

Capitolo 1

I Raggi Cosmici

1.1 La composizione chimica

I raggi cosmici sono costituiti per la maggior parte da nuclei ionizzati, in particolare: al 90% da protoni, al 9% da particelle α , per il resto da nuclei pesanti, fotoni, elettroni e neutrini.

In figura 1.1, in cui è riportato il flusso differenziale dei RC primari in funzione dell'energia cinetica per nucleone, è visibile, almeno in parte, anche la *composizione* dei RC: gli elementi leggeri prevalgono su quelli pesanti.

La composizione dei RC varia nel percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM) che danno luogo alla produzione di molte altre particelle: i RC secondari. Il grafico in figura 1.2 mostra le abbondanze relative nei RC e nel Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z , misurate a Terra e relative al silicio e al ferro. Si nota subito l'andamento irregolare, comune ad entrambi i campioni, che evidenzia un effetto pari-dispari: nuclei con Z e/o A pari sono più legati e dunque più abbondanti in natura, in questo modo si riduce l'effetto di repulsione tra cariche dello stesso segno presenti nel nucleo.

I nuclei più leggeri, H ed He, sono molto meno abbondanti nei RC: questo può essere dovuto al fatto che i meccanismi di fissione, che portano alla produzione di atomi leggeri, sono molto meno frequenti nei RC.

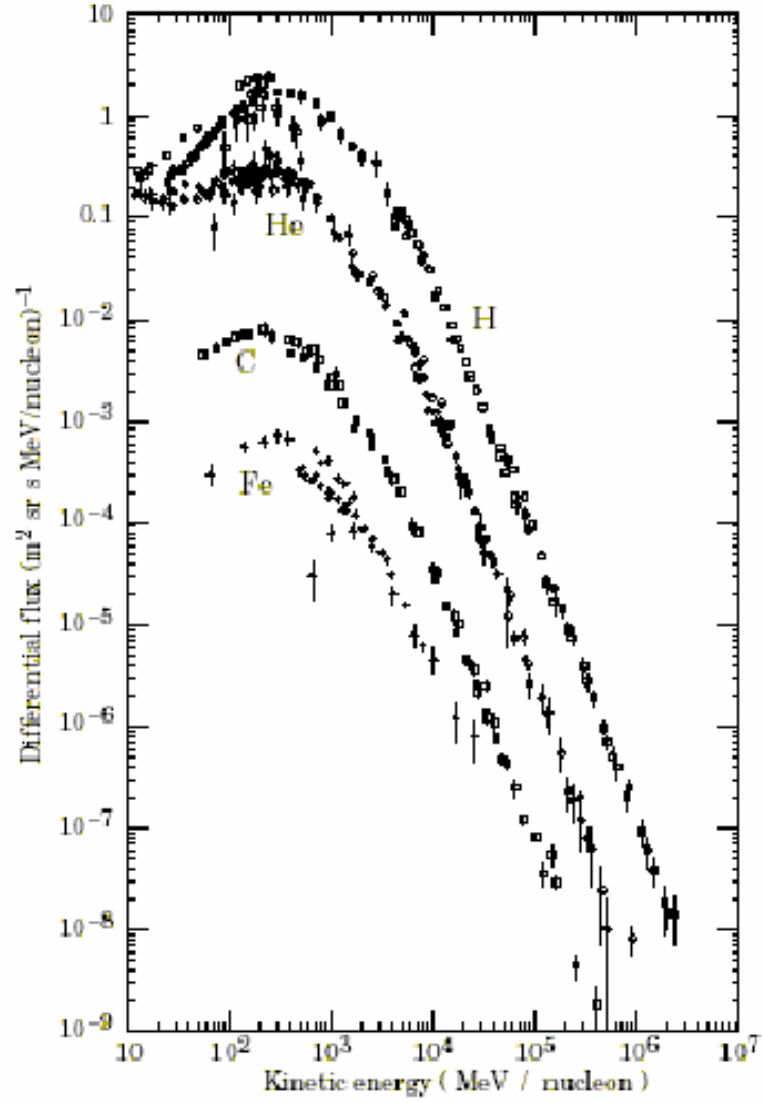


Figura 1.1: *Spettro energetico dei principali costituenti dei raggi cosmici primari* [9].

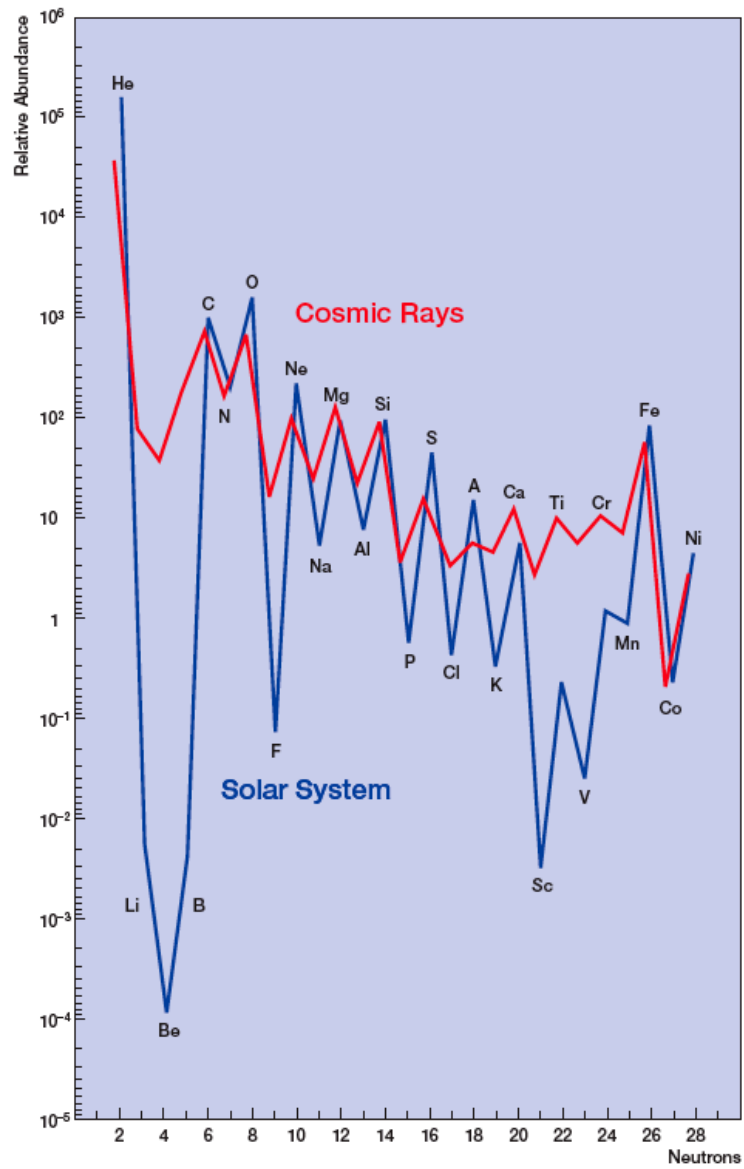


Figura 1.2: Composizione chimica dei RC relativa ad He e Ni (linea rossa), confrontata con quella del Sistema Solare (linea blu), in funzione del numero atomico Z. [36].

La grande differenza sta nelle abbondanze relative di Li, Be e B. La loro abbondanza nel Sistema Solare è ridotta perché, essendo nuclei leggeri, sono praticamente assenti nella fase finale della nucleosintesi di una stella: in questi processi infatti vengono usati come combustibile elementi via via più pesanti. Nei RC questi elementi sono molto abbondanti perché si formano ogni volta che un nucleo pesante, come l'ossigeno o il carbonio, interagisce con il mezzo interstellare andando a formare un nucleo più leggero.

Allo stesso modo Sc, Ti e V sono prodotti dalla spallazione di Ni e Fe.

Note le abbondanze relative di questi elementi nella galassia, si può calcolare [6] lo spessore che deve essere attraversato dagli elementi pesanti per produrre l'abbondanza di elementi leggeri presente nei RC: questo è pari a $X \simeq 5gcm^{-2}$. Noto lo spessore X è possibile determinare il tempo di permanenza τ dei raggi cosmici all'interno della galassia.

Essendo:

$$X = \rho c \tau \simeq 5gcm^{-2} \quad (1.1)$$

da cui

$$\tau \simeq 3 \times 10^6 anni \quad (1.2)$$

dove $\rho \simeq 1,6 \times 10^{-24}gcm^{-3}$ è la densità del gas (se supponiamo che questo sia essenzialmente composto da protoni) e $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s.

Possiamo dunque calcolare lo spessore di materiale attraversato dai RC nella galassia:

$$l = \frac{X}{m_p \rho} = 1000Kpc \quad (1.3)$$

Lo spessore del disco galattico $d = 0,2kpc \ll l$, questo implica che i RC all'interno della galassia vengono diffusi più volte dal campo magnetico galattico ($B_{gal} \simeq 3\mu G$) prima di uscirne.

1.2 I meccanismi di accelerazione

Lo spettro dei raggi cosmici misurato a Terra, visto in figura 1.1, si estende per moltissimi ordini di grandezza, fino a qualche Joule decina di ($1\text{Joule} \sim 10^{19} \text{ eV}$).

Una tale energia può essere raggiunta da una particella solo dopo che questa è stata più volte accelerata: in questo capitolo vogliamo brevemente illustrare quali sono le attuali conoscenze sui meccanismi che *producono* particelle tanto energetiche.

Una particella carica in un campo magnetico viene accelerata e la sua traiettoria viene curvata nell'interazione: un raggio cosmico che viaggia nella galassia interagisce con il campo magnetico galattico, che ha un'intensità di $\sim 3\mu\text{Gauss}$, e non può essere accelerato fino a raggiungere le energie enormi rivelate sperimentalmente: questo ci fa capire che devono esistere altri meccanismi in grado di spiegare la presenza di particelle di altissima energia [10].

È ragionevole assumere che l'accelerazione di un protone fino all'energia E in un campo magnetico B debba avvenire in una regione di raggio R maggiore del *giroradio* della particella:

$$R > R_{\text{giroradio}} = \frac{E}{B} \quad (1.4)$$

(in unità $c = e = 1$). La regione in cui è presente il campo magnetico deve quindi contenere l'orbita della particella.

Possiamo esplicitare la massima energia ottenibile in un acceleratore cosmico:

$$\frac{E_{\text{max}}}{[10^{17} \text{ eV}]} = \frac{B}{[3 \cdot 10^{-6} \text{ G}]} \frac{R}{[50 \text{ pc}]} \quad (1.5)$$

Un protone nella nostra galassia, con energia $E = 10^{18} \text{ eV}$ ha $R_{\text{giroradio}} = 500 \text{ pc} > R_{\text{galassia}}$.

Un buon modello per descrivere i fenomeni di accelerazione dei RC deve dunque tenere conto dei seguenti aspetti:

1. lo spettro energetico di tutte le particelle segue una legge di potenza. Nei casi in cui l'origine delle particelle non è termica, lo spettro è del tipo

$$dn(E) \propto E^{-x} dE$$

dove l'esponente x va da 2,2 a 3.

2. l'energia massima dei RC finora osservati è pari a $E_{max} \sim 10^{20} \text{eV}$.
3. il meccanismo di accelerazione deve giustificare la composizione chimica dei RC.

1.2.1 Meccanismo di Fermi del secondo ordine

L'idea originale di Fermi, sviluppata intorno al 1950, era che la galassia fosse piena di nubi di plasma che generavano l'accelerazione dei RC, diffondendoli attraverso urti elastici successivi. Nella visione di Fermi questo è un processo stocastico, un *ensemble* di molti eventi, durante i quali una particella acquista ogni volta una piccola frazione di energia, proporzionale a quella iniziale.

Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V (figura 1.3). Si può calcolare l'incremento medio di energia ponendosi nel sistema di riferimento solidale con la nube: poiché questa ha massa $M \propto M_\odot$ ($M_\odot = 1,99 \times 10^{33} g$), in quel riferimento si conserva l'energia.

Indicato con $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz ed essendo valida l'approssimazione ultra-

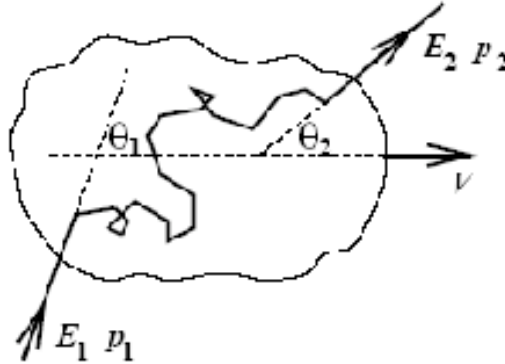


Figura 1.3: Interazione dei RC con una nube di plasma in moto con velocità $V = c\beta$.

relativistica per le particelle ($E \gg mc^2$), si ottiene un guadagno medio di energia del secondo

ordine in β

$$\frac{\langle E_f \rangle}{E_i} = \gamma^2 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) = \quad (1.6)$$

$$= \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \simeq (1 + \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \quad (1.7)$$

$$= 1 + \frac{4}{3} \beta^2 + \dots \quad (1.8)$$

Quindi, con le ipotesi fatte fino ad ora, il guadagno di energia sarebbe proporzionale a β^2 .

Le nubi di plasma hanno delle velocità molto piccole, con $\beta \leq 10^{-4}$ e questo comporta un guadagno di energia molto basso.

Questo è il vero punto debole del meccanismo di Fermi: non spiega l'accelerazione di particelle fino ad energie sufficientemente elevate. La teoria non è in grado di fornire una corretta rappresentazione dello spettro dei raggi cosmici, in quanto l'indice spettrale che si ottiene dal meccanismo di Fermi è molto più grande di quello ottenuto sperimentalmente. Una descrizione migliore del fenomeno si ha se si considerano regioni della galassia in cui ci sono turbolenze, anche a piccole scale, come ad esempio le zone limitrofe ai resti di una supernova, che vedremo meglio più avanti.

1.2.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine

Negli anni '70 l'idea di Fermi venne applicata alle onde d'urto. In questa nuova versione il guadagno di energia risulta proporzionale a β .

Un'onda d'urto (*shock wave*) è una discontinuità nelle proprietà termodinamiche di un fluido, in cui la sua velocità varia rapidamente in un certo spessore, e che si muove con velocità maggiore della velocità del suono nel mezzo.

Il fluido non ancora raggiunto dallo *shock* è detto **upstream**, mentre quello che è già raggiunto e superato dallo *shock* è detto **downstream**. Passando nel fluido *downstream* le particelle vengono diffuse: nel riferimento solidale con il fluido la distribuzione delle velocità delle particelle

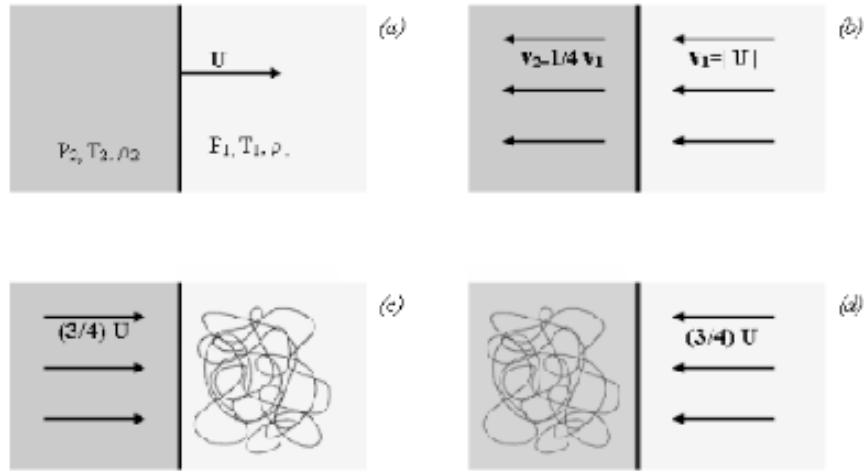


Figura 1.4: Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U , in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1 ; il fluido downstream dietro l'onda d'urto ha parametri p_2, T_2, ρ_2 ; (b) Il flusso di gas nel sistema di riferimento dell'onda d'urto; (c) Nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $\frac{3}{4}U$ e la distribuzione delle velocità è isotropa nel fluido a riposo; (d) Stessa situazione, ma vista nel riferimento in cui il gas downstream è a riposo [10].

sarà isotropa (figura 1.4 d).

Ogni particella viene diffusa più volte e dunque può riattraversare lo shock in senso contrario: ogni volta che una particella attraversa la discontinuità, questa incrementa la sua energia perché lo *shock* è in moto. Un osservatore solidale con lo *shock* vede il fluido che si avvicina con velocità $v_1 = U \gg v_{suono}$ (figura 1.4 b), mentre alle sue spalle il fluido lascia lo *shock* con velocità v_2 .

Imponendo l'equazione di continuità:

$$v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2 \quad (1.9)$$

si ottiene

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.10)$$

dove ρ_1 rappresenta la densità del fluido *upstream* e ρ_2 quella del fluido *downstream*. Se lo shock è supersonico si dimostra che

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{c_P/c_V + 1}{c_P/c_V - 1} \quad (1.11)$$

dove c_P e c_V rappresentano rispettivamente il calore specifico a pressione e a volume costante.

Nel caso di un gas monoatomico il loro rapporto vale $c_P/c_V \sim \frac{5}{3}$ e quindi si ha $v_2 = \frac{1}{4}v_1$.

Nel riferimento solidale con il fluido *upstream* lo shock si muove verso il fluido con velocità U , mentre il fluido *downstream* si avvicina all'osservatore con velocità $V = \frac{3}{4}U$ (figura 1.4 c).

In questo riferimento la distribuzione delle velocità delle particelle di fluido *upstream* è isotropa.

Nella regione *downstream* le particelle hanno velocità $V = \frac{3}{4}U$ (figura 1.4 c) e quindi l'energia di una particella che attraversa il fronte dello shock (dalla regione *upstream* alla regione *downstream*) sarà:

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.12)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock, il quale si muove con velocità non relativistica $U \ll c$ e quindi $\gamma \sim 1$.

Le particelle sono invece relativistiche e in queste ipotesi $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \theta = \frac{E}{c} \cos \theta$.

In questo modo è possibile stimare la variazione dell'energia di una particella:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} \sim \frac{pV \cos \theta}{E} = \frac{V \cos \theta}{c} = \frac{3U}{4c} \cos \theta = \frac{3}{4} \beta \cos \theta \quad (1.13)$$

A questo punto bisogna mediare su θ e si ottiene:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{2}{3} \frac{V}{c} \quad (1.14)$$

Nella situazione in cui le particelle si muovono nel verso opposto la situazione è analoga e la quantità di energia guadagnata è la stessa. In un ciclo completo di attraversamento dello shock, il guadagno di energia è

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4}{3} \frac{V}{c} = \frac{4}{3} \beta \quad (1.15)$$

Rispetto al meccanismo precedente, in questo caso il guadagno di energia è proporzionale a β e dunque in questo caso l'accelerazione descritta è più efficiente.

Si può dimostrare che il valore dell'indice spettrale calcolato con queste ipotesi è $\gamma \sim 2$ e dunque lo spettro sarà del tipo $dn(E) \propto E^{-2} dE$. Il problema principale del meccanismo di Fermi al primo ordine è che, pur essendo notevolmente più realistico rispetto al precedente, non è un processo rapido.

Le particelle devono essere diffuse avanti e indietro rispetto allo shock e nel caso di **supernova remnant** (SNR) hanno un guadagno di energia pari a una parte su 100 in ogni attraversamento. Questo processo di accelerazione da parte di una SNR dura circa 10^5 anni: da qui si può ottenere un limite superiore per l'energia delle particelle accelerate pari a $E_{max} \sim \frac{10^5 \text{ GeV}}{\text{nucleone}}$, che tiene conto anche delle dimensioni dell'onda d'urto e del modulo del campo magnetico, .

1.2.3 Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite

Per spiegare l'origine dei RC di energia maggiore di 10^{20} eV , due sono finora i modelli più soddisfacenti: **bottom-up** e **top-down** [3].

Il modello **bottom - up** prevede che l'origine dei RC sia nei cosiddetti *acceleratori cosmici* (figura 1.5): attualmente i principali candidati sono i *Nuclei Galattici Attivi* e i *Gamma Ray*

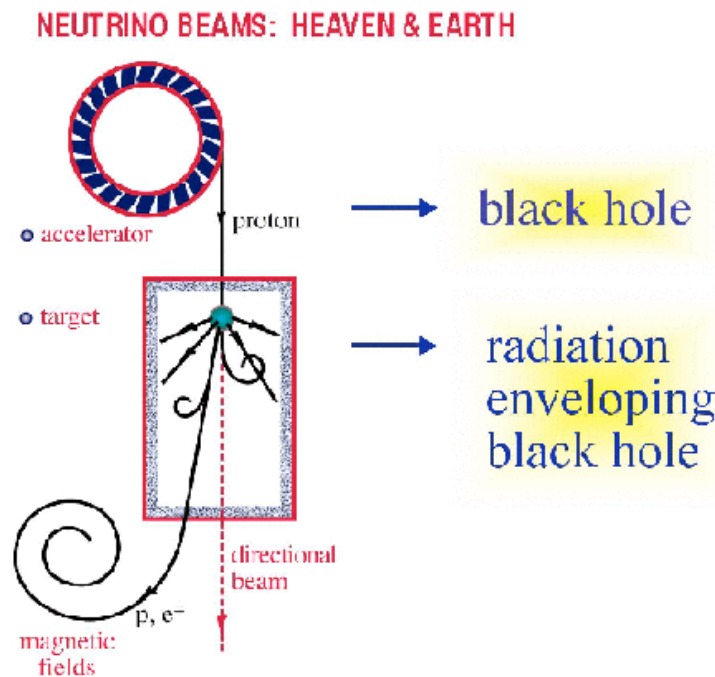


Figura 1.5: La produzione di particelle di altissima energia a partire dagli acceleratori cosmici [3].

Bursts, di cui parleremo più avanti. Attorno a questi oggetti celesti si trova una grande quantità di protoni e fotoni, che rappresentano un bersaglio per i RC accelerati. Quando una stella esplode si crea un'onda d'urto che è in grado di accelerare particelle: a questo punto le particelle già accelerate passano attraverso forti campi magnetici o nubi di gas che circondano un buco nero, interagendo con la materia circostante. Il risultato di questa interazione è la produzione di pioni che poi decadono producendo fotoni e neutrini di altissima energia.

Il modello **top - down** prevede invece che RC di altissima energia siano prodotti nel decadimento di difetti topologici aventi masse enormi, dell'ordine di 10^{24} eV. Con le attuali conoscenze non è ancora possibile stabilire quale delle due teorie sia corretta, poiché tali energie sono difficilmente investigabili con le odierne tecniche sperimentali.

1.3 Origine dei raggi cosmici

Abbiamo visto come le SNR siano *candidate* come sorgenti e acceleratrici di raggi cosmici: negli ultimi anni l'attenzione si è concentrata molto sullo studio delle altre possibili sorgenti di RC, soprattutto ad energie più elevate.

Una rappresentazione interessante che raggruppa le possibili sorgenti finora note è il grafico di Hillas [8] (figura 1.6).

Come già accennato nel paragrafo precedente, la possibilità, da parte di una sorgente, di accelerare la radiazione cosmica fino ad una certa energia dipende dalle dimensioni R della sorgente e dal modulo del campo magnetico locale B . La relazione tra le due grandezze è di inversa proporzionalità: gli oggetti astronomici di grandi dimensioni hanno campi magnetici molto deboli, mentre quelli più compatti, come le stelle di neutroni, hanno grossi campi magnetici. Nel grafico sono presenti tutte le possibili sorgenti di protoni fino ad un'energia $E = 10^{20} \text{ eV}$.

I raggi cosmici con energia minore di 10^{15} eV hanno origine galattica, vediamo quali sono queste possibili sorgenti.

1.3.1 Supernova Remnants

Quando il combustibile nucleare di una stella esaurisce, si crea al suo interno una situazione di instabilità che, se la stella ha massa $M > 1,4M_{\odot}$ (limite di Chandrasekhar) causa un fenomeno esplosivo, il cui esito finale dipende dalla massa della stella (figura 1.7).

Le esplosioni di supernovae sono un'importante sorgente di neutrini, che sono prodotti quando il nucleo di Fe collassa su se stesso. La temperatura elevatissima a cui si trova il materiale in caduta libera, fa sì che i nucleoni del Fe si comportino come particelle libere: inizia così il processo di *neutronizzazione* della stella

$$p + e^{-} \rightarrow n + \nu \quad (1.16)$$

L'emissione di neutrini fa perdere alla stella il 99% della sua energia. Il collasso si blocca solo quando, grazie anche alla pressione esercitata verso l'esterno dai neutrini emessi, si forma

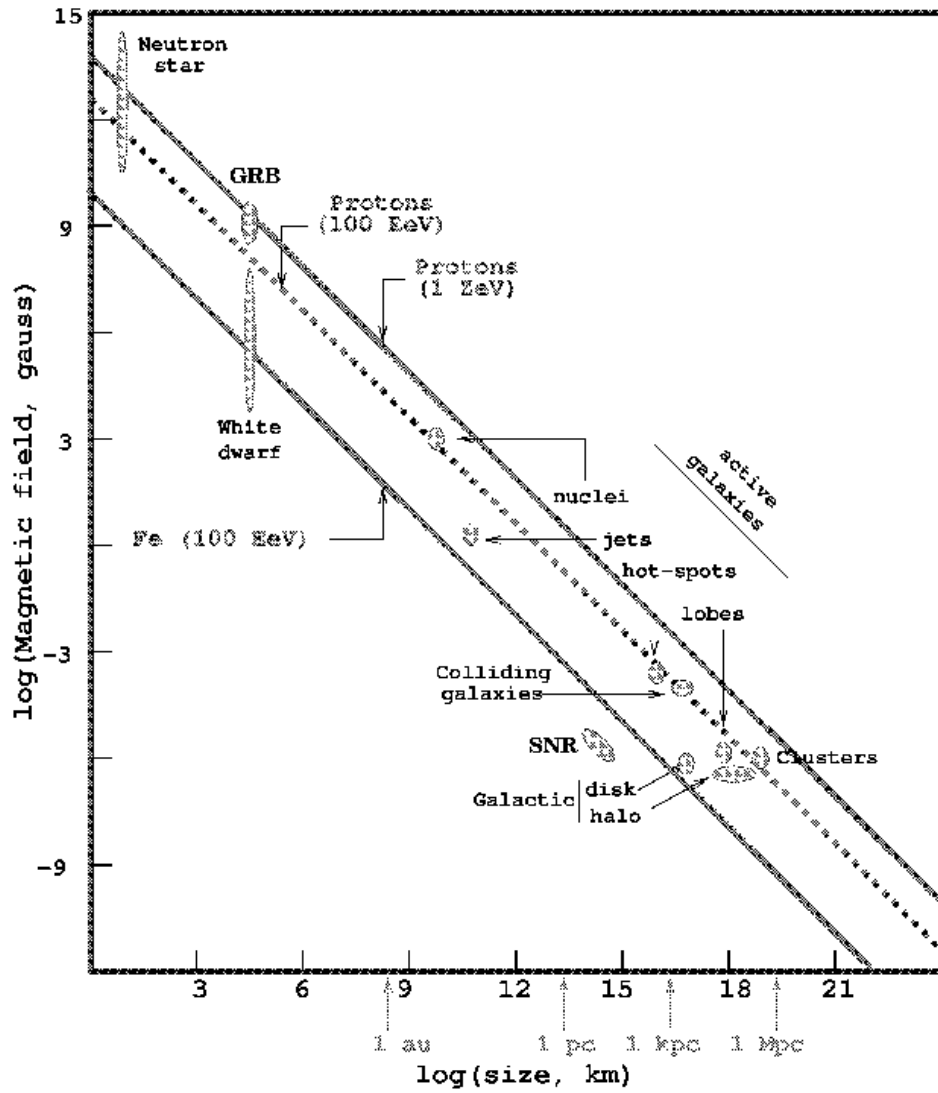


Figura 1.6: Le possibili sorgenti di protoni sono catalogate in base al campo magnetico che generano e alle loro dimensioni. Le rette rappresentano le energie alle quali gli acceleratori in questione riescono a portare le particelle cariche [8].

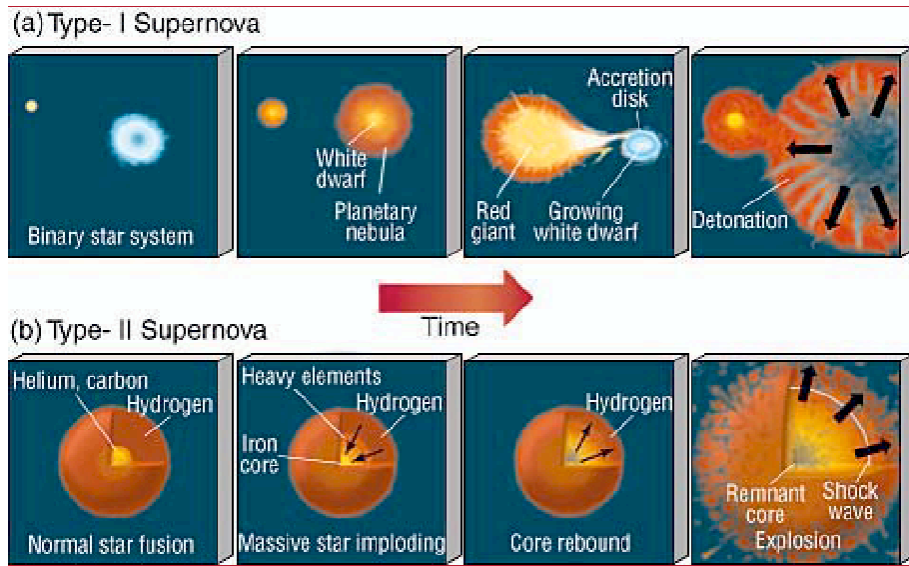


Figura 1.7: Meccanismi che, a seconda della massa di una stella, portano alla formazione di un diverso tipo di supernova [28].

un'onda d'urto che accelera le particelle che l'attraversano. I neutrini emessi nel collasso della SN hanno energie $E \sim 10 \div 25 \text{ MeV}$.

Nel paragrafo 1.2 abbiamo visto come le SNR siano un esempio di acceleratore di raggi cosmici, descrivibile con il meccanismo di Fermi al primo ordine e abbiamo inoltre calcolato in modo grossolano la massima energia a cui sono in grado di accelerarli: $E_{max} \sim 10^5 \text{ GeV}$.

Le particelle cariche accelerate da una SNR possono originare raggi gamma o neutrini interagendo con altri raggi cosmici oppure con il mezzo interstellare: in questo modo una SNR all'interno della nostra galassia può produrre anche neutrini con energia massima $E_{max} = 10^{15} \text{ eV}$.

Per raggiungere energie elevate è necessario avere sia grossi campi magnetici che grosse dimensioni. Aumentando le dimensioni della zona di accelerazione bisogna anche considerare le perdite di energia delle particelle che si muovono all'interno di questi oggetti: dove il campo magnetico è più intenso la radiazione di sincrotrone diventa importante anche per i protoni, essendo proporzionale a B^2 . Oggetti di grandi dimensioni impiegano più tempo ad accelerare le particelle che possono anche interagire con la radiazione cosmica di fondo, producendo pioni, e

a quel punto vanno considerate *perse*.

Facendo queste considerazioni dobbiamo dunque togliere dalle possibili sorgenti di RC di altissima energia gli oggetti astrofisici che si trovano ai due estremi del grafico di Hillas: stelle di neutroni (con elevatissimo campo magnetico) e ammassi di galassie (troppo grandi).

Le sorgenti extragalattiche interessanti restano a questo punto due: i nuclei galattici attivi

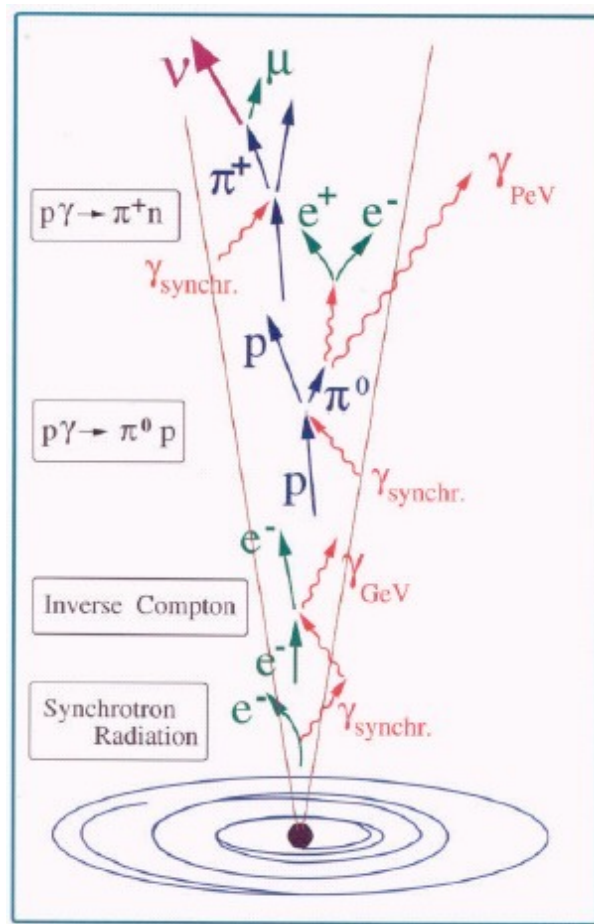


Figura 1.8: Le reazioni che, in una sorgente di RC, portano alla produzione di fotoni e neutrini con i processi di *Astrophysical Beam Dumps* [28].

(AGN) e i gamma ray bursts (GRB).

In figura 1.8 è schematicamente illustrato l'insieme dei meccanismi di accelerazione delle particelle e delle interazioni che, nelle sorgenti, portano alla produzione di fotoni e neutrini di

altissima energia.

1.3.2 Nuclei galattici attivi

Vennero scoperti nel 1949 da Carl Seyfert e sono tra le più potenti sorgenti di RC nell'Universo, con luminosità tipiche dell'ordine di $10^{42} \div 10^{48}$ erg/s.

L'emissione degli AGN interessa tutto lo spettro elettromagnetico e produce un'energia tale che per interpretare fenomeni tanto violenti si deve ammettere l'ipotesi che questi abbiano origine da meccanismi diversi e non ancora completamente noti. Una spiegazione soddisfacente dal

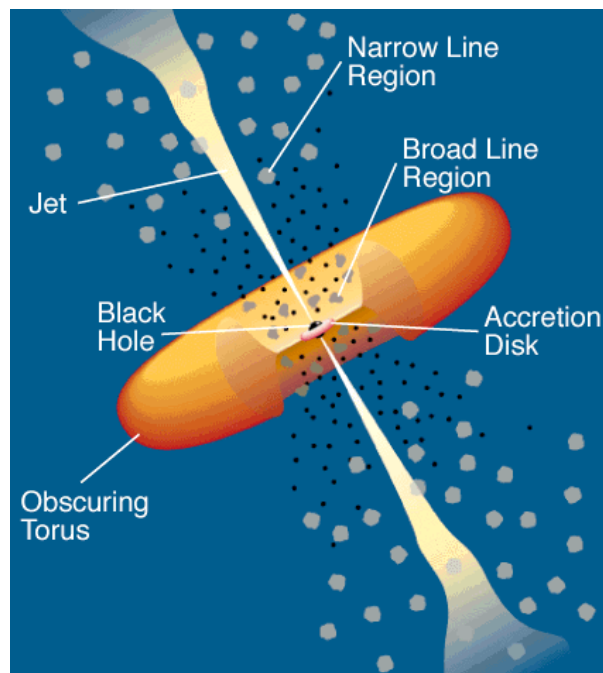


Figura 1.9: La struttura di un nucleo galattico attivo secondo il modello unificato [28].

punto di vista energetico di questo meccanismo viene data supponendo che al centro di un AGN ci sia un buco nero molto massivo, con massa $M \sim 10^6 \div 10^{10} M_{\odot}$.

La materia che viene attratta verso il buco nero, cadendo si riscalda e in questo modo emette radiazione termica.

Il gas in caduta si dispone su un **disco di accrescimento** attorno al buco nero e, non essendo

la sua temperatura costante, il suo spettro continuo sarà diverso da quello di un corpo nero a temperatura costante.

Esistono tipi di AGN diversi per luminosità e spettro di emissione, è tuttavia possibile comprendere le loro caratteristiche principali nel cosiddetto *modello unificato* (figura 1.9).

In questo modello un AGN è formato da:

- Un **motore centrale** composto da un buco nero circondato da un disco di accrescimento, che ruotando emette elettroni relativistici dai poli dell'asse di rotazione.
- Una regione di dimensioni di $\sim 1pc$, detta **broad line region** (BLR), composta da nubi di gas in moto a velocità molto elevate, molto dense e calde.
- Una regione toroidale composta da gas e polveri di $\sim 1kpc$ che circonda il buco nero e la BLR.
- Una regione detta **narrow line region** (NLR) e costituita da gas, come la BLR, ma molto meno densi e veloci.

Un tale sistema appare in modo diverso a seconda della posizione dell'osservatore [7]: se ad esempio viene osservato da una posizione in linea con la regione toroidale, il sistema mostrerà i lobi radio e i jet di elettroni relativistici che non sono visibili se la posizione dell'osservatore è in linea con l'asse polare. Sono AGN in particolare:

- **Quasar** (*quasi-stellar radio sources*): sono sorgenti radio extragalattiche (presenti soprattutto in galassie ellittiche) che sono visibili anche nell'ottico (in questo intervallo di frequenze appaiono puntiformi).
- **Radiogalassie**: sono sorgenti radio extragalattiche che emettono poca radiazione nel visibile.
- **Blazars**: (da *blaze*: vampata) hanno un alto grado di polarizzazione e mostrano grossa variabilità su scale temporali dell'ordine di un giorno (se visti dalla Terra).

I raggi cosmici generati all'interno di un AGN interagiscono con la radiazione e con la materia che si trovano nel disco di accrescimento o con i fotoni UV dei jet e producono pioni che decadendo creano anche fotoni e neutrini.

1.3.3 Gamma ray bursts

Alla fine degli anni '60 iniziarono gli *avvistamenti* di lampi di raggi gamma provenienti dal cosmo. L'origine di questi lampi era molto dubbia e in particolare non era ancora stato stabilito se si trattasse di oggetti di origine galattica o extragalattica.

Il Compton Gamma-Ray Observatory osservò centinaia di eventi, distribuiti isotropicamente.

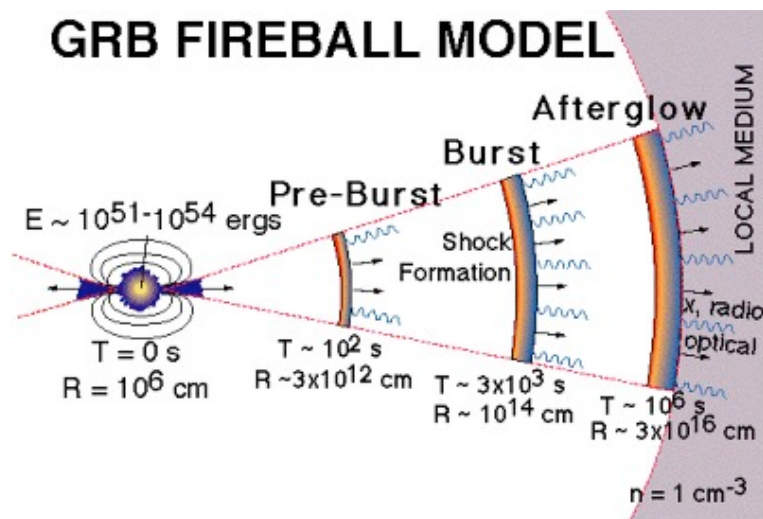


Figura 1.10: Rappresentazione dei processi che caratterizzano un GRB, secondo il modello a fireball. Da un sistema binario si crea un oggetto super massivo e caldo che attrae materia: in questa fase l'accelerazione di protoni crea onde d'urto. Nella fase successiva il gas si propaga e, raffreddandosi, produce γ di più bassa energia [28].

Questa è un'evidenza forte a favore dell'origine extragalattica, perché altrimenti si sarebbe riscontrata una maggiore concentrazione di eventi nel centro della galassia.

Uno dei modelli più accreditati per spiegare l'origine dei GRB è il **modello a palla di fuoco** (*fireball model*) che prevede che alla fiammata di raggi gamma corrisponda poi un riverbero con

lunghezze d'onda maggiori (figura 1.10).

La definitiva origine extragalattica è stata attribuita ai GRB dal satellite BeppoSAX, lanciato nel 1996, che ha permesso di associare le sorgenti a galassie con redshift medio $z \sim 1$.

1.4 La distribuzione spettrale

Nei paragrafi precedenti abbiamo visto i possibili processi di accelerazione grazie ai quali i RC primari, emessi da sorgenti sia galattiche che extragalattiche, raggiungono energie elevatissime.

Questo paragrafo sarà dedicato alla descrizione dello spettro dei RC osservato a Terra. Dal grafico in alto in figura 1.11, si vede l'andamento del flusso differenziale dei RC, ovvero del numero di RC rivelati per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido.

Il meccanismo di Fermi al primo ordine prevede per questo spettro una legge di potenza del tipo E^{-2} : dal grafico si vede chiaramente che il flusso segue una legge di potenza del tipo $E^{-\gamma}$, ma con esponente variabile in funzione dell'energia del primario.

Nello spettro si possono individuare tre diverse regioni dello spettro [7], ognuna con un diverso indice spettrale:

- $10eV < E < 10^{16}eV \rightarrow \gamma = 2,7$
- $10^{16} < E < 10^{19}eV \rightarrow \gamma = 3,1$
- $E > 10^{20}eV \rightarrow \gamma = 2,5$

Le discontinuità nei tre andamenti sono più evidenti se si guarda il grafico in basso in figura 1.11, in cui è rappresentato lo spettro moltiplicato per $E^{2,7}$: in questo modo il flusso differenziale appare costante fino a $\sim 10^{15}eV$ e si mettono in evidenza i cambiamenti della pendenza. La prima discontinuità si ha ad un energia $E \sim 10^{15} eV$ e viene detta **ginocchio**, mentre la seconda si ha per $E \sim 10^{18} eV$ e viene detta **caviglia**.

Considerando i modelli di accelerazione che abbiamo descritto, possiamo dire che i primari di

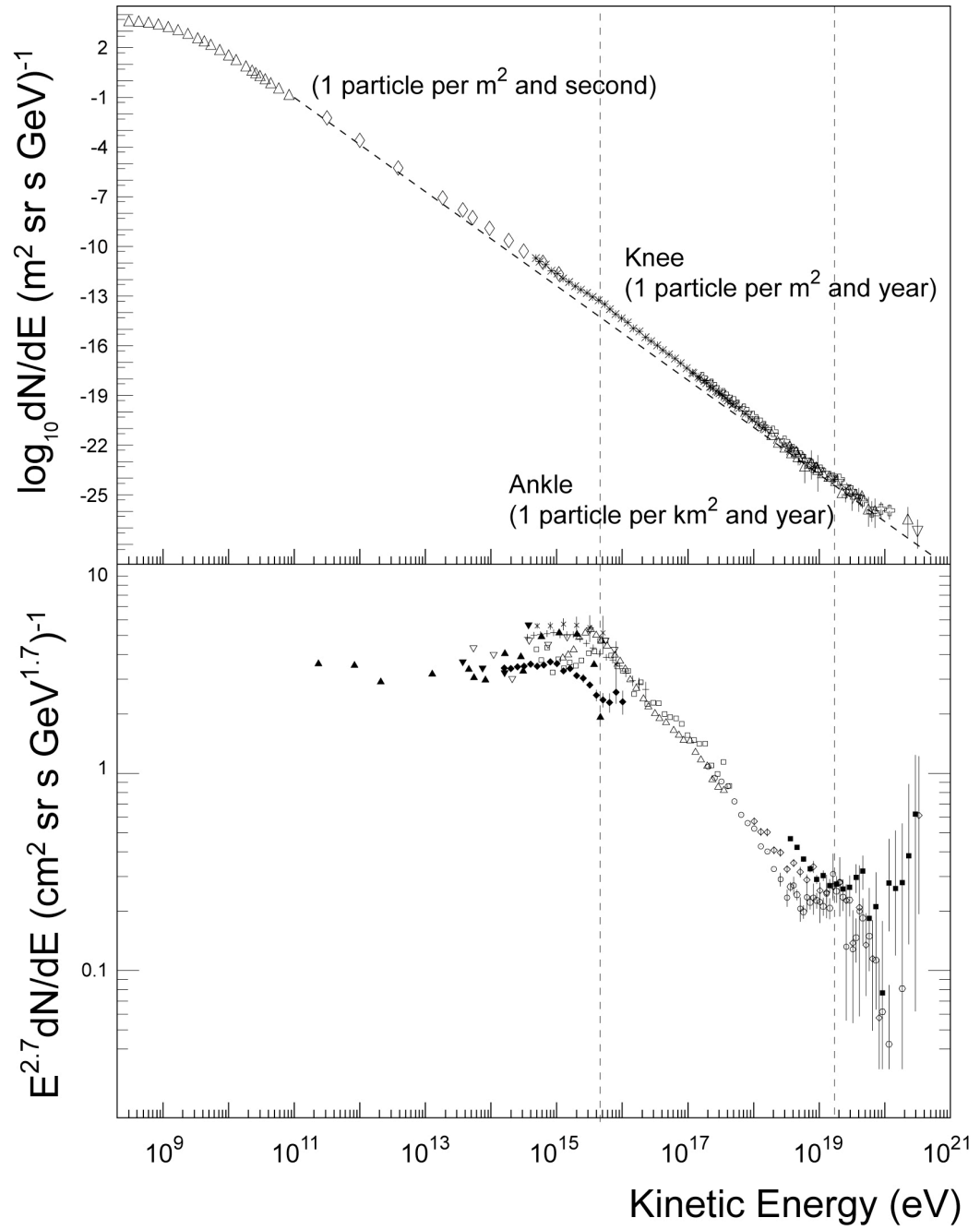


Figura 1.11: In alto: flusso differenziale dei RC misurato a Terra, espresso in particelle per $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$; in basso: flusso differenziale moltiplicato per $E^{2.7}$, che rende più evidenti le zone dello spettro dette “ginocchio” e “caviglia” [37].

energia inferiore a $10^{15} \div 10^{16}$ eV sono di origine galattica: l'energia del **ginocchio** rappresenta l'energia limite per la quale una particella resta confinata all'interno della galassia.

La **caviglia** corrisponde invece al limite oltre il quale lo spettro si appiattisce: questo aumento del flusso corrisponde forse al contributo di sorgenti extragalattiche di natura completamente diversa da quelle galattiche.

Quanto osservato sperimentalmente si discosta dalle previsioni, dato che bisogna tener conto del percorso dei RC dalla sorgente al rivelatore e del fatto che il meccanismo di Fermi viene formulato essenzialmente per sorgenti galattiche e dunque non riproduce correttamente quello che avviene in sorgenti che, come i GRB, sono extragalattiche.

Uno dei modelli che descrivono in modo soddisfacente *la vita* di una particella tra la sorgente e la Terra, riproducendone anche lo spettro energetico osservato sperimentalmente è il **Leaky Box Model** [6].

La nostra galassia è un disco all'interno del quale il moto complessivo di una particella può essere descritto come un *random-walk*. Durante questo *cammino* il RC può essere diffuso oppure interagire con altre particelle o decadere trasferendo la propria energia cinetica alle particelle figlie.

Il *Leaky Box Model* descrive la variazione del numero di particelle nella galassia nell'unità di tempo, senza però considerare la loro interazione: le particelle possono solo uscire o entrare nella galassia creando una situazione stazionaria.

Con queste ipotesi si ha per il flusso differenziale $N(E)$ un'espressione del tipo

$$N(E) = Q(E)\tau(E)$$

dove $Q(E) \sim E^{-2}$ è la funzione che descrive il contributo delle sorgenti (determinata con il meccanismo di Fermi al primo ordine) e $\tau(E)$ rappresenta il tempo di permanenza nella galassia e dipende dall'energia.

Si può dimostrare che $\tau(E) \sim E^{-(0,6 \div 0,7)}$ e dunque il flusso previsto per raggi cosmici provenienti dalla galassia è compatibile con quello osservato sperimentalmente.

Questa prima zona dello spettro corrisponde dunque a RC provenienti dalla galassia, che arri-

vano sulla Terra con un flusso piuttosto elevato.

Per $E_0 \sim 10^8 eV$ si hanno ~ 100 particelle per metro quadro al secondo: un tale flusso può essere rivelato con palloni aerostatici o con satelliti posti fuori dall'atmosfera terrestre [27].

Le misure di questo tipo si pongono come principale obiettivo quello di misurare le abbondanze relative dei RC primari (essenzialmente protoni) e di misurare il rapporto materia/antimateria.

Ad energie più elevate il flusso diminuisce e lo studio dei RC è possibile attraverso l'osservazione della radiazione secondaria che il primario (protone o fotone) produce interagendo con i nuclei presenti nell'atmosfera terrestre.

In tali interazioni si originano gli sciame estesi in atmosfera (EAS) che, a seconda dell'energia del primario, possono essere studiati con diverse tecniche:

- $E_0 \sim 10^{12} eV$ (**Very High Energy**): si usano telescopi in grado di osservare la luce Čerenkov prodotta dalle particelle dello sciame che si propagano nell'atmosfera con velocità maggiori della velocità della luce nel mezzo (MAGIC, HESS, VERITAS, WHIPPLE).
- $E_0 \sim 10^{15} eV$ (**Ultra High Energy**): si costruiscono rivelatori estesi ($\text{Area} \geq 10^4 m^2$) sulla superficie terrestre, che usano diverse tecniche (fotomoltiplicatori, tubi a streamer, camere a fili) per rivelare il passaggio dei raggi cosmici secondari e da quelli ricostruire la traiettoria del primario che ha generato lo sciame (ARGO, KASCADE, EAS-TOP, AGASSA).
- $E_0 \geq 10^{16} eV$ (**Extreme UHE**): il flusso continua a diminuire e dunque servono rivelatori sempre più estesi, anche perché essendo il primario sempre più energetico, lo sciame si allarga. Si può sfruttare la fluorescenza delle molecole di azoto presenti nell'atmosfera che, eccitate dall'urto con il primario, emettono luce nell'ultravioletto per tornare allo stato fondamentale (HiRes, Auger).

Ad energie $E_0 > 10^{20} eV$ il flusso è bassissimo: ci si aspetta 1 evento per chilometro quadrato al secolo e dunque la zona occupata dal rivelatore deve essere davvero enorme.

Il primo evento del genere è stato osservato dall'esperimento **Volcano Ranch** negli anni '50 ad

un'energia $E_0 \sim 1,4 \cdot 10^{20}$ eV e da allora sono stati visti solo una ventina di eventi di energia $E_0 > 10^{20}$ eV.

La brusca riduzione del flusso che si presenta ad energie $E \sim 10^{18 \div 20}$ eV, che è stata osservata nei dati dell'esperimento HiRes [35], ma non in quelli di AGASA [26] (figura 1.12), è nota come **effetto GZK**, e fu ipotizzata negli anni '60 indipendentemente da Greisen [12] e da due ricercatori russi: Zatsepin e Kuzmin [13]. Il concetto alla base di tale effetto è molto sempli-

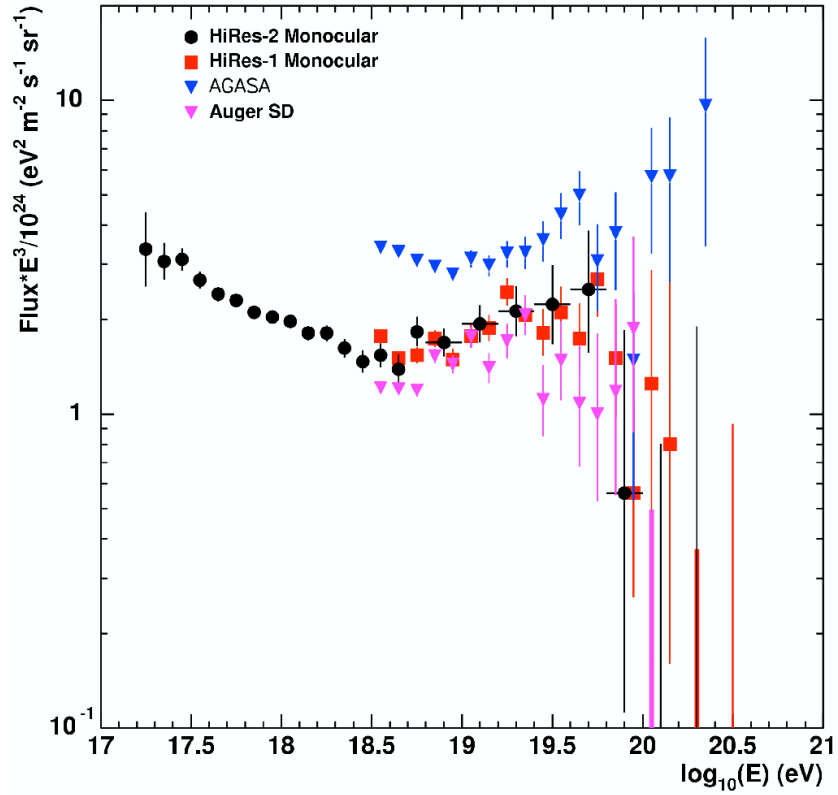


Figura 1.12: Flusso differenziale dei RC misurato a Terra, moltiplicato per E^3 nella zona del taglio GZK: sono rappresentati gli eventi osservati da diverse collaborazioni, in particolare AGASA e HiRes [35].

ce: un protone o un fotone che viaggia nel cosmo può interagire con la radiazione cosmica di fondo e in questo modo creare nuove particelle.

In seguito alle interazioni i RC primari (p e/o γ) terminano la loro propagazione e il loro flusso

si riduce.

Queste reazioni sono processi a soglia: non possono avvenire se la particella incidente non ha l'energia sufficiente. Le interazioni tra raggi cosmici e, ad esempio, il fondo cosmico a microonde (CMBR) sono le seguenti:

$$\gamma + \gamma_{CMBR} \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.17)$$

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow \Delta^+ \quad (1.18)$$

La risonanza $\Delta^+(1232)$ può decadere a sua volta in due modi:

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p \quad (1.19)$$

oppure

$$\Delta^+ \rightarrow \pi^+ + n \quad (1.20)$$

i pioni decadono a loro volta in

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.21)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.22)$$

e successivamente

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.23)$$

La soglia del processo per un protone è data da:

$$E_p > \frac{(2m_p m_\pi - m_\pi^2)}{4E_{CMBR}} \sim 4 \cdot 10^{19} eV \quad (1.24)$$

dove $m_\pi \simeq 140$ MeV è la massa del pione $m_p = 938$ MeV è la massa del protone e E_{CMBR} rappresenta l'energia del fondo cosmico, che si trova alla temperatura di 2,7 Kelvin.

L'effetto GZK causa dunque una degradazione in energia dei protoni e dei fotoni di altissima energia che, interagendo, producono nuove particelle: in questo modo l'informazione sulla traiettoria del primario, che poteva portare all'individuazione della sorgente, viene persa.

I fotoni sono particelle neutre e prive di massa, quindi per energie minori del taglio GZK conservano l'informazione sulla direzionalità, non essendo deviati dai campi magnetici. I protoni hanno un'ulteriore limitazione, oltre al taglio GZK: essendo particelle cariche e di massa abbastanza grande, a basse energie vengono deviati dai campi magnetici e questo comporta la totale perdita dell'informazione sulla traiettoria da loro seguita per raggiungere il rivelatore. In questo modo l'intervallo di energie per cui i protoni possono essere usati per fare astronomia è molto limitato.

1.5 Astronomia con i neutrini

Nel paragrafo precedente abbiamo visto come, a causa dell'effetto GZK, l'Universo sia opaco alle particelle più energetiche.

I limiti sull'energia dati dalla soglia dei processi di interazione con la CMBR per protoni e fotoni pongono dei limiti anche sulle distanze investigabili da Terra. Dire che un protone può essere rivelato solo se ha un'energia $E_0 < 50 \text{ EeV}$ equivale a dire, supponendo validi i meccanismi di accelerazione discussi, che può essere rivelato solo se emesso da una sorgente distante al più 10Mpc, infatti si ha:

$$\lambda_{p\gamma} = \frac{1}{n_{CMBR}\sigma_{p\gamma}} \sim 10Mpc \quad (1.25)$$

dove $\sigma_{p\gamma}$ rappresenta la sezione d'urto dell'interazione $p - \gamma_{CMBR}$ ed è pari a $10^{28}cm^2$ e $n_{CMBR} = 400cm^{-3}$ rappresenta invece il numero di fotoni di fondo cosmico al picco dello spettro. Dall'analisi dell'effetto GZK possiamo dunque capire che una particella in grado di trasportare, a qualunque energia, l'informazione sulla sorgente che l'ha emessa deve essere:

- **neutra e con massa piccola o nulla**, altrimenti viene deviata dai campi magnetici, specie alle basse energie;

- **debolmente interagente**, altrimenti può dare luogo a processi a soglia che compongono la sua degradazione in energia con la conseguente produzione di nuove particelle.

Essendo particelle stabili e neutre, i **neutrini** sono adatti a questo scopo [2], arrivano infatti al rivelatore seguendo una traiettoria rettilinea, senza essere deviati da campi magnetici. Il neutrino interagisce con la materia solo debolmente: ciò riesce da un lato a farci ottenere informazioni sulle sorgenti astrofisiche che sarebbero inaccessibili con altre tecniche sperimentali, dall'altro lato ci porta a dover costruire apparati di volumi dell'ordine del km^3 per poter collezionare un numero di eventi sufficiente a svolgere un'analisi statistica sulla direzione di provenienza delle tracce osservate.

Il primo esempio di ciò che si può ottenere con tale tecnica di "astronomia" è stata l'osservazione *con neutrini* dei resti di una supernova (la SN1987A) e del Sole.

I neutrini che incontrano un oggetto denso, come la Terra, possono interagire tramite corrente carica con i nucleoni che si trovano nel mezzo, con processi del tipo:

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X \quad (1.26)$$

dove l^- indica il generico leptone, N il nucleone e X gli adroni che si hanno come prodotti finali.

Un generico acceleratore di RC produce in prima approssimazione neutrini nella proporzione $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$. Viaggiando fino al rivelatore, posto sulla Terra, i neutrini *oscillano* e in questo modo il rapporto atteso tra i sapori dei neutrini rivelati a Terra è $1 : 1 : 1$.

Immaginiamo che il rivelatore sia un cubo di lato L: un neutrino incidente sarà rivelato, in prima approssimazione, solo se interagisce all'interno del volume del rivelatore [4].

La probabilità di interazione sarà

$$P = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda_\nu}} \sim -\frac{L}{\lambda_\nu} \quad (1.27)$$

dove $\lambda_\nu = \frac{1}{\rho N_A \sigma_\nu}$, essendo ρ la densità del mezzo in cui è posto il rivelatore, σ_ν la sezione d'urto del neutrino ed N_A il numero di Avogadro.

Il numero di eventi prodotti, nel tempo T , da un flusso ϕ di neutrini che interagisce con una porzione di area A del rivelatore, sarà proporzionale all'energia del neutrino incidente, infatti si ha

$$N = ATP\phi \quad (1.28)$$

dove P , ϕ e A dipendono dall'energia del neutrino incidente: A non rappresenta infatti l'area geometrica del rivelatore, ma l'**area efficace** con cui un neutrino di energia E può interagire in modo tale da produrre nell'apparato un segnale rivelabile.

Questo discorso molto semplificato vale per i neutrini elettronici.

Un ν_μ interagendo tramite corrente carica produce nello stato finale un μ^- , che può viaggiare per chilometri se sufficientemente energetico. Per questo motivo un rivelatore per muoni ha un'area efficace molto maggiore di quella che serve per rivelare ν_e , viste le diverse modalità con cui i due leptoni, μ^- ed e^- , perdono energia.

Per avere un'idea della probabilità che un ν_μ sia osservabile nel rivelatore basta fare la seguente sostituzione nella 1.28:

$$L \rightarrow \lambda_\mu \quad (1.29)$$

da cui:

$$P = \frac{\lambda_\mu}{\lambda_\nu} \quad (1.30)$$

dove λ_μ è la lunghezza di attenuazione del muone nel mezzo determinata dalle modalità di perdita di energia del muone. Tale perdita di energia è dovuta essenzialmente a due contributi: produzione di coppie (e altri processi elettromagnetici) e ionizzazione.

Nel caso del ν_τ , per tenere conto dell'effettivo percorso del leptone τ nell'apparato dovremmo invece sostituire

$$L \rightarrow c\gamma\tau = \frac{E}{mc} \tau \quad (1.31)$$

Nella 1.31 E , m e τ rappresentano energia, massa e vita media del leptone.

I neutrini ν_μ e ν_τ possono quindi essere rivelati entro un volume maggiore di quello strumentato.

Il modo più facile per osservare UHE- ν a Terra è dunque quello di seguire il percorso dei muoni prodotti nelle interazioni CC tra ν_μ , ν_τ e nucleoni. Dalla cinematica dell'interazione si ricava l'angolo tra il ν_μ e il μ , dato da [23]:

$$\theta \sim \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu [TeV]}} \quad (1.32)$$

Individuata quindi la direzione del muone si trova con buona approssimazione anche quella del neutrino e dunque si individua la sorgente che lo ha emesso.

La rivelazione di neutrini di altissima energia ha dei grandi vantaggi:

- la sezione d'urto per energie $E_\nu \geq 10^{15}$ eV ha un andamento del tipo $\sigma \propto E_\nu^{0,4}$, più piatta di quella per $E_\nu \leq 10^{12}$ eV ($\sigma \propto E_\nu$): pur aumentando l'energia i neutrini potranno continuare a raggiungere l'apparato.
- lo spettro in energia dei neutrini atmosferici è caratterizzato da un indice spettrale ($\sim 2,6$) maggiore di quello dei neutrini astrofisici, pari a circa 2: per $E_\nu > 1 \div 10 TeV$, il flusso dei neutrini astrofisici dovrebbe essere più intenso di quello dei neutrini atmosferici.

Le stime di flussi di neutrini di altissima energia permettono di calcolare quale deve essere l'area efficace di un apparato che voglia affrontare la "Astronomia con neutrini": deve essere maggiore di $1 km^2$.

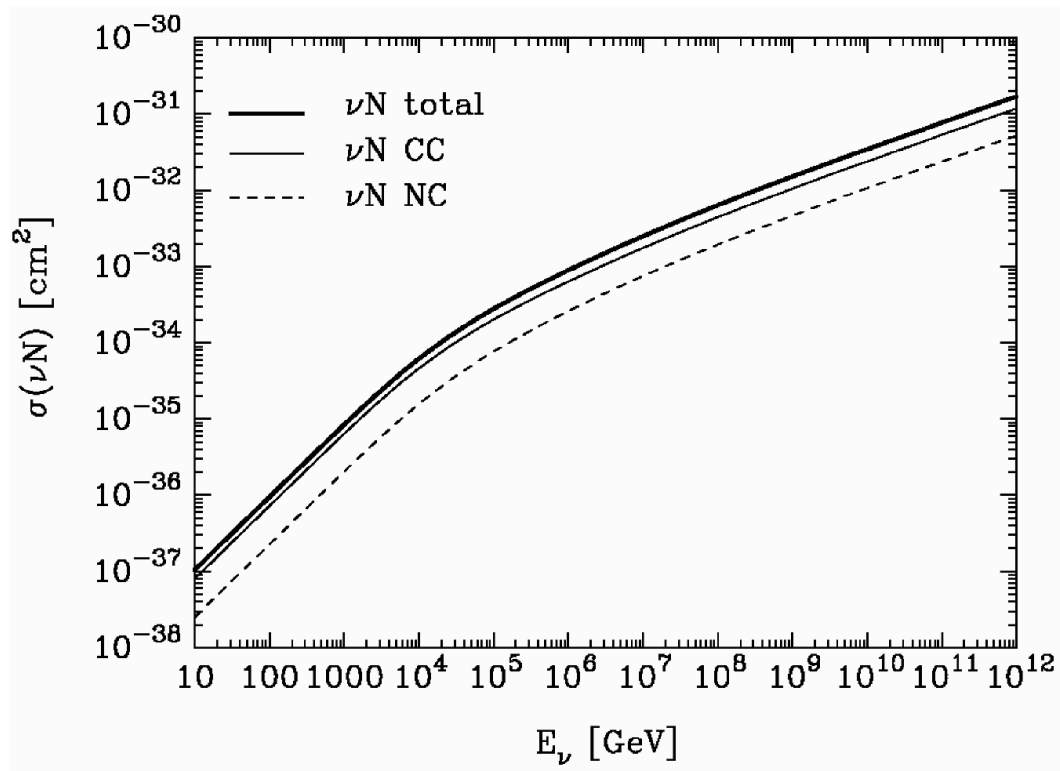


Figura 1.13: Sezione d'urto del processo νN in funzione dell'energia [14].