

SULL'ORIGINE DEI RAGGI COSMICI DI ALTISSIMA ENERGIA di Pasquale Blasi

È noto da ormai circa un secolo che la Terra è bombardata continuamente da una radiazione cosmica energetica, la cui origine rappresenta uno dei più grandi misteri ancora da svelare. Lo spettro di questa radiazione si estende sino ad energie $>10^{20}$ eV, un'energia macroscopica concentrata in particelle subnucleari. Presenteremo qui una rassegna delle nostre attuali conoscenze sulla origine della radiazione cosmica di altissima energia, ovvero dei raggi cosmici di energia superiore a 10^{18} eV. Dopo aver illustrato la attuale situazione sperimentale, passeremo a discutere in dettaglio le teorie sull'origine di queste particelle in sorgenti astrofisiche e in modelli che traggono spunto dalla Nuova Fisica che deve essersi presentata durante i primi istanti dopo il Big Bang. Le prospettive future di osservazione dell'universo nella regione di altissima energia sono principalmente legate al progetto Auger e all'Extreme Universe Space Observatory (EUSO), entrambi con un enorme potenziale di scoperta scientifica, soprattutto se visti nel contesto di una moltitudine di esperimenti di astrofisica di alta energia (telescopi gamma, X e di neutrini) che sono in fase di costruzione. Questi esperimenti consentiranno di realizzare osservazioni a multi-frequenza delle sorgenti di raggi cosmici di altissima energia, siano essi di origine astrofisica o legati a processi non-standard di fisica delle particelle elementari. In entrambi gli esperimenti menzionati, l'Italia sta giocando un ruolo determinante, riprendendo così una tradizione di vecchia data di preminenza nella fisica dei raggi cosmici

1. INTRODUZIONE

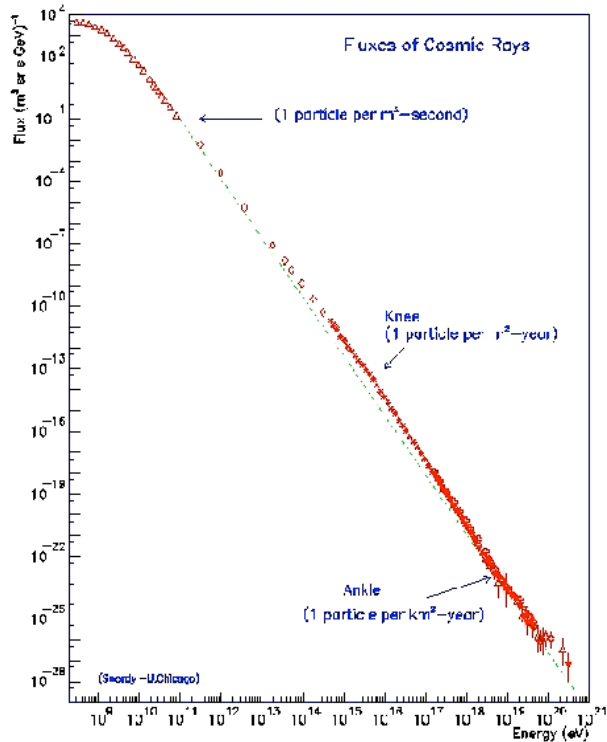
La fisica dei raggi cosmici ha avuto in Italia alcuni dei rappresentanti di maggiore rilievo in passato, espressa tramite personalità del calibro di Bruno Rossi, Giuseppe Occhialini, e persino, come vedremo, Enrico Fermi. L'esistenza di una radiazione penetrante era già nota, seppure in modo confuso e puramente empirico sin dalla fine dell'800, quando si studiarono i primi effetti di carica e scarica elettrica degli elettroscopi: le foglioline lasciate a se stesse, una volta terminato l'effetto della carica esterna, si riavvicinano lentamente. Questa scarica è dovuta alla ionizzazione dell'aria nell'elettroscopio, indotta proprio dal passaggio di raggi cosmici di bassa energia. Il fatto che queste particelle fossero di origine *cosmica* fu scoperto da Hess, nei suoi pionieristici esperimenti in pallone: dopo una lieve riduzione del flusso di radiazione con l'altezza, dovuto al diminuire del contributo della radioattività terrestre, il flusso ricominciava ad aumentare, a testimoniare che le sorgenti di questa radiazione non erano da cercarsi nell'ambiente terrestre.

Oggi sappiamo che lo spettro dei raggi cosmici si estende su circa dodici ordini di grandezza in energia e circa 33 ordini di grandezza in flusso. Alle energie più basse, al di sotto di una decina di GeV, il flusso osservato risente dell'effetto del campo magnetico del vento solare, e viene da esso

modulato. Ad energie di ~ 10 GeV/nucleone si rivela circa una particella al metro quadrato al secondo. Il flusso decresce molto rapidamente con l'energia, con una legge a potenza $E^{-2.7}$ sino ad una energia $E_g \sim 10^{15}$ eV, il cosiddetto *ginocchio* dello spettro. Al di sopra del ginocchio, lo spettro osservato è ancora più ripido, $\propto E^{-3.1}$, e continua ad avere questo andamento sino alla *caviglia*, che si trova attorno ad una energia $E_c \sim 3 \times 10^{18}$ eV, ove lo spettro osservato appare appiattirsi e corrisponde ad un flusso di circa una particella al Km^2 all'anno. Lo spettro dei raggi cosmici, così come è osservato oggi, è riportato in figura 1.

L'origine dei raggi cosmici è tuttora un mistero a tutte le energie. Il lavoro di ricerca sulla loro origine si ripropone principalmente di comprendere i meccanismi di accelerazione di queste particelle in sorgenti astrofisiche, e la successiva propagazione nel mezzo interstellare o intergalattico. In presenza di campi magnetici (nella nostra galassia il campo magnetico medio è di alcuni microGauss e si estende al di sopra del disco per circa 1 kpc $= 3.1 \times 10^{21}$ cm) la propagazione dei raggi cosmici di energia al di sotto di E_c è ben descritta da una diffusione spaziale. Lo spettro osservato a Terra è il risultato della sovrapposizione di questi due effetti: accelerazione nelle sorgenti e propagazione diffusiva.

Figura 1: Spettro dei raggi cosmici osservato.



I raggi cosmici ad energie al di sotto di E_c hanno raggi di girazione nel campo magnetico galattico che sono minori della dimensione dell'alone magnetico. Questo suggerisce che le particelle con energia minore di quella corrispondente alla caviglia siano prodotte da sorgenti galattiche, e che invece particelle di energia più elevata debbano provenire da sorgenti extragalattiche. Questo sarebbe anche consistente con l'osservazione di un appiattimento dello spettro osservato alle energie $E > E_c$.

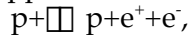
Ginzburg e Syrovatskii (1961) furono i primi a notare che vi è una analogia fra la densità di energia dei raggi cosmici e quella immessa nel mezzo interstellare sotto forma di energia cinetica del materiale espulso in esplosioni di supernova [1]. In particolare, se circa il 10% di questa energia cinetica fosse trasformato in particelle relativistiche, questo consentirebbe di spiegare, se non altro su pure basi energetiche, i flussi osservati di raggi cosmici. Questo argomento qualitativo mancava però di una motivazione fisica, e in particolare di una appropriata descrizione del meccanismo fisico che dovrebbe trasformare l'energia cinetica della supernova in energia non termica, ovvero in particelle accelerate. Discuteremo i meccanismi di accelerazione in dettaglio nella sezione 4.

Se l'origine dei raggi cosmici osservati è un mistero, la parte di energia più alta nello spettro rappresenta un mistero particolare, non solo perché la maggior parte dei meccanismi di accelerazione hanno difficoltà a generare particelle di tale energia, ma soprattutto a causa della onnipresente radiazione cosmica di fondo a microonde: pochi mesi dopo la scoperta della radiazione a microonde da parte di Penzias e Wilson [2], si capì che questa radiazione fossile del *big bang* caldo poteva influenzare in modo notevole la propagazione di protoni di altissima energia, per mezzo della reazione di fotoproduzione di pioni. Greisen (1966) e Zatsepin e Kuzmin (1966) [3] calcolarono che lo spettro osservato dovesse essere caratterizzato da una soppressione in corrispondenza di una energia di circa 10^{20} eV. Negli ultimi quaranta anni, la ricerca di questa cosiddetta *soppressione GZK* ha rappresentato uno degli obiettivi più importanti della fisica dei raggi cosmici: diversi eventi sono stati rivelati laddove ci si aspettava la soppressione GZK. La sua identificazione o la sua assenza costituirebbero un avanzamento senza precedenti nella nostra comprensione dell'origine dei raggi cosmici di altissima energia e aprirebbe nuovi orizzonti sia in astrofisica che probabilmente in fisica delle particelle.

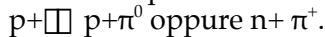
La presente rassegna è organizzata nel modo seguente: nella sezione 2 descriveremo la fisica che descrive la soppressione GZK. Nella sezione 3 risumeremo brevemente lo stato delle osservazioni attuali. Nella sezione 4 tratteremo dei meccanismi di accelerazione che si ritiene possano essere responsabili della generazione di queste particelle, con particolare attenzione per il processo di accelerazione *à la* Fermi al primo ordine. Tratteremo degli scenari astrofisici più attendibili per la produzione di raggi cosmici di altissima energia nella sezione 5. Accanto ai modelli astrofisici per l'origine dei raggi cosmici di altissima energia, sono stati proposti una serie di modelli basati su estensioni del modello standard delle particelle elementari, che discuteremo nella sezione 6. I futuri esperimenti per la rivelazione di raggi cosmici di altissima energia avranno implicazioni profonde per la nostra comprensione del problema. Descriveremo queste implicazioni nella sezione 7. Le conclusioni saranno presentate nella sezione 8.

2. LA SOPPRESSIONE GZK

Il significato fisico della soppressione GZK è facilmente illustrabile ricorrendo ad un grafico della lunghezza di attenuazione come funzione dell'energia delle particelle. Se le particelle perdono energia ad un tasso dato da una funzione dE/dt , e c è la velocità della luce, la lunghezza di attenuazione è definita come $cE(dE/dt)^{-1}$. Per protoni di energia maggiore di $\sim 10^{18}$ eV i canali di perdita più rilevanti sono la produzione di coppie



e la fotoproduzione di pioni:



In entrambi i casi le reazioni avvengono principalmente sui fotoni della radiazione cosmica di fondo. I due canali di perdita sono entrambi processi in soglia, ovvero sono cinematicamente consentiti solo se l'energia nel centro di massa dell'interazione supera un certo valore, detta energia di soglia. Per la reazione di produzione di coppie l'energia di soglia è

$$E_{th}^{pp} = \frac{m_e(m_e + m_p)}{\hbar} = 4 \times 10^{17} \left(\frac{\hbar}{6 \times 10^{24} \text{ eV}} \right)^{\hbar} \text{ eV}$$

mentre per la fotoproduzione di pioni l'energia di soglia è

$$E_{th}^{pion} = \frac{m_{\pi}(m_{\pi} + 2m_p)}{4\hbar} \approx 10^{20} \left(\frac{\hbar}{6 \times 10^{24} \text{ eV}} \right)^{\hbar} \text{ eV}$$

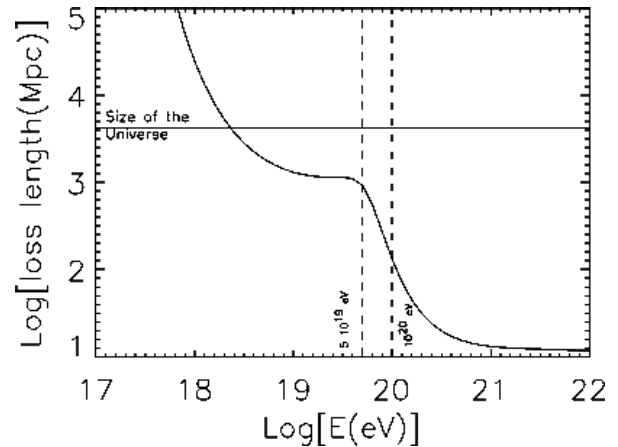
La lunghezza di attenuazione associata a produzione di coppie e fotoproduzione di pioni è riportata in figura 2. La linea continua orizzontale rappresenta la dimensione dell'universo attuale, ed identifica l'energia al di sotto della quale le particelle perdono energia a causa dell'espansione adiabatica dell'universo (*redshift*).

Questa energia è di circa 2×10^{18} eV. Le due linee tratteggiate verticali servono ad individuare le energie di 5×10^{19} eV e 10^{20} eV.

Dalla figura si vede facilmente che la lunghezza di attenuazione si riduce di quasi un ordine di grandezza passando da un'energia di 5×10^{19} eV a 10^{20} eV, come conseguenza della transizione dalla dominanza del processo di produzione di coppie a quello di fotoproduzione di pioni. La lunghezza di attenuazione ci dà un'idea della regione di universo che può contribuire al flusso di raggi cosmici a fissata energia. La soppressione GZK è proprio la conseguenza del fatto che solo sorgenti entro circa 100 Mpc possono contribuire al flusso di raggi cosmici sopra

10^{20} eV, mentre ad energie solo un fattore due più basse, anche sorgenti a distanze cosmologiche possono contribuire al flusso di raggi cosmici.

Figura 2: Lunghezza di attenuazione di protoni come funzione dell'energia. La linea retta orizzontale identifica la dimensione attuale dell'universo.



In questa discussione vi è l'assunzione implicita che le sorgenti di raggi cosmici, qualunque esse siano, siano distribuite omogeneamente nell'universo, ovvero che abbiano una densità costante. L'argomento diviene più complesso da spiegare per distribuzioni non omogenee. È però importante da comprendere il fatto che la soppressione GZK esiste per qualsiasi distribuzione omogenea di sorgenti, anche se la loro densità è tale da avere molte sorgenti nella regione di circa 100 Mpc intorno a noi. È anche importante tenere a mente che l'entità della soppressione GZK dipende da molti fattori e che in generale ci si deve aspettare la rivelazione di eventi al di sopra di 10^{20} eV. In altri termini, nella situazione più generale, la soppressione GZK non è un *cut-off* netto, ma semplicemente una riduzione del flusso, più o meno marcata a seconda dello spettro di iniezione dei raggi cosmici, della densità delle sorgenti, di una loro possibile concentrazione locale o di una possibile evoluzione della luminosità col *redshift* e a seconda dell'energia massima a cui le sorgenti sono capaci di accelerare particelle.

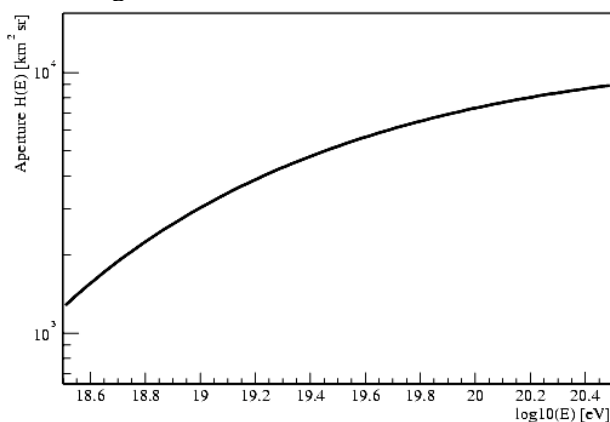
3. LO STATO DELLE OSSERVAZIONI ATTUALI

In questa sezione riassumeremo le

osservazioni realizzate sinora, in particolare dagli esperimenti *AGASA* [4] ed *HiRes* [5], che hanno accumulato la maggiore statistica di eventi. I due differiscono principalmente per la tecnica di osservazione adottata: *AGASA*, costruito in Giappone, ha una accettazione di $160\text{km}^2\text{sr}$ ed è un *ground array*, che campiona lo sciame sviluppatosi dall'interazione del raggio cosmico primario con le molecole che compongono l'atmosfera, tramite rivelatori a scintillazione distribuiti su grandi superfici. *HiRes*, costruito in Utah (USA), utilizza la tecnica della fluorescenza: le particelle nello sciame atmosferico eccitano le molecole di azoto che diseccitandosi emettono radiazione isotropa di fluorescenza, di lunghezza d'onda 300-600 nm. L'accettazione, ovvero la superficie efficace che l'esperimento possiede per la rivelazione di raggi cosmici, dipende sensibilmente dall'energia per *HiRes* (fig. 3), mentre per l'esperimento *AGASA* l'accettazione è praticamente indipendente dall'energia per energie superiori a 10^{19} eV. Questo implica che per *HiRes* la ricostruzione del flusso di raggi cosmici richiede una correzione che tenga conto di questo effetto di *perdita di eventi* di bassa energia.

Per una trattazione dettagliata delle tecniche di osservazione di raggi cosmici di altissima energia si può consultare [6].

Figura 3: Accettazione di *HiRes* I come funzione dell'energia.

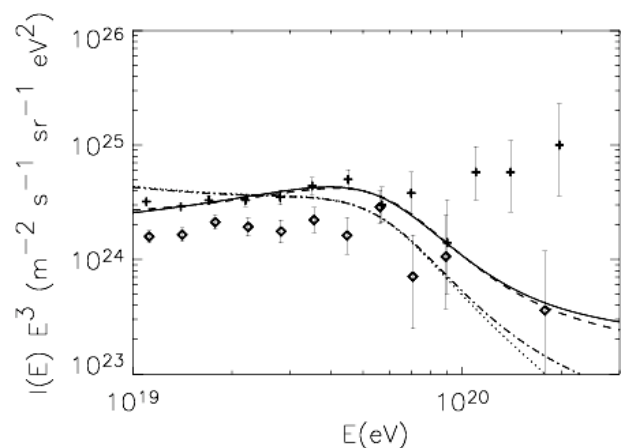


Lo spettro e il Flusso

Gli spettri di *AGASA* ed *HiRes*, moltiplicati per E^3 sono riportati in figura 4 (le crocette sono i dati di *AGASA*, i rombi identificano i dati di *HiRes*). Si vede immediatamente che i due spettri differiscono per almeno due elementi: a) vi è un *offset* fra i flussi relativi dei due esperimenti; b) il flusso rivelato da *HiRes*

sembra mostrare una soppressione intorno ad energie di $\sim 10^{20}$ eV, ma tale effetto non appare nello spettro di *AGASA*.

Figura 4: Dati di *AGASA* (crocette) ed *HiRes* I (rombi) con relative barre d'errore (che tengono conto solo delle fluttuazioni Poissoniane). La linea continua rappresenta il flusso atteso per uno spettro di iniezione $E^{-2.6}$ e nessuna evoluzione della luminosità delle sorgenti. La linea tratteggiata si riferisce ad uno spettro di iniezione $E^{-2.4}$ e luminosità $L(z) \propto (1+z)^4$. In entrambi i casi $E_{\text{max}}=10^{21}$ eV. Le curve a tratto e punto e quella punteggiata si riferiscono ad uno spettro di iniezione $E^{-3.1}$ ed $E_{\text{max}} 10^{21}$ e 3×10^{20} rispettivamente.



Il problema della calibrazione non dovrebbe essere considerato troppo seriamente visto che gli spettri sono moltiplicati per E^3 . È infatti sufficiente un errore sistematico relativo fra i due esperimenti del 30% nella determinazione dell'energia degli eventi, per riconciliare i due flussi nella regione di energia sotto 10^{20} eV. Il problema della presenza o meno della soppressione *GZK* è più delicato e necessita di qualche discussione in più. Per determinare la significatività statistica della discrepanza fra i risultati di *AGASA* ed *HiRes* ad altissima energia è necessario fare uso di simulazioni numeriche della propagazione di raggi cosmici di altissima energia, al fine di tenere correttamente in conto non solo le fluttuazioni statistiche nella reazione di fotoproduzione di pioni, ma anche per tenere sotto controllo gli errori statistici e sistematici dei due esperimenti nella determinazione dell'energia, nonché la dipendenza dall'energia dell'accettazione di *HiRes*. Le fluttuazioni statistiche insite nel processo di fotoproduzione di pioni sono dovute al fatto che la inelasticità del processo è

elevata (10-50%), sicché nella regione di altissima energia (dove la reazione è cinematicamente consentita) le fluttuazioni nel flusso devono essere tenute nel debito conto. Per finire, una simulazione realistica deve essere capace di replicare esattamente le condizioni osservate (statistica limitata di eventi). Una tale simulazione è stata presentata in [7], e la significatività statistica della discrepanza alle altissime energia è stata stimata essere entro due deviazioni standard, e quindi ancora non conclusiva.

Le curve in figura 4 rappresentano il risultato atteso secondo calcoli analitici descritti in dettaglio in [8]: la curva continua è il flusso atteso nel caso di sorgenti che producano uno spettro a potenza $E^{-2.6}$ con luminosità indipendente dal *redshift*. La curva tratteggiata è ottenuta per uno spettro di iniezione $E^{-2.4}$ ma con luminosità delle sorgenti $L(z)\mu(1+z)^4$. In entrambi i casi l'energia massima è stata assunta essere 10^{21} eV. Le curve punteggiate e a tratto e punto si riferiscono ad uno spettro di iniezione $E^{-3.1}$ rispettivamente con energia massima 10^{21} eV e 3×10^{20} eV. In tutti i casi la distribuzione delle sorgenti è stata assunta estendersi sino a *redshift* $z=3$. Queste curve rendono l'idea di quanto sia delicata la definizione di soppressione GZK, che dipende da molti parametri il cui valore è molto incerto.

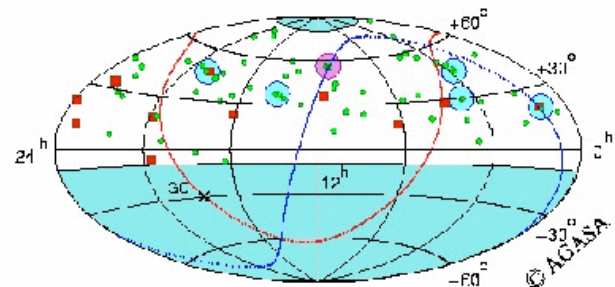
Anisotropia

I dati attuali non mostrano alcuna anisotropia su larga scala né correlazioni con concentrazioni locali di materia (galassia, superammasso locale, o altro). Le direzioni di arrivo degli eventi di altissima energia rivelati da AGASA è illustrato in figura 5 (i cerchi corrispondono agli eventi di energia superiore a 4×10^{19} eV, mentre i quadrati corrispondono agli eventi di energia superiore a 10^{20} eV). L'isotropia su grande scala è un ulteriore argomento forte a favore di una origine extragalattica dei raggi cosmici di altissima energia.

I cerchi ombreggiati individuano dei multipletti di eventi (due o tre) le cui direzioni di arrivo cadono entro la risoluzione angolare di AGASA (circa 2.5 gradi). Questi doppietti e tripletti sono le cosiddette anisotropie su piccola scala, che per una distribuzione intrinsecamente uniforme di direzioni di arrivo (ogni punto dello spazio è una potenziale sorgente) dovrebbero presentarsi solo come risultato di coincidenze casuali. La bassa

probabilità di coincidenza fa pensare che queste anisotropie siano in realtà la prima concreta indicazione che i raggi cosmici di altissima energia siano accelerati in sorgenti astrofisiche puntiformi. Le direzioni di arrivo dei raggi cosmici che fanno parte di questi multipletti non sembrano puntare a nessuna ovvia sorgente astrofisica nota.

Figura 5: Direzioni di arrivo degli eventi di energia superiore a 4×10^{19} eV (cerchietti) e superiore a 10^{20} eV (quadrati), come osservati dall'esperimento AGASA.



In [9] è stata utilizzata una simulazione numerica per stimare la densità di sorgenti dei raggi cosmici di altissima energia a partire proprio dalle anisotropie su piccola scala. Per la prima volta si è così potuta avere un'idea del tipo di sorgenti da cercare. In figura 6 riportiamo un grafico che illustra i risultati delle simulazioni in ref. [9]: le figure a sinistra si riferiscono ad uno spettro di iniezione $\mu E^{-2.6}$ senza evoluzione della luminosità delle sorgenti, mentre i grafici a destra sono ottenuti con uno spettro di iniezione $\mu E^{-2.4}$. In questo secondo caso la luminosità delle sorgenti evolve col *redshift* secondo la relazione $L(z)\mu(1+z)^4$. I tre pannelli si riferiscono ad una densità di sorgenti 10^{-6} , 10^{-5} e 10^{-4} Mpc^{-3} , dall'alto verso il basso. I punti in neretto rappresentano i numeri di doppietti (molteplicità due) e tripletti (molteplicità tre) rivelati dall'esperimento AGASA. Le barre d'errore sono ottenute mediando sulle possibili realizzazioni della distribuzione spaziale delle sorgenti. Le simulazioni suggeriscono una densità di sorgenti attorno a 10^{-5} Mpc^{-3} , seppure con una barra di errore considerevole, causata dalla statistica limitata di eventi.

Composizione chimica

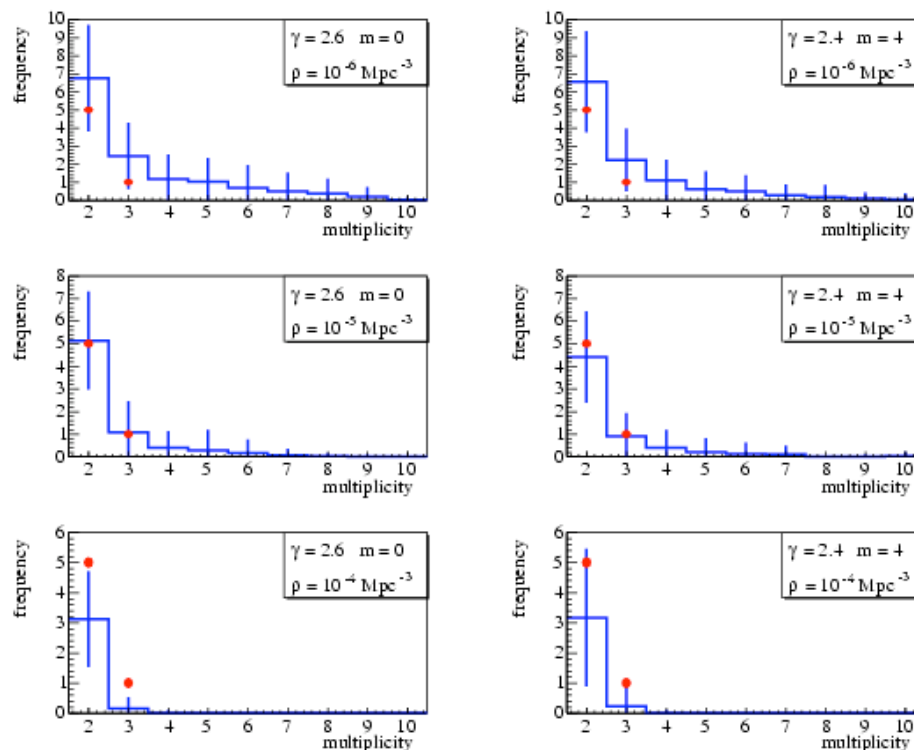
Le informazioni sulla composizione chimica sono difficili da ottenere alle altissime energie. Una informazione preziosa sulla composizione la si può dedurre dalla localizzazione del massimo dello sciame sviluppato dalla

interazione del raggio cosmico primario nell'atmosfera. La posizione di tale massimo è legata alla composizione chimica del primario, ma con fluttuazioni della profondità di interazione che sono comparabili con la separazione attesa per un nucleo di idrogeno rispetto ad un nucleo di ferro. Di conseguenza la diagnostica della composizione chimica è possibile in generale solo su basi statistiche, il che richiede di accumulare una notevole statistica di eventi.

Allo stato attuale, i limiti più rilevanti sono quelli ottenuti rianalizzando con nuove simulazioni dei dati raccolti in passato ad Haverah Park [10]. Tali analisi puntano ad un limite superiore di $\sim 50\%$ in nuclei di ferro e di fotoni ad energie superiori a 4×10^{19} eV.

Una descrizione dettagliata dei problemi nella determinazione della composizione chimica dei raggi cosmici di altissima energia può essere trovata in [11].

Figura 6: Frequenze simulate di multipletti di eventi con la statistica di AGASA [9]. Le figure a sinistra (destra) sono ottenute con spettro di iniezione $E^{-2.6}$ ($E^{-2.4}$). I punti sono i valori sperimentalmente osservati da AGASA di doppietti e tripletti. Le densità di sorgenti nella simulazione sono indicate sul grafico.



4. ACCELERAZIONE DI PARTICELLE: IL MECCANISMO DI FERMI

Nella sezione 5 descriveremo alcune delle classi di sorgenti astrofisiche che sono candidate ad essere possibili acceleratori di raggi cosmici di altissima energia. In molte di queste sorgenti, con alcune eccezioni, il meccanismo di accelerazione è riconducibile in modi diversi al cosiddetto meccanismo di Fermi al primo ordine. Nel seguito presenteremo una semplice descrizione di tale meccanismo, partendo dal suo analogo del

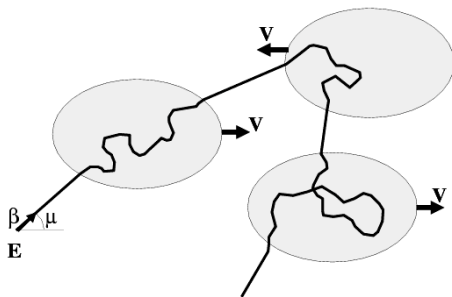
secondo ordine, originariamente proposto da Fermi nel 1949 [12]. Passeremo poi a descrivere il meccanismo del primo ordine, anche detto meccanismo di accelerazione a superfici di *shock*, nella sua versione newtoniana e in quella relativistica.

4.1 Accelerazione a la Fermi al secondo ordine

Supponiamo di avere regioni magnetizzate che si muovono in modo stocastico in un certo volume di spazio, e sia V la loro velocità media in unità della velocità della luce c (nel seguito tutte le velocità sono da intendersi in unità di

c). Supponiamo inoltre di avere una particella di energia (velocità) iniziale E (μ) che incontra una di queste regioni magnetizzate lungo una direzione individuata da un angolo con coseno μ (figura 7). Questa può essere pensata come una schematizzazione della propagazione di una particella carica nel mezzo interstellare della nostra galassia, o in generale in un plasma con un campo magnetico strutturato.

Figura 7: Schematizzazione dell'accelerazione di Fermi al secondo ordine.



Nel riferimento comovente con la regione magnetizzata, l'energia della particella può essere ottenuta tramite una trasformazione di Lorentz: $E' = \gamma E(1 + V\mu)$, dove $\gamma = (1 - V^2)^{-1/2}$. L'energia E' non cambia durante la propagazione diffusiva della particella all'interno della regione magnetizzata, in quanto il campo magnetico non effettua lavoro sulla particella. Una volta sfuggita dalla regione in moto, la sua nuova energia nel riferimento del laboratorio può essere ottenuta tramite una seconda trasformazione di Lorentz: $E_f = \gamma^2 E(1 + V\mu)(1 - V\mu')$, dove μ' individua la direzione di uscita misurata nel sistema comovente con la regione magnetizzata. L'incremento dell'energia della particella, dovuto a questa sorta di *riflessione magnetica* della particella da parte della regione magnetizzata, si può calcolare mediando sugli angoli μ e μ' . Indicheremo i valori medi col simbolo $\langle \rangle$. Nel sistema comovente, la distribuzione degli angoli di uscita è isotropa, sicché $\langle \mu' \rangle = 0$. La probabilità di interazione particella-regione magnetizzata ad angolo μ è proporzionale alla velocità relativa dei due. Nel limite non relativistico, $P(\mu) = 1/2(1 + V\mu)$ e l'incremento medio dell'energia si può ottenere calcolando la media pesata su $P(\mu)$: $\langle \Delta E/E \rangle = (4/3)V^2$. Essendo $V \ll 1$, il meccanismo è del secondo ordine in V ed è

quindi alquanto inefficiente.

4.2 Accelerazione à la Fermi al primo ordine o accelerazione da shock

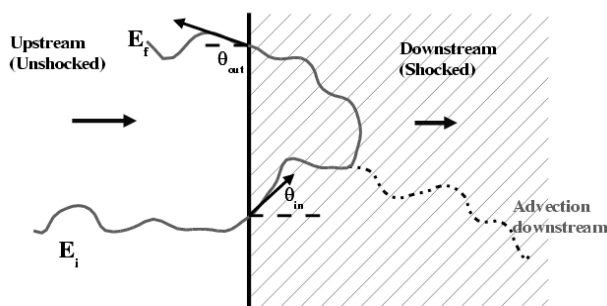
L'inefficienza del meccanismo di accelerazione descritto nella sezione precedente deriva principalmente dal fatto che le interazioni particella-campo magnetico avvengono a volte nel verso di aumentare e a volte nel verso di ridurre l'energia della particella, sicché il vettore impulso delle particelle compie un *random walk*, e la lunghezza del vettore in media aumenta. Se le interazioni comportassero sempre un aumento dell'energia della particella, il meccanismo sarebbe più efficiente. Questo è esattamente quello che avviene vicino ad una superficie di *shock* (o onda d'urto). Queste onde d'urto sono molto comuni in astrofisica, e se ne osservano molteplici esempi, dalle esplosioni di supernova ai getti di nuclei galattici attivi e microquasar, dai ben noti lampi gamma alla formazione di strutture cosmologiche su grande scala. In generale, il fluido che forma un'onda d'urto è un fluido che da supersonico diviene subsonico.

Per comprendere la fisica su cui il meccanismo si basa, faremo riferimento alla figura 8: nel sistema di riferimento in cui lo *shock* è in quiete, il fluido imperturbato è detto *upstream*, mentre il fluido dopo l'attraversamento della superficie di shock viene chiamato *downstream*. Le velocità dei due fluidi sono rispettivamente u_1 e $u_2 < u_1$. La diminuzione di energia cinetica del fluido nell'attraversare la superficie dello *shock* si riflette nell'aumento dell'energia interna del fluido stesso, ovvero il fluido si riscalda dopo l'attraversamento dello *shock*. La velocità relativa fra il fluido *downstream* e quello *upstream* è $u_{rel} = u_1 - u_2$: per un osservatore solidale col fluido *downstream*, è il fluido *upstream* a muoversi verso *downstream* con velocità u_{rel} , mentre per un osservatore solidale col fluido *upstream*, è il fluido *downstream* a muoversi con velocità $-u_{rel}$ verso *upstream*. Una particella che venga immessa nel sistema, assunto possedere un campo magnetico su entrambe le parti dello *shock*, vede sempre il fluido dalla parte opposta della superficie dello *shock* muoversi nella direzione favorevole perché l'energia della particella aumenti per *riflessione magnetica*.

C'è però una differenza sostanziale fra la propagazione della particella nel fluido a

monte (*upstream*) o in quello a valle (*downstream*) dello *shock*: durante la propagazione (diffusiva) a monte dello *shock* la particella viene trasportata inevitabilmente verso lo *shock* per convezione col fluido. Le particelle a valle dello *shock* al contrario hanno una probabilità finita di ritornare allo *shock* per diffusione e di essere invece trasportate lontano dallo *shock* per convezione col fluido. È questa stocasticità l'elemento determinante per l'accelerazione di particelle allo *shock*.

Figura 8: Schematizzazione della accelerazione di particelle in prossimità di una superficie di shock.



Ripetendo il procedimento di media del $\langle E/E \rangle$ già accennato nel caso del meccanismo di accelerazione di Fermi al secondo ordine, si ottiene in questo caso che $\langle E/E \rangle = (4/3)u_{rel}$: in presenza di una superficie di *shock*, il meccanismo di accelerazione è efficiente al primo ordine in u_{rel} . Nell'ottenere questo risultato, è fondamentale l'assunzione che la distribuzione di particelle sia isotropa dai due lati dello *shock*, una assunzione che non viene verificata nel caso di *shock* che si formano in fluidi in moto relativistico.

La stocasticità insita nel processo di accelerazione implica che le particelle accelerate ad uno *shock* abbiano uno spettro rappresentato da una legge a potenza, nella forma $N(E) \propto E^{-\alpha}$, dove l'indice spettrale α si può dimostrare dipendere solo dalla compressione allo *shock*, $r = u_1/u_2$, tramite la relazione $\alpha = (r+2)/(r-1)$. Si può dimostrare che per uno *shock* forte, ovvero per numero di Mach tendente ad infinito, il rapporto di compressione tende al valore $r=4$ e lo spettro delle particelle accelerate tende ad essere una legge a potenza E^{-2} .

Questi spettri a potenza si estendono da un impulso minimo, detto di iniezione, che dipende dalla microfisica dello *shock*, ad un impulso massimo che è determinato da un

bilancio di tempi scala. Infatti, se da un lato il processo di accelerazione prosegue in modo diffusivo, dall'altra le particelle accelerate possono sia perdere energia in modo radiativo oppure sfuggire dal sistema per diffusione. Il tempo di accelerazione è dato dalla somma dei tempi di propagazione nelle regioni *upstream* e *downstream*:

$$\tau_{acc} = \frac{3}{u_1} \frac{D_1}{u_2} + \frac{D_2}{u_2} \quad (1)$$

dove $D_{1,2}$ sono i coefficienti di diffusione sui due lati dello *shock*. Se $\tau_{perdite}(E)$ è la scala di tempo associata alle perdite e τ_{uga} è la scala di tempo per fuga diffusiva dal sistema, l'energia massima è ottenibile calcolando il massimo valore di E per cui la seguente relazione è soddisfatta:

$$\tau_{acc}(E) < \text{Min} [\tau_{uga}, \tau_{perdite}]. \quad (2)$$

Qualora le perdite di energia fossero trascurabili, questa condizione si traduce nel richiedere che all'energia massima, il raggio di Larmor delle particelle eguagli la dimensione del sistema:

$$E_{max} \approx 9 \times 10^{14} B_{\mu} R_{pc} \text{ eV}, \quad (3)$$

dove B_{μ} è il campo magnetico *upstream* in unità di microGauss e R_{pc} è la dimensione dello *shock* in unità di parsec ($=3.1 \times 10^{18}$ cm).

È opportuno notare come uno spettro E^{-2} sia divergente in energia per E_{max} tendente ad infinito. In altri termini, vi sono dei valori di E_{max} per i quali l'energia contenuta nello spettro delle particelle accelerate può eccedere l'energia a disposizione nel fluido che attraversa lo *shock*. Chiaramente questa situazione sarebbe non fisica, e suggerisce che le approssimazioni su cui si basa la teoria standard di Fermi al primo ordine possano non essere corrette. In effetti, questo è proprio quello che accade: la retroazione delle particelle accelerate è un elemento essenziale per la determinazione dello spettro delle particelle accelerate e dell'energia che da energia cinetica del fluido viene conferita alle particelle non termiche. Questo effetto è oggetto di numerose ricerche sia numeriche [13] che analitiche [14,15].

Cosa succede quando si ha a che fare con fluidi in moto relativistico? Molti studi sono stati condotti sulla generalizzazione del meccanismo di Fermi al caso di *shock* relativistici [16]. Una trattazione unificante di *shock* di velocità arbitraria in fluidi con proprietà di *scattering* arbitrarie è stata proposta in [17,18]. L'accelerazione di particelle

a *shock* relativistici avviene in due fasi distinte: una prima fase in cui la distribuzione delle particelle *upstream* è isotropa e le particelle che riescono ad attraversare lo *shock* due volte (*upstream* \rightarrow *downstream* \rightarrow *upstream*) subiscono un aumento di energia $\Delta E/E \sim \gamma_s^2$, dove γ_s è il fattore di Lorentz dello *shock*. Le particelle uscenti dalla regione a valle dello *shock* hanno ora una distribuzione fortemente anisotropa, per effetto della collimazione relativistica. In questa seconda fase, l'incremento di energia è solo $\Delta E/E \sim 2$.

Al contrario del caso newtoniano, molto più semplice da trattare, nel caso di *shock* relativistici lo spettro delle particelle accelerate dipende dai dettagli dell'interazione delle particelle col campo magnetico. Nei casi di interesse comunque, gli spettri ottenuti tendono a $E^{-\alpha}$ con $\alpha \sim 2.2-2.4$ per $\gamma_s \gg 1$.

Se esempi di superfici di *shock* newtoniane si trovano nelle esplosioni di supernova, nei radio lobi di radio galassie e nella formazione di strutture su grande scala (ammassi e superammassi di galassie), altrettanti esempi di *shock* relativistici si trovano nei lampi gamma ($\gamma_s \sim 300$), nei getti di nuclei galattici attivi ($\gamma_s \sim 3-10$) e nei microquasar.

5. SORGENTI ASTROFISICHE DI RAGGI COSMICI DI ALTISSIMA ENERGIA

Come discusso nella sezione 2, sorgenti astrofisiche distribuite omogeneamente nell'universo o anche distribuite come le galassie osservate [19] producono uno spettro caratterizzato dalla soppressione GZK. Il fatto che un certo numero di queste sorgenti sia localizzato entro ~ 100 Mpc da noi non cambia questa conclusione: la soppressione GZK si manifesta come un difetto di eventi ad altissima energia rispetto agli eventi di energia più bassa, dove la reazione di fotoproduzione di pioni non è cinematicamente consentita.

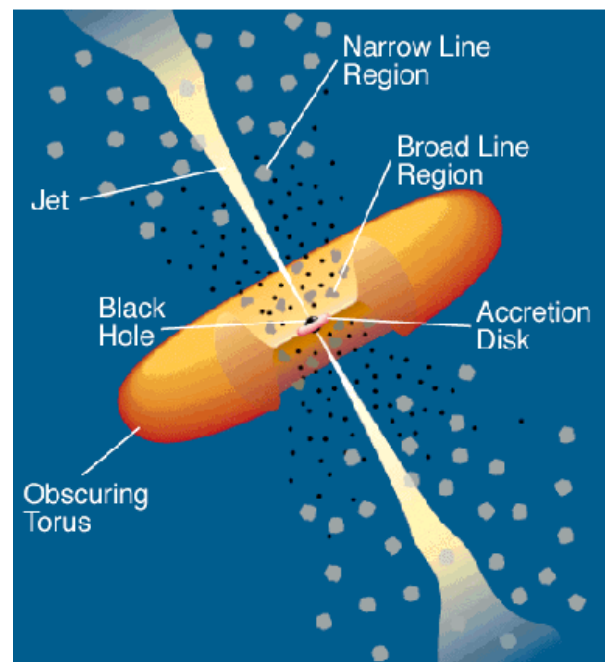
La presenza di questa soppressione nei dati osservati rappresenterebbe una prova diretta dell'origine extragalattica di questi raggi cosmici. Nel seguito riassumeremo brevemente potenzialità e problemi delle sorgenti che sono possibili candidate come sorgenti di raggi cosmici di altissima energia.

Come vedremo, è estremamente difficile accelerare particelle ad energie molto elevate, e in ogni caso non è semplice soddisfare tutte le condizioni imposte dalle presenti osservazioni.

5.1 Nuclei galattici attivi e quasar spenti

Il termine *Nuclei Galattici Attivi* (AGN dall'acronimo anglosassone che sta per *Active Galactic Nuclei*) sarà usato qui per indicare una classe molto ampia di oggetti astrofisici, costituiti da un buco nero supermassivo (da milioni a miliardi di volte la massa del sole) collocato al centro di una galassia e alimentato da un flusso di accrescimento di gas dall'ambiente circostante, dovuto alla gravità del buco nero centrale. La presenza di getti è una caratteristica della maggior parte degli AGN. Una schematizzazione del funzionamento di un AGN è riportata in figura 9. Quando il combustibile di accrescimento si è ridotto a sufficienza, il nucleo galattico termina la sua fase attiva, lasciandosi dietro quello che è denominato un quasar spento [20]. Raggi cosmici di altissima energia potrebbero in linea di principio essere accelerati nelle regioni centrali degli AGN, nei getti e nei dischi di accrescimento di quasar spenti.

Figura 9: Schematizzazione di un AGN (modificato da [21]).



Nella regione centrale degli AGN, le perdite di energie, assieme al confinamento diffusivo delle particelle nel campo magnetico congiurano per limitare l'energia massima raggiungibile a 10^6-10^7 GeV [22], ben al di sotto di quelle osservate nella regione di altissima energia.

Le parti terminali dei getti di alcune radio galassie appaiono essere siti promettenti per la accelerazione di raggi cosmici, grazie al basso livello di perdite di energia e ai valori ridotti del campo magnetico [23]. I getti tipicamente terminano in superfici di *shock* di grandi dimensioni, circa 10^5 - 10^6 parsec, dove protoni possono essere accelerati tramite il meccanismo di Fermi al primo ordine sino ad energie di $\sim 10^{21}$ eV. Lo spettro che ci si aspetta però a Terra è caratterizzato da una soppressione GZK estremamente pronunciata, in quanto la più vicina di queste sorgenti è ad un *redshift* di ~ 0.3 , corrispondente ad una distanza molto più grande della lunghezza di attenuazione per fotoproduzione di pioni.

Recentemente è stata avanzata la possibilità che raggi cosmici di altissima energia possano essere accelerati tramite il meccanismo di induzione unipolare: un campo magnetico rotante, intrappolato nel disco di accrescimento attorno al buco nero, genera un campo elettrico indotto e quindi una differenza di potenziale fra il disco e l'infinito. Per i quasar spenti esiste una regione nello spazio dei parametri per cui l'accelerazione e le perdite consentono di raggiungere una energia massima di $\sim 10^{20}$ eV [20]. Nonostante ci si aspetti che i quasar spenti siano sorgenti poco brillanti, se essi sono responsabili dell'accelerazione di raggi cosmici di altissima energia, la radiazione di curvatura di queste particelle può generare sufficiente emissione gamma da rendere queste sorgenti visibili usando telescopi gamma [24]. Purtroppo allo stato attuale delle cose, non esiste alcun calcolo dettagliato dello spettro e della luminosità dei quasar spenti in raggi cosmici di altissima energia.

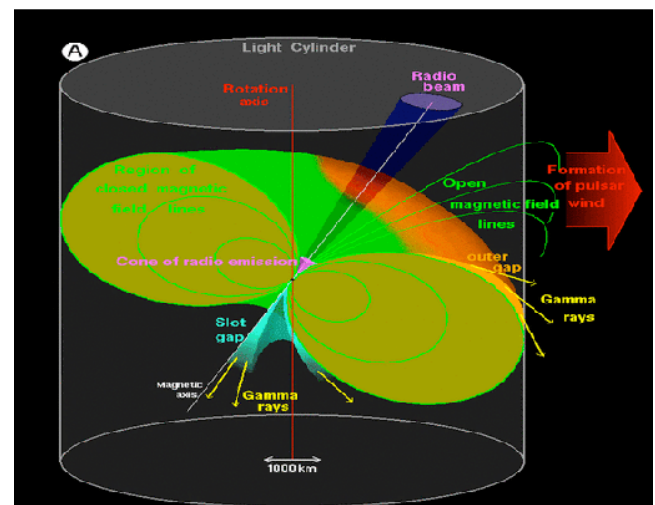
5.2 Stelle di neutroni

Le stelle di neutroni sono stelle compatte, tipicamente risultanti dal collasso gravitazionale di stelle massive, che danno luogo ad eventi di supernova (di tipo due). Hanno dimensioni medie di qualche chilometro e masse comparabili con quella del Sole, nonché periodi di rotazione attorno al loro asse che variano da millesimi di secondo a secondi.

Stelle di neutroni con intensi campi magnetici superficiali e rapidamente rotanti possono agire come efficienti induttori unipolari, generando così delle forze elettromotrici che possono raggiungere 10^{21} V

[25], anche se parte di questa differenza di potenziale può essere cortocircuitata tramite creazione di coppie e^+e^- nella magnetosfera della stella di neutroni. Questa forza elettromotrice è concentrata in regioni di *gap* ove la condizione $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ è violata [26] e vi è dunque una componente di campo elettrico lungo la direzione del campo magnetico. La massima energia ottenibile in questo modo è di circa 10^{15} eV [27], principalmente a causa delle limitazioni imposte dalle perdite di energia per curvatura.

Figura 10: Schematizzazione della regione circostante una stella di neutroni.



Una stella di neutroni (rappresentata schematicamente in figura 10) è caratterizzata da una regione in cui il campo magnetico è approssimativamente dipolare, riempito di coppie e^+e^- che coruotano con la stella di neutroni, a formare la cosiddetta magnetosfera. Vi è una distanza caratteristica, laddove la velocità di corotazione eguaglia la velocità della luce: a distanze maggiori di questa, la magnetosfera non può essere più causalmente connessa alla superficie della stessa. Questa regione è detta *cilindro di luce*, e al di fuori di esso il campo magnetico della stella non può più assumere la topologia dipolare, e si avvita a formare una sorta di spirale. Questa è la cosiddetta regione d'onda, in cui si sviluppa un vento relativistico [28] principalmente composto di coppie. Si pensa che la maggior parte dell'energia rotazionale persa dalla stella di neutroni tramite radiazione di dipolo magnetico viene trasformata in energia cinetica del vento piuttosto che in radiazione. Il vento si

espande dalla superficie del cilindro di luce con fattori di Lorentz che per una stella di neutroni come quella al centro della nebulosa del granchio è di circa 10^7 . Per una stella più giovane il fattore di Lorentz può arrivare a 10^{10} . Protoni o nuclei di ferro che siano presenti in questi venti vengono accelerati ad energie di 10^{20} - 10^{21} eV, e non perdono energia per sincrotrone, in quanto nel sistema comovente col vento questi nuclei sono freddi (non relativistici). Questo modello è stato proposto originariamente in [29] e successivamente riconsiderato in [30] in connessione con le cosiddette *magnetars*, stelle di neutroni con campi magnetici molto più intensi di quelli misurati nella maggior parte delle stelle di neutroni.

5.3 Lampi gamma

Negli anni '70 un programma di monitoraggio satellitare americano, chiamato Vela, avviato per rivelare possibili test nucleari nell'ex unione sovietica, osservò invece lampi di radiazione gamma che solo successivamente furono interpretati come eventi di origine cosmica. Da allora il mistero dell'origine di questi lampi gamma si è amplificato a causa della apparente mancanza di controparti ad altre lunghezze d'onda. La situazione è rimasta pressoché immutata sino a qualche anno fa, quando con l'avvento del satellite italo-tedesco *Beppo-SAX* si riuscì finalmente a rivelare un residuo di radiazione dopo il lampo gamma, che consentì di identificare alcune delle galassie in cui il lampo aveva luogo. Attualmente vi sono controparti ottiche, X, radio di molti di questi lampi gamma, e si comincia a comprendere come funzionino. L'elemento cruciale è che i lampi gamma sono eventi cosmologici: la maggior parte di essi sono esplosioni catastrofiche che avvengono a distanze corrispondenti a *redshift* dell'ordine di uno o maggiori. Indipendentemente dall'oggetto che determina l'esplosione, che non è ancora noto, sappiamo che l'energia contenuta in tale esplosione deve realizzare una cosiddetta *fireball* che si espande relativisticamente, con fattori di Lorentz dell'ordine di 100-1000. Il materiale espulso somiglia per molti aspetti a quello di una supernova, con la notevole differenza che raggiunge velocità relativistiche. Il materiale espulso è delimitato da una superficie di *shock* relativistica, in corrispondenza della quale particelle di alta energia possono essere

accelerate tramite il meccanismo di Fermi al primo ordine [31,32]. L'energia massima raggiungibile in questo modo è $E_{\max} \approx 10^{15} eV B_{\mu}^{1/2}$, dove B_{μ} è il campo magnetico in μG [33]. È tuttavia possibile che il lampo gamma esploda all'interno del vento magnetizzato del progenitore [34,35], dove il campo magnetico può essere più intenso e l'energia massima può raggiungere i 10^{20} eV [36]. I lampi gamma hanno una durata che varia fra la frazione di secondo e una decina di secondi: se i raggi cosmici di altissima energia sono effettivamente accelerati nelle esplosioni che danno origine ai lampi gamma, allora le osservazioni richiedono che vi sia un campo magnetico nel mezzo intergalattico: in effetti sono stati rivelati circa una decina di eventi di energia superiore a 10^{20} eV nell'arco di ~10 anni, provenienti da direzioni diverse. Questo equivarrebbe a circa un evento di lampo gamma ogni anno che esploda entro, diciamo, 100 Mpc (dell'ordine della lunghezza di attenuazione dei raggi cosmici di altissima energia). Questo corrisponderebbe a circa 10^3 eventi gamma per anno per Gpc^3 , circa mille volte superiore alla frequenza dei lampi gamma osservati ($0.5 Gpc^3 yr^{-1}$). L'effetto di un campo magnetico è quello di diluire i tempi di arrivo su tempi scala coincidenti col ritardo temporale indotto dalla deflessione rispetto alla propagazione rettilinea.

L'energetica necessaria perché i lampi gamma siano plausibili sorgenti di raggi cosmici di altissima energia è stata oggetto di indagine da parte di parecchi autori [37-39]. Per una corretta analisi del problema è importante utilizzare una adeguata evoluzione del numero di lampi gamma per unità di tempo come funzione del *redshift*. Se, come sembrano indicare le osservazioni, la frequenza dei lampi gamma segue da vicino la formazione stellare, il numero di lampi gamma a *redshift* cosmologici è molto più elevato di quello locale, sicché, secondo quanto discusso nella sezione 2, c'è da aspettarsi uno spettro di raggi cosmici di altissima energia con una soppressione GZK piuttosto marcata. In [36] gli autori considerano l'evoluzione di lampi gamma come data in [40] mentre per l'energetica dei singoli lampi gamma, viene adottato il recente risultato di [41,42]. I calcoli effettuati in [36] indicano che l'energetica richiesta ai lampi gamma per riprodurre i dati di *HiRes* è circa 6 volte superiore a quella effettivamente osservata (un fattore 9 più alto

rispetto invece ai dati di AGASA). Vista l'alta efficienza radiativa richiesta nella maggior parte dei modelli di lampi gamma, questo appare come un risultato scoraggiante, anche se bisogna tenere presente l'incertezza intrinseca nei modelli interpretativi del fenomeno dei lampi gamma.

6. RAGGI COSMICI DAL DECADIMENTO DI PARTICELLE SUPERMASSIVE

L'idea che raggi cosmici di altissima energia potessero essere il prodotto di decadimento di particelle supermassive instabili, fossili del *big bang* caldo fu avanzata da Hill e Schramm nel 1987 [43]¹. Subito dopo il *big bang*, si ritiene che l'universo abbia attraversato una fase di espansione inflazionaria, ovvero la struttura stesso dello spazio-tempo si è espansa superluminalmente. Questa fase è indispensabile per comprendere come mai l'universo che osserviamo sia piatto con tale accuratezza.

Che durante e dopo l'inflazione vi sia produzione di particelle con massa confrontabile con la massa dell'inflatone² è un fatto noto da tempo. Le osservazioni della radiazione fossile a microonde ci consentono di stimare la massa dell'inflatone, che è dell'ordine di 10^{13} - 10^{14} GeV. Particelle di massa così elevata hanno tempi di decadimento estremamente brevi e le particelle come risultato del decadimento non avrebbero nessuna possibilità di raggiungere la terra e apparirci come raggi cosmici di altissima energia. Due possibilità sono state avanzate per ovviare a questo problema: le particelle supermassive possono essere intrappolate in difetti topologici formati in transizioni di fase, di cui la fisica delle particelle elementari è piena, oppure le particelle supermassive potrebbero essere impossibilitate a decadere a causa di qualche simmetria discreta [45-49] (esempi se ne trovano nella conservazione del numero barionico che non consente il decadimento del protone, o nella R-parità che non consentirebbe il decadimento del neutralino, la particella supersimmetrica più

leggera nel modello supersimmetrico standard minimale). Questi modelli vanno sotto il nome di modelli *top-down*, per distinguerli dai modelli di accelerazione (*bottom-up*) in cui l'energia delle particelle viene aumentata progressivamente, a partire da energie basse.

L'idea generale, comune a tutti i modelli di questa classe, è che il decadimento delle particelle supermassive X produca una coppia quark- antiquark, che a loro volta generano due getti adronici. Dopo il fenomeno di adronizzazione, per analogia col caso della Z^0 , ci si può aspettare che la maggior parte delle particelle siano pioni (che decadono in fotoni, neutrini ed elettroni) e una piccola percentuale di nucleoni (si veda però [50] per un calcolo più recente che mostra un ruolo meno dominante per la componente fotonica rispetto a quella adronica dopo la fase di adronizzazione del getto). Nel caso di difetti topologici le particelle X vengono liberate solo in autointerazioni dei difetti o in eventi di annichilazione (ad esempio monopolo-antimonopolo). I difetti topologici sono strutture che si vengono a creare in corrispondenza di transizioni di fase (per una trattazione dei difetti in cosmologia si veda [51]): essi conservano il valore di attesa del vuoto precedente alla transizione di fase, sicché i quanti del campo interessato dalla transizione sono senza massa all'interno del difetto. L'effetto della transizione di fase è quello di cambiare il valore di attesa del vuoto, sicché le particelle X acquistano massa, il che accade ad esempio quando due difetti si annichilano.

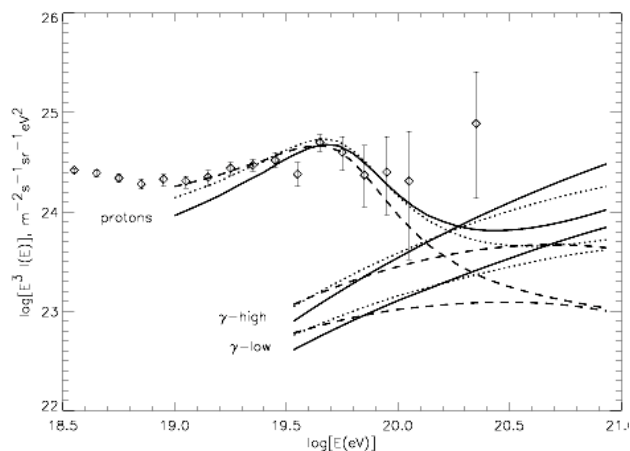
Tali difetti topologici sono tipicamente distribuiti su distanze cosmologiche e i raggi cosmici di altissima energia generati come descritto precedentemente dovrebbero propagarsi su tali distanze per arrivare a noi: mentre la propagazione dei protoni, come descritto nella sezione 2, è determinata dalle perdite di energia per produzione di coppie e per fotoproduzione di pioni, la propagazione di fotoni è prevalentemente determinata dalla creazione di coppie sul fondo universale radio e a microonde. La composizione chimica osservata a Terra è dunque il risultato della combinazione di questi processi. In particolare, la composizione ad energie minori di $\sim 10^{20}$ eV è dominata da protoni, mentre i fotoni cominciano a dominare ad energie superiori, come illustrato nella figura 11 (le diverse linee si riferiscono a diverse masse delle particelle X e a diversi modelli del fondo radio). Questa componente fotonica è una prerogativa dei

¹Per una rassegna completa di questa classe di modelli si veda [44].

²Si indica con questo nome il campo associato al fenomeno di espansione inflazionaria.

modelli *top-down* e dovrebbe essere usata nei futuri esperimenti come elemento diagnostico per questo tipo di modelli [52].

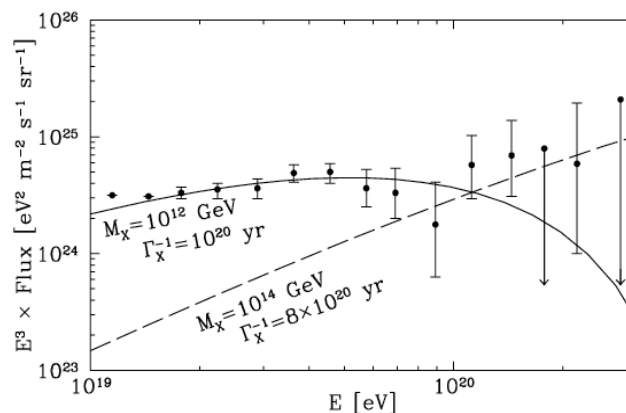
Figura 11: Spettri di protoni e fotoni da difetti topologici per diversi valori della massa della particella X e per diversi modelli del fondo universale radio [52].



Come discusso sopra, particelle supermassive possono anche essere generate nell'universo primordiale senza diretta connessione con difetti topologici: il potenziale gravitazionale rapidamente mutante col tempo durante l'inflazione crea particelle di massa confrontabile con la massa dell'inflatone ($\sim 10^{13}$ GeV). Queste particelle possono essere quasi-stabili solo per effetto di simmetrie discrete quasi-conservate. Se questo accade, le particelle X giocano il ruolo di materia oscura fredda, e al tempo stesso il loro decadimento può spiegare i flussi osservati di raggi cosmici di altissima energia sopra 10^{20} eV [45]. Visto che le particelle X si accumulano nell'alone galattico, la propagazione di protoni e fotoni non è apprezzabilmente condizionata da perdite di energia. Inoltre, per lo stesso motivo, la composizione chimica attesa è dominata da fotoni ad energie superiori a 10^{20} eV. Ad energie più basse altre sorgenti sarebbero richieste per spiegare le osservazioni. In figura 12 è riportato lo spettro prodotto dal decadimento di particelle fossili accumulate nell'alone galattico, per due valori della loro massa, $M_x=10^{12}$ GeV e $M_x=10^{14}$ GeV [53]. Sono anche indicate le vite medie richieste per ottenere accordo coi dati di AGASA. Come si vede tale vita media eccede di ordini di grandezza l'età dell'universo, ovvero le particelle X sono quasi stabili. Nel caso $M_x=10^{12}$ GeV la composizione chimica prevista

ad energie inferiori a 10^{20} GeV sembra essere inconsistente con i recenti risultati in [10].

Figura 12: Spettri di raggi cosmici di altissima energia dal decadimento di particelle supermassive nell'alone galattico [52].



La caratteristica identificativa più evidente di questi modelli è però costituita dalla anisotropia di dipolo: il fatto che la Terra sia localizzata in una regione periferica della galassia mentre la distribuzione di materia oscura è centrata rispetto alla galassia stessa, fa sì che il flusso di raggi cosmici di altissima energia dalla direzione del nucleo galattico sia più elevato di quello proveniente dalla direzione opposta [54,52,55,56]. Le osservazioni attuali non consentono ancora di misurare questa anisotropia, in quanto tutti gli esperimenti attualmente operanti sono localizzati nell'emisfero nord e non hanno la possibilità di osservare la regione del nucleo Galattico.

7. IL FUTURO DELLE OSSERVAZIONI

Il punto chiave per le future osservazioni di raggi cosmici di altissima energia è il raggiungimento di *grande statistica*. Solo aumentando la statistica degli eventi di altissima energia si potrà infatti comprendere l'origine di queste particelle, nonché ottenere informazioni sulle sorgenti e sui campi magnetici nel mezzo intergalattico. Il futuro di questo campo consiste principalmente di due iniziative, il *Progetto Auger* [57] e l'*Extreme Universe Space Observatory (EUSO)* [58].

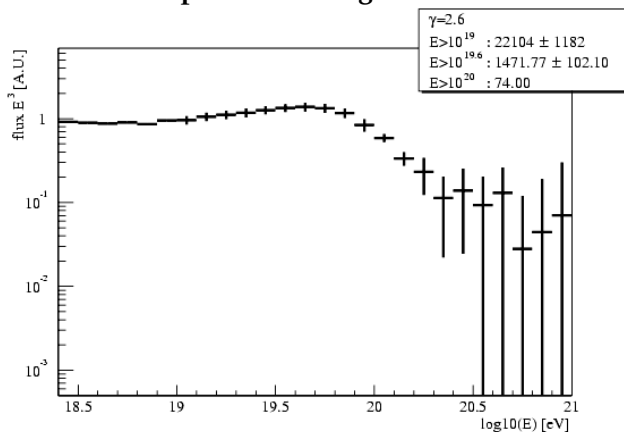
Il Progetto Auger è in fase di costruzione: nella sua versione finale sarà costituito da due *ground array* di circa 3000 km^2 di superficie

ciascuno, da realizzare in Argentina e in un luogo da determinare nell'emisfero nord, in modo da avere una copertura totale del cielo. Attualmente si sta procedendo alla costruzione del sito argentino, localizzato nella Pampa Amarilla. Accanto ai 1500 rivelatori di sciame, saranno anche realizzati dei telescopi per la rivelazione della radiazione di fluorescenza associata al passaggio dello sciame. La combinazione delle due tecniche di osservazione sarà cruciale per evitare problemi di calibrazione dell'energia degli eventi. L'accettazione di ciascuno dei due siti è prevista essere di $7000 \text{ km}^2\text{sr}$ (da confrontarsi con i $160 \text{ km}^2\text{sr}$ di *AGASA*).

EUSO è pensato come un rivelatore della radiazione di fluorescenza dallo spazio. Il telescopio sarà posizionato sulla stazione spaziale orbitante e dovrebbe ulteriormente aumentare la superficie efficace di un fattore 5-10 rispetto ad *Auger*, così da raggiungere una accettazione di $\sim 35000\text{-}70000 \text{ km}^2 \text{ sr}$. Questa tecnica di osservazione dei raggi cosmici di altissima energia è assolutamente innovativa e tecnologicamente complessa, ma la realizzazione di questo esperimento potrebbe aprire possibilità enormi, non solo per la rivelazione di raggi cosmici ma persino di neutrini di altissima energia.

Due esempi sono particolarmente significativi per illustrare le potenzialità di *Auger* ed *EUSO*, il primo riguardante la misura dello spettro di raggi cosmici di altissima energia e il secondo concernente le anisotropie su piccola scala e la conseguente identificazione delle sorgenti.

Figura 13: Spettro simulato per 5 anni di attività dell'esperimento *Auger* [9].



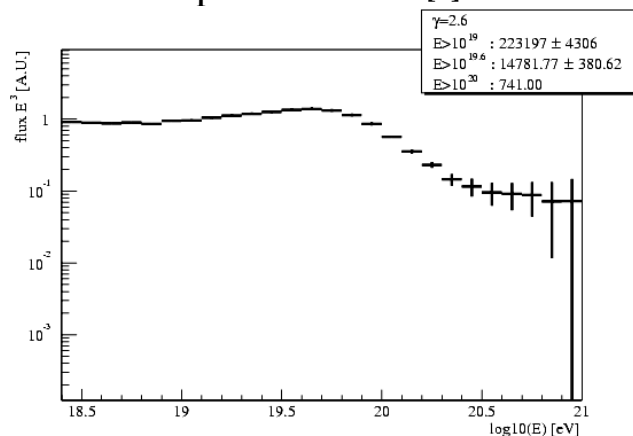
In figura 13 e 14 sono riportati i risultati di simulazioni, realizzate in [9] in cui si sono calcolati gli spettri attesi (con relative barre

d'errore) in *Auger* ed *EUSO* rispettivamente.

Dalle figure risulta evidente come l'aumento di statistica sia fondamentale per determinare senza ambiguità la presenza (o l'assenza) della soppressione *GZK* nello spettro. Sul fronte della identificazione delle sorgenti, *Auger* ed *EUSO* rappresenteranno un formidabile passo in avanti. Le statistiche di eventi sopra $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ (circa 1500 eventi in 5 anni attesi in *Auger*) consentiranno di determinare la densità di sorgenti con approssimazione molto buona.

In realtà con *EUSO* esiste la realistica possibilità di individuare tutte le sorgenti di raggi cosmici di energia al di sopra di 10^{20} eV .

Figura 14: Spettro simulato per 3 anni di attività dell'esperimento *EUSO* [9].



Queste sorgenti infatti sono tutte localizzate entro $\sim 100 \text{ Mpc}$ dalla Terra, e un esperimento con esposizione maggiore di un valore critico $\square_c = 42000 n_{.5} \text{ km}^2 \text{ sr}$, riceverà almeno un evento di energia maggiore di 10^{20} eV da ciascuna sorgente (qui $n_{.5}$ è la densità di sorgenti in unità di 10^{-5} Mpc^{-3}). Le simulazioni in [9] realizzate con le statistiche attese per l'esperimento *EUSO*, hanno mostrato l'apparire di multipletti di decine di eventi accumulati entro circa due gradi: questi multipletti identificherebbero la posizione della sorgente e la statistica sarebbe persino sufficiente a ricavare uno spettro di raggi cosmici dalla sorgente e da esso stimare la distanza della sorgente stessa con grande accuratezza. Questo tipo di analisi rappresenta l'inizio dell'astronomia a raggi cosmici, un qualcosa di difficilmente immaginabile data la qualità delle attuali osservazioni.

8. CONCLUSIONI

Gli osservatori *Auger* ed *EUSO* rappresenteranno l'inizio di un nuovo tipo di

osservazioni dell'universo, in una regione di frequenze sinora inesplorata. Come sempre accade, quando si apre una nuova finestra osservativa le cose che vi si trovano sono molte di più e spesso molto diverse da quelle che ci si aspettava di trovare. Ci aspettiamo che anche in questo caso una messe di nuove informazioni sarà ottenuta da queste osservazioni.

Accanto a queste possibili novità però, sappiamo anche di poter trovare risposte a vecchie domande, prima fra tutte quella sull'esistenza o meno della soppressione GZK. Se tale effetto non dovesse essere verificato dalle future osservazioni, sarebbe difficile evitare di invocare un qualche tipo di nuova fisica. Un esempio è stato discusso nella sezione 6: la soppressione può essere evitata tramite il subentrare di una componente fotonica di altissima energia proveniente dal decadimento di particelle supermassive, relitti del *big bang*. Una apprezzabile componente fotonica nella composizione chimica sarebbe un elemento diagnostico molto importante in favore di modelli *top-down*, e costituirebbe una scoperta di valore inestimabile di un pezzo di fisica che può essersi concretizzata solo durante

i primissimi istanti di vita del nostro universo. D'altro canto, non sarebbe la prima volta che scoperte di fisica delle particelle vengono fatte tramite osservazioni dei raggi cosmici (vedi scoperta di varie particelle subnucleari e più recentemente la scoperta delle oscillazioni di neutrino e la conseguente attribuzione di massa a queste elusive particelle).

Sul fronte astrofisico, il proliferare di esperimenti di astronomia gamma (AGILE, GLAST, VERITAS, HESS, MAGIC, ARGO) accanto ai suddetti esperimenti per la rivelazione di raggi cosmici di altissima energia, potrà consentire di ottenere una visione unificata delle eventuali sorgenti astrofisiche di questi raggi cosmici: è difficile accelerare particelle senza avere come sottoprodotto radiazione di alta energia. Al fine di individuare le sorgenti, un passo molto importante, come discusso sopra, sarà rappresentato dalla individuazione e successiva analisi delle anisotropie su piccola scala angolare alle altissime energie, dove le deflessioni nel campo magnetico galattico (e nel potenziale ma molto poco conosciuto campo magnetico extragalattico) sono trascurabili.

BIBLIOGRAFIA

1. V.L. Ginzburk, S.I. Syrovatskii, *Soviet Physics Uspekhi* 3 (1961) 504.
2. A.A. Penzias, R.W. Wilson, *Ap. J.* 142 (1965) 419.
3. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748; G. T. Zatsepin, V. A. Kuzmin, *Sov. Phys. JETP Lett.* 4 (1966) 78.
4. M. Takeda et al., preprint astro-ph/0209422
5. T. Abu-Zayyad, et al., preprint astro-ph/0208243
6. A.A. Watson, *Phys. Rep.* 333 (2000) 309.
7. D. De Marco, P. Blasi, A.V. Olinto, *Astropart. Phys.* 20 (2003) 53.
8. V. Berezhinsky, S. Grigorieva, *Astron. Astroph.* 199 (1988) 1.
9. P. Blasi, D. De Marco, preprint astro-ph/0307067, *Astropart. Phys.*, in stampa
10. M. Ave, et al. *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 2244; *Phys. Rev. D* 65 (2002) 063007
11. A. A. Watson, *Ultra High Energy Cosmic Rays: the present position and the need for mass composition measurements*, negli atti della conferenza 'Thinking, Observing and Mining the Universe', Sorrento, 22 - 27 Settembre 2003.
12. E. Fermi, *Phys. Rev.*, 75 (1949) 1169.
13. H. Kang, T.W. Jones, U.D.J. Gieseler, *Astroph. J.* 579 (2002) 337.
14. M.A. Malkov, *Astrop. J.* 491, 584 (1997); M.A. Malkov, P.H. Diamond, H.J. Völk, *Astroph. J.* 533, 171 (2000).
15. P. Blasi, *Astropart. Phys.* 16, 429 (2002); P. Blasi, *Astropart. Phys.*, in stampa (preprint astro-ph/0310507).
16. A. Achterberg, Y.A. Gallant, J.G. Kirk, A.W. Guthmann, *MNRAS* 328, 393 (2001).
17. M. Vietri, *Astroph. J.* 591, 954 (2003).
18. P. Blasi, M. Vietri, *On particle acceleration around shocks II: a fully general method for arbitrary shock velocities and scattering media*, submitted to *Astrop. J.*
19. M. Blanton, P. Blasi, A.V. Olinto, *Astrop. Phys.* 15 (2001) 275.
20. E. Boldt, P. Ghosh, *MNRAS* 307 (1999) 491
21. C.M. Urry, P. Padovani, *PASP* 107 (1995) 803
22. C.A. Norman, D.B. Melrose, A. Achterberg, *Astrophys. J.* 454 (1995) 60
23. J.P. Rachen, P.L. Biermann, *A& A* 272 (1993) 161
24. A. Levinson, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 912
25. A. Venkatesan, Aparna M.C. Miller, A.V. Olinto, *Astrophys. J.* 484 (1997) 323

26. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland, *Astrophys. J.* 196 (1975) 51; K.S. Chen, C. Ho, M.A. Ruderman, *Astrophys. J.* 300 (1986) 500
27. V. S. Berezinsky, S.V. Bulanov, V. A. Dogiel, V. L. Ginzburg, V. S. Ptuskin, *Astrophysics of Cosmic Rays* (Amsterdam: North Holland, 1990)
28. C.F. Kennel, F.V. Coroniti, *Astrophys. J.* 283 (1984) 694; C.F. Kennel, F.V. Coroniti, *Astrophys. J.* 283 (1984) 710
29. P. Blasi, R. Epstein, A.V. Olinto, *Astrophys. J. Lett.* 533 (2000) 123
30. J. Arons, preprint astro-ph/0208444
31. M. Vietri, *Astrophys. J.* 453 (1995) 883
32. E. Waxman, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 386.
33. Y.A. Gallant, A. Achterberg, *MNRAS* 305 (1999) L6
34. R. Narayan, P. Paczynski, T. Piran, *Astrophys. J. Lett.* 395 (1992) L83
35. M. Vietri, L. Stella, *Astrophys. J. Lett.* 507 (1998) 45
36. M. Vietri, D. De Marco, D. Guetta, *Astroph. J.* 592 (2003) 378
37. F.W. Stecker, *Astropart. Phys.* 14 (2000) 207
38. S.T. Scully, F.W. Stecker, *Astropart. Phys.* 16 (2002) 271
39. V.S. Berezinsky, A.Z. Gazizov, S.I. Grigorieva, preprint astro-ph/0204357
40. Porciani, P. Madau, *Astrophys. J.* 548 (2001) 522
41. M.Schmidt, *Astrophys. J.* 552 (2001) 36
42. D. Frail, et al., *Astrophys. J. Lett.* 562 (2001) 55
43. C.T. Hill, D.N. Schramm T.P. Walker, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 1007
44. P. Bhattacharjee G. Sigl, *Phys. Rev.* 327 (2000) 109
45. V.S. Berezinsky, M. Kachelriess, A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 4302
46. V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, *Yadern. Fiz.* **61** (1998) 1122
47. D.J.H. Chung, E.W. Kolb, A. Riotto, *Phys. Rev.* **D59** (1998) 023501
48. V.A. Kuzmin, I.I.Tkachev, *JETP Lett.* **69** (1998) 271
49. V.A. Kuzmin, I.I.Tkachev, *Phys. Rep.* **320** (1999) 199
50. R. Aloisio, V.S. Berezinsky, M. Kachelriess, preprint hep-ph/0307279
51. A.Vilenkin, E.P.S. Shellard, *Cosmic Strings and other Topological Defects*, Cambridge University Press, Cambridge 1994.
52. V.S. Berezinsky, P. Blasi, A. Vilenkin, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 103515
53. P. Blasi, R. Dick, E.W. Kolb, *Astropart. Phys.* 18 (2002) 57.
54. S.L. Dubovsky, P.G. Tynyakov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **68**, 99 [JETP Lett. **68**, 107] (1998)
55. V.S. Berezinsky, A. Mikhailov, *Phys. Lett.* **B449** (1999) 237
56. G.A. Medina-Tanco, A.A. Watson, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 25
57. J.W. Cronin, *Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.)* **28B** (1992) 213
58. See web page: <http://www.euso-mission.org/>

PASQUALE BLASI

Si è laureato in Fisica all'Università di Bari con una tesi in Fisica delle particelle elementari, e ha conseguito il dottorato di ricerca in Fisica all'Università di L'Aquila, lavorando presso il Laboratorio Nazionale del Gran Sasso sulla fisica dei raggi cosmici, sotto la supervisione del Prof. Venyamin Berezinsky. Dal 1997 al 2001 è stato Research Associate presso il Dipartimento di Astronomia ed Astrofisica dell'Università di Chicago prima e nel gruppo di Astrofisica Teorica del Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) dopo. E' attualmente ricercatore dell'Istituto Nazionale di Astrofisica presso l'Osservatorio Astrofisico di Arcetri (Firenze). Nel Luglio 2003 la International Union for Pure and Applied Physics (IUPAP) gli ha conferito il premio "Shakti P. Duggal" per il suo lavoro nel campo della Fisica dei Raggi Cosmici.

Contatti

INAF, Osservatorio Astrofisico di Arcetri
Tel. 055-2752297

Largo E.Fermi 5 50125 Firenze
Email blasi@arcetri.astro.it