



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI DI BARI
ALDO MORO

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

Tesi di laurea in Fisica Astroparticellare

Studio col satellite *Fermi*
dei processi di accelerazione dei Raggi Cosmici
tramite l'osservazione di emissione gamma
da Resti di SuperNova

Relatore:

Dott. Francesco Giordano

Laureanda:

Micaela Caragiulo

ANNO ACCADEMICO 2011-2012

Indice

Introduzione	iii
1 Raggi Cosmici	1
1.1 Storia dei Raggi Cosmici	1
1.2 Composizione	4
1.2.1 Abbondanza chimica nei raggi cosmici	5
1.2.2 Abbondanza isotopica nei raggi cosmici	6
1.3 Spettro	8
1.3.1 GZK cutoff	10
1.4 Origine	12
1.5 Propagazione	14
1.5.1 Equazione del trasporto	14
1.5.2 Confinamento magnetico all'interno della Galassia . .	17
1.6 Meccanismi di accelerazione	20
1.6.1 Meccanismo di Fermi	20
1.6.2 Meccanismo di Fermi del secondo ordine	21
1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine	23
2 Sorgenti galattiche di raggi cosmici	28
2.1 Fase finale della vita di una stella	28
2.2 Le SuperNovae	30
2.2.1 I Resti di SuperNova	32
2.3 Il Catalogo di Green	40
2.4 SNR storici	43
2.5 Osservazioni Multi Lunghezza d'onda	54

2.5.1	Radiazione di sincrotrone	55
2.5.2	Radiazione di Compton inverso	61
2.5.3	Radiazione di bremsstrahlung	63
2.5.4	Decadimento del π^0	65
2.6	Flusso dei raggi gamma	70
3	Spettri γ con <i>Fermi</i>	73
3.1	La missione <i>Fermi</i>	73
3.1.1	Il rivelatore	76
3.1.2	Le prestazioni	82
3.2	Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)	88
4	Studio degli spettri γ degli SNR	98
4.1	Popolazione di protoni ed elettroni	98
4.2	Efficienza di accelerazione	100
4.3	Densità spettrale energetica	100
4.3.1	SNR giovani	101
4.3.2	SNR interagenti con nubi molecolari	111
4.3.3	Verso il primo catalogo degli SNR	114
4.3.4	Neutrini	119
	Conclusioni	127
	Bibliografia	129

Introduzione

A cento anni dalla scoperta dei *Raggi Cosmici* (CR) ad opera di Hess, restano ancora aperte molte delle domande a cui solo adesso si riesce a dare una risposta. Tra queste vi è quella relativa alle sorgenti: quali sono i tipi di oggetti astrofisici, galattici e/o extragalattici, che sono in grado di accelerare i RC fino alle energie delle centinaia di TeV? E quali sono i meccanismi di accelerazione? Una delle ipotesi più accreditate individua nei Resti di Supernova i siti astrofisici più plausibili per ricoprire il ruolo di sorgenti di RC primari, che attraverso il meccanismo di Fermi, darebbero una naturale spiegazione delle energie in gioco e degli spettri osservati. Tuttavia non si è ancora avuta una chiara evidenza sperimentale che tali accelerazioni avvengano davvero in questi tipi di oggetti astrofisici.

A causa del fatto che i CR diffondono nei campi magnetici presenti nella Galassia, non consentono di fare “astronomia” poiché non “puntano” alla sorgente e non ne permettono di determinare direttamente lo spettro energetico. È per questo che entrano in gioco i *raggi γ* : dal momento che essi conservano la loro direzione di partenza e che la loro produzione è correlata con le interazioni di particelle cariche di elevata energia, i loro flussi tracciano proprio la presenza dei RC. Questo permette una migliore comprensione dei meccanismi di accelerazione e le modalità della loro propagazione nella Galassia.

In questo lavoro di tesi verranno studiati spettri di emissione γ con il satellite *Fermi*, infatti è dallo studio degli spettri energetici che si ricercano evidenze di interazioni adroniche col Mezzo Interstellare. Più in dettaglio, verranno affrontati studi sistematici dello stadio evolutivo del resto di Supernova, dell’ambiente nel quale si sta evolvendo, coadiuvati da osservazioni

ad altre lunghezze d'onda.

La Tesi è strutturata nel modo seguente.

Il Capitolo 1 sarà una dettagliata introduzione sui raggi cosmici, verranno illustrate tutte le loro caratteristiche principali, dalla composizione allo spettro, per poi spostare l'attenzione sul problema della loro origine e propagazione nel Mezzo Interstellare. Si spiegherà il motivo per cui i Resti di Supernova sono i candidati principali per i siti di accelerazione dei RC e qual è il meccanismo di accelerazione che li caratterizza.

Nel Capitolo 2 verranno descritte le sorgenti galattiche dei RC: i Resti di Supernova (SNR). Si cercherà di dare un quadro completo di questi oggetti, dalla loro “nascita”, con la “morte” di una stella, alla sua evoluzione, fino alla sua dissolvenza nel Mezzo Interstellare circostante. Poiché gli studi sui processi di accelerazione dei raggi cosmici si basano sugli spettri di emissione γ degli SNR, in questo capitolo si illustreranno tutti i processi che coinvolgono i RC accelerati e che producono raggi γ , ovvero la radiazione di sincrotrone, la radiazione di Compton Inverso, la radiazione di bremsstrahlung e l'interazione protone-protone con successiva produzione del π^0 che decade in fotoni.

Nel Capitolo 3 verranno esposte diverse informazioni sull'esperimento di riferimento per lo studio degli spettri γ di sorgenti Galattiche e extragalattiche: *Fermi*. Si illustrerà l'apparato sperimentale, con informazioni su ciascun componente e si daranno degli accenni sui metodi di analisi delle sorgenti puntiformi e estese da parte dello strumento principale dell'esperimento, il *Large Area Telescope* (LAT).

Infine, nel Capitolo 4, verrà illustrato il modello sviluppato in questo lavoro di tesi per la comprensione degli spettri γ degli SNR. Tale modello parte dall'ipotesi che per tutti gli SNR studiati i punti sperimentali possano essere interpolati attraverso la curva che descrive il decadimento del π^0 (modello adronico). Dopo aver scelto una particolare parametrizzazione della sezione d'urto p-p (Kamae et al. 2006) e una particolare distribuzione in energia dei protoni (smoothly broken-power law), si interpolano i dati sperimentali provenienti dall'esperimento *Fermi* e dalla banda energetica del TeV, così da ottenere i valori di alcuni parametri importanti, su tutti il valore dell'energia trasferita dall'onda d'urto degli SNR alle particelle accelerate (W_p). Per alcuni degli SNR studiati in questo lavoro di tesi si interpoleranno anche i

dati sperimentali nella banda radio e dei raggi-X, per poter calcolare anche il valore di W_e e non solo quello di W_p . Infine, si valuteranno i contributi docuti all'età degli SNR e alla densità del mezzo che li circonda mediante dei grafici che riassumono i valori di alcuni parametri, determinati attraverso il processo di interpolazioni dei dati sperimentali nella banda GeV-TeV per tutti gli SNR studiati.

Capitolo 1

Raggi Cosmici

1.1 Storia dei Raggi Cosmici

La prima evidenza sperimentale dell'esistenza dei *raggi cosmici* risale al 1912 quando Victor Hess misurò il numero di ioni per unità di volume presenti in atmosfera. Prima di Hess, si pensava che questa radiazione sconosciuta provenisse dalla Terra, in particolare dagli isotopi radioattivi presenti nel terreno. Fu proprio Hess a confutare questa ipotesi, per la quale l'intensità della radiazione sarebbe dovuta diminuire con l'altitudine. Egli effettuò la misura di questa strana radiazione a diverse altitudini grazie all'utilizzo di un pallone areostatico e di un oscilloscopio. Le misure fatte da Hess mostravano che inizialmente l'intensità della radiazione diminuiva, ma a 1.5 km al di sopra del livello del mare essa cominciava ad aumentare man mano si saliva nell'atmosfera. Propose dunque che la radiazione provenisse dall'alto dell'atmosfera, o anche oltre, piuttosto che dalla Terra. Successivamente a questa scoperta, si ipotizzò che la sorgente di tale radiazione fosse il Sole. Anche questa ipotesi fu scartata da Hess in seguito alle sue misure effettuate, sempre nel 1912, durante una eclissi solare. Il lavoro di Hess fu confermato da ulteriori misure fatte da Kolhörster nel 1913 e 1914.

Nel 1929, Skobelzyn costruì una camera a nebbia per studiare le proprietà degli elettroni emessi dai decadimenti radiativi. Tra le varie tracce osservò che alcune non erano state per niente deviate e che assomigliavano a elettroni con energie maggiori di 15 MeV. Egli identificò queste particelle



Figura 1.1: Hess

con gli elettroni secondari prodotti dalla “radiazione γ ultra di Hess”. Queste furono le prime immagini delle tracce dei raggi cosmici.

Il primo elettroscopio utilizzato da Hess misurava solamente il livello di ionizzazione delle particelle studiate. Solo dopo l’invenzione del rivelatore Geiger-Mueller, sempre nel 1929, è stato possibile rivelare i singoli eventi e determinarne il tempo di arrivo. Nello stesso anno, Bothe e Kolhörster realizzarono uno dei principali esperimenti per la fisica dei raggi cosmici, nel quale introdussero il concetto di conteggio di coincidenza per eliminare gli eventi spuri del fondo.

Gli esperimenti a camera a nebbia mostrarono che le particelle costituenti i raggi cosmici producono sciami di particelle cariche. La maggior parte delle particelle ad alta energia osservate sulla superficie della Terra sono, infatti, secondarie, terziarie o prodotti di raggi cosmici di altissima energia che entrano in atmosfera. La portata di questi sciami estesi in aria fu misurata da Auger e i suoi colleghi attraverso delle osservazioni con un certo numero di rivelatori separati. Essi scoprirono che questi sciami possono avere dimensioni superiori a 100 metri dal suolo e contenere milioni di particelle ionizzate. Le particelle che causano la produzioni degli sciami devono avere un’energia che supera i 10^{15} eV appena entrano nell’atmosfera.

Dagli anni '30, la radiazione cosmica era considerata una fonte naturale di particelle ad altissima energia, le quali erano in grado di penetrare nei nuclei degli atomi. L'utilizzo della radiazione cosmica fu la tecnica principale con cui sono stati scoperti nuovi tipi di particelle fino a primi anni '50. Nel 1930, Millikan e Anderson utilizzando un elettromagnete dieci volte più forte di quello di Skobelzyn, studiarono le tracce delle particelle che attraversavano le camere a nebbia. Anderson osservò tracce curve identiche a quelle degli elettroni, ma con carica elettrica positiva invece che negativa. Egli scoprì la prima antiparticella, il positrone (predetta teoricamente da Dirac qualche anno prima), proprio studiando i raggi cosmici. La scoperta del positrone fu seguita dalla scoperta di tante altre particelle a livello subatomico.

Nel 1936, Anderson e Neddermeyer usando le tecniche a raggi cosmici scoprirono la particella da loro chiamata “mesotrone”, di massa intermedia tra quella dell’elettrone e quella del protone. La particella scoperta è l’attuale muone.

Sempre grazie ai raggi cosmici, ma con l'utilizzo delle emulsioni nucleari, Rochester e Butler nel 1947 osservarono due tracce di particelle a forma di "V" apparentemente senza particella incidente. Questa fu la prima evidenza sperimentale delle particelle strane. Il prosieguo di questi studi portò alla scoperta del pione, la cui esistenza fu predetta qualche anno prima da Yukawa, nonostante questi fosse convinto che tale particella fosse colei che tiene insieme il protone e il neutrone all'interno del nucleo.

Dal 1953, la tecnologia degli acceleratori si sviluppò così tanto che le energie delle particelle dei raggi cosmici potevano essere riprodotte in laboratorio. Dopo il 1953, il futuro della fisica delle alte energie si sarebbe sviluppato in laboratorio e non con l'uso dei raggi cosmici. L'interesse sui raggi cosmici, dunque, si spostò sul problema della loro origine, della composizione chimica e della loro propagazione nello Mezzo Interstellare dalle sorgenti alla Terra.

1.2 Composizione

Oggigiorno, i raggi cosmici sono largamente conosciuti come composti di nuclei e protoni con una percentuale del 98% e solo per il 2% di elettroni. Di protoni e nuclei, circa 87% sono protoni, 12% sono atomi di elio e il restante 1% di nuclei pesanti. La composizione dei raggi cosmici varia durante il percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il Mezzo Interstellare. Alcuni elementi come il ferro e il carbonio sono detti *primari* perchè provengono direttamente dalla sorgente; altri, invece, come boro, potassio, titanio e vanadio, sono ottenuti dal processo di spallazione¹ degli elementi più pesanti del Mezzo interstellare e per questo sono chiamati *secondari*.

Anche i *raggi gamma* e i neutrini sono considerati parte dei raggi cosmici. Anche se solo una piccola parte del flusso dei raggi cosmici sono fotoni (approssimativamente 0.1%), i raggi gamma sono una chiave importante per capire i raggi cosmici e i loro siti di produzione.

¹Processo tramite il quale un nucleo pesante emette una grande quantità di nuclei più leggeri a seguito di collisione con una particella ad alta energia.

1.2.1 Abbondanza chimica nei raggi cosmici

L'abbondanza chimica dei raggi cosmici, invece, fornisce un importante indizio sulla loro origine e sui processi di propagazione dalle loro sorgenti fino alla Terra. Essa è messa a confronto con l'abbondanza degli elementi presenti nel Sistema Solare e nella materia interstellare.

Una gran parte di dati sull'abbondanza chimica nei raggi cosmici è stata sintetizzata da Simpson (1983): questi dati sono mostrati graficamente in figura 1.2, la quale rivela globalmente le similitudini e le differenze tra le abbondanze nei raggi cosmici, quelle tipiche della materia che costituisce il Sistema Solare e la materia interstellare. Di seguito sono elencate le caratteristiche principali delle abbondanze chimiche:

- il picco di abbondanza del carbonio, dell'azoto, dell'ossigeno e del gruppo del ferro è presente sia nella composizione dei raggi cosmici sia in quella del Sistema Solare;
- l'effetto pari-dispari nelle stabilità relative dei nuclei, in base al numero atomico, si presenta per i raggi cosmici a gradi più bassi rispetto a quanto avviene per il Sistema Solare e il Mezzo Interstellare vicino;
- gli elementi come il litio, il berillio e il boro sono notevolmente sovrabbondanti nei raggi cosmici rispetto al valore assunto nella materia costituente il Sistema Solare;
- è presente un eccesso di abbondanza negli elementi che costituiscono i raggi cosmici con numero atomico e massa atomica poco più bassa di quella del ferro, cioè gli elementi tra il calcio e quest'ultimo;
- è presente una sottoabbondanza di idrogeno e elio nei raggi cosmici rispetto agli elementi pesanti.

Complessivamente, la distribuzione delle abbondanze degli elementi nei raggi cosmici non è così differente da quella tipica del Sistema Solare. Un buon accordo tra le due composizioni si ha tra gli atomi aventi un numero atomico nell'intervallo fino a circa 42, per $50 < Z < 58$ e per alti Z nell'intervallo $78 < Z < 84$. Alcune differenze, specialmente quelle relative ai punti

1.2.2 Abbondanza isotopica nei raggi cosmici

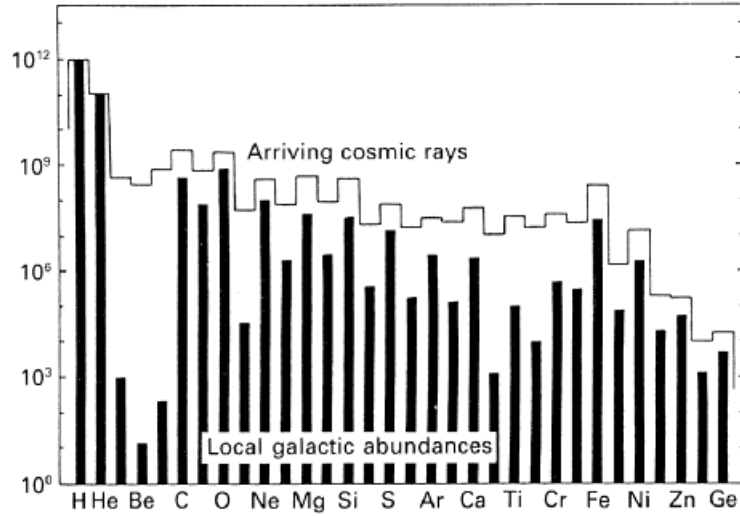


Figura 1.2: Composizione chimica dei raggi cosmici

2 e 3 precedentemente elencati, sono osservabili tra questi picchi, dove l'abbondanza nei raggi cosmici è significativamente maggiore rispetto a quella dei elementi presenti nel Sistema Solare. Questa discrepanza è attribuibile al processo di spallazione. In queste collisioni, i nuclei dei raggi cosmici si scheggiano e si frammentano, producendo in questo modo nuclei con numero atomico e di massa minori di quello dei nuclei principali. Le abbondanze degli elementi primari pesanti relativi al ferro, invece, sono simili sia nei raggi cosmici che nel Sistema Solare.

1.2.2 Abbondanza isotopica nei raggi cosmici

In aggiunta all'abbondanza chimica, è possibile valutare anche un'abbondanza isotopica per un gruppo di elementi. Gli elementi molto leggeri e stabili, quali ^1H , ^2H , ^3He e ^4He , formano un gruppo speciale di isotopi. La maggior parte dell'elio nell'Universo è stato sintetizzato durante la fase calda del Big Bang attraverso la catena p-p² in seguito alla quale la materia e la radiazione si raffreddarono fino ad una temperatura di circa 10^9K . L'abbondanza locale nella materia interstellare di questi elementi è comparata con quella relati-

²Processo nucleare che trasforma idrogeno (protoni) in nuclei di elio. A partire da 4 protoni, vengono prodotti una particella α , elettroni e neutrini elettronici, secondo la reazione complessiva $4p \rightarrow \alpha + 2e^- + 2\nu_e$.

1.2.2 Abbondanza isotopica nei raggi cosmici

Rapporto tra gli isotopi	60 MeV nucleoni ⁻¹	80 MeV nucleoni ⁻¹	200 MeV nucleoni ⁻¹	Abbondanza dei raggi cosmici
² H/ ¹ H		$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(5.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
³ He/ ⁴ He		$(9.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$	$(11.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$
² H/ ⁴ He	0.21 ± 0.09		0.32 ± 0.03	$1.0 \cdot 10^{-4}$

Tabella 1.1: Rapporto tra gli isotopi di idrogeno ed elio

va ai raggi cosmici nella tabella 1.1. Gli isotopi rari ²H e ³He, sintetizzati anch'essi nelle catene p-p durante il Big Bang, sono isotopi molto più fragili e perciò nelle stelle sono più facilmente distrutti invece che prodotti, mentre sono presenti in quantità maggiori nei raggi cosmici che nel Mezzo Interstellare. La loro abbondanza è così molto più grande di quella relativa agli altri elementi, che i prodotti dovuti alla spallazione di elementi quali carbonio, ossigeno e azoto contribuiscono poco alla rispettiva abbondanza isotopica dell'idrogeno ed elio. Questo può essere attribuito al processo di spallazione tra le quattro specie considerate. Questi elementi costituiscono una prova indipendente per il modello di spallazione.

Alcune delle specie create dal processo di spallazione sono radioattive e quindi, se il tasso di produzione di differenti isotopi da un elemento è noto, si possono ottenere informazioni circa il tempo che questi campioni impiegano per raggiungere la Terra dalla loro sorgente. Il più famoso tra i "cosmic ray clocks" è l'isotopo ¹⁰Be, il quale ha un tempo di dimezzamento radioattivo pari a $1.5 \cdot 10^6$ anni ed è utilizzato come discriminatore per determinare il tipico tempo di vita dei prodotti della spallazione nelle vicinanze della Terra.

Un terzo aspetto dell'abbondanza isotopica riguarda le sorgenti dei raggi cosmici. Una prova molto significativa sull'origine dei raggi cosmici è data dalla possibilità di determinare le abbondanze isotopiche degli elementi pesanti. Si trova che i più comuni isotopi degli elementi pesanti sono gli stessi isotopi più comuni che si trovano nel Sistema Solare e nel Mezzo Interstellare locale, seppure in qualche caso è stata trovata un'abbondanza maggiore dei isotopi rari tra le particelle dei raggi cosmici. Il vantaggio di utilizzare le abbondanze isotopiche è che i differenti effetti dovuti alla spallazione dovrebbero essere un effetto del secondo ordine, in quanto la sezione d'urto

di spallazione non dovrebbe essere troppo diversa per isotopi dello stesso elemento. Così, il rapporto isotopico di un particolare elemento pesante dovrebbe essere insensibile alla storia di spallazione delle specie.

1.3 Spettro

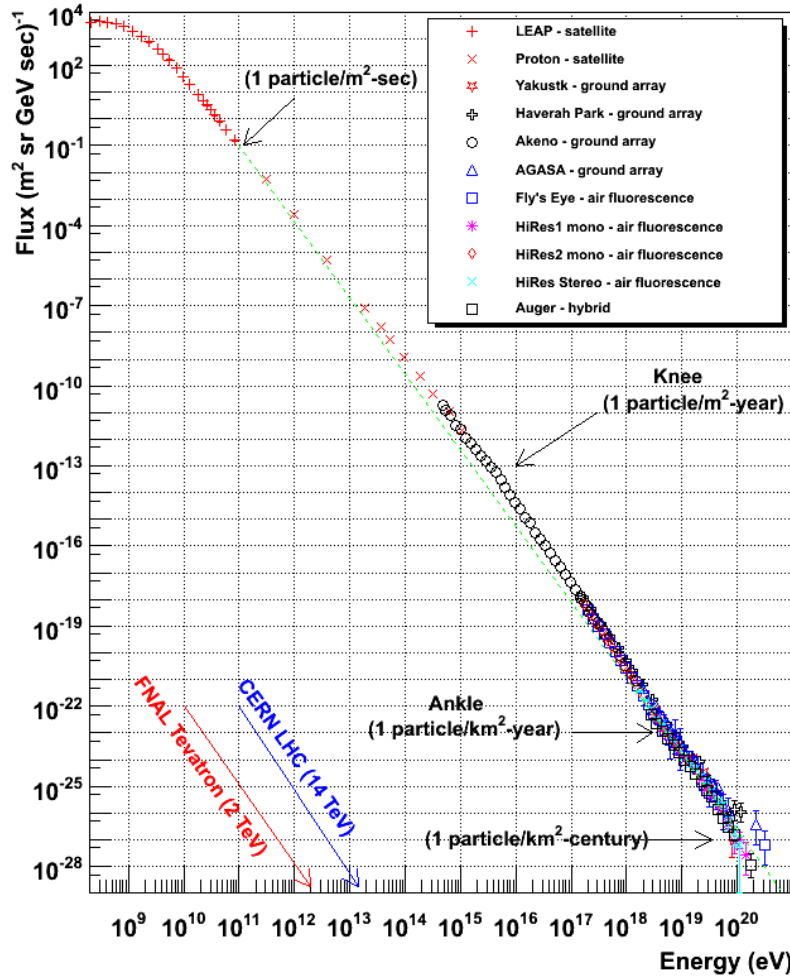


Figura 1.3: Spettro dei raggi cosmici

Lo spettro energetico dei raggi cosmici è ben rappresentato da una legge di potenza della distribuzione dell'energia, che si estende per diversi ordini di grandezza, da qualche centinaio di MeV fino a 10^{20} eV, come illustrato in figura 1.3.

Ad energie più basse di circa 1 GeV, lo spettro di energia presenta un cut-off nella legge di potenza, assai pronunciato rispetto all'andamento ad alta energia. L'energia e la forma del cut-off dipende dai cicli e dalle fasi solari, ovvero il flusso delle particelle di bassa energia diminuisce durante il periodo di massima attività solare³, mentre assume valore massimo quando l'attività solare è al suo minimo. Questo fenomeno, noto come *modulazione solare*, è dovuto al fatto che le particelle dei raggi cosmici attraversano il vento solare nel diffondere dallo spazio interstellare verso la Terra. Maggiore è l'attività solare, maggiori sono i disturbi del campo magnetico interplanetario che impediscono la propagazione di particelle con energie inferiori a circa 1 GeV verso la Terra. La modulazione solare può essere descritta da un modello diffusivo-convettivo nel quale le particelle subiscono urti interagendo con il campo magnetico irregolare del Vento Solare.

Per energie maggiori di 1 GeV lo spettro è caratterizzato dal seguente andamento

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (1.3.1)$$

con l'indice spettrale γ che cambia a seconda dell'intervallo energetico scelto. Nell'intervallo tra 10^9 e 10^{15} eV $\gamma \simeq 1.7$. In questo caso il flusso dei primari è molto elevato e quindi possono essere effettuate misure dirette su palloni e satelliti. Ad energie maggiori di circa 10^{15} eV, lo spettro presenta una piega nota con il nome di *ginocchio*, oltre il quale l'andamento del flusso dei raggi cosmici è ancora una legge di potenza ma con $\gamma \simeq 2.1$ fino ad energie dell'ordine di 10^{19} . Andando ad energie sempre maggiori si incontra una nuova piega detta *caviglia*, in corrispondenza della quale il flusso si riduce ulteriormente e l'indice spettrale assume valore pari a $\gamma \simeq 1.7$. Oltre il ginocchio il flusso si riduce notevolmente, rendendo impossibili le misure dirette a causa delle dimensioni limitate degli apparati sperimentali. In genere, per queste energie, lo sciame di particelle prodotto nell'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera è sufficientemente ricco da poter sfruttare rivelatori posti sulla superficie terrestre.

³Una misura del livello dell'attività solare è rappresentata dal numero di macchie solari osservate sulla superficie del Sole. Questa attività ha un periodo di circa 11 anni, durante il quale il numero di macchie solari raggiunge un massimo e poi torna a diminuire.

L'interpretazione dello spettro fornisce degli indizi sull'origine dei raggi cosmici. I raggi cosmici sotto il ginocchio, forse anche sopra di esso fino alla caviglia, hanno un'energia bassa e sono molto probabilmente prodotti nella Galassia. I candidati più probabili come sorgenti sono i *Resti di Supernova*. Infatti, come verrà mostrato in seguito, la potenza necessaria per produrre i raggi cosmici Galattici può essere prodotta durante l'esplosione di una SuperNova appunto. Un ulteriore indizio proviene dal fatto che lo spettro osservato dei raggi cosmici è riprodotto dal calcolo dello spettro usando il meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine nelle esplosioni di Supernova. I raggi cosmici con energia al di sopra del ginocchio, invece, sono abbastanza energetici da evitare l'effetto del campo magnetico Galattico locale che tende ad intrappolarli all'interno della Galassia, secondo il modello del confinamento che verrà illustrato in seguito. Dunque, per queste particelle si può ipotizzare un'origine extragalattica, sebbene la loro esatta origine non è nota ancor oggi. I raggi cosmici con energia ultra elevata hanno un flusso molto basso, che rende difficile la loro rivelazione, per questo la bassa statistica rende difficile la determinazione della loro origine. In questo caso le sorgenti più probabili sono gli AGN⁴.

1.3.1 GZK cutoff

I raggi cosmici di energia ultra elevata hanno un fattore di Lorentz così grande, che i fotoni della Radiazione Cosmica di Fondo (CMB) possiedono energie molto elevate nel loro sistema di riferimento: in questo modo risulta essere favorita la produzione di fotone-pione e coppie di fotoni che degradano l'energia dei raggi cosmici. Se un protone è bombardato con dei raggi γ di alta energia, si otterranno pioni. La soglia di tale processo è $E_t = 200$ MeV e la sezione d'urto è di circa 250 microbarns. Le reazioni coinvolte sono elencate di seguito

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.3.2)$$

⁴Nuclei Galattici Attivi, ovvero galassie dove una frazione significativa dell'energia viene emessa da oggetti diversi dai normali componenti di una galassia: stelle, polveri e gas interstellare. Questa energia, a seconda del tipo di galassia attiva, può essere emessa lungo tutto lo spettro elettromagnetico, onde radio, infrarossi, visibile, UV, raggi-X e raggi gamma.

1.3.1 GZK cutoff

$$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.3.3)$$

$$\gamma + p \rightarrow p + N\pi \quad (1.3.4)$$

La Radiazione Cosmica di Fondo permea tutto lo spazio e per questo motivo i raggi cosmici non posso sfuggirle. L'energia media dei fotoni del CMB è circa $E_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ eV ($\nu = 1.5 \cdot 10^{11}$ Hz) mentre, nel sistema di riferimento dei raggi cosmici, la loro energia sarà pari a:

$$E = E_0 \gamma (1 + \frac{v}{c} \cos \theta). \quad (1.3.5)$$

Dunque, la soglia di produzione del pione nel limite $v \rightarrow c$, $\cos \theta = 1$ corrisponde ad un'energia per i protoni pari a $E = 2\gamma m_p c^2$ dove $\gamma = E_t/E_0$, ovvero $\gamma = 1.7 \cdot 10^{11}$, oppure $E = 1.7 \cdot 10^{20}$ eV. Il calcolo più rigoroso coinvolge l'integrazione su tutto lo spettro di Planck del CMB e su tutti gli angoli, e in questo caso la soglia per il processo di produzione di fotone e pione decresce fino a $5 \cdot 10^{19}$ eV.

Il libero cammino medio per un singolo urto è dato da $\lambda = (\sigma_{\pi p} N_{fotone})^{-1}$. Prendendo $N_{fotone} = 5 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$ per il CMB e $\sigma_{\pi p} = 2.5 \cdot 10^{-32} \text{ m}^{-2}$, si ottiene $\lambda = 10^{23} \text{ m}$ corrispondente ad una lunghezza di propagazione di 3 Mpc⁵ o ad un tempo di propagazione di 10^7 anni. L'energia del pione creato in questo processo è $\gamma m_p c^2$ e quindi la frazione di energia persa da un protone dei raggi cosmici è pari a $\Delta E/E \approx m_\pi/m_p \approx 1/10$. Dunque, il libero cammino medio totale per un protone dei raggi cosmici tale da permettere al protone di perdere tutta la sua energia, corrisponde ad un tempo di circa 10^8 anni. Se i raggi cosmici con questa energia sono presenti in tutto lo spazio e per un tempo pari a 10^{10} anni, ci dovrebbe essere un cut-off nello spettro di energia dei raggi cosmici ad un'energia di $5 \cdot 10^{19}$ eV per i protoni. Dunque, se i raggi cosmici di più alta energia sono protoni, essi non possono essere prodotti ad una distanza superiore a 30 Mpc dalla Galassia. Questo fenomeno è stato discusso per la prima volta da Greisen, Kuz'min e Zatsepin, motivo per il quale tale cut-off è noto proprio come *GZK cut-off*.

Il GZK cut-off, se confermato, ha conseguenze importanti nello studio delle origini dei raggi cosmici e sui meccanismi di accelerazione. Infatti, i

⁵Parsec: un'unità di lunghezza usata in astronomia, con simbolo pc. Significa "parallasse di un secondo d'arco" ed è definito come la distanza dalla Terra (o dal Sole) di una stella che ha una parallasse annua di 1 secondo d'arco. È equivalente a 3.26 anni luce.

raggi cosmici prodotti da sorgenti locali, avendo poca probabilità di interagire con i fotoni del CMB, non subiscono l'effetto del cut-off. La soppressione del flusso, conseguenza della perdita di energia per interazioni successive, inizia ad essere rilevante per particelle che percorrono distanze di circa 100 Mpc, come mostrato in figura 1.4.

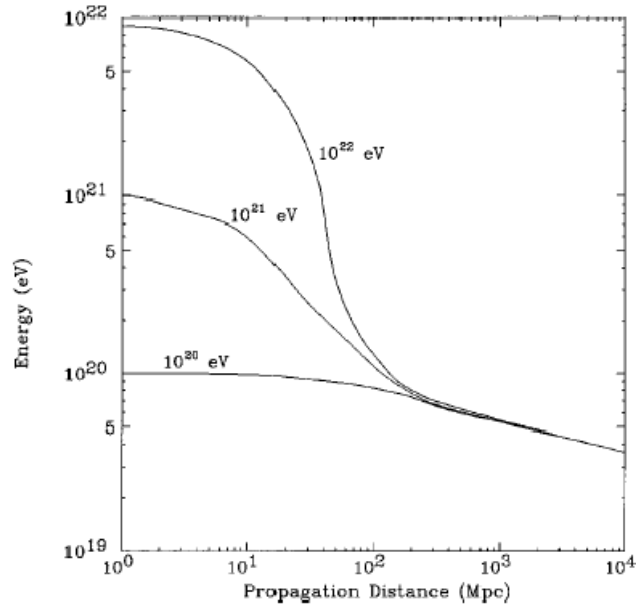


Figura 1.4: Energia di un protone, in funzione della distanza, in seguito all'interazione della particella con la radiazione cosmica di fondo, per differenti valori dell'energia iniziale.

I raggi cosmici con energia superiore al GZK cut-off sono stati rivelati dall'esperimento AGASA, mentre un altro esperimento concorrente HiRes non osserva nessun evento al di sopra del cut-off, come mostrato in figura 1.5. Il disaccordo tra i risultati sperimentali sarà risolto dall'esperimento AUGER, che lavora in questo intervallo di energie.

1.4 Origine

Una delle domande a cui bisogna rispondere riguarda la fonte di energia per l'accelerazione dei raggi cosmici.

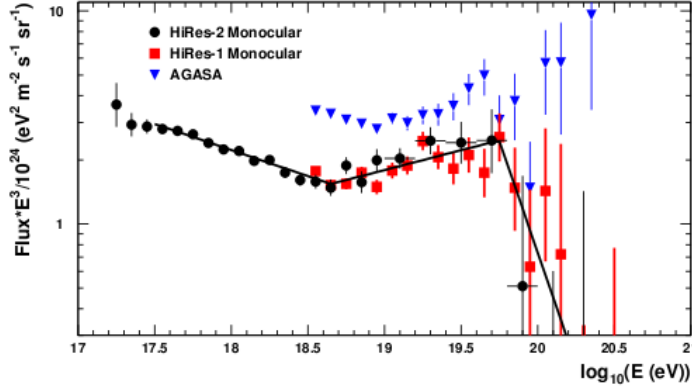


Figura 1.5: GZK cut-off

Si consideri la densità di energia locale dei raggi cosmici pari a $\rho_{CR} \approx 1$ eV/cm³. Se si suppone che questa sia la densità di energia tipica dei raggi cosmici per tutto il disco galattico, allora la potenza necessaria per tutti i raggi cosmici galattici è pari a

$$L_{CR} = \frac{V_D \rho_{CR}}{\tau_R} \sim 5 \cdot 10^{49} \text{ erg/s}, \quad (1.4.1)$$

dove V_D è il volume del disco della Galassia dato da $V_D = \pi R^2 d \sim 4 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$, con $R = 15 \text{ kpc}$ e $d \sim 200 \text{ pc}$, rispettivamente il raggio e lo spessore galattico.

Ginzburg e Syrovatskii (1964) suggerirono che la potenza necessaria per accelerare i raggi cosmici provenisse dalle esplosioni di Supernova. Ad esempio, si consideri il caso di una Supernova di tipo II da cui viene emessa una massa $M = 10 M_\odot$ con velocità $u \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. Tenendo conto che il tempo che in media intercorre tra un'esplosione di Supernova e la successiva nella Galassia è di circa 30 anni, la potenza disponibile per i raggi cosmici è

$$L_{SNR} \sim 2.5 \cdot 10^{51} \text{ erg/s}. \quad (1.4.2)$$

Confrontando la potenza disponibile per i raggi cosmici nell'esplosione di una Supernova, con il valore ottenuto nell'equazione (1.4.1), risulta evidente che l'onda d'urto prodotta nell'esplosione può essere un sito di accelerazione plausibile per la maggior parte dei raggi cosmici galattici.

Un'interessante rappresentazione delle possibili sorgenti dei raggi cosmici, in base alle energie raggiunte dalle particelle, è stata fornita da Hillas. Infatti,

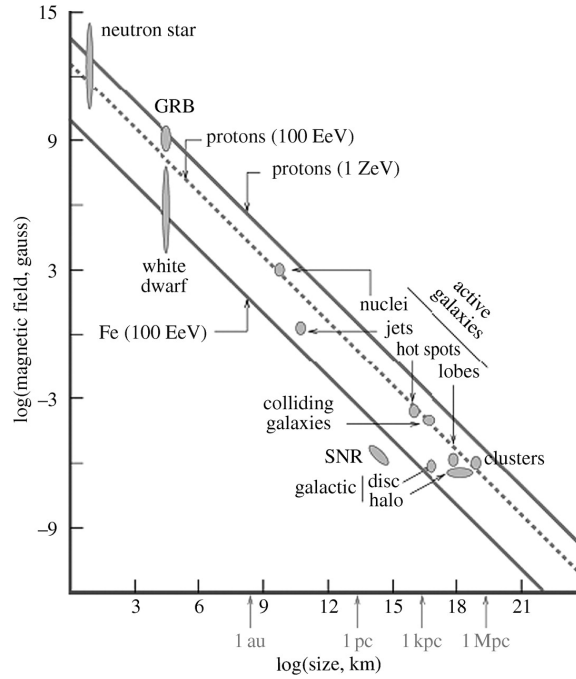


Figura 1.6: Hillas Plot

la possibilità per una sorgente di accelerare i raggi cosmici fino ad un certo valore dell'energia è legata alle dimensioni R dell'acceleratore ed al valore del campo magnetico locale $|\vec{B}|$. L'Hillas plot in figura 1.6 mostra i possibili siti di produzione per protoni accelerati fino ad energie di circa 10^{20} eV e 10^{21} eV, per differenti valori di $|\vec{B}|$ e R .

1.5 Propagazione

Molti aspetti sull'origine dei nuclei costituenti i raggi cosmici - con energia compresa tra ~ 1 e $\sim 10^5$ GeV - possono essere spiegati in termini di accelerazione shock da parte di onde d'urto prodotte da Supernova e propagazione diffusa in campi magnetici turbolenti nella Galassia.

1.5.1 Equazione del trasporto

Nel paragrafo relativo alla composizione dei raggi cosmici è risultata evidente la presenza in quest'ultimi di nuclei "secondari", come litio, berillio e boro,

1.5.1 Equazione del trasporto

in percentuale maggiore rispetto a quelli presenti generalmente nell'universo. Questi nuclei sono quasi assenti una volta concluso il processo di nucleosintesi stellare⁶. Essi sono prodotti nei raggi cosmici in seguito alla spallazione nei nuclei "primari" come carbonio e ossigeno. Misurando i rapporti tra secondari e primari si può concludere che:

- in media i raggi cosmici nell'intervallo GeV attraversano una quantità media di materia dell'ordine di 5-10 g/cm² equivalenti di idrogeno tra la loro iniezione e osservazione;
- la grammatura diminuisce al crescere dell'energia, almeno per quanto riguarda le osservazioni estese, come illustrato in figura 1.7.

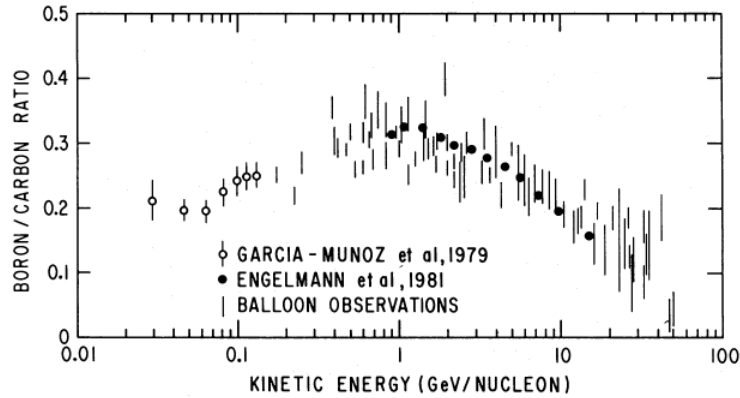


Figura 1.7: Rapporto B/C

Siccome la quantità di materia lungo la linea di vista attraverso il disco della Galassia è di circa 10^{-3} g/cm², allora il primo punto implica che i raggi cosmici percorrono distanze 100 volte più grandi dello spessore del disco

⁶Termine che indica collettivamente le reazioni nucleari che avvengono all'interno di una stella, con l'effetto di produrre i nuclei degli elementi chimici. Nelle stelle vengono prodotti tutti gli elementi chimici tranne l'idrogeno, che fa da carburante iniziale. L'elio, benché prodotto in quantità, è già presente nell'Universo in grandi percentuali, e l'aggiunta proveniente dalle stelle è piccola. Per tutti gli altri elementi, compresa la grande maggioranza degli atomi che compongono il nostro pianeta, assenti o presenti in quantità trascurabili nel gas interstellare, le stelle sono le principali responsabili della loro esistenza. In particolare le stelle di grande massa producono le quantità più grandi di elementi fino al ferro-56, mentre gli elementi più pesanti possono essere prodotti in un'esplosione di Supernova, che avviene alla fine della vita di una stella di grande massa.

1.5.1 Equazione del trasporto

galattico durante la loro vita. Questo suggerisce che la diffusione avviene in un volume che include parte o tutto il disco della Galassia. Il fatto che la quantità di materia attraversata decresca all'aumentare dell'energia, suggerisce che i raggi cosmici di alta energia spendono meno tempo nella Galassia rispetto a quelli di bassa energia. Dunque si può concludere che i raggi cosmici sono accelerati molto prima che la propagazione avvenga. Se, al contrario, l'accelerazione e la propagazione avvenissero assieme, allora il rapporto tra i secondari e i primari dei raggi cosmici dovrebbe essere costante.

L'accelerazione e la propagazione dei raggi cosmici sono tuttavia strettamente correlate. Nella teoria dell'accelerazione shock da parte di onde d'urto di Supernova, in particolare, il processo di diffusione delle particelle da parte di un campo magnetico irregolare gioca un ruolo importante per l'accelerazione così come per la propagazione. Inoltre, siccome l'accelerazione avviene durante l'espansione del resto di Supernova nel Mezzo Interstellare, non c'è distinzione netta tra accelerazione e propagazione.

L'equazione del trasporto scritta da Ginzburg e Syrovatskii risulta sufficientemente generale da trattare sia l'accelerazione che la propagazione dei raggi cosmici

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i N_i(E)] - \nabla \cdot \mathbf{u} N_i(E) + \\ & + Q_i - p_i N_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma(E, E')}{dE} N_k(E') dE', \end{aligned} \quad (1.5.1)$$

dove $N_i(E, \mathbf{x}, t)dE$ è la densità di particelle di tipo i nella posizione $\mathbf{x}$ con energia compresa tra E e $E + dE$.

Il primo termine a destra dell'equazione del trasporto (1.5.1) rappresenta la diffusione dei raggi cosmici, e il coefficiente di diffusione può essere interpretato come segue:

$$D = \frac{1}{3} \lambda_D v, \quad (1.5.2)$$

dove v è la velocità della particella e λ_D il cammino libero medio di diffusione. Il secondo termine rappresenta l'energia persa (per esempio per ionizzazione) o l'accelerazione, e dipende dalla situazione in cui si usa, mentre il termine $b_i \equiv dE/dt$ è il rate di guadagno di energia da parte della particella. Il terzo termine rappresenta il processo di convezione a velocità $\mathbf{u}$, mentre il

1.5.2 Confinamento magnetico all'interno della Galassia

termine di sorgente è $Q_i(E, \mathbf{x}, t)$, ovvero particelle di tipo i per cm^3 nella posizione $\mathbf{x}$ per un intervallo di energia dE (tasso di emissione). Il quinto termine rappresenta le perdite per i nuclei di tipo i a causa delle collisioni o decadimenti, con

$$p_i = \frac{v\rho\sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma\tau_i} = \frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma\tau_i}, \quad (1.5.3)$$

dove γ è il fattore di Lorentz del nucleo e τ_i è il suo tempo di vita media. Nell'equazione (1.5.3) è stato scritto supponendo che tutto il Mezzo Interstellare sia costituito da idrogeno (con massa m). In realtà è necessario tener conto separatamente del 10% di elio nel Mezzo Interstellare. Infine, l'ultimo termine è il termine di cascata, che tiene conto dei processi di frammentazione nucleare.

1.5.2 Confinamento magnetico all'interno della Galassia

Le particelle si propagano liberamente all'interno del volume della Galassia, avente raggio di circa 10 kpc. Se la velocità delle particelle è prossima a quella della luce, il tempo necessario per percorrere 20 kpc (ovvero tutto il disco della Galassia) è $\tau_d \simeq \lambda_{esc}/(\rho c) \sim 6 \cdot 10^6 \text{anni}$, un tempo molto più piccolo di quello stimato per il confinamento galattico (di cui verrà illustrato il calcolo in seguito). Questo implica la necessità di ipotizzare che i raggi cosmici siano soggetti a processi di diffusione ad opera del campo magnetico galattico ($B \sim 3\mu G$) che li confinerebbe per un tempo molto più lungo. Per questo motivo si parla di *volume di confinamento* ad opera del campo magnetico.

Il confinamento dei raggi cosmici è generalmente descritto da un modello noto col nome di *leaky box model*. In esso le particelle di alta energia diffondono liberamente all'interno di un volume e vengono "riflesse" sulla superficie di confine che lo delimita dallo spazio intergalattico (figura 1.8). Ad ogni riflessione la particella avrà una certa probabilità per unità di tempo di sfuggire costante e pari a $\tau_{esc}^{-1} \ll c/h$. Il termine di diffusione nella (1.5.1) è rimpiazzato da $-N/\tau_{esc}$. In assenza di collisioni o altri processi di scambio di energia (e senza convezione), la soluzione per una sorgente funzione delta $Q(E, t) = N_0(E)\delta(t)$, è pari a

$$N(E, t) = N_0 e^{-t/\tau_{esc}}. \quad (1.5.4)$$

1.5.2 Confinamento magnetico all'interno della Galassia

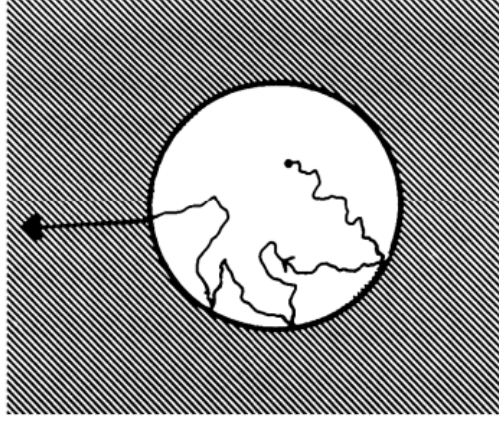


Figura 1.8: Confinamento magnetico

In questo modo τ_{esc} rappresenta il tempo medio speso dai raggi cosmici all'interno del volume di contenimento e $\lambda_{esc} \equiv \rho \beta c \tau_{esc}$ rappresenta la quantità di materia media attraversata dalla particella con velocità βc .

All'equilibrio, il membro sinistro della (1.5.1) svanisce. Il problema risulta ancora più semplice se si trascurano i guadagni, le perdite di energia e la convezione, in maniera tale che la (1.5.1) diventi

$$\frac{N_i(E)}{\tau_{esc}(E)} = Q_i(E) - \left(\frac{\beta c \rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma \tau_i} \right) N_i(E) + \frac{\beta c \rho}{m} \sum_{k \geq i} \sigma_{i,k} N_k(E), \quad (1.5.5)$$

dove $\sigma_{i,k}$ è la sezione d'urto di spallazione. Questa nuova espressione dell'equazione del trasporto è appropriata per trattare i nuclei primari e secondari dei raggi cosmici, i quali conservano la stessa energia per nucleone durante il processo di frammentazione.

Grazie a questo modello, la dipendenza energetica dei rapporti tra secondari e primari si spiega con una dipendenza di λ_{esc} . Secondo Gupta e Webber (1989) questa dipendenza può essere espressa come segue:

$$\lambda_{esc} = \beta c \rho \tau_R = 10.8 \frac{g}{cm^2} \beta \left(\frac{4}{R} \right)^\delta, \quad R > 4GV, \quad (1.5.6)$$

con $\delta \approx 0.6$, e $\lambda_{esc} = 10.8\beta$ per $R < 4GV$. Questo comportamento ha un'importante implicazione sullo spettro della sorgente, $Q_i(E)$. Per un nucleo principale (P) per il quale l'alimentazione dalla frammentazione dei nuclei

1.5.2 Confinamento magnetico all'interno della Galassia

più pesanti può essere trascurata, la soluzione dell'equazione (1.5.5) ha la seguente forma:

$$N_P(E) = \frac{Q_P(E)\tau_{esc}(R)}{1 + \lambda_{esc}(R)/\lambda_P}. \quad (1.5.7)$$

Per i protoni, per i quali la lunghezza di interazione $\lambda_{protone} \sim 55 \text{ g/cm}^2$, $\lambda_{esc} \ll \lambda_P$ per tutte le energie. In questo caso, solo il numeratore in (1.5.7) è importante. Dunque, se lo spettro osservato per i raggi cosmici è del tipo $N \propto E^{-(\gamma+1)}$ ad alta energia, allora lo spettro della sorgente deve essere

$$Q(E) \propto E^{-\alpha}, \quad (1.5.8)$$

con $\alpha = (\gamma + 1 - \delta) \approx 2.1$. Per il ferro, invece, la lunghezza d'interazione è circa 2.3 g/cm^2 . In questo caso, a basse energie, le perdite sono dovute principalmente alle interazioni e non alla fuga, in più lo spettro dovrebbe riflettere direttamente quello della sorgente. Lo spettro dovrebbe risultare gradualmente più “soft” nell'intervallo dell'energia dove la lunghezza di fuga risulta più piccola della lunghezza d'interazione. Dall'equazione (1.5.6), questo accade intorno a 18 GeV/nucleone per il ferro. Quindi, lo spettro del ferro è più “hard” rispetto a quello dei protoni e dei nuclei leggeri, tipo il carbonio, e ci sono alcune evidenze che esso diventi più “soft” ad alte energie. Esso rimane comunque più “hard” dello spettro dei protoni oltre $\sim 1 \text{ TeV/nucleone}$.

Un altro vincolo importante per il modello della propagazione dei raggi cosmici proviene dal rapporto tra gli isotopi instabili e stabili dei nuclei secondari. I nuclei instabili con vita media confrontabile con λ_{esc} , come ^{10}Be e ^{26}Al , possono essere usati come “cosmic ray clocks”, come già accennato nel paragrafo relativo all'abbondanza chimica dei raggi cosmici. Per i secondari stabili, la soluzione dell'equazione (1.5.5) dipende solo da λ_{esc} e non da τ_{esc} e ρ separatamente. Una misurazione del rapporto tra isotopo instabile e stabile permette la separazione del tempo di fuga dalla densità. Infatti, per un nucleo secondario (S) con tempo di vita a riposo τ_S , si ha che

$$\frac{N_S}{N_P} = \frac{\sigma_{P \rightarrow S}}{\sigma_P} \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_P [1 + \lambda_{esc}/\lambda_S + \tau_{esc}/(\gamma\tau_S)]}. \quad (1.5.9)$$

L'isotopo più studiato è il ^{10}Be , che è instabile e decade tramite decadimento β in $\tau_S \approx 3.9 \cdot 10^6$ anni. Se il volume di confinamento per i raggi cosmici

1.6 Meccanismi di accelerazione

fosse il disco galattico, allora il tempo di fuga risulterebbe identico al tempo di permanenza all'interno del disco, τ_R . Per una densità del disco nominale di un atomo di idrogeno per cm^3 e un valore di $\lambda_{esc} \sim 10 \text{ g/cm}^2$, si ha

$$\tau_R = \frac{\lambda_{esc}}{\rho\beta c} \sim 6 \cdot 10^6 \text{ anni}. \quad (1.5.10)$$

Se $\tau_{esc} < \tau_{10Be}$, allora la misura del rapporto tra il berillio instabile e quello stabile non dovrebbe essere molto più basso del valore ottenuto dal rapporto tra la sezione d'urto di frammentazione e quella dei nuclei genitori. Al contrario, se il rapporto è molto più piccolo del suo valore alla produzione, allora $\tau_{esc} > \tau_{10Be}$. Dall'analisi delle loro misure, Garcia-Munoz, Mason e Simpson (1977) trovarono $\tau_{esc} \sim 2 \cdot 10^7$ anni, con poca incertezza. Questo implica che i raggi cosmici si propagano in un volume con densità media $\sim 0.3 \text{ g/cm}^2$ e suggerisce quindi che il volume di contenimento per il leaky box model è considerevolmente più ampio del disco di una galassia e che forse si estende nell'*alone galattico*⁷.

1.6 Meccanismi di accelerazione

Il meccanismo di accelerazione che ha caratterizzato il pensiero astrofisico dalla fine degli anni '70 è legato a forti onde d'urto ed è spesso indicato come *diffusive shock acceleration*. La caratteristica fondamentale di questo processo è che l'accelerazione ha un andamento al primo ordine nella velocità dell'onda d'urto e ogni volta che la particella attraversa lo shock subisce un aumento di energia. Inoltre si ottiene automaticamente uno spettro di potenza dell'energia con indice spettrale circa uguale a 2.

1.6.1 Meccanismo di Fermi

Si definisca $E = \beta E_0$ l'energia media della particella dopo una collisione e P la probabilità che la particella rimanga all'interno della regione di accelerazione dopo un urto. Dopo k collisioni, ci sono $N = N_0 P^k$ particelle

⁷Contiene sia il disco che il centro della Galassia. Quest'ultima regione è localizzata attorno al nucleo galattico, in cui sono concentrate le stelle più vecchie e gli ammassi globulari.

1.6.2 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

con energia $E = \beta^k E_0$. Eliminando k da entrambe le quantità si ottiene la seguente relazione

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln P}{\ln \beta}. \quad (1.6.1)$$

e quindi

$$\frac{N}{N_0} = \frac{E}{E_0}^{\ln P / \ln \beta}. \quad (1.6.2)$$

Questo valore di N è $N(\geq E)$ poiché questo è il numero di particelle che raggiungono energia E e una frazione di esse continuano a essere accelerate ad energie più elevate. Dunque

$$N(E)dE = \text{costante} \cdot E^{-1+\ln P / \ln \beta} dE, \quad (1.6.3)$$

ovvero si è ottenuta una legge di potenza per la distribuzione di energia. Si può chiamare $(\ln P / \ln \beta) \equiv -(\alpha \tau_{esc})^{-1}$.

1.6.2 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

Il meccanismo di Fermi fu proposto per la prima volta nel 1949 come uno strumento stocastico grazie al quale le particelle che collidono con nubi nel mezzo interstellare possono essere accelerate ad alte energie.

Nel lavoro originale di Fermi, particelle cariche venivano riflesse da alcuni “specchi magnetici” associati alle irregolarità del campo magnetico nella Galassia. Fermi assunse che gli specchi si muovano in maniera random con velocità V e mostrò che le particelle guadagnano energia in maniera stocastica in queste riflessioni. Se le particelle rimangono all’interno della regione di accelerazione per un tempo caratteristico τ_{esc} , si ottiene una legge di potenza della distribuzione delle energie delle particelle, come verrà mostrato di seguito.

Si assuma che le collisioni tra la particella e lo specchio avvengano con un angolo θ tra la direzione della particella e la normale alla superficie dello specchio (figura 1.9). Bisogna effettuare un’analisi relativistica della variazione di energia della particella in una singola collisione.

Lo specchio è considerato infinitamente massivo, quindi la sua velocità non cambia durante la collisione. Una particella con energia iniziale E viaggia verso la nube; nel sistema di riferimento del gas in movimento la particella

1.6.2 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

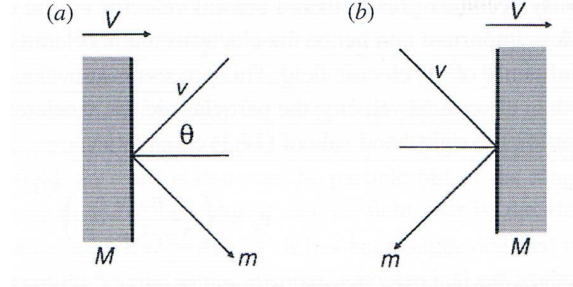


Figura 1.9: Illustrazione della collisione tra una particella di massa m e una nube di massa M : (a) collisione frontale; (b) collisione in cui la particella e la nube si muovono nella stessa direzione. Le probabilità delle due collisioni sono proporzionali alle velocità relative di avvicinamento della particella e della nube, indicate con $v+V\cos\theta$ per (a) e $v-V\cos\theta$ per (b). Poiché $v\approx c$, le probabilità sono proporzionali a $1+(V/c)\cos\theta$ dove $0<\theta<\pi$.

ha un'energia totale pari a:

$$E' = \gamma_V(E + Vp\cos\theta), \quad (1.6.4)$$

dove $\gamma_V = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$ è il fattore di Lorentz della nube. Lungo l'asse x (stesso asse della normale allo specchio) la componente del vettore impulso relativistico nel sistema di riferimento del gas in movimento è:

$$p'_x = p' \cos\theta' = \gamma_V \left(p \cos\theta + \frac{VE}{c^2} \right). \quad (1.6.5)$$

Nella collisione, l'energia della particella si conserva, $E'_{prima} = E'_{dopo}$, e il momento nella direzione x è invertito, $p'_x \rightarrow -p'_x$. Quindi, l'energia della particella nel sistema di riferimento del laboratorio sarà:

$$E'' = \gamma_V(E' + Vp'_x). \quad (1.6.6)$$

Sostituendo (1.6.4) e (1.6.5) nella (1.6.6), e riscrivendo $p_x/E = v\cos\theta/c^2$, la variazione in energia della particella è pari a:

$$E'' = \gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2Vv\cos\theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (1.6.7)$$

Espandendo al secondo ordine in V/c , si trova:

$$\Delta E = E'' - E = E \left[\frac{2Vv\cos\theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (1.6.8)$$

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

A causa dell'urto con campi magnetici irregolari, è probabile che la particella diffonda verso la nube con un angolo di incidenza casuale e quindi l'aumento medio di energia può essere calcolato attraverso una distribuzione casuale di angoli θ nell'equazione (1.6.8). Vi è una probabilità leggermente maggiore che l'urto tra la particella e lo specchio magnetico non sia frontale, ma che entrambi si muovono nella stessa direzione, come mostrato in figura 1.9. La probabilità che gli urti avvengano con un angolo di incidenza pari a θ è proporzionale alla velocità relativa tra la nube e la particella. Considerando il caso di particella relativistica ($v \approx c$), tale probabilità è pari a $\gamma_V[1 + (V/c) \cos \theta]$. Ricordando che la probabilità ad un angolo compreso nell'intervallo tra θ e $\theta + d\theta$ è proporzionale a $\sin \theta d\theta$, mediando su tutti gli angoli nell'intervallo tra 0 e π , il primo addendo della (1.6.8) nel limite $v \rightarrow c$ diventa:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 x[1 + (V/c)x]dx}{\int_{-1}^1 [1 + (V/c)x]dx} = \frac{2}{3} \frac{V^2}{c}, \quad (1.6.9)$$

dove $x = \cos \theta$. Includendo anche il secondo addendo nella (1.6.8), il guadagno medio per ogni collisione è dato da:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \frac{V^2}{c}. \quad (1.6.10)$$

Questo illustra il famoso risultato ottenuto da Fermi secondo il quale l'aumento medio di energia è solo del *secondo ordine* in V/c .

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

Il modello per il meccanismo di Fermi del primo ordine coinvolge una forte onda d'urto che si propaga in un mezzo diffuso. Si assume che un flusso di particelle molto energetiche sia presente sia davanti che dietro lo shock. Le particelle si propagano con velocità prossima a quella della luce, in questo modo la velocità dello shock è di molto inferiore a quella delle particelle di alta energia. A causa della presenza di flussi instabili o moti turbolenti in entrambi i lati dell'onda d'urto, quando le particelle attraversano quest'ultima da entrambi i lati, subiscono degli urti, cosicché la loro distribuzione delle velocità diventi isotropa nel sistema di riferimento del fluido in movimento su entrambi i lati dell'onda d'urto.

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

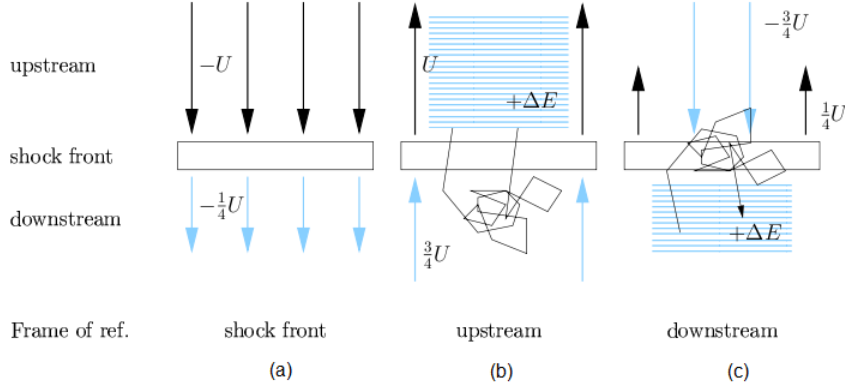


Figura 1.10: Meccanismo di Fermi del primo ordine

Una forte onda d'urto viaggia ad una velocità altamente supersonica $U \gg c_s$, dove c_s è la velocità del suono nel mezzo diffuso, attraverso un gas interstellare stazionario con densità ρ_1 , pressione p_1 e temperatura T_1 . La densità, la pressione e la temperatura dietro il fronte d'onda rispettivamente ρ_2 , p_2 e T_2 . È conveniente mettersi nel sistema di riferimento in cui il fronte d'urto è fermo e quindi il gas fluisce controcorrente con velocità $v_1 = U$ e si allontana dal fronte d'onda con velocità v_2 . L'equazione di continuità richiede che la massa sia conservata attraverso lo shock, ovvero:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2. \quad (1.6.11)$$

Nel caso di forte shock, $\rho_2/\rho_1 = (\eta + 1)/(\eta - 1)$ dopo η è il rapporto dei calori specifici del gas. Per un gas monoatomico o un completamente ionizzato, $\rho_2/\rho_1 = 4$ e quindi $v_2 = (1/4)v_1$ (figura 1.10a).

Si considerino le particelle di alta energia davanti allo shock. Gli urti garantiscono che la distribuzione delle particelle sia isotropa nel sistema di riferimento in cui il gas è a riposo. Il fronte d'urto avanza attraverso il mezzo con velocità U , ma il gas dietro lo shock viaggia ad una velocità pari a $(3/4)U$ rispetto al gas controcorrente (figura 1.10b). Quando le particelle di alta energia attraversano il fronte d'urto, esse subiscono un piccolo aumento di energia, dell'ordine di $\Delta E/E \sim U/c$, come si vedrà in seguito. In questo modo le particelle sono diffuse nella regione dietro il fronte d'urto, cosicché la loro distribuzione di velocità diventi isotropa rispetto a quella del flusso.

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

Ora si consideri il processo opposto in cui le particelle diffondono dalla regione dietro lo shock verso quella controcorrente davanti a esso (figura 1.10c). In questo caso la distribuzione delle velocità delle particelle è isotropa dietro lo shock e, quando lo attraversano, esse incontrano un gas in movimento verso lo shock, nuovamente con la stessa velocità $(3/4)U$. In altre parole, la particella subisce esattamente lo stesso processo illustrato precedentemente, con lo stesso aumento di energia ΔE . Questo è l'aspetto che rende tale processo un efficace meccanismo di accelerazione. Ogni volta che la particella attraversa il fronte d'urto essa subisce un aumento di energia - la particella non perderà mai energia quando attraversa il fronte d'urto - e l'incremento di energia è lo stesso in entrambe le direzioni. In questo modo, a differenza del meccanismo di Fermi del primo ordine, nel quale ci sono collisioni frontali e collisioni in cui la particella e lo specchio magnetico viaggiano nella stessa direzione, nel caso dello shock le collisioni avvengono sempre frontalmente e con un trasferimento di energia alle particelle.

Di seguito si valuterà l'incremento di energia subito dalla particella quando essa passa dalla regione davanti allo shock a quella dietro quest'ultimo. Il gas nella regione dietro il fronte d'urto si avvicina alla particella con velocità $V = (3/4)U$ e quindi, sfruttando le trasformazioni di Lorentz, l'energia della particella quando essa passa nella regione dietro il fronte d'urto è

$$E' = \gamma_V(E + Vp_x), \quad (1.6.12)$$

dove la coordinata x è presa lungo la direzione perpendicolare al fronte d'urto. Lo shock è assunto non relativistico, $V \ll c$, $\gamma_V = 1$, ma le particelle sono relativistiche e quindi $E = pc$, $p_x = (E/c) \cos \theta$. Dunque,

$$\Delta E = Vp \cos \theta, \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta. \quad (1.6.13)$$

La probabilità che le particelle attraversino lo shock con un angolo compreso nell'intervallo tra θ e $\theta + d\theta$ è proporzionale a $\sin \theta d\theta$ e il tasso con cui esse si avvicinano al fronte è proporzionale alla componente x della loro velocità, ovvero $c \cos \theta$. Dunque la probabilità che la particella attraversi lo shock è proporzionale a $\sin \theta \cos \theta d\theta$. Si normalizza in modo tale che l'integrale della distribuzione delle probabilità su tutte le particelle che si avvicinano allo

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

shock sia pari a 1, cioè quelle con angolo di incidenza θ nell'intervallo tra 0 e $\pi/2$,

$$p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (1.6.14)$$

A questo punto, il guadagno medio di energia ogni passaggio attraverso lo shock è:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c}. \quad (1.6.15)$$

Il vettore velocità della particella è reso casuale senza alcuna perdita di energia dagli urti che essa subisce nella regione dietro lo shock e successivamente attraversa nuovamente quest'ultimo, come illustrato in figura 1.10c, quando aumenta la propria energia di un'altra frazione $(2/3)(V/c)$. Dunque, in seguito ad un'andata ed un ritorno attraverso lo shock, la frazione di aumento di energia è in media pari a

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{V}{c}. \quad (1.6.16)$$

Conseguentemente,

$$\beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4V}{3c}. \quad (1.6.17)$$

In accordo con la teoria cinetica classica, il numero di particelle che attraversano lo shock è $(1/4)Nc$ dove N è la densità delle particelle. Questo è il numero medio di particelle che attraversano lo shock in una delle due direzioni, dato che le particelle notano appena lo shock. Dietro il fronte d'urto, tuttavia, vengono spazzate via dallo shock, in quanto esse risultano distribuite isotropicamente in questo sistema di riferimento. Facendo riferimento alla figura 1.10a, si può notare che le particelle sono rimosse dalla regione dello shock ad una velocità $NV = (1/4)NU$. Così, la frazione di particelle perse per unità di tempo è $\frac{1}{4}NU / \frac{1}{4}Nc = U/c$. Siccome lo shock è assunto non relativistico, solo una piccola frazione di particelle è persa ad ogni ciclo. Quindi, $P = 1 - (U/c)$. Dunque,

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{U}{c}\right) = -\frac{U}{c} \quad e \quad \ln \beta = \ln \left(1 + \frac{4V}{3c}\right) = \frac{4V}{3c} = \frac{U}{c}. \quad (1.6.18)$$

Inserendo le equazioni (1.6.18) in (1.6.3) si ottiene:

$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1. \quad (1.6.19)$$

1.6.3 Meccanismo di Fermi del primo ordine

In definitiva, lo spettro energetico differenziale delle particelle di alte energie si ottiene dalle equazioni (1.6.3) e (1.6.19), ovvero

$$N(E)dE \propto E^{-2}dE. \quad (1.6.20)$$

Capitolo 2

Sorgenti galattiche di raggi cosmici

Nel capitolo precedente si è osservato che le esplosioni di Supernova sono i candidati principali per i siti di accelerazione dei raggi cosmici galattici. In questo capitolo verranno illustrate le principali caratteristiche di queste particolari sorgenti, soprattutto dei Resti di Supernova, e i processi che coinvolgono i raggi cosmici da esse accelerati e che producono i raggi γ .

2.1 Fase finale della vita di una stella

Le stelle trascorrono la maggior parte della loro vita lungo la sequenza principale del diagramma di Hertzsprung-Russell (figura 2.1).

L'evoluzione procede lungo la sequenza principale, fino al ramo delle stelle giganti, per poi dirigersi verso le fasi finali quando gli strati più esterni della stelle giganti vengono espulsi. I processi nucleari, invece, continuano fino a quando le risorse di energia nucleare a disposizione della stella sono vengono esaurite. Tanto più massiva è la stella, tanto più rapidamente si evolve, e quando è possibile la stella può sintetizzare anche il ferro, il più stabile degli elementi chimici. Nelle stelle più massive, $M > 8M_{\odot}$, è probabile che la combustione nucleare possa procedere fino al ferro, mentre nelle stelle meno massive l'innesco (flash) della combustione dell'ossigeno all'interno del nucleo può essere sufficiente per interrompere l'evoluzione della stella. In ogni caso,

2.1 Fase finale della vita di una stella

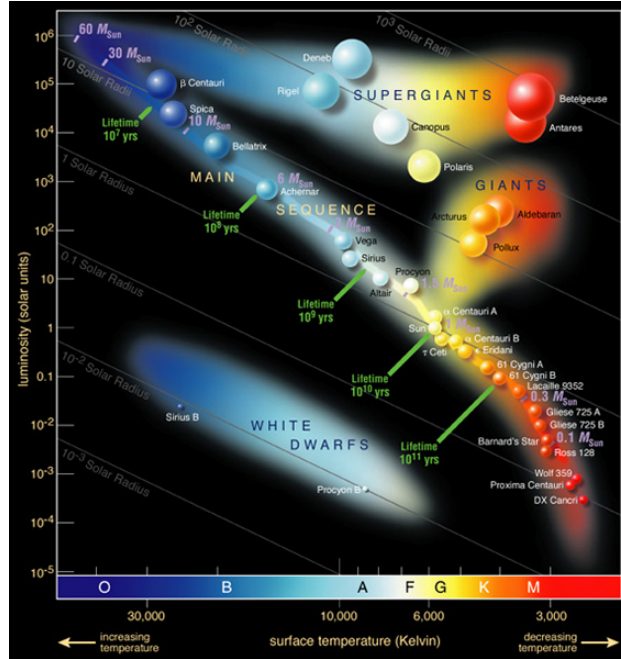


Figura 2.1: Diagramma di Hertzsprung-Russell

al termine di queste fasi dell'evoluzione stellare, il nucleo della stella esaurisce il combustibile nucleare e collassa fino quando non si raggiunge una qualche altra forma di pressione di supporto che consente una nuova configurazione di equilibrio.

Possibile configurazione di equilibrio che può esistere quando il combustibile nucleare si esaurisce sono le *nane bianche*, *stelle di neutroni* o un *bucco nero*. Nelle nane bianche e stelle di neutroni, la stella è supportata dalla pressione di degenerazione associata al fatto che gli elettroni, i protoni e neutroni sono fermioni e quindi una sola particella può occupare un qualsiasi singolo stato della meccanica quantistica. Le nane bianche sono sostenute dalla pressione di degenerazione degli elettroni e può avere masse fino a circa $1.4M_{\odot}$. Nelle stelle di neutroni, la pressione di degenerazione dei neutroni è responsabile per la pressione di supporto e possono avere masse fino a circa $1.4M_{\odot}$, eventualmente leggermente superiore se la stella di neutroni è in rapida rotazione. Lo stadio finale della vita di stelle più massive sono i buchi neri. Stelle piccole con $M < 2M_{\odot}$, in linea di principio possono finire in una qualsiasi delle tre forme. Anche le stelle con masse molto più grandi di

$2M_{\odot}$ possono formare nane bianche o stelle di neutroni in caso di perdita di massa sufficientemente rapida. Il calcolo della perdita di massa durante le ultime fasi dell'evoluzione stellare hanno dimostrato che anche stelle con massa $10M_{\odot}$ possono perdere massa in modo molto efficace verso la fine della loro vita e formare residui di non-buchi neri.

2.2 Le SuperNovae

La formazione di stelle di neutroni o buchi neri deve essere associata alla liberazione di una grande quantità di energia; l'energia di legame gravitazionale di una stella di neutroni di $1M_{\odot}$ è di circa 10^{46} J e il tempo per il collasso del nucleo centrale di ferro di una stella massiva è solo di qualche secondo. Questi eventi possono essere associati ad eventi violenti noti col nome di *Supernovae*, nei quali la stella intera esplode e i suoi involucri sono espulsi a gran velocità. Infine, l'espulsione dello strato più esterno della stella pre-supernova genera la formazione del *Resto di Supernova*.

Le Supernovae (SN) possono essere divise in due grandi categorie, in base al processo di esplosione: *Supernovae core collapse* (ottenute dal collasso di stelle massive con massa $8M_{\odot} < M < 40 - 50M_{\odot}$) e *Supernovae termonucleari* (generate dall'esplosione violenta di nane bianche composte da carbonio e ossigeno, con massa vicino alla massa di Chandrasekhar di $1.4 M_{\odot}$). In aggiunta viene utilizzato un sistema di classificazione basato sull'osservazione (figura 2.2), che risale a Minkowski (1941), il quale osservò che alcune Supernovae non mostrano righe di assorbimento di idrogeno nei loro spettri (Tipo I) e altre invece sì (Tipo II).

Le supernovae di Tipo II sono le supernovae “core collapse” di base, mentre le supernovae di tipo I possono essere “core collapse” o Supernovae termonucleari. Le esplosioni termonucleari sono associate alla classe spettroscopica delle supernovae di Tipo Ia, che hanno linee di assorbimento del silicio nei loro spettri. Le supernovae di Tipo Ib e Ic sono invece spiegate come esplosioni di stelle che hanno perso il loro involucro ricco di idrogeno a causa della perdita di massa dovuta al vento stellare. Per quelle di Tipo Ic la perdita di massa sembra aver rimosso anche gli involucri ricchi di elio della stella progenitrice.

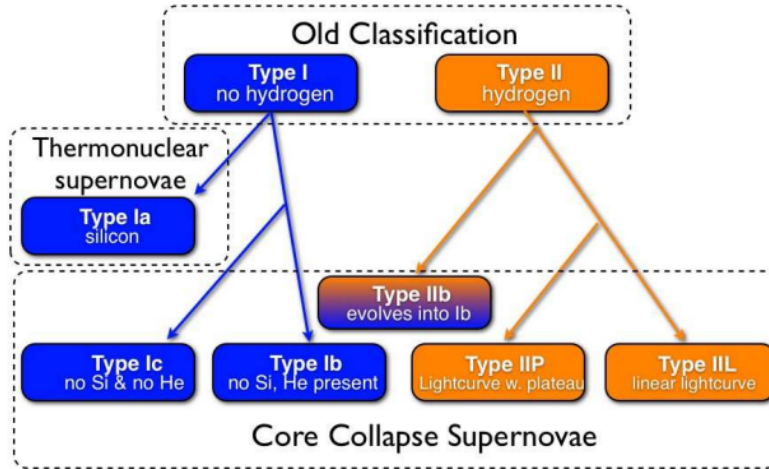


Figura 2.2: Classificazione delle SuperNovae

La suddivisione della classe di Tipo II in Tipo IIP (plateau), Tipo IIL (curva lineare di luce) e di Tipo IIb è basata sulla combinazione di due criteri di osservazione: spettroscopia ottica e forma della curva di luce¹ (figura 2.2). Le Supernovae di Tipo IIP sono il tipo più comune di supernovae “core collapse”, e gli studi ottici di potenziali stelle progenitrici confermano che quest’ultime hanno masse iniziali nell’intervallo $\sim 8 - 17 M_{\odot}$, e che esplodono nella fase di supergigante rossa, pur avendo un notevole involuppo di idrogeno. Le progenitrici delle SuperNovae di Tipo IIL probabilmente, invece, disporranno di un involuppo meno massiccio, sia a causa della perdita di massa dovuto al vento stellare, oppure a causa di interazione binaria. Le SN di Tipo IIb sono una classe intermedia tra il Tipo Ib e Tipo II, in quanto in base ai loro spettri inizialmente vengono identificate come esplosioni di Tipo II, ma successivamente evolvono in spettri di tipo Ib. Anche questa può essere intesa come il risultato di una notevole, ma non completa, perdita dell’involuppo ricco di idrogeno a causa della perdita di massa dovuta al vento stellare, o all’interazione binaria. Infine ci sono le SuperNovae di Tipo IIn, caratterizzate da strette linee di emissione di idrogeno, che si pensa provengono da un ambiente denso circumstellare, probabilmente causato da

¹Grafico dell’intensità di luce di un oggetto celeste in funzione del tempo.

una notevole perdita di massa da parte della progenitrice.

Due aspetti delle Supernovae sono particolarmente importanti nel contesto dell'astrofisica delle alte energie. Il primo è che l'energia cinetica del materiale espulso nell'esplosione è una potente fonte di riscaldamento per il gas interstellare circostante. I gusci degli SNR sono osservabili fino a circa 10^6 anni. Nella maggior parte delle fasi dell'evoluzione delle SN, esse sono osservabili come intense sorgenti di raggi-X, nelle fasi iniziali attraverso la radiazione di gas caldo originati nell'esplosione stessa e nelle fasi successive attraverso il riscaldamento del gas dell'ambiente ad una temperatura elevata man mano che lo shock avanza verso il guscio del gas espulso. In entrambi i casi il meccanismo di emissione è la bremsstrahlung di gas caldo e ionizzato.

Il secondo aspetto importante è che le SN sono sorgenti di particelle di energia molto elevata. Una diretta evidenza proviene dall'emissione radio di sincrotrone degli SNR.

2.2.1 I Resti di SuperNova

Tenuto conto del fatto che le supernovae possono essere classificate in “core collapse” e supernovae termonucleare/di tipo Ia, si potrebbe pensare che i Resti di Supernovae (SNR) si possano classificare come “core collapse” o di Tipo Ia. Sebbene oggi sia possibile determinare l'origine di una Supernova di un data SNR utilizzando la spettroscopia a raggi-X, per SNR molti vecchi, la cui emissione proviene principalmente dal gas spazzato, ci si può basare su indicatori secondari per determinare la Supernova di origine. L'indicatore più attendibile è, naturalmente, la presenza di una stella di neutroni all'interno del SNR, il che rende chiaro che il SNR deve avere un'origine “core collapse”. Ma in questo caso bisogna essere ben allineati con l'oggetto da studiare, in particolare per SNR con grandi diametri angolari. Un indicatore secondario per un SNR originato da un evento “core collapse” è se un SNR si trova in una regione di formazione stellare o all'interno di un'associazione OB². Ma

²Gruppo di stelle giovani, calde e massicce di classe spettrale O e B (da cui il nome) che si trovano entro una ristretta regione di spazio e che emettono una grande quantità di luce ultravioletta che ionizza il gas circostante, formando una regione H II. Le associazioni OB sono ammassi stellari che possono contenere da poche unità fino a centinaia di stelle (in quest'ultimo caso si dicono superassociazioni OB) e, in genere, si trovano nei dischi delle

questo non costituisce una prova di tale origine. Al contrario, se SNR si trova molto sopra il Piano Galattico allora la sua posizione può essere presa come prova di supporto per un'origine dal una SN di Tipo Ia.

Poiché la natura delle supernova che danno origine agli SNR è spesso difficoltoso da stabilire, gli SNR hanno una classificazione propria, che si basa principalmente sulla loro morfologia. Tradizionalmente, questa classificazione contiene tre categorie: *SNR di tipo guscio*, *pieni al centro* e *SNR composite*.

- I resti a guscio presentano dei gusci più o meno completi con rami luminosi nell'emissione radio. Gli esempi più noti sono Tycho e il resto delle SN Keplero del 1572 e 1604 rispettivamente. Questi tipi di resti hanno uno spettro radio non termico, dove la densità del flusso di emissione S , scala con la frequenza ν come $S \propto \nu^{-\alpha}$, con l'indice spettrale α che assume un valore tipico di circa 0.5, ma per SNR giovani si possono avere spettri leggermente più "soft". Questa emissione radio è polarizzata, ed è un'emissione di sincrotrone prodotta da particelle relativistiche che si muovono attorno alle linee del campo magnetico. L'emissione termica è rilevabile per alcuni SNR a guscio, a lunghezze d'onda della banda ottica e dei raggi-X, mentre qualche SNR a guscio mostrano una componente non termica più forte della loro emissione di raggi-X ad alte energie.
- I resti pieni al centro (chiamati anche "plerions", che deriva dalla parola greca per indicare "pieno", pleres, o resti "Crab-like") presentano al centro un'emissione luminosa alle lunghezze d'onda del radio e si pensa sia alimentata da una sorgente centrale. Esempi di questi tipi di resti sono la Nebulosa del Granchio e il resto della SN del 1054, il quale presenta chiaramente una pulsar al centro. I resti pieni al centro hanno uno spettro radio più "hard" rispetto a quelli degli SNR a guscio, tipicamente con un indice spettrale di 0.1. Tali spettri radio "hard" sono simili a quelli dell'emissione radio termica dalle regioni di HII³

galassie a spirale, nei quali sono in atto dei processi di formazione stellare molto intensi.

³H II è il termine che indica l'idrogeno ionizzato, e le regioni H II sono nubi di gas ionizzato dalla radiazione ultravioletta dalle stelle giovani.

ionizzate, ma il fatto che l'emissione radio è polarizzata significa che il meccanismo di emissione sottostante è non termico. I resti pieni al centro mostrano anche un'emissione ottica sia termica che non e un'emissione di raggi-X non termica.

- I resti composti mostrano caratteristiche sia dei resti a guscio sia di quelli pieni al centro, come un nucleo centrale luminoso che emette nel radio (o “pulsar wind nebulae”) con uno spettro “hard”, all'interno di un guscio con rami luminosi avente un spettro più “soft”.

L'emissione ottica di alcuni resti con guscio - inclusi i resti di alcune delle SN storiche - mostrano uno spettro caratterizzato dalle linee di Balmer, con forti linee di idrogeno con componenti sia larghe che strette. La forma di queste linee spettrali può essere modellizzata in termini di shock non radiativi in un mezzo parzialmente neutro, con le componenti strette provenienti dalle collisione dell'idrogeno eccitato, e le linee larghe dallo scambio di carica producendo idrogeno in rapido movimento.

La maggior parte degli SNR attualmente catalogati sono resti a guscio, con il 12% di SNR composti e solo il 4% di resti pieni al centro. Tuttavia, l'identificazione di quest'ultimi è molto più difficile dei resti a guscio, i quali sono più facilmente riconoscibili di un guscio con rami luminosi. In aggiunta i resti pieni al centro hanno uno spettro radio “hard”, il quale può essere facilmente confuso con l'emissione termica proveniente da regioni di HII. Va inoltre osservato che l'identificazione di “pulsar nebulae” deboli, con spettro “hard”, e poste all'interno di gusci più evidenti è difficile, così è probabile che alcuni resti a guscio possano essere riclassificati come composti una volta migliorate le osservazioni future.

Fasi evolutive delle SNR a guscio

I resti a guscio gradualmente decellerano man mano che spazzano l'ISM circostante, e la loro evoluzione, sebbene continua, può convenzionalmente essere descritta in quattro fasi:

- “fase I”, o libera espansione. In questa fase la massa dell'ISM spazzato via è piccola rispetto alla massa espulsa dalla SN, quindi la dinamica

del residuo è quella di un'espansione accelerata del materiale espulso dalla SN;

- “fase II”, o fase adiabatica, o espansione di Sedov-Taylor. Man mano che il resto si espande, l'ISM spazzato diventa dinamicamente importante. Un'onda d'urto più esterna si propaga nell'ISM circostante, e uno shock inverso si propaga indietro nel materiale espulso (figura 2.3). Quando la massa del materiale spazzato è grande rispetto alla massa espulsa dall'esplosione della SN - ma la perdita di energia dovuta a processi radiativi non è ancora importante, di qui il nome “adiabatica”) - la dinamica dell'espansione del resto può essere trattata come un'esplosione che rilascia energia ma non materia in un mezzo (ideale) omogeneo;
- “fase III”, o fase “spazzaneve”. Man mano che il resto si espande, e si raffredda, le perdite radiative che causano il raffreddamento diventano importanti, e la velocità dello shock diminuisce come il resto si raffredda ulteriormente. Il materiale all'interno del fronte d'urto raggiunge il materiale più esterno, creando un guscio denso;
- “fase IV”, o fase di fusione. Quando la velocità di espansione del resto cade al di sotto dei qualche decina di chilometri al secondo, il resto perde la sua identità, dissolvendosi nell'ISM circostante.

Sebbene queste fasi discrete forniscono un quadro utile nel quale pensare le SNR, va tenuto presente che è una semplificazione eccessiva, e la fase di una SNR non è sempre facilmente etichettabile. Inoltre, diverse parti di un SNR si possono trovare in diverse fasi. Ad esempio, una SNR come RCW 86 ha shock radiativi nel sud-ovest (Fase III), mentre a nord ha uno shock molto veloce, non-radiativo (fase I). Questo è il risultato della complessità del mezzo in cui si sta sviluppando, che è probabilmente modellato dal vento stellare del progenitore che ha creato una cavità, circondata da un guscio denso, con cui una parte dell'onda d'urto è in interazione.

In letteratura si trova spesso anche denominazioni di SNR come “giovane”, “maturo” e “vecchio”. Queste denominazioni non hanno un ben preciso significato, ma in linea di principio i giovani sono SNR con meno di ~ 1000 -

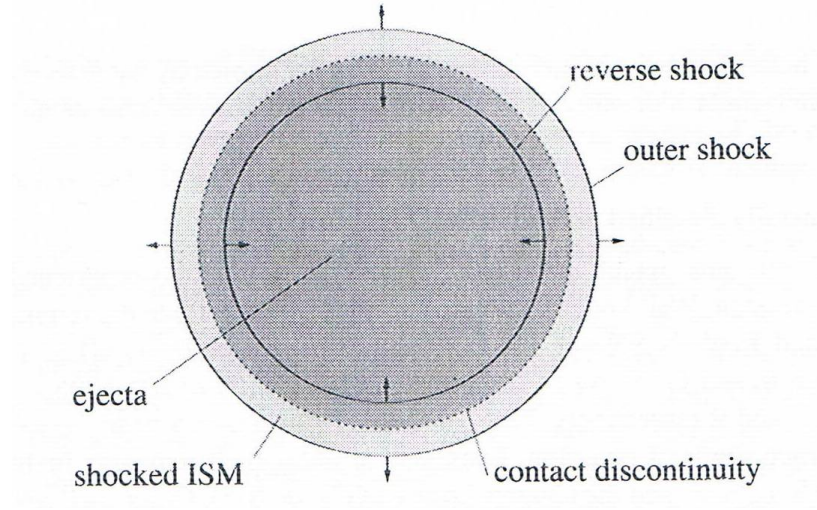


Figura 2.3: Schema del SNR a guscio in transizione tra la fase I (libera) e la fase II (Sedov-Taylor). In pratica la discontinuità di contatto, tra il materiale espulso e l'ISM spazzato dallo shock, è soggetta all'instabilità di Rayleigh-Taylor⁵.

2000 anni di età, e sono in fase I o all'inizio nella seconda fase, SNR mature sono nella parte finale della fase II, o all'inizio della fase III, mentre le SNR vecchie hanno di solito delle strutture molto estese associate a SNR nella fase IV. Questi vecchi SNR quasi non producono emissioni di raggi X.

Modelli analitici delle SNR a guscio

Esistono diversi modelli di analisi per l'evoluzione dello shock degli SNR. Il più utilizzato è la "soluzione auto-similare di Sedov-Taylor". Essa presuppone che l'energia di esplosione E venga istantaneamente iniettata in un mezzo omogeneo con densità uniforme ρ_0 , e che non si verificano perdite di energia. In tale caso R_s raggio dello shock e V_s velocità si svilupperà come

$$R_s = \left(\xi \frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{1/5}, \quad (2.2.1)$$

$$V_s = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{5} \left(\xi \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \frac{R_s}{t}. \quad (2.2.2)$$

La costante adimensionale ξ dipende dall'indice adiabatico; $\xi = 2.026$ per un gas non-relativistico monoatomico ($\eta = 5/3$). Esistono soluzioni analitiche che esprime la densità, la pressione, e i profili di velocità all'interno del

2.2.1 I Resti di SuperNova

mezzo che costituisce lo shock. La soluzione di Sedov-Taylor può essere generalizzata per un gas con una legge di potenza per la densità del tipo $\rho(r) \propto r^{-s}$, in questo caso $R_s \propto t^\beta$, $V_s = \beta R_s/t$, con $\beta = 2/(5-s)$ parametro di espansione. Un caso rilevante in astrofisica è $s = 2$, corrispondente allo shock di un SNR che si muove attraverso il vento stellare della progenitrice; tale situazione si può applicare ad un SNR giovane come Cas A.

Le soluzioni di Sedov-Taylor non tengono conto della struttura del materiale espulso dalla supernova stessa. Questa è una buona approssimazione una volta che la massa spazzata supera la massa del materiale espulso. Tuttavia, nella fase iniziale, solo gli strati esterni della supernova trasferiscono la loro energia al mezzo circostante. Col passare del tempo, più energia viene trasferita dal materiale in libera espansione al guscio degli SNR. Questo si traduce in uno shock che separa il materiale espulso caldo dal materiale espulso in libera espansione (freddo), il cosiddetto urto inverso.

Esistono due modelli analitici per descrivere la struttura e l'evoluzione degli SNR tenendo conto della velocità iniziale di struttura del materiale espulso. Il primo, dovuto a Chevalier (1982), descrive l'evoluzione iniziale degli SNR, in cui il materiale espulso che si espande liberamente ha approssimativamente una legge di potenza per la distribuzione della densità $\rho_{ej} \propto v_{ej}^{-n}$. Questa è un'approssimazione ragionevole per la struttura del materiale espulso più esterno, come trovato nei modelli numerici di esplosioni di supernova, con $n = 7$ nel caso si stia descrivendo la struttura del materiale espulso da Supernovae di tipo Ia, mentre $n = 9 - 12$ è una valida per l'approssimazione della densità di Supernovae “core collapse”.

Come mostrato da Chevalier (1982) l'evoluzione di uno SNR può essere descritto da una soluzione auto-simile della forma

$$R_s \propto t^\beta, \quad (2.2.3)$$

con β parametro di espansione dato da

$$\beta = \frac{n-3}{n-s}. \quad (2.2.4)$$

Le soluzioni Chevalier descrivono prima evoluzione di un SNR, quando lo shock inverso non ha ancora raggiunto il materiale espulso più interno. Una

2.2.1 I Resti di SuperNova

volta che quest'ultimo è raggiunto dallo shock inverso il parametro di espansione si evolverà verso la soluzione di Sedov (quindi si ha che β evolverà da $\beta = (n - 3)/(n - s)$ a $\beta = 2/(5 - s)$). È chiaro dalle soluzioni di Chevalier che il parametro che caratterizza l'inizio dell'espansione è $\beta < 1$.

Un modello analitico che tenga conto del passaggio graduale dalla fase I alla fase II è stato ottenuto da Truelove e McKee (1999). I loro modelli utilizzano le seguenti scale caratteristiche per la lunghezza, il tempo e la massa

$$\begin{aligned} R_{ch} &\equiv M_{ej}^{1/3} \rho_0^{-1/3}, \\ t_{ch} &\equiv E^{-1/2} M_{ej}^{5/6} \rho_0^{-1/3}, \\ M_{ch} &\equiv M_{ej}, \end{aligned} \tag{2.2.5}$$

dove M_{ej} è la massa espulsa, E l'energia di esplosione e ρ_0 la densità del mezzo circumstellare. Queste espressioni possono essere utilizzate per costruire un insieme di soluzioni, che ora dipendono solo da n e s , e le variabili adimensionali $R^* = R/R_{ch}$ e $t^* = t/t_{ch}$. I modelli sono continui, ma contengono due parti, una per l'evoluzione durante la fase dominata dal materiale espulso e una per la fase di Sedov-Taylor, con t_{ST} età di transizione adimensionale.

In figura 2.4 è illustrata l'evoluzione degli shock delle SNR secondo una delle soluzioni di Truelove e McKee. Si nota che lo shock inverso si espande inizialmente verso l'esterno, nonostante il suo nome, con $\beta = (n - 3)/(n - s)$. Ma non appena il guscio dello shock riscaldato ha una pressione maggiore rispetto alla pressione del materiale espulso in espansione libera, lo shock inverso si dirige verso il centro, cioè la sua velocità nel sistema di riferimento dell'osservatore diventa negativa. La velocità dello shock nel sistema di riferimento del materiale espulso in libera espansione è data da

$$V_{rev,phys} = \frac{R_{rev}}{t} - V_{rev,obs}, \tag{2.2.6}$$

dove R_{rev}/t è la velocità del materiale espulso in libera espansione solo prima di entrare nello shock inverso, e $V_{rev,obs} = dR_{rev}/dt$, la velocità dello shock inverso nel sistema di riferimento dell'osservatore. La figura 2.4 mostra che inizialmente $|V_{rev,phys}| < V_s$, in questo caso il mezzo dell'ambiente investito dallo shock è più caldo del materiale espulso. Nelle fasi successive la situazione si inverte, ovvero $|V_{rev,phys}| > V_s$, avendo così un nucleo caldo

racchiuso da una shell più fredda. Una volta che lo shock inverso ha raggiunto il centro del SNR, essa è costituita da un guscio caldo circondato da un ancora più caldo, ma molto tenue.

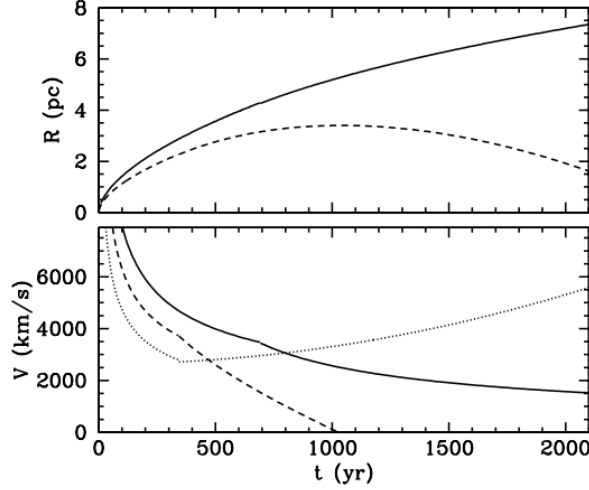


Figura 2.4: Raggi e velocità dello shock in funzione del tempo secondo il modello di Truelove-McKee per $n = 7$, $s = 0$. La linea continua rappresenta lo shock in avanti, mentre la linea tratteggiata rappresenta lo shock inverso. Nel grafico inferiore la velocità dello shock inverso nel sistema di riferimento del materiale espulso è indicato da una linea tratteggiata. il modello adimensionale è stato regolato per adattarsi alle proprietà di Keplero SNR.

Nella fase III, o la fase “spazzaneve”, le perdite radiative di energia diventano dinamicamente importanti. Invece della conservazione dell’energia, l’espansione radiale è descritta dalla conservazione del momento, $MV_s = 4\pi/3R_s^3\rho_0 dR_s/dt = costante$. Per determinare la costante si prende la quantità di moto al tempo t_{rad} , per il quale le perdite radiative diventano importanti: $t_{rad} = 4\pi R^3/3\rho_0 V_{rad}$. Integrando si ottiene la seguente espressione per l’età, t del SNR in funzione del raggio

$$t = t_{rad} + \frac{R_{rad}}{4V_{rad}} \left[\left(\frac{R}{R_{rad}} \right)^4 - 1 \right]. \quad (2.2.7)$$

Si può notare che il parametro di espansione in questa fase è pari a $\beta \approx 1/4$. In generale, le perdite radiative diventano importanti quando la temperatura post-shock scende al di sotto $\sim 5 \cdot 10^5 K$. Questo si verifica quando la velocità dello shock è $V_s = V_{rad} = 200 km s^{-1}$. Si può utilizzare

la soluzione auto-similare di Sedov per calcolare quando $V_s = V_{rad}$, in tal modo si può stimare R_{rad} e t_{rad} . L'equazione (2.2.1) permette di esprimere t_{rad} in funzione di R_{rad} : $t_{rad} = R_{rad}/V_{rad} = 2.0 \cdot 10^{-8} R_{rad}s$. L'equazione (2.2.1), prevede quindi la seguente stima per l'età quando il raggio è quello della SNR nella fase radiativa

$$\begin{aligned} t_{rad} &= 1.5 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\xi E}{\rho_0} \right)^{1/3} = \\ &= 1.4 \cdot 10^{12} \left(\frac{E_{51}}{n_H} \right)^{1/3} s \approx 446 \cdot 10^2 \left(\frac{E_{51}}{n_H} \right)^{1/3} anni, \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

$$R_{rad} = 7.0 \cdot 10^{19} \left(\frac{E_{51}}{n_H} \right)^{1/3} cm \approx 23 \left(\frac{E_{51}}{n_H} \right)^{1/3} pc, \quad (2.2.9)$$

dove n_H è la densità pre-shock dell'idrogeno, $\xi = 2026$, e E_{51} è l'energia di esplosione E in unità di 10^{51} erg.

Infine (fase IV), la shell si rompe in ciuffi singoli, probabilmente a causa dell'instabilità di Rayleigh-Taylor (il gas caldo e sottile sta spingendo il gas freddo e denso) e il SNR si disperde nel ISM come la velocità di espansione diminuisce a valori tipici del gas interstellare.

2.3 Il Catalogo di Green

Sin dal 1984 Dave Green ha prodotto diversi cataloghi degli SNR Galattici, in cui inserisce dei parametri di base per la conoscenza di questi oggetti, una piccola descrizione della loro struttura osservata alle lunghezze d'onda del radio, dei raggi-X e dell'ottico e altre informazioni importanti, quali la distanza e possibili pulsar o sorgenti puntiformi vicine. Inoltre include liste su possibili o probabili SNR riportate in Letteratura.

La versione corrente del catalogo contiene 274 SNR (la prima versione ne conteneva solo 145), e si basa sulla ricerca in letteratura pubblicata fino alla fine del 2008.

Per ogni resto di Supernovae i parametri presenti nel catalogo sono i seguenti:

- *Coordinate galattiche* del baricentro della sorgente, quotati a un decimo di grado è come convenzione. (Nota: in questo catalogo ulteriori zeri iniziali non vengono utilizzati.)

- *Ascensione retta e Declinazione* del baricentro della sorgente. La precisione dei valori quotati dipende dalle dimensioni del Resto di Supernovae, per piccoli resti essi sono al più vicino a pochi secondi di tempo e al più vicino minuto d'arco, rispettivamente, mentre per i più grandi resti essi sono arrotondati a valori più grossolani, ma sono in ogni caso sufficienti per specificare un punto all'interno del contorno del resto. Queste coordinate sono quasi sempre dedotta da immagini radio piuttosto che da raggi-X o osservazioni ottiche, e sono per J2000.0.
- *Dimensione angolare* del resto, in minuti d'arco, di solito preso dall'immagine radio con la più alta risoluzione. Il contorno della maggior parte dei resti approssima abbastanza bene un cerchio o un'ellisse. Un singolo valore viene quotato per la dimensione angolare di un resto quasi circolare, che è il diametro di un cerchio con area uguale a quella del residuo. Per resti estesi è quotato il prodotto di due valori, ovvero l'asse maggiore e minore del contorno del resto modellato come un'ellisse. In alcuni casi l'ellisse non è una descrizione soddisfacente per il contorno dell'oggetto, anche se una dimensione angolare è ancora quotata per informazioni. Per resti 'pieni al centro' la dimensione quotata è per la più grande portata del emissione radio osservata, non, come a volte è stato utilizzato da altri, la semi-ampiezza del picco centrale illuminato.
- *Tipo di SNR*: 'S' o 'F' se il resto si presenta con un "guscio" o struttura "pieno al centro", o 'C' "composito" (o "combinazione") se mostra struttura radio con una combinazione di shell e 'F?' o 'S?', o 'C?', rispettivamente, se vi è una certa incertezza, o '?' in molti casi in cui un oggetto viene convenzionalmente considerato come un SNR anche se la sua natura è poco noto o non ben compreso.
- *Densità di flusso* del resto a 1 GHz in jansky. Questo non è un valore misurato, ma è desumibile dall'osservazione a radiofrequenza dello spettro della sorgente. La frequenza a 1 GHz viene scelta perchè le misurazioni della densità di flusso a frequenze sopra e sotto questo valore sono generalmente disponibili.

- *Indice spettrale* dell'emissione radio integrata del Resto, α (qui definito nel senso, $S \propto \nu^\alpha$, dove S è la densità del flusso ad una frequenza ν), un valore che è o quotato in letteratura, o dedotto dai valori disponibili dalla densità di flusso integrato del residuo. Per SNR una legge di potenza semplice non è sufficiente per descrivere il loro spettro radio, o perché vi sono prove che lo spettro integrato è curvo o perché l'indice spettrale varia attraverso l'aspetto del residuo. In questi casi l'indice spettrale è dato come 'varia' (consultare la descrizione del residuo e i riferimenti dati dal catalogo per maggiori informazioni). In alcuni casi, ad esempio quando il residuo è altamente confuso con l'emissione termica, l'indice spettrale è dato come '?' dal momento che nessun valore può essere dedotto con certezza.
- *Altri Nomi* che sono comunemente usati per il residuo. Questi sono riportati in parentesi, se il resto è solo una parte della sorgente.

In aggiunta ai parametri di base che sono stati appena elencati, il catalogo dettagliato contiene le seguenti informazioni. (i) Note se altre coordinate galattiche sono state utilizzati per etichettarlo, nel caso in cui il SNR possa essere il resto di una SN storica, o se la natura della sorgente come SNR è stata messa in discussione. (ii) Una breve descrizione della struttura del resto osservata in radio, raggi X e lunghezze d'onda ottiche. (iii) Note su determinazioni a distanza, e le eventuali sorgenti puntuali o pulsar dentro o vicino all'oggetto (anche se non è necessariamente legato al resto). (iv) I riferimenti alle osservazioni sono indicati per ciascun residuo, completo di rivista, volume, pagina e una breve descrizione delle informazioni che contiene ogni documento (per osservazioni radio questi includono i telescopi utilizzati, le frequenze di osservazione e le risoluzioni, insieme a qualsiasi densità di flusso determinazioni).

Alcuni dei parametri inclusi nel catalogo stessi sono di qualità piuttosto variabile. Per esempio, la densità di flusso radio di ogni residuo di 1 GHz. Questo è generalmente di buona qualità, essendo ottenuto da diverse osservazioni radio su un intervallo di frequenze, sia sopra che sotto 1 GHz. Tuttavia, per un piccolo numero di residui (16 resti nel catalogo corrente) - spesso quelli che sono stati individuati in diverse lunghezze d'onda radio

- nessun valore della densità del flusso radio affidabile, o solo un limite, è disponibile. Inoltre, anche se la versione dettagliata del catalogo contiene note su distanze per molti resti riportati in letteratura, questi hanno un intervallo di affidabilità. Di conseguenza, le distanze indicate nel catalogo dettagliato deve essere usato con cautela in tutti gli studi statistici.

2.4 SNR storici

Nell'ultimo millennio sono state osservate cinque Supernovae nella Galassia - SN 1006, SN 1054, che ha dato luogo alla Nebulosa del Granchio, SN 1181, associata al Resto di Supernova 3C 58, la Supernova di Tycho del 1572 e la Supernova di Keplero del 1604 (Stephenson e Green 2002). In ciascun caso, quando la stella è esplosa, essa è diventata la più luminosa nel cielo. Queste cinque SN sono tutte relativamente vicine - molte SN distanti sarebbero oscurate a causa delle polveri nel piano della Galassia. Per esempio, la SN che ha dato origine al Resto di Supernova Cassiopeia A deve esser esplosa circa 350 anni fa, ma essa non è stato registrato da nessun astronomo. Presumibilmente la SN era così debole da non poter essere osservata ad occhio nudo, nonostante la sua distanza sia solo di 3.4 kpc.

Le proprietà dei Resti di Supernova nella banda radio e dei raggi γ costituiscono una prova evidente che essi sono sorgenti di particelle di alta energia. Gli SNR a guscio sono osservati nella banda di lunghezze d'onda del radio, dell'ottico, dei raggi-X e dei raggi γ in cui l'emissione proviene dal guscio in espansione. Invece, gli SNR pieni al centro possiedono una sorgente centrale nella forma di una pulsar giovane e una distribuzione di luminosità con un massimo al centro.

L'emissione ottica e infrarossa degli SNR a guscio è associata con gas caldo e polveri mentre l'emissione di raggi-X è dovuta alla bremsstrahlung di un gas molto caldo associato con il riscaldamento del materiale interstellare da parte dell'onda prodotta dall'esplosione di una Supernova. Invece, l'emissione radio è altamente polarizzata, possiede una legge di potenza per lo spettro di energia ed è identificabile con la radiazione di sincrotrone di elettroni ultra-relativistici accelerati dallo shock associato all'onda d'urto

prodotta durante l'esplosione. Queste caratteristiche sono illustrate nelle immagini ad alta risoluzione del Resto di Supernova giovane Cassiopeia A nella banda di lunghezze d'onda del radio, dell'ottico, dei raggi-X e dell'infrarosso. La caratteristica rilevante è la precisione con cui le particelle relativistiche e i campi magnetici responsabili per l'emissione radio coincidano con le caratteristiche nella banda di lunghezze d'onda del radio, dell'ottico, dei raggi-X e dell'infrarosso. Questa coincidenza è associata con la presenza di forti shock che sono responsabili per la compressione del gas, delle polveri e dei campi magnetici e, allo stesso tempo, del risultato dell'accelerazione del primo ordine di particelle di elettroni energetici ad alte energie.

Un altro esempio di SNR giovane a guscio è il Resto di Supernova Tycho, il quale possiede un contorno molto forte e quasi circolare. Anche in questo caso c'è una forte coincidenza tra il materiale termico e l'emissione radio di sincrotrone degli elettroni ultra-relativistici. Nel caso di SNR vecchi vi è ancora una stretta correlazione tra le regioni di emissione radio e la presenza di linee di emissione ottica, l'emissione diffusa di raggi-X che riempie una grande frazione del volume del guscio in espansione.

Negli SNR giovani, l'intensità dell'emissione radio è così alta che le densità energetiche degli elettroni relativistici e dei campi magnetici superano di gran lunga i valori che potrebbe essere ottenuti con la compressione del flusso Galattico di elettroni di alta energia e il campo magnetico in un forte shock. Dunque, le particelle relativistiche e i campi devono essere originati all'interno del Resto di Supernova. D'altra parte, l'emissione radio di alcuni SNR vecchi può derivare dalla compressione del campo magnetico interstellare e dei flussi degli elettroni relativistici. Le compressioni elevate sono possibili nei gusci degli SNR vecchi a causa del rapido raffreddamento nelle regioni investite dallo shock, quando la temperatura scende sotto circa 10^6 K.

La tecnica dell'eco di luce⁶ è spesso utilizzata per determinare i tipi di SN che danno origine ai rispettivi SNR. Rest e i suoi colleghi hanno trovato prove di echi di luce da nubi di polvere nella direzione generale del Resto

⁶L'eco luminosa è un fenomeno piuttosto insolito osservato in astronomia. Un eco di luce viene prodotto quando un improvviso lampo o flash, come quello prodotto in una nova, viene riflesso dalla materia interstellare e arriva all'osservatore con un certo ritardo dal flash iniziale.

di Supernova Tycho, infatti il movimento degli echi di luce corrispondevano a vettori che convergono verso Tycho (Rest et al. 2008). La spettroscopia ottica fatta da Krause e i suoi colleghi mostra che lo spettro dell'eco di luce può essere identificato con quello di una SN di tipo Ia alla massima luminosità (Krause et al. 2008b). Sempre Krause e i suoi colleghi identificarono con questo metodo Cas A come il resto di una Supernova di tipo IIb (Krause et al. 2008a).

Dalle osservazioni dell'emissione di raggi-X dai bordi nitidi degli SNR giovani come quelli osservati nelle immagini di Cas A e Tycho, questi gusci stretti sono interpretati come onde d'urto sui Resti di Supernova. Vink e Laming (2003) interpretarono la stretta emissione di raggi-X non termica che delimita Cas A come emissione di radiazione di sincrotrone di elettroni di alta energia accelerati dallo shock stesso. Questi elettroni di così alta energia subiscono perdite così forti di radiazione di sincrotrone che perdono tutta la loro energia in prossimità dello shock. La natura transitoria di alcuni di questi filamenti molto stretti è una chiara prova che i processi di accelerazione da parte dello shock diffuso di ultra-relativistiche elettroni è infatti in corso in queste onde d'urto. Völk e i suoi colleghi (2005) mostrarono che le immagini a raggi-X di Cas A, Tycho e altri questo SNR giovani tutti possedevano filamenti di raggi-X molto stretti i quali definivano la posizione dell'onda d'urto sul Resto di Supernova. In tutti i casi, campi magnetici molto forti sono dedotti per essere nell'onda d'urto, che assumono valori tipici di circa $(3 - 10) \cdot 10^{-8}$ T. Questi valori sono molto più grandi dei quelli che si potrebbero spiegare con la compressione del campo magnetico interstellare in forti shock.

Cas A SNR

Cassiopeia A è una delle sorgenti radio più brillanti nel cielo, e fu rivelata come una sorgente discreta quando l'astronomia radio si sviluppò alla fine degli anni '40. Essa è stata classificata come SNR giovane quando Minkowski (1959) identificò alcuni filamenti ottici circolari vicini di raggio di qualche arcmin associati ad una sorgente radio. Minkowski scoprì che i filamenti si espandevano ad una velocità di molti chilometri al secondo, e questo era con-

sistente con un'espansione uniforme iniziata verso la fine del diciassettesimo secolo.

Alle lunghezze d'onda del radio Cas A mostra una shell disomogenea d'emissione con un diametro di ≈ 3 arcmin contenente molti nodi compatti, un'emissione diffusa più debole che si espande all'esterno con un diametro di ≈ 5 arcmin (figura 2.5). La struttura intera della shell complessa con raggio piccolo rispetto alla totale estensione dell'emissione, può essere spiegata se il resto si trova nella fase tra l'espansione libera (fase I) e la fase di Sedov-Taylor (fase II). In questo caso il confine tra il materiale espulso e il materiale dell'ISM spazzato è soggetto all'instabilità di Rayleigh-Taylor, che dovrebbe produrre la shell brillante e complessa che si osserva nel radio. La shell è rotta ad est, vicino al "jet" a nord-est visibile nella banda ottica.

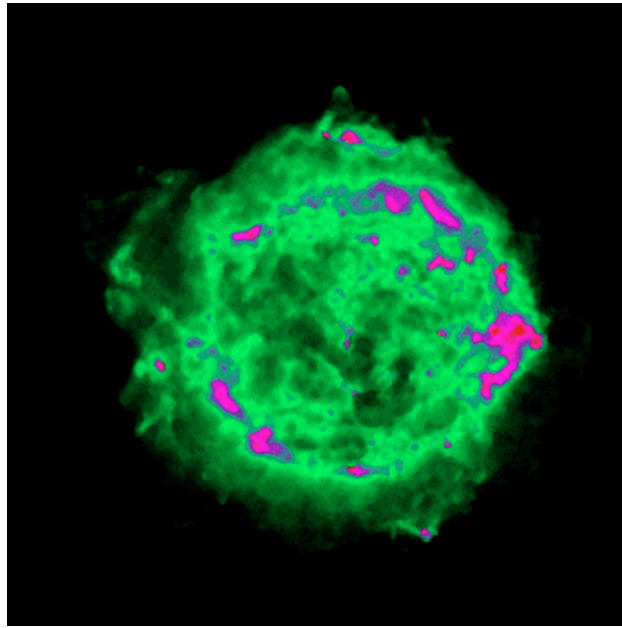


Figura 2.5: Immagine radio di Cas A.

Nella banda ottica Cas A mostra un anello irregolare di molti nodi ottici, concentrati a nord (figura 2.6) con alcuni filamenti a grandi raggi a nord-est (i cosiddetti "jet"). Ci sono due grandi tipi di filamenti: fiocchi in rapido movimento, e fiocchi in lento movimento (anche detti "flocculi quasi-stazionari"). I fiocchi in rapido movimento hanno una velocità spaziale di $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$, ma sopra i $\sim 1.2 \cdot 10^4 \text{ km s}^{-1}$ nella parte più esterna del Resto, e non solo nel

jet a nord-est. Gli spettri di questi fiocchi mostrano solo - o principalmente - ossigeno, e si pensa siano degli ammassi densi di materiale espulso dall'esplosione della SN. Comunque, i fiocchi in lento movimento, i quali hanno un velocità spaziale media di solo $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$, mostrano forti linee $\text{H}\alpha$ nei loro spettri, insieme a linee di azoto e qualche volta linee $[\text{OI}]$. Queste caratteristiche si pensa che provengano dagli strati gli esterni della SN progenitrice, i quali sono stati persi prima l'esplosione della SN. Ci sono anche pochi fiocchi che viaggiano velocemente, ma che hanno composizione simile ai fiocchi che si muovono lentamente. Si crede che questi provengano da un strato sottile più esterno ricco di idrogeno che la stella progenitrice della SN conservava ancora quando è esplosa. La composizione dei filamenti ottici implica che questa stella era veramente massiva: una stella Wolf-Rayet⁷ di molte decine di masse solari che produce SN di tipo II. Evidentemente, questa stella perse i suoi strati più esterni per diventare una gigante blu prima dell'esplosione della SN e la SN prodotta potrà essere quindi sud-luminosa.

Cas A è anche una sorgente brillante si raggi-X, la quale è stata osservata in dettaglio dal satellite *Chandra X-ray Observatory*. Essa mostra una shell disomogenea di emissione di ≈ 3 arcmin di diametro (figura 2.7) e ha uno spettro il quale è dominato dall'emissione termica con linee provenienti da atomi ionizzati quali Si, S, Ar, Ca, Fe, e continuo largo. La spettroscopia spaziale risolutiva mostra un'emissione termica proveniente da alcuni fiocchi che sono arricchiti di S e Si, consistenti con la combustione esplosiva di O nelle SN. In altre regioni la traccia spettrale è data dalla combustione di Si, proveniente da differenti strati strati all'interno della stella massiva progenitrice. In aggiunta alle regioni con emissione termica, ci sono regioni che mostrano uno spettro quasi costante, il quale indica un'emissione

⁷Stella estremamente calda (T_{eff} compresa tra 25000 e 50000 K) e massiccia (oltre $20 M_{\odot}$), che mostra dei venti stellari molto forti, con velocità superiori a 2000 km/s, e caratterizzati da una forte emissione di polveri. Tramite il vento stellare le stelle di Wolf-Rayet arrivano a perdere fino a 10^9 volte la massa persa dal Sole (circa $10^{-5} M_{\odot}$ l'anno, mentre il Sole perde all'anno circa $10^{-14} M_{\odot}$ di materia). Sono talvolta sorgenti di onde radio. Le stelle di Wolf-Rayet sarebbero una normale fase nell'evoluzione delle stelle supermassicce, nelle quali risultano visibili delle forti linee di emissione di elio e azoto (classificate come WN) o di elio, carbonio ed ossigeno (classe WC e WO). Per via di tali linee di emissione esse risultano facilmente identificabili nelle galassie vicine.

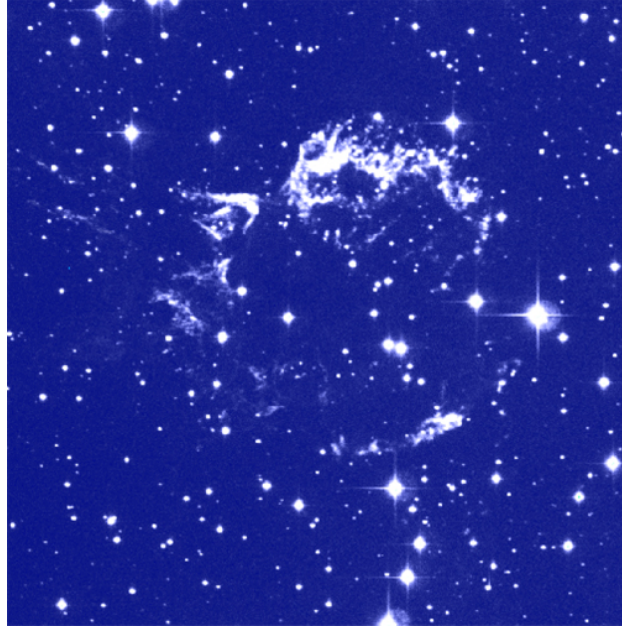


Figura 2.6: Immagine ottica di Cas A.

non-termica, presumibilmente proveniente da siti di accelerazione continua di particelle negli shock all'interno della SNR. L'eccellente qualità delle immagini di Chandra hanno rivelato per la prima volta anche un debole, ramo luminoso fuori lo shock nei raggi-X, ad un raggio di circa 2.7 arcmin, in corrispondenza della superficie più esterna del resto nel radio. Il rapporto tra i raggi dello shock più esterno e dello shock inverso dove la shell luminosa dovuta all'emissione è visibile, implica che il resto ha spazzato circa la stessa massa che è stata espulsa dalla SN (ovvero il Resto è in transizione tra la fase di libera espansione e la fase di Sedov-Taylor).

Il miglioramento della sensibilità di Chandra rispetto ai precedenti satelliti di raggi-X ha portato alla scoperta di una sorgente compatta di raggi-X vicino il centro di Cas A. Si pensò che questa sorgente di raggi-X fosse un resto compatto di una SN di tipo II che produsse Cas A - probabilmente una stella a neutroni che è visibile nella banda dei raggi-X a causa dell'emissione termica proveniente dalla sua superficie, la quale si trova ad una temperatura di milioni di kelvin. Tuttavia, le analisi dell'emissione di raggi-X indica che essa è più calda e originata da un'area più piccola rispetto a quella che si

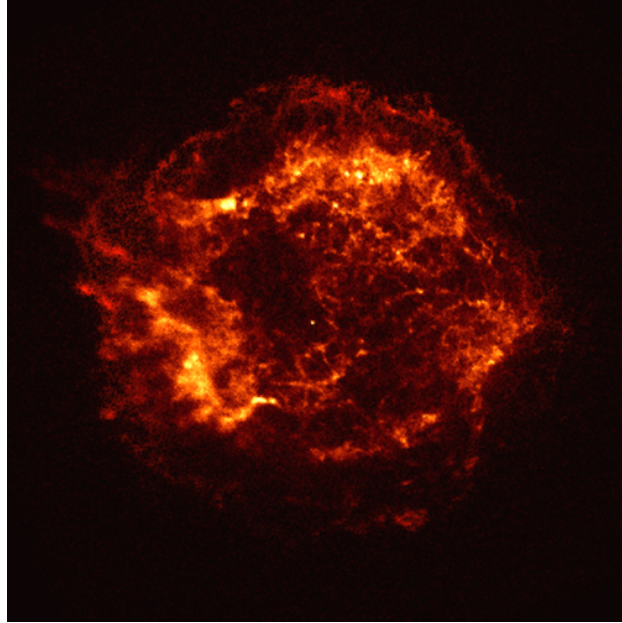


Figura 2.7: Immagine raggi-X di Cas A.

ottiene da modelli per il raffreddamento di stelle di neutroni. Ricerche nella banda infrarossa e nell’ottico profondo di una controparte alla sorgente di raggi-X hanno trovato una debole sorgente infrarossa vicino la posizione della sorgente di raggi-X, ma essa è considerata essere una stella in primo piano non correlata alla sorgente di raggi-X.

L’espansione di Cas A è stata misurata alle lunghezze d’onda dell’ottico, radio e raggi-X. Molti studi sono stati fatti dell’espansione fino a un centinaio di fiocchi ottici compatti nel residuo usando dati presi nei vari decenni. I più recenti studi sull’espansione ottica di Thorstensen et al. misurarono l’espansione di diverse decine di fiocchi ottici usando i dati presi dal 1951 al 1999. Essi ottennero una posizione estremamente accurata per il centro di espansione di (J2000.00) RA $23^h 23^m 27.77^s \pm 0.05^s$, Dec $58^\circ 48' 49.4'' \pm 0.05''$. Usando i fiocchi che stanno a grandi raggi dal centro, la data in cui i fiocchi convergerebbero, assumendo nessuna decelerazione, è 1671.3 ± 0.9 . Questo determina un “tempo scala di espansione” poco più di 300 anni, che è simile a quello trovato in tutti gli studi ottici sull’espansione di Cas A. Queste osservazioni sono consistenti col fatto che Cas A sia stato prodotto dalla SN 1670 o poco dopo, di cui questi nodi ottici hanno subito solo una

piccola decelerazione successivamente, la quale è prevista se i fiocchi sono veramente densi.

La distanza di Cas A può essere trovata trigonometricamente, combinando il moto proprio dei filamenti ottici nel piano del cielo con le loro velocità radiali misurate spettroscopicamente. Minkowski (1959) ottenne una distanza di $3.4 \pm \text{kpc}$ usando questa tecnica, e più recentemente Reed et al. (1995) ottennero $3.4^{+0.3}_{-0.1} \text{ kpc}$. A questa distanza Cas A ha un diametro di $\approx 4.9 \text{ pc}$, e una velocità di espansione media di $\approx 7500 \text{ km s}^{-1}$ (assunto la nascita circa nel 1670). La sorgente compatta di raggi-X si trova a $\approx 6.6 \text{ arcsec}$ dal centro di espansione del resto, il che implica una velocità trasversa di $\approx 330 \text{ km s}^{-1}$. Tale velocità non è inusuale quando è comparata con le velocità osservate delle pulsar.

Agüeros e Green (1999) misurarono l'espansione della massa radio del Resto, dalla contrazione dei minimi nel piano della visibilità che viene osservato da un interferometro radio. Questo studio dà un tempo scala di espansione di circa 450 anni, il quale implica che l'espansione della massa del resto ha subito una leggera decelerazione, ma non tanto da mettere il resto vicino la fase Sedov-Taylor. Infatti, questo sembra consistente con la spiegazione che il guscio complesso di Cas A visto alle lunghezze d'onda del radio sono dovute all'instabilità di Rayleigh-Taylor, poiché il resto non si trova ancora nella fase di espansione di Sedov-Taylor, dove ci si aspetterebbe un'onda di esplosione più esterna nettamente definita (tipo Tycho, il Resto della SN del 1572).

L'espansione della massa di Cas A è stata anche misurata con i raggi-X, e il tempo scala di espansione ottenuto è di ~ 500 anni. Nonostante questo sia leggermente più piccolo rispetto a quello trovato alle lunghezze d'onda del radio - presumibilmente perché l'emissione dei raggi-X e del radio avvengono in differenti regioni del resto - il tempo scala implica anche che Cas A è in transizione tra la fase di espansione libera e la fase di Sedov-Taylor.

Tycho SNR

Il Resto della SN Tycho del 1572 fu provvisoriamente identificata per la prima volta da Harbury Brown e Hazard (1952), i quali trovarono una sorgente

radio vicino la posizione poi disponibile per il SNR. Questo fu sostanzialmente confermato dalle successive indagini radio e osservazioni mirate, le quali portarono anche alla identificazione di una debole nebulosità ottica associata ad una sorgente radio.

La struttura dell'emissione radio di Tycho fu fotografata per la prima volta da Baldwin (1968), il quale trovò che esso ha una struttura a shell con rami luminosi di ≈ 8 arcmin di diametro, un pò più luminoso a nord-est. Osservazioni più recenti hanno fotografato il Resto nel dettaglio, ad una risoluzione sotto 1.5 arcsec (figura 2.8). Il guscio del Resto è quasi circolare, con una leggera estensione a sud-est. Ha un bordo affilato al guscio di emissione, a differenza del guscio disomogeneo visto in Cas A, il quale implica che una larga quantità di massa comparabile con la massa espulsa dall'SN è spazzata. Lo spettro radio integrato del Resto è ben interpolato da una legge di potenza con indice spettrale di 0.61. Duin e Strom (1975) mostrarono che la polarizzazione dell'emissione radio proveniente dal Resto - che è circa del 10% a 5 GHz - corrispondente ad un campo magnetico radiale. Questo essi lo spiegavano in termini di un allungamento delle linee del campo magnetico dietro lo shock, se il Resto fosse nella fase di Sedov-Taylor. Nelle immagini radio ad alta risoluzione di Tycho è anche presente una sorgente compatta a ≈ 1 arcmin a nord del centro del Resto, la quale fu rivelata per la prima volta da Gull e Pooley (1980). Ricerche di una controparte ottica di questa sorgente da parte di van den Bergh e Morbey (1981) non hanno avuto successo, e successive osservazioni di idrogeno neutro da parte di Green e Gull (1987) implicano che questa è una sorgente radio extragalattica, che per caso si trova vicino al centro di Tycho.

Otticamente il Resto mostra dei filamenti deboli vicino il bordo del SNR radio, a nord e a est. Lo spettro di questi filamenti sono Balmer dominati, mostrando forti linee di idrogeno con componenti larghe e strette. Ghavamian, Hartigan e Blair segnarono anche un'emissione ottica diffusa debole dell'esterno luminosa, filamenti non radiativi da uno shock precursore.

I raggi-X del Resto della SN Tycho mostra un guscio con rami illuminati, una morfologia complessiva simile a quella vista alle lunghezze d'onda radio, ma più luminose a nord-ovest. Lo spettro dell'emissione dei raggi-X è termica - indicando una temperatura di molti milioni di kelvin - mostrando linee di

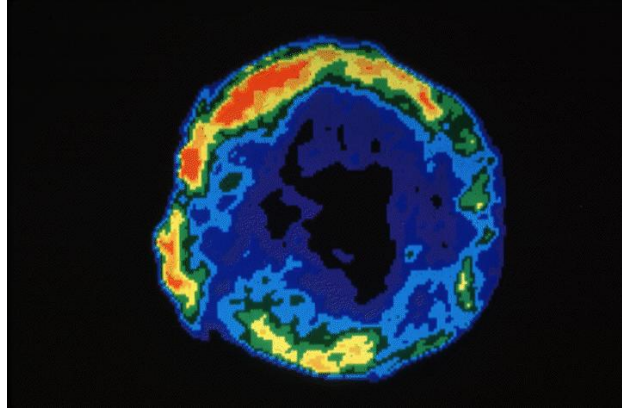


Figura 2.8: Immagine radio di Tycho.

emissione da Fe, Si, S, Ar, Ca, ecc. altamente ionizzati, sovrapposte ad un'emissione termica continua. L'intensità relativa delle linee spettrali si vede che varia attraverso il fronte del resto, la quale implica che ci sono dei cambiamenti in temperatura del plasma che emette raggi-X in differenti regioni all'interno del resto. I modelli dello spettro di raggi-X della SNR sono generalmente consistenti con una massa espulsa di $\sim 1.4 M_{\odot}$ da parte di una SN i tipo Ia.

La distanza di Tycho è stata stimata usando l'assorbimento dell'idrogeno neutro (HI), e dalla comparazione tra il moto corretto osservato dei filamenti ottici e la velocità dello shock dedotta dalla spettroscopia. Le osservazioni di HI rilevano il picco di assorbimento più distante a velocità di circa -49 km s^{-1} estendendosi a -60 km s^{-1} . Questo pone il resto nella parte vicina del braccio Perseus in questa direzione, nonostante determinare in maniera accurata la distanza da questa velocità di assorbimento è complicato per le deviazioni dal moto circolare ideale nelle vicinanze del braccio della spirale. Albinson et al. dedussero una distanza di $2.2^{+1.5}_{-0.5} \text{ kpc}$ per il Resto, mentre Schwarz et al. (1995) preferirono una distanza di $4.6 \pm 0.5 \text{ kpc}$, la quale fu anche derivata dalle osservazioni dell'assorbimento HI. Kirshner, Winkler e Chevalier (1987) usarono la comparazione tra il moto corretto osservato di alcuni filamenti ottici del Resto e la velocità dello shock dedotta dai modelli per lo spettro ottico ottenendo una distanza di $2.4 \pm 0.4 \text{ kpc}$. La piccola distanza è supportata dagli studi dell'assorbimento ottico di stelle vicino al

Resto. Ad una distanza di 2.4 kpc, il diametro fisico di Tycho è di 5.6 pc, e la sua velocità media di espansione è 6300 km s^{-1} .

3C58 SNR

La sorgente radio di 3C 58 fu prima classificata come Resto della SN del 1181 da Stephenson (1971a). La sua posizione attuale è approssimativamente RA di $2^h 5^m$ Dec di $+64^\circ 50'$, in perfetto accordo con i documenti storici della SN del 1181.

3C 58 è una sorgente radio estesa luminosa al centro nel piano galattico, con un spettro radio “hard” ($S \propto \nu^{-0.1}$), che aveva portato inizialmente ad identificarla con una regione termica HII. Tuttavia, la rivelazione di una polarizzazione lineare dalla sorgente da parte di Weiler e Seielstad (1971) invece implicò che 3C 58 fosse una SNR che mostrava una struttura centrale luminosa. L’identificazione di 3C 58 come Resto della SN del 1181 non è sempre stata accettata, soprattutto a causa della erronea grande distanza stimata di ~ 8 kpc o più per 3C 58 disponibili a quel tempo dalle osservazioni dell’assorbimento dell’idrogeno neutro (cioè vicino il bordo della Galassia a questa longitudine). Questa distanza molto grande lasciava aperta la possibilità che 3C 58 fosse una inusuale sorgente extragalattica, o se essa fosse Galattica, la grande distanza era difficilmente collegabile alla corrispondente dimensione fisica di 3C 58 con un’età di circa solo cento anni. Le argomentazioni contro l’associazione di 3C58 con la SN del 1181 a causa della sua apparente grande dimensione fisica fu, tuttavia, rimossa quando Green e Gull (1982) ottennero una nuova distanza di ≈ 2.6 kpc, dal miglioramento delle osservazioni dell’assorbimento dell’idrogeno neutro. La distanza più vicina di 3C58 fu confermata da più recenti osservazioni dell’idrogeno neutro da parte di Roberts et al. (1993), i quali ottennero una distanza di ≈ 3.2 kpc.

3C 58 mostra una morfologia con il centro brillante alle lunghezze d’onda del radio, avente un’estensione di $\approx 9 \times 5$ arcmin, risulta allungato a est-ovest, senza nessuna indicazione di un qualsiasi guscio circostante, anche a bassissima luminosità superficiale. Confrontando le immagini radio fatte più di 25 anni da Bietenholz, Kassim e Weiler (2001) si nota che il Resto si sta espandendo, ma ad un ritmo basso rispetto quello previsto per un’espansione non

2.5 Osservazioni Multi Lunghezza d'onda

decelerata dal 1181. Tuttavia, la dinamica dei Resti pieni al centro è attualmente poco conosciuta. 3C 58 mostra una morfologia con centro brillante anche alle lunghezze d'onda dei raggi-X. Questo tipo di morfologia per 3C 58 era generalmente considerata un'indicazione della presenza di una sorgente di energia compatta e posto al centro all'interno del resto, sebbene una pulsar centrale è stata solo recentemente identificata alle lunghezze d'onda dei raggi-X dal satellite Chandra e confermata alle lunghezze d'onda del radio. La pulsar ha un periodo di ≈ 65.58 ms, con una età caratteristica di circa 5400 anni. Questi risultati sono consistenti con la pulsar nata nel 1181, purché il suo periodo iniziale di spin fosse vicino i 60 ms. I filamenti ottici furono associati per la prima volta a 3C 58 da van den Bergh (1978). Dallo studio di qualche filamento ottico debole si individua un'alta velocità, fino a quasi un centinaio di chilometri al secondi, che è consistente con il fatto che 3C58 è un SNR giovane.

2.5 Osservazioni Multi Lunghezza d'onda

Le SNR sono identificate come emettitori di radiazione non termica che si estende per un numero molto grande di decenni di energia, dalla banda radio fino ai γ oltre il TeV, dando conferme alla teoria dell'accelerazione dei raggi cosmici tramite shock prodotto dalla SNR. In effetti, la radiazione γ di più bassa energia (nella regione compresa tra 1 e 10^2 MeV) emessa è identificabile come la radiazione di sincrotrone degli elettroni accelerati. Invece, per quanto riguarda l'emissione più energetica, questa proviene principalmente dalla radiazione di Compton inverso sul fondo cosmico microonde o dalla radiazione di bremsstrahlung. In molti casi però, un contributo alla radiazione oltre il TeV può provenire dal decadimento del π^0 dovuto alle interazioni adroniche tra i raggi cosmici e il mezzo interstellare: in effetti, se gli SNR sono realmente i principali siti di accelerazione dei nuclei che compongono i raggi cosmici, bisogna aspettarsi un flusso adronico $\Phi_{hadron} \sim 10^2 \Phi_{lep}$ e dunque è naturale aspettarsi un contributo all'emissione γ da parte di questo flusso.

Di seguito verranno illustrati i processi che coinvolgono i raggi cosmici accelerati dagli SNR e che producono i raggi γ che producono gli spettri γ

studiati.

2.5.1 Radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone di elettroni ultra-relativistici domina nell'astrofisica delle alte energie. La radiazione è data dall'emissione di elettroni ad alta energia rotanti in un campo magnetico ed è il processo responsabile dell'emissione radio nella Galassia, nei Resti di SuperNova e nelle sorgenti radio extragalattiche.

Si parte con lo studio del moto di un elettrone in un campo magnetico usando le seguenti equazioni relativistiche

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.5.1)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = e \vec{v} \cdot \vec{E} = 0. \quad (2.5.2)$$

Quest'ultima equazione implica che $\gamma = \text{costante}$ o che $|\vec{v}| = \text{costante}$. Quindi, ne consegue che

$$m \gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.5.3)$$

Separando le componenti della velocità lungo il campo $\vec{v}_{\parallel}$ e nel piano normale al campo $\vec{v}_{\perp}$ si ha

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0, \quad \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}. \quad (2.5.4)$$

Dunque, $\vec{v}_{\parallel} = \text{costante}$, e, siccome la velocità totale $|\vec{v}| = \text{costante}$, anche $\vec{v}_{\perp} = \text{costante}$. La soluzione di questa equazione è chiaramente un moto circolare uniforme proiettato nel piano normale, poiché in questo piano l'accelerazione è normale alla velocità e di valore costante. La combinazione del moto circolare e del moto uniforme lungo la direzione del campo è un moto elicoidale. La frequenza di rotazione, detta frequenza giroscopica angolare non relativistica, è data da

$$\omega_g = eB/\gamma mc. \quad (2.5.5)$$

Passando al caso relativistico, una delle caratteristiche generali è che la radiazione viene proiettata nella direzione del moto dell'elettrone. Questo è principalmente associato agli effetti di aberrazione relativistica tra il sistema

2.5.1 Radiazione di sincrotrone

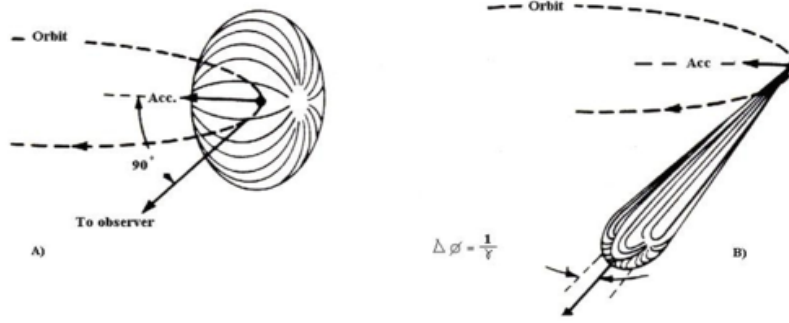


Figura 2.9: Radiazione di sincrotrone per un elettrone con angolo di inclinazione di 90°

di riferimento a riposo istantaneo dell'elettrone e il sistema di riferimento dell'osservatore.

Si consideri inizialmente un elettrone ruotante attorno alla direzione del campo magnetico con un angolo di inclinazione di 90° . L'elettrone viene accelerato radialmente verso l'interno, e nel suo sistema di riferimento a riposo istantaneo emette una radiazione di dipolo rispetto al vettore di accelerazione, come illustrato in figura 2.9A. Si può, dunque, determinare il modello della radiazione nel sistema di riferimento del laboratorio applicando la formula dell'aberrazione, ottenendo il risultato mostrato in figura 2.9B. La distribuzione angolare dell'intensità della radiazione rispetto al vettore accelerazione nel sistema di riferimento a riposo istantaneo S' è $I_v \propto \sin^2 \theta' = \cos^2 \phi'$, dove $\phi' = 90^\circ - \theta'$. Le formule di aberrazione tra i due sistemi di riferimento sono

$$\sin \phi = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \phi'}{1 + (v/c) \cos \phi'}; \quad \cos \phi = \frac{\cos \phi' + v/c}{1 + (v/c) \cos \phi'}. \quad (2.5.6)$$

Per mostrare la proiezione della radiazione nella direzione del moto dell'elettrone, si consideri gli angoli $\phi' = \pm \pi/4$, in cui l'intensità della radiazione cade a metà del suo valore massimo, che si verifica per $\phi' = \pi/2$ nel sistema di riferimento a riposo istantaneo dell'elettrone. Gli angoli corrispondenti nel sistema di riferimento del laboratorio sono

$$\sin \phi \approx \phi \approx \pm 1/\gamma, \quad (2.5.7)$$

ricordando che $\gamma \gg 1$. Quindi, la radiazione emessa all'interno dell'intervallo $-\pi/4 < \phi' < \pi/4$ è proiettata nella direzione del moto dell'elettrone

2.5.1 Radiazione di sincrotrone

con un angolo $-1/\gamma < \phi < 1/\gamma$. Nel sistema di riferimento dell'osservatore S , il fascio della radiazione di dipolo è fortemente allungata nella direzione del moto dell'elettrone (figura 2.9B). Quando questo fascio investe l'osservatore, un impulso di radiazione viene osservato ogniqualvolta il vettore della velocità dell'elettrone sta entro un angolo di circa $\pm 1/\gamma$ rispetto la linea di vista dell'osservatore (figura 2.10). Lo spettro della radiazione ricevuta dall'osservatore lontano è la trasformata di Fourier di questo impulso, una volta che gli effetti del ritardo della radiazione sono presi in considerazione. Questa analisi illustra perché la frequenza osservata della radiazione è molto maggiore della frequenza giroscopica.

In generale, lo spettro della particella singola cresce lentamente (come $\nu^{1/3}$) fino alla frequenza critica $\nu_c = 3eB/4\pi mc\gamma^2 \sin \theta$, dove raggiunge il massimo e poi è esponenzialmente tagliato. La parte sorprendente di questo spettro è che il massimo si ha per la frequenza ν_g e non per ν_0 . Il motivo per cui si genera questo fenomeno è il cosiddetto *beaming relativistico*, fenomeno che si verifica ogni volta che una particella ha un fattore di Lorentz $\gamma \gg 1$. Anche se una particella ha, nel suo sistema di riferimento un'emissione totalmente isotropa, l'osservatore che la vede in moto con $\gamma \gg 1$ vede quest'emissione confinata in un piccolo cono di semiapertura $1/\gamma$.

Consideriamo un elettrone che ruota attorno a una linea di campo magnetico (figura 2.10). Per la maggior parte del tempo esso non è visibile, perché il suo piccolo cono di emissione non punta verso l'osservatore. Quindi esso è visibile solo per una piccola frazione della sua orbita: questa frazione è $2/\gamma$, infatti l'osservatore vede l'impulso dai punti 1 e 2 lungo il cammino dell'elettrone, dove questi punti sono tali che il cono di emissione di ampiezza angolare di $\sim 1/\gamma$ include la direzione dell'osservatore. Da considerazioni geometriche $\Delta\theta=2/\gamma$. Cosicché, prendendo il periodo di rotazione dalla frequenza giroscopica angolare non relativistica ω_g , si nota che l'elettrone è visibile solo per un breve periodo $T = 2\pi/\gamma\omega_g = 2\pi mc/eB$. Tuttavia, l'emissione dell'elettrone come la percepisce l'osservatore non ha questa durata, ma è più breve. Il motivo è che la sorgente è relativistica, e dunque viaggia assieme ai fotoni che ha appena emesso. Sia t_0 l'istante di tempo in cui il cono di emissione inquadra l'osservatore per la prima volta, e $t_0 + T$ quello che inquadra l'osservatore per l'ultima volta. L'elettrone emette il primo fo-

2.5.1 Radiazione di sincrotrone

tone all'istante t_0 , e l'ultimo che raggiunge l'osservatore è emesso all'istante $t_0 + T$. Tuttavia, il secondo fotone non parte dello stesso punto del primo, bensì ad una distanza vT più in avanti. Nell'intervallo T il primo fotone ha percorso una distanza cT , cosicché, nell'istante di tempo in cui viene emesso il secondo fotone, esso ha un vantaggio di $(c - v)T$. Questa distanza viene percorsa dal secondo fotone a velocità c , ne segue che i due fotoni arrivano all'osservatore separati da un tempo $\Delta t = (1 - v/c)T$. Poiché $\gamma \gg 1$ per assunzione, $v/c \approx 1 - 1/2\gamma^2$ e dunque l'intervallo temporale che separa i due fotoni è pari a

$$\Delta t = \frac{T}{2\gamma^2} = \frac{\pi mc}{eB\gamma^2}. \quad (2.5.8)$$

Quindi, ad ogni rotazione dell'elettrone, sul lungo tempo scala $\gamma mc/eB$, esso è visibile solo per il tempo t . Si sa dall'analisi di Fourier che, in questo caso, la trasformata di Fourier del segnale contiene frequenze fino al valore $1/\Delta t$, che è dello stesso ordine di ν_c : ecco spiegato il perché delle alte frequenze nello spettro di sincrotrone da parte di particelle relativistiche.

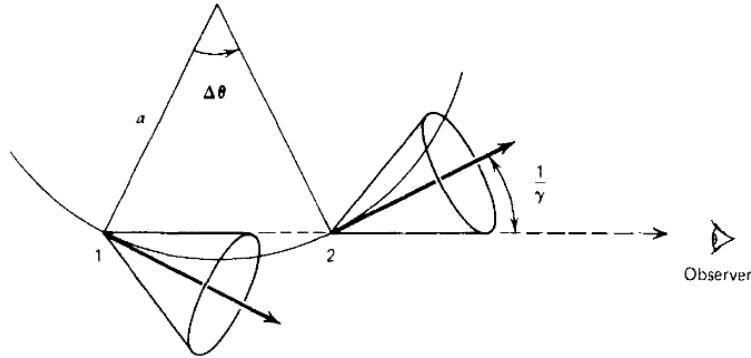


Figura 2.10: Radiazione di sincrotrone

Fino ad ora si è supposto che l'elettrone si muove su un cerchio lungo linee del campo magnetico con un angolo di inclinazione $\alpha = 90^\circ$. Lo stesso calcolo può essere eseguito per un qualsiasi angolo di inclinazione, ottenendo

$$\nu \sim \gamma^2 \nu_g \sin \alpha. \quad (2.5.9)$$

Si può notare, dal calcolo svolto, che la proiezione della radiazione di un elettrone ultra-relativistico lungo la direzione di quest'ultimo è una proprietà

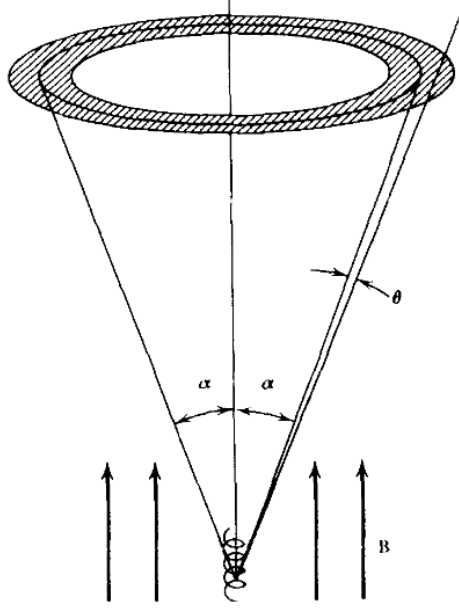


Figura 2.11: Radiazione di sincrotrone con angolo di inclinazione α

molto generale e non dipende dalla natura della forza che causa l'accelerazione. La frequenza osservata della radiazione prodotta può anche essere scritta come segue

$$\nu \sim \gamma^2 \nu_g \sin \alpha = \gamma^3 \nu_r = \frac{\gamma^3 v}{2\pi r_g}, \quad (2.5.10)$$

dove ν_r è la frequenza giroscopica relativistica e r_g è il raggio dell'orbita dell'elettrone. In generale, si può interpretare r_g come il raggio di curvatura istantaneo della traiettoria dell'elettrone e v/r_g è la frequenza angolare associata ad essa.

La potenza totale di sincrotrone emessa per unità di frequenza da un elettrone energetico ($\gamma \gg 1$) che spiraleggia in un campo magnetico è

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (2.5.11)$$

dove ricordiamo che ν_c è la frequenza critica, definita come

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB\gamma^2}{mc} \sin \alpha \equiv \nu_0 \gamma^2 \sin \alpha, \quad (2.5.12)$$

2.5.1 Radiazione di sincrotrone

e $F(x)$, la prima funzione di sincrotrone, è definita come

$$F(x) \equiv x \int_x^\infty d\xi K_{5/3}(\xi), \quad (x \geq 0), \quad (2.5.13)$$

dove $K_{5/3}(\xi)$ una funzione di Bessel modificata. Si noti che l'equazione (2.5.11) si applica alle frequenze ben al di sopra della frequenza giroscopica, dove lo spettro di sincrotrone può essere considerato continuo.

Assumendo una distribuzione di elettroni stazionaria, si definisce $N(p, \alpha)$ $dp d\Omega$ la densità di elettroni non termici con angolo d'inclinazione α in un angolo solido $d\Omega$ e momento p nell'intervallo dp . La potenza di sincrotrone totale ricevuta per unità di volume e di frequenza, integrato sugli angoli di inclinazione è data da

$$\frac{dW}{dt} = \int dp \int d\Omega P(\nu) N(p, \alpha). \quad (2.5.14)$$

Combinando le equazioni (2.5.11), (2.5.12) e (2.5.13), e assumendo una distribuzione isotropa per gli angoli d'inclinazione, ovvero $N(p, \alpha) = N(p)/4\pi$, si ottiene

$$\frac{dW}{d\nu dt} = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{4\pi mc^2} \int dp N(p) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\alpha \sin^2 \alpha F\left(\frac{\nu}{\nu_0 \gamma^2 \sin \alpha}\right). \quad (2.5.15)$$

L'espressione dell'emissività di sincrotrone per gli elettroni è, allora, la seguente

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\sqrt{3}Be^3}{2\pi mc^2} \int \frac{4\pi}{\beta c} \frac{dN}{dE} R\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (2.5.16)$$

dove $\omega_c = 1.5eBp^2/m^3c^3$ è la frequenza caratteristica della radiazione di sincrotrone. La funzione R descrive la radiazione di sincrotrone di un singolo elettrone in un campo magnetico con direzione caotica ed è pari a

$$R(x) \equiv \frac{1}{2} \int_0^\pi d\alpha \sin^2 \alpha F\left(\frac{x}{\sin \alpha}\right), \quad (2.5.17)$$

Crusius e Shlickeiser mostrarono che $R(x)$ può essere espressa in termini di funzioni di Whittaker. Con un'accuratezza di qualche percento $R(\omega/\omega_c)$ può essere rappresentata in una forma analitica semplice come segue

$$R\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{1.81e^{-\omega/\omega_c}}{\sqrt{\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^{2/3} + \left(\frac{3.62}{\pi}\right)^2}}. \quad (2.5.18)$$

2.5.2 Radiazione di Compton inverso

Nel meccanismo del Compton inverso, un elettrone ultra-relativistico urta un fotone di bassa energia. Durante questo processo il fotone guadagna energia a spese dell'energia cinetica dell'elettone. Si consideri un elettrone ultra-relativistico, $\gamma \gg 1$ e un fotone di energia iniziale ϵ , nel sistema di riferimento del laboratorio (K). Nel sistema di riferimento a riposo dell'elettone (K'), il fotone ha un'energia prima dell'urto pari a

$$\epsilon' = \epsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta), \quad (2.5.19)$$

dove θ è l'angolo fra la direzione di moto del fotone e dell'elettone, nel sistema del laboratorio, e $\beta = v/c$ è la velocità dell'elettone in unità adimensionali. Si assuma che $\epsilon' \ll m_e c^2$: si applica allora lo scattering di Thomson, secondo il quale nel sistema di riferimento dell'elettone l'energia del fotone resta quasi inalterata, e dunque

$$\epsilon'_1 \approx \epsilon' \left(1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right). \quad (2.5.20)$$

Θ è l'angolo di deflessione, il quale può essere espresso in funzione degli angoli della direzione dell'impulso prima (θ', ϕ') e dopo (θ'_1, ϕ'_1) la diffusione, sempre nel sistema di riferimento a riposo dell'elettone, come segue

$$\cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta'_1 \sin \theta' \cos(\phi' - \phi'_1). \quad (2.5.21)$$

Nel sistema di riferimento del laboratorio il fotone ora ha energia pari a

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma (1 + \beta \cos \theta'_1). \quad (2.5.22)$$

Confrontando la precedente equazione con la (2.5.19), si nota che il fotone ora ha un'energia γ^2 volte quella iniziale, eccetto per un piccolo intervallo di angoli per i quali si ha $\gamma^2(1 - \beta \cos \theta) \leq 1$. Ne consegue che, se sia i fotoni che gli elettroni hanno una distribuzione di velocità isotropa, una volta effettuata la media su tutti gli angoli relativi, il contributo di questi pochi angoli incide poco, e il guadagno medio di energia è $\propto \gamma^2$. Si può notare che l'energia del fotone nel sistema di riferimento a riposo dell'elettone è γ volte quella iniziale, e dunque le energie del fotone (iniziale nel sistema di riferimento del

2.5.2 Radiazione di Compton inverso

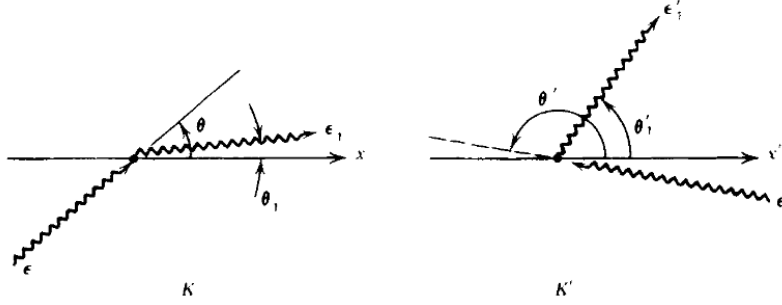


Figura 2.12: Geometria dello scattering nel sistema di riferimento del laboratorio K e nel sistema di riferimento a riposo dell'elettrone K' .

laboratorio, nel sistema di riferimento dell'elettrone e finale nel laboratorio) sono in rapporto

$$1 : \gamma : \gamma^2$$

e che è necessario che l'energia del fotone nel sistema di riferimento a riposo dell'elettrone sia $\approx \gamma\epsilon \ll m_e c^2$. Ma la fonte del trasferimento di energia è ovvia, ed è il beaming relativistico, il quale rende evidente il trasferimento di energia dall'elettrone al fotone, quando quest'ultimo è ultra-relativistico. I fotoni in questo modo possono acquistare enormi quantità di energia in un solo balzo, rendendo il processo di IC il più efficace per la popolazione di fotoni di alta energia.

Per gli elettroni al di sotto di ~ 10 TeV, gli urti avvengono sempre nel limite di Thomson e l'energia dell'elettrone nel sistema di riferimento a riposo è molto più bassa dell'energia a riposo dell'elettrone. Le correzioni di Klein-Nishina diventano importanti per energie degli elettroni $\geq 3 \cdot 10^{13}$ eV. Queste correzioni introducono sia gli effetti dovuti al rinculo dell'elettrone, che limitano la massima energia dei fotoni diffusi a meno del fattore di Lorentz dell'elettrone, e una diminuzione della sezione d'urto al crescere dell'energia dell'elettrone. La sezione d'urto di Klein-Nishina integrata sugli angoli e differenziale nell'energia finale dei fotoni ha la seguente espressione

$$\sigma_{K-N}(E_s, E_e; E_\gamma) = \frac{2\pi r_0^2}{E_s E_e^2} \left[2q \ln q + 1 + q - 2q^2 + \frac{\Gamma^2 q^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma q)} \right] \quad (2.5.23)$$

dove $\Gamma = 4E_s E_e / (mc^2)^2$ è il parametro che governa l'importanza (quando

2.5.3 Radiazione di bremsstrahlung

$\Gamma \geq 1$) o meno del rinculo dei fotoni e degli effetti di Klein-Nishina, e

$$q = \frac{E_\gamma}{E_e \Gamma \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e}\right)}, \quad 0 \leq q \leq 1, \quad (2.5.24)$$

dove E_s , E_e e E_γ rispettivamente l'energia del fotone iniziale, dell'elettrone e del fotone diffuso. La costante $r_0 = e^2/mc^2$ è il raggio classico dell'elettrone. Questo risultato assume che ci sia un campo isotropo "soft" di fotoni. Per ogni fotone iniziale di energia E_s , la massima energia dei fotoni diffusi è determinata ponendo $q = 1$.

L'emissività della radiazione di Compton inverso per una distribuzione isotropa di fotoni, dopo aver mediato su tutti gli angoli, è data da

$$\frac{dn(E_\gamma)}{dt} = \int_{E_{e,soglia}} \frac{dN_e}{dE_e} dE_e \int n(E_s) \sigma_{K-N}(E_s, E_e; E_\gamma) dE_s, \quad (2.5.25)$$

dove $n(E_s)$ è la distribuzione dei fotoni iniziali, dN_e/dE_e è la distribuzione energetica degli elettroni e $E_{e,soglia}$ è la più bassa energia che l'elettrone deve possedere per diffondere un fotone di energia E_s ad un'energia E_γ e la sua espressione è la seguente

$$E_{e,soglia} = \frac{1}{2} \left[E_\gamma + \sqrt{E_\gamma^2 + \frac{E_\gamma (mc^2)^2}{E_s}} \right], \quad (2.5.26)$$

Per la distribuzione dei fotoni iniziali si usa l'espressione della distribuzione dei fotoni per un corpo nero, ovvero

$$n(E_s) = n_{BB}(E_s) \equiv \frac{15U}{(\pi kT)^4} \frac{E_s^2}{e^{E_s/kT} - 1}, \quad (2.5.27)$$

dove $U = 0.26 eV/cm^3$ e $T = 2.73 K$ sono rispettivamente la densità di energia e la temperatura dei fotoni iniziale, mentre k è la costante di Boltzmann.

2.5.3 Radiazione di bremsstrahlung

Quando particelle cariche passano attraverso la materia interagiscono con il campo di Coulomb dei nuclei causando perdita di energia e l'emissione di radiazione nota come bremsstrahlung.

In un gas composto da ioni ed elettroni, la principale fonte di radiazione di frenamento è data dall'urto fra gli elettroni e gli ioni, poiché gli urti ione-ione, a causa delle maggiori masse coinvolte, generano accelerazioni molto

2.5.3 Radiazione di bremsstrahlung

più piccole, e quindi trascurabili quantità di radiazione emessa. L'energia del fotone emesso è proporzionale $1/m^2$, con m massa a riposo della particella incidente. Lo spettro fotoni a causa dell'emissione di bremsstrahlung è continuo e piatto con un taglio di energia a

$$E_\gamma = (\gamma - 1)mc^2, \quad (2.5.28)$$

dove γ è il fattore di Lorentz dell'elettrone. L'indice spettrale dei raggi gamma prodotti sarà lo stesso dello spettro degli elettroni iniziali.

La radiazione di bremsstrahlung nel caso relativistico può essere trattata con un metodo interessante e fisicamente pittoresco chiamato il *metodo dei quanti virtuali*. Si consideri l'urto tra un elettrone e uno ione pesante di carica Ze . Normalmente, il moto degli ioni è piuttosto lento rispetto a quello degli elettroni (nel sistema di riferimento a riposo del mezzo nel suo complesso), ma è possibile visualizzare il processo in un sistema di riferimento in cui l'elettrone è inizialmente fermo. In questo caso lo ione sembra muoversi rapidamente verso l'elettrone. Senza perdita di generalità, si può supporre che lo ione si muova lungo l'asse x con velocità v mentre l'elettrone è inizialmente fermo sull'asse y , ad una distanza b dall'origine (figura 2.13). Il campo elettrostatico dello ione si trasforma in un impulso trasversale con $|\mathbf{E}| \sim |\mathbf{B}|$, il quale fa sembrare l'elettrone come un impulso di radiazione elettromagnetica. Questa radiazione Compton poi diffonde l'elettrone producendo la radiazione emessa. Trasformando tutto nel sistema di riferimento dello ione (o il sistema di riferimento del laboratorio) si ottiene l'emissione bremsstrahlung dell'elettrone. Così la bremsstrahlung relativistica può essere considerata come lo scattering Compton dei quanti virtuali del campo elettrostatico dello ione visto nel sistema di riferimento dell'elettrone.

L'emissività per il processo di bremsstrahlung è dato dalla seguente espressione

$$\frac{dn(\epsilon)}{dt} = 4\pi \int \frac{dN_e}{dE_e} \frac{d\sigma_{B-H}}{d\epsilon} dE_e, \quad (2.5.29)$$

dove n_H è la densità del target, il quale è a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio e $\epsilon = E_\gamma/mc^2$ è l'energia dei fotoni espressa in unità di massa a riposo dell'elettrone.

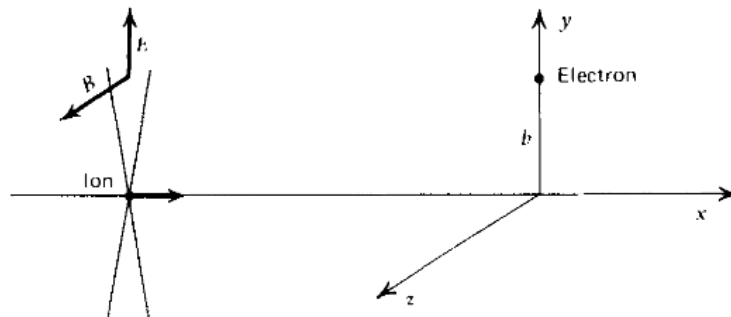


Figura 2.13: Sistemi di riferimento

La sezione d'urto differenziale è la versione ultra-relativistica della formula di Bethe-Heitler, ottenuta nell'approssimazione di Born

$$\frac{d\sigma_{B-H}}{d\epsilon} = 4 \frac{\alpha_f r_0^2}{\epsilon} \left[1 + \left(\frac{\gamma - \epsilon}{\gamma} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\gamma - \epsilon}{\gamma} \right] \left[\ln \left(\frac{2\gamma(\gamma - \epsilon)}{\epsilon} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.5.30)$$

dove $\alpha_f = e^2/\hbar c$ è la costante di struttura ed inoltre $\gamma \gg 1$. Questa sezione d'urto non è soggetta a correzioni di Coulomb significative.

2.5.4 Decadimento del π^0

I pioni sono copiosamente prodotti nelle interazioni adroniche tra i nuclei dei raggi cosmici e la materia interstellare. Le interazioni sono prevalentemente tra protone-protone, anche se ci sono contributi provenienti da interazioni del tipo $p - He$, $\alpha - p$ e $\alpha - He$;

$$p + p \rightarrow \pi + X$$

dove X rappresenta qualsiasi stato ottenibile dagli stati iniziali.

La molteplicità del pione dipende dall'energia, come mostrato in figura 2.14, dove è rappresentata la sezione d'urto inclusiva per la produzione di π^0 e $\pi^\pm$ in funzione del momento del protone. Poiché la molteplicità è direttamente proporzionale alla sezione d'urto inclusiva è chiaro che la molteplicità aumenta rapidamente con il momento del protone intorno pochi GeV/c.

Il pione neutro (π^0) decade prevalentemente in

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (98.80\%)$$

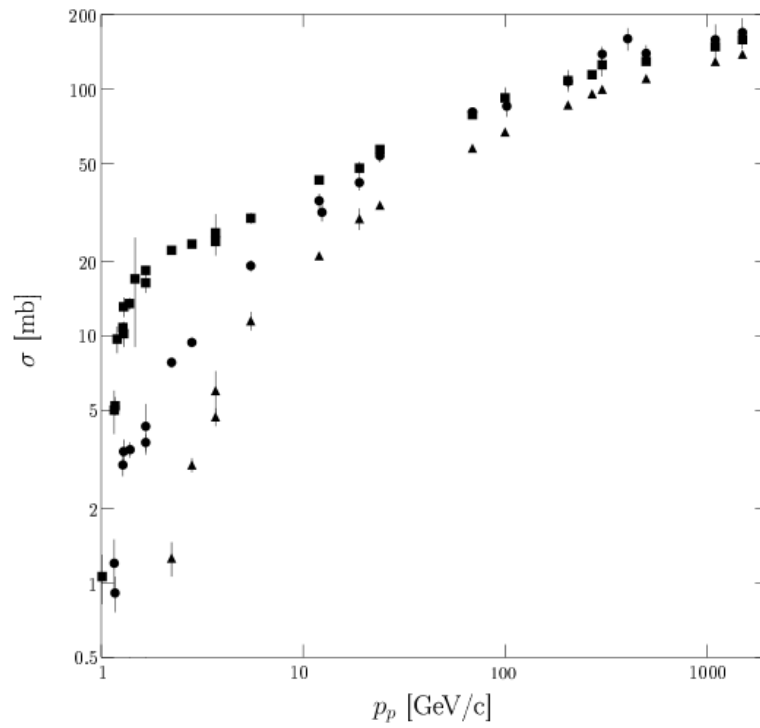


Figura 2.14: Sezione d'urto inclusiva per la produzione di π^0 (cerchi pieni), π^+ (quadrati), π^- (triangoli) nell'interazione p-p in funzione dell'impulso del protone

mentre i pioni carichi ($\pi^\pm$) decadono in elettroni, positroni e neutrini mediante i muoni, ovvero

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & (99.99\%), & \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & (99.99\%), & \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

Un modello per l'interazione protone-protone che tiene conto anche delle caratteristiche dell'interazione anelastica è stato proposto da Kamae et al. (2005). Esso è stato principalmente finalizzato allo studio di protoni con energie cinetiche ben al di sopra 1 GeV. Questo modello però non è accurato vicino alla soglia di produzione pioni, come si vede in figura 2.15. Per migliorare la precisione di energie più basse, il modello per l'interazione protone-protone è stato migliorato (Kamae et al. 2006) con l'aggiunta di due risonanze barioniche, $\Delta(1232)$ e (1600). La $\Delta(1232)$ è una risonanza fisica, con massa pari a 1232 MeV/c² e ampiezza di circa 120 MeV/c², mentre (1600) rappresenta diverse risonanze con massa intorno a 1600 MeV/c². Questa aggiunta aumenta la molteplicità media del π^0 per protoni con momento di circa 2 GeV/c.

Nel 1970, Stecker propose un modello per la produzione dei raggi gamma attraverso il decadimento del π^0 in cui si producono pioni solo dal decadimento della $\Delta(1232)$ per energie cinetiche del protone sotto 2.2 GeV e un processo *fireball* per energie superiori. Stephens e Badhwar (1981), d'altra parte, suggerirono un modello di scaling. Entrambi questi modelli sono stati confrontati con i dati sperimentali sulle distribuzioni di energia cinetica del π^0 nel centro di massa (CM) di Dermer (1986a). Dermer concluse che il modello di produzione delle risonanze riproduce meglio i dati sperimentali per energie cinetiche del protone <3 GeV e dunque propose un modello che collegava i due.

Il modello per l'interazione protone-protone può essere suddiviso in quattro parti: interazione non diffrattiva, interazione diffrattiva⁸ e il contributo delle due risonanze barioniche precedentemente descritte.

La sezione d'urto differenziale inclusiva per la produzione di fotoni partendo dall'interazione protone-protone è stata parametrizzata da Kamae nel

⁸L'interazione diffrattiva si riferisce a interazioni anelastiche in cui è eccitato il protone proiettile o sia il protone proiettile che bersaglio ad un stato di massa più alto.

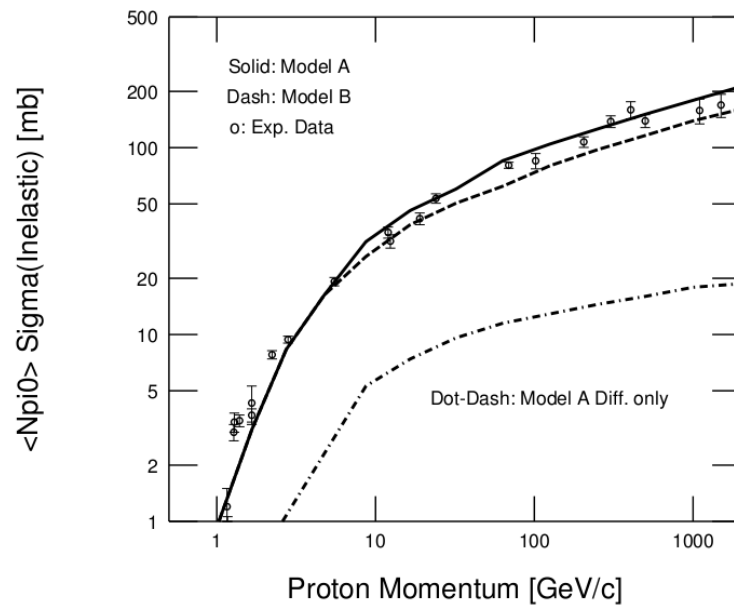


Figura 2.15: Sezione d'urto inclusiva del π^0 , $\langle n_{\pi^0} \rangle$, in accordo con il modello di Kamae et al. (2005). Modello A (linea solida) considera l'interazione diffrattiva e non diffrattiva, e il Modello B (linea tratteggiata) è il modello in cui non viene violato lo scaling di Feynman. I punti sperimentali (cerchi vuoti) sono quelli assemblati da Dermer (1986b).

seguinte modo

$$\frac{d\sigma_{incl}(E)}{d\ln(E)} = E \frac{d\sigma_{incl}(E)}{dE} = F(x)F_{kl}(x), \quad (2.5.31)$$

dove $F(x)$ è la formula che rappresenta la sezione d'urto per ciascun processo considerato (diffrattivo, non diffrattivo e risonante), con $x = \log_{10}(E[\text{GeV}])$ e E energia dei fotoni secondari, $F_{kl}(x)$ è la formula che approssimativamente rispetta i limiti imposti dalla conservazione dell'energia e della quantità di moto. Per ciascun processo c'è un'espressione per $F(x)$ e $F_{kl}(x)$.

La sezione sezione d'urto non diffrattiva è stata parametrizzata come segue

$$F_{ND}(x) = a_0 \exp(-a_1(x - a_3 + 4_2(x - a_3)^2)^2) + \\ + a_4 \exp(-a_5(x - a_8 + a_6(x - a_8)^2 + a_7(x - a_8)^3)^2), \quad (2.5.32)$$

con funzione di cut-off

$$F_{ND,kl}(x) = \frac{1}{(\exp(W_{ND,l}(L_{min} - x)) + 1)} \frac{1}{(\exp(W_{ND,h}(x - L_{max})) + 1)}, \quad (2.5.33)$$

dove L_{min} e L_{max} sono rispettivamente il limite cinetico inferiore e superiore imposto e $W_{ND,l}$ e $W_{ND,h}$ le larghezze della funzione di cut-off. Per i fotoni questi si ha

$$L_{min} = -2.6, \quad L_{max} = 0.96 \log_{10}(T_p),$$

$$W_{ND,l} = 15, \quad W_{ND,h} = 44,$$

con T_p energia cinetica del protone espressa in GeV.

La sezione d'urto diffrattiva ha la seguente parametrizzazione

$$F_{Diff}(x) = b_0 \exp(-b_1((x - b_2)/(1 + b_3(x - b_2)))^2) + \\ + b_4 \exp(-b_5((x - b_6)/(1 + b_7(x - b_6)))^2), \quad (2.5.34)$$

mentre per le risonanze si ha

$$F_{\Delta}(x) = c_0 \exp(-c_1((x - c_2)/(1 + c_3(x - c_2) + c_4(x - c_2)^2))^2), \quad (2.5.35)$$

e

$$F_{res}(x) = d_0 \exp(-d_1((x - d_2)/(1 + d_3(x - d_2) + d_4(x - d_2)^2))^2). \quad (2.5.36)$$

2.6 Flusso dei raggi gamma

tutte con la stessa funzione di cut-off

$$F_{kl}(x) = \frac{1}{\exp(W(x - L_{max} - x)) + 1}, \quad (2.5.37)$$

con $L_{max} = \log_{10}(T_p)$ e $W = 75$.

I valori dei coefficienti a_i , b_i , c_i , d_i nel caso della produzione di fotoni sono riportati in tabella 2.5.4

Per garantire che il modello parametrizzato riproduca la molteplicità sperimentale dopo il riadattamento nella regione di T_p dell'eccitazione riso-
nante, bisogna rinormalizzare il contributo non diffrattivo moltiplicandolo
per un fattore di rinormalizzazione, $r(T_p)$ pari a

$$r(T_p) \simeq 1.01 \quad \text{per} \quad T_p > 1.95 \text{ GeV},$$

$$r(y) = 3.05 \exp(-107((y+3.25)/(1+8.08(y+3.25)))^2) \quad \text{per} \quad T_p \leq 1.95 \text{ GeV},$$

con $y = \log_{10}(T_p)$.

L'emissività dei fotoni prodotti dall'interazione protone-protone è data da

$$\frac{dn(E)}{dt} = \frac{4\pi}{\beta c} \int_{E_{p,soglia}} \frac{dN_p}{dE_p} \frac{1}{E} \frac{d\sigma_{incl}(E)}{dE} dE_p. \quad (2.5.38)$$

dove $E_{p,soglia}$ è la più bassa energia che il protone deve possedere per produrre una coppia di fotoni di energia E .

2.6 Flusso dei raggi gamma

A questo punto si può calcolare il flusso dei raggi gamma misurato in prossim-
ità della Terra. Per ciascun processo considerato si definisce il rate di
produzione dei raggi gamma per unità di volume, partendo dall'emissività
precedentemente trovata, nel seguente modo

$$Q_\gamma = n_H \frac{dn}{dt}, \quad (2.6.1)$$

dove n_H è la densità dell'ambiente che circonda la SNR (principalmente
idrogeno, dunque protoni). Dunque, il flusso è dato da

$$F_{\gamma,SNR} = Q_\gamma \frac{V_{SNR}}{4\pi d^2}, \quad (2.6.2)$$

2.6 Flusso dei raggi gamma

Parametri	Formule in funzione dell'energia cinetica del protone ($y = \log_{10}(T_p)$) in TeV
	Non-diff. eq. (2.5.32)
a ₀	$-0.51187(y+3.3)+7.6179(y+3.3)^2-2.1332(y+3.3)^3+0.22184(y+3.3)^4$
a ₁	$-1.2592 \cdot 10^{-5} + 1.4439 \cdot 10^{-5} \exp(-0.29360(y+3.4)) + 5.9363 \cdot 10^{-5} / (y+4.1485) + 2.2640 \cdot 10^{-6} y - 3.3723 \cdot 10^{-7} y^2$
a ₂	$-174.83 + 152.78 \log_{10}(1.5682(y+3.4)) - 808.74 / (y+4.6157)$
a ₃	$0.81177 + 0.56385y + 0.0040031y^2 - 0.0057658y^3 + 0.00012057y^4$
a ₄	$0.68631(y+3.32) + 10.145(y+3.32)^2 - 4.6176(y+3.32)^3 + 0.86824(y+3.32)^4 - 0.053741(y+3.32)^5$
a ₅	$9.0466 \cdot 10^{-7} + 1.4539 \cdot 10^{-6} \log_{10}(0.015204(y+3.4)) + 1.3253 \cdot 10^{-4} / (y+4.7171)^2 - 4.1228 \cdot 10^{-5} y + 2.2036 \cdot 10^{-5} y^2$
a ₆	$-339.45 + 618.73 \log_{10}(0.31595(y+3.9)) + 250.20 / (y+4.4395)^2$
a ₇	$-35.105 + 36.167y - 9.3575y^2 + 0.33717y^3$
a ₈	$0.17554 + 0.37300y - 0.014938y^2 + 0.0032314y^3 + 0.0025579y^4$
r(y)	3.05exp(-107((y+3.25)/(1+8.08*(y+3.25))^2) per $T_p \leq 1.95$ GeV 1.01 per $T_p > 1.95$ GeV
	Diff. eq. (2.5.34)
b ₀	$60.142 \tanh(-0.37555(y+2.2)) - 5.9564(y+0.59913)^2 + 6.0162 \cdot 10^{-3} (y+9.4773)^4$
b ₁	$35.322 + 3.8026 \tanh(-2.5979(y+1.9)) - 2.1870 \cdot 10^{-4} (y+369.13)^2$
b ₂	$-15.732 + 0.082064 \tanh(-1.9621(y+2.1)) + 2.3355 \cdot 10^{-4} (y+252.43)^2$
b ₃	$-0.086827 + 0.37646 \exp(-0.53053((y+1.0444)/(1.0+0.27437*(y+1.0444)))^2)$ Importante b ₀ , b ₃ =0 per $T_p < 5.52$ GeV
b ₄	$2.5982 + 0.39131(y+2.95)^2 - 0.0049693(y+2.95)^4 + 0.94131 \exp(-24.347(y+2.45-0.19717(y+2.45)^2)^2)$
b ₅	$0.11198 - 0.64582y + 0.16114y^2 + 2.2853(-0.0032432((y-0.83562)/(1.0+0.33933(y-0.83562)))^2)$
b ₆	$1.7843 + 0.91914y + 0.050118y^2 + 0.038096y^3 - 0.027334y^4 - 0.0035556y^5 + 0.0025742y^6$
b ₇	$-0.19870 - 0.071003y + 0.01932y^2 - 0.28321 \exp(-6.0516(y+1.8441)^2)$
	Δ (1232) eq. (2.5.35)
c ₀	$2.4316 \exp(-69.484((y+3.1301)/(1.0+0.14921(y+3.1301)))^2) - 6.3003 - 9.5349/y + 0.38121y^2$
c ₁	$6.872 + 40.627y + 7.7528y^2$
c ₂	$-5.4918 - 6.7872 \tanh(4.7128(y+2.1)) + 0.68048y$
c ₃	$-0.36414 + 0.039777y$
c ₄	$-0.72807 - 0.48828y - 0.092876y^2$
	res (1232) eq. (2.5.36)
d ₀	$3.2433 \exp(-57.133((y+2.9507)/(1.0+1.2912*(y+2.9507)))^2) - 1.0640 - 0.43925y$
d ₁	$16.901 + 5.9539y - 2.1257y^2 - 0.92057y^3$
d ₂	$-6.6638 - 7.5010 \tanh(30.322(y+2.1)) + 0.54662y$
d ₃	$-1.50648 - 0.87211y - 0.17097y^2$
d ₄	$0.42795 + 0.55136y + 0.20707y^2 - 0.027552y^3$

2.6 Flusso dei raggi gamma

dove V_{SNR} è il volume della sfera che approssima il Resto di SuperNova in espansione e d è la distanza di quest'ultima dalla Terra.

Il flusso dei raggi γ , prodotto in ciascun processo preso in considerazione, ricopre un ruolo fondamentale nello sviluppo del modello proposto in questo lavoro di tesi. Tale discorso è rimandato al capitolo 4.

Capitolo 3

Spettri γ con *Fermi*

3.1 La missione *Fermi*

Il telescopio spaziale per raggi gamma *Fermi* è stato lanciato l'11 giugno 2008 alle 16:05 GMT a bordo del vettore Delta II 7920-H, per poi posizionarsi su un'orbita circolare bassa ad un'altitudine di 550 km attorno alla Terra, e ad una inclinazione di 28.5 gradi. La missione è un'impresa comune della NASA, il Dipartimento per l'energia degli Stati Uniti, e le agenzie governative di Francia, Germania, Italia, Giappone e Svezia.

Fermi offre l'opportunità di determinare la natura delle sorgenti di raggi gamma e di migliorare le conoscenze in astronomia, astrofisica e la fisica delle particelle. Il suo strumento principale è il *Large Area Telescope* (LAT), un telescopio di raggi gamma a conversione di coppia, sensibile a fotoni di energia compresa tra i 20 MeV e i 300 GeV. Un altro strumento a bordo di *Fermi* è il *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM), il quale viene utilizzato per studiare lampi di raggi gamma¹ (GRB). Esso è formato da 12 rivelatori a scintillazione di ioduro di sodio (NaI) e 2 di Germanate Bismuto (BGO). Il GBM copre la parte inferiore dell'intervallo di energia che interessa, da pochi keV a circa 1 MeV (NaI), e da 150 keV a 30 MeV (BGO). La sovrapposizione

¹Intensi lampi di raggi gamma che possono durare da pochi millisecondi a diverse decine di minuti. Queste potenti esplosioni costituiscono il fenomeno più energetico finora osservato nell'universo. I GRBs sono fenomeni abbastanza frequenti (all'incirca uno al giorno) e la loro distribuzione nel cielo è isotropa, ovvero avvengono in direzioni del tutto casuali ed imprevedibili.

con il LAT, offre una buona copertura dell'intervallo di energia per lo studio dello spettro dei GRB e dei brillamenti.

LAT dovrebbe fornire nuovi spunti e una maggiore comprensione scientifica di tutti i tipi di sorgenti di raggi gamma, dal Sole e la Luna, alle sorgenti galattiche come SNR e pulsar, a quelle extragalattiche come AGN e GRB. EGRET fornì la prima mappa dettagliata a tutto cielo della emissione diffusa galattica e LAT con la sua maggiore risoluzione angolare fornisce una mappa ancora più dettagliata, mostrando la struttura e la distribuzione della emissione diffusa. Lo spettro dei raggi gamma misurato con EGRET mostrò un eccesso apparente di raggi gamma superiore a 1 GeV, oltre le previsioni dei modelli. Sono state avanzate idee per spiegare a questo eccesso, tra cui contributi di annichilazione di materia oscura e di errori sistematici nei dati. Con l'alta statistica dei dati di LAT sarà possibile determinare se questo eccesso è reale o strumentale. LAT dovrebbe rilevare, e forse anche risolvere, la luce extragalattica di fondo (EBL), in questo modo sarà possibile determinare se l'EBL è veramente diffusa o se è dovuto a molte, ma deboli sorgenti puntiformi.

Il terzo catalogo di EGRET contiene un gran numero di sorgenti non identificate. I limiti dello strumento EGRET, come ad esempio la sua scarsa risoluzione angolare, hanno reso impossibile abbinare queste sorgenti con le sorgenti conosciute in altre bande di frequenza, come quella ottica e dei raggi-X. Con i dati forniti da LAT è molto probabile che la maggior parte di queste sorgenti sarà identificata e accoppiata con la sua controparte nelle altre lunghezze d'onda.

LAT potrà fornire un rilevamento indiretto dell'annichilazione delle particelle massive debolmente interattive (WIMP) che contribuiscono al contenuto di materia oscura dell'Universo. Un buon candidato WIMP è il neutralino, che è la particella super-simmetrica stabile più leggera. Le WIMP si possano raggruppare nella Galassia, e tali cluster possono essere identificati come sorgenti di materia oscura.

3.1.1 Il rivelatore

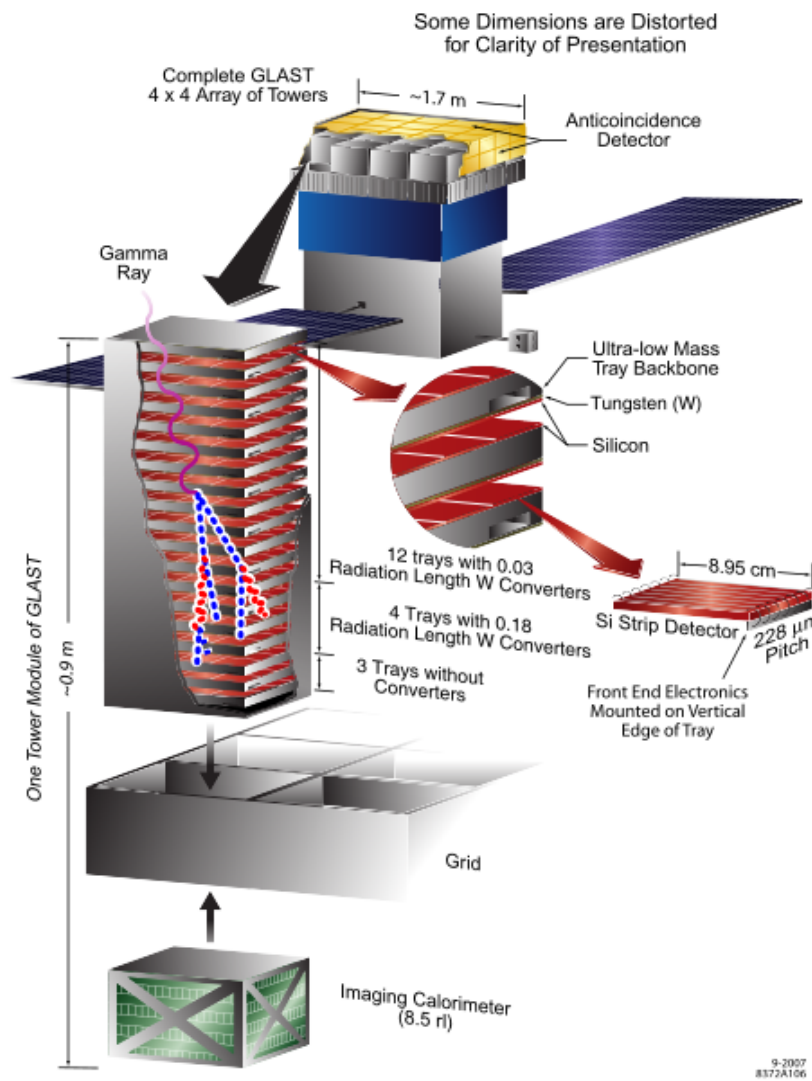


Figura 3.1: Fermi-LAT

3.1.1 Il rivelatore

LAT è costituito da un rivelatore segmentato di anti-coincidenza (ACD) che circonda l'intero strumento e che ha il compito di rigettare le particelle cariche che costituiscono il fondo. All'interno dell'ACD sono posizionate 4×4 torri di misura $43.25 \text{ cm} \times 43.25 \text{ cm} \times 84 \text{ cm}$. In ogni torre è posto un modulo che funge da tracciatore, posizionato sulla sommità del modulo del calorimetro corrispondente, mentre sul fondo è posizionata l'elettronica di acquisizione dati (DAQ). Le torri sono inserite in una griglia di alluminio, ovvero l'ossatura strutturale del LAT, che ha anche il compito di condurre il calore lontano ai radiatori. Una coperta di schiuma termica avvolge il tutto, fornendo una copertura a tenuta di luce e prevenire i danni causati dagli urti con micro-meteorite. Una rappresentazione schematica dello strumento è mostrata in figura 3.1.

Il funzionamento di LAT si basa sulla tecnica di conversione in una coppia elettrone-positrone per la rivelazione di raggi gamma con energie nell'intervallo tra i MeV e i multi-GeV. Un tracciatore, un calorimetro e una schermatura di anticoincidenza lavorano insieme per misurare le energie e determinare le direzioni di raggi gamma in arrivo. La tecnica di conversione in coppie è descritta in figura 3.2 in cui un raggio γ in arrivo interagisce nel tracciatore, producendo uno sciame elettromagnetico. Le particelle secondarie nello sciame lasciano tracce nei rivelatori sensibili alla loro posizione e poi depositano le loro energie nel calorimetro. Dalle tracce è possibile ricostruire la direzione del raggio γ primario.

Il tracciatore

Ogni modulo del tracciatore è composto da 18 strati di carbonio, il quale è stato scelto per la sua grande lunghezza di radiazione, buona conducibilità termica e stabilità termica. Tutti gli strati sono simili tra loro, ognuno è composto da piani di rivelatore a striscia in silicio (SSD) disposti con diversa angolazione (90°) in modo da fornire la possibilità di misurazioni nel piano $x - y$ e, a seconda della sua posizione, da una lamina di tungsteno di spessore variabile (W). Il tungsteno è stato scelto per il suo elevato numero atomico (Z), al fine di migliorare la conversione del fotone in coppie

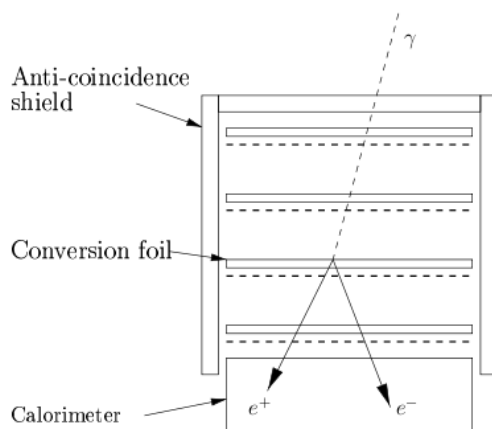


Figura 3.2: Tracciatore

elettrone-positrone, in quanto la probabilità di conversione è proporzionale a Z^2 . I primi 12 strati di SSD (contando dall'alto) hanno una lamina di conversione W di 0.03 lunghezze di radiazione (l.r.), i successivi 4 strati hanno una lamina W di 0.18 l.r. e gli ultimi 2 strati non hanno convertitori W . Gli strati in alto hanno convertitori sottili per ottimizzare il *point-spread function* (PSF)² a bassa energia, mentre gli strati con uno spessore superiore di W consentono di massimizzare l'area effettiva, e quindi di aumentare la probabilità di conversione (anche se in questo modo la risoluzione angolare è degradata a causa della diffusione multipla di Coulomb). Infine, gli ultimi 2 strati, senza fogli W , servono affinché si determini con una buona precisione il punto di entrata nel calorimetro. La profondità totale del tracciatore è di circa 1.5 lunghezze di radiazione. Ogni piano contiene 16 unità SSD (4×4): quattro scale adiacenti, ciascuno composto da quattro SSD quadrati uniti lato per lato. Ogni SSD dispone di 384 strisce su un singolo lato, con un passo (cioè la distanza tra i centri di strisce adiacenti) di $228 \mu\text{m}$. Il tracciatore contribuisce al primo livello di attivazione del LAT. Ogni strato del rivelatore

²La funzione di diffusione punto (PSF) descrive la risposta di un sistema di imaging ad una sorgente puntiforme o oggetto punto. Un termine più generale per la PSF è risposta all'impulso del sistema, la PSF è la risposta all'impulso di un sistema ottico focalizzato. La PSF in molti contesti può essere pensato come blob esteso in un'immagine che rappresenta un oggetto irrisolto. In termini funzionali, è la versione dominio spaziale della funzione di trasferimento di modulazione.

genera un segnale logico OR di tutti i suoi 1536 canali, e la coincidenza tra strati successivi (tipicamente 3 piani x-y) fornisce una richiesta trigger che verrà utilizzato da sottosistemi successivi.

Il calorimetro

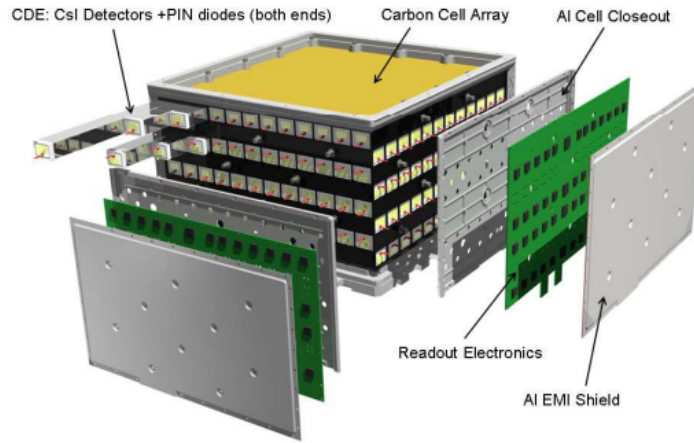


Figura 3.3: Calorimetro

Ogni torre contiene un modulo di calorimetro con una profondità totale di ~ 8.6 lunghezze di radiazione. Il modulo del calorimetro è segmentato, sia in profondità che lateralmente per migliorare l'efficienza della risoluzione energetica. In ogni modulo ci sono 8 strati e ogni strato è costituito da $12\text{ cm} \times 1.3\text{ cm} \times 2.1\text{ cm}$ cristalli di CsI(Tl) letti da fotodiodi ad entrambe le estremità. Cristalli sono disposti in modo tale che ogni strato è allineato con un angolo di 90° rispetto al precedente, formando una matrice x-y, così come per i rivelatori al silicio del tracciatore. Un lato lungo di ogni log è leggermente più robusto, e il punto lungo nel cristallo dove l'energia è stata depositata è determinata dalla asimmetria nella raccolta della luce alle due estremità di ciascun cristallo. L'incertezza laterale è data dallo spessore di registro: $\sim 2\text{ cm}$ per x_0 e R_m . Grazie alle informazioni provenienti da calorimetro si possono calcolare varie quantità, quali l'energia rilasciata e la sua distribuzione nei cristalli di CsI (Tl), sia longitudinale che trasversale; la direzione dell'asse dello sciame elettromagnetico e infine, combinando le

informazioni precedenti, l'energia del fotone incidente che ha prodotto la coppia elettrone-positrone di cui si è tracciato la traiettoria.

La segmentazione permette la determinazione dell'immagine spaziale dello sciame e la ricostruzione accurata della sua direzione: gli eventi del tracciatore sono correlati con deposizione di energia nel calorimetro, e la direzione di fotoni ad alta energia che non si sono convertiti nel tracciatore potrebbe essere rilevata (ovviamente con una risoluzione più bassa).

Il sistema di anti-coincidenza

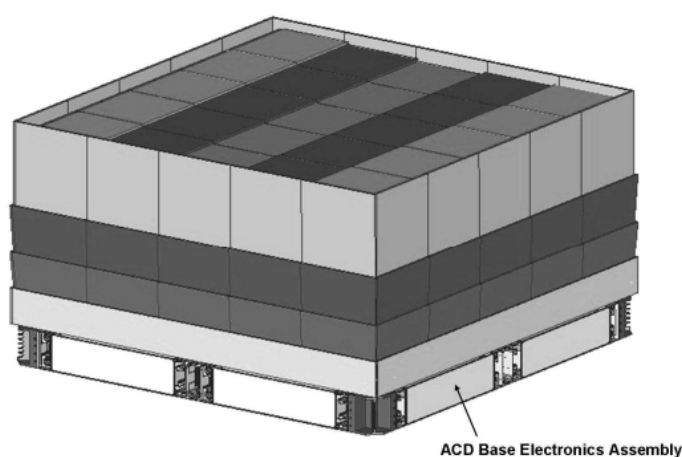


Figura 3.4: Sistema di anti-coincidenza

Il sistema di anti-coincidenza (ACD) ha lo scopo di discriminare le particelle cariche e copre un ruolo cruciale nella reiezione del fondo carico. Come già detto in precedenza, Fermi è posizionato su un'orbita circolare terrestre bassa a ~ 565 km e 25.6° d'inclinazione cosicché la magnetosfera della Terra scherma parzialmente gli strumenti dai raggi cosmici. Tuttavia, il flusso medio di particelle cariche è 105 volte il flusso dei raggi γ e questo rende la reiezione del fondo carico chiaramente un argomento importante.

L'orbita di LAT è tale che spende una piccola frazione di tempo ($\sim 14.6\%$) nell'Anomalia Sud Atlantica (SAA), un'area della superficie terrestre (in Brasile) dove la parte inferiore delle fasce di Van Allen è più vicina alla superficie del pianeta: in questa area, a parità di altezza rispetto sul livello

del mare, l'intensità delle radiazioni della fascia di Van Allen è più elevata rispetto a quella del resto della superficie terrestre. caratterizzata da un'alta densità di carica particelle, un effetto della geometria di offset dipolo del campo magnetico terrestre. Poiché LAT non raccoglierà i dati mentre attraversa l'SAA, dunque si avrà la riduzione dell'esposizione a sud dell'emisfero celeste.

L'ACD di LAT è composto da scintillatori plastici che racchiudono il tracciatore, ma a differenza dell'ACD montata su EGRET che era un pezzo unico, l'ACD di LAT è stata suddivisa in 89 piastre di scintillatore plastico, 25 sulla parte superiore di LAT e 16 su ciascuno dei quattro lati. Ogni piastra viene letta da due tubi fotomoltiplicatori. Per una migliore copertura, le piastre dell'ACD si sovrappongono in una direzione, mentre 8 nastri di fibre scintillanti sigillano le lacune negli altri.

Il sistema segmentato riduce notevolmente effetto auto veto e il rumore di fondo, rispetto a quanto succedeva in EGRET. Poiché l'ACD di LAT permette la reiezione di particelle cariche con un'efficienza di almeno 3000:1 per una particella al minimo di ionizzazione (MIP), i problemi potrebbe sorgere quando gli sciame elettromagnetici si sviluppano nel calorimetro. Infine, quando un fotone di bassa energia (~ 1 MeV) prodotto nel calorimetro colpisce una tessera ACD, l'energia rilasciata è paragonabile a quella di una MIP; quindi potrebbe essere scambiato per una particella carica e l'intero evento verrebbe respinto. Grazie alla segmentazione dell'ACD, le piastrelle accese possono essere identificate ed associate alla direzione della particella primaria. Questo consente di ridurre l'effetto di auto-veto in LAT a $<20\%$ (mentre in EGRET la perdita di efficienza era del 50%) per 10 fotoni incidenti GeV rispetto a 1 GeV. I miglioramenti significativi rispetto a EGRET consistono, dunque, in una maggiore sensibilità dello strumento e una banda di energia osservabile ampia.

Acquisizione dati e trigger

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) elabora i dati degli altri sottosistemi e fornisce una prima analisi a bordo. La sua funzione primaria è quella di raccogliere informazioni dai sottosistemi di LAT, leggere i dati degli eventi nei canali di LAT e analizzarli per ridurre il numero di eventi inviati a terra.

Inoltre, permette una rapida ricerca e costituisce un sistema di allarme per i transienti (principalmente GRB e brillamenti solari). L'hardware trigger ha lo scopo di minimizzare gli effetti dei segnali di fondo (per lo più particelle cariche e l'albedo terrestre) sul tempo morto strumentale associato con la lettura di LAT per massimizzare la quantità di eventi "buoni" (cioè raggi γ celesti) che può essere inviato a terra all'interno della banda disponibile.

La prima parte dall'acquisizione è gestito dalla *Tower Electronics Module* (TEM). Un TEM è presente in ogni torre e riferisce le informazioni provenienti dalle torri dei sottosistemi, raccogliendo i segnali dal tracciatore e dal calorimetro; successivamente può comunicare una richiesta di attivazione degli strumenti di trigger successivi in un tempo molto breve poiché è una combinazione di segnali logici semplici provenienti dai sottosistemi. Le primitive principali generate sono riportate nella tabella seguente e sono: "TKR", generato quando una traccia viene rilevata in almeno 3 piani del tracciatore (x-y), "CAL LO" generato quando un rilascio di energia >100 MeV è misurata in un log del calorimetro; "CAL HI" generato quando un rilascio di energia >1 GeV è misurata in un log calorimetro; "ROF", un segnale di MIP viene rilevato in un pannello ACD adiacente ad una torre di trigger; "CNO", che corrisponde al rilevamento di un segnale in ACD compatibile con il passaggio di ioni pesanti.

Con queste primitive si possono costruire diversi trigger: ad esempio, "Gamma", "ioni pesanti", "Periodica". In "Gamma", si trovano principalmente eventi-gamma, per cui è riservata la maggior parte della larghezza di banda (~ 360 Hz), mentre gli eventi "ioni pesanti" (~ 10 Hz) sono utili per la calibrazione. Il trigger "periodica" (~ 2 Hz), invece, consiste in un trigger in ingresso non basato sul rilevamento di eventi e i dati inviati a terra sono utilizzati per la calibrazione e la diagnostica.

La parte finale del processo di acquisizione è gestito dal modulo di interfaccia Spacecraft (SIU): la SIU contiene l'interfaccia comandi del veicolo spaziale e svolge anche le funzioni di base per il controllo di LAT. Esso raccoglie i dati da tutte le torri, ricostruisce le tracce che sono passate attraverso diverse torri e invia i dati risultanti al Solid State Recorder (SSR) per inviare i dati a terra (esso viene eseguito ogni due orbite).

Poiché il volume di dati che può essere inviato a terra entro la banda

assegnata è limitato, una prima selezione degli eventi a bordo è obbligatoria. Come per i trigger, esistono diversi canali anche per i filtri: ad esempio Gamma, ioni pesanti ecc. La procedura è la seguente: per ogni evento attivato viene applicato un filtro (cioè un taglio in alto livello variabile), le condizioni che richiedono meno tempo vengono testate per ottimizzare le risorse disponibili. Quando un evento non soddisfa una condizione il processo si ferma, l'evento viene respinto e il ricavato dell'elaborazione passa al prossimo evento. Quando gli algoritmi di filtraggio riducono il tasso di eventi da 2 - 4 kHz a ~ 400 Hz, le informazioni elaborate vengono inviate a SIU. Attualmente vi è anche un passaggio ad alta energia: eventi con energia maggiore di 20 GeV sono inviati a terra senza filtraggio (in quanto sono pochi e non occupano così tanto la larghezza di banda).

3.1.2 Le prestazioni

Le prestazioni del LAT sono sostanzialmente determinate dalla progettazione dell'hardware di LAT, dagli algoritmi di ricostruzione (cioè, la precisione e l'efficienza con cui l'informazione di basso livello dell'evento è utilizzata per determinare l'energia e la direzione), e gli algoritmi di selezione degli eventi (cioè, l'efficienza dell'identificazione migliore gli eventi raggi γ ricostruiti). Figure 3.5 - 3.9 riassumono le prestazioni del LAT. I parametri delle prestazioni sono soggetti a modifiche nel momento in cui gli algoritmi di selezione dell'evento sono ulteriormente ottimizzati, in particolare durante la prima parte delle operazioni in orbita di Fermi.

La figura 3.5 mostra sull'asse l'area efficace contro energia per ciascuna delle classi di analisi definiti nella tabella 3.2. Sono inclusi anche i contributi della conversione in entrambe le sezioni sottili e spesse del tracciatore, con ognuno che contribuisce a circa il 50% del area efficace. Si noti che il picco dell'area effettiva, vicino a 3 GeV, è quasi la stessa per tutte le tre classi di analisi, mentre ad energie inferiore a 300 MeV l'area effettiva per la classe transitoria è un fattore di circa 1.5 maggiore della classe diffusa. Figura 3.6 mostra l'area effettiva per la classe della sorgente in asse e 60° fuori asse. La figura 3.7 mostra l'accettazione del telescopio, la media dell'area effettiva moltiplicata col campo di vista. Ancora, le differenze tra le classi di analisi

3.1.2 Le prestazioni

Parametri	valori o intervalli
Intervallo energetico	20 MeV - 300 GeV
Area effettiva per un'incidenza normale ^a	$9.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$
Risoluzione energetica (equivalente ad una gaussiana 1σ)	
100 MeV - 1 GeV (sull'asse)	9% - 15%
1 GeV - 10 GeV (sull'asse)	8% - 9%
10 GeV - 300 GeV (sull'asse)	8.5% - 18%
> 10 GeV (> 60° d'incidenza)	$\leq 6\%$
Risoluzione angolare del singolo fotone (space angle)	
sull'asse, 68% del raggio di contenimento:	
> 10 GeV	$\leq 0.15^\circ$
1 GeV	0.6°
100 MeV	3.5°
sull'asse, 95% del raggio di contenimento	$< 3 \cdot \theta_{68\%}$
fuori asse, raggio di contenimento a 55°	$< 1.7 \cdot \text{valore sull'asse}$
Campo di vista (FoV)	2.4 sr
Accuratezza temporale	$< 10 \mu\text{s}$
Tempo di lettura dell'evento (tempo morto)	$26.5 \mu\text{s}$
GRB accuratezza della posizione a bordo ^b	$< 10'$
GRB tempo di notific a spacecraft ^c	$< 5 \text{ s}$
Determinazione della posizione di un sorgente puntiforme ^d	$< 0.5'$
Sensitività di una sorgente puntiforme (> 100 MeV) ^e	$3 \cdot 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabella 3.1: Note. ^a Massima (in funzione dell'energia) area effettiva per incidenza normale. Include le inefficienze necessarie per raggiungere la rivelazione del fondo richiesta. L'area effettiva ha un picco tipicamente tra 1 GeV e 10 GeV.

^b Per lampi (< 20 s di durata) con > 100 fotoni sopra 1 GeV. Questo corrisponde a un lampo avente come picco del rate $\sim 5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nella banda 50 - 300 keV assumendo uno spettro broken-power law a 200 keV da fotoni con indice spettrale tra -0.9 e -2.0. Questi lampi si stima che rientrino nel FoV di LAT ~ 10 volte all'anno.

^c Tempo relativo alla rivelazione di GRB.

^d Alta latitudine della sorgente di flusso $10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$ a energie > 100 MeV con un indice spettrale dei fotoni di -2.0 sopra un fondo piatto e assumendo che non ci sia un cut-off spettrale ad alte energie; raggio 1σ ; un anno di osservazione.

^e Per una sorgente fissa dopo un anno di osservazione, assumendo un flusso per un diffuso ad alte latitudini di $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$ (> 100 MeV) e un indice spettrale dei fotoni di -2.1, con nessun cut-off spettrale.

3.1.2 Le prestazioni

Classe di analisi	Residual background rate (Hz)	Caratteristiche
Transiente	2	Massimizzare area efficace, soprattutto a bassa energia, a scapito di più alto tasso residuo di fondo, adatto per lo studio delle fonti localizzate, transitori
Sorgente	0.4	Tasso del fondo residuo paragonabile al tasso della radiazione extragalattica diffusa sulla base EGRET, adatto per lo studio delle fonti localizzate
Diffuso	0.1	Tasso del fondo residuo paragonabile a limite irriducibile e code di PSF ad alta energia ridotte al minimo, adatto per lo studio dei più deboli diffusa fonti attesi

Tabella 3.2: Classe di analisi di LAT

sono maggiori a basse energie.

La figura 3.8 mostra la dipendenza energetica del raggio di contenimento del 68% per la conversione dei raggi γ nella sottile sezione del tracciatore che incidono sia in asse o ad un angolo di 60° fuori asse per la classe della sorgente. La PSF per raggi γ convertiti nella sezione spessa del tracciatore è circa due volte più ampia.

La figura 3.9 mostra la risoluzione energetica di LAT rispetto all'energia per la classe della sorgente.

Con il modello per i raggi γ di fondo diffusi in base alle osservazioni di EGRET e le prestazioni dello strumento sintetizzato sopra, può essere stimata la sensibilità della sorgente di LAT. Essa ovviamente dipende non solo dal flusso della sorgente ma anche dallo spettro di quest'ultima. La figura 3.10 mostra il flusso integrale della sorgente sopra un'energia E in funzione dell'energia corrispondente ad un rilevamento di 5σ dopo un anno di osservazione in modalità scansione.

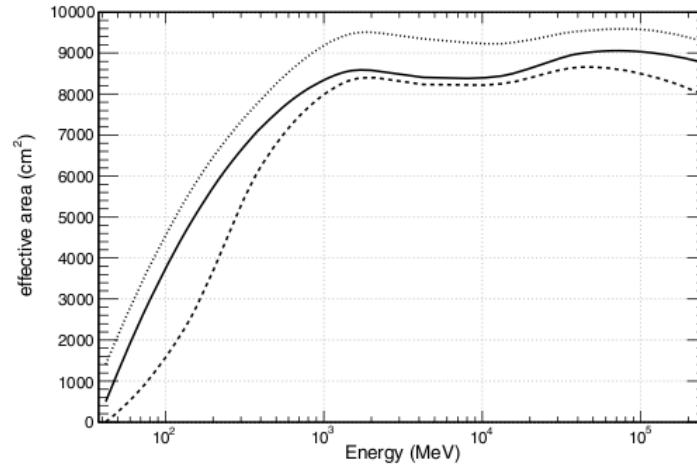


Figura 3.5: Area effettiva in funzione dell'energia per un'incidenza normale per la classe di analisi diffuso (linea tratteggiata) sorgente (linea continua) e transiente (linea con puntini)

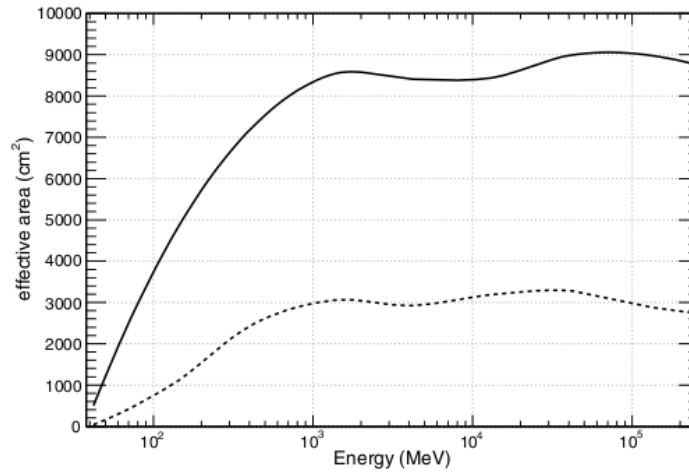


Figura 3.6: Area effettiva in funzione dell'energia per un'incidenza normale (linea continua) e a 60° fuori asse (linea tratteggiata) per le classi di analisi

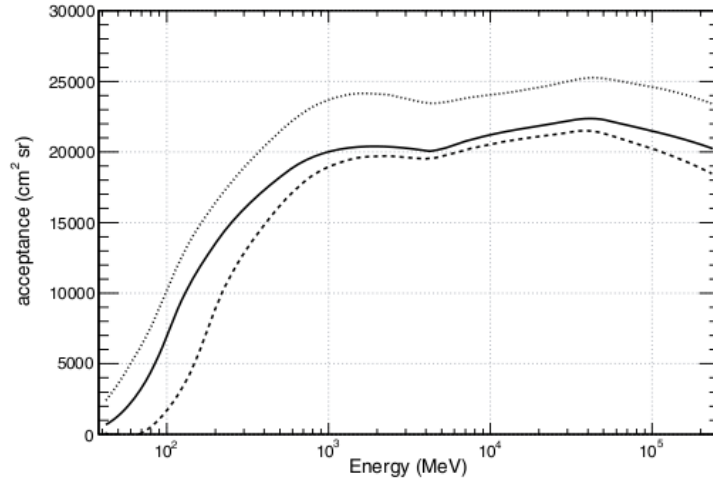


Figura 3.7: Accettanza in funzione dell'energia per la classe diffuso (linea tratteggiata), sorgente (linea continua) e transiente (linea con puntini)

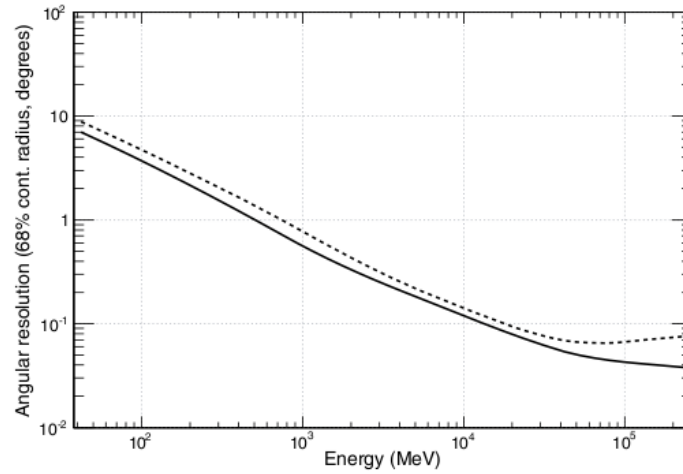


Figura 3.8: Raggio di contenimento del 68% in funzione dell'energia per un'incidenza normale (linea continua) e a 60° fuori asse (linea tratteggiata) per la conversione in una sezione sottile del traggiatore

3.1.2 Le prestazioni

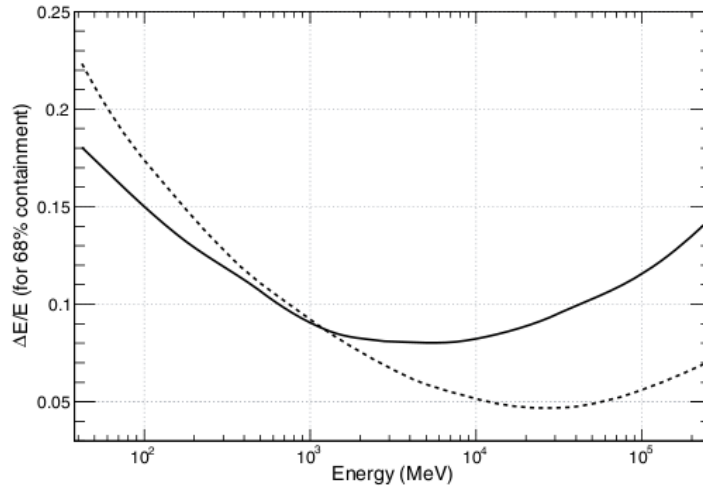


Figura 3.9: Risoluzione energetica in funzione dell'energia per un'incidenza normale (linea continua) e a 60° fuori asse (linea tratteggiata)

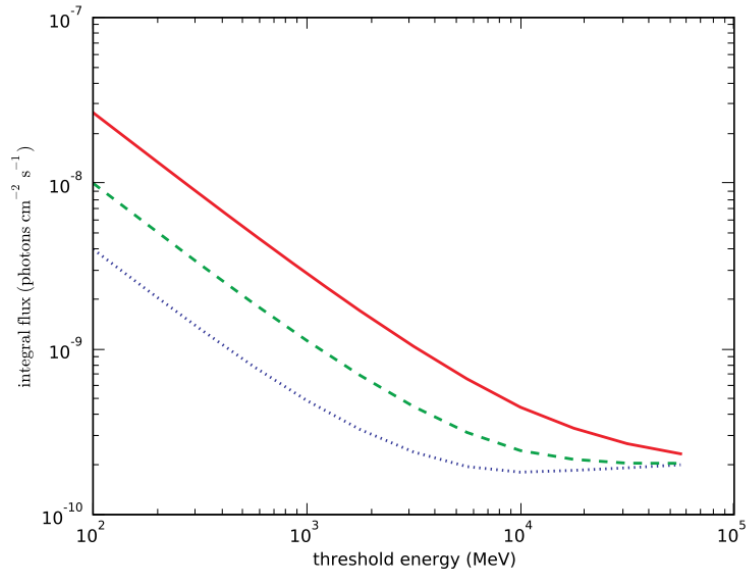


Figura 3.10: Sensibilità differenziale della sorgente corrispondente ad un rilevamento di 5σ per un'indagine del cielo di un anno. Si assume che la sorgente abbia una legge di potenza come spettro differenziale del numero di fotoni con indice -2.0 e il fondo si presume essere uniforme con flusso integrato (sopra i 100 MeV) di $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ph sr}^{-1}$ (curva tratteggiata) e indice spettrale -2.1, tipico della emissione diffusa alle alte latitudini galattiche. Il fondo è 10 volte superiore e 100 volte maggiore per la curva tratteggiata e continua, rispettivamente, rappresentante del fondo diffuso vicino o sopra il piano galattico.

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

L'estensione spaziale è una caratteristica importante per associare correttamente le sorgenti dei raggi γ con le loro controparti in altre lunghezze d'onda e per ottenere un modello corretto dei loro spettri.

Un certo numero di classi di sorgenti astrofisiche tra cui i Resti di Supernova (SNR), pulsar wind nebulae (PWNe), nubi molecolari, galassie normali, e ammassi di galassie dovrebbero essere spazialmente risolvibile da LAT. Infatti, un certo numero di sorgenti aggiuntive rilevate ad energie GeV sono posizionalmente coincidenti con sorgenti che presentano un'estensione sufficientemente grande ad altre lunghezze d'onda da poter essere spazialmente risolte da LAT ad energie GeV.

Rilevare l'estensione spaziale di queste sorgenti a energie del GeV è difficile a causa della dimensione della PSF di LAT che è paragonabile a quella tipica di molte di queste sorgenti.

La capacità di risolvere spazialmente sorgenti di raggi γ nella banda del GeV è importante per diverse ragioni. Trovare una coerente estensione della sorgente in diverse bande di energia può aiutare ad associare una sorgente LAT a una controparte altrimenti confusa. Una caratterizzazione dell'estensione spaziale potrebbe contribuire a identificare questa sottostruttura. Inoltre, a causa della forte dipendenza energetica del PSF di LAT, la caratterizzazione spaziale e spettrale di una sorgente non possono essere disaccoppiate. Un modello spaziale impreciso influenzerà il modello spettrale della sorgente e viceversa. In particolare, modellizzando una sorgente spazialmente estesa come puntiforme sistematicamente rende più soft gli spettri misurati. Inoltre, modellizzare correttamente l'estensione di una sorgente è importante per comprendere l'intera regione del cielo.

Come già accennato in precedenza, studi morfologici delle sorgenti utilizzando LAT sono resti difficili a causa della forte dipendenza energetica della PSF, che è paragonabile in dimensioni a molte sorgenti che possono essere rilevate a energie dell'ordine del GeV. Ulteriori complicazioni sorgono per le sorgenti lungo il piano Galattico a causa delle incertezze sistematiche nel modello per l'emmissione diffusa galattica. Per energie inferiori a ~ 300 MeV, la risoluzione angolare è limitata dalla diffusione multipla nelle piastre

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

di silicio del tracciatore del rivelatore, che è parecchi gradi a 100 MeV. La PSF migliora di $\sim 0.2^\circ$ a più alte in prossimità di un raggio di contenimento del 68% ad alte energie ed è limitata dalla granularità delle piastre di silicio nel tracciatore. Tuttavia, poiché la maggior parte delle sorgenti astrofisiche di alta energia hanno spettri che diminuiscono rapidamente con l'aumentare dell'energia, ci sono in genere meno fotoni di alta energia con una migliore risoluzione angolare. Pertanto sofisticate tecniche di analisi sono necessarie per ottimizzare la sensibilità di LAT per sorgenti estese.

È stato sviluppato un nuovo strumento di analisi di massima verosimiglianza per studiare le sorgenti spazialmente estese con LAT. Esso funziona massimizzando la probabilità di Poisson di rilevare le distribuzioni di raggi γ osservate, data una parametrizzazione spaziale e spettrale del cielo. Lo spazio è diviso in cubi corrispondenti alla posizione e energia usando la rappresentazione HEALPix del cielo e la probabilità è massimizzata su tutti i bin in una regione. L'estensione di una sorgente può essere modellato da una forma geometrica (ad esempio un disco o una gaussiana bidimensionale) e la posizione, l'estensione, e lo spettro della sorgente possono essere simultaneamente interpolati.

Questo tipo di analisi non utilizza lo strumento standard di verosimiglianza di LAT *gtlike*, perché essa può solo interpolare i parametri spettrali del modello a meno che venga utilizzata una procedura iterativa più sofisticata procedura. Il profilo di verosimiglianza *gtlike* riproduce correttamente l'estensione simulata delle sorgenti estese assumendo che la vera posizione sia conosciuta. Ma non è ottimale in quanto la posizione, estensione, e lo spettro della sorgente devono essere interpolati allo stesso tempo per trovare i parametri di best-fit e massimizzare la significatività statistica della rilevazione.

Esiste un secondo pacchetto per l'interpolazione basato sulla massima verosimiglianza sviluppato nella collaborazione LAT chiamato *pointlike* (Lande et al. 2012).

In *pointlike*, si assume che il modello spaziale e spettrale di una sorgente estesa possano essere fattorizzati, cioè la sorgente può essere modellizzata con $M(x, y, E) = S(x, y) \cdot X(E)$, dove $S(x, y)$ è la distribuzione spaziale e $X(E)$ è la distribuzione spettrale. Per interpolare una sorgente estesa, *point-*

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

like calcola la convoluzione della forma della sorgente con la PSF (in funzione dell'energia) e utilizza la libreria `minuit` per massimizzare la probabilità variando contemporaneamente la posizione, estensione e spettro della sorgente. Interpolare contemporaneamente la posizione, l'estensione, e lo spettro è importante per massimizzare la significatività statistica della rilevazione della estensione di una sorgente. Per evitare effetti di proiezione, la longitudine e la latitudine della sorgente non sono direttamente fittate, ma invece lo è lo spostamento della sorgente in un sistema di riferimento centrato sulla sorgente.

La significatività dell'estensione di una sorgente può essere calcolata dal test del rapporto di verosimiglianza. Il test del rapporto di verosimiglianza (TS) si ottiene dal confronto tra ipotesi con sorgente spazialmente estesa ed un'ipotesi di sorgente puntiforme:

$$TS_{ext} = 2\log(\mathcal{L}_{ext}/\mathcal{L}_{ps}), \quad (3.2.1)$$

dove $\mathcal{L}$ è la probabilità di Poisson. Pointlike calcola TS_{ext} fittando una sorgente prima con un modello spazialmente esteso e poi come una sorgente puntiforme.

Per le sorgenti estese con una forma assunta radialmente simmetrica, si ottimizza il calcolo eseguendo uno degli integrali analiticamente. La distribuzione dei fotoni attesa può essere scritta come

$$PDF(\vec{r}) = \int PSF(|\vec{r} - \vec{r}'|) I_{src}(\vec{r}') r' dr' d\phi', \quad (3.2.2)$$

dove $\vec{r}$ rappresenta la posizione nel cielo e $I_{src}(\vec{r}')$ è la distribuzione spaziale della sorgente. La PSF di LAT è attualmente parametrizzata in `Pass_7_V6` (`P7_V6`) funzione di risposta dello strumento (IRF) con una funzione di King:

$$PSF(r) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(1 + \frac{u}{\gamma}\right)^{-\gamma}, \quad (3.2.3)$$

dove $u = (r/\sigma)^2/2$, mentre σ e γ sono parametri liberi. Per una sorgente estesa a simmetria radiale, la parte angolare dell'integrale può essere valutata analiticamente

$$\begin{aligned} PDF &= \int_0^{\inf} r' dr' I_{src}(v) \int_0^{2\pi} d\phi' PSF(\sqrt{2\sigma^2(u + v - 2\sqrt{uv}\cos(\phi - \phi'))}) = \\ &= \int_0^{\inf} dv I_{src}(v) \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right) \left(\frac{\gamma}{\gamma + u + v}\right)^\gamma \cdot {}_2F_1\left(\gamma/2, \frac{1+\gamma}{2}, 1, \frac{4uv}{(\gamma + u + v)^2}\right) \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

dove $v = (r'/\sigma)^2/2$ e ${}_2F_1$ è la funzione gaussiana ipergeometrica. Questa formula di convoluzione riduce la distribuzione prevista per un fotone singolo ad un integrale numerico.

Ci sarà sempre una piccola discrepanza numerica tra la distribuzione del fotone ottenuta da una sorgente puntiforme e una sorgente estesa molto piccola a causa dell'errore numerico nella convoluzione. Nella maggior parte dei casi, questo errore è insignificante. Ma per sorgenti molto brillanti, questo errore numerico può influenzare il test statistico dell'estensione. Pertanto, per il calcolo TS_{ext} , si confronta la probabilità di interpolare la sorgente con un modello esteso spazialmente con la probabilità di avere un'estensione fissata ad un valore molto piccolo (10^{-10} gradi di raggio per una superficie luminosa uniforme).

L'errore sull'estensione di una sorgente si stima fissando la posizione della sorgente e variando l'estensione fin quando la verosimiglianza non diminuisce di $1/2$, corrispondente ad un errore di 1σ . Questo metodo è dimostrato in figura 3.11, la quale mostra la variazione in log della verosimiglianza quando varia l'estensione del SNR IC 443. L'errore di localizzazione è calcolato fissando l'estensione e lo spettro della sorgente con i loro valori di best fit e quindi interpolando la funzione di verosimiglianza gaussiana 2D in funzione della posizione.

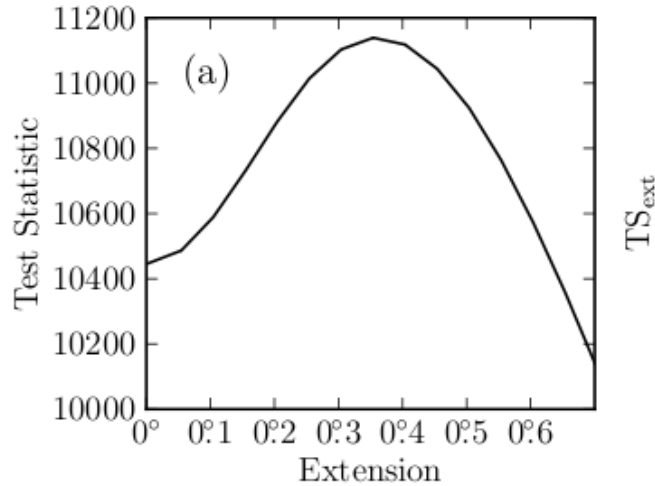


Figura 3.11: TS in funzione dell'estensione della sorgenti per il caso del SNR IC 443.

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

Poiché *gtlike* esegue meno approssimazioni nel calcolo della probabilità ci aspettiamo che i parametri spettrali trovati con *gtlike* siano leggermente più accurati. Dunque, si utilizza *pointlike* per determinare la posizione e l'estensione di una sorgente e successivamente si deriva lo spettro usando *gtlike*. Sia *gtlike* che *pointlike* possono essere utilizzati per stimare la significatività statistica della estensione di una sorgente. Se non espressamente indicato, tutte le TS_{ext} e i parametri spettrali sono stati calcolati utilizzando *gtlike* con i best-fit delle posizioni ed estensione trovati da *pointlike*.

A questo punto, bisogna determinare la soglia del flusso di LAT affinché si possa sostenere per la quale l'estensione spaziale di una sorgente sia estesa. Definiamo la soglia di rilevazione come il flusso a cui il valore di TS_{ext} mediato su molte realizzazioni statistiche è $TS_{ext} = 16$ (corrispondente a 4σ) per una sorgente di una data estensione e flusso.

In figura 3.12 è mostrata la soglia di sorgenti di quattro indici spettrali da 1.5 a 3 e estensioni variabili da $\sigma=0.1^\circ$ a 2.0° . La soglia è alta per le estensioni di piccole dimensioni, quando la sorgente è piccola rispetto alle dimensioni del PSF. Essa diminuisce rapidamente con l'aumentare delle dimensioni delle sorgenti e raggiunge un minimo a circa 0.5° . La soglia aumenta per sorgenti molto estese perché la sorgente è sempre più diluita dal fondo. In fig.3.12 è mostrata la soglia utilizzando fotoni con energie tra 100 MeV e 100 GeV e utilizzando anche solo fotoni con energie tra 1 GeV e 100 GeV. Fatta eccezione per le sorgenti molto grandi o molto soft, la soglia non è sostanzialmente migliorata includendo fotoni con energie tra 100 MeV e 1 GeV.

In figura 3.13 è mostrata la soglia del flusso in funzione dell'estensione della sorgente per differenti fondi ($1\times$, $10\times$ e $100\times$ il fondo nominale), differenti indici spettrali e due differenti intervalli di energia (da 1 GeV a 100 GeV e da 10 GeV a 100 GeV). La soglia rivelabile è alta per sorgenti in regioni con un altro fondo. Quando si studiano sorgenti solo a energia sopra 1 GeV, la soglia rivelabile da LAT (definita come il flusso tra 1 GeV e 100 GeV per il quale $\langle TS_{ext} \rangle = 16$) dipende meno fortemente dall'indice spettrale della sorgente. La dipendenza da quest'ultimo è ancor più debole considerando solo fotoni con energia sopra i 10 GeV, perché la PSF cambia leggermente da 10 GeV a 100 GeV.

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

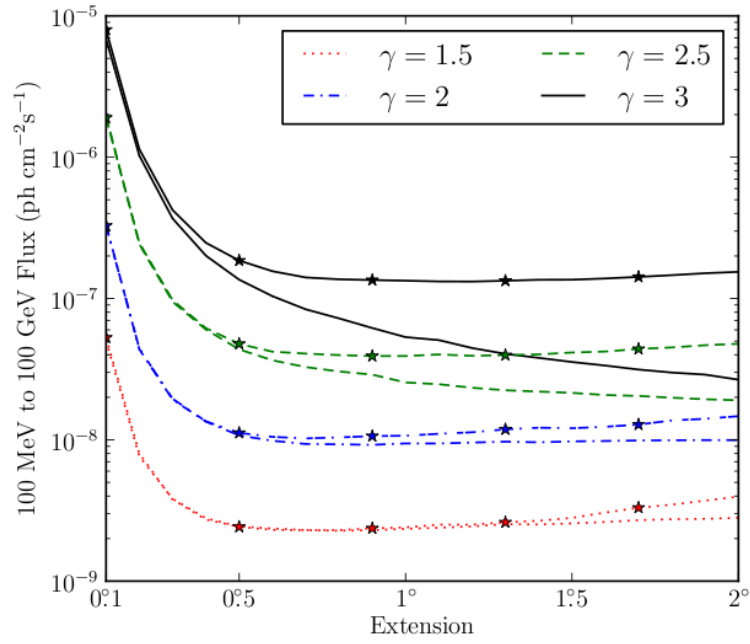


Figura 3.12: La soglia rilevabile per risolvere una sorgente estesa avente una luminosità superficiale uniforme per due anni di esposizione. Per tutte le sorgenti si è assunto uno spettro descritto da una legge di potenza e le differenti linee corrispondono a differenti indici spettrali simulati. Le linee senza marcatori corrispondono alla soglia usando fotoni con energia tra i 100 MeV e 100 GeV, mentre le linee con le stelle con marcatori corrispondono alla soglia usando fotoni con energia tra 1 GeV e 100 GeV.

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

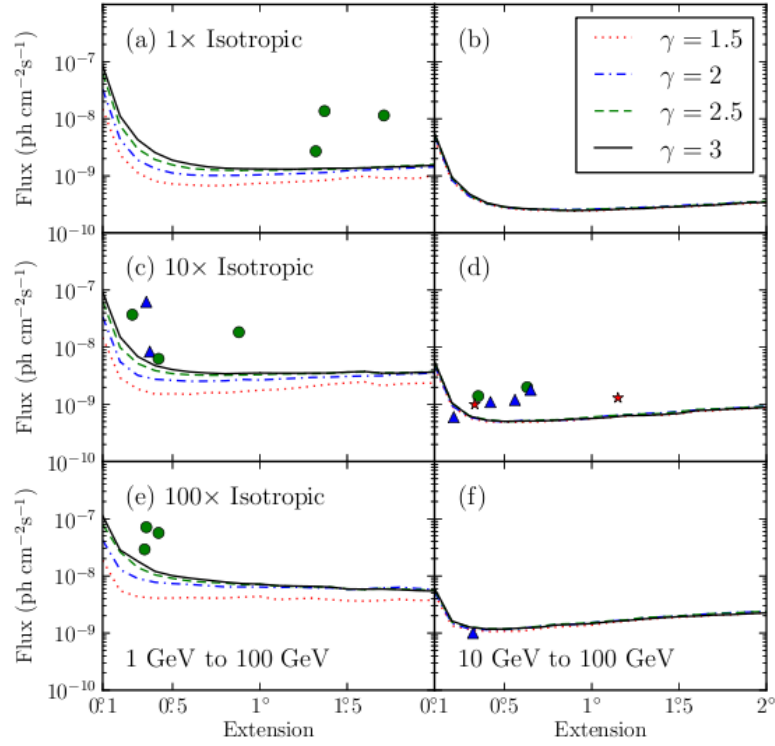


Figura 3.13: la soglia del flusso di LAT per quattro indici spettrali e tre differenti fondi ($1\times$, $10\times$ e $100\times$ fondo isotropico di Sreekumar) per due anni di esposizione. I grafici a sinistra rappresentano la soglia quando si usano fotoni con energia tra 1 GeV e 100 GeV e i grafici a destra quando si usano fotoni con energia tra 10 GeV e 100 GeV. Il flusso è integrato solo in un intervallo selezionato di energia. I marcatori a forma di stella sono le sorgenti con indice spettrale vicino a 1.5, i marcatori triangolari con indici vicino a 2, e i marcatori circolari vicino a 2.5.

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

Utilizzando solo i dati LAT è impossibile discriminare tra una sorgente spazialmente estesa e più sorgenti puntiformi separate da distanze angolari comparabili o inferiori alla dimensione del PSF di LAT. Per valutare la plausibilità di confondere delle sorgente per situazioni in cui $TS_{ext} \geq 16$, si sviluppa un algoritmo che interpoli contemporaneamente la posizione e lo spettro di due sorgenti puntiformi.

Dopo aver interpolato contemporaneamente le due posizioni e i due spettri, si definisce TS_{2pts} come il doppio dell'aumento nel log della probabilità interpolando la regione con due sorgenti puntiformi rispetto all'interpolazione della regione con una sorgente puntiforme

$$TS_{2pts} = 2\log(\mathcal{L}_{2pts}/\mathcal{L}_{ps}). \quad (3.2.5)$$

Per la successiva analisi dei dati LAT, TS_{2pts} è stato calcolato inserendo gli spettri delle due sorgenti puntiformi in gtlike utilizzando il bet-fit delle posizioni delle sorgenti trovate da pointlike.

TS_{2pts} non può essere quantitativamente comparato a TS_{ext} utilizzando un semplice test del rapporto di verosimiglianza per valutare quale modello è significativamente migliore perché i modelli non sono nidificati. Anche se il confronto con tra TS_{ext} e TS_{2pts} non è un test calibrato, $TS_{ext} > TS_{2pts}$ indica che la probabilità per l'ipotesi sorgente estesa è superiore a due sorgenti puntiformi e si considera una sorgente essere estesa se $TS_{ext} > TS_{2pts}$.

Esigere che $TS_{ext} > TS_{2pts}$ è un secondo potente test per evitare casi di semplice confusione di due sorgenti puntiformi. Ma potrebbe sempre esserci il caso che una sorgente estesa sia in realtà la sovrapposizione di più sorgenti puntiformi o estese che possono essere risolti con osservazioni più profonde della regione. L'ampia PSF di LAT e la densità delle sorgenti attese essere emettitori GeV nel piano galattico rende questo problema molto importante per le analisi dei dati LAT. Quando possibile, informazioni multi-lunghezza d'onda devono essere usate per aiutare a scegliere il migliore modello del cielo.

Per la stima degli errori sistematici sulle estensioni delle sorgenti sono stati sviluppati due criteri. In primo luogo, si stima un errore sistematico dovuto all'incertezza nella conoscenza della PSF di LAT. Prima del lancio, la

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

PSF di LAT è stata determinata mediante simulazioni del rivelatore che sono verificate con un test su fascio acceleratore. Tuttavia, in volo i dati hanno rivelato una discrepanza sopra i 3 GeV nella PSF rispetto alla distribuzione angolare dei fotoni da AGN luminoso. Successivamente, la PSF è stato empiricamente fittata ad un AGN brillante e questa parametrizzazione empirica è utilizzato in P7_V6 IRF. Per spiegare l'incertezza nella conoscenza del PSF, si interpolano i candidati di sorgenti estesi usando la rappresentazione pre-volo Monte Carlo della PSF e considerato la differenza in estensione trovato usando le due PSF come un errore sistematico sull'estensione di una sorgente. La parametrizzazione del PSF da AGN luminoso è sostanzialmente migliore rispetto alla rappresentazione di Monte Carlo del PSF così questo errore sistematico è conservatore.

Si è stimato un secondo errore sistematico sull'estensione di una sorgente a causa dell'incertezza nel modello dell'emissione diffusa galattica utilizzando un approccio alternativo alla modellazione dell'emissione diffusa che prende come modelli di input quelli calcolati da GALPROP ma poi si inserisce ogni modello locale nella regione circostante. Il modello GALPROP particolare che era utilizzato come ingresso viene descritto nell'analisi LAT della emissione diffusa isotropica. Le intensità dei vari componenti della emissione diffusa galattica sono stati interpolati singolarmente utilizzando una distribuzione spaziale previsto dal modello. Si distinguono contributi da raggi cosmici che interagiscono con l'idrogeno molecolare, idrogeno atomico e ionizzato, gas residuo tracciata da polveri, e il campo di radiazione interstellare. Si suddividono ulteriormente i contributi da interazioni con idrogeno molecolare e atomico dell'emissione diffusa galattica secondo la distanza dal centro galattico in cui sono prodotti. Quindi, si stabilisce il modello standard di emissione diffusa da 18 modelli interpolati singolarmente per descrivere singoli componenti della emissione diffusa.

Non si prevede che questo modello diffuso sia superiore al modello standard LAT ottenuto attraverso un'interpolazione di tutto il cielo. Tuttavia, l'aggiunta di gradi di libertà del modello del fondo può rimuovere probabili sorgenti fittizie che sono correlate con le caratteristiche della emissione diffusa galattica. Pertanto, questa misura le sistematiche dei test, che possono essere dovuti alla modellazione imperfetta dell'emissione diffusa nella

3.2 Analisi delle sorgenti (puntiformi ed estese)

regione. Tuttavia, questo approccio alternativo per modellare l'emissione diffusa non verifica tutti i sistematici legati al modello di emissione diffusa. In particolare, poiché l'approccio alternativo utilizza le stesse mappe dei gas sottostanti, non è in grado di essere utilizzato per valutare le sistematiche a causa della scarsa risoluzione delle mappe sottostanti. Struttura nel diffuso emissione che non è correlata con queste mappe non essere valutata anche in questo test.

Non ci si aspetta che l'errore sistematico dovuto alle incertezze della PSF possa essere correlato con l'errore sistematico dovuto all'incertezza nella emissione diffusa galattica. Pertanto, l'errore sistematico totale sull'estensione di una sorgente è stato ottenuto aggiungendo i due errori in quadratura.

Vi è un altro errore sistematico sulla dimensione di una sorgente a causa di problemi nella modellizzazione delle sorgenti vicine in aree affollate del cielo.

Capitolo 4

Studio degli spettri γ degli SNR

In quest'ultimo capitolo verrà presentato il modello di accelerazione dei raggi cosmici (protoni ed elettroni) da parte di alcuni SNR studiati dalla collaborazione Fermi-LAT. In particolare si studieranno i comportamenti di questi oggetti, supponendo un modello puramente adronico, ovvero che i punti della banda GeV-TeV delle loro distribuzioni spettrali di energia siano ben descritte dal decadimento del π^0 prodotto nell'interazione p-p.

Il processo di interpolazione dei punti sperimentali è stato eseguito con l'ausilio di MINUIT, un programma di minimizzazione numerica di root. I valori dei parametri liberi da determinare con tale processo saranno considerati dei limiti superiori, proprio perchè si sta supponendo che solo il modello adronico descrive i punti sperimentali.

Per dare l'idea del lavoro svolto, verranno illustrate la distribuzione spettrale energetica di alcuni degli SNR studiati, per poi riassumere i risultati finali in dei grafici che coinvolgano tutti gli oggetti studiati.

4.1 Popolazione di protoni ed elettroni

Nel capitolo 2 si sono calcolate le espressioni delle emissività per tutti i processi che coinvolgono elettroni e protoni e che producono raggi γ . In queste espressioni è presente la distribuzione in energia delle due popolazioni,

4.1 Popolazione di protoni ed elettroni

dunque per interpretare fenomenologicamente gli spettri degli SNR bisogna sceglierne una.

In questo lavoro di tesi si è scelto di descrivere la distribuzione in energia delle particelle, accelerate dall'onda d'urto prodotta dall'esplosione di una Supernova, attraverso una "smoothly broken-power law"

$$\frac{dN}{dE} = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_{br}} \right)^{-(\gamma_1 - \gamma_2)/\gamma_3} \right)^{-\gamma_3}, \quad (4.1.1)$$

dove $E_0 = 10 \text{ GeV}$, A è la costante di normalizzazione e E_{br} è il valore dell'energia al quale approssimativamente il processo di accelerazione termina e l'indice spettrale cambia da γ_1 a $\gamma_2 (> \gamma_1)$. Si sta considerando la stessa distribuzione in energia sia per i protoni che per gli elettroni. Questa descrizione delle due popolazioni è solo una semplificazione, in quanto non si tiene conto dell'evoluzione temporale degli SNR.

I parametri da determinare sono la costante di normalizzazione, il valore di E_{br} e i due indici spettrali (si fissa $\gamma_3 = 1$, così da ottenere una semplice "broken-power law"). Per far ciò innanzitutto bisogna inserire l'equazione (4.1.1) nell'espressione delle emissività per ciascun processo considerato che produca fotoni, ovvero in (2.5.16), (2.5.25), (2.5.29) e (2.5.38), rispettivamente per la radiazione di sincrotrone, la radiazione di Compton inverso (IC), la bremsstrahlung ed il decadimento del π^0 . In questo modo, quando si cercherà di interpolare i dati sperimentali delle SNR studiate, si otterranno i valori di A , E_{br} e γ_1 e γ_2 per i quali la curva di sincrotrone passa per i punti nella banda radio e dei raggi X, mentre i punti nella banda GeV-TeV sono attraversati dalla curva del picco del decadimento del π^0 (nel caso di un modello adronico) o dal picco di IC e/o della bremsstrahlung (nel caso di modello leptonico).

Nel modello presentato in questo lavoro di tesi si ipotizza che tutti gli spettri degli SNR studiati (di cui si mostrano tre esempi, due per gli SNR giovani e uno per gli SNR interagenti con nubi molecolari) siano descritti da un modello adronico.

4.2 Efficienza di accelerazione

Definita la distribuzione in energia delle due popolazioni è possibile calcolare l'efficienza del processo di accelerazione da parte dell'onda d'urto prodotta dall'esplosione della SN, in modo tale da poter calcolare il rapporto relativo tra le efficienze per i protoni e gli elettroni. Quando si parla di efficienza si intende il valore di energia trasferita dallo shock alle particelle accelerate.

Si parte col determinare la densità di energia per i protoni ed elettroni come segue

$$\rho = \frac{4\pi}{\beta c} \int E \frac{dN}{dE} dE, \quad (4.2.1)$$

dove β è la velocità dei protoni o degli elettroni in unità adimensionali, e dipende dalla popolazione considerata, come anche l'energia E .

Per calcolare l'efficienza basterà moltiplicare l'equazione (4.2.1) per il volume V_{SNR} della sfera che approssima il Resto di Supernova in espansione, nell'ipotesi che le particelle e il campo magnetico siano distribuiti in maniera uniforme nel volume della sorgente

$$W = \rho V_{SNR}. \quad (4.2.2)$$

4.3 Densità spettrale energetica

A questo punto si hanno tutti gli strumenti per determinare la densità spettrale energetica (SED) dei fotoni prodotti in ciascun processo considerato. Partendo dalla radiazione di sincrotrone, una volta inserita la distribuzione della popolazione di elettroni considerata nell'espressione dell'emissività, si può calcolare il flusso dei fotoni che arrivano fino alla Terra e che possono essere rivelati. Esso è data dall'equazione (2.6.2). La SED in questo caso si ottiene moltiplicando il flusso per la frequenza dell'elettrone accelerato, $\omega F_{sincr}(\omega)$.

Per quanto riguarda la radiazione di Compton inverso, considerando sempre la distribuzione degli elettroni e l'espressione del flusso data da (2.6.2), la SED si calcola moltiplicando il prodotto $E^2 F_{IC}(E)$.

Stesse considerazioni sono fatte per la radiazione di bremsstrahlung, e in questo caso la SED è data da $E F_{brem}(E)$.

Infine si calcola la densità spettrale energetica per i fotoni prodotti dal decadimento del π^0 . Una volta inserita la distribuzione dei protoni nell'espressione dell'emissività e aver determinato il flusso, basterà moltiplicare $E^2 F_{\pi^0}(E)$.

4.3.1 SNR giovani

Tycho

Il Resto di Supernova Tycho (SN 152 o SNR120.1+01.4) è classificata come di tipo Ia (esplosione termionucleare di una nana bianca), basandosi sulle osservazioni dello spettro dell'eco di luce.

La distanza di Tycho non è ben fissata. Studi sull'assorbimento di HI (Tian e Leahy 2011) favoriscono una distanza che la posiziona sul lato più vicino del braccio di Persero (2.5 - 3 kpc). D'altra parte, Hayato et al. (2010) misurarono la velocità del materiale espulso di circa 4700 km s^{-1} per il Si, S, Ar, e conclusero che la distanza è 3 - 5 kpc sulla considerazione del corretto movimento misurato.

Il flusso radio (Kothés et al. 2006) è di 40.4 Jy a 1.4 GHz con un indice spettrale di 0.65. Lo spettro complessivo dei raggi-X è dominato da linee caratteristiche molto forti di Si, S, Fe generate dal materiale espulso dallo shock. Tuttavia, circa il 60% dell'emissione continua dei raggi-X proviene dal sincrotrone non termico, piuttosto che dalla bremsstrahlung termica, e strumenti di non-imaging indicano che esso si espande a più di 10 keV.

Il piccolo spessore dei cerchi dei raggi-X prodotti dal processo di sincrotrone è probabilmente dovuto al rapido raffreddamento degli elettroni accelerati dietro l'onda d'urto, e richiede che il campo magnetico per accelerare le particelle sia pari a $200 \mu\text{G}$ (Cassam-Chenaï et al. 2007). Nel modello presentato in questo lavoro di tesi si è fissato $B = 215 \mu\text{G}$ (Giordano et al. 2012).

L'assenza di una chiara rivelazione di un'emissione termica di raggi-X da parte dell'ambiente investito dallo shock, ha portato Cassam-Chenaï et al. (2007) a porre un vincolo sulla densità, ovvero $n_H < 0.3 \text{ cm}^{-3}$ ad una distanza di 2.8 kpc. Poiché la luminosità dei raggi-X è proporzionale a $\int n^2 dl$ lungo la linea di vista, la dipendenza principale va come $n_H^2 D_{kpc}$, dove D_{kpc} è la

4.3.1 SNR giovani

distanza del SNR espressa in kpc. Quindi, il vincolo può essere generalizzato come segue

$$n_H < 0.3 \left(\frac{2.8}{D_{kpc}} \right)^{1/2} cm^{-3}. \quad (4.3.1)$$

Assumendo una distanza di 3.5 kpc (Giordano et al. 2010) si ottiene dalla precedente equazione un valore della densità pari a $n_H < 0.27 cm^{-3}$. Nel modello presentato si è fissato $n_H = 0.24 cm^{-3}$ (Giordano et al. 2012).

I valori delle grandezze caratteristiche del Resto di Supernova Tycho utili nello sviluppo del modello sono riportati nella seguente tabella.

Grandezza	Valore
Età	349 anni
Distanza (d)	3.50 kpc
Raggio (R)	3.7 pc
Campo magnetico (B)	215 μG
Densità (n_H)	0.24 cm^{-3}

Tabella 4.1: Grandezze caratteristiche di Tycho

Si considerino le popolazioni di protoni ed elettroni accelerati da Tycho, le cui distribuzioni in energia sono riportate in figure 4.1-4.2.

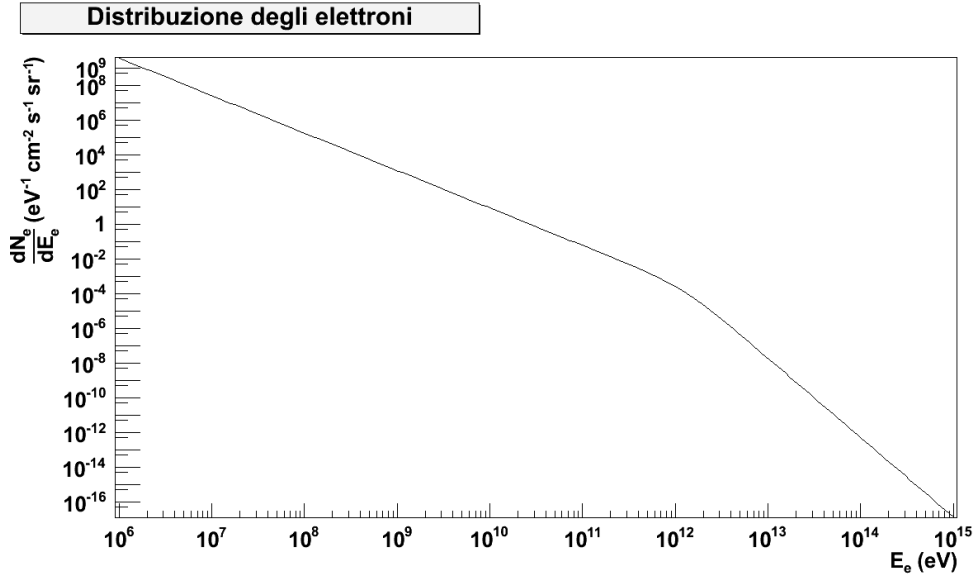


Figura 4.1: Popolazione degli elettroni

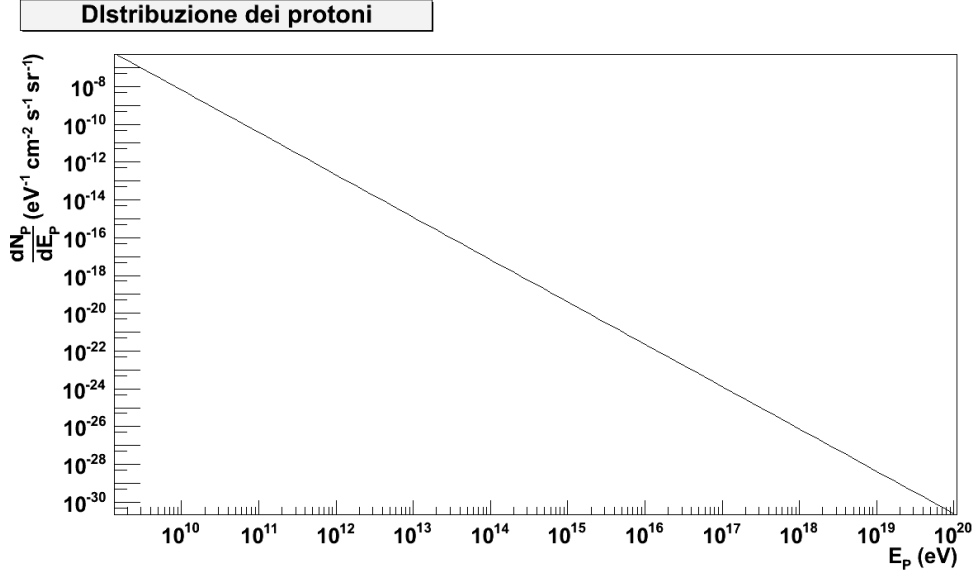


Figura 4.2: Popolazione dei protoni

Si può subito notare che la distribuzione in energia dei protoni (figura 4.2) non presenta un'interruzione ad alte energie, ma può esser ben descritta da una semplice legge di potenza del tipo

$$\frac{dN}{dE} = A \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha}. \quad (4.3.2)$$

Dunque, i valori che si otterranno interpolando i dati sperimentali attraverso il picco del decadimento del π^0 , in particolare $E_{br,p}$ e W_p , verranno interpretati come limiti inferiori.

Si parte con l'interpolazione dei dati sperimentali della SED di Tycho nella banda energetica del radio e dei raggi-X; il processo considerato è la radiazione di sincrotrone. In questo modo si dovrebbero ottenere i valori della costante di normalizzazione A_e , di $E_{br,e}$ e i due indici spettrali $\gamma_{1,e}$ e $\gamma_{2,e}$ per la popolazione degli elettroni. I valori ottenuti sono: $A_e = (1.40 \pm 0.12) \cdot 10^{-11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $E_{br,e} = (1.24 \pm 0.13) \text{ TeV}$, $\gamma_{1,e} = 2.16 \pm 0.05$ e $\gamma_{2,e} = 4.57 \pm 0.39$.

In figura 4.3 è riportata la SED di Tycho considerando solo il picco del sincrotrone. I valori dei parametri liberi, ottenuti da questo processo di interpolazione, permettono di porre dei vincoli ai flussi della radiazione di Compton inverso e della bremsstrahlung, le cui distribuzioni spettrali saran-

no mostrate nel grafico che ripota la SED di Tycho dalla banda radio alle energie del TeV.

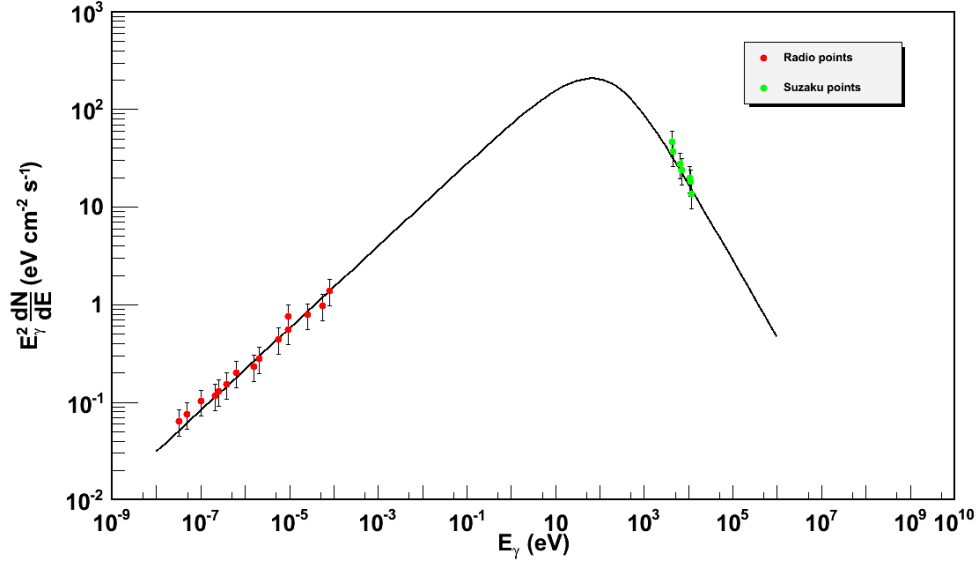


Figura 4.3: Il picco di sincrotrone

A questo punto si può calcolare l'energia trasferita dallo shock agli elettroni accelerati attraverso le equazioni (4.2.1) e (4.2.2). Il valore ottenuto è $W_e = (7.29 \pm 0.63) \cdot 10^{46}$ erg, in buon accordo con i parametri pubblicati in Giordano et al. (2012)

Interpolando, invece, i dati sperimentali di Tycho nella banda energetica GeV-TeV provenienti dagli esperimenti *Fermi* e *Veritas*, il processo da considerare è l'interazione p-p con la creazione del π^0 e il suo successivo decadimento in fotoni (fig.4.4). Si ricorda che si sta descrivendo il processo di accelerazione da parte del Resto di Supernova con un modello adronico. In questo caso si ottengono il valore della costante di normalizzazione $A_p = (1.32 \pm 0.26) \cdot 10^{-8} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, quello di $E_{br,p} = 5.64 \text{ TeV}$ e i due indici spettrali $\gamma_{1,p} = (2.24 \pm 0.07)$ e $\gamma_{2,p} = (2.24 \pm 0.13)$ per la popolazione dei protoni. Come si può notare i valori dei due indici sono praticamente uguali, e il valore di $E_{br,p}$ ottenuto è il minimo valore che può assumere se si vuole descrivere la popolazione dei protoni accelerati da Tycho con una qualsiasi broken-power law che abbia un valore di $\gamma_{2,p} > 2.24$.

4.3.1 SNR giovani

Per calcolare l'energia trasferita dallo shock ai protoni accelerati, bisogna scalare il valore ottenuto dall'equazione (4.2.2) per un fattore 1.85 in quanto bisogna tener conto del fatto che il mezzo circostante non è composto solo da protoni (come ipotizzato fino ad ora), ma contiene anche elio e nuclei pesanti. Il fattore di scala tiene conto dell'abbondanza interstellare locale per il materiale investito dall'onda d'urto del SNR e la composizione dei raggi cosmici osservata. Il valore ottenuto è $W_p = (5.47 \pm 0.81) \cdot 10^{49}$ erg.

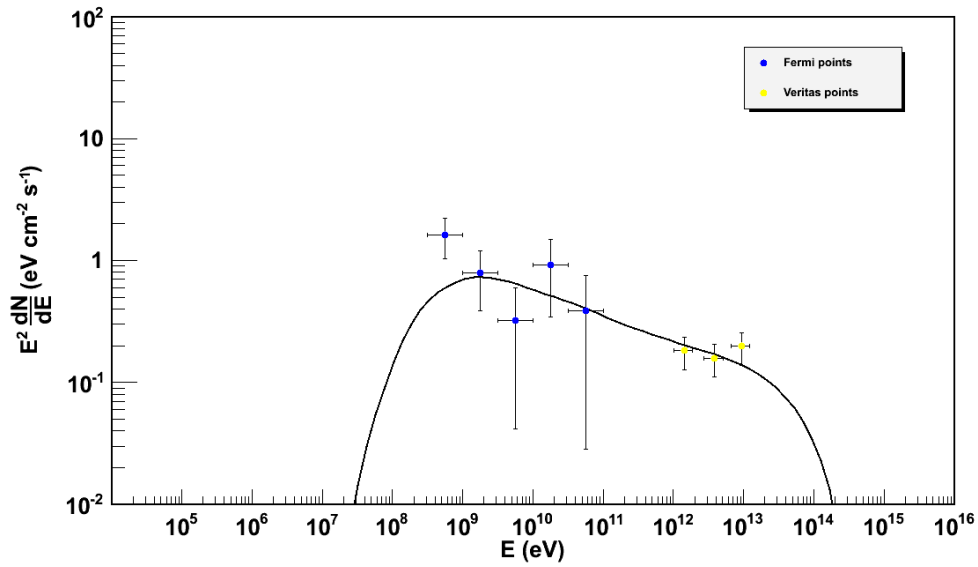


Figura 4.4: Il picco del π^0

A questo punto si può considerare la SED completa di Tycho descritta attraverso un modello adronico (figura 4.5).

I valori dei parametri liberi ottenuto con il processo di interpolazione dei dati sperimentali su più lunghezze d'onda sono riassunti nelle tabelle 4.2 e 4.3.

Cas A

Cassiopea A (Cas A) è il resto di una delle Supernovae storiche, esplosa intorno al 1680. È la più luminosa sorgente radio nella Galassia e poichè emette su tutto lo spettro elettromagnetico lo rende un laboratorio unico per lo studio dei fenomeni ad alta energia negli SNR.

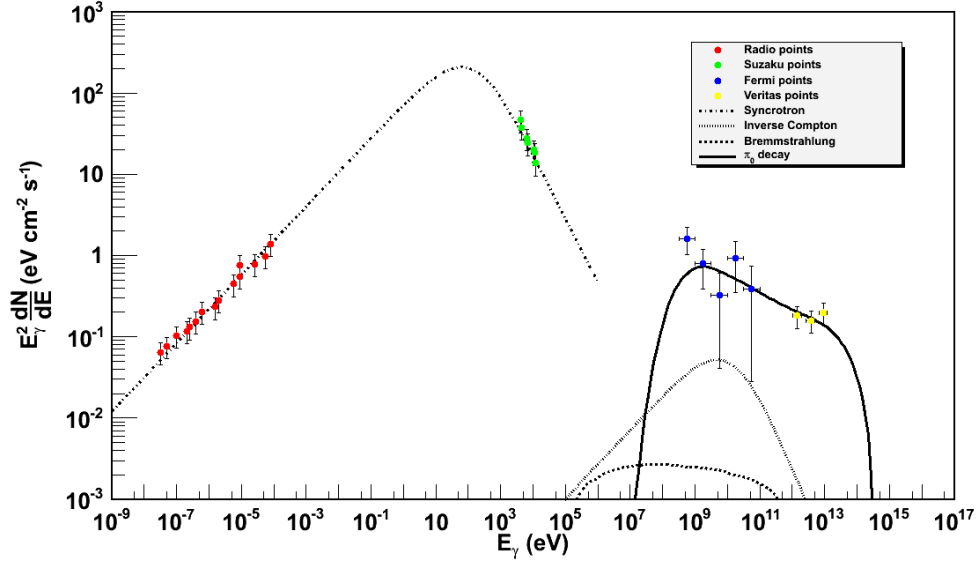


Figura 4.5: SED di Tycho per un modello adronico

Parametri	Valori del modello
A_e	$(1.40 \pm 0.12) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,e}$	$(1.24 \pm 0.13) \text{ TeV}$
$\gamma_{1,e}$	(2.16 ± 0.05)
$\gamma_{2,e}$	(4.57 ± 0.39)
W_e	$(7.29 \pm 0.63) \cdot 10^{46} \text{ erg}$

Tabella 4.2: Elettroni

Parametri	Valori del modello
A_p	$(1.32 \pm 0.26) \cdot 10^{-8} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	5.64 TeV
$\gamma_{1,p}$	(2.24 ± 0.07)
$\gamma_{2,p}$	(2.24 ± 0.13)
W_p	$(5.47 \pm 0.81) \cdot 10^{49} \text{ erg}$

Tabella 4.3: Protoni

Cas A ha una dimensione angolare di 2.5 in raggio corrispondente a una dimensione fisica di 2.34 pc ad una distanza di $3.4^{+0.3}_{-0.1}$ kpc (Reed et al. 1995). Cas A è stato il primo SNR rilevato ad energie dei raggi γ dell'ordine del TeV, prima da HEGRA (Aharonian et al. 2001) e successivamente confermato da MAGIC (Albert et al. 2007) e VERITAS (Humensky 2008).

Per determinare la SED completa di Cas A descritta attraverso un modello adronico, si considerino innanzitutto le popolazioni di protoni ed elettroni da esso accelerati (figure 4.6-4.7).

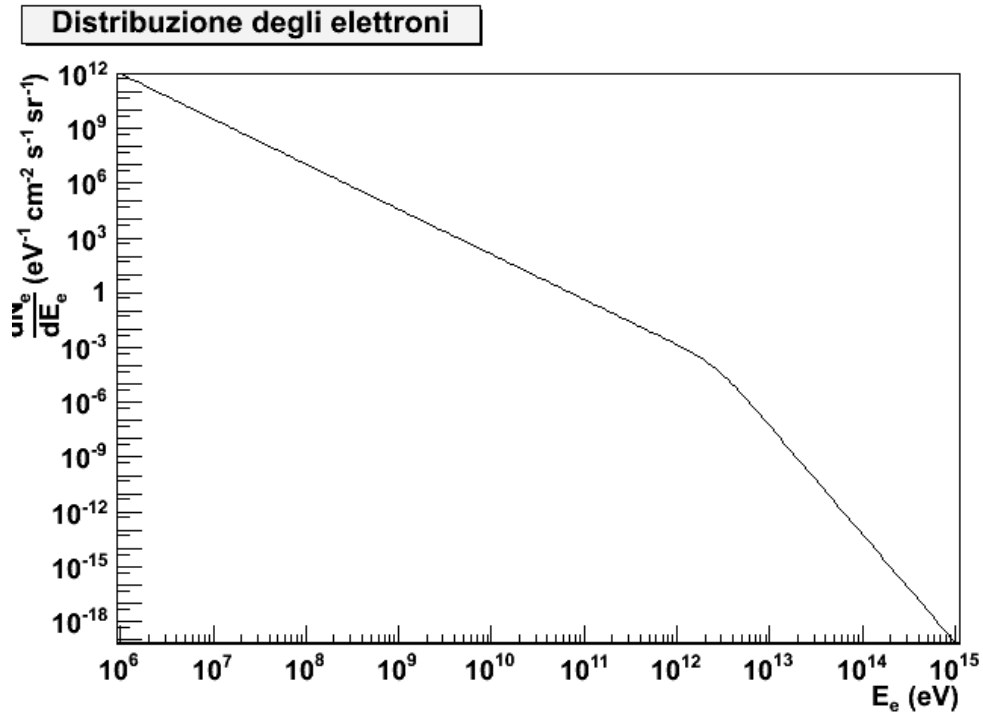


Figura 4.6: Popolazione degli elettroni

Le precedenti distribuzioni sono state determinate dai valori dei parametri liberi ottenuti attraverso l'interpolazione dei dati sperimentali della SED di Cas A. Si parte dalla banda energetica del radio e dei raggi-X; il processo da considerare è sempre la radiazione di sincrotrone. In questo modo si sono ottenuti i valori della costante di normalizzazione $A_e = (2.55 \pm 0.36) \cdot 10^{-10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, di $E_{br,e} = (2.65 \pm 0.51) \text{ TeV}$ e i due indici spettrali $\gamma_{1,e} = 2.47 \pm 0.08$ e $\gamma_{2,e} = 5.92 \pm 0.81$ per la popolazione degli elettroni. In figura 4.3 è riportata la SED di Cas A considerando solo il picco del sincrotrone.

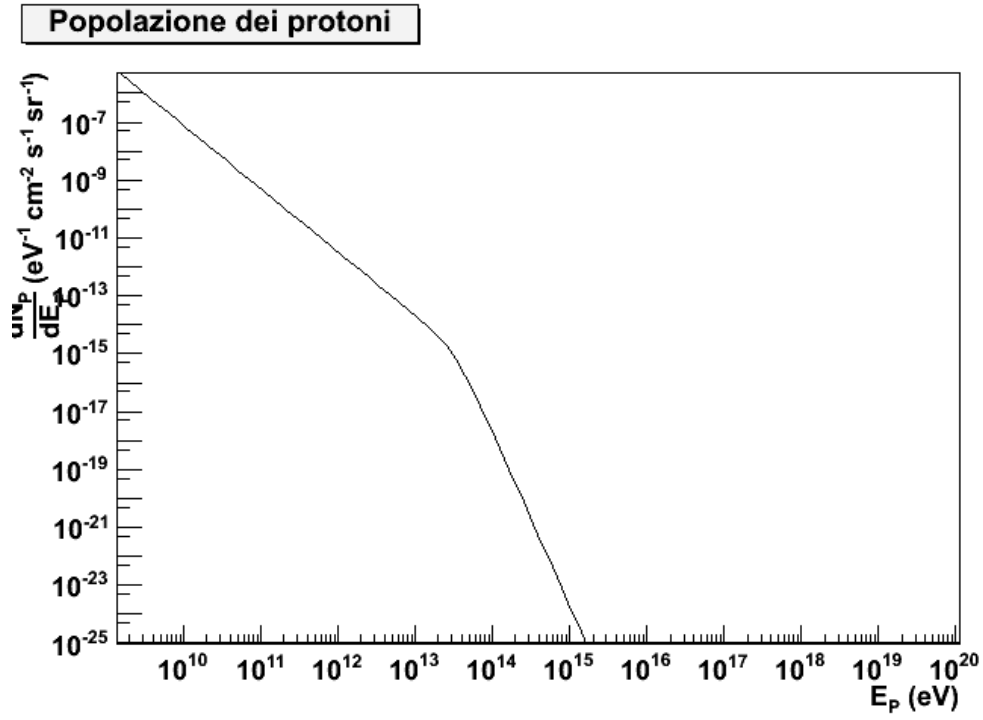


Figura 4.7: Popolazione dei protoni

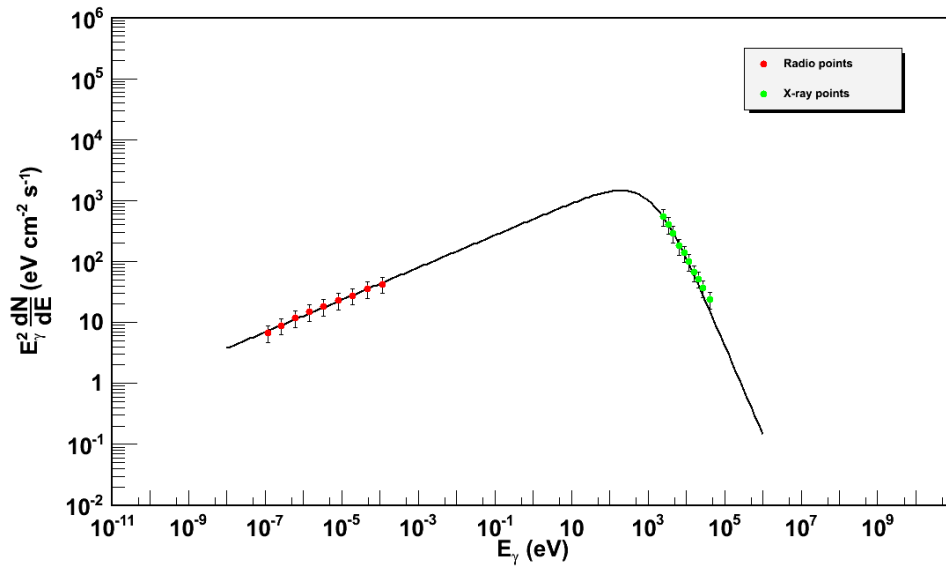


Figura 4.8: Il picco di sincrotrone

A questo punto si può calcolare l'energia trasferita dallo shock agli elettroni accelerati attraverso le equazioni (4.2.1) e (4.2.2). Il valore ottenuto è $W_e = (1.74 \pm 0.48) \cdot 10^{49}$ erg, in buon accordo con i parametri pubblicati in Abdo et al. 2011.

Successivamente si interpolano i dati sperimentali del Resto di Supernova nella banda energetica GeV-TeV; il processo da considerare è la creazione del π^0 e il suo successivo decadimento in fotoni (figura 4.4) nell'interazione p-p. In questo caso i valori ottenuti sono $A_p = (7.74 \pm 0.69) \cdot 10^{-8} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $E_{br,p} = (3.27 \pm 0.45) \text{ TeV}$ e $\gamma_{1,p} = 2.19 \pm 0.05$ e $\gamma_{2,p} = 5.92 \pm 0.81$ per la popolazione dei protoni.

Per calcolare l'energia trasferita dallo shock ai protoni accelerati, si scala il valore ottenuto dall'equazione (4.2.2) per un fattore 1.85 ottenendo $W_p = (2.94 \pm 0.48) \cdot 10^{49}$ erg.

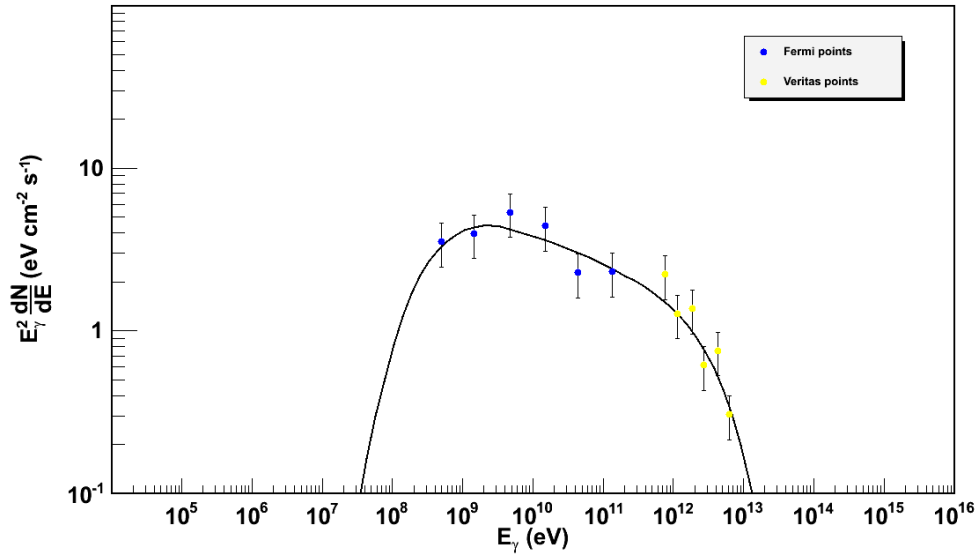


Figura 4.9: Il picco del π^0

A questo punto si può considerare la SED completa di Cas A descritta attraverso un modello adronico proposto in questo lavoro di tesi (figura 4.5).

I valori dei parametri liberi ottenuto con il processo di interpolazione dei dati sperimentali su più lunghezze d'onda sono riassunti nelle tabelle 4.4 e 4.5.

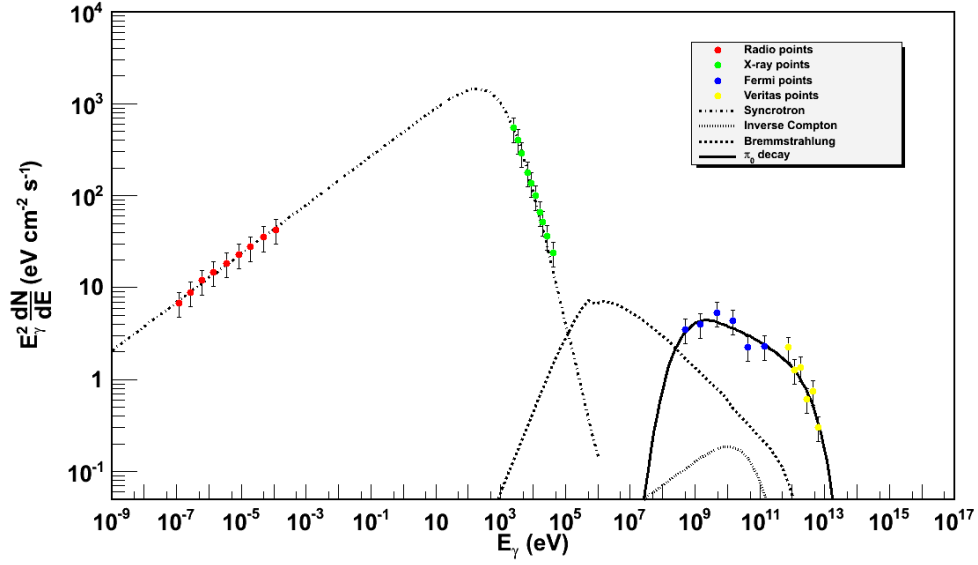


Figura 4.10: SED di Cas A per un modello adronico

Parametri	Valori del modello
A_e	$(2.55 \pm 0.36) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,e}$	$(2.65 \pm 0.51) \text{ TeV}$
$\gamma_{1,e}$	(2.47 ± 0.08)
$\gamma_{2,e}$	(5.92 ± 0.81)
W_e	$(1.74 \pm 0.48)^{49} \text{ erg}$

Tabella 4.4: Elettroni

Parametri	Valori del modello
A_p	$(7.74 \pm 0.69) \cdot 10^{-8} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	$(3.27 \pm 0.45) \text{ TeV}$
$\gamma_{1,p}$	(2.19 ± 0.05)
$\gamma_{2,p}$	(5.91 ± 0.72)
W_p	$(2.94 \pm 0.48) \cdot 10^{49} \text{ erg}$

Tabella 4.5: Protoni

4.3.2 SNR interagenti con nubi molecolari

Le stelle massive hanno una breve durata e terminano le loro vita con esplosioni si supernova core-collapse. Queste esplosioni si verificano tipicamente in prossimità di nubi molecolari con cui devono interagire. Quando i protoni dei raggi ocsmici accelerati dal SNR penetrano nelle nubi ad alta densità, l'emissione di raggi γ dovute al decadimento del π^0 dovrebbe essere abbastanza forte per essere rivelate grazie alle frequenti interazioni p-p. Infatti, gli SNR che interagiscono con le nubi molecolari costituiscono le sorgenti più luminose di raggi γ tra gli SNR Galattici. I migliori esempi di SNR che interagiscono con nubi molecolari sono IC 443 e W 44.

IC 443

IC 443 è un SNR ben studiato, che possiede regioni molecolari con forti linee di emissione che ne fanno un caso di SNR che interagiscono con le nubi molecolari. IC 443 è uno dei migliori candidati per rivelare il collegamento tra SNR, nubi molecolari e sorgenti di raggi γ di alta energia.

IC 443 è posizionato nel piano Galattico esterno e nel catalogo di Green è classificata con SNR core-collapse, G189.1+3.0. Il Resto di Supernova ha un'estensione angolare di $\sim 45'$ nel radio con una forma complessa composta da due mezzi gusci con raggi differenti (Shell A e B). La sua età non è certa: alcune analisi indicano una giovane età (3000 - 4000 anni) (Petre et al. 1988; Troja et al. 2008), ma altri indicano che esso è più vecchio ($2 \cdot 10^4$ - $3 \cdot 10^4$ anni) (Lozinskaya 1981; Chevalier 1999; Olbert et al. 2001; Gaensler et al. 2006; Bykov et al. 2008). La sua distanza non è stata misurata direttamente ma si assume pari a ~ 1.5 kpc, la distanza dall'associazione Gem OB1 alla quale IC 443 appartiene (Woltjer 1972; Welsh e Sallmen 2003). Nella periferia a sud del SNR è stata trovata una pulsar wind nebula (PWN), CXOU J061705.3+222127, ma l'appartenenza di ques'ultima a IC 443 non è stata confermata (Keohane et al. 1997; Bocchino e Bykov 2001; Leahy 2004).

La struttura complessa del Resto di Supernova deriva dalle diverse interazioni di quest'ultimo con l'ambiente circostante. Infatti, dall'interazione degli shock di IC 443 con le nubi molecolari e atomiche di densità differenti

4.3.2 SNR interagenti con nubi molecolari

si produce una rottura (Shell B) della Shell A come pure strutture di piccola dimensione; i due mezzi gusci interagiscono con un'altro SNR G189.6+3.3 (Asaoka e Aschenbach 1994). IC 443 interagisce anche con la PWN e il Mezzo Interstellare. Infine, la penetrazione dei fronti dello shock nelle nubi molecolari dense producono linee di emissioni molecolari. Le nubi molecolari avvolgono il bordo meridionale e la regione di confine tra Shell A e B. Le linee molecolari del gas investito dallo shock sono state trovate in diverse nubi suggerendo l'interazione con l'onda dell'esplosione in più siti. Una banda importante di gas HI è stata trovata anche nella parte sud-orientale della Shell A. Alcune parti del gas HI sono investite dallo shock.

La massa totale del gas molecolare nella regione di IC 443 è di $\sim 10^4 M_\odot$ (Torres et al. 2003), solo una piccola frazione è investita dallo shock. La massa totale nella zona del HI è $\sim 730 M_\odot$, di cui $\sim 500 M_\odot$ è investita dallo shock.

Nel modello proposto in questo lavoro di tesi si assume che la densità dell'ambiente circostante è pari a $n_H = 100 \text{ cm}^{-3}$ (Abdo et al. 2010) e il campo magnetico di $B = 10 \mu\text{G}$ (Zhang e Fang 2007).

I valori delle grandezze caratteristiche del Resto di Supernova IC 443 utili nello sviluppo del modello sono riportati nel seguente tabella.

Grandezza	Valore
Età	20000 anni
Distanza (d)	1.50 kpc
Raggio (R)	20 pc
Campo magnetico (B)	10 μG
Densità (n_H)	100 cm^{-3}

Tabella 4.6: Grandezze caratteristiche di IC 443

Per IC 443 verrà mostrato solo lo spettro nella banda GeV-TeV, dunque consideriamo solo la distribuzione della popolazione dei protoni accelerati (figura 4.11).

Si interpolano i dati sperimentali di IC 443 nella banda energetica GeV-TeV considerando il decadimento π^0 in fotoni prodotto dall'interazione p-p (figura 4.12). Si ottengono il valore della costante di normalizzazione

4.3.2 SNR interagenti con nubi molecolari

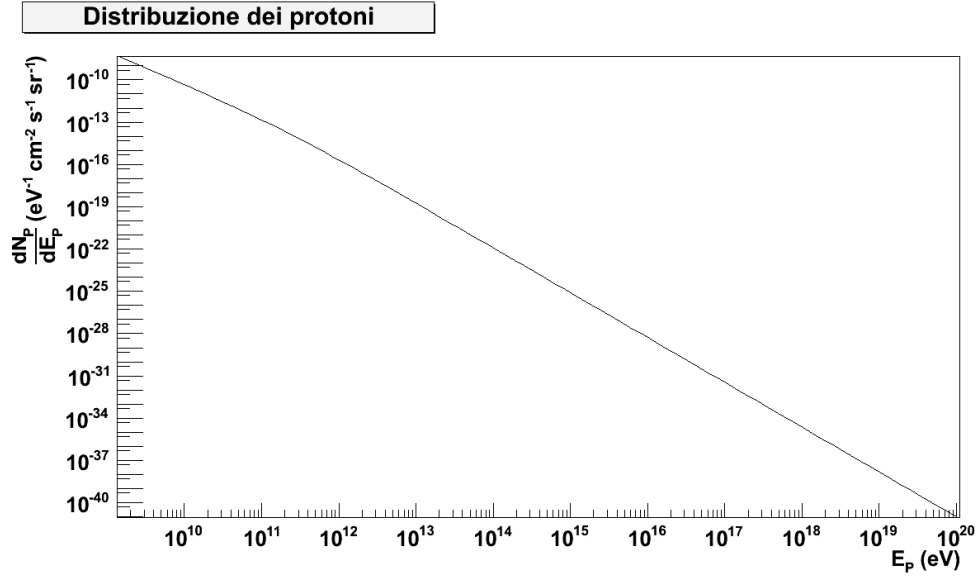


Figura 4.11: Popolazione dei protoni

$A_p = (4.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, quello di $E_{br,p} = (214 \pm 17) \text{ GeV}$ e i due indici spettrali $\gamma_{1,p} = 2.34 \pm 0.19$ e $\gamma_{2,p} = 3.18 \pm 0.21$ per la popolazione dei protoni.

Anche in questo caso per calcolare W_e bisogna scalare il valore ottenuto dall'equazione (4.2.1) per un fattore 1.85. In seguito a questa operazione si ottiene $W_p = (0.87 \pm 0.14) \cdot 10^{49} \text{ erg}$.

I valori dei parametri liberi ottenuto con il processo di interpolazione dei dati sperimentali su più lunghezze d'onda sono riassunti nella tabella 4.7.

Parametri	Valori del modello
A_p	$(4.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	$(214 \pm 17) \text{ GeV}$
$\gamma_{1,p}$	(2.34 ± 0.19)
$\gamma_{2,p}$	(3.18 ± 0.21)
W_p	$(0.87 \pm 0.14) \cdot 10^{49} \text{ erg}$

Tabella 4.7: Protoni

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

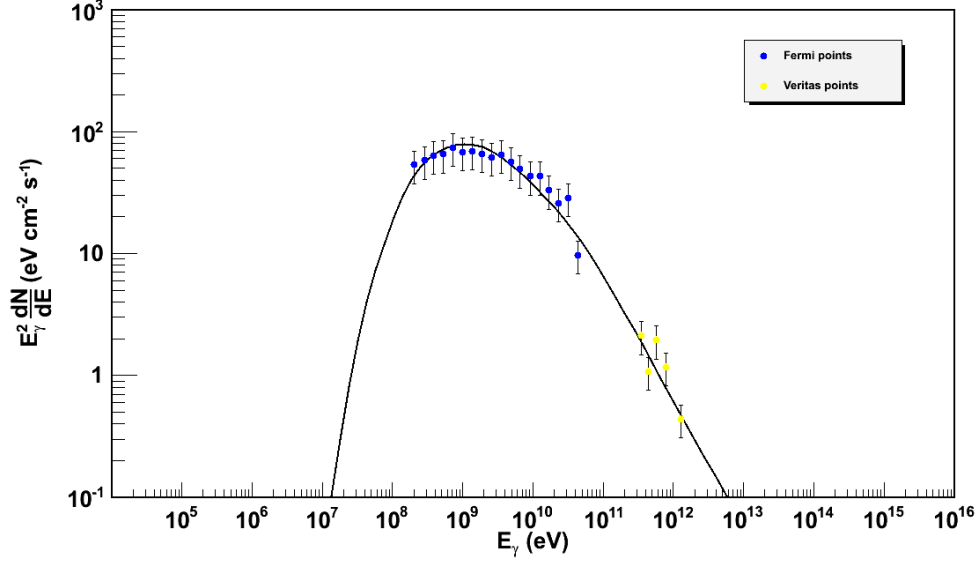


Figura 4.12: Il picco del π^0

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

Oltre ai due esempi riportati precedentemente, sono stati considerati altri SNR appartenenti alle due categorie: RX J1713 e Vela jr. per gli SNR giovani e W 28 e W 51C per gli SNR interagenti con nubi molecolari. A differenza di Tycho e Cas A, per questi si sono interpolati solo i dati sperimentali nella banda GeV-TeV, sempre supponendo di descrivere il processo di accelerazione attraverso un modello adronico.

I valori dei parametri liberi ottenuti tramite il processo di interpolazione per tutti gli SNR studiati e le grandezze caratteristiche di quest'ultimi sono riassunti nelle seguenti tabelle.

Grandezza	Valore
Età	1000 anni
Distanza (d)	0.7 kpc
Raggio (R)	13 pc
Densità (n_H)	0.1 cm^{-3}

Tabella 4.8: Grandezze caratteristiche di Vela jr.

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

Parametri	Valori del modello
A_p	$(1.66 \pm 0.33) \cdot 10^{-10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	$(10.8 \pm 4.7) \text{ TeV}$
$\gamma_{1,p}$	(1.72 ± 0.12)
$\gamma_{2,p}$	(2.84 ± 0.17)
W_p	$(4.5 \pm 1.7) \cdot 10^{50} \text{ erg}$

Tabella 4.9: *Vela jr.*

Grandezza	Valore
Età	1600 anni
Distanza (d)	1.0 kpc
Raggio (R)	7 pc
Densità (n_H)	0.2 cm^{-3}

Tabella 4.10: Grandezze caratteristiche di RX J1713

Parametri	Valori del modello
A_p	$(3.32 \pm 0.49) \cdot 10^{-10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	$(3.44 \pm 0.66) \text{ TeV}$
$\gamma_{1,p}$	(1.63 ± 0.07)
$\gamma_{2,p}$	(3.28 ± 0.19)
W_p	$(3.27 \pm 0.89) \cdot 10^{50} \text{ erg}$

Tabella 4.11: *RX J1713*

Grandezza	Valore
Età	40000 anni
Distanza (d)	2.0 kpc
Raggio (R)	13 pc
Densità (n_H)	100 cm^{-3}

Tabella 4.12: Grandezze caratteristiche di W 28

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

Parametri	Valori del modello
A_p	$(6.04 \pm 0.51) \cdot 10^{-11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	86.1 GeV
$\gamma_{1,p}$	(2.76 ± 0.23)
$\gamma_{2,p}$	(2.76 ± 0.16)
W_p	$(1.70 \pm 0.26) \cdot 10^{49} \text{ erg}$

Tabella 4.13: **W28** Nota: come per Tycho, anche per W 28 la distribuzione in energia dei protoni può essere descritta da un semplice legge di potenza, e i valori di $E_{br,p}$ e W_p sono interpretati come limiti inferiori.

Grandezza	Valore
Età	30000 anni
Distanza (d)	6.0 kpc
Raggio (R)	30 pc
Densità (n_H)	10 cm^{-3}

Tabella 4.14: Grandezze caratteristiche di W 51C

Parametri	Valori del modello
A_p	$(2.62 \pm 0.91) \cdot 10^{-9} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
$E_{br,p}$	$(72.9 \pm 11.2) \text{ GeV}$
$\gamma_{1,p}$	2.33
$\gamma_{2,p}$	(2.82 ± 0.18)
W_p	$(8.92 \pm 1.3) \cdot 10^{50} \text{ erg}$

Tabella 4.15: **W51C** Nota: il valore dell'indice spettrale $\gamma_{1,p}$ è considerato un limite superiore, in quanto è stata rivelata un PWN al centro del Resto di Supernova W51C.

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

Per aver un quadro generale dei risultati ottenuti attraverso il modello adronico sviluppato in questo lavoro di tesi, si sono creati dei grafici che mettano in relazione alcune grandezze caratteristiche degli SNR e alcuni parametri liberi ricavati, per ciascun SNR studiato.

Il primo grafico (figura 4.13) mostra il comportamento dell'energia E_{br} in funzione dell'età degli SNR. Si può subito notare che le due famiglie di SNR considerate (SNR giovani e SNR interagenti con nubi molecolari) si raggruppano attorno a valori ben distinti di $E_{br,p}$, testimoniando un diverso comportamento. Gli SNR giovani hanno un valore di $E_{br,p}$ dell'ordine del TeV, confermando il fatto di trovarsi nelle fasi iniziali dell'evoluzione, mentre gli SNR nubi molecolari hanno $E_{br,p}$ dell'ordine del GeV, ovvero il contributo allo spettro da parte dei protoni di più alta energia diminuisce a causa del fatto che man man che l'evoluzione degli SNR avanza, alcune particelle sfuggono portandosi via una frazione significativa dell'energia. L'andamento di questo grafico conferma che la sola naturale limitazione a $E_{br,p}$ è data dall'età degli SNR (Parizot, Marcowith, Ballet e Gallant 2006).

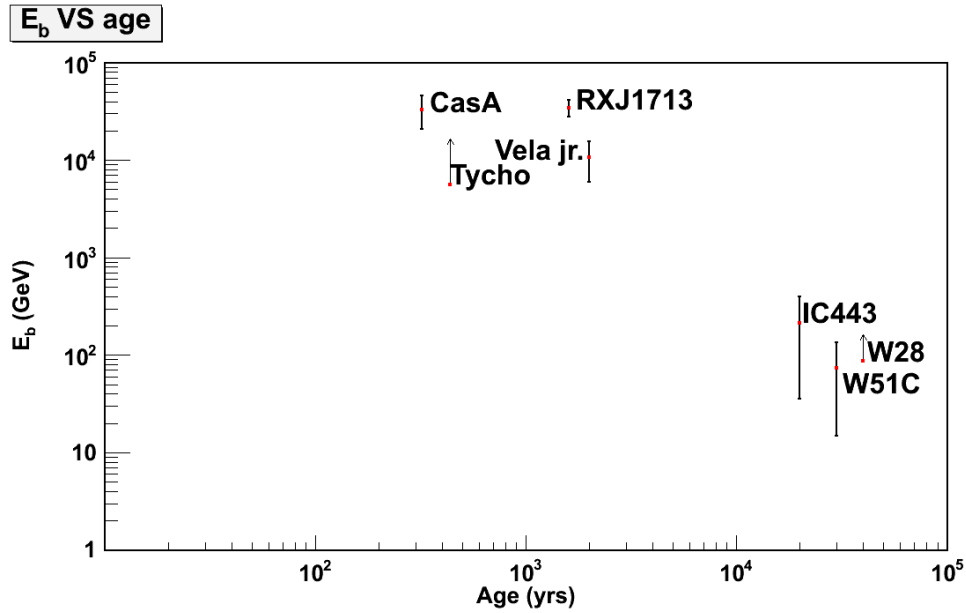


Figura 4.13: $E_{br,p}$ in funzione dell'età degli SNR

In figura 4.14 è mostrato, invece, l'andamento dell'efficienza di accelerazione, normalizzata al valore dell'energia cinetica totale prodotta durante

4.3.3 Verso il primo catalogo degli SNR

l'espulsione della SN, ovvero 10^{51} erg, in funzione della densità dell'ambiente che circonda il Resto di Supernova. Da questo grafico è evidente il ruolo di n_H : esso rende molto intensa l'emissione della banda del GeV pur avendo un valore basso di energia trasferita alle particella dall'esplosione della SN.

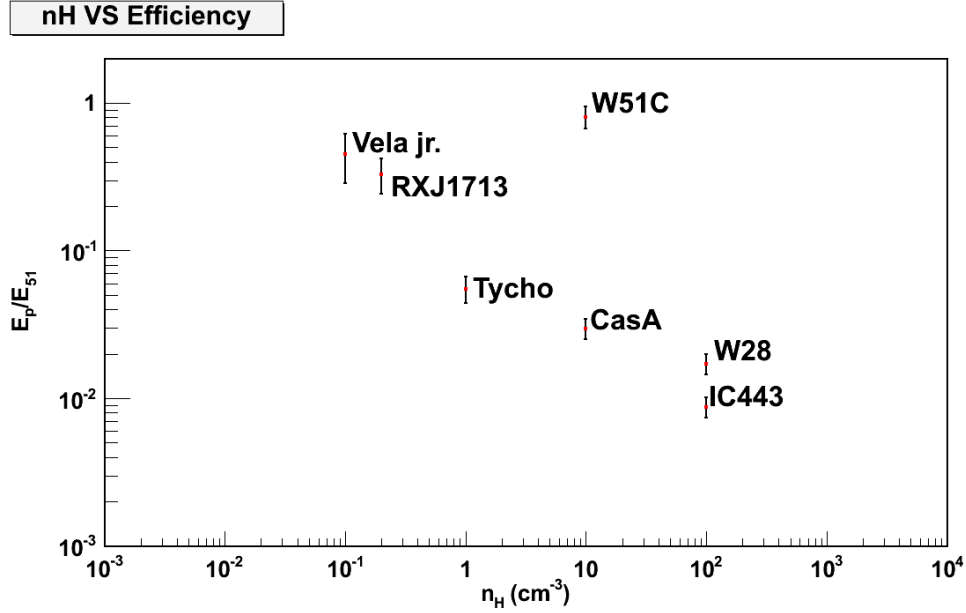


Figura 4.14: Efficienza di accelerazione in funzione della densità del mezzo che circonda gli SNR

Infine, in figura 4.15 l'indice spettrale $\gamma_{1,p}$ è messo in relazione con la densità n_H . Si può notare come all'aumentare del valore della densità dell'ambiente circostante l'indice spettrale diminuisce, questo indica che probabilmente i raggi cosmici si propagano in maniera differente in differenti ambienti (densità).

Si può notare in figura 4.13 e 4.15 che gli errori per gli SNR più vecchi (interagenti con nubi molecolari) sono più grandi di quelli relativi agli SNR giovani. Essi possono essere interpretati come sintomo del fatto che una semplice "broken-power law" non descrive perfettamente la distribuzione in energia dei protoni ed elettroni, soprattutto nel caso degli SNR vecchi, in quanto non si tiene conto in questo caso del minor contributo a basse ed alte energie delle due popolazioni dovuta all'evoluzione temporale degli SNR. La miglior rappresentazione di queste due popolazioni è una "power law exponential

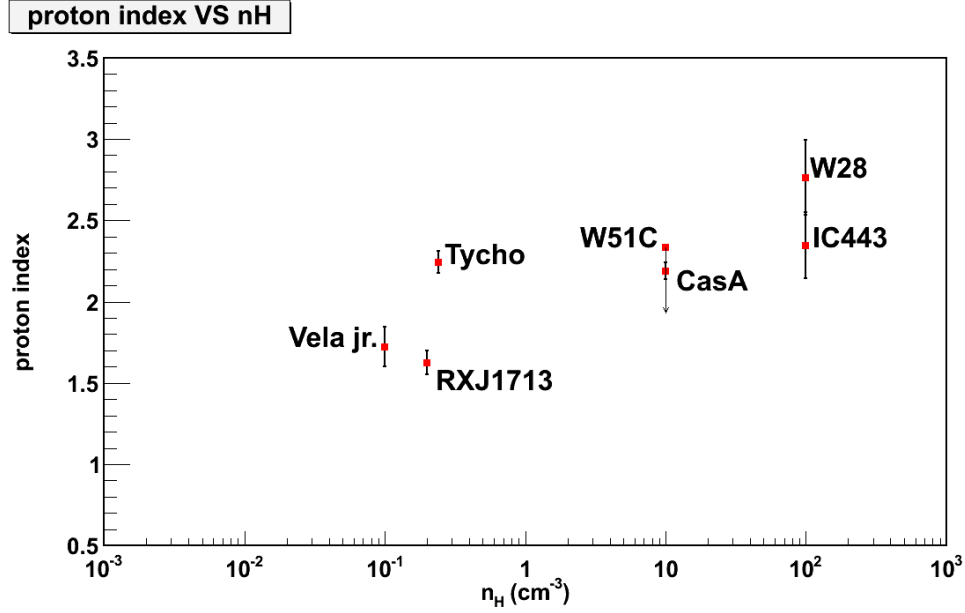


Figura 4.15: Indice spettrale $\gamma_{1,p}$ in funzione della densità del mezzo che circonda gli SNR

cut-off”.

4.3.4 Neutrini

Oltre allo studio degli spettri γ è possibile realizzare uno studio complementare degli spettri dei neutrini. Infatti, l’identificazione nel canale dei neutrini di sorgenti già osservate nei γ consentirebbe di capire la reale natura del meccanismo di produzione: mentre l’emissione di fotoni è caratteristica di processi sia leptonici (radiazione di sincrotrone, radiazione di Compton inverso e bremsstrahlung) che adronici (decadimento del π^0), l’emissione di neutrini è, secondo il modello, una segnatura della presenza di processi adronici. Pertanto, l’osservazione di emissioni di fotoni e neutrini da una stessa sorgente sarebbe una segnatura inequivocabile dell’origine adronica di queste particelle.

Affiché il numero di muoni rivelabili sia di circa 1 muone km^{-2} in un anno il flusso integrato γ oltre una certa soglia di una data sorgente deve essere pari a (Vissani e Aharonian 2012)

$$F_\gamma(> 10\text{TeV}) = (1 - 2) \cdot 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}. \quad (4.3.3)$$

Dunque, il flusso γ sopra i 10 TeV può aiutare l'astronomia ν , il particolar modo potrebbe essere la strada da percorrere per la progettazione e l'osservazione delle future generazioni di telescopi di neutrini.

Riportiamo di seguito dei grafici che mostrano il flusso di raggi γ , di neutrini e anti-neutrini, muonici e elettronici, di alcun degli SNR studiati. Tali oggetti hanno un flusso γ sopra la soglia stabilita (10 TeV) maggiore di quella data nell'equazione 4.3.3, quindi il flusso di neutrini in quel caso dovrebbe essere rivelabile e quindi si otterrebbe una chiara evidenza di siti di accelerazione adronica e quindi dei possibili candidati per gli studi sui neutrini di alta energia.

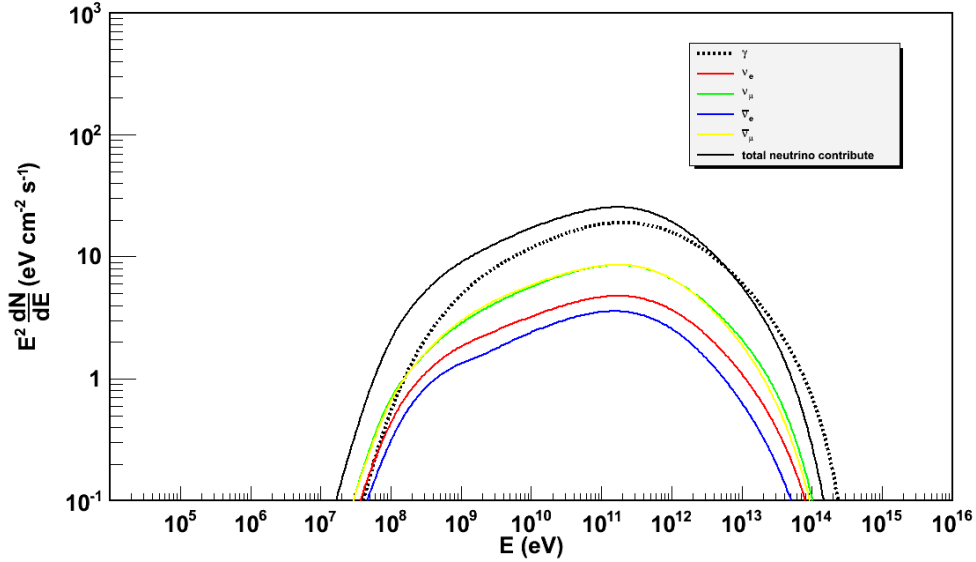


Figura 4.16: Vela Jr.

Il flusso i neutrini e anti-neutrini sono stati determinati con l'ausilio della parametrizzazione della sezione d'urto protone-protone di Kamae et al. (2006), dove in questo caso i pioni prodotti sono quelli carichi e dal loro decadimento si ottengono i neutrini.

Per determinare il flusso dei neutrini si determina inizialmente l'emissività, come nel caso dei fotoni

$$\frac{dn_\nu(E_\nu)}{dt} = \frac{4\pi}{\beta c} \int_{E_p, soglia} \frac{dN_p}{dE_p} \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma_{incl}(E_\nu)}{dE_\nu} dE_p. \quad (4.3.4)$$

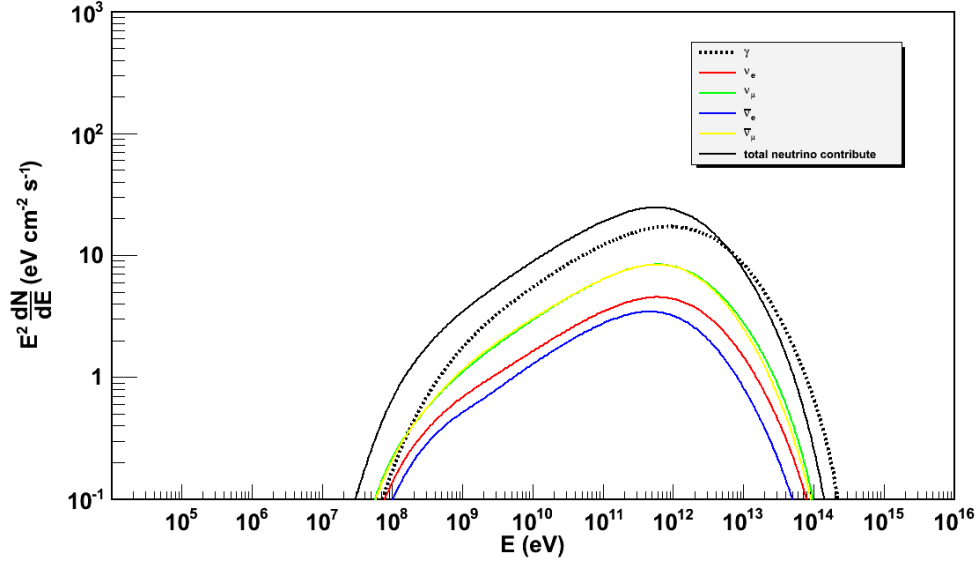


Figura 4.17: RX J1713

In questo caso la sezione d'urto protone-protone ha la stessa espressione di quella di produzione del π^0 (eq. 2.5.31 e eqq. 2.5.32-2.5.36), ciò che cambia sono i parametri L_{min} , L_{max} , $W_{ND,l}$, $W_{ND,h}$ (figura 4.18) e i valori dei vari coefficienti a_i , b_i , c_i e d_i . I valori di questi parametri, per ciascuna famiglia di neutrini, sono elencati nell'articolo Kamae et al (2006).

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è sviluppato un modello per descrivere i processi di accelerazione dei raggi cosmici da parte dell'onda d'urto di esplosione di una Supernova, tramite lo studio degli spettri γ degli SNR studiati. Innanzitutto si è supposto che tale modello sia puramente adronico, ovvero che i punti sperimentali nella banda GeV-TeV siano attraversati dalla curva che rappresenti il decadimento del π^0 prodotto dall'interazione p-p. Successivamente si è scelta una distribuzione in energia che descriva la popolazione degli elettroni e protoni (si suppone che i raggi cosmici siano composti solo da questi due tipi di particelle) quale una broken-power law, non tenendo conto dell'evoluzione temporale degli SNR.

Una volta determinate le due distribuzioni, si sono determinate le emissività e i flussi di tutti i processi che coinvolgono elettroni e protoni e che producono fotoni: ad esempio radiazione di sincrotrone, radiazione di Compton inverso e bremsstrahlung per i primi, l'interazione p-p con produzione di π^0 per i secondi (si veda il Capitolo 2). A questo punto si è passati all'interpolazione dei punti sperimentali con l'ausilio di MINUIT, determinando così i valori dei parametri liberi del modello proposto, ovvero la costante di normalizzazione A , E_{br} e i due indici spettali γ_1 e γ_2 , per ciascuna popolazione. In aggiunta si è calcolato anche il valore dell'efficienza W del processo di accelerazione, un parametro importante per l'identificazione degli SNR come siti di accelerazione dei raggi cosmici.

Si sono studiate 7 SNR: 4 appartenenti alla categoria degli SNR giovani (Tycho, Cas A, Vela jr e RX J1713) e 3 SNR interagenti con nubi molecolari (IC 443, W 28 e W 51C). Si è mostrato il processo di interpolazione dei punti sperimentali dalla banda radio fino alle energie dell'ordine del TeV

per Tycho e Cas A, calcolando i parametri precedentemente elencati, sia per gli elettroni che per i protoni. Dalla SED di Cas A su più lunghezze d'onda si può notare che l'aumento della densità del mezzo circostante il Resto di Supernova (Tycho: $n_H=0.24 \text{ cm}^{-3}$; Cas A: $n_H=10 \text{ cm}^{-3}$) determina un'aumento del contributo della parte leptonica, in particolare nel picco della bremsstrahlung, in quanto aumenta il numero di particelle (protoni) che possono frenare gli elettroni e quindi produrre fotoni.

Per avere un quadro generale dei risultati ottenuti attraverso il modello adronico per ciascun dei 7 SNR studiati, si sono creati dei grafici che mettono in relazione alcune grandezze caratteristiche degli SNR (età e densità dell'ambiente circostante) e alcuni parametri liberi ($E_{br,p}$, W_p normalizzata a 10^{51} erg , $\gamma_{1,p}$). Dal grafico che mette in relazione $E_{br,p}$ e l'età degli SNR è stato possibile notare il diverso comportamento delle due famiglie di SNR studiati, giovani e interagenti con nubi molecolari. Il ruolo di n_H nello sviluppo del modello è evidente nel grafico in cui si mostra l'andamento di W_p/E_{51} in funzione della densità. Infine, si è realizzato un grafico che mette in relazione l'indice spettrale $\gamma_{1,p}$ e sempre n_H .

Bibliografia

- [1] Garcia-Munoz, M., Mason, G.M. Simpson, J.A., 1977, ApJ, 217, 859
- [2] Kamae, T., et al. 2006, ApJ, 647, 692
- [3] Kamae, T., Abe, T. Koi, T., 2005, ApJ, 620, 244
- [4] Vink, J., 2012, AA, 20, 49
- [5] Green, D.A., 2009, Bulletin of the Astronomical Society of India, 37, 45
- [6] Minkowski, R., 1959, in *Paris Symposium on Radio Astronomy*, (IAU Symposium 9 and URSI Symposium 1), ed. Bracewell, R. N., (Stanford University Press), p. 315
- [7] Reed, J.E., Hester, J.J., Fabian, A.C. Winkler, P.F., 1995, ApJ, 440, 706
- [8] Agüeros, M.A. Green, D.A., 1999, MNRAS, 305, 957
- [9] Hanbury Brown, R. Hazard, C., 1952, Nature, 170, 364
- [10] Baldwin, J.E., 1968, in *Radio Astronomy and the Galactic System*, (IAU Symposium 31), ed. van Woerden, H., (Academic Press, London), p.337
- [11] Duin, R.M. Strom, R.G., 1975, 1975, AA, 39, 33
- [12] Gull, S.F. Pooley, G.G., 1980, IAU Circular 3502
- [13] Green, D.A. Gull, S.F., 1987, MNRAS, 258, 833
- [14] Ghavamian, P., Hartigan, P. Blair, W.P., 2000, ApJ, 535, 266
- [15] van der Bergh, S. Morbey, C., 1981, AJ, 86, 206

BIBLIOGRAFIA

- [16] Schwarz, U.J., Goss, W.M., Kalberla, P.M. Benaglia, P., 1995, AA, 299, 193
- [17] Kirshner, R.P., Winkler, P.F. Chevalier, R.A., 1987, ApJ, 315, L135
- [18] Weiler, K.M. Seielstad, G.A., 1971, ApJ, 163, 455
- [19] Green, D.A. Gull S.F., 1982, Nature, 299, 606
- [20] Roberts, D.A., et al. 1993, AA, 274, 427
- [21] Bietenholz, M.F., Kassim, N.E. Weiler, K.E., 2001, ApJ, 560, 772
- [22] van der Bergh, S., 1978, ApJ, 220, 9
- [23] Westerlund, B.E., 1966, in *Symposium on Radio and Optical Studies of the Galaxy*, eds Hindman, J.V. Westerlund, B.E., (Mt. Stromlo Observatory), p.78
- [24] Hill, E.R., 1967, Australian Journal of Physics, 20, 297
- [25] Rodger, A.W., Campbell, C.T. Whiteoak, J.B., 1960, MNRAS, 121, 103
- [26] Rosado, M., Ambrici-Cruz, P., Le Coarer, E. Marcelin, M., 1996, AA, 315, 243
- [27] Bocchino, F., et al. 2001, AA, 369, 1078
- [28] Thorsett, S.E., 1992, Nature, 356, 690
- [29] Stecker, F., 1970, Astrophys. Space Science, 377
- [30] Stepes, S.A., Badhwar, G.D., 1981, Astrophys. Space Science, 76, 213
- [31] Dermer, C.D., 1986a, AA, 157, 223
- [32] Dermer, C.D., 1986b, ApJ, 307, 47
- [33] Houck, J.C. Allen, G.E., 2006, ApJS, 167, 26
- [34] Zirakashvili, V.N. Aharonian, F., 2007, AA, 465, 695

- [35] Sturmer, S.J., Skibo, J.G., Dermer C.D., Mattox J.R., 1997, ApJ, 490, 619
- [36] Baring, M.G., Ellison, D.C., Reynold, S.P., Grenier, I.A., Goret, P., 1999, ApJ, 513, 311
- [37] Baring, M.G., Jones, F.C., Ellison, D.C., 2000, ApJ, 528, 776
- [38] Chevalier, R.A., 1982, ApJ, 258, 790
- [39] Truelove, J.K., McKee, C.F., 1999, ApJ, 120, 299
- [40] Dorfi, E.A., 1994, ApJ, 90, 844
- [41] Drury, L.O'C., Aharonian, F.A., Völk, H.J., 1994, AA, 287, 959
- [42] Lande, J., et al. 2012, ApJ, 756, 5
- [43] Atwood, W.B., et al. 2009, ApJ, 697, 1071
- [44] Ackermann, M., et al. (the Fermi-LAT collaboration), 2012 , ApJS, 203, 4
- [45] Tian, W.W. Leahy, D.A., 2011, ApJ, 729, L15+
- [46] Hayato, A., et al. 2010, ApJ, 725, 894
- [47] Kothes, R., Fedotov, K., Foster, T.J. Uyamker, B., 2006, AA, 457, 1081
- [48] Cassam-Chenaï, G., Hughes, J.P., Ballet, J. Decourchelle, A., 2007, ApJ, 665, 315
- [49] Giordano, F., et al. 2012, 744, L2
- [50] Reed, J.E., Hester, J.J., Fabian, A.C. Winkler, P.F., 1995, ApJ, 440, 70
- [51] Aharonian, F., et al. (The HEGRA Collaboration) 2001, AA, 370, 112
- [52] Albert, J., et al. (The MAGIC Collaboration) 2007, AA, 474, 937
- [53] Humensky, T. B. 2008, in AIP Conf. Ser. 1085, 4th Heidelberg International Symp. on High Energy Gamma-Ray Astronomy, ed. F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. Rieger (Melville, NY: AIP), 357

- [54] Abdo, A.A., et al. (The Fermi-LAT Collaboration) 2010, ApJ, 710, L92
- [55] Petre, R., Szymkowiak, A.E., Seward, F.D. Willingale, R., 1988, ApJ, 335, 215
- [56] Troja, E., Bocchino, F., Miceli, M. Reale, F., 2008, AA, 485, 777
- [57] Lozinskaya, T.A., 1981, Soviet Astron. Lett., 7, 17
- [58] Chevalier, R.A., 1999, ApJ, 511, 798
- [59] Olbert, C.M., Clearfield, C.R., Williams, N.E., Keohane, J.W. Frail, D.A., 2001, ApJ, 554, L205
- [60] Gaensler, B.M., et al. 2006, ApJ, 648, 1037
- [61] Bykov, A.M., et al. 2008, ApJ, 676, 1050
- [62] Woltjer, L., 1972, ARAA, 10, 129
- [63] Welsh, B.Y. Sallmen, S., 2003, AA, 408, 545
- [64] Keohane, J.W., Petre, R., Gotthelf, E.V., Ozaki, M. Koyama, K., 1997, ApJ, 484, 350
- [65] Bocchino, F., Bykov, A.M., 2001, AA, 376, 248
- [66] Leahy, D.A., 2004, ApJ, 127, 2277
- [67] Asaoka, I. Aschenbach, B., 1994, AA, 284, 573
- [68] Abdo, A.A., et al. (The Fermi-LAT Collaboration) 2010, ApJ, 718, 348
- [69] Zhang, L., Fang, J., 2008, ApJ, 675, L21
- [70] Abdo, A.A., et al. (The Fermi-LAT Collaboration) 2011, ApJ, 734, 28
- [71] Abdo, A.A., et al. (The Fermi-LAT Collaboration) 2009, ApJ, 706, L1
- [72] Abdo, A.A., et al. (The Fermi-LAT Collaboration) 2010, ApJ, 710, L92
- [73] Tanaka, T., et al. 2011, ApJ, 740, L51
- [74] Vissani, F., Aharonian, F., Astroparticle Physics 34, 10 (2011) 778

BIBLIOGRAFIA

- [75] Ginzburg, V.L. Syrovatskii, S.I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press. Classic monograph
- [76] Longair, M.S., 2011, *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press
- [77] Gaisser, T.K., 1990, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press
- [78] Vietri, M., 2006, *Astrofisica delle Alte Energie*. Bollati Boringhieri
- [79] Rybicki, G.B., Lightman, A.P., 1985, *Radiative Processes in Astrophysics*. WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA
- [80] Stephenson, F.R., Green, D.A., 2002, *Historical Supernovae and Their Remnants*. Oxford University Press