la partícula gira sobre la dirección del campo magnético, es

$$\nu_g = \frac{\omega_g}{2\pi} = \frac{Ze |\mathbf{B}|}{2\pi \Gamma m_0}. \quad (2.85)$$

Para una partícula relativista, $\Gamma = 1$, por lo que $\nu_g = Ze |\mathbf{B}| / 2\pi m_0$ [1].

2.4.2. La tasa de pérdida de energía total para Sincrotrón

En un campo magnético uniforme, un electrón de alta energía se mueve en un camino espiral con un ángulo inclinación α^2 . Su velocidad a lo largo de las líneas de campo es constante conforme gira sobre la dirección del campo magnético a una girofrecuencia relativista $v_g = \frac{eB}{2\pi\Gamma m_e}$, donde Γ es el factor de Lorentz del electrón $\Gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ (Fig. (2.9)). Entonces, el electrón es acelerado hacia el centro de su órbita [1]. A partir de la ecuación

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = \frac{q^2\Gamma^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} (|a_\perp|^2 + \Gamma^2|a_\parallel|^2), \quad (2.86)$$

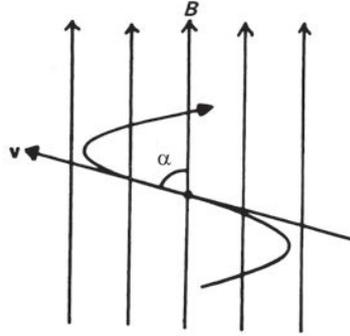


Figura 2.9: Coordenadas usadas para obtener la tasa total de radiación debida a la radiación de sincrotrón. Imagen basada en [1].

la tasa de pérdida de radiación de una partícula cargada q con aceleraciones a_\perp y a_\parallel medida en el marco de referencia del laboratorio es

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{rad} = \frac{q^2\Gamma^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} [|a_\perp|^2 + |a_\parallel|^2]. \quad (2.87)$$

La aceleración siempre es perpendicular al vector velocidad de la partícula, por lo que, a partir de la ec. (2.83), $a_\perp = \frac{evB\text{sen}\alpha}{\Gamma m_e}$ y $a_\parallel = 0$ [1]. Por lo tanto, la tasa de pérdida de radiación total del electrón es

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{\Gamma^4 e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} |a_\perp|^2 = \frac{e^4 B^2}{6\pi\epsilon_0 c^2} \frac{v^2}{c^2} \Gamma^2 \text{sen}^2 \alpha. \quad (2.88)$$

Ahora, reescribimos la ec.(2.88) de la forma

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2 \left(\frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_e^2}\right) \left(\frac{v}{c}\right)^2 c \frac{B^2}{2\mu_0} \Gamma^2 \text{sen}^2 \alpha, \quad (2.89)$$

donde se usó la relación $c^2 = (\mu_0\epsilon_0)^{-1}$ (con μ_0 la permeabilidad magnética y ϵ_0 la permitividad eléctrica en el vacío) [1]. Luego, se define a la sección eficaz de Thomson como

$$\sigma_T = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 c^4 m_e^2}. \quad (2.90)$$

Sustituyendo con el valor en la ec.(2.90) en la ec.(2.89), se tiene que

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \Gamma^2 \text{sen}^2 \alpha, \quad (2.91)$$

donde $U_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$, es la densidad de energía del campo magnético [1]. En el límite ultra-relativista, donde $v \rightarrow c$, la tasa de pérdida total de energía es

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \Gamma^2 \text{sen}^2 \alpha. \quad (2.92)$$

Estos resultados aplican para electrones con un ángulo de inclinación α . La distribución de éste ángulo puede hacerse aleatoria, ya sea por irregularidades en la distribución de campo magnético o por inestabilidades en el flujo. Como resultado, se espera que la distribución de ángulos de inclinación para una población de electrones de altas energías sea isotrópica. Además, durante su tiempo de vida, cualquier electrón de alta energía se dispersa de forma aleatoria en el ángulo de inclinación. Entonces, promediando sobre el ángulo de inclinación, se obtiene una expresión para su pérdida de energía promedio [1]. Promediando sobre una distribución isotrópica de ángulos de inclinación $p(\alpha)d\alpha = \frac{1}{2}\sin\alpha d\alpha$, encontramos la tasa de pérdida de energía promedio

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^3\alpha d\alpha = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \Gamma^2. \quad (2.93)$$

2.5. Rayos cósmicos

Los protones, núcleos y electrones de rayos cósmicos son las únicas partículas provenientes de fuentes fuera del sistema solar que han sido detectadas. A éstas se les conoce como rayos cósmicos. Visto desde arriba de la atmósfera, alrededor de un 98 % de las partículas son protones y núcleos, y el otro 2 % son electrones. De los protones y núcleos, alrededor del 87 % son protones, 12 % son núcleos de Helio y el restante 1 % son núcleos más pesados. En la Fig. (2.10) se puede ver que existe un amplio rango de energías, y el espectro se ha podido describir a partir de distribuciones de ley de potencia usando datos de muchas décadas de energía. Sin embargo, existen aquí dos parámetros muy importantes en el espectro, que son la 'rodilla' (conocido como *knee* en inglés), a 10^{15} eV y el 'tobillo' (conocido como *ankle*, también en inglés), a 10^{18} eV. Es conveniente considerar primero a los rayos cósmicos con energías en el rango de $10^9 - 10^{15}$ eV y después aquellos con mayores energías. Esta división corresponde a las diferentes técnicas que se usan para detectar los rayos cósmicos, detectores de partículas en observatorios espaciales en el menor rango de energía y la técnica de cascadas en aire de rayos cósmicos para mayores energías, la cual se puede ver por la diferente simbología en la Fig. (2.10) para un gran número de experimentos [1].

Los SNR se consideran la mayor fuente de rayos cósmicos galácticos. Esta hipótesis se sustenta en el mecanismo de *aceleración de onda de choque*, basado en el proceso de Fermi de segundo orden (Sección (2.1.4)).

El espectro de rayos cósmicos generalmente se divide en tres rangos:

- En el primer rango, que se extiende desde GeV hasta 10^{15} eV, el espectro es una ley de potencia isotrópica en $\varepsilon^{-\gamma}$ con un índice $\gamma \simeq 2.7$ (de hecho, en vez de usar a la variable ε , se usa la variable de "rigidez" pc/Z). Este se produce por las Supernovas de nuestra galaxia.
- El segundo rango que se extiende desde 10^{15} eV a 10^{18} eV también tiene un espectro de ley de potencia con un índice de $\gamma \simeq 3.1$. Este se produce probablemente debido a AGNs y radiogalaxias.
- Entre el primer y segundo rango, alrededor de 10^{16} eV, hay una conexión suave con un exceso de rayos cósmicos donde está el knee. Este rango aun no está explicado. No se sabe si es de origen galáctico o extragaláctico y si esta se produce por súper burbujas o por un halo intergaláctico. [1]

2.5.1. Interacciones nucleares en un proceso de altas energías

En el caso de las estrellas, los procesos de energía ocurren en los centros de éstas donde los productos de la nucleosíntesis generalmente son sólo observables de forma indirecta. Para estudiar las reacciones de espalación (el proceso por el cual un núcleo pesado emite una gran cantidad de nucleones como resultado del choque con un protón de alta energía, reduciendo su peso atómico en gran medida) de altas energías se requiere saber las secciones eficaces en el medio interestelar así como la producción de éstas y las vidas medias de los radionucleones creados en el proceso de espalación y en las fuentes del material recién sintetizado [1].

Primero se analizan las interacciones nucleares asociadas con las colisiones inelásticas de los protones de altas energías y el núcleo. Las interacciones nucleares solo son importantes cuando las partículas incidentes de altas energías realizan un choque más o menos directo en el núcleo debido a la interacción nuclear fuerte que mantiene al núcleo unido en un pequeño rango. Entonces, la sección eficaz para interacciones nucleares es simplemente la sección eficaz geométrica del núcleo [1]. Una expresión adecuada para el radio del núcleo es

$$R = 1.2 \times 10^{-15} A^{1/3} m, \quad (2.94)$$

donde A es el número de masa.

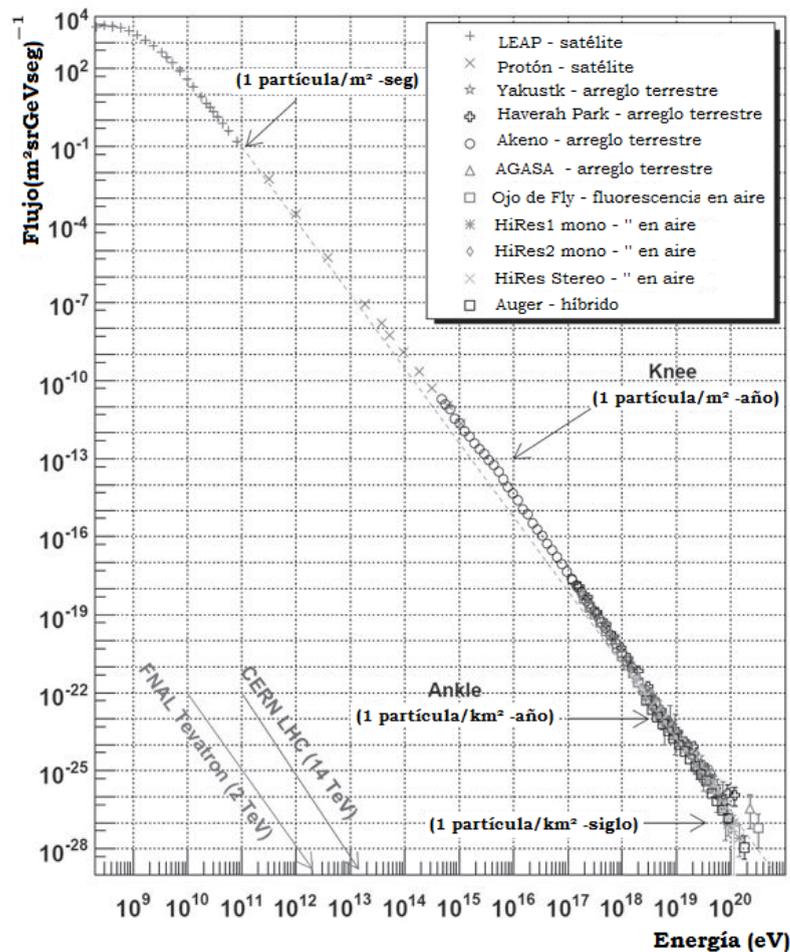


Figura 2.10: El espectro diferencial completo de rayos cósmicos obtenido a partir de varios experimentos. Se indican las características particulares -el 'knee', a 10^{15} eV y el 'ankle', a 10^{18} eV-, así como el flujo de llegada de las partículas con diferentes energías y las energías alcanzables en distintos experimentos de aceleradores. Imagen basada en [1].

En muchos casos, las partículas de altas energías tienen energías mayores a 1 GeV. Esto introduce una gran simplificación, debido a que, a éstas energías, la longitud de onda de De Broglie ($\lambda = h/p$) de la partícula incidente es pequeña comparada con la distancia entre nucleones en un núcleo, con lo que se puede usar el principio de incertidumbre de Heisenberg para estimar el tamaño efectivo de un protón: $\Delta x \approx \hbar/p = \hbar/\gamma m_p v$, donde m_p es la masa del protón, v es su velocidad y γ es el factor de Lorentz. Entonces, podemos considerar al protón incidente como una partícula discreta muy pequeña que interactúa con los nucleones individuales dentro del núcleo. Así, el número de partículas con las cuales interactúa no es más que el número de nucleones sobre la línea de visión a través del núcleo. Un modelo razonable para las interacciones nucleares es considerar que el protón incidente realiza múltiples dispersiones dentro del núcleo (Fig. (2.11)) [1].

La interacción de un protón de alta energía con un núcleo se puede describir siguiendo las siguientes reglas:

1. El protón interactúa fuertemente con un nucleón individual en un núcleo y, en la colisión, piones de todas las cargas, π^+ , π^- y π^0 son los productos principales. También se producen partículas extrañas y ocasionalmente antinucleones.
2. En el centro del marco de referencia a partir del impacto protón-nucleón, los piones emergen principalmente en dirección hacia delante y hacia atrás, pero pueden tener componentes laterales de momento del orden de $p_{\perp} \approx 100 - 200 \text{ MeV} c^{-1}$ [1].
3. Los nucleones y piones involucrados en las interacciones fuertes todos poseen un momento muy grande hacia delante al pasar por el marco de referencia del laboratorio por lo que los productos de la interacción son

partículas de altas energías [1].

4. Cada una de las partículas secundarias es capaz de iniciar otra colisión dentro del mismo núcleo, siempre y cuando la colisión inicial ocurra lo suficientemente cerca del 'borde frontal' del núcleo. Entonces, se inicia una mini cascada nucleónica dentro del núcleo [1].
5. Solo uno de los dos nucleones participan en las interacciones nucleares con las partículas de altas energías y éstas generalmente son removidas del núcleo dejando en él un estado altamente excitado. No hay garantía de que el núcleo resultante sea de una especie estable. Como resultado de esto, generalmente se evaporan varios fragmentos del núcleo, los cuales se conocen como fragmentos de espalación, los cuales son emitidos más o menos isotrópicamente en el marco de referencia del laboratorio. Los neutrones también se evaporan del núcleo ya roto y se pueden liberar otros neutrones a partir de los fragmentos de espalación. Para los núcleos ligeros, cualquier desbalance entre los números de neutrones y protones es fatal. En las colisiones de altas energías, los piones se concentran en un cono delgado, donde el ancho de este tiene que ver con la cantidad de partículas de altas energías que entran [1].

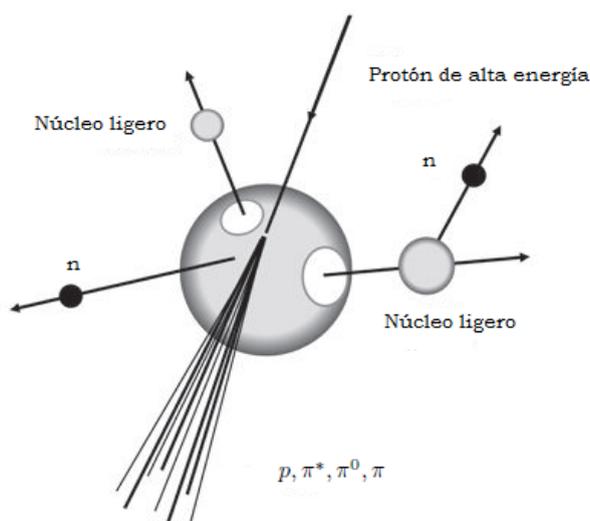


Figura 2.11: Diagrama esquemático que muestra los productos principales de la colisión de un protón de alta energía con un núcleo. Imagen basada en [1].

2.5.2. Decaimiento piónico

Existen cuatro modos de decaimiento piónico. El modo de decaimiento dominante $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, tiene una tasa de ocurrencia del $98.798 \pm 0.032\%$; el segundo modo, $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ (conocido como el *decaimiento Dalitz*), posee una tasa del $1.198 \pm 0.032\%$. Los otros dos canales de decaimiento son $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ (*decaimiento Dalitz doble*) y $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$, que se suprimen a factores de aproximadamente 10^{-7} y 10^{-5} , respectivamente [26], [27].

Los piones neutros π^0 tienen vidas cortas, 1.78×10^{-16} s antes de decaer a través del modo principal en dos rayos gamma $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, cada una de las cuales inicia una cascada electromagnética [1]. Muchos de los piones cargados decaen en el vuelo en muones que liberan neutrinos y antineutrinos del muón

$$\left. \begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \right\} \text{ tiempo de vida media} = 2.551 \times 10^{-8} \text{ s.} \quad (2.95)$$

A su vez, los muones de bajas energías decaen en positrones, electrones y neutrinos del muón, con vidas medias un poco mayores [1].

$$\left. \begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{aligned} \right\} \text{ tiempo de vida media} = 2.2001 \times 10^{-6} \text{ s.} \quad (2.96)$$

2.5.3. Procesos fotohadrónicos

Los procesos fotohadrónicos son fundamentalmente tres, los cuales involucran protones de altas energías o iones N con una carga atómica Z y masa atómica A interactuando con fotones blanco [4]. Estas son las reacciones:

- $N + \gamma \rightarrow N + \pi$. Producción *fotopión* o *fotomesón* ($\phi\pi$)
- $N + \gamma \rightarrow N + e^+ + e^-$. Producción de *fotopares* (ϕe)
- $N + \gamma \rightarrow N' + N''$. Fotodesintegración, para iones.

Los piones cargados formados por el proceso fotopiónico decaen en leptones y neutrinos, y los piones neutros decaen en rayos gamma [4]. Debido a los productos de los decaimientos, las ecs. (2.95) y (2.96) se pueden reescribir como

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.97)$$

y son los mismos en la producción de fotopiones que en la de los piones formados como secundarios en la producción nuclear [4].

Proceso fotopiónico

El proceso fotopiónico $p\gamma \rightarrow N\pi$ tiene una energía umbral de fotón $\epsilon_{umb} = m_\pi + m_\pi^2/2m_p$ ($m_{\pi^0} = 135.0$ MeV, $m_{\pi^\pm} = 139.6$ MeV). El umbral π^0 es entonces $\cong 145$ MeV, y solo el $\gamma p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 p$ está cinemáticamente permitido. A energías entre el umbral π^+ , $\cong 0.150$ GeV, y ≈ 0.25 GeV, el canal pión directo $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ es dominante. El proceso fotohadrónico más simple involucra un intercambio de un mesón entre un vértice electromagnético para la interacción del fotón y una interacción fuerte para la interacción del barión [4].

Para derivar las expresiones analíticas para la sección eficaz total y secundarias de la producción de fotopiones, podemos aproximar el proceso fotopiónico por la suma de dos canales, la *resonancia de pión simple* y el *canal multipión* [4].

- *Canal de resonancia de pión simple*. El protón pierde 20% de su energía en promedio a través de las reacciones

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \rightarrow p + 2\gamma \\ n + \pi^+ \rightarrow n + e + 3\nu \rightarrow p + 2e + 4\nu \end{cases}, \quad (2.98)$$

cuando los dos canales de decaimiento ocurren casi a la misma tasa en una producción de pión simple [4].

- *Canal multipión*. El protón pierde en promedio 60% de su energía inicial, la cual se asume igualmente dividida en π^0, π^+ secundarios y partículas π^- .

En el canal $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$, los piones neutros decaen en dos rayos gamma, cada uno con $\approx 10\%$ de la energía del protón original. En la producción siguiente, los rayos gamma pueden materializarse en pares $e^+ - e^-$ a través del proceso de absorción $\gamma\gamma \rightarrow e^+ - e^-$, iniciando una cascada de producción de pares Sincrotrón/Compton [4].

En el canal $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$, el decaimiento de los piones cargados produce tres neutrinos y un positrón en la cadena de reacción

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \text{seguido por el decaimiento } \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.99)$$

Los decaimientos del neutrón con una vida media $t_n \cong 886$ s a través de la reacción del decaimiento- β son

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.100)$$

Los electrones y neutrinos producidos por decaimientos- β tienen energías ≈ 1 MeV en el marco en reposo del neutrón (Sección (2.1.2)). En una interacción simple $p\gamma$ que lleva a la producción de un solo π^+ , se forman cuatro neutrinos y dos leptones, con uno de los neutrinos y uno de los leptones teniendo ≈ 50 veces menos energía que los demás. El canal asociado con el electrón producido por el decaimiento- β es el menos frecuente, conocido como *bremstrahlung*, donde la radiación se produce a partir de una transición abrupta en el núcleo. Esta energía, tomada a expensas del neutrino, produce radiación secundaria débil [4].

Capítulo 3

Modelado y descripción del sistema

3.1. El complejo Cygnus

La región Cygnus es un elemento importante en la Galaxia al ser observada desde la Tierra en todas las bandas del espectro electromagnético, lo cual no es raro, ya que representa más que una sola región de la línea tangencial de visión de uno de los brazos espirales galácticos. Varias regiones de formación estelar localizadas a diferentes distancias se pueden ver sobrelapadas en esta región del cielo, definida aproximadamente como el intervalo de las longitudes galácticas $65^\circ \leq l \leq 85^\circ$ y latitudes $|b| \leq 3^\circ$, en la constelación del Cisne, o Cygnus, en el hemisferio norte (conocida también como la cruz del Norte) (Fig. (3.1)) [28].

γ -Cygni es una estrella amarilla de segunda magnitud detectada en rayos X o rayos gamma. Tiene un paralaje de 2.1 ± 0.5 mag, lo que corresponde a una distancia de alrededor de 470 pc (Fig. (3.2)). Cerca de la línea de visión de esta estrella se encuentra el SNR G78.2+2.1, el cual es conocido regularmente como el SNR γ -Cygni debido a su proximidad aparente a la estrella γ -Cygni, pero en realidad no tiene relación con ésta [28].

La región Cygnus es una de las más complejas e interesantes en el cielo en rayos gamma, ya que contiene al remanente de supernova G78.2+2.1, que emite en rayos gamma, al púlsar PSR J2021+4026 -también en rayos gamma- y la fuente de altas energías VER J2019+407. Entender la emisión de rayos gamma de esta región es una tarea complicada, ya que las 3 fuentes se encuentran apiladas sobre la línea de visión y la emisión galáctica interestelar es brillante y altamente estructurada. Observatorios como el Fermi LAT y VERITAS han realizado observaciones de ésta región, conocida también como el complejo Cygnus [29].

3.1.1. El remanente de supernova G78.2 + 2.1

El SNR G78.2+2.1 es un remanente de supernova de $\sim 1^\circ$ de diámetro que emite principalmente en radio y rayos X. Se cree que está en una etapa inicial de expansión adiabática hacia un medio de densidad menor [32]; es uno de los mejores ejemplos de un remanente de supernova de tipo cascarón. En uno de los primeros estudios en radio de la región Cygnus X tomados con el telescopio NRAO a 2695 MHz y una resolución angular de $11'$, se reportó la presencia de emisión no térmica en ésta dirección (G78.2+1.8 y G78.4+2.5) [33]. Usando observaciones de 10.6 GHz obtenidas con el radiotelescopio Algonquin, se confirmó la naturaleza no térmica de estas dos fuentes y después se sugirió que podrían ser partes más brillantes de un solo remanente de supernova extendido [33]. Se propuso un modelo en el cual el progenitor del SNR explotó en un bloque de material, y las características continuas más brillantes en radio ocurren donde el bloque y la onda de choque en expansión se intersectan [33].

Basados en las observaciones de HI en la resolución $2'.4$ obtenida con el radio telescopio RATAN-600, se reportó un cascarón grande de HI con diámetros interior de 55 pc y 75 pc respectivamente [33], que se expande lentamente y rodea inmediatamente a un cascarón que emite en radio y rayos X, el cual se cree que fue creado por el viento estelar de su progenitor [32] a una distancia $d = 1.5$ kpc, el cual se está expandiendo a ~ 10 kms $^{-1}$ y tiene una velocidad sistémica de ~ 3 kms $^{-1}$ [33]. El cascarón de radio se divide bruscamente en dos arcos, el sur y el norte; esta región también está caracterizada por una emisión óptica fuerte con líneas de Azufre [32].

Este cascarón distintivo en longitudes de radio y rayos X tiene las regiones norte y sur más brillantes [34], y la mayoría del flujo de radio viene de la zona sureste del remanente [35]. Se han visto índices espectrales de radio mayores (un espectro más pronunciado) cerca del centro del remanente (aunque podrían asociarse al cascarón) y alrededor del choque del SNR [35]. Al hacer un análisis más detallado de la emisión térmica ambiental y la radiación de sincrotrón

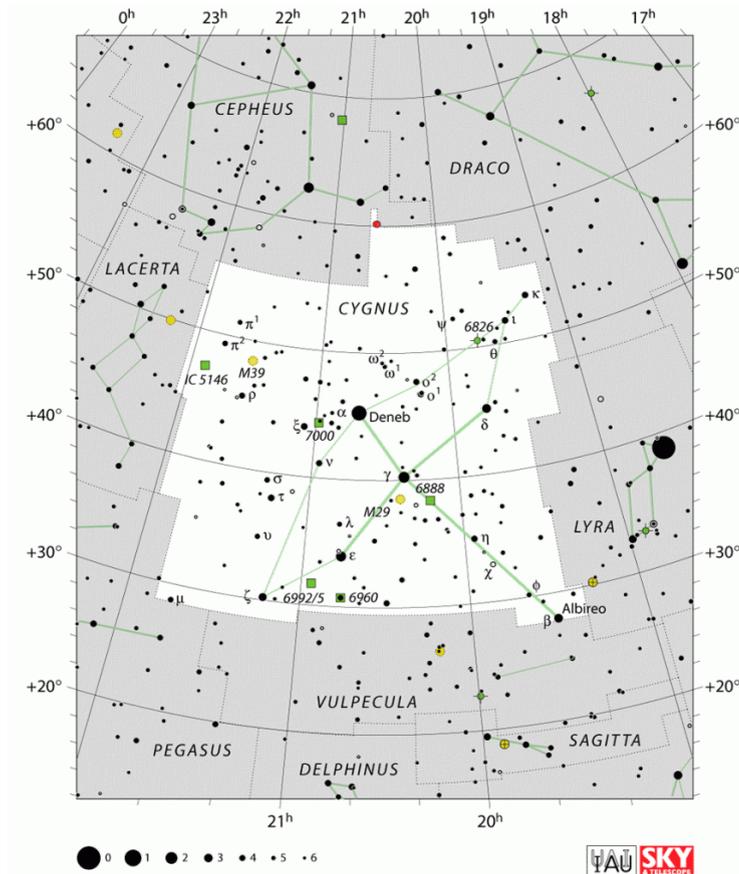


Figura 3.1: Localización de la constelación Cygnus en el cielo. Notamos que γ -Cygnus se encuentra en el centro de la cruz que forma Cygnus. Imagen tomada de <http://www.constellation-guide.com/constellation-list/cygnus-constellation/> [30].

del remanente con datos de alta sensibilidad provenientes del *Estudio Canadiense sobre el Plano Galáctico (CGPS)* se encontró un promedio espectral mayor que el promedio, de 0.75 ± 0.3 con variaciones espaciales desde 0.40 hasta 0.80 [33]. Además, se cree que la emisión de radio no térmica localizada en la fuente de TeV VER J2019+407 tiene un espectro más duro que el promedio, con un índice espectral cercano a 0.40 [35].

Se ha observado y asociado al SNR emisión de Hidrógeno neutro, incluyendo Helio ionizado HI post choque en las zonas sur y norte del SNR [36], así como una masa de $1.3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ y una densidad estimada para el cascarón que rodea al SNR de 2.5 cm^{-3} , el cual se encuentra ahora en su fase radiativa [33]. No se encontró evidencia de interacciones con gas molecular, especialmente de CO. Sin embargo, se observó una nube de CO que fue asociada a la sección sureste del SNR, y se encontró además absorción de H_2CO , lo que indica la presencia de material denso en esta zona. Se fotografió una región térmica grande en radio y varias pequeñas de HII cercanas y superpuestas al SNR, entre éstas, la región HII conocida como la nebulosa γ -Cygni, que coincide en posición con la emisión más brillante no térmica en el sureste del SNR [34]. En [37] se propone una distancia de 1.7 kpc, con lo cual las observaciones de rayos X e H han dado una velocidad de choque de $(1 - 1.5) \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$, un número de densidad sin perturbar de $(0.14 - 0.3) \text{ cm}^{-3}$, una temperatura de $(1.6 - 3.2) \times 10^7 \text{ K}$ para el gas emitiendo en rayos X en el cascarón brillante y una edad del remanente de 4000 a 6000 años, suponiendo una energía cinética de la explosión de 10^{51} erg ; en [33] se propone que este es un remanente aún en fase adiabática.

Analizando datos ópticos de regiones brillantes, [38] encontró una velocidad de choque de 750 km s^{-1} , una edad de 7000 años y densidades del ISM sin perturbar de 0.3 cm^{-3} que contienen nubes comprimidas con densidades de $\sim 700 \text{ cm}^{-3}$ (correspondiente con las densidades pre choque de $\sim 20 \text{ cm}^{-3}$). En el análisis realizado con ASCA en rayos X se observó una emisión dispersada a una temperatura de $\sim 0.6 \text{ keV}$ enlazada por las regiones brillantes en radio con una emisión térmica brillantada a una temperatura de $\sim 0.8 \text{ keV}$ [33]; si se interpreta lo segundo como la emisión proveniente de la región inmediata post-choque de la explosión del SNR propagándose a través del ISM, se encuentra una velocidad de choque [39] de 800 km s^{-1} y una edad adiabática de 6600 años (asumiendo una distancia de 1.5 kpc), por lo que a G78.2+2.1 se le puede localizar a una distancia comparable a la de los clusters en la región

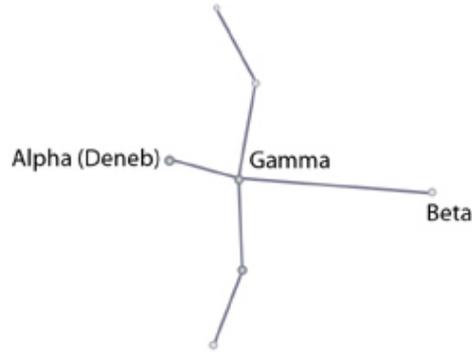


Figura 3.2: Localización de γ -Cygnus (también conocido como Sadr) en la constelación de Cygnus. Imagen tomada de <http://chandra.harvard.edu/photo/constellations/cygnus.html> [31].

de formación de la estrella masiva Cygnus-X [29].

Además, se descubrieron dos grupos (nombrados *C1* y *C2*) de emisión de rayos X duros en el norte del SNR. Estos se atribuyeron a radiación bremsstrahlung no térmica de electrones en nubes chocadas densas con una densidad del gas entre 10 y 100 cm^{-3} . Un análisis de INTEGRAL-ISGRI [40] reveló grupos de rayos X duros de alrededor de 10 *arcmin* de tamaño; el más prominente en el noroeste, y otros dos en las regiones sureste y noreste del SNR.

Esto es compatible con los dos flujos de ASCA [39] y los datos sin resolver espacialmente de RXTE PCA [40] derivados anteriormente. La morfología espacial observada y el espectro son consistentes con la emisión generada por electrones no térmicos acelerados en el choque de una supernova interactuando con una nube interestelar. Usando una observación de Chandra de la región, se encontró después que *C1* está extendido y probablemente esté asociado con un objeto extragaláctico, mientras que *C2* tiene una densidad de la columna de absorción que coincide con la localización del SNR y un espectro no térmico de ley de potencia con un índice de ~ 1.0 . *C2* se localiza dentro de la extensión de VER J2019+407.

La emisión de rayos gamma en la región de G78.2+2.1 se detectó por el instrumento EGRET a bordo del *Observatorio Compton de Rayos Gamma (CGRO)*. El *Telescopio de gran área (LAT por sus siglas en inglés)* a bordo del satélite espacial de rayos gamma *Fermi* encontró una emisión extendida de éste remanente, y también descubrió un púlsar brillante en rayos gamma, PSR J2021+4026 cerca del centro del remanente. A pesar de que las emisiones de rayos gamma tanto del SNR como del púlsar son difíciles de separar a algunos GeVs, el flujo del SNR se vuelve dominante arriba de $\sim 10 \text{ GeV}$, conforme el espectro de PSR J2021+4026 sigue una ley de potencia con un quiebre exponencial y una energía de corte de $\sim 2.4 \text{ GeV}$. En el último catálogo de LAT (3FGL), la morfología de la emisión del cascarón entero del SNR, también llamado 3FGL J2021.0+4031e se describe con un disco uniforme de radio 0.63 centrado en la posición (J200) $\alpha = 305^\circ.27$, $\delta = 40^\circ.52$. En la (Fig. (3.3)) se puede ver el espectro en radio y rayos X del SNR, y en la (Fig. (3.4)) su contraparte óptica.

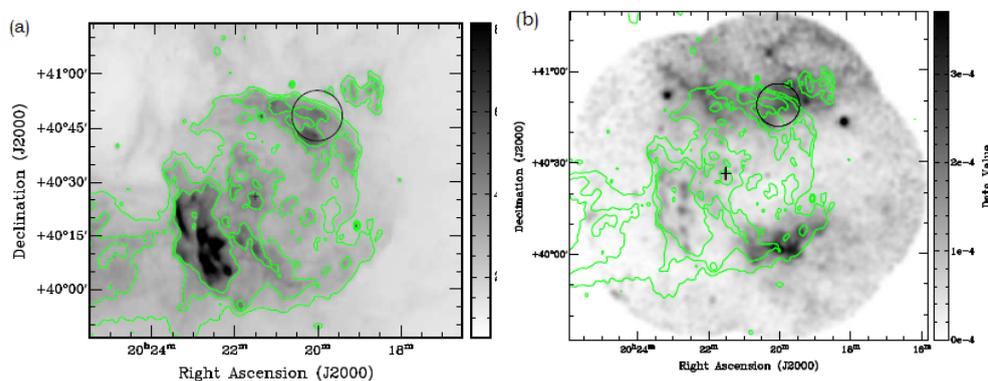


Figura 3.3: (a) Imagen de radio a 1420 MHz de G78.2+2.1 con curvas en $T_B = 25, 32$ y 42 K . (b) Mosaico de imágenes de alta resolución de $0.5 - 2.0 \text{ keV}$ de ROSAT PSPC a $2'$. La imagen está sobrelapada con el contorno de radio de 1420 MHz a $T_B = 25, 32$ y 42 K . Para ambas imágenes, el círculo negro indica el error para la fuente de altas energías VER J2019+407 y la cruz negra indica la posición del púlsar que se cree se encuentra dentro del SNR, PSR J2021+4026. Imagen tomada de [41].

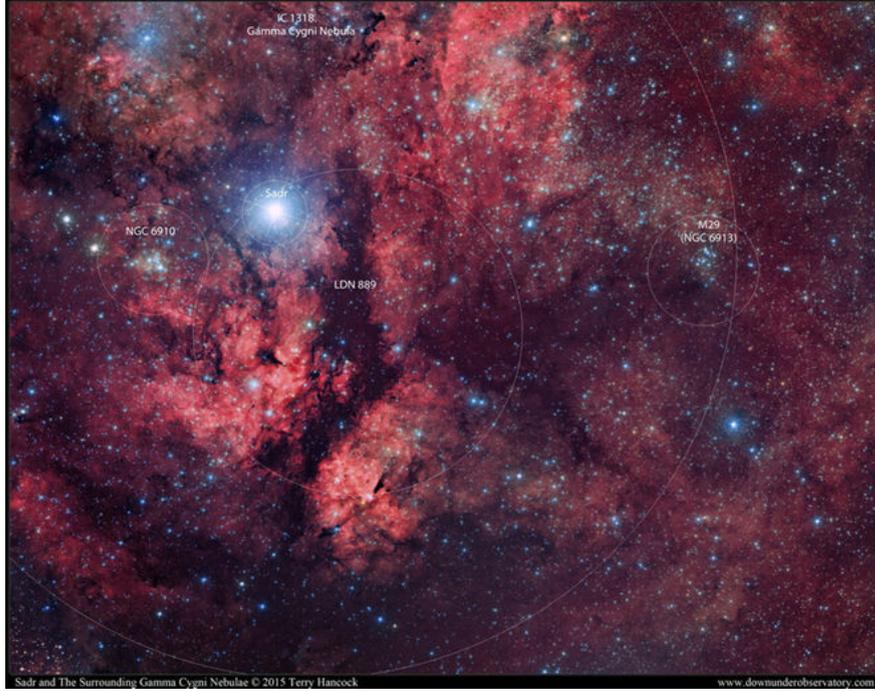


Figura 3.4: Imagen del complejo Cygnus tomada en óptico en una zona de aproximadamente 6.5×5.4 grados, mostrada con anotaciones por zona. En el centro se muestra a la estrella supergigante γ -Cygni (o Sadr), donde además se puede ver un complejo de estrellas, nubes de polvo y nebulosas brillantes sobre el plano de nuestra Galaxia. En la parte superior, la nebulosa de emisión IC1318 (también conocida como la nebulosa de la mariposa), y a los extremos a los clusters abiertos de estrellas NGC6910 y NGC6913, así como la gran nebulosa de absorción LDN 889 cerca a Sadr. Imagen tomada por Terry Hancock en Down Under Observatory y publicada en <http://www.space.com/29461-gamma-cygni-nebula-photos-terry-hancock.html> [42].

3.2. Procesos de emisión en G78.2 + 2.1

3.2.1. Procesos hadrónicos

Interacciones protón-protón

Los protones acelerados a altas energías en los frentes de choque pueden interactuar con los protones ambientales produciendo piones neutros y cargados de la forma ($p + p \rightarrow X + \pi^0 + \pi^\pm$) (Sección (2.5)). Subsecuentemente, los piones neutros decaen en fotones $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Para la distribución de rayos cósmicos acelerados, se adoptan varias posibilidades, incluyendo una ley de potencia estándar en el momento p : $\frac{dN_p}{dp} = K_p p^{-\alpha_p}$, una ley de potencia con un corte exponencial: $\frac{dN_p}{dp} = K_p p^{-\alpha_p} e^{-\frac{p}{p_c}}$, y una distribución de ley de potencia de quiebre dada por

$$\frac{dN_p}{dp} = K_p \left[1 + \left(\frac{p}{p_{br}} \right)^2 \right]^{-\frac{\Delta\alpha_p}{2}} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha_p}, \quad (3.1)$$

con $\Delta\alpha_p = \beta_p - \alpha_p$. Aquí, K_p es una constante de normalización, p_0 es una constante de escala, p_c es el momento de corte y p_{br} es el momento de quiebre. Además, la energía de corte se denota como $\mathcal{E}_{\gamma,c}^{pp}$, y la de quiebre como $\mathcal{E}_{\gamma,br}^{pp}$, ambas en el espectro de rayos gamma. Este tipo de distribuciones de protón se puede comprobar en sistemas donde los SNR interactúan con material ambiental.

Sea $\frac{dN_p}{dE_p}$ la distribución de partículas por unidad de energía dada en $cm^{-3} GeV^{-1}$, por lo que la densidad de energía en las partículas está dada por

$$W_p = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E \frac{dN_p}{dE_p} dE_p. \quad (3.2)$$

Si la distribución de protones se convierte en el espacio de la energía de partícula total E_p de la forma $\frac{dN_p}{dE_p} = \frac{dN_p}{dp} \frac{dp}{dE_p} = \frac{E_p}{p} \frac{dN_p}{dp}$, el contenido de energía total en protones se puede calcular como

$$U = VW_p = V \int_{E_{p,min}}^{E_{p,max}} E_p \frac{dN_p}{dE_p} dE_p, \quad (3.3)$$

con V el volumen de la región que ocupan las partículas. Si se asumen uniformemente distribuidas $V = \frac{4}{3}\pi R^3$, con un radio R , y una masa total de Hidrógeno dentro de este volumen de $M_H = n_p m_p V$. Así, el espectro de rayos gamma producido por las colisiones hadrónicas está dado por [43]

$$\left(\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}\right) = \frac{V}{4\pi d_z^2} n_p \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{pp}(E_p) \frac{dN_p}{dE_p} F_\gamma^{pp}(E_p, x) \frac{dE_p}{E_p}, \quad (3.4)$$

donde $d_z = 1.5 kpc$ es la distancia al SNR G78.2+2.1 y $\sigma_{pp}(E_p) = 34.3 + 1.88S + 0.25S^2 mb$ es la sección eficaz para estas interacciones. Además, $S = \log(E_p/1TeV)$ y $F_\gamma(x, E_p)$ está definida por la ec. (3.5), y $B_\gamma, \beta_\gamma, k_\gamma$ están dados por las ecs.

$$\begin{aligned} F_\gamma(x, E_p) &= B_\gamma \frac{d}{dx} \left[\ln(x) \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right)^4 \right] \\ &= B_\gamma \frac{\ln(x)}{x} \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right)^4 \left[\frac{1}{\ln(x)} - \frac{4\beta_\gamma x^{\beta_\gamma}}{1 - x^{\beta_\gamma}} - \frac{4k_\gamma \beta_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - 2x^{\beta_\gamma})}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right], \end{aligned} \quad (3.5)$$

con las constantes B_γ, β_γ y k_γ definidas como

$$B_\gamma = 1.30 + 0.14L + 0.011L^2, \quad (3.6)$$

$$\beta_\gamma = \frac{1}{1.79 + 0.11L + 0.008L^2} \quad (3.7)$$

y

$$k_\gamma = \frac{1}{0.801 + 0.049L + 0.014L^2}, \quad (3.8)$$

donde $L = \ln(E_p/1TeV)$.

Descripción del espectro electromagnético

Se puede ver la distribución de rayos gamma en energías de GeV-TeV del SNR G78.2+2.1 en la Fig. (3.5). En este trabajo tomamos los flujos de Fermi-LAT en GeV, y los datos en TeV los tomamos a partir de las observaciones de VERITAS. Como puede verse, la distribución de rayos gamma de Fermi-LAT conecta suavemente con los datos en las energías mayores. Presentamos los resultados del ajuste de la distribución de rayos gamma usando el método de minimización de χ^2 implementada a través del paquete ROOT y los parámetros resultantes asociados a cada función del ajuste en la Tabla (3.1). Se puede ver que es una ley de potencia de quiebre lo que describe mejor a la distribución de rayos gamma en GeV-TeV, por lo que adoptamos la distribución de protones acelerados dada por la ec. (3.1) con $\Gamma_l = \alpha_p$ y $\Gamma_h = \beta_p$ para calcular la emisión de rayos gamma en el escenario hadrónico. La energía resultante total en los hadrones de rayos cósmicos en este modelo es de $1.95 \times 10^{50} \text{ erg}$ para $p_0 = 1 \text{ TeV}$, $n_p = 1 \text{ cm}^{-3}$ y una distancia a la fuente de 1.5 kpc . El momento de quiebre en la distribución de partículas es de 0.45 TeV .

La distribución de rayos cósmicos debajo del quiebre es más dura que la predicha para una aceleración de choque de una partícula de prueba estándar, aunque esto podría explicarse por efectos no lineales como son la modificación del choque por rayos cósmicos. Así, el quiebre en el espectro de protones se puede relacionar con los efectos de amortiguamiento de la turbulencia magnetohidrodinámica debida a colisiones de iones neutros en una zona de interacción del choque con material ambiental, asumiendo que este quiebre no es intrínseco al proceso de aceleración y que la aceleración ocurre cerca del límite de Bohm.

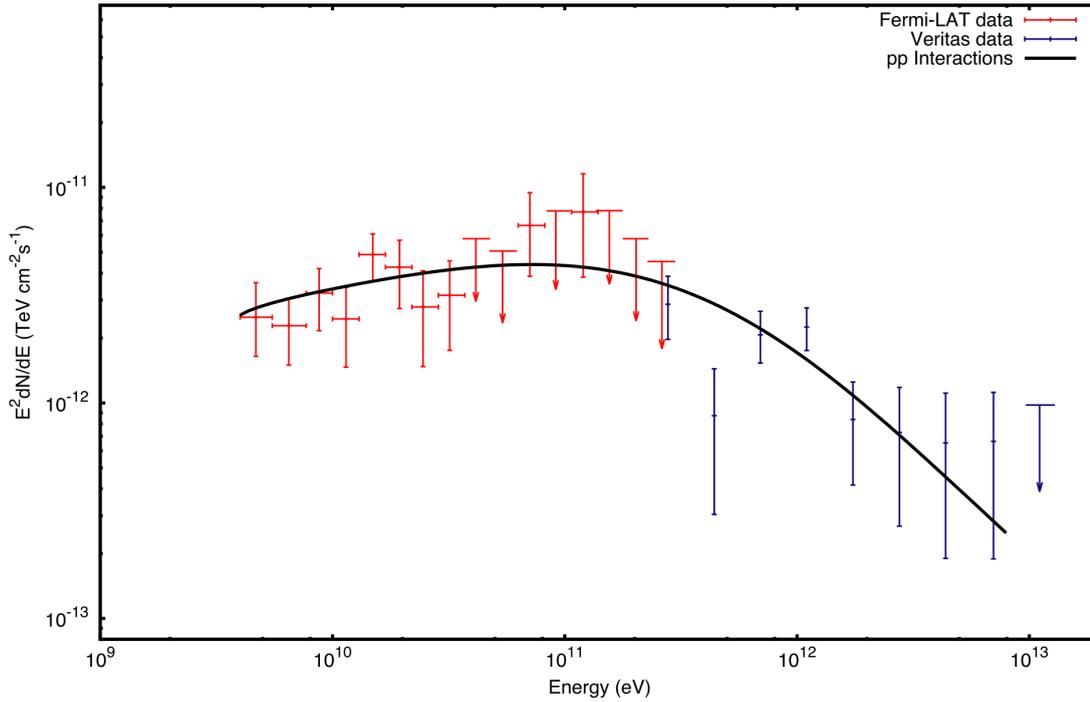


Figura 3.5: Espectro de rayos gamma de GeV-TeV de SNR G78.2+2.1. La línea sólida es la función de la ley de potencia de quiebre que se ajusta mejor a los flujos de Fermi-LAT y los datos de VERITAS, mostrados en la Tabla (3.1).

Tabla 3.1: Resultados del ajuste para el espectro de GeV-TeV de G78.2+2.1

Forma espectral	Parámetros	Valores	$\chi^2/dof.$
Ley de potencias simple			
Índice espectral	Γ	2.18 ± 0.03	1.38
Ley de potencias con corte			
Índice espectral	Γ	2.07 ± 0.07	1.20
Energía de corte	$E_{\gamma,c}$ (TeV)	3.55 ± 2.39	
Ley de potencias con quiebre*			
Bajo índice espectral	Γ_l	1.78 ± 0.15	1.02
Alto índice espectral	Γ_h	2.46 ± 0.11	
Energía de quiebre	$E_{\gamma,br}$ (GeV)	70.7 ± 0.1	

* Con $E_{\gamma,c}$ la energía de corte, $E_{\gamma,br}$ la energía de quiebre y Γ_l, Γ_h los índices espectrales antes y después de la energía de quiebre.

En la Fig. (3.6) se muestra el modelo hadrónico usado para describir la distribución electromagnética de energía de G78.2+2.1. Los puntos de radio de la distribución de la emisión integrada del SNR se pueden ver en color rojo, mientras que el triángulo magenta describe una región con un flujo a 10.6 GHz. Se muestra además una observación de ASCA y RXTE PCA del remanente y una observación de INTEGRAL-ISGRI de una nube al oeste de G78.2+2.1 como referencia. La región oscurecida corresponde a las observaciones de ASCA de rayos X duros vistos en la región de emisión de TeV, como se menciona en ([39]). Las componentes del modelo son sincrotrón (línea discontinua), bremsstrahlung no térmico (línea punteada, con una densidad ambiental de $n_p = 1 \text{ cm}^{-3}$) y el total (línea sólida).

3.2.2. Procesos leptónicos

1. Radiación de sincrotrón

La población de electrones se describe por una ley de potencia simple en el espacio de momento p . En el caso relativista, ésta se define por $N(E_e) \sim E_e^{-\alpha_e}$, donde α_e es el índice espectral y E_e la energía de la partícula, y asumimos que ésta distribución se corta por debajo de cierta energía (Sección (2.4)). Los electrones en la región de emisión inmersos en un campo magnético B se enfrían en una escala de tiempo dada por el tiempo de

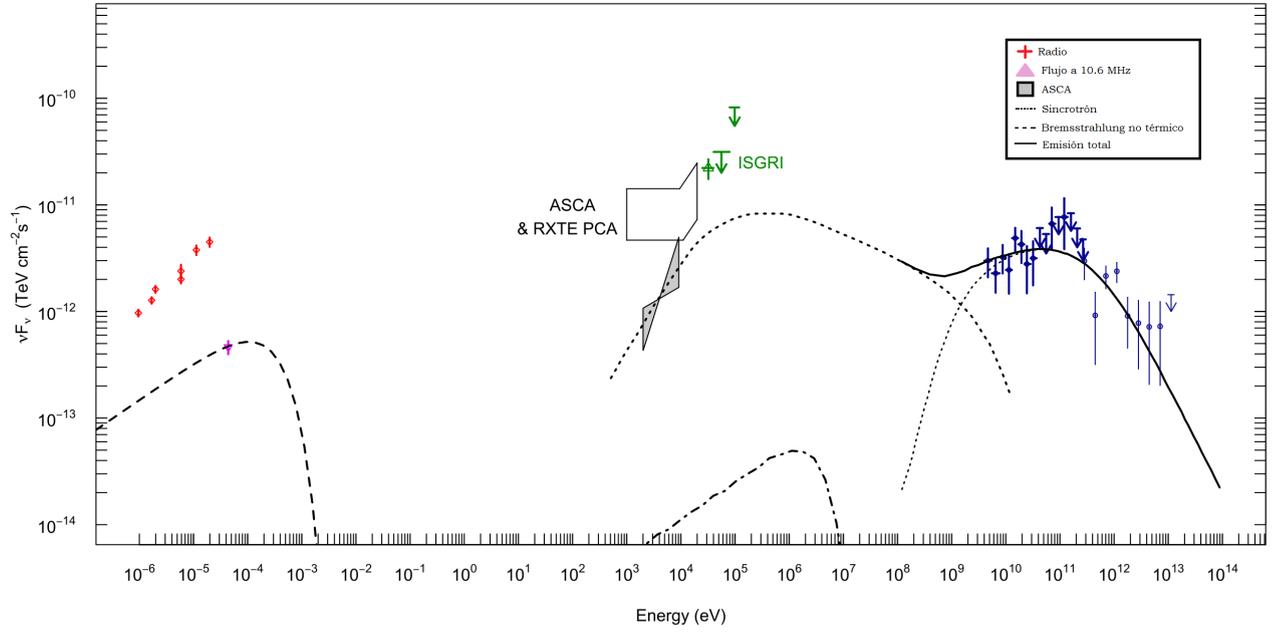


Figura 3.6: Modelo hadrónico para describir a G78.2+2.1

enfriamiento estándar $\tau_c = \frac{6\pi m_e^2}{\sigma_T} B^{-2} E_e^{-1}$, donde $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ es la sección eficaz de Thompson, y m_e la masa del electrón. En este punto, tomamos en cuenta dos escenarios diferentes para calcular el corte de energía. Para esto, igualamos el tiempo de enfriamiento con la edad de la fuente τ_{ed} y despejamos la energía de los electrones. En este caso, la energía de corte $E_{e,q}$ es

$$E_{e,q} = \frac{6\pi m_e^2}{\sigma_T} B^{-2} \tau_{ed}^{-1}. \quad (3.9)$$

Al considerar que la escala de tiempo de la aceleración $\tau_{ac} = \frac{2\pi}{q_e} v_s^{-2} B^{-1} E_e$ y que la escala de tiempo del enfriamiento son similares, definimos a la energía máxima del electrón $E_{e,max}$ como

$$E_{e,max} = \sqrt{\frac{3q_e}{\sigma_T}} B^{-1/2} v_s, \quad (3.10)$$

donde q_e es la carga eléctrica y v_s es la velocidad de choque. Luego, tomamos la energía típica de sincrotrón $\epsilon_\gamma^{sinc} = \frac{q_e}{m_e^3} B E_e^2$ y a partir de las ecuaciones (3.9, 3.10), obtenemos las energías de quiebre de sincrotrón correspondientes

$$\begin{aligned} \epsilon_{\gamma,q}^{sinc} &= \frac{36\pi^2 q_e m_e}{\sigma_T^2} B^{-3} \tau_{ed}^{-2}, \\ \epsilon_{\gamma,max}^{sinc} &= \frac{3q_e^2}{m_e \sigma_T} v_s^2. \end{aligned} \quad (3.11)$$

El espectro de sincrotrón se calcula sumando sobre la distribución total electrónica. La energía radiada en el rango $[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$ está dada por electrones con energías en el rango $[E_e, E_e + dE_e]$, por lo que podemos estimar

el espectro a través de la emisividad $[\varepsilon_\gamma F(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma]_{\gamma, sinc} = -\frac{dE_e}{dt} N_e(E_e) dE_e$, con $F(\varepsilon_\gamma) = \left[\frac{dN(\varepsilon_\gamma)}{d\varepsilon_\gamma} \right]_{\gamma, sinc}$, que es el flujo diferencial de sincrotrón.

2. *Dispersión por Compton Inverso*

Los electrones acelerados en los frentes de choque pueden dispersar fotones externos hacia altas energías (Sección (2.2)). Los flujos de sincrotrón y Compton Inverso están relacionados a través del parámetro de Compton, el cual está dado por

$$[\varepsilon_\gamma^2 F(\varepsilon_\gamma)]_{\gamma, IC} = Y [\varepsilon_\gamma^2 F(\varepsilon_\gamma)]_{\gamma, sinc} \quad (3.12)$$

con $F(\varepsilon_\gamma) = \left[\frac{dN(\varepsilon_\gamma)}{d\varepsilon_\gamma} \right]_{\gamma, IC}$ el flujo diferencial de dispersión Compton, y el parámetro de Compton definido

como: $Y = \frac{U_{sinc}}{U_B}$, donde U_{sinc} es la densidad de energía de la radiación de sincrotrón y $U_B = \frac{U^2}{8\pi}$ es la densidad de energía del campo magnético. Para fotones externos, la energía resultante típica está dada por

$$\varepsilon_{\gamma, i}^{ssc} = \frac{4 E_e^2}{3 m_e^2} E_{\gamma, i}, \quad (3.13)$$

con $E_{\gamma, i}$ la energía media de los fotones blanco. El índice i es tomado de cualquier campo de radiación, ya sea el fondo cósmico de microondas (CMB por sus siglas en inglés), la luz de fondo electromagnética (EBL por sus siglas en inglés) o la emisión infrarroja (IF) proveniente del polvo calentado por el choque. Para éste modelo solo consideramos los efectos del CMB, el cual permite derivar un límite inferior para el campo magnético dando una energía total de partículas. A partir de la ec.(3.12) y el valor del parámetro de Compton, encontramos que los flujos de radiación de sincrotrón a longitudes de onda de radio y la dispersión por IC en rayos gamma se relacionan por medio de la expresión

$$[\varepsilon_\gamma^2 F(\varepsilon_\gamma)]_{\gamma, IC} = \frac{U_{sinc}}{U_B} [\varepsilon_\gamma^2 F(\varepsilon_\gamma)]_{\gamma, sinc}, \quad (3.14)$$

donde sabemos que $U_{CMB} = 0.25 \text{ eV cm}^{-3}$ es la densidad de energía de la radiación de CMB.

3. *Bremsstrahlung*

La emisión electromagnética generada por la desaceleración de los electrones no térmicos a través de interacciones de Coulomb se conoce como bremsstrahlung no térmico (Sección (2.3)). La tasa de pérdida de energía Coulombiana de electrones relativistas $\frac{dE}{dt} \sim \frac{E}{\tau_{Cou}}$ es proporcional a la densidad del gas y casi independiente de la energía electrónica, donde el tiempo de enfriamiento de los electrones debido a interacciones coulombianas está dado por [39]

$$\tau_{Cou} = \frac{2E}{3n_e m_e v^{-1} \ln \Lambda}, \quad (3.15)$$

con E la energía cinética, v la velocidad de los electrones no térmicos y Λ el logaritmo de Coulomb. Comparando el tiempo de enfriamiento de los electrones debido a las interacciones de Coulomb y la edad del objeto τ_{ed} , encontramos que la energía de quiebre coulombiana es

$$E_{Cou} = \frac{3}{2} \sigma_T m_e n_e v^{-1} \ln \Lambda \tau_{ed}. \quad (3.16)$$

A energías por debajo de E_{Cou} , las pérdidas coulombianas modifican de forma significativa al espectro electrónico, el cual se convierte en $N(E_e) \sim E_e^{-\alpha_e} + 1$. Para que la emisión de bremsstrahlung sea compatible con el espectro electromagnético de banda ancha de la fuente, estimamos la energía de quiebre requerida. Entonces, el

espectro de energía diferencial de la emisión de bremsstrahlung a partir de electrones acelerados está dado por [39]

$$[F(\varepsilon_\gamma)]_{\gamma,Cou} \simeq \int dE_e N(E) \beta \times \left(n_p \frac{d\sigma_{eH}}{d\varepsilon} + n_{He} \frac{d\sigma_{He}}{d\varepsilon} + n_e \frac{d\sigma_{ee}}{d\varepsilon} \right), \quad (3.17)$$

donde n_p, n_{He} y n_e son los números de densidad del Hidrógeno, Helio y el electrón, respectivamente, $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ es la sección eficaz diferencial para emitir un fotón de bremsstrahlung en el intervalo de energía $[\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon]$ y $F(\varepsilon_\gamma) = \left[\frac{dN(\varepsilon_\gamma)}{d\varepsilon_\gamma} \right]_{\gamma,Cou}$ es el flujo diferencial de bremsstrahlung.

Descripción del espectro electromagnético

Encontramos que un escenario simple, donde una población de electrones con una distribución de energía de ley de potencia que produce rayos gamma a través de la dispersión por Compton Inverso de los fotones de CMB, no puede reproducir los datos de rayos gamma para valores de índices razonables de distribución. Uno de los mayores problemas con este escenario es que no puede explicar los flujos de rayos X vistos por ASCA, lo cual ya había sido notado por [39]. En el artículo mencionado anteriormente, se descartó a la radiación de sincrotrón y a Compton Inverso como el origen de la emisión de rayos X y se concluyó que un escenario plausible para explicar las observaciones sería el bremsstrahlung no térmico proveniente de electrones, como se esperaría de las interacciones de Coulomb que producen un espectro de rayos X duro. Nosotros adoptamos parámetros similares a los usados en [39] para los modelos, tales como un campo magnético de $9 \mu G$, un índice espectral de partículas de 2.3 y una energía de corte de los electrones de $10 TeV$.

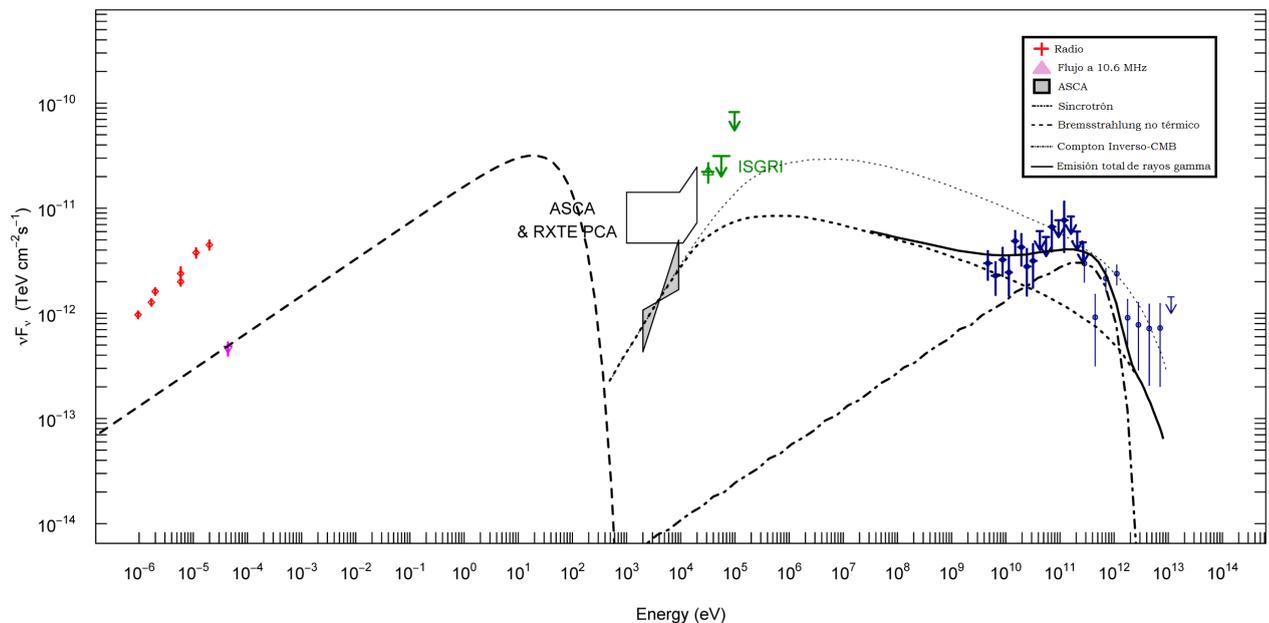


Figura 3.7: Modelo leptónico que describe a G78.2+2.1

El flujo de radio de los electrones predicho por [39] es del alrededor del 10% del flujo total del SNR, lo cual coincide con las observaciones a $10 GHz$. Sin embargo, sus modelos del espectro del campo electromagnético sobrepredicen los flujos de rayos gamma. Entonces, tomamos su modelo de emisión para una distribución de electrones de 2.3 y una densidad de gas de $10 cm^{-3}$. Además, estimamos la energía cinética electrónica debajo de la cual el espectro de partículas se aplanan al igualar la edad de la fuente (7000 años) con el tiempo de enfriamiento debida a

las interacciones de Coulomb, lo cual da un resultado de $K_{Cou} \sim 0.22 \text{ MeV}$, con lo que notamos que el espectro de bremsstrahlung puede describirse por una ley de potencia de quiebre, con un índice debajo de cierta energía de fotones en el régimen de los rayos X duros igual al del índice espectral de las partículas y que aumenta por una potencia por debajo de esta energía [39]. El modelo resultante se muestra en la Fig. (3.7), junto con la contribución esperada de IC-CMB.

La energía leptónica total es $7.7 \times 10^{48} \text{ erg}$ para un campo magnético de $9 \mu G$. Este escenario leptónico simple es capaz de explicar los flujos de rayos gamma de forma razonablemente bien a pesar de ser un modelo mejorado, el cual además podría ser capaz de considerar diferentes zonas de emisión con diferentes espectros y propiedades ambientales.

En la Fig. (3.7) se encuentra el modelo usado para describir la distribución del espectro electromagnético de G78.2+2.1. Los datos mostrados son los mismos que en la Fig. (3.6). Las componentes del modelo son sincrotrón (línea discontinua), Compton Inverso-CMB (línea discontinua punteada) y emisión de rayos gamma total (línea sólida). La línea punteada delgada muestra el modelo de bremsstrahlung de [39], el cual se calculó para parámetros similares, excepto por una densidad ambiental de $n_p = 10 \text{ cm}^{-3}$, la cual sobre-predice las mediciones.

Capítulo 4

Conclusiones

A partir de los datos de Fermi LAT, encontramos que el espectro conjunto de GeV-TeV puede ser descrito de la mejor forma por una ley de potencia de quiebre. No podemos descartar ni el mecanismo leptónico ni el hadrónico para describir el origen de los rayos gamma.

Un escenario leptónico simple con bremsstrahlung no térmico y emisión de Compton Inverso puede describir el espectro electromagnético. La emisión de bremsstrahlung domina a energías bajas de rayos gamma, por lo cual podría explicar la emisión de rayos X duros vista por ASCA en las nubes cercanas al SNR G78.2+2.1 con una densidad estelar de 1 cm^{-3} y un campo magnético de $9 \mu\text{G}$, para una energía total de partículas de $7.7 \times 10^{48} \text{ erg}$.

En el escenario hadrónico, el índice espectral requerido de la población de partículas es menor que el resultado estándar de la aceleración por choque difusivo (DSA), pero esto podría ser explicado por efectos no lineales. Si pensamos en la polarización para explicarlo, encontraríamos que ésta no ayuda a diferenciar entre el escenario hadrónico y el leptónico debido a que aún no se encuentra polarización a altas energías, solo a bajas energías, específicamente en el espectro de sincrotrón. Vemos por las figuras (3.6) y (3.7) que, a bajas energías, el espectro de sincrotrón en ambos es muy similar, por lo que no es posible diferenciar ambos procesos a través de la polarización. La única manera que se encontró en este trabajo para diferenciar entre ambos procesos fue a través de la energía del espectro: el espectro hadrónico se puede encontrar a más altas energías que el leptónico, por lo cual en trabajos subsecuentes se recomienda hacer énfasis en esta zona del espectro.

El origen del quiebre espectral también es de interés teórico: la energía total de las partículas se encuentra dentro de los valores esperados, $\sim 1.95 \times 10^{50} \text{ erg}$. En este escenario, la emisión leptónica puede suprimirse con un corte de la energía de las partículas de 20 GeV . Se espera una cantidad considerable de emisión por bremsstrahlung no térmico alrededor de varios cientos de MeV si los rayos X duros están asociados a los electrones en el SNR.

La detección de la emisión de sincrotrón proveniente del cascarón norte arriba de una frecuencia de 11 GHz puede ayudar a cuantificar la energía leptónica mínima, y por ende, la cantidad de emisión de rayos gamma por bremsstrahlung. Señalamos aquí que es posible tener un escenario con emisiones bremsstrahlung y hadrónicas mezcladas, lo cual depende, entre otros parámetros, del índice electrónico real de la ley de potencia en el cascarón norte.

A partir de nuestro análisis, hay indicios de que el cascarón norte del SNR tiene un espectro en GeV más suave, y de hecho, esta región no se detecta a energías de TeV. Las observaciones que producen los valores del campo magnético y su geometría o la presencia de material denso, como las nubes moleculares y otras propiedades ambientales en el norte de G78.2+2.1, podrían ayudar a explicar si la emisión aumentada de rayos gamma se debe a un aumento en la eficiencia de la aceleración o el resultado de material blanco abundante en el caso del escenario hadrónico. Realizamos un análisis preliminar de los datos de LAT arriba de 1 GeV , los cuales indicaron que el espectro de la fuente se hizo más suave, como fue predicho por los modelos descritos en el capítulo anterior. Sin embargo, no podemos decir si esto es debido a la contaminación por la emisión de un púlsar que podría encontrarse dentro del cascarón del SNR [44].

Bibliografía

- [1] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 1 & 2. 3rd. edition, 2011.
- [2] European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere. <http://www.eso.org/public/images/eso1401a/>, 4 de Marzo de 2016.
- [3] Hubble Space Telescope. <http://hubblesite.org/gallery/album/pr2005037a/>, 4 de Marzo de 2016.
- [4] Chung W. Kim Carlo Giunti. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 1st. edition, 2007.
- [5] C.G. Bernal N. Fraija. Signatures of neutrino cooling in the sn1987a scenario. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 442 (2014) no.1, 239-250, 21 July 2014.
- [6] J. E. Dyson. *The Physics of the Interstellar Medium*. 2nd. edition, 1997.
- [7] Jesse B. Doggett. A comparative study of supernova light curves. *The Astronomical Journal*, November, 1985.
- [8] Onno Pols. Stellar structure and evolution. Chapter 11: Pre-supernova evolution of massive stars, Utrecht University, clase de Nucleosíntesis estelar, Septiembre de 2009.
- [9] Alexandra Kozyreva. *Pair instability supernovae: Evolution, explosion, nucleosynthesis*. Disertación de doctorado, Bonn university, 2014.
- [10] CHANDRA X-RAY OBSERVATORY. http://chandra.harvard.edu/xray_sources/supernovas.html, 4 de Marzo de 2016.
- [11] C. L. Fryer A. Heger. How massive single stars end their life. *The Astrophysical Journal*, 1 July, 2003.
- [12] D. Ostlie B. Carrol. *An Introduction to Modern Astrophysics*. 2nd. edition, 2007.
- [13] HEASARC, NASA. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/snrs/snrstext.html>, 4 de Marzo de 2016.
- [14] NASA Goddard Space Flight Center. <http://imagine.gsfc.nasa.gov/science/objects/supernova-remnants.html>, 15 de Marzo de 2016.
- [15] NASA TV. <http://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image-feature-688.html>, 15 de Marzo de 2016.
- [16] Harvard Edu. <http://hea-www.cfa.harvard.edu/ChandraSNR>, 15 de Marzo de 2016.
- [17] Hershel Space Observatory. <http://sci.esa.int/herschel/51096-herschel-image-of-supernova-remnant-w44/>, 15 de Marzo de 2016.
- [18] M. Ajello M. Ackermann. Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants. *Science Magazine*, February 15, 2013.
- [19] for the VERITAS Collaboration A. Weinstein. Detection of ver j2019+407 (g78.2 + 2.1) and tycho's supernova remnant with veritas. *2011 Fermi Symposium, Roma, May 9 - 12*, 4 November 2011.
- [20] Stephen P. Reynolds. Supernova remnants at high energy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, May 19, 2008.

- [21] T.K. Gaisser. Gamma-ray production in supernova remnants. *Astrophysical Journal*, 23 July 1997.
- [22] Michel Spiro Jean-Louis Basdevant, James Rich. *Fundamentals in Nuclear Physics: From Nuclear Structure to Cosmology*. 1st. edition, 2005.
- [23] A. R. Bell K. M. Schure. Diffusive shock acceleration and magnetic field amplification. *The Astrophysical Journal*, 31 May, 2014.
- [24] Pasquale Blasi. Lecture 2: Particle acceleration. *INAF/Arcetri Astrophysical Observatory*.
- [25] Alan P. Lightman George B. Rybicki. *Radiative Processes in Astrophysics*. 2nd. edition, 2004.
- [26] Jiri Novotny Karol Kampf, Marc Knecht. The dalitz decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ revisited. *European Physical Journal C: Particles and Fields, Springer Verlag (Germany)*, 2006, 46, pp.191- 217.
- [27] Jiri Novotny Karol Kampf, Marc Knecht. Radiative corrections to the dalitz decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ revisited. *Physical Review D92 no.5*, 23 September, 2015.
- [28] Alberto Carramiñana. 3 eg j2020+4017, the γ -cygni source- before glast. *Astrophysics and Space Science*, 309: 373,378, 20 April 2007.
- [29] for the Fermi-LAT collaboration L. Tibaldo, M. Razzano. Fermi-lat observations of the gamma cygni complex. *The Astroparticle Physics Conference*, 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro 2013.
- [30] Constellation Guide. <http://www.constellation-guide.com/constellation-list/cygnus-constellation/>, 14 de Abril de 2016.
- [31] CHANDRA X-RAY OBSERVATORY. <http://chandra.harvard.edu/photo/constellations/cygnus.html>, 13 de Abril de 2016.
- [32] A. Weinstein for the VERITAS Collaboration. Veritas observations of the vicinity of the cygnus cocoon. *4th Fermi Symposium : Monterey, CA*, 28 Oct - 2 Nov 2012.
- [33] S. Pineault Y. Ladouceur. New perspectives on the supernova remnant g78.2+2.1. *Astronomy and Astrophysics*, 15 August 2008.
- [34] R. S. Roger L. A. Higgs, T. L. Landecker. The true extent of the γ cygni supernova remnant. *The Astronomical Journal Vol. 82, No. 9*, September 1977.
- [35] T.L. Landecker L.A. Higgs X. Zhang, Y. Zheng. Multi-frequency radio spectral studies of the supernova remnant g78.2+2.1. *Astronomy and Astrophysics* 324, 641–650, 14 February 1997.
- [36] L. A. Higgs T. L. Landecker, R. S. Roger. Atomic hydrogen in a field in cygnus x containing the supernova remnant g78.2+2.1. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 39, 133-151, February 1980.
- [37] A. V. Finoguenov T. A. Lozinskaya, V. V. Pravdikova. The supernova remnant g78.2 + 2.1: New optical and x-ray observations. *Astronomy Letters, Vol. 26, No. 2* 2000. pp 77-87, 9 June 1999.
- [38] F. Mavromatakis. Deep optical observations of the supernova remnant g78.2+2.1. *Astronomy and Astrophysics*, 12 June 2003.
- [39] F.A. Aharonian J.R. Mattox Y. Uchiyama, T. Takahashi. Asca view of the supernova remnant γ cygni (g78.2+2.1): bremsstrahlung x-ray spectrum from loss-flattened electron distribution. *Astrophysical Journal*, 571(2), 866-875, 22 February 2002.
- [40] Yu.A.Uvarov A.M.Bykov, A.M.Krassilchtchikov. Hard x-ray emission clumps in the γ -cygni supernova remnant: an integral-isgri view. *Astronomy and Astrophysics*, 28 Oct 2004.
- [41] S. Ranasinghe D.A. Leahy, K. Green. X-ray and radio observations of the cygni supernova remnant g78.2+2.1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 436, Issue 2*, p.968-977, December 2013.
- [42] Space.com - Terry Hancock. <http://www.space.com/29461-gamma-cygni-nebula-photos-terry-hancock.html>, 13 de Abril de 2016.

- [43] V. V. Bugayov S. R. Kelner, F. A. Aharonian. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. *Physical Review*, 23 August 2006.
- [44] M. Araya N. Fraija. The gigaelectronvolt counterpart of ver j2019+407 in the northern shell of the supernova remnant g78.2+2.1 (γ cygni). *The Astrophysical Journal*, 826, 31, 20 July 2016.