

Cap. 1 Raggi cosmici

1.1 La scoperta dei raggi cosmici.

I raggi cosmici sono l'insieme di particelle cariche e neutre che colpiscono la terra da tutte le direzioni. Essi furono scoperti ai primi del '900, durante lo studio del fenomeno della scarica di elettroscopi isolati.

Questo fenomeno veniva inizialmente attribuito alla radioattività, che era stata scoperta da poco grazie ai lavori di Becquerel, dei coniugi Curie e in seguito di Rutherford, Soddy e collaboratori. Ma la quantità di radioattività necessaria a spiegare il tasso di scarica degli elettroscopi sembrava superiore a quella naturale; inoltre sembrava che la scarica degli elettroscopi fosse più veloce ad alta quota rispetto agli elettroscopi posti sulla superficie terrestre.

Fu Victor Hess nel 1912 (Figura 2) che, con l'aiuto di palloni sonda e di una mongolfiera dimostrò che questa radiazione ionizzante aumentava con la quota e che aveva quindi origine extraterrestre, scoprendo di fatto i raggi cosmici (RC) [3].

Fino allo sviluppo di acceleratori di energia sufficientemente elevata negli anni '50, i RC furono le uniche sorgenti disponibili di particelle di alta energia. Fu proprio durante lo studio dei raggi cosmici che vennero scoperti l'antimateria, con l'osservazione delle prime tracce di positroni da parte di Anderson, Blackett e Occhialini, il muone (da parte di Anderson e Neddermeyer), i mesoni π (predetti da Yukawa nel 1936) e vennero osservati per la prima volta anche i decadimenti di particelle dotate di *stranezza* (K, Λ , Σ e Ξ).

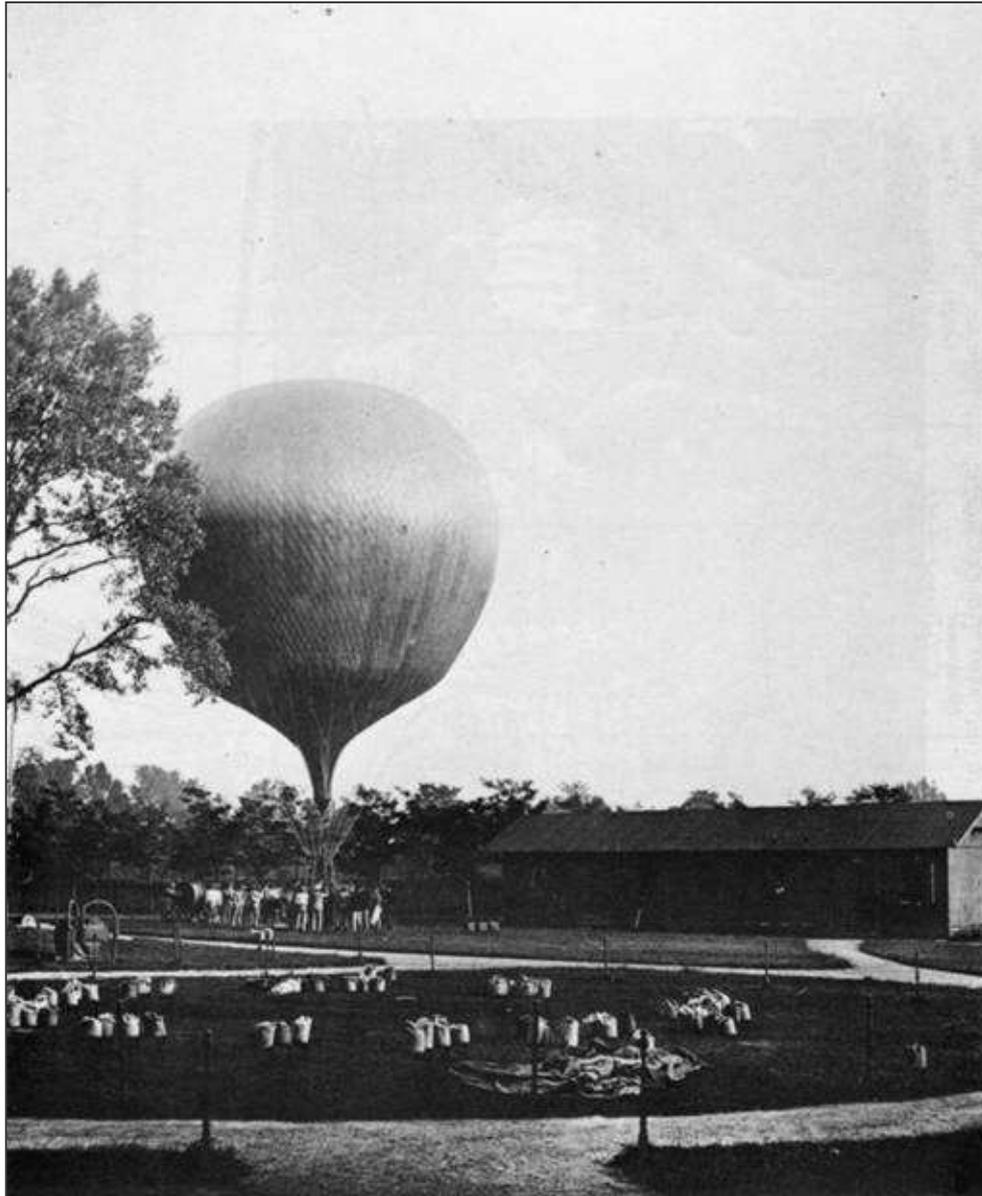


Figura 2 - Esperimento di Victor Hess con la mongolfiera (1912).

1.2 Spettro dei raggi cosmici

I RC primari, quelli cioè che sono distribuiti uniformemente nello spazio e che incidono sugli strati più esterni dell'atmosfera, sono costituiti principalmente da protoni (86-89%), nuclei di He (9%) e per il resto da nuclei più pesanti, elettroni, neutrini e gamma di alta energia [6].

In Figura 3 è riportato il flusso differenziale dei RC, cioè il numero di particelle incidenti per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido. L'andamento del flusso in funzione dell'energia può essere espresso tramite una legge di potenza del tipo [7]

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

dove α , l'indice spettrale è pari a

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{per } E < 3 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3 & \text{per } 3 \cdot 10^{15} < E < 10^{18} \text{ eV} \\ 2.7 & \text{per } E > 3 \cdot 10^{18} \text{ eV} \end{cases}$$

Le variazioni della pendenza dello spettro dei RC sono più visibili moltiplicando il flusso differenziale per $E^{2.7}$ come nella parte bassa della Figura 3.

Il primo punto di variazione di pendenza (a $E = 3 \cdot 10^{15}$ eV) è detto “ginocchio” (knee) e il secondo (a $E = 10^{18}$ eV) è detto “caviglia” (ankle). L'andamento osservato può essere spiegato ipotizzando che i RC siano accelerati attraverso i meccanismi di accelerazione di Fermi (vedi §1.5). Tale meccanismo prevede per lo spettro “alla sorgente” dei raggi cosmici un andamento proporzionale ad E^{-2} . L'effetto di confinamento dovuto al campo magnetico galattico, più efficiente alle basse energie (leaky box model), distorce lo spettro delle particelle accelerate facendo sì che quelle da noi osservate seguano una legge di potenza del tipo $E^{-\gamma}$ con $\gamma \approx 2.6 \div 2.7$.

Le particelle cariche in un campo magnetico, subiscono la forza di Lorentz

$$F_{Lorentz} = q \mathbf{B} \times \mathbf{v}$$

ortogonale al loro vettore velocità, e compiono quindi traiettorie circolari o a forma di spirale.

Il raggio della traiettoria è chiamato raggio di Larmor o giroradio:

$$R_{Larmor} = \frac{E}{Z|e|B\beta c}$$

che per un protone assume la forma:

$$R[m] = \frac{E[GeV]}{0.3 B[T]}.$$

Per $B = 3 \mu\text{G}$ (campo magnetico medio della galassia), $E = 10^{16}$ eV si ha un giroradio pari a circa 4 pc ($1 \text{ pc} = 3.086 \cdot 10^{16} \text{ m}$).

Basandosi sulle considerazioni precedenti, si può assumere che, almeno fino al ginocchio (cioè fino a 10^{15} - 10^{16} eV), i RC siano prevalentemente di origine galattica: infatti dopo il punto di ginocchio una frazione sempre maggiore dei RC sfugge al campo magnetico

galattico, fino ad arrivare alla caviglia dove il giroradio è maggiore dello spessore del disco galattico²; oltre tale energia bisogna ipotizzare evidentemente un'origine extragalattica.

Il massimo dello spettro si ha intorno a qualche GeV, al di sotto del quale la componente dei RC è sommersa dalle particelle cariche di bassa energia provenienti dal Sole (vento solare).

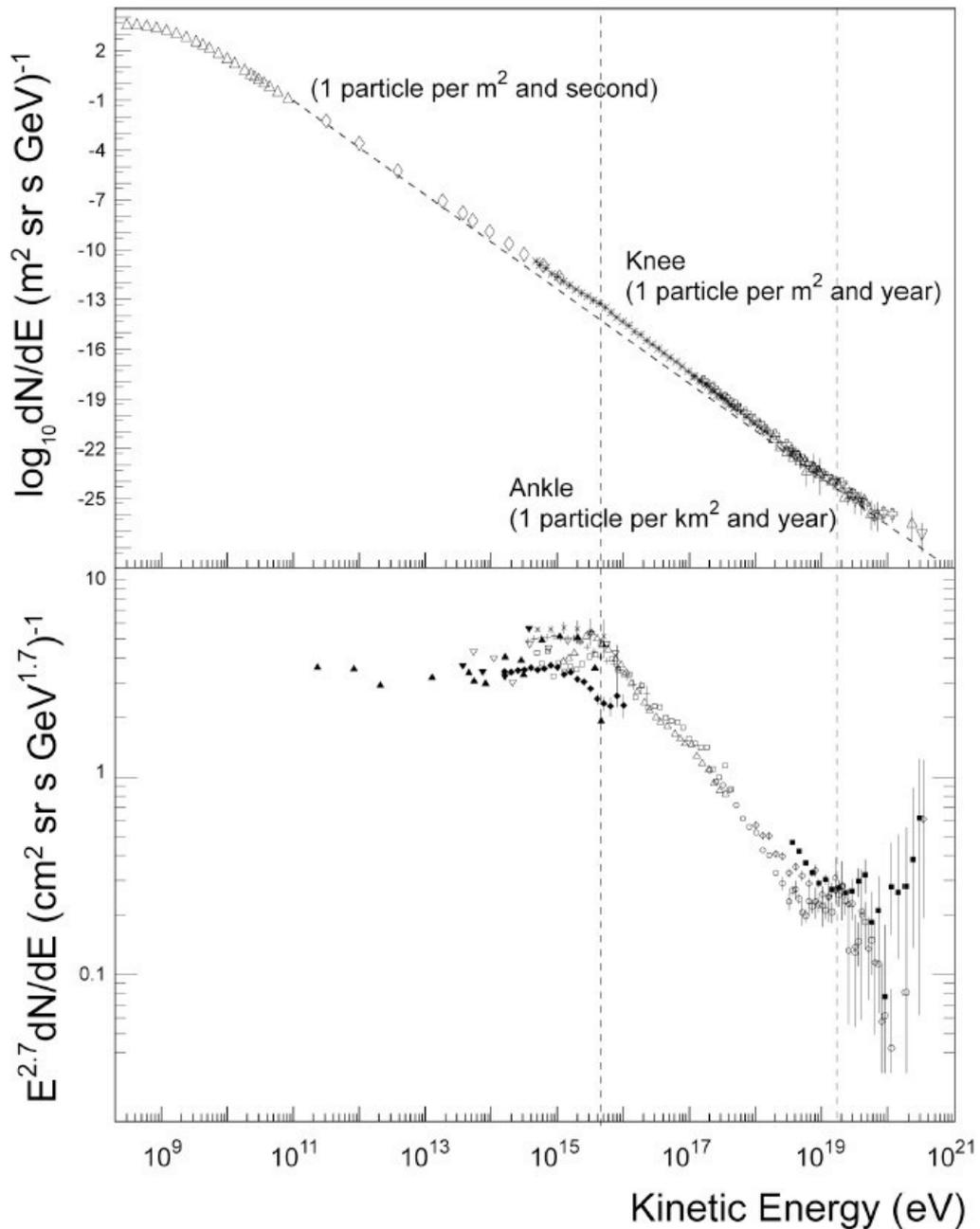


Figura 3 - Spettro di energia dei Raggi Cosmici e andamento moltiplicato per $E^{2.7}$.

² il disco galattico ha un raggio di circa 10 kpc e uno spessore pari a circa 500 pc

Oltre i 10^{20} eV quasi tutti gli esperimenti (a parte AGASA) mostrano una rapida diminuzione del flusso dei RC, recentemente confermata dall'esperimento AUGER [8]. Questo fenomeno di soglia è stato previsto negli anni '60 da Greisen, Zatsepin e Kuzmin ed è noto come effetto GZK dalle loro iniziali. La soglia (GZK cutoff) è dovuta al fatto che i RC di queste energie possono interagire con i fotoni del fondo a microonde (a 2.7 K) per fotoprodurre la risonanza Δ^+ :



La soglia di energia per questa reazione è assai elevata; la conservazione del quadrato del quadrimomento dà infatti

$$E_{Th} = \frac{c^4 (m_{\Delta}^2 - m_p^2)}{4E_{\gamma}} \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ eV}$$

nel caso in cui venga prodotta la Δ^+ a riposo.

Il flusso di RC con energie superiori a questa soglia è quindi attenuato durante il percorso, e questo limita la distanza osservabile delle sorgenti più potenti. Nel contempo si osserva però un flusso maggiore di RC per energie immediatamente inferiori alla soglia, e questo è dovuto ai prodotti della reazione (1). Si osservi che tra i prodotti secondari vi sono anche neutrini di altissima energia.

1.3 Composizione dei raggi cosmici

Attraverso esperimenti condotti su satelliti si sono potute indagare le caratteristiche dei RC primari, in particolare la loro composizione.

Dal confronto tra le abbondanze relative dei nuclei pesanti nei RC rispetto alle abbondanze relative nel sistema solare (Figura 4), si possono dedurre importanti indicazioni.

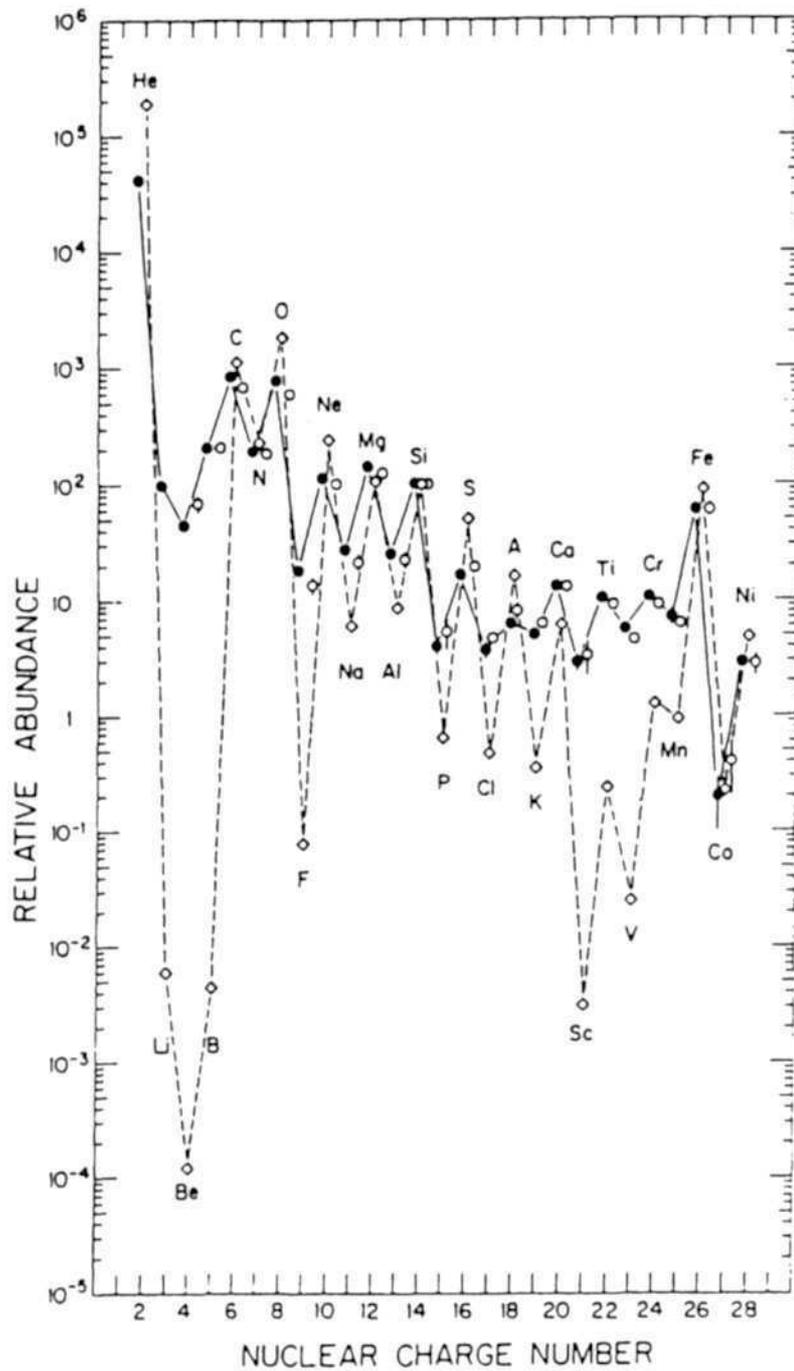


Figura 4 - Abbonanze relative dei nuclei He-Ni nei RC (linea continua) e nel Sistema solare (linea tratteggiata) [6].

Nella figura si vede che in entrambi i casi si ha il tipico effetto pari-dispari dovuto al fatto che i nuclei con Z pari hanno un legame più forte e quindi sono più abbondanti. Invece gli elementi Li, Be, B, e Sc, Ti, V, Cr, Mn, sono vari ordini di grandezza più abbondanti nei RC che nel sistema solare (per il Be si sfiora 10^6). Questi elementi sono infatti praticamente

assenti nei prodotti dei processi di nucleo-sintesi stellare, mentre nei RC sono creati dalla spallazione dei più abbondanti nuclei di C e O (Li, Be, B), e di Fe (Sc, Ti, V, Cr, Mn) presenti nel mezzo interstellare (ISM). Questa spiegazione ha anche il pregio di fornire una indicazione sulla propagazione dei RC e sul loro confinamento nella nostra galassia. Infatti conoscendo la sezione d'urto del processo di spallazione si può risalire allo spessore (X [g/cm^2]) di ISM attraversato tra la sorgente e l'osservazione dei RC. Per la maggior parte dei RC lo spessore attraversato risulta compreso tra 5 e 10 g/cm^2 . La densità media del disco galattico (ρ) è dell'ordine di un protone al cm^3 , quindi i RC hanno viaggiato per una distanza almeno pari a

$$l = \frac{X}{m_p \rho} = 3 \cdot 10^{24} \text{ cm} \approx 1000 \text{ kpc}$$

dove $m_p = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ è la massa del protone. Dato che lo spessore del disco galattico è pari a circa 0.5 kpc e poiché la maggior parte dei RC che osserviamo è di origine galattica, esiste una sorta di confinamento, ad opera del campo magnetico galattico (in media 3 μG), che costringe i RC a propagarsi per un tempo molto lungo ($\sim 10^7$ anni) all'interno della galassia prima di essere assorbiti o sfuggire nello spazio intergalattico.

1.4 Generazione dei raggi cosmici

La vera origine dei RC rimane ancora incerta, soprattutto a causa del fatto che questi sono deviati dai campi magnetici e ciò impedisce di ricollegare la direzione di arrivo del primario alla sorgente acceleratrice. Nella nostra galassia le sorgenti più probabili sono: le esplosioni di supernovae; eventi violenti sulle superfici di stelle (come le tempeste solari che danno origine a grandi emissioni di plasma); i dischi di accrescimento intorno ad oggetti compatti (buchi neri o di stelle di neutroni) in sistemi binari; le microquasar. Possibili sorgenti extragalattiche sono i nuclei galattici attivi (AGN) e le sorgenti di Lampi di Raggi Gamma (Gamma Ray Bursts GRB) [9].

La possibilità che i RC di origine galattica siano dovuti alle esplosioni di supernovae era già stata avanzata negli anni '30 da Zwicky e Baade, e negli anni '60 è stata corroborata da Ginzburg e Syrovatskii [10]: la densità di energia necessaria per accelerare i RC alle energie osservate è circa $\rho_{\text{CR}} \cong 1 \text{ eV}/\text{cm}^3$ ($1.6 \cdot 10^{-13} \text{ J}/\text{m}^3$) distribuita su un volume galattico pari a circa $V_{\text{GAL}} = \pi R^2 D \cong \pi (15 \text{ kpc})^2 \cdot 0.2 \text{ kpc} = 1.3 \cdot 10^{60} \text{ m}^3$, per un tempo di permanenza

medio di $3 \cdot 10^6$ anni. Partendo da questi valori si può calcolare la potenza necessaria per accelerare i RC:

$$W_{RC} = \rho_{CR} V_{GAL} / \tau_{CR} \approx 10^{41} \text{ J/yr}$$

D'altra parte, una supernova di tipo II espelle nello spazio circostante una quantità di materia dell'ordine di 10 masse solari ($2 \cdot 10^{31}$ kg) ad una velocità di circa 10^7 m/s, con una frequenza media approssimativamente di una per secolo; questo corrisponde alla potenza

$$W_{SN} \approx 5 \cdot 10^{42} \text{ J/yr}$$

superiore a quella necessaria [7]. Questo è un forte indizio al fatto che una buona parte dei RC di origine galattica siano generati ed accelerati dalle onde d'urto delle supernove (§1.5).

La generazione da parte delle stelle ci è nota a causa del vento solare. Il sole emette una gran quantità di particelle (il vento solare) con bassa energia, con un andamento oscillante legato al ciclo solare di periodo 11 anni. Sulla terra si ha una correlazione dell'abbondanza di RC a bassa energia con il ciclo solare, mentre si ha anticorrelazione degli altri RC. Questo perché il vento solare, essendo formato da plasma in movimento, genera un campo magnetico più forte nei periodi di massima attività, e questo campo magnetico scherma in maniera più efficace i RC provenienti dall'esterno del sistema solare.

Lo stesso campo magnetico terrestre funge da filtro sui RC con energia minore di qualche decina di GeV [7]. La traiettoria effettiva di una particella in avvicinamento alla terra è una spirale, ma l'ordine di grandezza della energia minima per colpire l'atmosfera terrestre può essere calcolata con un modello semplice: consideriamo una particella di carica $Z|e|$, e momento $p = mv$, che viaggia in un cerchio equatoriale di raggio r , intorno ad un dipolo magnetico di momento M . Uguagliando la forza magnetica e quella centrifuga

$$Z|e| |\mathbf{B} \times \mathbf{v}| = \frac{mv^2}{r}$$

e considerando che il campo dovuto ad un dipolo magnetico al suo equatore vale

$$B = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3}$$

si ottiene il raggio di Størmer $r_s = \left(\frac{4\pi B}{\mu_0 M} \right)^{1/3}$. Il valore di soglia del momento della particella

può essere calcolato uguagliando il raggio di Størmer al raggio terrestre, r_E ;

$$\frac{pc}{Z} = \frac{\mu_0 M c |e|}{4\pi r_E^2} = 59.6 \text{ GeV}$$

1.5 Meccanismi di accelerazione

Nel 1949 Fermi pubblicò un articolo nel quale ipotizzava l'accelerazione dei RC attraverso la diffusione delle particelle in nubi di plasma in moto nella galassia.

Questo processo è ora noto come meccanismo di Fermi del secondo ordine, visto che l'incremento medio relativo di energia di ogni nucleone è proporzionale al β^2 della nube di plasma.

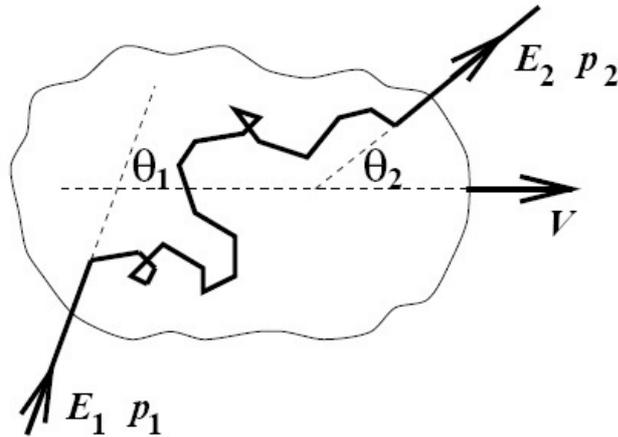


Figura 5 - Accelerazione di una particella in una nube di plasma in moto con velocità V : E_1 (E_2), p_1 (p_2) e θ_1 (θ_2) energia, momento e angolo di incidenza iniziali (finali).

Indicando con E_1 l'energia iniziale della particella e con E_2 l'energia della particella in uscita dalla nube, si ha infatti [6]:

$$\frac{\langle E_2 \rangle}{E_1} = \gamma^2 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) = \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) \cong (1 + \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) \cong 1 + \frac{4}{3} \beta^2$$

dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $\beta = \frac{V}{c}$ dove V è la velocità della nube.

Poiché le nubi di plasma hanno velocità piuttosto basse ($\beta \approx 10^{-4}$) questo meccanismo non è in grado di spiegare le alte energie in gioco nei RC, in particolare darebbe luogo ad uno spettro in energia con un indice spettrale troppo elevato [6].

Applicando l'idea dell'accelerazione di Fermi alle onde d'urto si ottiene un guadagno medio di energia proporzionale a β , (meccanismo di Fermi del primo ordine). Un'onda d'urto (shock wave) è una perturbazione che si propaga ad una velocità maggiore di quella del suono nel mezzo considerato. Durante l'esplosione di una supernova ad esempio, una grande quantità di materia (dell'ordine delle 10 masse solari) viene espulsa ad una velocità di circa 10^4 km/s,

molto maggiore della velocità del suono nel mezzo interstellare, creando quindi un'onda d'urto che si propaga radialmente nello spazio. La velocità del fronte d'onda (V_S) dipende dalla velocità della materia espulsa ($V_P \cong 10^4$ km/s) e dal rapporto tra i calori specifici, (trattandosi di gas ionizzato, quindi mono-atomico $\gamma = c_P/c_V = 5/3$); risulta [11]

$$\frac{V_S}{V_P} \cong \frac{4}{3}$$

Le particelle che vengono diffuse dalle irregolarità dei campi magnetici delle nubi di plasma, attraversando il fronte d'onda di shock guadagnano energia, in entrambi i sensi di attraversamento dello shock, poiché la velocità relativa del plasma prima e dopo lo shock è sempre V_P (Figura 6).

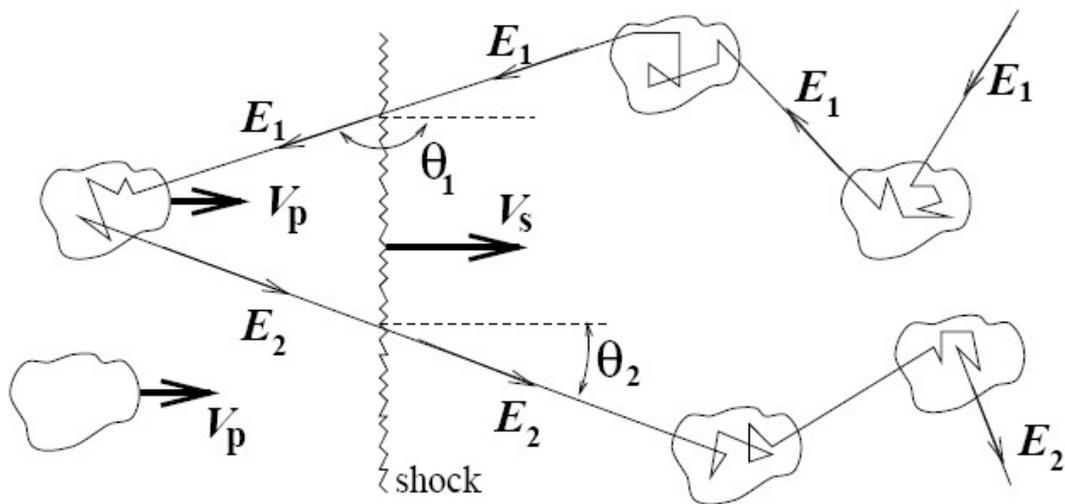


Figura 6 - Schema di interazione di una particella con un'onda di shock. E_1 (E_2) energia iniziale (finale) della particella, V_S velocità dello shock, V_P velocità della materia espulsa [11].

Questo è il motivo per cui nell'onda d'urto si ha un'accelerazione più efficiente. Il guadagno medio di energia per ogni passaggio avanti e indietro è [11]

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3} \beta, \text{ con } \beta = V_P/c.$$

Mediando sull'angolo di incidenza delle particelle si può calcolare il tasso di attraversamento dello shock e l'indice spettrale dello spettro in energia della popolazione di particelle accelerate. Lo spettro calcolato ha l'andamento descrivibile tramite una legge di potenza

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$$

consistente con quanto osservato nel §1.2.

Durante la propagazione nella galassia le particelle più energetiche hanno maggiore probabilità di sfuggire al campo magnetico galattico. Questo effetto è stato modellizzato matematicamente (Leaky Box Model) e se ne è potuta calcolare la variazione di indice spettrale pari a $0.6 \div 0.7$, che rende l'indice spettrale in accordo con quello osservato, pari a ~ 2.7 per $E < 10^{16}$ eV.

1.6 Sciame atmosferici

Una volta entrato nell'atmosfera terrestre, un raggio cosmico primario percorre al massimo una distanza³ dell'ordine di una decina di km, prima di interagire con un nucleone dell'atmosfera. L'interazione dà inizio ad uno sciame di particelle secondarie (Figura 7), formato da π^\pm , K^\pm , etc. (componente hard) che poi decadono in μ e ν , e da pioni neutri che, decadendo, danno inizio ad uno sciame puramente elettromagnetico (componente soft).

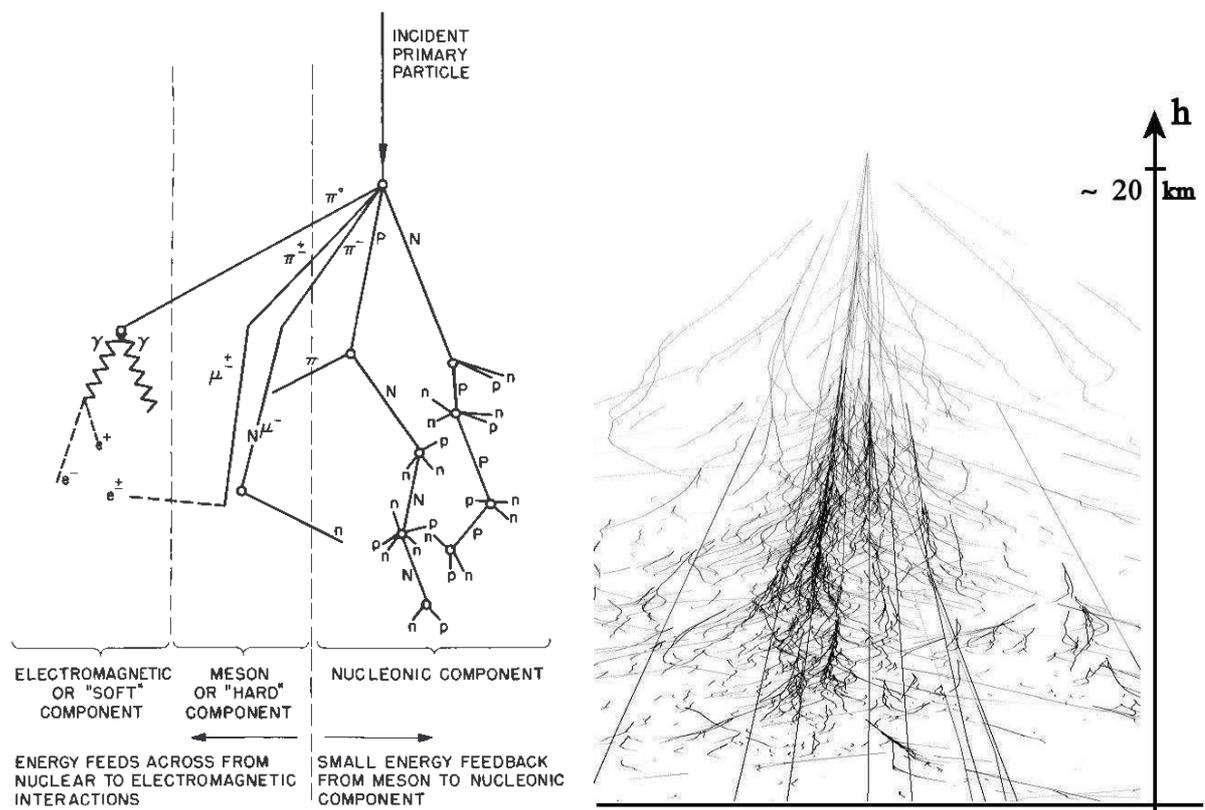


Figura 7 - Sviluppo di uno sciame atmosferico prodotto da raggi cosmici [4] (a sinistra), e simulazione di uno sciame indotto da un protone di energia 1 TeV (a destra).

³ La lunghezza di interazione dipende dall'energia e dalla massa (numero atomico) del primario

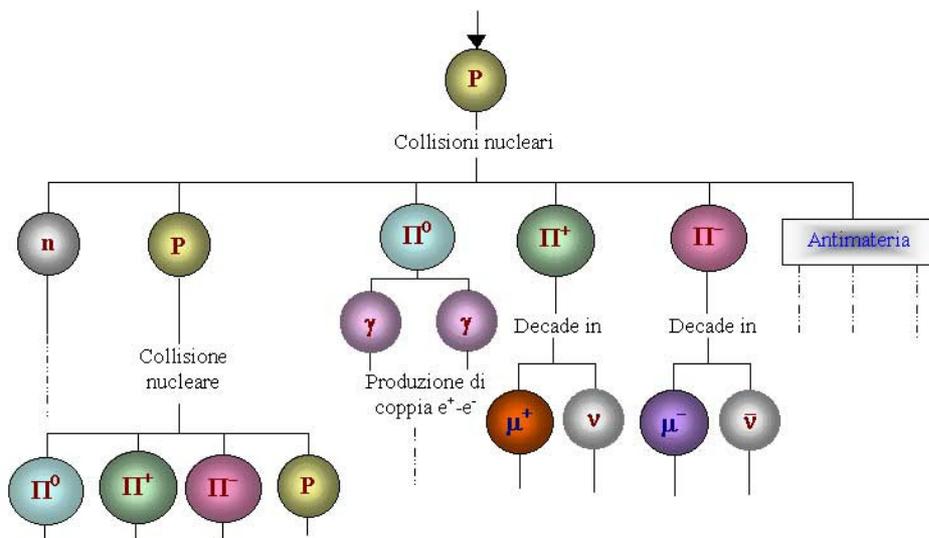


Figura 8 - Particelle secondarie, e loro decadimenti, prodotte dai raggi cosmici primari in una collisione nucleare [5].

I neutrini prodotti in questi sciami sono detti neutrini atmosferici. La alta densità dell'atmosfera (rispetto agli spazi interstellari dove probabilmente hanno origine i neutrini di origine astrofisica) fa sì che una parte dei mesoni prodotti interagisca prima di decadere, facendo sì che la pendenza dello spettro dei neutrini atmosferici sia maggiore di quella che ci aspettiamo nel caso di neutrini astrofisici $\left(\frac{dN}{dE} \propto E_\nu^{-2}\right)$; questo è un bene, perché ad energie sufficientemente elevate ci si aspetta che il flusso di neutrini astrofisici diventi superiore a quello dei neutrini atmosferici (vedi §1.7).

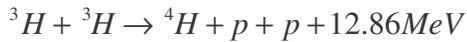
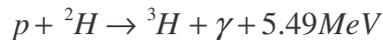
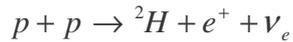
Inoltre questo fenomeno dà origine ad una forma caratteristica del flusso dei neutrini atmosferici rispetto all'angolo zenitale: i mesoni generati da RC provenienti da angoli più radenti l'orizzonte percorrono un tragitto più lungo in zone di bassa densità rispetto a quelli più verticali, avendo quindi una maggiore probabilità di decadere. Il flusso di neutrini avrà quindi un massimo in corrispondenza di angoli zenitali dell'ordine di $80 \div 90^\circ$.

1.7 Sorgenti astrofisiche di neutrini

Fino ad oggi neutrini di origine extraterrestre sono stati osservati solo dal Sole e dalla supenova SN1987 [12].

- Neutrini solari

Il sole produce neutrini a bassa energia dalle reazioni di fusione, in particolare nella catena protone-protone:



dove i neutrini hanno energia massima pari a 0.42 MeV.

Esistono altri rami di produzione dell'elio (ciclo C-N-O, $\text{Be}^7 \rightarrow \text{Li}^7$, etc.), meno frequenti, che producono neutrini ad energie leggermente più alte, ma comunque minori di 15 MeV.

Quindi i neutrini prodotti dal sole non causano problemi di background per le energie di interesse dell'astronomia di neutrini ($E < 100$ GeV). Sono stati invece molto importanti per le misure delle oscillazioni di neutrino.

Dal sole provengono tuttavia anche neutrini ad alta energia dovuti all'interazione di RC di alta energia sull'atmosfera solare: l'atmosfera solare è più densa di quella terrestre, quindi lo spettro di questi neutrini è più ripido.

- Neutrini da Supernovae

Le supernovae sono sorgenti dirette di neutrini ad energie relativamente basse, qualche decina di MeV. Dalla SN1987A sono stati osservati neutrini [12].

- Neutrini di alta energia: il “beam dump” astrofisico

I neutrini di origine extraterrestre possono essere prodotti tramite interazioni di protoni (accelerati tramite meccanismi di Fermi) di alta energia su bersagli del mezzo interstellare o del gas che circonda la sorgente. Questo meccanismo viene chiamato Astrophysical beam dump (schema in Figura 9).

FASCI di NEUTRINI: LABORATORI e CIELO

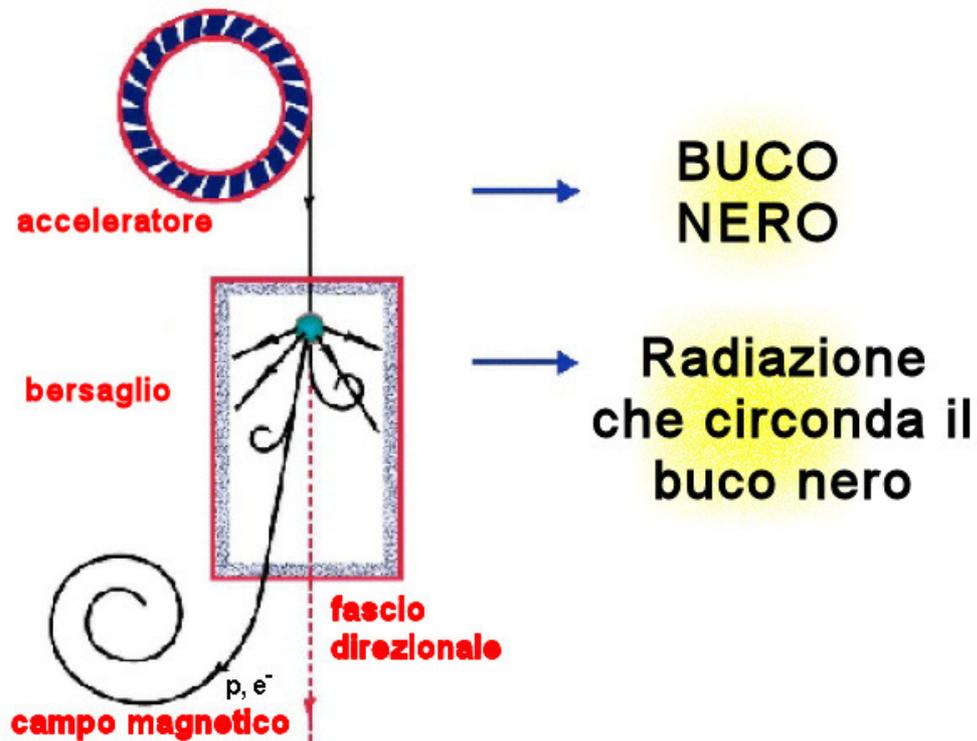
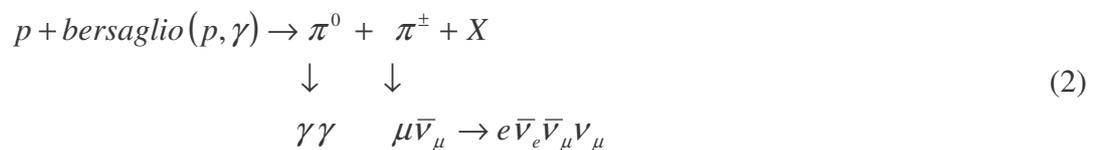


Figura 9 – Meccanismo di produzione dei neutrini: analogia tra acceleratori di laboratorio con target per la produzione di fasci di neutrini ed acceleratori cosmici (buchi neri) [15].

Nelle vicinanze dei grandi acceleratori cosmici i protoni possono interagire con altri protoni o con fotoni ambiente o che sono emessi per radiazione di sincrotrone da elettroni accelerati insieme ai protoni. Nell'urto vengono generati mesoni π e K carichi e neutri, e dal loro decadimento sono emessi neutrini e fotoni di alta energia, secondo la relazione:



Possibili sorgenti di neutrini extraterrestri, possono essere suddivise in galattiche:

- neutrini dal piano galattico
- neutrini da resti di supernova
- neutrini da stelle binarie

ed extragalattiche:

neutrini da nuclei galattici attivi

neutrini da gamma ray burst

neutrini cosmologici (da WIMPs e difetti topologici)

- Neutrini dal piano galattico

La polvere interstellare funge da bersaglio per i RC come l'atmosfera quindi è atteso un flusso di neutrini dalle regioni dello spazio più ricche di materia: un esempio vicino a noi è dato dal piano galattico. Ovviamente qui la densità di materia è bassissima e quindi lo spettro atteso dei neutrini segue quello dei RC incidenti perché i mesoni non vengono assorbiti.

- Neutrini da stelle binarie

Nei sistemi binari in cui uno dei due astri è un buco nero o una stella di neutroni e l'altro è una stella gigante, si forma un disco di accrescimento intorno all'oggetto più compatto.

I RC prodotti e accelerati (con il meccanismo descritto in 1.5) possono interagire con la materia del disco di accrescimento e produrre così un flusso di neutrini sempre secondo la relazione (2).

- Neutrini da resti di Supernovae

I resti di supernova sono sorgenti di raggi γ di alta energia (RX1713, Vela Jr. [16], [17]) e possono essere anche delle sorgenti di neutrini di alta energia. Infatti, come abbiamo visto nel §1.5 le particelle vengono accelerate tramite il meccanismo di Fermi del primo ordine attraversando l'onda d'urto del resto di supernova. Nelle SNR i protoni possono essere accelerati fino a $E \sim 10^{16} \div 10^{17}$ eV.

- Neutrini da nuclei galattici attivi

I nuclei galattici attivi (AGN) sono probabilmente gli oggetti più luminosi dell'universo osservabile, emettendo da 10^{42} a 10^{48} erg/s [14]. Gli AGN sono stati osservati per la prima volta nel 1949 e da allora ne sono stati classificati diversi tipi, ad esempio, in base allo spettro di emissione o alla luminosità. La maggior parte di questi oggetti sono situati ai confini dell'universo osservabile ($z \cong 2$). Ora sembra esserci accordo su un modello unificato in cui un AGN è una galassia molto giovane, con al centro un buco nero molto massiccio (da 10^4 a 10^{10} M_{\odot}) attorno al quale si è formato un grande disco di accrescimento. La materia (decine di M_{\odot} all'anno) in caduta sul buco nero si riscalda ed emette raggi X. Una parte della materia in caduta, a causa del forte campo magnetico, viene deviata verso i poli del buco nero, e riespulsiva in due jets simmetrici perpendicolari al piano contenente il disco di accrescimento.

La produzione di neutrini negli AGN è spiegata con due modelli: uno basato sulla formazione di onde di shock nella regione di accrescimento, che danno luogo all'accelerazione dei protoni con il meccanismo di Fermi del primo ordine e susseguente “beam dump”; l'altro modello è basato sui jets relativistici, in cui i protoni accelerati interagiscono nel jet con i fotoni che circondano il buco nero o che sono emessi all'interno del jet da elettroni (interazione $p \gamma$), generando mesoni carichi che danno origine poi ai neutrini di alta energia [18].

- Neutrini dalle sorgenti di lampi di raggi gamma

Nel 1969 i satelliti americani lanciarono un allarme a seguito della rivelazione di lampi di raggi gamma (GRB) nello spazio che si pensava fossero dovuti ad esperimenti nucleari russi. Ad allarme rientrato, si tentò di inquadrare il fenomeno in un modello, ma non era nemmeno chiaro se le sorgenti fossero galattiche o extragalattiche. Solo nel 1997 con il satellite BeppoSAX si riuscì a determinare una distanza approssimativa dei GRB che corroborò la loro origine extragalattica e che mise in luce il fatto che la sorgente doveva essere molto luminosa. Le ipotesi attuali più accreditate considerano i GRB come eventi estremamente violenti (battezzati ipernove) come la caduta di una stella di neutroni su un buco nero o la collisione tra due buchi neri.

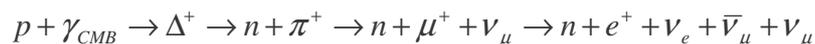
L'accelerazione delle particelle e l'interazione con la materia della regione di accrescimento danno origine a neutrini di alta energia.

- Neutrini da sorgenti esotiche

Altre possibili sorgenti di neutrini di altissima energia possono essere i decadimenti di particelle massive debolmente interagenti (WIMPs) che si depositerebbero nel centro delle stelle e dei pianeti o difetti topologici.

- Effetto GZK

Una sorgente sicura di neutrini ad altissima energia è data dall'effetto GZK (§1.4). I neutrini di $E > 10^{19}$ eV sono il prodotto secondario del decadimento della risonanza Δ^+ creata nell'interazione di protoni con la radiazione di fondo cosmica:



Nelle figure seguenti sono riportati i flussi attesi di neutrini dalle sorgenti menzionate: in Figura 10 sono riportati i flussi provenienti da sorgenti estese, mentre in Figura 11 i flussi da sorgenti puntiformi.

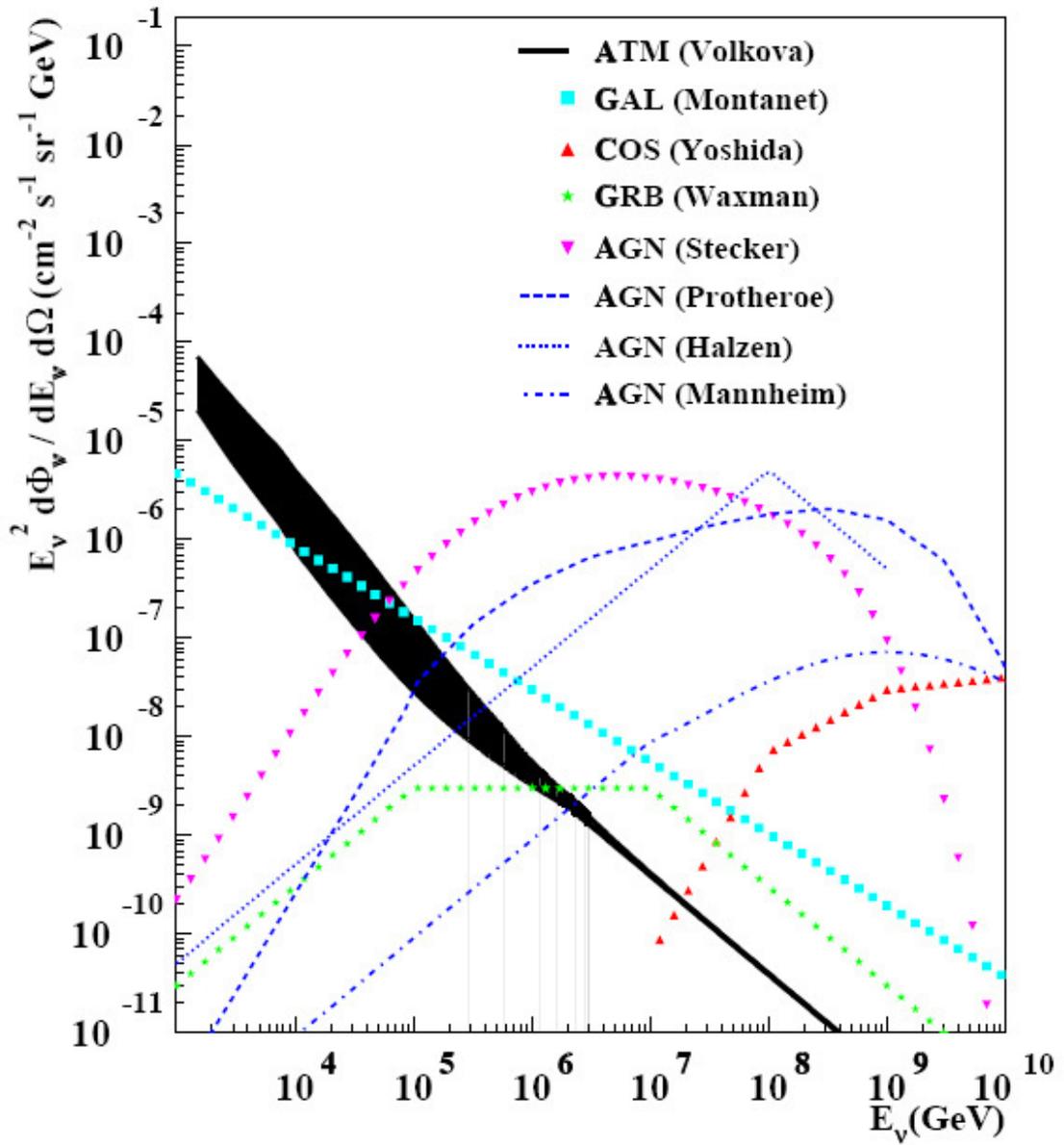


Figura 10 – Flussi attesi di neutrini da sorgenti estese in funzione dell'energia dei neutrini emessi: (GAL) neutrini dal piano galattico, (COS) neutrini cosmologici da effetto GZK, (GRB) neutrini provenienti da Gamma Ray Bursts, (AGN) neutrini provenienti da Nuclei Galattici Attivi, secondo vari modelli [9]. (ATM) indica il flusso diffuso di neutrini atmosferici calcolato in base al modello di Volkova et al. [19].

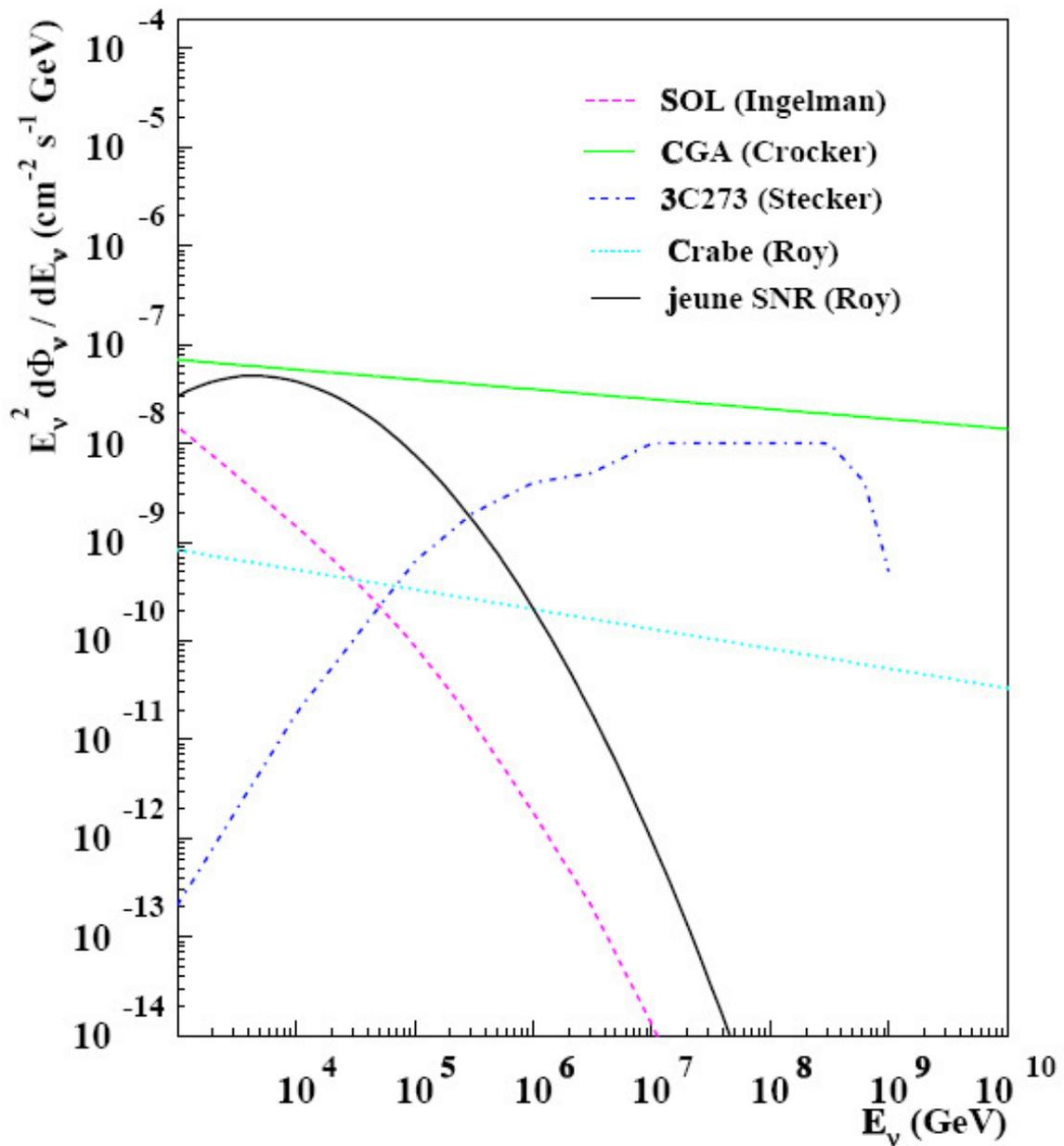


Figura 11 - Flussi attesi di neutrini da sorgenti puntiformi: (CGA) neutrini provenienti dal centro della nostra galassia, (3C273) dalla galassia attiva 3C273, (Crabe) dalla nebulosa del Granchio, (jeune SNR) dai resti di una giovane supernova. (SOL) in linea rossa tratteggiata indica il flusso differenziale di neutrini misurato dal Sole [9].