

INFN-12-22/PG
12th december 2012

Progresso e Pregiudizi nella Fisica dei Raggi Cosmici sino al 2006

Antonio Codino

INFN - Sezione di Perugia, Dipartimento di Fisica Università, Perugia, Italia

Sommario

Si descrive in quale modo il complesso di teorie, modelli ed idee fondamentali sulla radiazione cosmica, il *corpus theoreticum* utilizzato per circa mezzo secolo, è stato demolito da recenti misure di alcuni esperimenti.

Il conflitto tra dati sperimentali e previsioni del *corpus theoreticum* tradizionale attiene: (1) l'inesistenza dell'effetto *GZK* tra 5×10^{19} e 3×10^{20} eV; (2) l'inadeguatezza del meccanismo accelerativo diffusivo nei resti di supernova nella spiegazione del ginocchio; (3) la previsione errata della predetta teoria accelerativa della posizione in energia del secondo ginocchio dello spettro dei raggi cosmici; (4) l' inadeguatezza del *Modello a Fossa* della radiazione cosmica extragalattica; (5) l' assenza di una componente dominante extragalattica della radiazione cosmica ad energie inferiori a 5×10^{19} eV; (6) il fallimento generale dei *Modelli a Scolo* nello spiegare le proprietà dei raggi cosmici alle basse energie; (7) la previsione errata dell' aumento dell'anisotropia della radiazione cosmica al crescere dell' energia tra 10^{12} e 10^{17} eV ; (8) il disaccordo tra il rapporto di flusso misurato boro/carbonio e quello previsto nei *Modelli a Scolo* ad energie superiori a 50 GeV/u.

Accompagnato dalla spiegazione qualitativa e quantitativa di alcune caratteristiche fondamentali dello spettro in energia dei raggi cosmici: il ginocchio, il secondo ginocchio, la caviglia e la composizione chimica della radiazione cosmica tra 10^{12} e 4×10^{19} eV. Questo progresso è stata conseguito dal 2006 con la *Teoria degli Indici Costanti*.

Progresso e Pregiudizi nella Fisica dei Raggi Cosmici sino al 2006

Antonio Codino

Università degli Studi di Perugia e INFN, Italia.

Sommario

Si descrive in quale modo il complesso di teorie, modelli ed idee fondamentali sulla radiazione cosmica, il *corpus theoreticum* utilizzato per circa mezzo secolo, è stato demolito da recenti misure di alcuni esperimenti.

Il conflitto tra dati sperimentali e previsioni del *corpus theoreticum* tradizionale attiene: (1) l'inesistenza dell'effetto *GZK* tra 5×10^{19} e 3×10^{20} eV; (2) l'inadeguatezza del meccanismo accelerativo diffusivo nei resti di supernova nella spiegazione del ginocchio; (3) la previsione errata della predetta teoria accelerativa della posizione in energia del secondo ginocchio dello spettro dei raggi cosmici; (4) l'inadeguatezza del *Modello a Fossa* della radiazione cosmica extragalattica; (5) l'assenza di una componente dominante extragalattica della radiazione cosmica ad energie inferiori a 5×10^{19} eV; (6) il fallimento generale dei *Modelli a Scolo* nello spiegare le proprietà dei raggi cosmici alle basse energie; (7) la previsione errata dell'aumento dell'anisotropia della radiazione cosmica al crescere dell'energia tra 10^{12} e 10^{17} eV; (8) il disaccordo tra il rapporto di flusso misurato boro/carbonio e quello previsto nei *Modelli a Scolo* ad energie superiori a 50 GeV/u.

Lo smantellamento dell'impianto teorico tradizionale della *Fisica dei Raggi Cosmici* è accompagnato dalla spiegazione qualitativa e quantitativa di alcune caratteristiche fondamentali dello spettro in energia dei raggi cosmici: il ginocchio, il secondo ginocchio, la caviglia e la composizione chimica della radiazione cosmica tra 10^{12} e 4×10^{19} eV. Questo progresso è stato conseguito dal 2006 con la *Teoria degli Indici Costanti*.

1 Introduzione

Dalle numerose misure degli ultimi decenni sulle proprietà della radiazione cosmica ha preso corpo l'odierna ossatura empirica della *Fisica dei Raggi Cosmici*. Sorprende però che allo straordinario progresso sperimentale avvenuto nel corso degli ultimi sessant'anni non vi è stato un corrispondente progresso nel *corpus theoreticum* della disciplina.

Tale situazione emerge netta sia dalla lettura dei rendiconti che appaiano su riviste sia dall'esame diretto degli lavori originali. Così, ad esempio, per circa mezzo secolo si è dibattuto sui meccanismi fisici che generano il ginocchio dello spettro della radiazione cosmica oltre 3×10^{15} eV [1] sintetizzato e semplificato nel dilemma se il ginocchio deriva da un effetto di propagazione dei raggi cosmici nella Galassia o da una caduta di efficienza di presunti meccanismi accelerativi. Sin dal 1970, per circa 40 anni, si trascina nella letteratura lo stesso dilemma, con la stessa monotonia, senza ombra di progresso e, laddove il progresso c'è stato, si è arenato nel pregiudizio. Oggi, a nostro parere,

la vasta messe di dati sperimentali è imbrigliata in una ragnatela di idee fuorvianti che pregiudica il progresso della *Fisica dei Raggi Cosmici*.

In termini più sostanziali, anziché in termini descrittivi come emerge dai compilatori dello stato della disciplina, alcuni problemi fondamentali della *Fisica dei Raggi Cosmici* permangono attualmente non solo qualitativamente inspiegabili e quantitativamente irrisolti, ma sfiorano addirittura sul terreno dell'inconoscibile (*Sezione 15*). Si ritiene, ad esempio, tutta la multiforme produzione teorica sul trasporto dei raggi cosmici nella Galassia non è stata in grado di spiegare il livello di anisotropia dei raggi cosmici tra 10^{12} e 10^{17} eV [2,3,4]. Risulta dai dati sperimentali che l'anisotropia misurata delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla Terra, circa 10^{-3} a 10^{12} eV, è inferiore di almeno un ordine di grandezza rispetto a quella calcolata dalle teorie tradizionali che si situa nell'intervallo $(1-5) \times 10^{-2}$ [2].

Nel 2006 è stata formulata una nuova teoria dei raggi cosmici che spiega quantitativamente, con coerenza logica e semplicità, le caratteristiche fondamentali dello spettro della radiazione cosmica, il ginocchio [1], il secondo ginocchio [5], la caviglia [6-8] e numerose altre proprietà ad esse correlate. Tutta la teoria [9-16] è riconducibile ad un postulato radicato ormai su una base empirica inamovibile riassunta nelle figure 1, 2 e 3 e sugli spettri in energia dei nuclei cosmici mostrati in figura 4, che costituiscono un passo intermedio della catena deduttiva. Sicché l'intera teoria si riduce, semplicemente a due soli basamenti. Il nuovo postulato si può enunciare così: gli spettri in energia di ciascun ione della radiazione cosmica nella Via Lattea, nella posizione in cui si trova il sistema solare, hanno indici spettrali costanti e di valore comune intorno a 2.68.

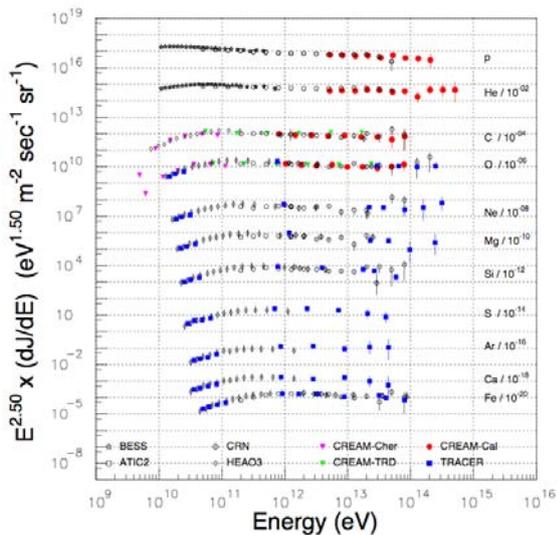


Figura 1 Spettri in energia di undici ioni singoli misurati sino al 2006 da esperimenti con palloni e satelliti ad energie inferiori a 10^{15} eV che suggeriscono e giustificano il *Postulato degli Indici Spettrali Costanti* a energie preginocchio. I dati sono referenziati altrove [17].

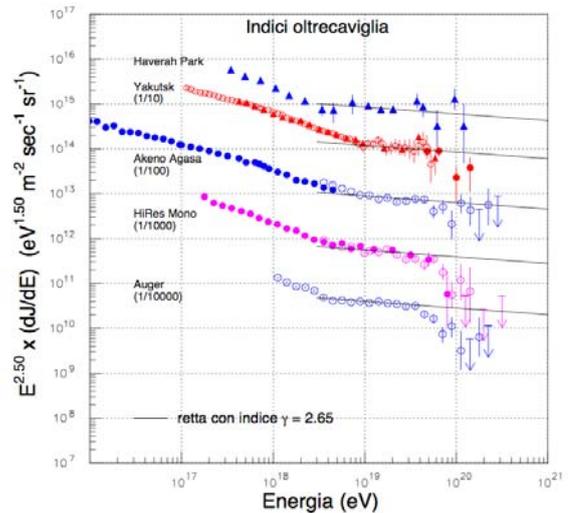


Figura 2. Spettri in energia di tutte le particelle della radiazione cosmica misurati dagli esperimenti Haverah Park [18], Yakutsk [19] Akeno-Agasa[20], HiRes Mono[21] e Auger [22]. Gli indici degli spettri misurati, compresi tra 2.65 e 2.70, sono compatibili con un valore comune degli spettri in energia degli ioni singoli mostrati in figura 1. La retta in nero con indice arbitrario di 2.65 serve solo da guida visiva.

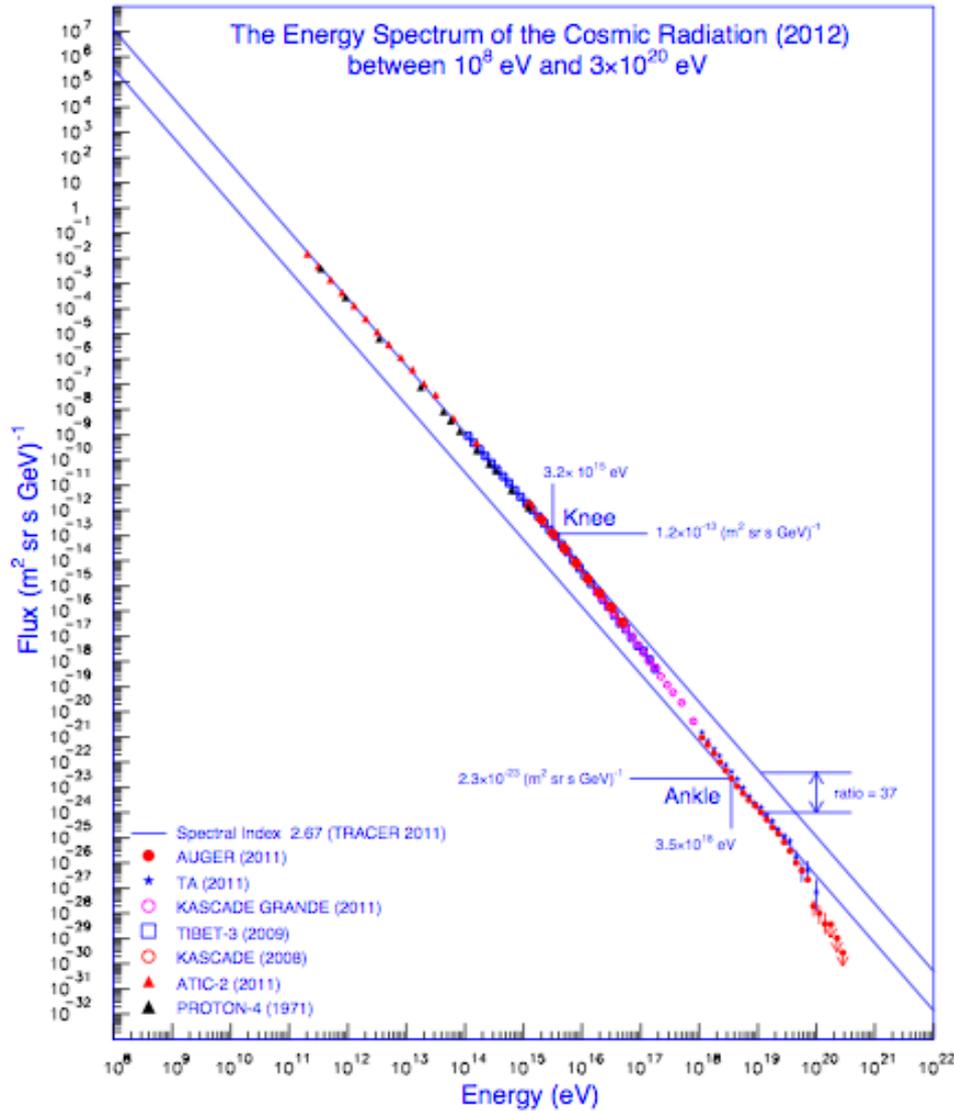


Figura 3. Spettro in energia della radiazione cosmica tra 10^8 e 2×10^{20} eV basato su oltre mezzo secolo di misure espletate da numerosi esperimenti [23, 24, 25, 26, 27, 28]. I dati al di sotto di 10 GeV dello spettro demodulato [ad esempio si veda ref. 29] sono stati omissi dalla figura. Segni molto caratteristici dello spettro sono: la modulazione solare al di sotto di 10^{10} eV, la regione preginocchio al di sotto di 2.5×10^{15} eV, la zona oltre caviglia tra 3×10^{18} e 3×10^{19} eV e infine la depressione di flusso oltre 3×10^{19} eV. Il secondo ginocchio è un punto caratteristico dello spettro nella banda di energia $(5-7) \times 10^{17}$ eV dove l'indice spettrale assume il valore massimo di 3.2. Le due rette oblique, parallele della figura servono sia da guida visiva sia da illustrazione del *Postulato degli Indici Costanti*. I dati, come si constata, sono compresi tra le due rette sino a 2.5×10^{19} eV. Secondo la *Teoria degli Indici Costanti* la retta inferiore e i relativi dati, tra 3×10^{18} e 3×10^{19} eV con indice di 2.67 [30], è una caratteristica del processo di accelerazione dei raggi cosmici nella Via Lattea mentre quella superiore risulta dall'effetto del campo magnetico galattico sovrapposto a quello del nudo processo accelerativo.

Per ciascuno ione cosmico tale teoria necessita, ad una data, arbitraria energia del flusso misurato. Con la normalizzazione del flusso gli spettri ordinati degli ioni della figura 4 si trasformano in quelli della figura 5, direttamente comparabili con i dati sperimentali. A titolo di esempio, le figure 6 e 7 mostrano l'accordo con i dati dello spettro differenziale in energia della radiazione cosmica tra 10^{11} e 5×10^{19} eV e la sua composizione chimica. Per spiegare quantitativamente la composizione chimica è necessario introdurre una componente dei raggi cosmici che dall'esterno del disco penetra in esso giungendo sino alla Terra, denominata *componente extradisco*.

La Parte I consta di cinque sezioni. Una sintesi degli elementi della teoria si trova nella Sezione 2 mentre nella Sezione 3 si discorre della base empirica di alcuni di tali elementi. La Sezione 4 contiene una giustificazione degli spettri della figura 4. La Sezione 5 descrive in dettaglio l' accordo tra le previsioni della teoria e i dati.

La Teoria degli Indici Spettrali Costanti è incompatibile con gran parte delle nozioni fondamentali che ricorrono nella Fisica dei Raggi Cosmici sino al 2006 (Parte II, Sezioni 6-15). Lo scopo principale di tale lavoro è di illustrare in cosa consiste tale incompatibilità e dove essa è radicata dal punto di vista delle idee (Sezione 6). Quasi tutte le conoscenze teoriche della Fisica dei Raggi Cosmici proposte prima del 2006 sono sconnesse dai fenomeni naturali che pretendono di descrivere. I dati sperimentali sullo spettro in energia dei raggi cosmici sono in accordo con Teoria degli Indici Costanti (Sezione 5) e in disaccordo con le previsioni derivate dalle teorie tradizionali dei raggi cosmici (Sezioni 6-15).

Si noti che le misure dello spettro dei protoni intorno a 10^{17} eV [31,32] e della composizione chimica della radiazione cosmica oltre 10^{17} eV [33,34], pongono in difficoltà idee e teorie tradizionali per se, come accennato altrove [35], non è quindi indispensabile per ciò ricorrere alla Teoria degli Indici Costanti.

A posteriori risulta che la soluzione del problema del ginocchio e della caviglia e la spiegazione di altre proprietà dello spettro della radiazione cosmica tra 10^{11} e 5×10^{19} eV è alquanto insensibile ad alcuni parametri del calcolo e al modo con cui si schematizza il trasporto delle particelle nella Via Lattea ossia la predetta soluzione non necessita di tutto il tessuto logico dettagliato della Teoria degli Indici Costanti né del suo radicamento empirico, ma solo di una frazione ristretta di esso. Alla descrizione di tale insensibilità è dedicata l'ultima parte (Parte III, Sezioni 16-22). Con o senza vento galattico, con un semispessore del disco di 200 pc o di 300 pc, la predetta soluzione rimane immutata.

Al fine di identificare il processo che accelera i raggi cosmici nella Galassia tale insensibilità è, a nostro giudizio, di notevole importanza come verrà spiegato sporadicamente nella Parte III.

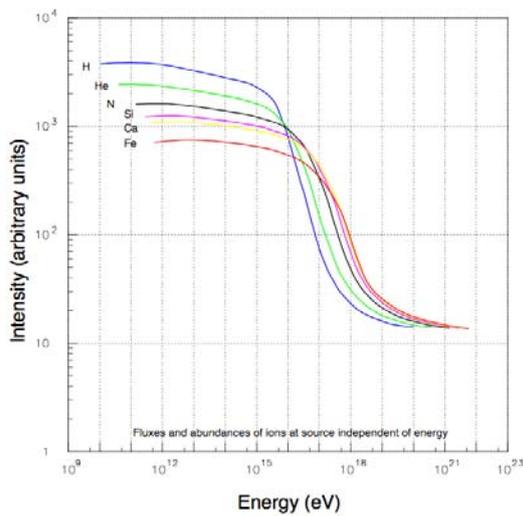


Figura 4. Spettri in energia di sei ioni secondo la Teoria degli Indici Spettrali Costanti nell' intervallo tra 10^{11} e 5×10^{19} eV [14,15]. Si tratta di un passo intermedio del calcolo fondamentale poiché l'accordo con i dati scaturisce da questi spettri. Sono ottenuti con il metodo Monte Carlo ricostruendo milioni di traiettorie di raggi cosmici nel volume del disco galattico. La suddivisione degli ioni cosmici in sei gruppi è arbitraria, ma adeguata alla precisione delle misure alle alte energie.

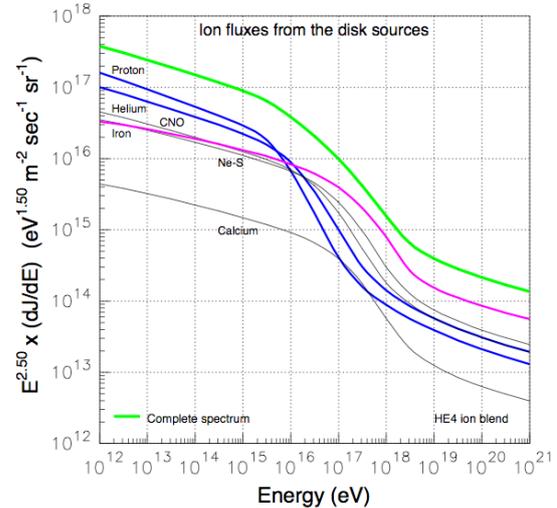


Figura 5 Spettri in energia di sei ioni derivati da quelli della figura 4 e imponendo il Postulato degli Indici Costanti. Questi spettri sono direttamente comparabili con i dati sperimentali.

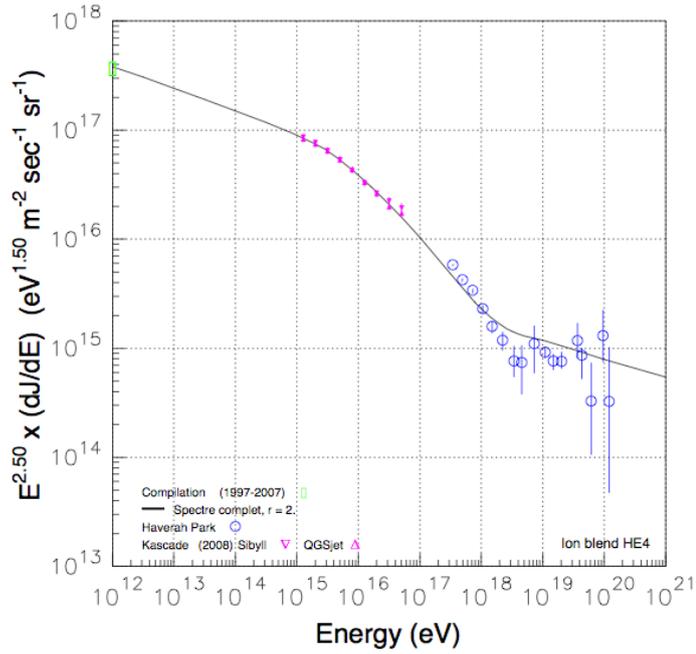


Figura 6 Confronto tra lo spettro in energia della radiazione cosmica secondo la *Teoria degli Indici Costanti* e i corrispondenti dati misurati dagli esperimenti KASCADE [36] e Haverah Park [18], presi come esempio. Il flusso teorico è normalizzato ad una sola energia, a 10^{12} eV (quadrato verde), al valore di 3.79×10^{17} particelle/m² s sr eV^{1.5}.

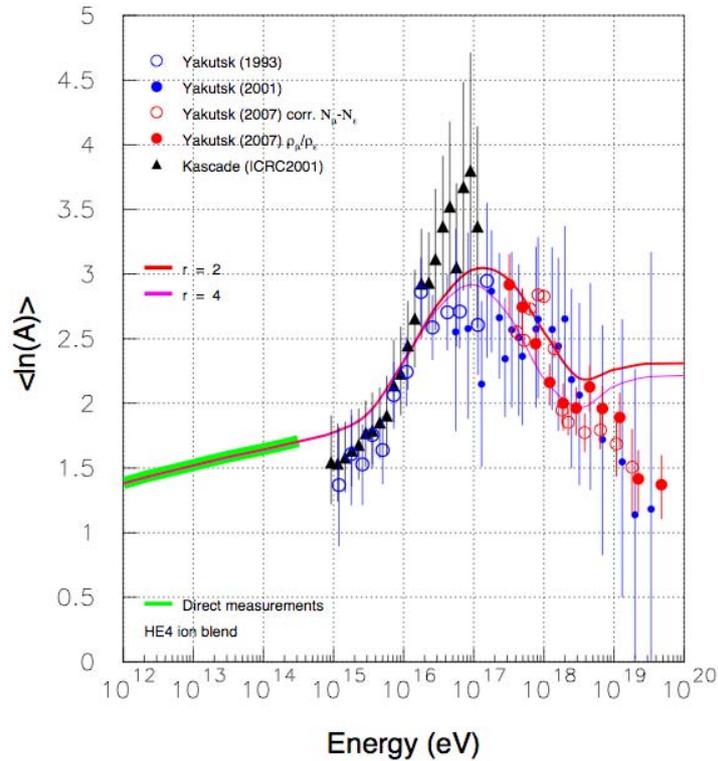


Figura 7 Confronto tra teoria (curva rossa e viola) [37] e dati sulla composizione chimica espressa con la variabile $\langle \ln(A) \rangle$ basata su varie misure dell'esperimento Yakutsk [38,39] e KASCADE [40]. L'andamento decrescente di $\langle \ln(A) \rangle$ oltre 3×10^{18} eV derivato dai dati di Yakutsk è in contrasto sia con le misure dell'esperimento Auger (successiva Figura 17) sia con la teoria. Il parametro libero r denota il rapporto tra il flusso della componente proveniente dal disco e quella originata nell'alone all'energia arbitraria di normalizzazione di 10^{19} eV [37].

2 Elementi della teoria degli indici spettrali costanti

Vengono enumerati qui di seguito gli elementi alla base della teoria e alcune loro interpretazioni. Sottostante tutta la teoria vi è la nozione di traiettoria di uno ione cosmico nella Galassia.

2.1 Le due variabili fondamentali della teoria

Il moto fisico di ogni nucleo all' interno della Via Lattea definisce una traiettoria caratterizzata da una lunghezza L , un punto di origine, una durata di vita T e un punto finale dove lo ione scompare come illustrato qualitativamente in figura 8. Alle alte energie, muovendosi le particelle alla velocità massima c , la durata di vita T ed L differiscono solo per una costante; si ha : $L = cT$. A titolo di esempio una traiettoria è mostrata in figura 9. I punti iniziali delle traiettorie costituiscono le sorgenti dei raggi cosmici. Le sorgenti sono prive di dimensioni, e ad energie superiori a 10^{10} eV le particelle hanno energia pressoché costante, essendo trascurabili le perdite di energia per ionizzazione nel gas interstellare.

Si anticipa qui che benché la traiettoria dipenda in modo sensibile dal campo magnetico alle energie preginocchio, quelle inferiori a 10^{15} eV, le due variabili basilari della teoria, il grammaggio g e il tempo di vita dello ione T , sono pressoché insensibili alla struttura del campo magnetico oltre la banda 10^{17} - 10^{18} eV.

Il grammaggio è dato da: $g = m \rho L$ dove ρ è la densità media della materia interstellare ed m la massa media dell' atomo interstellare.

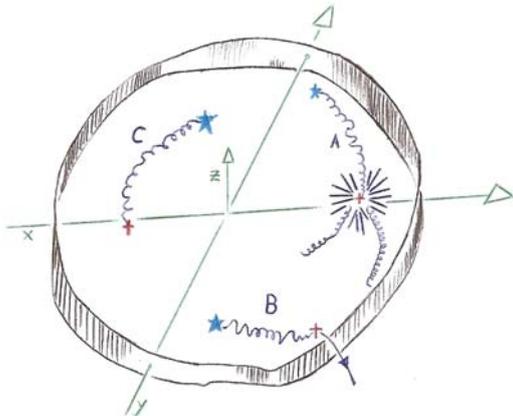


Figura 8. Bozzetto qualitativo di alcune traiettorie nel disco galattico. Sono indicati gli elementi essenziali della traiettoria: l'origine (stella), la linea curva erratica e il punto finale (croce). Si distinguono traiettorie nucleari (A), di fuga (B) e di ionizzazione (C) a seconda del meccanismo che sopprime gli ioni, come descritto in dettaglio altrove [9].

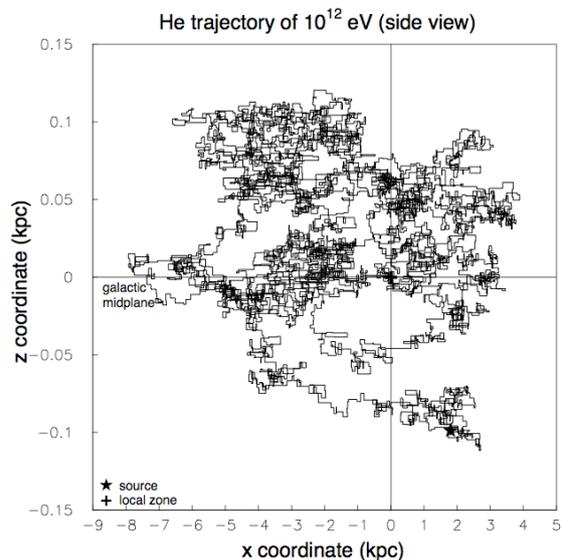


Figura 9. Vista laterale della traiettoria di un raggio cosmico di bassa energia che si propaga nel volume del disco della Via Lattea ottenuto mediante simulazione Monte Carlo [16].

2.2 Basamenti empirici della teoria

- A. La Via Lattea è costituita da un disco, da un bulbo e da un alone . Il semispessore del disco s occupato dai raggi cosmici è di 250 pc e il raggio R di 15 kpc. Il bulbo ha la forma di un ellissoide circolare con diametro di 4 kpc sul piano mediano galattico e di 3 kpc in qualunque piano normale a quello galattico passante per il centro della Via Lattea.
- B. Le sorgenti dei raggi cosmici di bassa energia sono distribuite pressoché uniformemente nel disco come risulta dalle misure dei flussi di raggi γ e loro interpretazioni [41] nell' intervallo di energia $5 \times 10^9 - 5 \times 10^{10}$ eV.
- C. La densità media del gas interstellare della Via Lattea è circa 1 atomo per centimetro cubo. La massa media dell' atomo interstellare è posta a 1.24×10^{-24} g [9].
- D. Per tradizione il campo magnetico galattico si rappresenta come sovrapposizione di una componente regolare B_r ed una caotica B_c . Il campo regolare nel volume del disco galattico ha forma a spirale, come mostra la figura 10, con linee di campo pressoché parallele al piano mediano galattico che si estendono sino al bordo del disco (fig. 2 ref. 9). L' intensità media del campo regolare è di circa 3.5 μ G. L'andamento dell'intensità B_r del campo regolare in funzione del raggio e dell' elevazione z è mostrata altrove (fig. 2 di ref. 11; *Sezione 2* ref. 12).
- E. Il campo magnetico caotico nel volume del disco galattico ha un' intensità media più elevata di quella del campo regolare nella medesima regione per un fattore 1-3 [42].

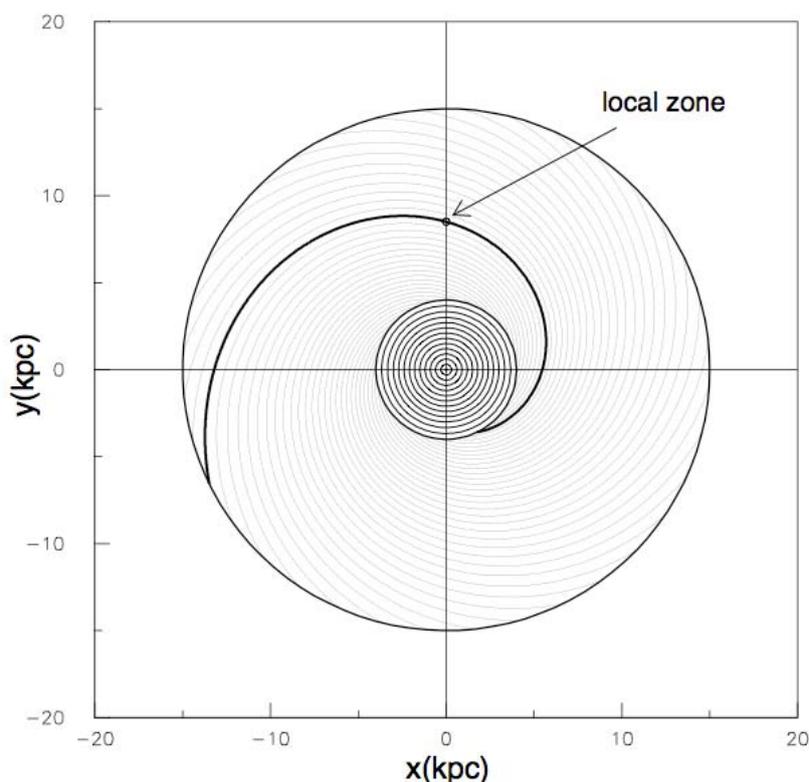


Figura 10. Linee del campo magnetico a spirale sul piano mediano della *Via Lattea* incorporate nel Monte Carlo [9, 11]. Nel bulbo galattico le linee sono circolari, sino a 4 kpc, e hanno un' influenza trascurabile sui flussi dei nuclei osservabili nel sistema solare, innanzitutto per la grande distanza da esso. Qualitativamente, il campo magnetico regolare influenza tanto il moto degli ioni così come il campo gravitazionale galattico quello delle masse stellari e delle nubi di materia.

- F. Il trasporto delle particelle a bassa energia nel volume del disco galattico è vincolato dall'esistenza degli ioni pesanti nel flusso della radiazione cosmica primaria rivelati sin dal 1948. Poichè sono note la densità del gas interstellare sia il valore delle sezioni d'urto d'interazione nucleare, gli ioni pesanti non potrebbero esistere al livello dei flussi osservati nel sistema solare se la loro durata di vita fosse molto più lunga di alcune decine di milioni di anni.
- G. I raggi cosmici si spostano all'interno della Via Lattea nel volume del disco e, con ogni probabilità, anche in quello dell'alone della Via Lattea. La lunghezza media della traiettoria di un raggio cosmico L è determinata dalla sezione d'urto σ e dalla densità del gas secondo l'espressione, $L = A/\sigma\rho N_A$ essendo A la massa dell'atomo medio interstellare data sopra ed N_A il numero di Avogadro.

2.2 Postulato degli indici costanti

- H. Gli spettri in energia di ciascun ione della radiazione cosmica nella Via Lattea nella posizione in cui si trova il sistema solare hanno indici costanti e di valore comune intorno a 2.68 tra 10^9 e 5×10^{19} eV.
- I. Le sorgenti dei raggi cosmici di alta ed altissima energia sono distribuiti nel volume galattico come quelle di bassa energia. Tale elemento fondamentale della teoria è suggerito dalla costanza dell'indice spettrale tra 10^{11} e 5×10^{19} eV.
- L. Ad energie elevate, oltre la banda 10^{17} - 10^{18} eV a seconda della carica dello ione, quando il campo magnetico galattico perde il potere curvante sul moto degli ioni, l'indice spettrale osservato a Terra è quello caratteristico delle sorgenti ovvero quello che caratterizza il meccanismo accelerativo galattico.

Il moto di un nucleo cosmico emesso da una sorgente nel disco o nell'alone procede lungo il campo magnetico regolare per un percorso λ_m campionato da una distribuzione esponenziale $\exp(-l/l_c)$ essendo l_c la lunghezza di coerenza del campo regolare pari a 125 pc [43, 44]. Il nucleo compie migliaia e migliaia di rivoluzioni attorno alle linee del campo regolare finché incontra una nuvoletta magnetica. Essendoci nella nube un campo magnetico con direzione casuale, la particella cambia direzione e la mantiene fissa per tutta l'estensione della nube. Le nubi sono sferette con diametro variabile in modo aleatorio tra 5 pc e 7 pc [45]. Le particelle, attraversata la nube, s'immergono di nuovo nel campo regolare e procedono con un moto regolato dallo stesso algoritmo. Pertanto le nubi non hanno posizioni fisse all'interno della Galassia.

Ognuno dei dieci elementi della teoria, da A ad L , ha un ancoraggio con i dati sperimentali. Si noti però, come aspetto fondamentale, che la solidità di tale ancoraggio è fortissima, diretta e priva di ambiguità per alcuni elementi (B , C , D , E ed F), approssimativo in altri (A e G) e arbitrario per gli ultimi tre H , I ed L . Ad esempio, il semispessore del disco galattico occupato dai raggi cosmici è, con ogni probabilità, più ampio di quello del gas interstellare o di quello stellare. In tal senso il dato osservativo crudo è modificato e interpretato (vedasi per questo elemento la seguente *Sezione 3*). Poiché le interpretazioni dei dati osservativi crudi sono, nel complesso, numerose e spinte in direzioni particolari, potendo essere legittimamente altre, si usa il termine teoria (*1*). L'elemento H è incompatibile con quasi tutte le ipotesi delle teorie tradizionali e costituisce una nuova idea. Infatti contro di esso si può osservare, in via astratta, che nella banda di energia tra ginocchio e cavaglia gli spettri degli ioni, ove misurati, non hanno affatto l'indice costante ma ampiamente variabile con l'energia. Ciò prova che il dato empirico crudo è interpretato unilateralmente dall'applicazione della nuova idea.

3 Odierna base empirica e osservativa della teoria degli indici costanti

Segue un conciso sommario delle misure a sostegno di alcuni elementi della teoria elencati nella precedente *Sezione 2*, con brevi argomentazioni. Nell'ordine si esaminano le misure a sostegno del *Postulato degli Indici Costanti*, quelle che definiscono il campo magnetico galattico e la sua forma, quelle sul volume della Via Lattea occupato dai raggi cosmici e infine quelle sulle distribuzioni delle sorgenti.

Per tradizione le misure di flusso dei raggi cosmici, in una data banda di energia, si rappresentano con l'espressione :

$$dN/d = a/E^\gamma \quad (1)$$

dove dN/dE è il flusso differenziale in energia, a una costante, E l'energia della particella e γ l'indice spettrale misurato. L'indice spettrale calcolato con la teoria verrà denotato γ_{SC} e chiamato *spettro completo* essendo la somma degli spettri dei singoli ioni detti *spettri parziali*.

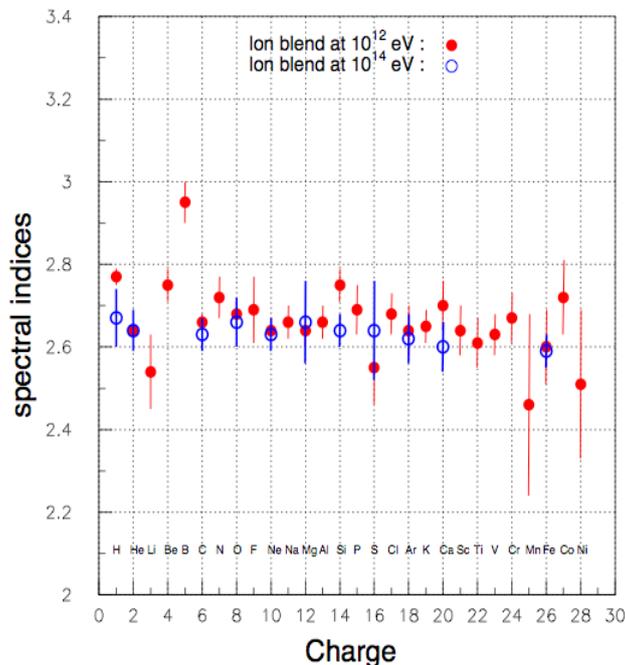


Figura 11. Indici degli spettri in energia γ di nuclei, dall'idrogeno al nickel, interpolati con legge di potenza $dN/dE = aE^{-\gamma}$ misurati da numerosi esperimenti durante un arco di tempo di oltre mezzo secolo secondo due compilazioni : una del 1995 [46] e una seconda del 2007 [17].

(1*1) La *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* non è analitica ma utilizza, come già detto, la simulazione numerica per ricostruire le traiettorie dei raggi cosmici nella Via Lattea con le quali si determinano le grandezze fisiche desiderate. Tale aspetto non la rende meno rigorosa, meno riproducibile e meno apodittica delle teorie che ancora utilizzano solo equazioni differenziali per determinare le proprietà dei raggi cosmici (*teorie analitiche*). Si consideri la descrizione quantitativa degli sciami adronici nei calorimetri usati negli esperimenti di alta energia e nell'atmosfera terrestre per la quale esistono sia teorie analitiche, sviluppate intorno al 1930-1940, sia la simulazione con metodo Monte Carlo. È un dato di fatto che la simulazione degli sciami, per flessibilità e precisione, ha soppiantato il calcolo analitico. Si adotta il termine teoria e non modello, *in primis*, per il *Postulato degli Indici Costanti* che è radicato nei dati, ma non si riduce solo ad essi, implicando con la sua adozione *ipso facto* dei cambiamenti basilari nell'attuale assetto culturale della fisica dei raggi cosmici. *In secundis* per la catena di calcolo, che partendo dalla catena di ipotesi e fatti *A-L*, permette di valutare numerose proprietà dei raggi cosmici con coerenza e senza arbitrarietà.

Lo *spettro completo* differisce dallo spettro di tutte le particelle dell' equazione (1), che ha indice γ , per l' assenza di elettroni, positroni, antiprotoni e altre particelle rare. La differenza tra *spettro completo* e spettro di tutte le particelle, come è noto, è molto piccola, inferiore al due per cento, e trascurata in questo studio.

I protoni cosmici tra le energie della modulazione solare e 10^{15} eV hanno uno spettro in energia con indice costante di circa 2.7. Un valore simile è osservato per l' elio in numerosi esperimenti. Tutti gli altri ioni di cui si hanno misure attendibili hanno indici spettrali di circa 2.65-2.7. Anche il boro ha un indice simile come risulta dalle misure dell' esperimento *Runjob* [47] nella banda di energia 100-700 GeV/u confermati da quelle più recenti dell' esperimento *Cream* [48] nella stessa banda. La figura 9 riporta due compilazioni di dati sperimentali una ad 1 TeV e un' altra a 100 TeV. Si constata dai dati, dall' idrogeno al nichel, che gli indici nella zona peginocchio sono compresi tra 2.65 e 2.70.

Nella regione oltrecaviglia, $E > 4 \times 10^{18}$ eV, l' indice spettrale γ della radiazione cosmica riassume il medesimo valore di circa 2.68 che esso aveva alle basse energie. La figura 2 mostra l' evidenza empirica di tale fatto sostanziato da 4 esperimenti: Auger, Haverah Park, HiRes e AGASA. Si noti che l' indice di 2.65 misurato da Auger, tra 4×10^{18} e 3×10^{19} eV è, in termini assoluti, la banda di energia più ampia per la quale è disponibile l' indice spettrale costante.

Le misure disponibili sulla struttura del campo magnetico della Via Lattea sono numerose e attendibili, basandosi su metodi di misura diversi e complementari. Probabilmente ancora più importanti delle misure sul campo magnetico della Via Lattea sono quelle di altre galassie a spirale, morfologicamente identiche ad essa, per le quali le osservazioni globali sono sovente più facili essendo eseguite dall' esterno. La *Tabella I* mostra alcuni dati sulla forma e struttura dei campi magnetici in galassie a spirali tratti da un precedente lavoro [11].

Come si constata quasi tutte le galassie a spirale della *Tabella I* hanno un campo magnetico di forma anulare (circolare, ellittica o spirale). Si è trovato che l' intensità media del campo magnetico è quasi sempre compresa tra 1 a 10 μ G. Ciò giustifica la forma a spirale del campo magnetico adottata nel calcolo (fig. 10). E' utile sottolineare che cambiando la forma anulare del campo, da spirale a circolare o ellittico, alcune proprietà fondamentali dei raggi cosmici osservabili a Terra calcolate con questa teoria hanno variazioni intorno a 5-10 per cento [9].

Si è scoperto oltre 40 anni fa che il semispessore s del disco occupato dai raggi cosmici è di circa 700 pc. Pertanto per $r < 10$ kpc esso è ben più grande del semispessore di gas ed è circa uguale ad s per $12 < r < 15$ kpc (semispessore delle nuvole HI). Tale dato osservativo si giustifica ragionando come segue. Si ammetta che elettroni e protoni cosmici abbiano approssimativamente la stessa altezza caratteristica h_e sul piano galattico per piccole altezze, ad esempio 1000 pc. L' emissione radio nel continuo nella banda tra 1 mm e 100 metri è causata dalla radiazione di sincrotrone di elettroni cosmici che vagano nel campo magnetico galattico. Si approssimi con una gaussiana di semilarghezza G_m lo spessore del volume disco-alone nel quale il campo magnetico abbia l' intensità media osservata di circa 1 μ G. La distribuzione spaziale degli elettroni energetici nel volume disco-alone si semplifichi anch' essa con una gaussiana di semilarghezza G_e . L' intensità della radiazione di sincrotrone è proporzionale al prodotto delle due predette distribuzioni, grossomodo al fattore $G_e \times G_m$. Poiché l' emissione radio non termica nel continuo si osserva con flussi cospicui prossoché costanti sino ad altezze di oltre 1000 pc sul piano mediano galattico [49] si conclude che G_e è almeno dello stesso ordine di grandezza.

Si ammette pertanto un semispessore del disco s senz'altro superiore a 200 pc. Nella simulazione delle traiettorie con il Monte Carlo si è posto $s = 250$ pc su tutto il disco ossia per $0 < r < 15$ kpc.

Tavola I

Forme e intensità del campo magnetico regolare in alcune galassie a spirale determinate con osservazioni radio prima del 1998. Le osservazioni sono referenziate in altro lavoro [11].

<i>Galassia</i>	<i>Forma del campo regolare</i>	<i>Intensità (μG)</i>	<i>Referenze</i>
M51	Spiral	10	Mathewson et al. 1972
NGC 6946	Spiral	12 \pm 4	Klein et al. 1982
M81	Spiral	8 \pm 3	Sofue et al. 1980
M33	Spiral	3 \pm 1	Sofue et al. 1983
M83	Spiral	not given	Ondrechen 1985
M31	Circular	3-4	Beck 1980
IC 342	Circular	7 \pm 2	Van der Kruit 1973
NGC 253	Probably spiral	13 \pm 4	Klein et al. 1983
			Beck et al. 1994
NGC 2903	Spiral	not given	Sofue et al. 1985
NGC 5055	Probably spiral	not given	Sofue et al. 1985
NGC 4631	Complex structure	7 \pm 1	Golls et al. 1994
NGC 891	Parallel to the galactic plane	9 \pm 1	Sukumar et al. 1991
NGC 4565	Parallel to the galactic plane	6.5 \pm 1.0	Sukumar et al. 1991
NGC 7331	Parallel to the galactic plane	9.0 \pm 1.5	Dumke et al. 1995

Il termine *sorgente* dei raggi cosmici ricorre nella letteratura e denota il luogo dove avviene l'accelerazione. Nella *Teoria degli Indici Costanti* le sorgenti dei raggi cosmici si trovano nella Galassia. Le sorgenti sono considerate puntiformi e sono localizzate all'inizio di ogni traiettoria. La distribuzione spaziale delle sorgenti (ovvero i punti iniziali delle traiettorie) è uniforme lungo il raggio r del disco, e smussata con una gaussiana raccordata al semispessore del disco in elevazione z [9,10,11,12,13]. Si ricorda che ad energie inferiori a 10^{15} eV (regione preginocchio) è ormai assodato che le sorgenti si trovano nel disco galattico. Non esiste però un'espressione analitica universale della distribuzione spaziale delle sorgenti dei raggi cosmici nel volume del disco galattico a basse energie adottata da tutti i fisici.

Empiricamente una prova che le sorgenti si trovino nel volume del disco deriva dalle misure di flusso di raggi gamma sino ad energie di alcuni GeV. I raggi cosmici interagiscono con il gas interstellare producendo pioni neutri π^0 che decadono in due fotoni generando uno spettro in energia caratteristico che si somma agli spettri dei fotoni di frenamento (*bremstrahlung*) $eZ \rightarrow e'Z'\gamma$ e a quelli derivanti dall'urto elettrone-fotone, $e\gamma \rightarrow e'\gamma'$. Nelle predette reazioni con e e s' intende l'elettrone dei raggi cosmici, con Z la carica elettrica del nucleo bersaglio e con γ i fotoni bersaglio: luminosi, infrarossi e fossili. Tenendo conto di tali processi l'interpretazione dei flussi misurati dei raggi γ [41] indica che le sorgenti degli ioni cosmici a energie inferiori a 10^{11} eV si trovano nel volume del disco. Segno altamente distintivo dello spettro misurato γ è il bozzo nella banda 10^8 - 3×10^9 eV del decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ che si staglia su un andamento regolare, correttamente previsto. Oltre 3×10^9 eV le previsioni mostrano un deficit rispetto al flusso γ misurato.

Si noti, in sintonia con quanto appena detto, che dal confronto tra flusso globale misurato di raggi γ provenienti dalla *Piccola Nube di Magellano* inferiore a 0.5×10^{-7} fotoni/cm² s [50] e quello calcolato di $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ fotoni/cm² s [51] nell'ipotesi di raggi cosmici extragalattici di bassa energia, si corrobora il fatto che le sorgenti dei raggi cosmici sono galattici e non extragalattici. Tale risultato risponde anche, ad esempio, al vivace dibattito storico negli anni 60 se le sorgenti dei raggi cosmici si ubicassero nel disco o nell'alone o nello spazio extragalattico.

Quasi tutti gli studi fatti con questa teoria pongono le sorgenti nel volume del disco galattico e solo recentemente si è palesata la necessità, e non solo la congettura ragionevole, di ammettere sorgenti di altissima energia sino a 5×10^{19} eV anche nell'alone.

Altri aspetti legati alla distribuzione spaziale delle sorgenti si trovano nella *Sezione 21*.

4 Derivazione degli spettri in energia dei singoli ioni.

Nel seguito s' intende giustificare la forma degli spettri in energia degli ioni (*2*) mostrati in figura 4. Benché tali spettri siano stati ottenuti con il metodo Monte Carlo mediante la simulazione delle traiettorie dei raggi cosmici nella Galassia, essi possono essere giustificati anche con semplici ragionamenti d' immediata verifica, senza alcun artificio ad hoc e senza violare i vincoli empirici della teoria discussi nella *Sezione 3*.

Ciascuno dei sei spettri della figura 4 ha una struttura costituita da un plateau alto a bassa energia, da un comune plateau basso ad alta energia e da un profilo caratteristico tra i due plateaux ubicato all' incirca tra 10^{15} e 10^{19} eV, a seconda dello ione. I plateau degli ioni ad alta energia hanno un valore comune del flusso mentre quelli di bassa energia si dispongono secondo una gerarchia molto caratteristica: il flusso del protone è più alto di quello dell' elio, che a sua volta, supera quello dell' azoto e così sino al flusso del ferro. Sono queste caratteristiche essenziali che vengono giustificate nelle tre *sottosezioni* seguenti.

4.1 I plateaux degli spettri a bassa energia e gerarchia dei flussi degli ioni

Sia r_A il raggio di rivoluzione dello ione A intorno ad un asse qualsiasi in un campo magnetico uniforme ed omogeneo. Si ricorda che per un protone di 10^{15} eV in un campo di $3 \mu\text{G}$ si ha $r_A = 0.3$ pc. Si supponga r_A molto inferiore al semispessore del disco s posto a 250 pc. Allorché è soddisfatta la condizione $r_A \ll s$, la struttura degli spettri della figura 4 si conserva quasi immutata anche se, nel calcolo, il semispessore del disco viene variato notevolmente, da 125 pc a 750 pc (*Sezione 19*). La distribuzione spaziale delle sorgenti, uniforme in r , è smussata in elevazione z (Sez. 2 ref. 9) con una gaussiana raccordata al semispessore del disco.

Sia C_S una sferetta di raggio r , ubicata nella posizione del sistema solare, a 8.5 kpc dal centro galattico, usata per contare il numero di traiettorie che la intercettano, operazione che consente la determinazione del flusso differenziale delle particelle cosmiche con il metodo Monte Carlo. Sia N_T è il numero totale di sorgenti presenti nel volume del disco galattico in un arbitrario lasso di tempo T. Sicché la densità media delle sorgenti nel disco è: $\rho_S = N_T/V_D$ dove V_D è il volume del disco, $V_D = 2 \pi R^2 s = 353.4 \text{ Kpc}^3$. Sia N_L il numero di sorgenti che nel tempo T emettono raggi cosmici in grado di intercettare la sferetta di conteggio C_S che ha un' area trasversa πr^2 .

Si premette che a basse energie nella regione preginocchio, le sorgenti in grado di alimentare la zona locale (ovvero C_S) sono, per la grande maggioranza, disseminate lungo la linea magnetica principale. Questo risultato fondamentale fu ottenuto nel 1998 [11] e riottenuto successivamente in differenti condizioni.

La quantità N_L si può esprimere attraverso le proprietà del moto dei cosmici che vagano nel volume del disco. Si considerino tutte e sole le sorgenti contenute in un cilindro ideale di area di base σ , altezza H e densità media delle sorgenti ρ_S , precedentemente definita. Tale cilindro immaginario sia centrato nella zona galattica locale (ovvero sistema solare, Terra) come mostra la figura 12. A basse energie, nella regione preginocchio, ossia $E < 10^{15}$ eV, l' asse curvo del predetto cilindro coincide con la linea principale di campo magnetico regolare, mostrata in figura 10. Il prodotto σH definisce pertanto il volume immaginario equivalente delle sorgenti che alimentano la cavità solare ad una data energia E. S' impone la condizione artificiosa:

$$N_L = h(r) \rho_S \sigma H \quad (3)$$

dove $h(r)$ è una funzione che tiene conto dell' estensione finita della sferetta C_S di raggio r , funzione che scomparirà nelle formule successive.

Si è introdotto il concetto di bacino galattico [12] per analizzare e spiegare alcune proprietà dei raggi cosmici. Il bacino di un punto P appartenente alla Galassia è il volume occupato da tutte le sorgenti puntiformi che alimentano il flusso dei raggi cosmici in P. In generale, cambiando il punto P cambia sia la forma sia il volume del bacino. Per alcuni problemi la nozione di bacino galattico permette di limitare lo studio ad una regione molto più modesta rispetto a quella molto estesa della Galassia.

(*2*) Questa sezione si può sorvolare ad una prima lettura poiché la sua comprensione completa richiede familiarità con altri lavori [9-16].

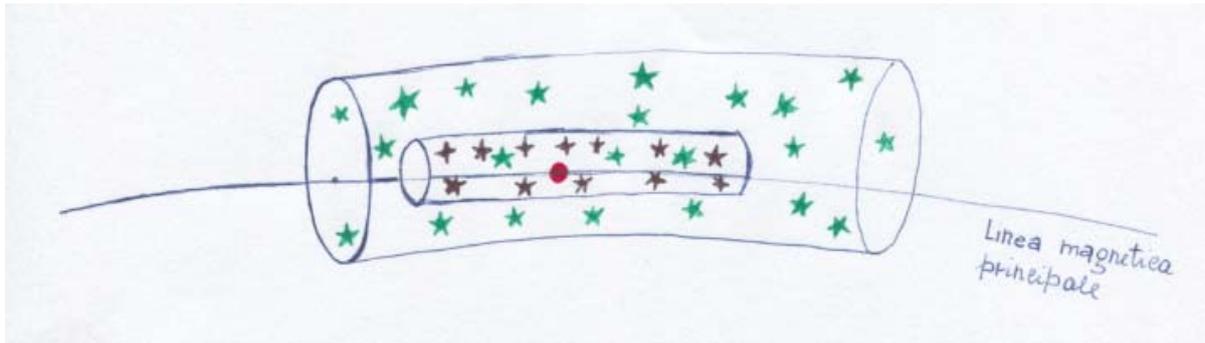


Figura 12. Illustrazione della distribuzione spaziale delle sorgenti imposta artificialmente di forma cilindrica. Le stelle verdi lungo il cilindro curvo grande rappresentano le sorgenti puntiformi che emettono elio cosmico le cui traiettorie intercettano la sfera di conteggio centrata nel sistema solare [11,12,13,14] (pallina rossa). Similmente le stelle nere si riferiscono alle sorgenti di ferro contenute nel cilindro interno. La linea tratteggiata indica la linea magnetica principale già mostrata in figura 10.

Le forme assunte dai bacini sono state studiate in diverse condizioni nel corso degli anni. Un' approssimazione utile del volume V_p è discussa altrove [12] in cui si considera un volume intorno al punto P contenente il 90 per cento delle sorgenti. La figura 13 mostra la forma del bacino galattico della Terra per ioni carbonio a basse energie [12]. L' andamento con l' energia delle forme dei bacini dell' elio sino a 4×10^{17} eV/u si trova altrove (fig. 11 ref. 13 e fig. 2 ref. 15). Se il bacino galattico V_T (T a pedice per Terra) viene interpolato con un ellissoide rotondo di asse maggiore c e assi minori a e b con $a = b$, il risultante volume è dato da: $V_T = \pi abc = \pi a^2 c$. Calcoli dettagliati [12] mostrano che V_T dipende dal numero di massa A dello ione cosmico. Una semplice interpolazione della lunghezza del bacino all' energia di 1 TeV/u lungo la linea magnetica principale, approssimata con quella dell' asse c dell' ellissoide (figure 8 e 9 ref. 12) in funzione del numero di massa dà: $c(A) = k_c / A^\alpha$ con $k_c = 12.65$ kpc e $\alpha = 0.143$. Un' espressione simile vale per le dimensioni trasverse del bacino galattico, si ha: $b(A) = k_b / A^\beta$, con $k_b = 0.075$ kpc e $\alpha = 0.265$. Pertanto il volume del bacino galattico si esprime come: $V_p = \pi k_c k_b^2 / A^{\alpha+2\beta}$ nell' intervallo $4 < A < 56$ ossia dall' elio al ferro. Il volume del bacino V_T che alimenta la Terra con ioni cosmici di numero di massa A è dato da:

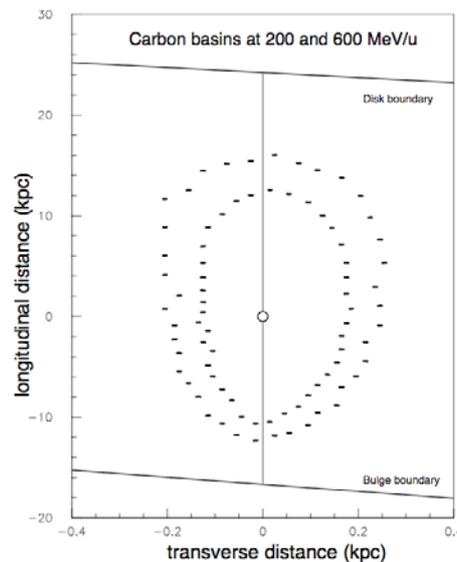


Figura 13. Forme di due bacini galattici della zona locale (pallina vuota centrale) con sorgenti di nuclei di carbonio di 200 e 600 MeV/u. Si usa come sistema di riferimento la linea magnetica principale (retta verticale) ed un asse ad essa trasverso con differenti unità di lunghezza. Ad una estremità della linea magnetica si trova il bulbo galattico e all' altra il bordo del disco, a 15 kpc. Le perdite di energia per ionizzazione del carbonio nel mezzo interstellare determinano la forma dei due bacini. I dettagli del calcolo si trovano altrove [12].

$$V_T = \pi k_c k_b^2 / A^{\alpha+2\beta} (1-\varepsilon_A). \quad (4)$$

dove ε_A è la frazione di cosmici con sorgenti nel bacino galattico che non contribuiscono al flusso. In sintesi, se le sorgenti dei raggi cosmici sono distribuiti uniformemente nel disco con densità ρ_S , il volume occupato dalle sorgenti di ioni cosmici di numero di massa A che alimenta la Terra è data dall'equazione (4).

Come è noto le sezioni d'urto anelastiche protone-nucleo hanno un andamento con il numero di massa A dato da: $\sigma_A = \sigma_{pp} A^\delta$ dove σ_{pp} è la sezione d'urto protone-protone e δ un parametro empirico che vale circa 0.66.

Ciò premesso la quantità $\alpha + 2\beta$ è circa uguale a δ e quindi si può porre: $\delta = \alpha + 2\beta$, risultando $V_B = \pi k_c k_b^2 \sigma_{pp} A^\delta$. Tale posizione traduce un fatto essenziale: per un'assegnata struttura del campo magnetico e di densità di materia interstellare ρ , la lunghezza delle traiettorie dei raggi cosmici dipende da $\sigma_{pp} A^\delta$ secondo l'espressione, $\lambda_A \equiv L = A/\sigma\rho N_A$ introdotta come elemento G della teoria (Sezione 2). Il numero di cosmici che alimenta la zona galattica locale (la Terra) N_L vale:

$$N_L = h(r) \rho_S V_T (1-\varepsilon_A) \quad (5)$$

Come esempio si considerino i nuclei di elio e ferro. Nel rapporto di flusso tra due ioni cosmici N_{He}/N_{Fe} in un punto P della Galassia all'energia E , le costanti introdotte $h(r)$, k_b , k_c e σ_{pp} si elidono e si perviene al semplice risultato:

$$\frac{N_{He}}{N_{Fe}} = R_\varepsilon \frac{\lambda_{Fe}}{\lambda_{He}} \quad (6)$$

dove $R_\varepsilon = (1-\varepsilon_{He})/(1-\varepsilon_{Fe})$. Si noti altresì che R_ε è una funzione lentamente variabile di una data coppia di nuclei. Ne segue che i rapporti di flusso dei vari ioni nella regione preginocchio non sono determinati solo dal rapporto delle sezioni d'urto ma anche dal parametro R_ε . Numericamente si ha che a 10^{12} eV il rapporto delle sezioni d'urto ferro-protone σ_{Fe} , e elio-protone σ_{He} è 7.2, essendo $\sigma_{Fe} = 756 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$ e $\sigma_{He} = 105 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$. Il rapporto dei flussi nella figura 4 all'energia di 10^{12} eV è 2.64 implicando, $R_\varepsilon = 2.72$.

La regolarità degli spettri ad energie preginocchio della figura 4 deriva semplicemente dall'equazione (6) che fissa una gerarchia dei flussi secondo il numero di massa A e le lunghezze d'interazione anelastiche λ_{He} e λ_{Fe} .

4.2 Il valore comune dei plateaux degli spettri ad alta energia

Aumentando l'energia delle particelle il raggio di rivoluzione r_A diventa comparabile al semispessore del disco s . In generale, in una qualunque galassia l'energia per la quale r_A uguaglia s , non è legata alla propagazione quasi rettilinea delle particelle ma al campo magnetico galattico e al semispessore s . Innanzitutto, stabilita l'ordine di grandezza dell'energia per il traboccamento a valanga degli ioni cosmici (ginocchi), la carica elettrica dello ione determina la sequenza di energie alle quali i diversi ioni traboccano dal volume del disco, essendo $r_A = \beta E/(Zq B)$. Di fatto, poiché l'intensità media del campo magnetico nel disco della Via Lattea si attesta intorno a 3 μG , la regione di energia in cui s'instaura la propagazione quasi rettilinea delle particelle rimane individuata. Nel regime di propagazione quasi rettilinea tutti gli ioni hanno la stessa intensità perché procedono per linee quasi rette (piccole frazioni di circoli di raggio r_A), cosicché le differenze tra le traiettorie di ioni differenti sono trascurabili.

Nel regime di propagazione quasi rettilinea il calcolo di N_L si riduce alla semplice valutazione dell'angolo solido con cui è vista la sferetta C_S da ciascuna sorgente puntiforme nel disco (punto d'inizio

della traiettoria). La figura 14 illustra qualitativamente come può intendersi questa condizione estrema per la quale $N_L = N_r^E N_T$ (r a pedice per quasi rettilinea). Avendo imposto, $N_T = \rho_S V_D$ si ha:

$$N_L^r = h(r) \rho_S V_D = h_r^E \rho_S V_D \quad (7)$$

con il parametro h_r^E si è denotato il valore assunto dalla funzione $h(r)$ nel regime di propagazione quasi rettilinea, ad energie altissime. Come si vede nell'equazione (7) non vi è traccia dell'effetto del campo magnetico, nè del moto effettivo degli ioni. Pertanto tutti gli spettri degli ioni tendono alla stessa intensità alle altissime energie (energie oltrecaviglia).

Questo risultato è di fondamentale importanza per la *Teoria degli Indici Costanti* poiché fissa un punto unico per tutte le intensità degli ioni indipendentemente dallo spessore del disco, dalla forma del campo magnetico e dalla sua intensità. Solo la posizione del sistema solare e la forma geometrica del disco influenzano h_r^E . Si perviene quindi ad un risultato finale di grande semplicità: il numero di sorgenti N_L che alimentano ad energie altissime la *Terra* è dato da $h_r^E N_T$ essendo N_T il numero totale di sorgenti attive nel disco in un arbitrario lasso di tempo T .

Si può anche esprimere tale risultato adottando un adeguato volume effettivo proprio della propagazione quasi rettilinea V_{qr} da comparare al volume del disco V_D . Con una densità media delle sorgenti nel disco ρ_S la frazione di volume del disco che alimenta la zona galattica locale V_{qr} è data

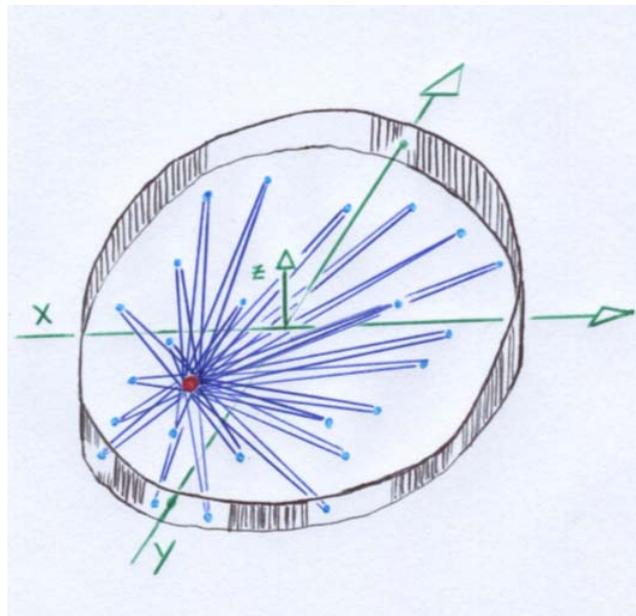


Figura 14. Illustrazione del significato del parametro h_r^E definito nel testo il quale è legato alla somma di tutti gli angoli solidi delle N_T sorgenti puntiformi del disco, angoli sottesi dalla sferetta C_S posta nel sistema solare. In questo disegno qualitativo la sferetta rossa rappresenta il sistema solare e i cerchietti in turchese le sorgenti dei raggi cosmici.

da $h_r^E V_D$ chiamato qui volume effettivo delle sorgenti alle energie altissime, quindi, $V_{qr} = h_r^E V_D$.

4.3 Caduta di flusso tra plateau alto e plateau basso.

Stabilite le due caratteristiche fondamentali degli spettri, i plateaux con alti flussi a bassa energia e i plateaux comuni con bassi flussi ad alta energia, è ovviamente necessario determinare come lo spettro preginocchio si raccorda a quello oltrecaviglia. Occorre determinare il rapporto h tra plateau alto e plateau basso per uno stesso ione, ovvero $h = F_2/F_1$ essendo F_1 e F_2 i flussi degli ioni alle due energie di riferimento, E_1 ed E_2 , scelte a piacere. Dalla figura 4 si ponga, ad esempio, $E_1 = 5 \times 10^{14}$ eV ed $E_2 = 10^{19}$ eV.

La simulazione delle traiettorie attraverso il Monte Carlo fornisce direttamente il dislivello (o rapporto h) come mostrato altrove (Fig. 4 ref. 14) e il profilo degli spettri (figura 4). Risulta, ad esempio, per il ferro $h_{Fe} = 54$ e per l'elio $h_{He} = 235$ alle predette energie E_1 ed E_2 . E' stato detto in altro lavoro che i parametri che forgianno il dislivello h sono le sezioni d'urto d'interazione e il semispessore s (vedi par. 6 ref. 14). Il rapporto h dei flussi di uno ione di numero di massa A alle due energie E_1 ed E_2 è determinato dal numero di sorgenti in grado di alimentare il flusso cosmico locale N_L e il numero di sorgenti su tutto il disco, pesato per l'angolo solido h_r^E dell'equazione (7). Pertanto il rapporto N_L/N_L^r pari a, $\rho_S V_T(1-\epsilon_A) / h_r^E \rho_S V_D$ può risciversi:

$$N_L/N_L^r = (1-\epsilon_A) V_T/V_{qr} \quad (8)$$

Il rapporto dei flussi dello ione cosmico A tra plateau alto a 5×10^{14} eV e plateau basso a 10^{19} eV (figura 4) è determinato, semplicemente, dal rapporto tra il volume del bacino galattico efficace e il volume della propagazione quasi rettilinea V_{qr} . Il parametro $1-\epsilon_A$ è la frazione di sorgenti del bacino V_T che emette particelle che intercettano la sferetta C_S . Quante volte il grado di tortuosità delle traiettorie innalza il flusso dei raggi cosmici rispetto a quello con traiettorie quasi rettilinee è il significato fisico del rapporto $(1-\epsilon_A) / h_r^E$.

5 Accordo tra teoria degli indici spettrali costanti e dati sperimentali

La *Teoria degli Indici Spettrali Costanti* ha un accordo con i dati sperimentali che non ha paragone con altre teorie, modelli o procedure di calcolo usate per predizioni quantitative prima del 2006. Alla descrizione di tale accordo è dedicata questa *Sezione 5*. Tra teoria e dati esiste un accordo qualitativo e un accordo quantitativo esibito dai risultati dei calcoli così come sono stati già effettuati. Si ritorna nella *Sezione 21, Parte III*, ad accennare in quale modo si potrebbe migliorare l'accordo con i dati sperimentali.

L'accordo quantitativo può suddividersi in 3 settori attinenti: (1) gli spettri in energia dei singoli ioni o gruppi di ioni e lo *spettro completo*; (2) la composizione chimica della radiazione cosmica tra 10^{12} e 5×10^{19} eV; (3) l'accordo con le proprietà del secondo ginocchio. Altrove [52] si prova che il secondo ginocchio è il ginocchio nudo del ferro. I dati della composizione chimica dell'esperimento HiRes sono stati discussi e criticati in altri lavori [35, 37] e omessi in questo studio.

L'accordo qualitativo non è meno importante di quello quantitativo, per numerose ragioni, come si vedrà nella *Sottosezione 5.4*. La principale di tali ragioni è che l'esistenza del ginocchio è inscindibile da quello della caviglia.

5.1 Accordo tra spettri in energia calcolati e misurati.

Un esempio di confronto tra *spettro completo* e misure (esperimenti Haverah Park e Cascade) è mostrato in figura 6. In altri lavori [52, 37, 53] lo *spettro completo* teorico è stato comparato alle misure dello spettro dei raggi cosmici degli esperimenti Akeno-Tibet, Yakutsk e a quelle più recenti di Auger. L'accordo è eccellente considerando che il flusso dei raggi cosmici tra 10^{10} eV e 5×10^{19} eV è normalizzato ad una sola energia. In sintesi, per lo *spettro completo* si ha quindi:

- (1) accordo con lo spettro in energia dei raggi cosmici tra 10^{10} e 5×10^{19} eV usando un solo punto di normalizzazione tra curva calcolata e curva misurata (si veda fig.6)
- (2) Accordo con l'energia a cui si osserva la caviglia, ubicata tra 3 e 5×10^{18} eV.
- (3) Accordo con l'indice spettrale di 3.0 nella banda 6×10^{15} - 6×10^{16} eV per lo *spettro completo*.

I tratti 1, 2 e 3 sono segni molto distintivi dello spettro dei raggi cosmici, investigati durante mezzo secolo da molti esperimenti, e sono riprodotti dalla teoria.

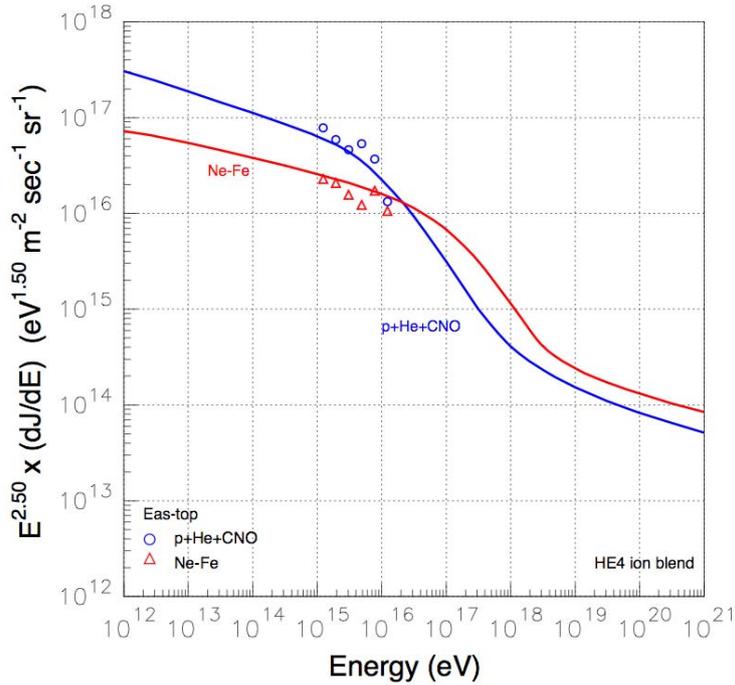


Figura 15 Spettri in energia misurati dall' esperimento Eas-top [54] e rielaborati da altri [55] con la suddivisione di tutte le particelle in due gruppi : leggeri e pesanti. La suddivisione originale in tre gruppi di particelle fatta dall' esperimento Eas-top [54] conduce a incoerenze empiriche discusse altrove [55].

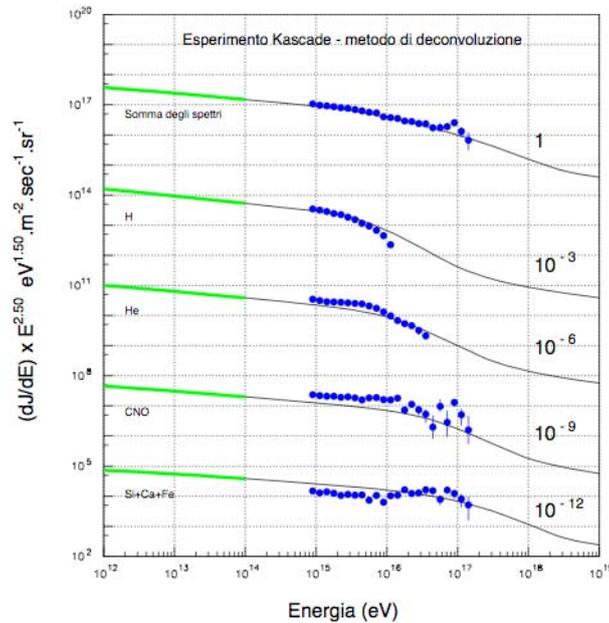


Figura 16 Spettri in energia di H, He, CNO e ioni pesanti (Si+Ca+Fe) misurati da Cascade [56] con il metodo di analisi deconvolutivo [57] comparato con gli spettri derivati dalla *Teoria degli Indici Costanti* normalizzati a 10^{12} eV. Le curve spesse verdi nella banda di energia $10^{12} - 10^{14}$ eV denotano il campo dei valori dei flussi misurati da rivelatori trasportati da palloni e satelliti a piccole profondità atmosferiche. In questa banda le misure sono immuni dalle incertezze proprie di quelle con gli sciami atmosferici e pertanto sono ritenute più affidabili.

Gli spettri di singoli ioni o gruppi di ioni sono comparati con le misure degli esperimenti Eas-top [54] e Cascade [56] in figura 15 e 16. Come si costata esiste un accordo soddisfacente tra teoria e misure effettuate dagli esperimenti Eas-top e Cascade. L' esperimento Eas-top prima di Cascade ha tentato di separare tutti i nuclei in tre gruppi : leggeri, medi e pesanti. Tuttavia l' identificazione degli ioni in tre classi è imperfetta debordando in vistose contaminazioni [55]. In sintesi le peculiarità degli spettri di ioni raggruppati in accordo con la teoria dell' esperimento Eas-top sono :

- (4) il ginocchio degli elementi leggeri con i dati ricorretti [55], (fig. 15);
- (5) lo spettro degli elementi pesanti con i dati ricorretti [55], (fig.15).

Gli spettri di ioni singoli o raggruppati misurati dall' esperimento Cascade si trovano in accordo con la teoria per quanto attiene :

- (6) il ginocchio del protone (fig.16);
- (7) il ginocchio dell'elio (Cascade) (fig. 16) ;
- (8) il ginocchio del gruppo di elementi CNO (fig.16);
- (9) lo spettro del ferro sino a 3×10^{16} eV (Eas-top) e sino a 10^{17} eV (Cascade). Il ginocchio del ferro non è stato osservato dall' esperimento Cascade-Grande [58] poiché lo ione ferro non è isolato ma raggruppati con altri ioni di abbondanze comparabili.

L'accordo con l'esperimento Cascade s'intende con le piegature iniziali degli spettri lungo l'asse dell'energia e la susseguente caduta ripida d'intensità e non necessariamente con le intensità assolute dei vari ioni. Sia le pendenze degli spettri intorno ai ginocchi sia i flussi assoluti misurati da Cascade hanno delle incoerenze empiriche poste in rilievo altrove [55]. A nostro giudizio, senza una rianalisi della Collaborazione Cascade degli spettri in energia pubblicati nel periodo 2001-2009, diventa inevitabile avvalersi dell' esame critico effettuato nel lavoro già citato [55], il quale consente di apprezzare il livello di contaminazione dei vari ioni o gruppi di ioni.

5.2 Accordo tra composizione chimica della radiazione cosmica misurata e calcolata.

La determinazione della composizione chimica della radiazione cosmica, espressa tramite la classica variabile $\langle \ln(A) \rangle$ estratta dalla profondità atmosferica media raggiunta dei raggi cosmici primari negli sciami in aria è ancora oggi (2012) soggetta ad alcune incertezze insite nel processo di misura. Le incertezze riguardano le interazioni adroniche delle particelle collidenti: sezioni d'urto e distribuzioni angolari delle particelle. Le incertezze sulle interazioni adroniche influenzano i valori assoluti di $\langle \ln(A) \rangle$ mentre invece il profilo in energia di $\langle \ln(A) \rangle$ tra 10^{14} e 5×10^{19} eV lo è solo lascamente. Nonostante ciò emergono alcune caratteristiche certe nel profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$. Si ricorda che $\langle \ln(A) \rangle$ è la media logaritmica pesata dei nuclei della radiazione cosmica primaria essendo A il peso atomico del nucleo. Si ha : $\langle \ln(A) \rangle = \sum f_A \ln A$ essendo f_A la frazione di nuclei con peso atomico A con il vincolo, $\sum f_A = 1$.

L'andamento di $\langle \ln(A) \rangle$ predetto dalla teoria per due valori del parametro r è mostrato in figura 7 (curva rossa r = 2 e viola r = 4) essendo r il rapporto tra flusso extradisco e flusso del disco osservabile nel sistema solare. Sulla necessità d' introdurre sorgenti di cosmici extradisco e il relativo parametro r si è argomentato altrove (Sez. 6 ref. 37; anche Sez. 5 ref. 53). Il confronto tra teoria e i dati disponibili degli esperimenti Volcano Ranch, Haverah Park, Fly' s Eye, Akeno, Agasa, Yakutsk, HiRes e Auger, che coprono mezzo secolo di attività sperimentale, è descritto in dettaglio in altri lavori [37,53]. La conversione tra la profondità media d' interazione dei raggi cosmici, denotata di solito con X_{max} , è stata effettuata con le stesse procedure per tutti gli otto

esperimenti summenzionati. Accade ed è accaduto che ogni esperimento usa algoritmi propri, algoritmi diversi da esperimento a esperimento, e a nostra conoscenza, un confronto tra teoria e tutti i dati disponibili degli otto esperimenti convertiti in $\langle \ln(A) \rangle$ con un unica procedura non era stato ancora effettuato.

Per una discussione critica di come $\langle \ln(A) \rangle$ è estratto dalla profondità atmosferica X_{\max} si rimanda ad altro lavoro [37]. L' accordo attiene:

- (1) L'incremento di $\langle \ln(A) \rangle$ nell' intervallo energetico $10^{15} - 10^{17}$ eV osservato da oltre 10 esperimenti (figura 17).
- (2) L'esistenza di un valore massimo di $\langle \ln(A) \rangle$ di circa 2.5 -3.0 intorno alla energia di 10^{17} eV dove la tendenza della composizione chimica s' inverte da pesante a leggera (figure 17, 7).
- (3) L'energia di circa 10^{17} eV alla quale la tendenza della la composizione chimica s' inverte da pesante a leggera (figura 17, 18, 7).
- (4) L'alleggerimento della composizione chimica nell' intervallo $10^{17} - 3 \times 10^{18}$ eV osservato da tutti gli esperimenti (figura 17, 18, 7).
- (5) L'esistenza del minimo di $\langle \ln(A) \rangle$ di circa 1.2 intorno all' energia di 3×10^{18} eV osservato dell' esperimento Auger come mostra la figura 17.
- (6) L'ascensione di $\langle \ln(A) \rangle$ oltre il minimo di 1.2 nell' intervallo $3 \times 10^{18} - 4.12 \times 10^{19}$ eV osservato dall' esperimento Auger (figura 17) [33,34].

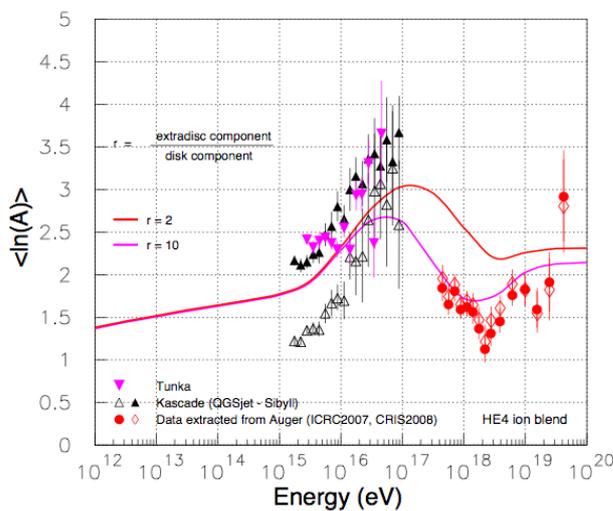


Figura 17 Andamento della composizione chimica della radiazione cosmica $\langle \ln(A) \rangle$ estratta dai dati dell' esperimento Auger [33,34]. I dati nella banda $10^{15} - 10^{17}$ eV sono misure degli esperimenti Tunka e Kascade referenziati e discussi altrove [37] insieme alle curve teoriche (rossa e ciclaminio) con due valori del parametro r .

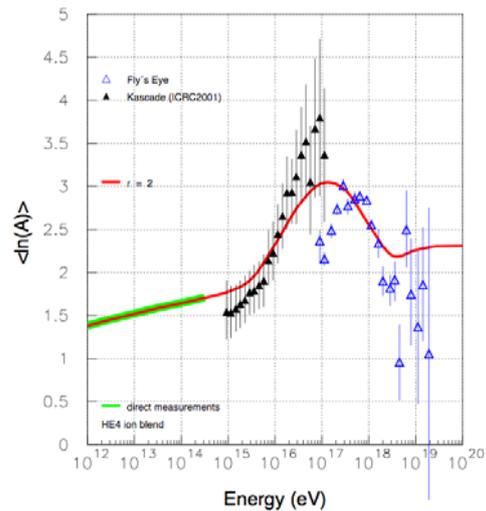


Figura 18 Andamento della composizione chimica della radiazione cosmica misurata dall' esperimento Kascade [40] e quella estratta dalle misure di X_{\max} dell' esperimento Fly's Eye [59]. Come si constata, a 10^{17} eV, i due esperimenti misurano valori di $\langle \ln(A) \rangle$ discordanti ed opposti rispetto alla curva teorica in rosso.

5.3 Accordo quantitativo tra teoria e misure sul secondo ginocchio

La *Teoria degli Indici Costanti* predice lo spettro in energia del ferro mostrato in figura 5 (curva in ciclamarino). Come si constata nella regione 10^{17} - 4×10^{18} eV si snoda il ginocchio del ferro. In altro lavoro [52] si dimostra che il ginocchio del ferro è il secondo ginocchio osservato dagli esperimenti Akeno, Haverah Park, HiRes e Yakutsk.

Riguardo all' esistenza del secondo ginocchio la teoria correttamente e automaticamente predice :

- (1) L' esistenza del secondo ginocchio all' energia di $(5-8) \times 10^{17}$ eV e la sua natura.
- (2) Il valore massimo dell' indice spettrale di 3.3 assunto dallo *spettro completo* in corrispondenza dell' energia del secondo ginocchio nell' intervallo $(5-8) \times 10^{17}$ eV e suo significato.

Il legame tra valore massimo dell' indice spettrale di 3.3 e la banda di energia particolare dello spettro $(5-8) \times 10^{17}$ eV in cui si produce è mostrato in figura 19. I dati sul secondo ginocchio in figura 20 indicano un massimo dell' indice tra 3.2 e 3.3 nella banda $(5-8) \times 10^{17}$ eV in accordo con la *Teoria degli Indici Costanti*.

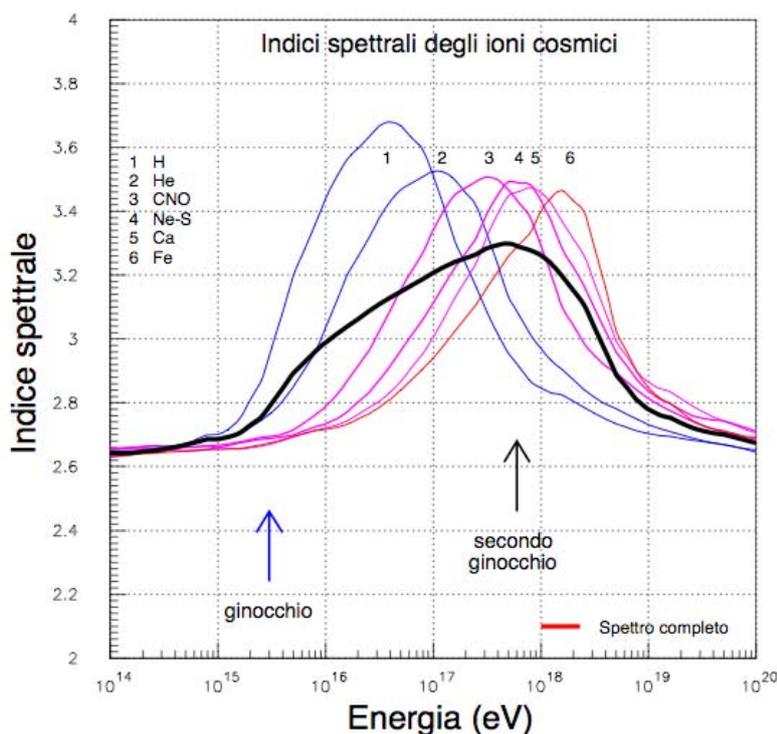


Figura 19 Indice calcolato γ dello spettro della radiazione cosmica (*spettro completo*) in funzione dell' energia tra 10^{14} e 10^{19} eV estratto dagli spettri riportati in figura 5. Tale indice γ (curva nera) è semplicemente la tangente alla curva, ovvero la pendenza dello *spettro completo* di figura 5. Come si constata il valore massimo di γ giace tra 3.2 e 3.3 all' energia di circa 5×10^{17} eV. Le misure dell' esperimento Akeno [5] riportano un indice di 3.2 all' energia di $(5-7) \times 10^{17}$ eV in accordo con la *Teoria degli Indici Costanti*. I dettagli sui risultati espressi in questa figura sono in altro lavoro [52]. Le curve denotate 1, 2, 3, 4, 5 e 6 sono gli indici calcolati degli spettri dei singoli ioni o gruppi di ioni.

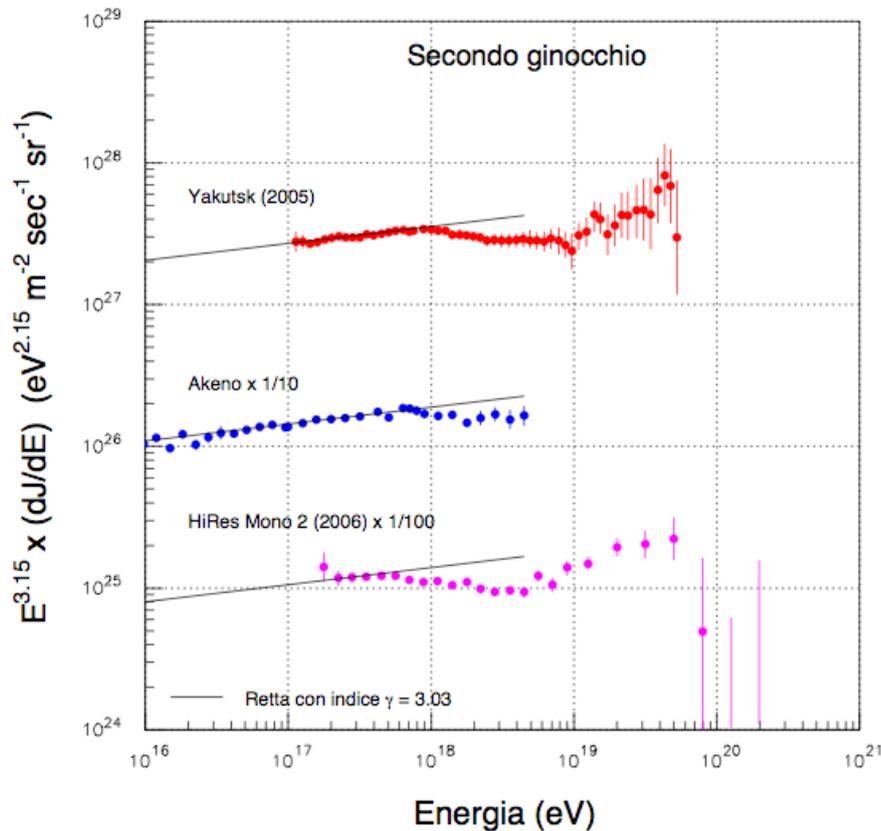


Figura 20. Evidenza sperimentale del secondo ginocchio degli esperimenti Akeno [5], Yakutsk [19] e HiRes [60]. Gli spettri sono stati moltiplicati per $E^{3.15}$ per meglio evidenziare il picco in corrispondenza del secondo ginocchio.

5.4 Accordo qualitativo tra teoria e dati.

Il corredo di ipotesi su cui è basata la teoria riportata nella *Sezione 2* non assicura a priori la spiegazione dell' esistenza dei ginocchi, delle caviglie e dell' andamento con l' energia della composizione chimica della radiazione cosmica. Un numero di accidenti incontrollabili al canovaccio principale del calcolo delle traiettorie dei cosmici avrebbe potuto impedire, ad ogni passo, l' accordo quantitativo. Non era evidente che a priori, in una astratta pianificazione, che il metodo di calcolo delle traiettorie dei raggi cosmici sarebbe riuscito laddove i metodi analitici hanno ceduto il passo. Solamente a posteriori, solo dopo aver effettuato i calcoli e interpretato i risultati ci si rende conto dell' esistenza sorprendente di tale accordo: ineguagliato e sbalorditivo. Sbalorditivo perché ottenuto ignorando il meccanismo che accelera i raggi cosmici, ineguagliato perché non vi sono altri metodi di calcolo o teorie che raggiungono un simile accordo quantitativo su tutta la banda 10^{10} - 5×10^{19} eV.

Il ginocchio e la caviglia sono differenti aspetti prodotti da un unico complesso di fenomeni galattici: la spiegazione del ginocchio è inscindibile da quella della caviglia (si veda la figura 4 ref. 14). L'energia del ginocchio e quella della caviglia di ogni ione sono legate dalla forma e valore del campo magnetico galattico, dalle sezioni d' urto di collisione nucleare tra ione cosmico e atomi interstellari, dalle dimensioni del disco galattico e dalla posizione del sistema solare all' interno del disco (si veda la fig. 1 ref. 9). Prima del 2006 questo nesso fondamentale non era stato mai individuato. Nella letteratura non

compaiono lavori, prima del 2006, che legano a particolari fenomeni e parametri galattici, ginocchio e caviglia sull'asse dell'energia in modo inscindibile come messo in evidenza nella *Teoria degli Indici Costanti*.

Si noti che non si osserverebbe il ginocchio a 3×10^{15} eV se il disco della *Via Lattea* avesse avuto un semispessore molto maggiore di 250 pc (ad esempio 10 000 pc). La caviglia, in ultima analisi, è causata dal regime di propagazione quasi rettilinea che si instaura alle altissime energie per tutti gli ioni cosmici. In tale condizione, se le abbondanze rilasciate dalle sorgenti sono uguali, tutti gli ioni hanno la medesima intensità. Tale condizione è esibita dai calcoli riportati in figura 4 dove, come si constata, alle altissime energie, gli spettri dei sei ioni tendono ad un valore comune.

L'indice misurato γ dell'equazione (1) assume lo stesso valore di circa 2.68 nella regione preginocchio e nella regione oltrecaviglia tra 3×10^{18} eV e 3×10^{19} eV (figura 2). Per la *Teoria degli Indici Costanti* è una ovvia necessità mentre per le teorie tradizionali è il frutto del caso e non trova giustificazione. Questa uguaglianza è una caratteristica sia qualitativa sia quantitativa di fondamentale importanza della *Fisica dei Raggi Cosmici*.

Le misure dell'intensità differenziale alle 3 energie arbitrarie di 10^{10} eV, 2.24×10^{15} eV e 1.09×10^{19} eV danno, nell'ordine, 5.3×10^1 , 3.45×10^{-13} [27] e 2.33×10^{-24} particelle/m² s sr GeV [18]. L'intensità a 10^{10} eV è una estrapolazione a basse energie con indice di 2.68 delle misure nella banda 3.5×10^{11} - 1.2×10^{15} eV di un classico esperimento [28]. Secondo la *Teoria degli Indici Costanti*, normalizzata a 10^{12} eV all'intensità di 3.79×10^{-4} particelle/m² s sr GeV con il gruppo di parametri empirici denominati miscela AE4 (per tali parametri si veda ad esempio ref. 37 Sez. 3), le intensità differenziali alle tre menzionate energie sono, nell'ordine, 9.3×10^1 , 3.14×10^{-13} e 3.0×10^{-24} particelle/m² s sr GeV (si veda la figura 6 dove però lo spettro è moltiplicato per $E^{2.5}$ e quindi compattato nell'asse verticale). Si noti inoltre che l'intensità demodulata (quella corretta per l'effetto del vento solare e pertinente lo spazio interstellare circumsolare) a 10^8 eV estrapolata con indice costante di 2.68 ammonta a 9×10^6 particelle/m² s sr GeV cosicché nell'intervallo tra 10^8 eV e 10^{19} eV l'intensità differenziale spazia per 33 ordini di grandezza (figura 3).

Esiste in *Fisica* un'altra grandezza misurata con caratteristiche tanto particolari? Probabilmente no. Si tratta di un'escursione superiore a 33 ordini di grandezza su 11 decenni di energia, segni distintivi come il ginocchio, la caviglia, il secondo ginocchio e l'andamento particolarissimo della composizione chimica (figure 7, 17 e 18) tra 10^{11} e 5×10^{19} eV.

La *Teoria degli Indici Costanti* collega l'energia delle particelle cosmiche ed il relativo flusso differenziale in energia, riproducendo i segni distintivi dello spettro della radiazione cosmica solamente attraverso le curve mostrate in figura 4 ed una nuova fondamentale ipotesi: il *Postulato degli Indici Costanti* [14]. L'accordo si ottiene con un solo punto di normalizzazione per il flusso, come già detto più volte.

Al confronto tutti gli altri tentativi di spiegazione dello spettro della radiazione cosmica, degli spettri dei singoli ioni e delle caratteristiche salienti su tutto l'intervallo tra 10^{11} e 5×10^{19} eV, così come appaiono nella letteratura, si avvalgono di ipotesi *ad hoc* e quindi sono, innanzitutto, prive di coerenza logica, o altrimenti detto, poggiano su parametri arbitrari. Inoltre, come già detto, nonostante le ipotesi *ad hoc*, esse sono prive dell'accordo quantitativo.

Parte II

6 Radicamento e plausibilità di alcuni pregiudizi.

Nel seguito vengono riassunte le differenze fondamentali, di ordine qualitativo, tra la *Teoria degli Indici Costanti* (*3*) e le teorie dei raggi cosmici più ricorrenti nella letteratura da circa mezzo secolo. Tutti i modelli della radiazione cosmica che ammettono una componente extragalattica oltre una certa energia legata a quella della caviglia, di circa 4×10^{18} eV, verranno classificati come *Teoria Tradizionale* dei raggi cosmici. Tra questi il *Modello a Fossa* [61, 62] costituisce, probabilmente, il tentativo più coerente di altri, benché sfortunato, nello spiegare alcune proprietà misurate dello spettro. Tale modello, oltre ad ammettere la componente extragalattica al di là di 4×10^{17} eV, è intimamente legato all' *effetto GZK* [63,64] che prevede il crollo del flusso oltre 5×10^{19} eV causato dall' interazione dei raggi cosmici extragalattici cosmologici con la radiazione cosmica fossile.

Il meccanismo più studiato teoricamente e più comparato ai dati sperimentali è quello dell' accelerazione diffusiva in onde d' urto nei resti di supernova, in breve *meccanismo* o *teoria ADOD*. Esistono tuttavia teorie dell' accelerazione degli ioni cosmici nell' intervallo 10^{10} - 5×10^{19} eV diverse del meccanismo *ADOD* [si vedano, ad esempio, le ref. 65 e 66]. Con il termine *Teoria Tradizionale* s' intenda qui l' accelerazione diffusiva appena menzionata, il *Modello a Fossa* e i cosiddetti *Modelli a Scolo* usati a bassa energia. L' importanza di questi ultimi in seno alla *Teoria Tradizionale* è descritta nelle *Sezioni* 11, 12, 13 e 14. Per concisione teorie, modelli e schemi di calcolo delle proprietà dei raggi cosmici diversi dalla *Teoria Tradizionale* non sono esaminati in questo lavoro.

Si reitera che la *Teoria degli Indici Costanti*, nonostante ignori il processo di accelerazione dei raggi cosmici così come ad esempio lo ignorano tutti i *Modelli a Scolo*, pone vincoli precisi e inderogabili alle proprietà del meccanismo accelerativo (si veda la *Sezione 21*).

Si suddividano i possibili processi accelerativi in *locali* e *pervasivi*. L' espletamento dell' accelerazione, di qualunque natura essa sia, occuperà una regione spaziale di dimensione caratteristica D . A seconda del valore di D il processo accelerativo sarà *locale*, se D è molto piccolo rispetto al volume galattico, oppure *pervasivo*, se D è molto grande. Nel concreto ad esempio, un processo pervasivo è quello immaginato da E. Fermi [67,68] con nuvole magnetiche vaganti nella Galassia. Benché tale meccanismo non operi in Natura [69] esso può rappresentare un archetipo di processo accelerativo distribuito nello spazio (*pervasivo*) per il quale, $D \approx R$, essendo R il raggio del disco (15 *kpc*, ordine di grandezza). Nel processo accelerativo locale, come quello ipotizzato per i resti di supernova si ha invece, $D_S \ll R$ essendo D_S la dimensione caratteristica del resti di supernova (e.g. $D_S / R \approx 10^{-4}$, ordine di grandezza).

Qui nel seguito verranno messe a fuoco le grandi differenze qualitative tra la *Teoria degli Indici Costanti* e la *Teoria Tradizionale* dei raggi cosmici. Secondo la prima si ha che:

I_1 le sorgenti dei raggi cosmici si trovano nella Via Lattea sino alle energie di 5×10^{19} eV (per tale limite vedasi *Sezione 2* ref. 37). Esse sono ubicate sia nel disco sia nell' alone galattico.

(*3*) La *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*, la cui base logica ed empirica è descritta nelle *Sezioni 2 e 3*, è stata applicata tra il 2003 e il 2006 alla spiegazione qualitativa e quantitativa dei processi che determinano il ginocchio e la caviglia nello spettro della radiazione cosmica [13-16] nonché il secondo ginocchio [52]. Il metodo di calcolo [9,10,11,12], sue applicazioni rilevanti sull' età dei protoni [70, 9] e del berillio nel disco [71, 72, 73], sul grammaggio e sul tempo di residenza dei raggi cosmici nell' alone [74], sono state sviluppate nel corso di oltre un decennio, dal 1994 al 2004. L' impatto della medesima nell' interpretazione creativa di alcuni dati sperimentali di grande interesse nella *Fisica dei Raggi Cosmici* si trova in lavori recenti [35, 37, 52, 53, 55].

- I_2 Dalle misure della composizione chimica della radiazione cosmica oltre 10^{17} eV [33,34] e dalla *Teoria degli Indici Costanti* si evince che una frazione cospicua delle sorgenti dei raggi cosmici si trovi nell'alone [37, 75]. Il flusso di ioni nel sistema solare alimentato dalle sorgenti poste nell'alone è trascurabile alle basse energie rispetto al flusso originato nel disco come mostrano gli spettri degli ioni provenienti dall'alone della figura 21 [37].
- I_3 Il flusso della radiazione cosmica che penetra all'interno della Galassia proveniente dallo spazio intergalattico, vicino e lontano, è una frazione trascurabile del flusso galattico sino all'energia di 5×10^{19} eV.

Le sorgenti dei raggi cosmici a bassa energia, regione preginocchio, si trovano nel disco come già asserito nella *Sezione 2* e argomentato nella *Sezione 3*. L'eccellente accordo quantitativo della *Teoria degli Indici Costanti* con lo spettro della radiazione cosmica descritto nella *Sezione 5* è alla base dell'elemento I_3 . La precisione di tale accordo (vedasi la *Sezione 5*) relega la componente extragalattica, vicina o cosmologica, ad un ruolo quantitativamente marginale.

Secondo la *Teoria Tradizionale* dei raggi cosmici invece si ha che:

- T_1 l'accelerazione dei raggi cosmici avverrebbe nella Via Lattea sino ad un'energia massima E_{\max} . Tale accelerazione si attuerebbe nei resti di supernova attraverso il meccanismo diffusivo. Il valore di E_{\max} per i protoni, stimato da diversi autori è cambiato nel corso degli anni da circa 10^{14} eV [76] a 10^{17} eV [77]. Quindi le sorgenti sono ubicate nella Via Lattea sino ad energie di 10^{14} eV o di 10^{17} eV ma non oltre come invece stabilisce l'ipotesi I_1 .
- T_2 Oltre E_{\max} non esistono, o non sono state identificati, corpi o strutture celesti nella Galassia che possano accelerare i raggi cosmici. Pertanto si postula che ad energie superiori ad E_{\max} i raggi cosmici provengano da regioni esterne alla Via Lattea dove si presume esistano corpi celesti particolari non solo in grado di esperire l'accelerazione all'insieme dei raggi cosmici ma anche di fornirne l'energia (ad esempio, nuclei galattici attivi). Questa ipotetica popolazione di raggi cosmici presente nel sistema solare proveniente dall'esterno della Via Lattea si denota *componente extragalattica*.

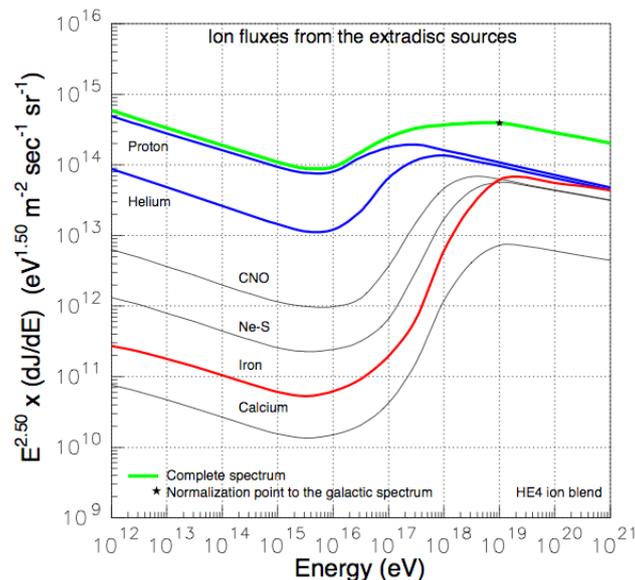


Figura 21 Spettri in energia dei raggi cosmici valutati nella posizione della *Terra* con sorgenti poste al di fuori del disco galattico (*componente extradisco*) per alcuni ioni o gruppi di ioni della radiazione cosmica [37] e per la loro somma (curva verde). Il flusso extradisco di 3.91×10^{-14} particelle/m² s sr eV^{1.5} (stellina nera) è posto uguale a quello galattico all'energia di 10^{19} eV. Si tratta di una conveniente normalizzazione. I dettagli del calcolo sono riportati altrove [37]. Come si constata, con la normalizzazione specificata, comparando questi spettri a quelli di figura 5, che hanno sorgenti solamente nel disco, il flusso extradisco è minoritario ad energie inferiori a 10^{18} eV.

T_3 L'ipotesi T_2 conduce a una conseguenza fondamentale, immediata e semplice. Si ammette che ad una certa energia, ad esempio oltre 10^{18} eV, lo spettro dei raggi cosmici osservato nel sistema solare è marchiato in modo molto particolare dall'irrompere della componente extragalattica. Tale marchio sarebbe costituito dalla caviglia.

Con il termine caviglia qui s'intendono le tre caratteristiche empiriche principali della medesima: il cambiamento di γ dal suo valore massimo di 3.3 a circa 6×10^{17} eV, a quello di circa 2.68 osservato tra 3×10^{18} eV e 3×10^{19} eV (figura 2), la sua posizione lungo l'asse dell'energia a 5×10^{18} eV [78] e una composizione chimica molto leggera.

Le misure delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici suggeriscono una distribuzione isotropa al livello di qualche per cento a 10^{18} eV e del 5-10 per cento intorno a 10^{19} eV. Tale proprietà sarà denotata *Piccola Isotropia* delle energie altissime. Si noti che l'isotropia misurata dagli esperimenti alle alte e alle altissime energie ha una precisione molto modesta a causa del numero limitato di eventi, da cui *Piccola Isotropia*, nel senso che pone un vincolo modesto alle teorie dei raggi cosmici. Si ritiene che l'ipotesi T_2 , nelle diverse varianti concrete con cui è stata formulata sia compatibile e non contrasti con i dati sulla *Piccola Isotropia*. Storicamente essa è ritenuta uno dei maggiori sostegni all'ipotesi T_2 .

Sull'ipotesi T_2 e sulla conseguenza T_3 poggiano e s'imperniano tutti i modelli dei raggi cosmici alle altissime energie degli ultimi decenni (ad esempio, si vedano le ref. 79, 80, 81). Secondo questo lavoro sia l'ipotesi T_2 che la conseguenza T_3 contrastano con l'insieme dei dati sperimentali sui raggi cosmici oggi noti (2012) e pertanto esse sono errate e sorgenti di errori. La conclusione I_3 della *Teoria degli Indici Costanti* è opposta e alternativa all'ipotesi T_2 della *Teoria Tradizionale* e, nel suo complesso, è incompatibile sia con l'ipotesi T_2 sia con la conseguenza T_3 .

La fondamentale ipotesi T_2 è incardinata su tre misure principali: il valore medio del campo magnetico galattico, le dimensioni del disco della Via Lattea e l'osservazione di energie estreme della radiazione cosmica, oltre 10^{19} eV [82]. Intorno al 1960 erano stati appena osservati ioni primari con energie di circa 10^{19} eV negli sciami atmosferici giganti. Alla medesima epoca, sia l'intensità media del campo magnetico galattico sia le dimensioni geometriche del disco erano note con valori simili a quelli odierni (circa 1-5 μ G, 15 kpc per il raggio del disco e 100-200 pc per il semispessore).

Questi tre dati hanno permesso e permettono di sviluppare il seguente notorio ragionamento (si vedano, ad esempio, ref. 82 e 83 pag. 252-253). Poiché il raggio di rivoluzione di un protone di 10^{19} eV in campo magnetico omogeneo di 3 μ G è di 3300 pc, molto maggiore del semispessore del disco, le sorgenti dei protoni cosmici di tali energie ed oltre, non possono essere trattenuti per un tempo lungo nel disco e pertanto devono fuoriuscire dalla Via Lattea e popolare lo spazio intergalattico. Concomitante a ciò, se le sorgenti dei protoni fossero ubicate all'interno della Via Lattea, gli strumenti terrestri osserverebbero un'anisotropia cospicua nelle direzioni d'arrivo originata sia dalla posizione periferica del sistema solare, sia dalla forma molto schiacciata del disco. L'interpretazione dominante delle misure nelle direzioni di arrivo dei raggi cosmici oltre 10^{18} eV sembra favorire una lasca isotropia benché taluni sostengano evidenze empiriche contrarie (vedasi, ad esempio, ref. 84).

Si conclude da tale ragionamento, basato sulle tre predette misure, che le sorgenti dei raggi cosmici non si trovino nella Via Lattea. Altresì, il correlato processo accelerativo nelle sorgenti, oltre circa 10^{18} eV, non avrebbe luogo nella Galassia.

L'errore in tale conclusione si palesa chiaro nella regione 10^{12} - 10^{16} eV dove secondo la *Teoria Tradizionale* è noto sia il processo accelerativo sia la posizione delle sorgenti. Con tali premesse il calcolo dell'anisotropia è attuabile e dal risultato si trae che essa è sottostimata di un ordine di grandezza rispetto alle misure [2, 85]. La via di uscita a tale problema è ammettere un processo di riaccelerazione supplementare e successivo [si veda, ad esempio, ref. 86] a quello che avverrebbe nei resti di supernova che sani lo scarto tra anisotropia misurata e anisotropia calcolata. In generale la riaccelerazione tende ad isotropizzare i raggi cosmici. Esiste una consapevolezza ampia di tale scappatoia o ripiego [87, 88] anche in autori [89] estranei alla *Teoria Tradizionale*.

Tale ragionamento è altresì valido per distribuzioni di sorgenti diverse da quella dei resti di supernova e per meccanismi riaccelerativi diversi da quello dianzi menzionato [86]. Dal problema dell'anisotropia della *Teoria Tradizionale* si trae che il processo di accelerazione ha luogo per lo più all'esterno delle sorgenti, cioè nello spazio interstellare. Tale condizione si denota qui come *accelerazione pervasiva* o *distribuita* od anche *riaccelerazione pervasiva* (*4*). Dunque la riaccelerazione non solo tende ad isotropizzare i raggi cosmici, ma con riferimento al summenzionato notorio classico ragionamento, ridurrebbe l'effetto del campo magnetico galattico nella dinamica generale dei raggi cosmici.

La riaccelerazione o l'accelerazione pervasiva dei raggi cosmici nella Via Lattea ha un'evidenza empirica e un'ovvia necessità teorica secondo la *Teoria gli Indici Costanti*.

Su base puramente empirica, data la quasi costanza dell'indice γ nell'enorme intervallo di energia 10^{11} - 5×10^{19} eV come mostrano le figure 1, 2 e 3 è plausibile, se non certo, che il processo di riaccelerazione che isotropizza le direzioni dei raggi cosmici nella banda 10^{12} - 10^{16} eV sia il medesimo che operi anche alle altissime energie, ad esempio, tra 10^{17} e 5×10^{19} eV. Supporre diversamente urterebbe con la quasi costanza di γ essendo improbabilissimo che una pluralità di meccanismi eterogenei cooperino e generino alle energie E_1, E_2, E_3 etc., con intensità I_1, I_2, I_3 etc., con distribuzioni spaziali delle sorgenti D_1, D_2, D_3 etc., con abbondanze ioniche all'iniezione dell'acceleratore A_1, A_2, A_3 etc., un valore unico e costante di γ per oltre 9 decadi di energia.

Secondo la *Teoria degli Indici Costanti* i crolli dei flussi corrispondenti ai ginocchi dei singoli ioni sino alla caviglia (si vedano le figure 4 e 5) sono dovuti ad effetti di propagazione delle particelle, alla posizione del sistema solare e ad altre concause, ma non al meccanismo accelerativo. Una volta rimossi tali effetti l'indice γ da quasi costante diventa costante. Ne consegue allora che l'argomentazione appena svolta, da plausibile e quasi certa, diventa certa e illuminante.

Poiché il processo di accelerazione dei raggi cosmici è pervasivo, le direzioni tra le posizioni iniziali delle sorgenti e la Terra, alle altissime energie, sono alterate e quindi perdute. L'anisotropia misurata ad energie preginocchio di circa 10^{-3} si spiega attraverso l'accelerazione pervasiva o la riaccelerazione che muta le direzioni dei raggi cosmici durante il loro ciclo di vita. La *Piccola Isotropia* ovvero l'isotropia misurata dagli esperimenti nell'intervallo 10^{17} - 5×10^{19} eV ha una precisione molto modesta: essa deve essere compatibile con il processo di riaccelerazione.

Sulla necessità teorica dell'accelerazione pervasiva si rimanda alla *Sezione 21*.

Esistendo premesse teoriche molto differenti o opposte tra *Teoria degli Indici Costanti* e *Teoria Tradizionale* non è sorprendente che i risultati dei calcoli delle proprietà dei raggi cosmici divergano. L'accordo tra dati sperimentali e *Teoria degli Indici Costanti* è stato descritto nella *Sezione 5*. Il disaccordo tra *Teoria Tradizionale* e dati sperimentali è discusso nei successive *Sezioni 7-15*.

7 Il ginocchio e l'accelerazione diffusiva in onde d'urto nei resti di supernove

Secondo una tradizione pluridecennale il ginocchio dello spettro dei raggi cosmici intorno a 3×10^{15} eV sarebbe causato dall'inefficienza dell'accelerazione diffusiva in onde d'urto nei resti di supernove (in breve *ADOD*) oltre una certa energia caratteristica. Si ragiona nel seguito che tale ipotesi è intenibile. Esiste un complesso di dati sperimentali con i quali la predetta accelerazione diffusiva è in disaccordo sostanziale come evidenziato da altri (si vedano ad esempio le ref. 90,91, 92; anche *Sezione 5* ref. 53).

A nostro giudizio, evidenze recenti che il *Meccanismo ADOD* non opera in natura sono state prodotte dall'esperimento Hess che opera in Namibia rivelando fotoni cosmici primari. Si è trovato che i fotoni di energie elevate con spettri caratteristici osservati nello spazio intorno ai resti di

(*4*) Si può immaginare che le sorgenti dei raggi cosmici emettano particelle ad una energia massima media E_{iniz} e quindi successivamente agisca un processo di riaccelerazione nello spazio esterno alle sorgenti che incrementi tale energia ad un valore medio più elevato E_{max} . Si può anche immaginare che il processo di riaccelerazione costituisca *in toto* l'intera accelerazione dei raggi cosmici, potendo essere E_{iniz} di valore infimo rispetto a E_{max} . Non si può escludere altresì che E_{max} venga raggiunta attraverso cicli di accelerazione e decelerazione con un guadagno globale finale di energia.

supernove si osservano in molti altri siti: nubi molecolari, associazioni di stelle O B, nuclei galattici attivi, atmosfere delle pulsar. Ciò banalmente suggerisce, come anche osservato da altri [93], che il meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici è pervasivo e non localizzato in siti celesti particolari come quello occupato dai resti di supernova.

In generale si osserva qui che il *Postulato degli Indici Costanti* basato sui dati delle figure 1, 2 e 3 e incorporato nell' elemento *H* della teoria (*Sezione 2*) è incompatibile con qualunque processo di accelerazione dei raggi cosmici che operi nella Via Lattea avente un crollo di flusso ad energie inferiori a 5×10^{19} eV. Si rimanda altrove (*Sezione 5* ref. 52) per un' argomentazione concisa di tale incompatibilità.

Si osserva inoltre che il *meccanismo ADOD*, allo stato attuale, non è suscettibile di un confronto con i dati a causa del groviglio di ipotesi *ad hoc* di cui è costituito. Le ipotesi *ad hoc* sono nate, di volta in volta, per sopravvivere a un conflitto distruttivo con i dati sperimentali. Si ritorna su questo aspetto nella successiva *Sezione 8*.

Con tali premesse generali, due aspetti quantitativi degli spettri dei protoni misurati dall' esperimento Cascade [31] nell' intervallo di energia 10^{15} - 10^{17} eV sono inconciliabili con l' ipotesi di una rapida, caratteristica caduta di efficienza del meccanismo accelerativo con onde d' urto nei resti di supernove. Il primo aspetto è la divaricazione tra flusso calcolato e flusso misurato nella banda di energia 5×10^{16} - 10^{17} eV. Il secondo aspetto, omissso qui perché trattato in dettaglio in altro lavoro [52], attiene la posizione del ginocchio del ferro allorché quello del protone è stato fissato empiricamente e teoricamente a 3×10^{15} eV.

Il fatto che il ginocchio è causato dalla depressione di flusso degli elementi leggeri rispetto alla estrapolazione con legge di potenza ancorata alle energie preginocchio, si basa su tutti gli esperimenti che hanno misurato $\langle \ln(A) \rangle$ nella regione 10^{14} - 10^{16} eV. Gli esperimenti Macro e Eas-top [94] ed Eas-top [54] hanno osservato il crollo del flusso degli elementi leggeri. L' esperimento Cascade nel corso di quasi un decennio ha consolidato le predette misure tentando di determinare gli spettri separati in energia di protoni ed elio.

Al fine di descrivere quantitativamente la discrepanza del primo aspetto e meglio qualificarlo, si considerino gli spettri in energia dei singoli ioni derivati da un recente, autorevole calcolo [3,95] basato sul citato meccanismo accelerativo attraverso onde d' urto nei resti di supernove. Tale spettro è mostrato in figura 22 con il tratto rosa della curva. Il prolungamento della curva (tratto in nero) non appartiene al calcolo citato [3] ma è un' aggiunta fatta in altro lavoro [55] e si tratta di un aspetto rilevante.

La figura 22 compara lo spettro dei protoni misurato da Cascade (Sybill) [31] con quello risultante dal meccanismo di accelerazione diffusivo [3] e, come si constata, ne risulta una grande differenza. Dati e previsioni sono normalizzati all' energia arbitraria di 2×10^{15} eV dove i flussi protonici misurati e calcolati sono posti uguali a 1.0×10^{17} particelle/m² s sr eV^{1.5}. La forma dello spettro osservato si accorda con la teoria del meccanismo sino a 2×10^{16} eV, poi si manifesta una discrepanza, che esplode all' aumentare dell' energia. Poiché gli spettri menzionati [3] sono limitati all' energia di 2×10^{16} eV, la comparazione esige un' estrapolazione oltre tale energia. L' estrapolazione con la stessa pendenza si estende a 10^{17} eV (curva in nero di figura 22). Si evince dalla figura 22 che la discrepanza raggiunge una differenza di oltre 2 ordini di grandezza. Si noti inoltre che la egualizzazione dei flussi misurati e calcolati, all' energia arbitraria di 2×10^{15} eV richiesta dalla comparazione, non è critica, come è palese dalla figura 22. Normalizzando infatti, ad una qualunque altra energia (nell' intervallo dove i dati hanno piccoli errori) si produrrebbe comunque un disaccordo, quantificabile in due o tre ordini di grandezza.

Lo spettro dei protoni misurato da Cascade con la procedura QGSjet [31] è mostrato in figura 23 insieme allo spettro teorico [3] derivato dal *Meccanismo ADOD* (curva rosa/nera) che è il medesimo di quello riportato in figura 22 con una normalizzazione leggermente diversa. Dati e previsioni teoriche sono ugualizzate al flusso di 2.05×10^{16} particelle/ eV^{1.5} m² s sr nell' intervallo $(2-4) \times 10^{15}$ eV. Si manifesta una larga discrepanza tra spettro calcolato e misurato, oltre 3×10^{16} eV, raggiungendo 3 ordini di grandezza a 10^{17} eV.

La discrepanza mostrata nelle figure 22 e 23 si consolida ulteriormente se si considera il profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ nella banda di energia 10^{15} - 10^{18} eV mostrato in figura 24. Gli indici soffici degli spettri in energia di H e He misurati dall' esperimento Cascade al di sotto di 10^{17} eV devono comunque indurirsi a una qualche energia oltre 10^{17} eV, al fine di evitare un conflitto con il profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ misurato dagli esperimenti Auger, Haverah Park, HiRes e altri (si veda la fig. 24). Infatti il profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$, comunque si attui con verisimiglianza la conversione di X_{\max} in $\langle \ln(A) \rangle$, esibisce la presenza di una componente leggera di raggi cosmici in crescita con l' energia tra 10^{17} e 10^{18} eV. Tale componente implica che la repentina caduta di flusso degli ioni leggeri (H e He) osservata da Cascade, e i relativi indici ultrasoffici, si esaurisca nell' intervallo 5×10^{16} - 10^{17} eV. Pertanto si apre una breccia, che si divarica al crescere dell' energia, tra spettri previsti dal *Meccanismo ADOD* e quelli misurati. Questo punto fondamentale pone in difficoltà la menzionata teoria accelerativa poiché esso dimostra che la tendenza a indurirsi degli spettri protonici di Cascade (fig. 22 e 23) non è né fittizia, né legata agli algoritmi adottati nell' analisi dati, ma un corretto precursore del profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ nella decade attigua 10^{17} - 10^{18} eV.

Il legame robusto tra gli spettri di H e He al di sotto di 10^{17} eV e il profilo sperimentale di $\langle \ln(A) \rangle$ oltre 10^{17} eV con le corrispettive frazioni di H e He, pone in secondo piano, a nostro giudizio, le differenze tra i flussi di protoni ottenute con gli algoritmi tra QGSjet e Sybill dell' esperimento Cascade, alquanto modeste, se comparate a differenze di 2-3 ordini di grandezza tra dati e teoria [96].

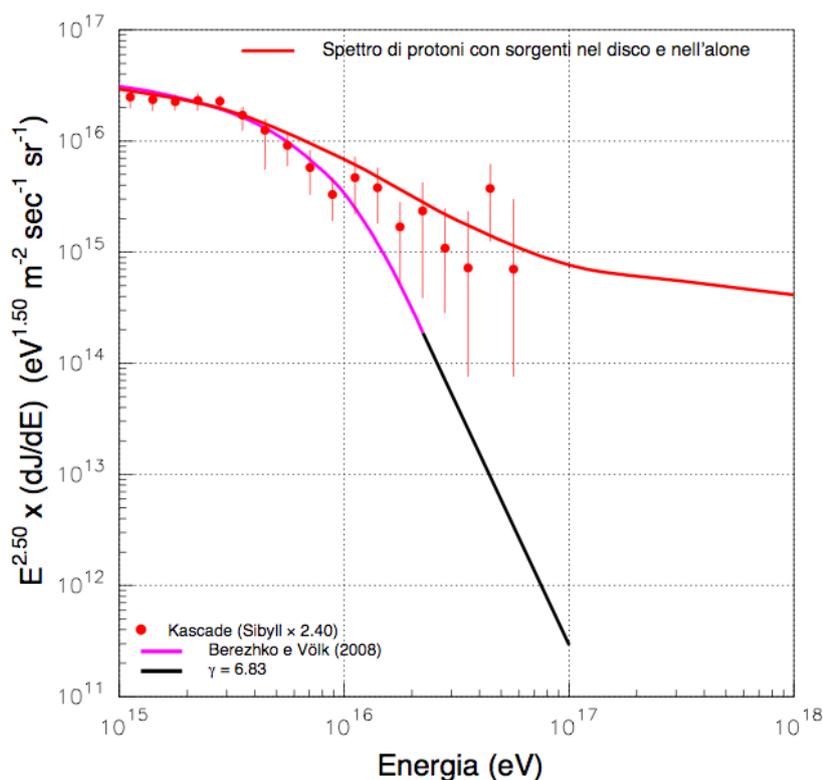


Figura 22 Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d' urto nei resti di supernove (curva rossa) e sua estrapolazione sino a 10^{17} eV (curva nera) con lo spettro misurato da Cascade (Sybill) [31]. E' mostrato anche lo spettro protonico della *Teoria degli Indici Costanti* (linea rossa in alto) [55]. Le due predizioni sono vincolate arbitrariamente allo stesso flusso di 3.0×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} a 10^{15} eV.

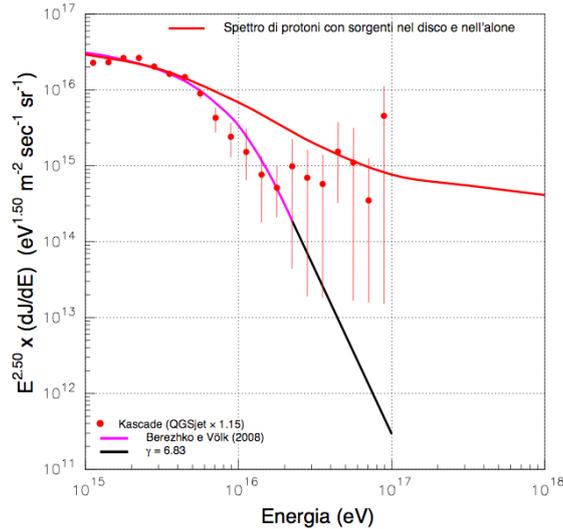


Figura 23. Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernove (curva rossa) e sua estrapolazione sino a 10^{17} eV (curva nera) con lo spettro misurato da Kascade (QGSjet) [31]. E' mostrato anche lo spettro protonico della *Teoria degli Indici Costanti* (linea rossa in alto) [55]. Le due predizioni sono vincolate arbitrariamente allo stesso flusso di 3.0×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5} a 10^{15} eV. I dati di Kascade sono moltiplicati per un fattore arbitrario di 1.15.

Un' evidenza illuminante ulteriore per la discrepanza tra *Meccanismo ADOD* e dati attinenti i ginocchi degli ioni cosmici emerge dal confronto delle pendenze massime degli spettri in energia di H e He nell' intervallo 5×10^{16} - 5×10^{17} eV. Gli spettri teorici del *Meccanismo ADOD* mostrati in figura 22 e 23 (curve violetto/nero) hanno pendenze massime tra 5 e 6.8 oltre 2×10^{16} eV. Le pendenze massime degli spettri dedotte dal profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$ si attestano intorno a 3.3 nello stesso intervallo di energia, molto inferiori. Anche le pendenze degli spettri con il metodo deconvolutivo misurate dall' esperimento Kascade hanno valori intorno a 3.2-3.5.

Emerge da valutazioni aritmetiche elementari basate sulle frazioni di flusso in funzione dell' energia riportate altrove (fig. 5 ref. 52; fig. 11 ref. 55) ottenute dalla *Teoria degli Indici Costanti* convertite in $\langle \ln(A) \rangle$ come mostrato in figura 24 (curve blu e rossa). Questa teoria è usata qui solamente come utile *ordo rerum* fornendo un profilo di $\langle \ln(A) \rangle$ per frazioni ioniche assegnate ad una data energia. Si noti infatti, in generale, che i dati delle misure nelle tre decadi di energia 10^{15} - 10^{18} eV di $\langle \ln(A) \rangle$ si attestano, in modo qualitativo ma nettissimo, intorno al profilo teorico di $\langle \ln(A) \rangle$. Pertanto, è indifferente, dato lo scopo specifico di questa verifica, considerare il profilo dei dati sperimentali di $\langle \ln(A) \rangle$ o quello teorico mostrato in figura 24. Si ribadisce qui che il profilo teorico (curve blu e rossa fig. 24) è utile poiché permette a ritroso di ricostruire le abbondanze degli ioni, esattamente.

Naturalmente, piccoli valori di $\langle \ln(A) \rangle$ risultano da modeste frazioni di ioni pesanti e cospicue frazioni di ioni leggeri, specialmente protoni. I dati sperimentali riportati in figura 24 si attestano al di sotto del profilo teorico di $\langle \ln(A) \rangle$ (curva blu spessa) che traduce le frazioni di ioni (vedasi fig. 13 ref. 52), che a loro volta, corrispondono agli spettri teorici mostrati in figura 5. Si trova, ad esempio, che la frazione di protoni non scende mai al di sotto del 5 per cento e aumenta da 2×10^{17} eV sino a 8×10^{17} eV.

Si noti inoltre che, gran parte dei dati di $\langle \ln(A) \rangle$ derivati dagli esperimenti Auger, Haverah Park e HiRes nell' intervallo 10^{17} - 10^{18} eV sono perfino al disotto della curve teoriche. Tutto ciò premesso risulta che le quantità di H e He oltre 10^{17} eV superano quelle inerenti il profilo teorico di $\langle \ln(A) \rangle$ di figura 24, che corrisponde agli spettri di figura 5. Ma poiché le pendenze massime degli spettri teorici di H e He nella figura 5 sono 3.3 e 3.4 alle energie, rispettivamente, di 9.0×10^{16} eV e 3.5×10^{17} eV, si conclude che le pendenze massime degli spettri misurati di protoni e elio nello stesso intervallo 10^{17} - 10^{18} eV siano persino meno ripide.

Gli spettri teorici del *Meccanismo ADOD* mostrati in figura 22 e 23 (curve violetto/nero) hanno pendenze tra 5 e 6.8, incompatibili con le pendenze empiriche già misurate, o quelle dedotte dal profilo empirico di $\langle \ln(A) \rangle$.

E' probabile che tali pendenze massime siano osservabili da esperimenti futuri come HEAT-Amiga [96].

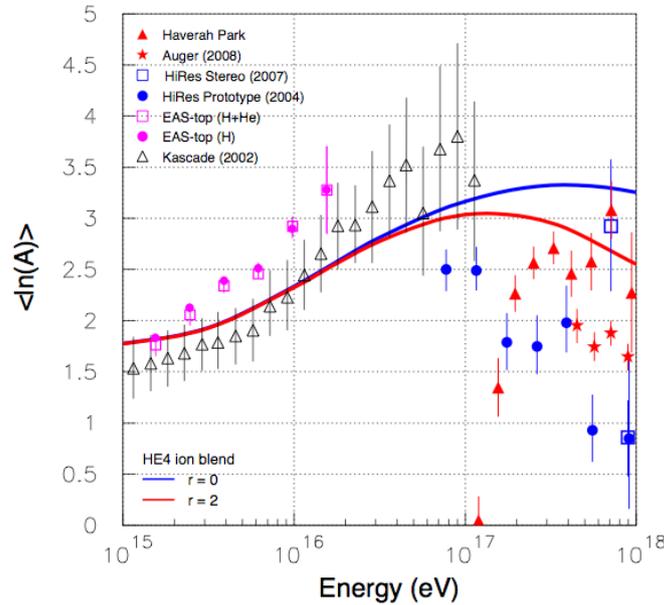


Figura 24. Composizione chimica della radiazione cosmica espressa con $\langle \ln(A) \rangle$ osservata dagli esperimenti Haverah Park [97], Auger [34], HiRes [98, 99], Eas-top [100] e Cascade [40] comparata al corrispondente profilo teorico (curva rossa) derivato dalla *Teoria degli Indici Costanti*.

8 VARIETÀ DEGLI SPETTRI DERIVATI DAI MODELLI ACCELERATIVI NEI RESTI DI SUPERNOVA

Gli spettri dei protoni mostrati nelle figure 22 e 23 derivati dalla teoria dell' accelerazione diffusiva in onde d' urto nei resti di supernova [3] sono un esempio di calcolo recente. Esistono un certo numero di varianti della predetta teoria accelerativa in cui lo spettro in energia dei protoni e degli altri ioni è sensibilmente diverso. In questa *Sezione 8* si richiama l' attenzione sulla varietà dei possibili spettri in energia derivati dal meccanismo di accelerazione diffusivo nei resti di supernova e non solo quello [3] preso in considerazione nella *Sezione 7* precedente.

L' incalzare dei dati sperimentali, non solo quelli attinenti il ginocchio, anziché indurre il rigetto completo dell' intera *Teoria ADOD*, sorprendentemente ha provocato una ragnatela di modifiche artificiali alla predetta teoria. Accrescere la consapevolezza del groviglio di ripieghi escogitati da molti per evitare il rigetto globale del *Meccanismo ADOD*, e in particolare della spiegazione errata dell' origine del ginocchio e dei ginocchi, è lo scopo di questa *Sezione 8*.

Si anticipa che il confronto tra proprietà dei ginocchi dei singoli ioni derivati dalla *Teoria ADOD* e i dati sperimentali è viziato alla radice come spiegato oltre in questa *Sezione 8*.

L' ipotesi che l' insieme del flusso dei raggi cosmici tragga origine nei resti di supernove fu suggerito nel 1953 dalla constatazione empirica dell' emissione di radiazione di sincrotrone di elettroni relativistici nel resto di supernova *Cen A*. Se nei resti di supernova vengono accelerati elettroni di alta energia è plausibile immaginare che anche protoni e nuclei subiscano il medesimo processo accelerativo. L' ipotesi si reggeva su un' analogia, nulla di più [101]. Si credeva che tale ipotesi fosse corroborata da una seconda circostanza, risultata fortuita e inaccurata, che la potenza dei raggi cosmici galattici stimata in circa 10^{41} erg/s, fosse comparabile all' energia cinetica, per unità di tempo, della materia scagliata nello spazio da

tutte le esplosioni delle supernove galattiche. Questa seconda circostanza fu criticata sin dall' inizio [102]. Oggi non è più errata ma irrilevante poiché il processo accelerativo è pervasivo e pertanto la presunta energia estratta dai resti di supernove convertibile in energia cinetica dei raggi cosmici è comunque insignificante.

Il *Meccanismo ADOD* risulta in conflitto con i dati sperimentali di diverse aree di ricerca e non solo con quelli attinenti il ginocchio dello spettro della radiazione cosmica. Nonostante la persistenza dei fautori di della *Teoria ADOD* essa è attualmente intenibile

Per apprezzare la varietà di queste predizioni sugli spettri dei singoli ioni è necessario descrivere i capisaldi del meccanismo accelerativo. L' esplosione provoca un' onda d' urto che si propaga nel mezzo interstellare a velocità s per un tempo caratteristico denotato qui T_a che si misura o si stima a seconda delle supernova. La velocità dell' onda s è dell' ordine di 1000 Km/s mentre T_a può raggiungere valori di 10-15 mila anni.

L' onda trascina il materiale del mezzo interstellare il quale acquista una velocità $u = \frac{3}{4} s$. Si crea una cortecchia sferica di materia compressa in espansione, delimitata dal fronte d' onda, di spessore $\frac{3}{4} s t$, con t tempo dell' espansione. Un ciclo della particella acceleranda (nucleo) è costituito da un' andata e un ritorno attraverso il fronte d' onda che delimita la menzionata cortecchia. Condizione inderogabile per l' accelerazione è che il campo magnetico presente nello spazio intorno alla supernova pieghi le traiettorie dei nuclei in modo da causare numerosi passaggi attraverso il fronte d' onda. A ciascun ciclo vi è un guadagno di energia G_E , che risulta modestissimo, essendo dato da $G_E = \frac{4}{3} (s/c) E$ dove E è l' energia della particella preciclo e c la velocità della luce. Pertanto occorrono numerosi cicli, e quindi tempi lunghi, per raggiungere energie elevatissime.

In due classici lavori [76] l' energia massima acquistata dai protoni E_{max} viene stimata in 10^{14} eV. Un nucleo di numero atomico Z raggiunge un' energia massima data da :

$$E_{max}^Z = k Z e s B T_a (s/c)$$

essendo k una costante, $Z e$ la carica elettrica del nucleo e B l' intensità del campo magnetico nella regione di accelerazione.

Si dimostra che lo spettro delle particelle accelerate sino ad energie di circa $E_{max} / 5$ ha un indice spettrale di 2.0. Questo valore non solo costituisce una caratteristica fondamentale di questo processo di accelerazione ma anche il cardine del disaccordo con i dati sperimentali. Oltre l' energia $E_{max} / 5$ inizia il rapido decremento del flusso cosicché nell' intervallo tra $E_{max} / 5$ e E_{max} l' indice γ assume un valore variabile con l' energia superiore a 2, e tra E_{max} e $5x E_{max}$ γ varrebbe 5 o più, come mostrato, ad esempio, in figura 22 o 23.

In una variante di tale schema maestro l' insieme delle linee di campo magnetico che permea lo spazio del resto di supernova anziché costituire una griglia ordinata, la si immagina piuttosto caotica, cosicché i cicli accelerativi avvengono con una pluralità di angoli. Si distinguono così accelerazioni parallele e accelerazioni oblique e si ritiene di aver dimostrato [103] che con l' insieme delle accelerazioni, incluse quelle oblique, E_{max} si eleva di due o tre ordini di grandezza rispetto al valore classico di 10^{14} eV per i protoni. In un' altra variante della teoria [87,104] si considerano varie classi di supernove, e non una sola supernova tipica, cosicché gli spettri degli ioni hanno forme diverse da quelle mostrate nelle figure 22 e 23 acquisendo oltre 10^{14} eV indici spettrali più duri.

La figura 25 riporta a titolo di esempio lo spettro dei protoni avente una pendenza più dura di quella dello spettro dei protoni riportato nella figura 22 o 23 (curve rosa/nere).

Lo spettro misurato dei protoni con la sua caratteristica piegatura a circa $2x10^{15}$ eV vincola senza ambiguità l' insieme dei parametri del meccanismo diffusivo con le sue numerose varianti.

Se a posteriori si utilizza lo spettro teorico dei protoni del meccanismo diffusivo, e lo si normalizza a quello misurato, occorre un tempo di confinamento dei raggi cosmici nel disco galattico con una dipendenza dall'energia della forma $E^{-\delta}$ dove δ è compreso tra 0.75 [105] e 0.6 [106]. Senza questo innesto alla teoria accelerativa diffusiva, gli spettri degli ioni nella zona di energia preginocchio, avendo tutti indici intorno a 2.68 (si veda figura 1), sarebbero in disaccordo con l'indice γ_{AD} dell'acceleratore diffusivo di 2.0. Deve risultare, $\gamma_{AD} + \delta = \gamma$ con $\gamma = 2.68$. Questo valore elevato di δ conduce ad un disaccordo insanabile con il livello di anisotropia osservato della radiazione cosmica e con i rapporti di flusso boro-carbonio in funzione dell'energia come discusso in altro lavoro [107].

Da tale argomentazione si conclude qui che il confronto tra spettri teorici derivati dal *Meccanismo ADOD* e spettri misurati è viziato alla radice essendo ottenuto con un giuoco numerico. Tale circostanza è ammessa esplicitamente dagli autori del lavoro già citato [95].

La seconda ragione per cui il confronto è viziato alle fondamenta è l'assenza di una dimostrazione teorica univoca e universale, cioè che s'impone comunque per la sua necessità logica, che E_{max} del protone si trovi nella zona energetica intorno a 3×10^{15} eV e non al di sotto, come invece stabiliscono valutazioni autorevoli [76], o al di sopra. Pertanto la giustapposizione tra spettro teorico del protone desunto dal *Meccanismo ADOD* e spettro misurato è un'operazione ad hoc e non una semplice normalizzazione. Ad esempio, la *Teoria degli Indici Costanti* predice esattamente, senza alcuna normalizzazione ad hoc, la posizione del ginocchio del protone cioè l'energia in cui il flusso protonico devia dalla estrapolazione con indice di 2.68 (si vedano gli spettri di figura 5).

La terza ragione consiste in quanto segue. Se si normalizza il ginocchio teorico del protone ai dati sperimentali, ne consegue dalla teoria accelerativa diffusiva nei resti di supernova che il ginocchio del ferro è ubicato a 8×10^{16} eV. Ma il ginocchio del ferro si trova a $(5-7) \times 10^{17}$ eV come discusso in altro lavoro [52] e quindi il *Meccanismo ADOD* s'imbatte in un'altra difficoltà.

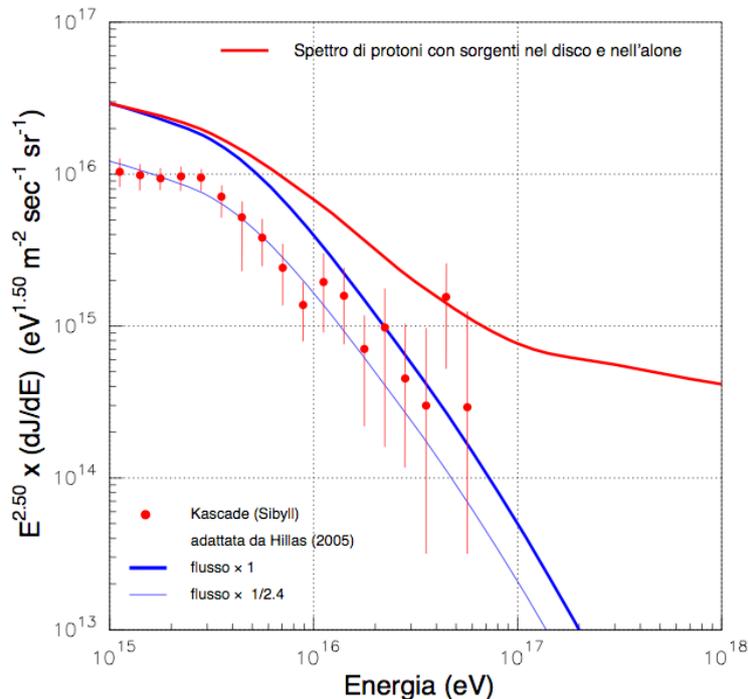


Figura 25. Spettro teorico di protoni secondo il meccanismo accelerativo con onde d'urto nei resti di supernove (curve in blu) valutate altrove [87] comparato con lo spettro misurato da Kascade (Sybill) [31]. I due spettri teorici (curva spessa blu e curva rossa) sono normalizzati all'energia arbitraria di 10^{15} eV allo stesso flusso di 3.0×10^{16} particelle/m² s sr eV^{1.5}. La curva teorica blu a tratto fine è la medesima di quella blu spessa ma normalizzata ai dati nella banda $(1-2) \times 10^{15}$ eV.

9 Irrealità del modello a fossa della radiazione cosmica extragalattica.

Il *Modello a Fossa* [61,62] della radiazione cosmica extragalattica, proposto nel 1988, ipotizza che i raggi cosmici osservati sulla Terra oltre 4×10^{17} eV provengano abbondanti da distanze cosmologiche comprese tra alcuni *Mpc* e 50 *Mpc* circa. Lo spettro dei raggi cosmici emesso dalle sorgenti extragalattiche avrebbe un indice costante γ_S , parametro libero del modello, di valore non precisato, ma compreso tra 2.0 e 2.7. I raggi cosmici di origine cosmologica sarebbero costituiti da protoni e una piccola frazione di elio ma non di elementi pesanti. Essi interagirebbero con i fotoni fossili γ presenti ovunque con densità di 420 particelle/cm³ ed energia media di 0.025 eV secondo la reazione $p \gamma \rightarrow e^- e^+ p$ avendo denotato con p il protone e con $e^- e^+$ la coppia elettrone-positrone. La perdita di energia dei protoni con la summenzionata reazione indurrebbe una valle o fossa rispetto allo spettro imperturbato emesso dalla sorgente extragalattica con indice costante γ_S donde il nome del *Modello a Fossa*. La fossa si aprirebbe oltre l'energia di 4×10^{17} eV per la cinematica della predetta reazione.

E' possibile porre a prova il *Modello a Fossa* con le misure della composizione chimica della radiazione cosmica ovvero le proporzioni relative di nuclei in funzione dell'energia. Il confronto si effettua con la classica variabile $\langle \ln(A) \rangle$ già introdotta. Essa è legata alla misura della profondità atmosferica X_{\max} direttamente determinata dagli esperimenti.

Le misure della composizione chimica effettuate dall'esperimento Auger [33,34], si trovano in conflitto con le previsioni del *Modello a Fossa* della radiazione cosmica. In figura 26 sono mostrati i risultati delle misure insieme alle previsioni del *Modello a Fossa* [108]. Il disaccordo è netto: i raggi cosmici osservati hanno frazioni cospicue di nuclei pesanti mentre i raggi cosmici ipotetici del *Modello a Fossa* ne hanno frazioni infime.

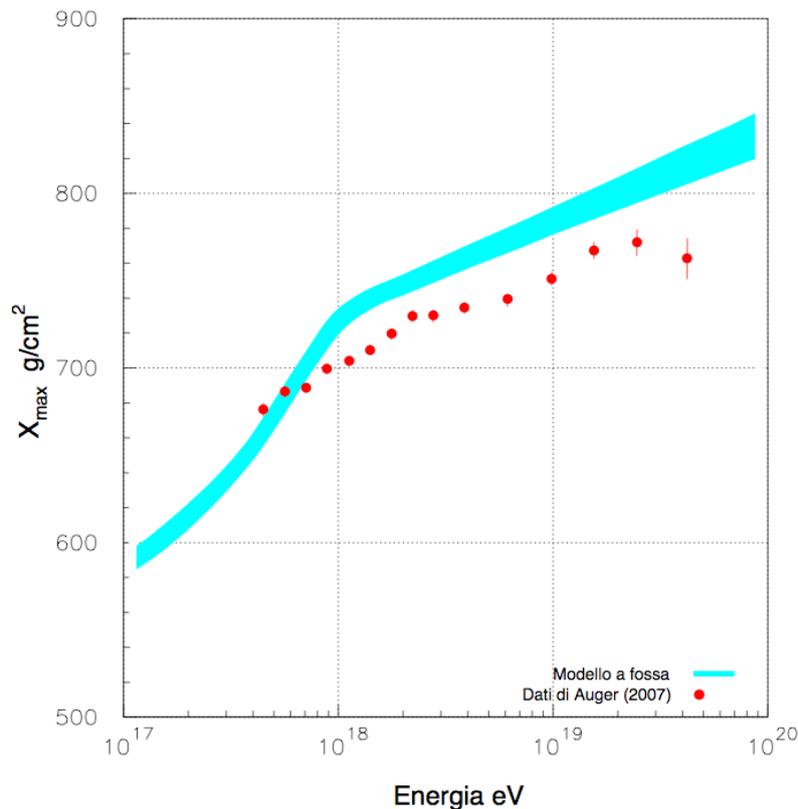


Figura 26 Confronto tra la composizione chimica della radiazione cosmica misurata dall'esperimento Auger [33,34] mediante il punto d' impatto medio dei nuclei cosmici nell'atmosfera terrestre X_{\max} e quella prevista dal *Modello a Fossa* [108] (banda turchese). Questo disaccordo, che persiste su un intervallo enorme di energia, si aggiunge a quello con il flusso dei protoni a 10^{17} eV (figura 28) ponendo il *Modello a Fossa* fuori della realtà fisica.

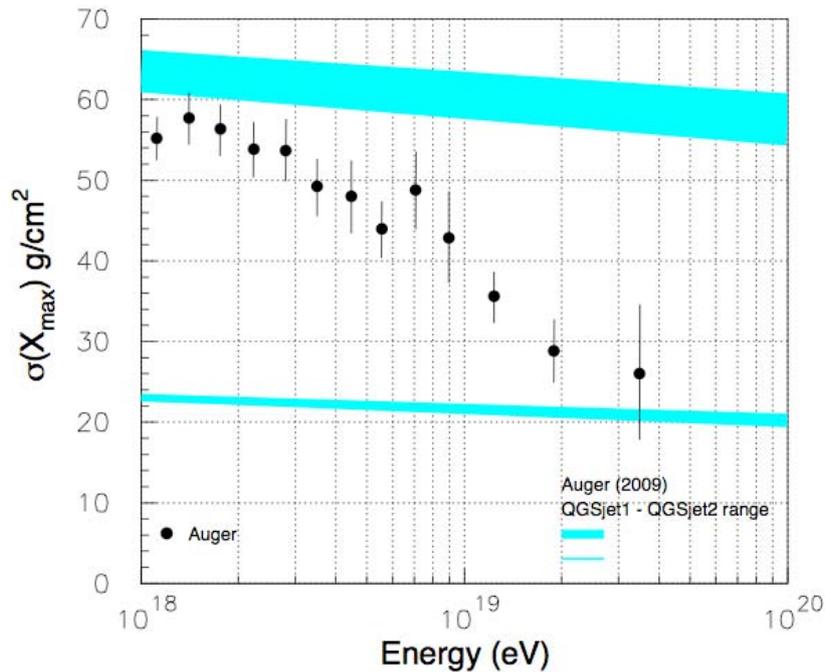


Figura 27. Larghezza del profilo longitudinale della luce di fluorescenza $\sigma(X_{\max})$ misurata dall'esperimento Auger in funzione dell'energia. La banda turchese superiore è la larghezza calcolata per soli protoni, mentre quella inferiore per soli ioni ferro. Gli spessori delle bande turchesi indicano le incertezze del calcolo. Si evince da questi risultati che la composizione chimica della radiazione cosmica tra 10^{18} eV e 3×10^{19} eV ha un'evidente evoluzione e non è costante. Evolve, in modo caratteristico e sorprendente, da leggera a pesante.

Una misura della composizione chimica dell'esperimento Auger [33] basata sulla larghezza del profilo longitudinale di luce di fluorescenza è mostrata in Figura 27. Questi dati mostrano la presenza di elementi pesanti ($A > 4$) nella radiazione cosmica ad energie oltrecaviglia. Questa misura si accorda e corrobora quella della profondità atmosferica, i cui risultati sono mostrati in figura 26. L'evoluzione della composizione chimica in funzione dell'energia da leggera a pesante tra 10^{17} e 4×10^{19} eV è in contrasto con il prerequisito basilare del *Modello a Fossa* che postula una radiazione cosmica extragalattica cosmologica dominata dai protoni.

In figura 28 è mostrato lo spettro dei protoni extragalattici a 10^{18} eV secondo il *Modello a Fossa* (quadrato nero) ipotizzando un indice spettrale alla sorgente $\gamma_S = 2$ [108] e la sua estrapolazione a bassa energia, sino a 10^{17} eV (curva nera). Lo spettro dei protoni misurato dall'esperimento Cascade [31] è mostrato in figura 28 (palline rosse). Si constata che a 10^{17} eV il disaccordo va oltre un ordine di grandezza. Per rimuovere il disaccordo occorrerebbe postulare un flusso di protoni galattici che compensi la differenza tra dati e teoria tra circa 5×10^{16} eV e 10^{18} eV.

Una prova diretta, indipendente dalle due precedenti, che il *Modello a Fossa* è disgiunto dalla realtà fisica proviene dallo spettro in energia misurato della Collaborazione Auger che, rispetto ad altri esperimenti, ha i più piccoli errori di misura. La cosiddetta ipotetica valle o fossa, nello spettro in energia misurato, scolpita dagli ipotetici raggi cosmici extragalattici cosmologici tra 10^{17} eV e 10^{20} eV in realtà non esiste nei dati sperimentali (si veda, ad esempio la successiva figura 30). La valle è ottenuta con giochi numerici moltiplicando lo spettro misurato della radiazione cosmica per E^3 essendo E l'energia dei cosmici. Con tale operazione la caviglia a 4×10^{18} eV sprofonda in una fossa poiché ad energie minori l'indice è compreso tra 3 e 3.2 e ad energie maggiori, oltrecaviglia vale circa 2.68.

Si reitera che i dati sulla composizione chimica dell'esperimento HiRes non sono stati considerati per le ragioni espresse altrove [35,37].

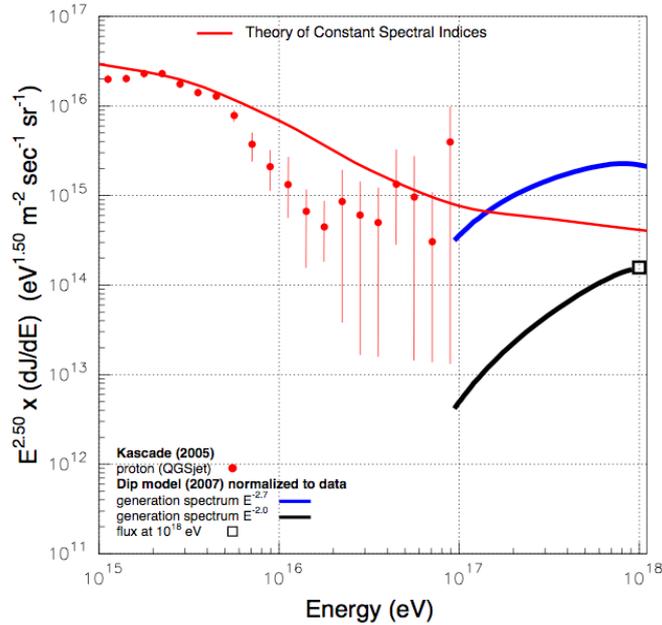


Figura 28 Flusso protonico extragalattico a 10^{18} eV secondo il *Modello a Fossa* [108] con l'indice $\gamma_s=2$ e sua estrapolazione (curva nera) a più basse energie sino a 10^{17} eV, valutata in altro lavoro [35] e quello misurato dall' esperimento Kascade (palline rosse) [31]. E' anche mostrato lo spettro protonico dello stesso modello con $\gamma_s=2.7$ (curva blu) normalizzato *ad hoc* ai dati sperimentali [108] e quello previsto dalla *Teoria degli Indici Costanti* (curva rossa) [55].

10 Inesistenza dell' effetto GZK tra 5×10^{19} e 2×10^{20} eV

Nel 1965, un anno dopo la scoperta dei fotoni fossili, si riconobbe che le perdite di energia degli ipotetici protoni cosmologici in arrivo sulla Terra con le due reazioni fotonucleari, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ e $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, oltre 5×10^{19} eV, sono rilevanti e producono una depressione nello spettro della radiazione cosmica rispetto ad una semplice estrapolazione con legge di potenza a indice costante radicata, ad esempio, nella decade 5×10^{18} - 5×10^{19} eV. Si tratta del cosiddetto effetto GZK [63,64]. Le misure dello spettro in energia della radiazione cosmica dell' esperimento AGASA [109] indicarono uno spettro con indice costante di 2.68, sino all' energia massima di 2×10^{20} eV, e pertanto, l' assenza dell' effetto GZK. Misure successive degli esperimenti HiRes [110] e Auger [22], al contrario di quelle di AGASA, indicarono un cambio di indice spettrale intorno e oltre l' energia di 5×10^{19} eV da circa 2.68 a 5.1 ± 0.7 secondo HiRes [111] e da 2.68 a circa 3.3 secondo Auger [22]. Oggi si ritiene che le misure della Collaborazione AGASA siano da riconsiderare mentre quelle di Auger e HiRes descrivano la realtà fisica.

Esiste disseminata nella letteratura la convinzione o il pregiudizio che la notevole caduta di flusso intorno all' energia di 5×10^{19} eV rispetto all' andamento estrapolato con indice costante di circa 2.68 dalle energie inferiori vicine sia ascrivibile all' ipotetico effetto GZK. Ciò si presenta plausibile data la solidità del calcolo [63,64] basato sulla cinematica delle predette reazioni, sull' esistenza dei fotoni fossili e sull' ipotesi che le sorgenti extragalattiche si trovino a distanze cosmologiche. Pertanto la depressione empirica dei flussi osservata dagli esperimenti HiRes [110] e Auger [22] attualmente viene interpretata da molti come effetto GZK.

Tale interpretazione dominante però non è corretta: si è scoperto che le sorgenti dei raggi cosmici sino a 4.12×10^{19} eV non sono ubicate a distanze cosmologiche a causa della composizione chimica misurata dall' esperimento Auger [34].

Dall' irrealtà del *Modello a Fossa*, tratto dal conflitto con dati sperimentali nella banda energetica 10^{17} - 10^{18} eV descritto nella *Sezione 9* si trae, per coerenza logica, l' irrealtà dell' effetto GZK nella banda 5×10^{19} - 3×10^{20} eV essendo $(2-3) \times 10^{20}$ eV le energie più elevate dei raggi cosmici misurate sino ad oggi [60,112]. Tale conclusione è stata messa a fuoco altrove [35] e può riassumersi come segue: se i protoni

cosmologici non arrivano alla Terra sino a 10^{19} eV come si trae dall' assenza dei segni della reazione $p \gamma \rightarrow e^- e^+ p$, nella forma e intensità previste sullo spettro dei raggi cosmici, perché mai i protoni cosmologici irromperebbero oltre 5×10^{19} eV ?

Il particolare profilo dell' odierno (2012) spettro della radiazione cosmica misurato dall' esperimento Auger [22] permette di escludere l' esistenza dell' *effetto GZK*. Ciò si aggiunge come argomentazione del tutto indipendente a quanto già detto. Lo spettro è mostrato in figura 29 insieme a quello altrettanto recente dell' esperimento TA [24] che però ha un minore numero di eventi. L' apparato Auger si avvale di un metodo di misura che usa simultaneamente due sistemi di rivelatori per ogni sciame atmosferico rivelato: uno per la luce di fluorescenza generata dallo sciame e un secondo sistema per i muoni. Si noti che l' apparato Auger ha un numero di eventi raccolto maggiore di qualunque altro apparato presente e passato e una precisione nella misura dell' energia del 10 per cento a 10^{20} eV e del 15 per cento a 10^{19} eV.

Risulta dai dati riportati in figura 29 che la caduta di flusso inizia all' energia di 2.5×10^{19} eV molto inferiore di 6×10^{19} eV che è l' energia peculiare oltre la quale le summenzionate reazioni fotonucleari dell' *effetto GZK* modificherebbero lo spettro della radiazione cosmica. Si noti che la scala logaritmica delle energie, usata tradizionalmente per comprimere 10 decenni di energia su una sola pagina, può risultare ingannevole. La figura 30 usa una scala lineare dell' energia ed è evidente che lo scostamento dello spettro dei raggi cosmici da un' estrapolazione con indice di 2.76 ha luogo a 2.5×10^{19} eV. Tale circostanza è significativa per i piccoli errori di misura dell' esperimento Auger.

I dati della figura 30 e le relative argomentazioni rinforzano la conclusione che l' ipotetico effetto GZK non altera lo spettro della radiazione cosmica. Se ne trae che l' alterazione dello spettro tra $(0.25-1.0) \times 10^{20}$ eV è causata da un' altro fenomeno fisico, ma non dal presunto *effetto GZK*.

E' utile infine ricordare che in questa arena sperimentale delle altissime energie la cautela è d' obbligo per i molti aggiornamenti, rianalisi e rettifiche di misure effettuate da diverse collaborazioni nel corso degli anni : ciò che è accaduto in passato può ripetersi per i dati recenti.

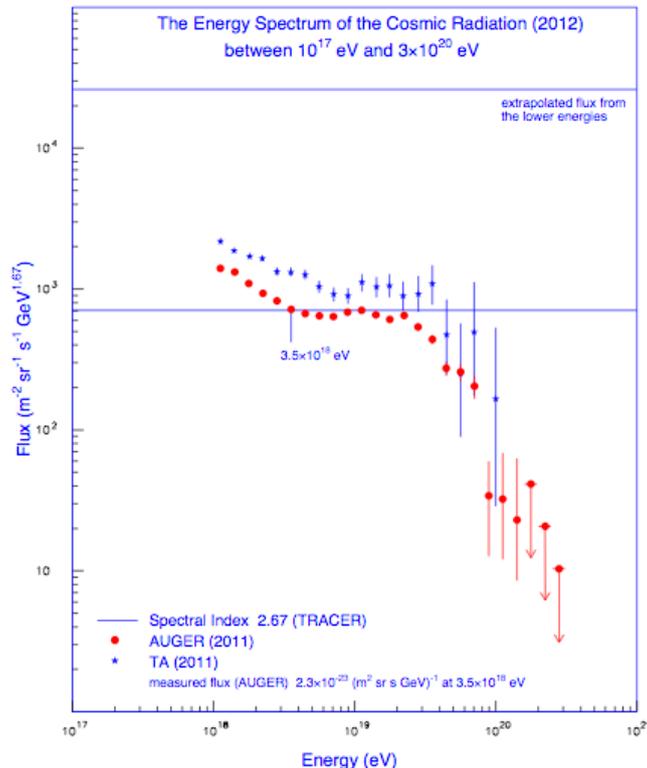


Figura 29 Spettri in energia dei raggi cosmici misurati recentemente dagli esperimenti Auger [22] e TA [24]. I due spettri hanno lo stesso andamento con intensità che differiscono per il 15%. Si constata dai dati che la depressione dello spettro inizia a 2×10^{19} eV. Dalla planckiana dei fotoni fossili centrata a 2.73 gradi assoluti e dalla cinematica della reazione, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ risulta che l' effetto massimo di alterazione sullo spettro imperturbato della radiazione cosmica con indice spettrale costante di 2.75 abbia luogo a 2×10^{20} eV.

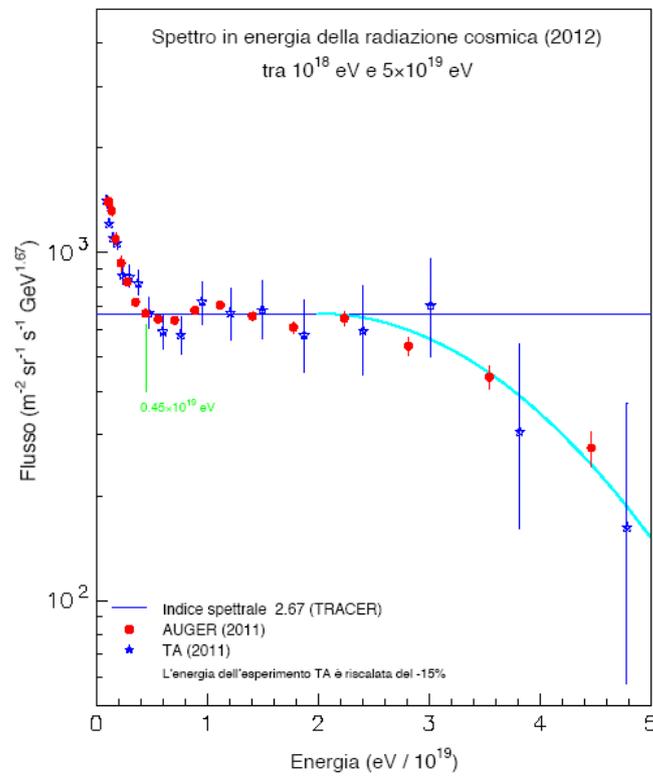


Figura 30. Spettri in energia dei raggi cosmici misurati recentemente dagli esperimenti Auger [22] e TA [24], in una scala lineare dell'energia sino a 5×10^{19} eV. Lo spettro dell'esperimento TA mostrato in figura 29 è stato diminuito in energia del -15% in modo da sovrapporlo a quello di Auger. La retta blu orizzontale indica uno spettro ideale estrapolato dai dati nella banda $(0.2-2) \times 10^{19}$ eV con indice costante di 2.67 [30]. La curva turchese è un'interpolazione parabolica dei dati di Auger oltre 2×10^{19} eV rispetto alla retta orizzontale. Come si constata la divaricazione tra spettro estrapolato (retta blu orizzontale) e dati (curva turchese) inizia a circa 2.5×10^{19} eV, e si divarica al crescere dell'energia. Il presunto scarto nominale previsto per l'effetto GZK si situa oltre 6×10^{19} eV. Ne consegue che la caduta di flusso non è ascrivibile all'effetto GZK. Si notino i piccoli errori di misura dell'esperimento Auger, oltre 2×10^{19} eV, che permettono d'imporre una semplice interpolazione parabolica sino a 5×10^{19} eV.

11 Irrealità, incoerenze e assurdit  dei *Modelli a Scalo*

Gli storici della fisica dei raggi cosmici non potranno omettere la conoscenza dei *Modelli a Scalo* pena un'occlusione nella comprensione generale di molti fatti e sviluppi avvenuti tra il 1950 e il 2006. Occorre premettere che una nutrita serie di dati sperimentali accumulati nel corso di 50 anni sono stati incorporati, e dibattuti nella struttura di calcolo dei *Modelli a Scalo* e popolano la letteratura scientifica *ad abundantiam*. Ad esempio, l'intera produzione sperimentale su positroni, antiprotoni ed elettroni da circa 40 anni viene dibattuta all'interno di tali modelli cosicch  il progresso e la stasi teoriche in tale area di ricerca sono stati rapportati, prevalentemente, alle previsioni dei *Modelli a Scalo*. E' forse questo delle antiparticelle (positroni e antiprotoni) il dominio dove i fuorviamenti dell'uso dei *Modelli a Scalo* sono stati modesti.

Il modello a lastra di materia proposto circa mezzo secolo fa, dove si ipotizza che i raggi cosmici emessi da una generica sorgente attraversano un spessore costante di materia prima di giungere alla Terra, è per certi versi il precursore dei *Modelli a Scolo*.

Dal punto di vista logico-matematico i *Modelli a Scolo* derivano dall'equazione del trasporto delle particelle in un mezzo (ambiente) opportuno, adoperata in altri rami della Fisica. L'idea fondamentale dei *Modelli a Scolo* consiste nell'equilibrio tra processi che distruggono e processi che creano i raggi cosmici in un dato volumetto del disco galattico (che funge da contenitore) ignorando gran parte della realtà fisica che modula questo equilibrio. Il concetto di equilibrio è un elemento basilare dei *Modelli a Scolo* ed è una nozione corretta che traduce la costanza osservata dell'intensità della radiazione cosmica sulla Terra negli ultimi miliardi di anni. L'ammanto e l'incremento di particelle si riferisce ad una unica sorgente presente nel contenitore che emette particelle caratterizzate dallo spettro in energia dQ/dE , chiamato anche spettro alla sorgente. I *Modelli a Scolo* ignorano il meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici inglobandolo formalmente nella funzione incognita dQ/dE .

I principali dati empirici omessi nei *Modelli a Scolo* sono : (1) le dimensioni della Galassia e delle sue parti; (2) l'intensità e forma del campo magnetico regolare; (3) l'esistenza del campo magnetico caotico; (4) il processo fisico che riflette le particelle sulle pareti del contenitore imprigionandole in esso.

I *Modelli a Scolo*, per la loro estrema semplicità, sono stati utilizzati in passato dai fisici dei raggi cosmici per valutazioni rapide, per un primo orientamento su questioni elementari. Tale aspetto concreto non ha nulla di pernicioso; il telaio teorico dei *Modelli a Scolo* invece si è saldato, per qualche suo aspetto, alle teorie dei raggi cosmici delle energie altissime, come pregiudizio insidioso (*Sezione 14*).

Alcune previsioni e condizioni insite nei *Modelli a Scolo* costituiscono un limite estremo, nello spazio dei parametri, dei modelli diffusivi che invece inglobano più aspetti della realtà fisica. In una versione molto semplificata dei *Modelli a Scolo*, però ampiamente diffusa nella letteratura, i flussi dei nuclei di peso atomico A nel disco galattico sono descritti dalla seguente espressione:

$$dQ/dE = k (dN/dE) (1/\lambda + 1/f) \quad (9)$$

dove λ è il percorso medio per spallazione, f il percorso medio di fuga dal disco, (dN/dE) lo spettro osservato a Terra o in qualunque altro punto della Via Lattea, dQ/dE lo spettro dei nuclei A nella sorgente e k un'opportuna costante. Nell'equazione (9) si trascurano i nuclei A prodotti per spallazione da altri nuclei più pesanti.

I *Modelli a Scolo*, nel tentativo di rincorrere la realtà fisica, hanno proliferato in numerose varianti. Questi modelli appartengono all'ideazione prescientifica della realtà fisica non solo perché la ignorano, come detto sopra, ma perché conducono ad absurdità [107] e non al semplice conflitto con i dati sperimentali. Ad esempio, se con i *Modelli a Scolo* si determina il tempo di residenza dei raggi cosmici nel volume della Galassia avvalendosi delle misure di abbondanze di nuclei che fungono da orologi radioattivi quali ad esempio, Be^{10}/Be , Cl^{37}/Cl ed altri, si ottiene un tempo di residenza nel contenitore galattico di circa 15-20 milioni di anni. Ma con tale tempo di residenza risulta che il grammaggio incontrato dai raggi cosmici nel disco oltrepassa 20 g/cm^2 alle basse energie, in piena modulazione solare. Con tale grammaggio, ad esempio, quasi tutto il carbonio si trasforma in boro e il rapporto di flusso B/C assumerebbe un valore significativamente diverso da quello di circa 10^{-1} misurato nell'intervallo 10^{10} - 10^{12} eV GeV/u.

I dati sperimentali sono in disaccordo con le previsioni del *Modelli a Scolo* su aree d'importanza fondamentale: (1) l'andamento dell'anisotropia delle direzioni d'arrivo dei raggi cosmici con l'energia tra 10^{11} e 10^{17} eV (*Sezione 13*); (2) l'andamento con l'energia dei rapporti di flusso tra nuclei secondari e nuclei primari (ad esempio, il rapporto di flusso boro-carbonio tra 10 GeV/u e 700 GeV/u) (*Sezione 12*).

12 L' andamento del grammaggio con l' energia nei modelli a scolo

Il grammaggio g è definito come la colonna di gas incontrata dallo ione cosmico di rigidità R durante il suo moto nella Galassia, dalla sorgente allo strumento di misura (la Terra). Nel corso di vari decenni numerosi dati sperimentali sono stati interpolati nel contesto dei *Modelli a Scolo* mediante l' espressione :

$$g = \frac{G}{r^\delta} \quad (10)$$

dove G è un grammaggio costante riferito ad un valore particolare della rigidità R_0 , $r = (R/R_0)^\delta$ e δ un parametro normalizzato sui dati. Interpolazioni classiche dei dati sperimentali sono : $G = 10.8 \text{ g/cm}^2$; $\delta = 0.6$ e $R_0 = 4 \text{ GV}$ [105] e in alternativa : $G = 24.0 \text{ g/cm}^2$; $\delta = 0.65$ e $R_0 = 5.5 \text{ GV}$ [106]. La figura 31 mostra come il rapporto dei flussi boro-carbonio varia con l' energia nell' intervallo 50-200 GeV/u. Palesemente i dati sperimentali non sono compatibili con un unico valore di δ : nell' intervallo 1-5 GeV/u δ vale circa 0.6 mentre nell' intervallo 100-500 GeV/u δ vale molto meno, intorno a 0.05.

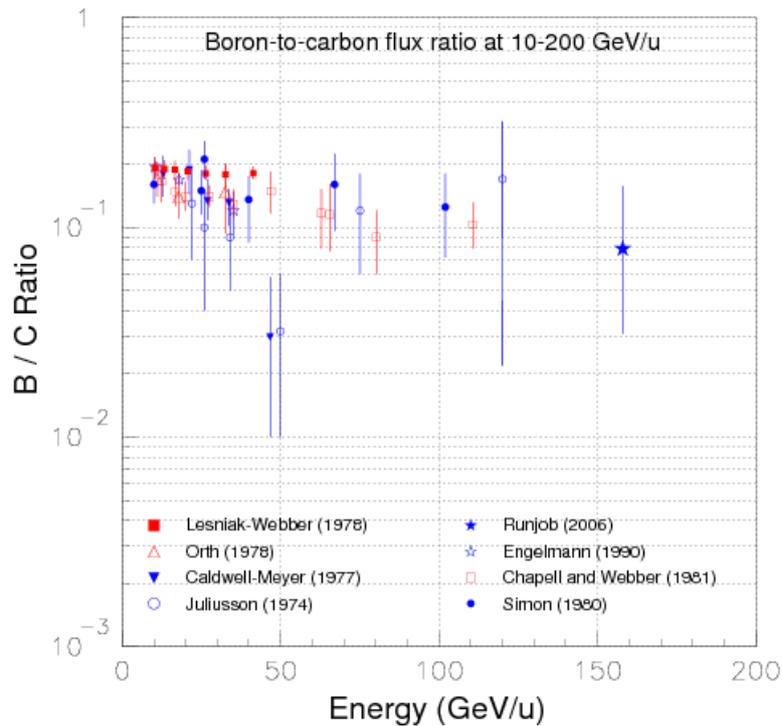


Figura 31 Misure del rapporto di flusso boro-carbonio nell' intervallo di energia 10-200 GeV/u in una scala lineare di energia. Non è evidente alcuna tendenza decrescente del predetto rapporto nel vasto intervallo 40-200 GeV/u. Le referenze ai dati della figura si trovano in altro lavoro [107].

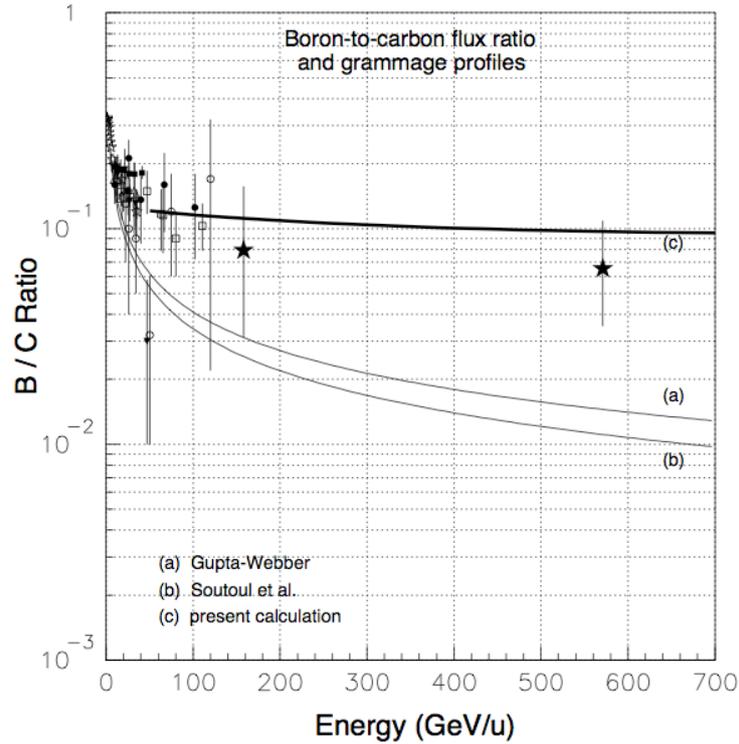


Figura 32 Grammaggio interpolato con l' equazione (10) (linee sottili a e b) per due gruppi di parametri (G , δ e R_0) menzionati all' inizio della *Sezione 12*. E' evidente che il rapporto di flusso boro-carbonio misurato oltre 20 GeV/u, non è in accordo con l' andamento delle curve (a) e (b) espresse dall' equazione (10).

Il grammaggio è convertito nel tempo di residenza mediante l' equazione

$$T = 1 / \rho v E^\delta \quad (11)$$

dove v è la velocità dello ione e ρ la densità della materia interstellare. Ad energie sufficientemente elevate $v = c$. Si constata che l' esponente δ dell' equazione (10), che specifica come il grammaggio varia con l' energia, è lo stesso dell' equazione (11), cosicché l' andamento del tempo di residenza con l' energia è lo stesso di quello del grammaggio. Tuttavia l' andamento necessita di una normalizzazione assoluta per convertirlo in un tempo vero.

Nei raggi cosmici si distinguono nuclei primari e nuclei secondari. I nuclei secondari sono prodotti per interazione nucleare dei primari nel gas interstellare, le cosiddette reazioni nucleari di spallazione. Un importante nucleo secondario è quello di boro. Esso è prodotto per spallazione di nuclei quali carbonio ossigeno, azoto ed altri ancora più pesanti che interagiscono con l' idrogeno e l' elio interstellari. Al fine di giustificare il rapporto nucleo primario nucleo secondario, $R_{S/P}$, lo spessore di materia incontrato dai raggi cosmici primari nel disco galattico deve assottigliarsi sempre di più al crescere dell' energia.

Nei *Modelli a Scolo* il meccanismo che assottiglia lo spessore di materia (gas) attraversato dai raggi cosmici, è, semplicemente, il tempo trascorso da essi nel disco T , e non altri processi o altre condizioni fisiche. Così nella determinazione teorica del rapporto di flusso B/C , $R_{B/C}$, l' abbondanza di boro diminuisce all' aumentare dell' energia perché, il nucleo di carbonio e altri nuclei genitori, permanendo sempre meno tempo nel disco, incontrano una minore quantità di materia, gas e polveri. Pertanto la quantità relativa di boro prodotta per spallazione all' aumentare dell' energia è sempre minore. Naturalmente alla stima di $R_{B/C}$ concorrono le dipendenze dall' energia delle sezioni d' urto nucleari che però oltre 10 GeV/u sono modeste.

Se tale ragionamento, nella sua estrema semplicità fosse corretto e δ fosse costante e pari a 0.65, in tutto l' intervallo $10^{10} - 10^{17}$ eV, ne conseguirebbero quattro fatti fondamentali :

- (I) L' anisotropia nelle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla Terra dovrebbe aumentare con l' energia in forma definita e caratteristica.
- (II) Ad energie sufficientemente elevate l' abbondanza di boro nella radiazione cosmica primaria è infima poiché lo spessore di gas attraversato dai raggi cosmici si assottiglia al crescere dell' energia raggiungendo decine di microgrammi a 10^{15} eV.
- (III) Ad energie sufficientemente elevate tutti i raggi cosmici sono intrappolati nel volume del disco e non potrebbero mai fuoriuscire da esso. Infatti, per fuoriuscire dal disco occorre un tempo minimo, ad esempio quello necessario ad un protone ad attraversare lo spessore del disco di 250 pc. In tal caso percorrendo tale tragitto alla velocità della luce risulta un tempo di 810 anni a 10^{16} eV. Con l' andamento $T = 1/\rho v E^\delta$ ponendo $\delta = 0.65$ e $v = c$ l' equazione (11) porge un tempo inferiore alla medesima energia. Tale situazione non soddisfa la *Logica* prescindendo dal conflitto coi dati.
- (IV) Il ginocchio dello spettro dei raggi cosmici, a 3×10^{15} eV, non è previsto dall' andamento del tempo di residenza dato dall' equazione (11). Ciò significa che una caratteristica fondamentale dello spettro della radiazione cosmica non è prevista estrapolando ad alte energie il tempo di residenza dell' equazione (11).

Sia il punto (I) che il punto (II) sono contraddetti dalle misure oltre 50 GeV/u [4,47,30]. Le recenti misure dell' esperimento Tracer a 2000 GeV/u [30] consolidano quelle precedenti dell' esperimento Runjob che ha misurato il rapporto di flusso B/C all' energia di 700 GeV/u [47].

13 I Modelli a Scolo e l' andamento dell' anisotropia con l' energia

Si supponga (solo per comodità di discussione, essendo la realtà fisica ben diversa) che il processo accelerativo dei raggi cosmici sia localizzato in sorgenti di piccole dimensioni nel volume del disco, come potrebbero essere le atmosfere delle pulsar o i resti di supernova. Se il tempo di residenza dei raggi cosmici diminuisce con l' energia come si osserva nell' intervallo 1-5 GeV/u e si estrapola il suo andamento sino ed oltre 10^{15} eV, ne segue che l' anisotropia delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici osservata sulla Terra debba crescere con l' energia. Per anni si è ritenuto che tale conclusione fosse corretta (per un' argomentazione concisa si veda ref. 113).

Le misure degli esperimenti di Eas-top e Cascade sconcertano con tale previsione sino alle energie di almeno 10^{17} eV e vi è consapevolezza esplicita di tale contraddizione [4].

Pertanto, l' anisotropia misurata sino ad energie di circa 10^{17} eV non è in accordo con le previsioni dei *Modelli a Scolo*: il tempo di residenza dei raggi cosmici nella Galassia e il relativo grammaggio non possono decrescere tanto rapidamente oltre 10 GeV/u (curve (a) e (b) in figura 32) come accade nella ristrettissima banda di energia 1-5 GeV/u poiché i dati oltre 10 GeV/u (fig. 31) indicano un andamento di $R_{B/C}$ pressoché piatto, compreso grossomodo nell' intervallo $(1-2) \times 10^{-1}$.

Si noti ancora l' importanza capitale dell' andamento con l' energia del tempo di residenza $T = 1/\rho v E^\delta$ immaginato nei *Modelli a Scolo*.

Per ottenere un andamento del livello di anisotropia più vicino ai dati sperimentali occorre che l' esponente δ dell' equazione (11) sia molto inferiore a 0.65. Da più parti si stima $\delta = 0.33$ adottando una turbolenza interstellare teorica alla Kreichnan.

Si rifletta sul tratto numerico di tale risultato: l' andamento è errato su un vastissimo dominio di energia. Il valore assoluto diventa insensato oltre una certa energia come dettagliato numericamente nella precedente sezione.

14 Lo spettro alla sorgente, la propagazione dei raggi cosmici e il rapporto di flusso boro-carbonio : il triplo intreccio fuorviante.

Perché l' andamento del tempo di residenza di uno ione cosmico nel disco T in funzione dell' energia E, della forma: $T = 1/\rho v E^\delta$, sebbene in contrasto con i dati sperimentali, permane tutt' oggi come solido riferimento nella *Fisica dei Raggi Cosmici* ?

Perché l' estrapolazione di T con andamento $E^{-\delta}$, stabilito in un intervallo limitatissimo di energia 5-10 GeV/u, varrebbe sino a 10^{17} eV, un balzo di 6 decenni di energia quando la logica e i dati sperimentali indicano che l' estrapolazione è inammissibile ?

Perché il predetto andamento temporale, essendo sicuramente errato nella regione dei ginocchi degli ioni cosmici, oltre 3×10^{15} eV, si accorderebbe alla realtà fisica nella regione di energia immediatamente inferiore a 3×10^{15} eV ? Ossia: come identificare la banda di energia errata da quella corretta ?

Perché il predetto andamento del tempo di residenza non dipenderebbe dal punto sorgente del cosmico ? I cosmici con sorgenti ai bordi del disco galattico hanno tempi di residenza diversi dai cosmici con sorgenti nel Bulbo. Come si giustifica un unico valore di δ ? Come si effettua la media aritmetica dei tempi di residenza se il volume del disco nei *Modelli a Scolo* non è nemmeno definito ?

Perché la *Teoria Tradizionale* dei raggi cosmici predilige e necessita andamenti temporali a legge di potenza con una dipendenza più dura, ad esempio del tipo con $\delta = 0.33$, ma non vengono incorporati nei calcoli che usano la *Teoria ADOD* ?

E' possibile che la risposta a tutte queste domande e altre consimili abbia un' unica radice: l' esponente $\delta=0.60$ o 0.65 o altri valori analoghi dell' equazione (10) sono indispensabili alla sopravvivenza dell' idea che i raggi cosmici siano accelerati nei resti di supernova attraverso l' accelerazione diffusiva nell' involucro di onde d' urto.

E' altresì indispensabile all' ipotesi fallace (vedasi *Sezione 6*) che i raggi cosmici di alta energia, oltreginocchio, provengano da regioni esterne alla Via Lattea. Infatti, se i raggi cosmici oltre 10^{16} eV fossero generati fuori della Galassia, il tempo di residenza nel disco non potrebbe porre problemi rilevanti alla *Teoria Tradizionale*. Ma se invece i raggi cosmici sino ad energie di 10^{19} eV sono generati nella Via Lattea allora un' unico valore costante ($\delta = 0.65$) su tutto l' intervallo 10^{10} - 5×10^{19} eV non è solo errato ma prolifica in assurdità [107].

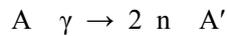
Si procede verso la conclusione. Gli spettri dei singoli ioni (figura 1) e quello dello spettro della radiazione cosmica si attestano intorno a 2.68. Tale dato è inamovibile, certo e non modificabile da future ricerche che potranno modificarlo solo per meno dell' uno per cento. Lo spettro teorico dei raggi cosmici accelerati con il *Meccanismo ADOD* è marchiato dall' indice $\gamma_{AD} = 2.0$. Per raccordare γ_{AD} all' indice sperimentale $\gamma = 2.68$ è necessario $\delta = 0.68$. Pertanto, ancora esplicitando, se si postula che il meccanismo accelerativo diffusivo dei raggi cosmici genera uno spettro con indice 2.0, allora diventa imprescindibile l' ipotesi $\delta = 0.6$.

Ciò premesso intaccare comunque il parametro $\delta = 0.65$, oppure sopprimere la sua irrealistica costanza con una pluralità di valori δ_1 , δ_2 con δ_3 con δ_4 a seconda della banda di energia, o infine immaginarlo tanto piccolo come ad esempio 0.04 (*Teoria degli Indici Costanti*), significa porre in

difficoltà la *Teoria Tradizionale* nella parte che attiene l' accelerazione dei raggi cosmici galattici. Non sorprende l' ostinazione dei fautori della *Teoria Tradizionale* a porre in campo anche in tempi recenti la dipendenza temporale dell' equazione (11) addirittura con $\delta = 0.75$ [3].

15 Ubicazione delle sorgenti extragalattiche della radiazione cosmica ultraenergetica

Le misure dell' esperimento Auger indicano che la frazione di ioni cosmici con masse elevate aumenta dopo 3×10^{18} eV sino a 4.12×10^{19} eV [33,34] (figura 17). Le sorgenti di tali ioni non si trovano a distanze cosmologiche poichè gli ioni pesanti tendono a frantumarsi per collisione con i fotoni fossili essendo il libero cammino medio per collisione nucleo-fotone a 10^{20} eV di qualche *Mpc*. La fotodissociazione dei nuclei impedisce un' afflusso di nuclei a *Terra* provenienti da distanze elevate (cosmologiche). Un processo importante è l' eiezione dal nucleo di numero di massa A di due neutroni secondo la reazione:



essendo A' il numero di massa del nucleo residuo. La summenzionata reazione ha un massimo della sezione d' urto per energie dei fotoni nel laboratorio di circa 20 MeV. Pertanto le distanze di tali sorgenti dei raggi cosmici con energie oltre 10^{19} eV sono ubicate al più a qualche decina di *Megaparsec* dalla Via Lattea.

Ciò premesso si supponga che le *galassie peculiari* (generici nuclei galattici attivi, Seyfert ed altre) siano in grado di accelerare i raggi cosmici oltre 5×10^{19} eV, trascurando il modo in cui potrebbe attuarsi l' accelerazione. Si considerino, solo come esempi, l' ammasso di *Virgo* e la galassia *Cen A* distanti rispettivamente 19 e 3.5 *Mps*, come possibili sorgenti di raggi cosmici ultraenergetici in grado di raggiungere la Terra con energie di oltre 5×10^{19} eV.

Si supponga dunque che una sorgente di raggi cosmici ultraenergetici si trovi a distanza d (*Mpc*) dalla Terra. Lo spazio intorno alla Terra sino alla distanza d sia suddiviso in uguali volumi, detti *domini magnetici*, di lunghezza caratteristica D (*Mpc*) legata alla lunghezza di coerenza del campo magnetico. Si ammetta inoltre che in ogni dominio l' intensità del campo magnetico sia costante e di direzione casuale. L' intensità caratteristica del campo magnetico in tale volume si denoti con B_{IG} . Con tali ipotesi un nucleo cosmico di energia E , di numero atomico Z e carica elementare positiva q emesso dalla sorgente e in arrivo sulla Terra, subisce una deviazione angolare θ espressa approssimativamente [114] come $N_D (D/r)^2$ dove r_A è il raggio di avvitemento della particella, $r_A = qZ E / B_{IG}$, e N_D il numero di domini magnetici incontrati, ossia $N_D = d/D$. Si ha così:

$$\theta \text{ (gradi)} = \frac{2.5 [d/D]^{1/2} D(\text{Mpc}) B_{IG}(\text{nG}) Z}{E(10^{19} \text{ eV})} \quad (12)$$

dove le grandezze sono espresse in unità convenienti (quelle in parentesi tonde). Ad esempio, in tali condizioni, una sorgente che emetta protoni con energie di 10^{20} eV, posta ad una distanza di 20 *Mpc* con $B_{IG} = 0.5 \text{ nG}$ [115] e $D = 1 \text{ Mpc}$ [116] ha una deviazione angolare di 0.56 *gradi*, mentre alla distanza di 3.5 *Mpc* e per un' energia di 10^{19} eV risulta: $\theta = 2.34 \text{ gradi}$. L' influenza del campo magnetico galattico sulle direzioni di arrivo sulla Terra, omessa nell' equazione (12), può non risultare determinante in condizioni favorevoli (si veda ad esempio ref. 117)

Se i protoni costituiscono una frazione cospicua dei raggi cosmici nell'intervallo 5×10^{18} - 5×10^{19} eV si attendono correlazioni misurabili nelle direzioni *Terra-Virgo* e *Terra-Cen A*. Tuttavia questa presunta correlazione non è stata osservata, non è empiricamente evidente [118] benché attesa [119, 120].

In uno studio [121] simile ad altri che si avvale dei dati di alcuni esperimenti si è raggiunto un risultato analogo: non si manifesta una correlazione nelle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla Terra con le galassie particolari.

Se i nuclei cosmici fossero accelerati ed emessi in *galassie peculiari* appartenenti al *Superammasso Locale*, le quali si trovano a qualche decina di megaparsec, transitando nel campo magnetico tipico intergalattico d'intensità media B_{IG} , conserverebbero la direzione della sorgente di accelerazione a causa delle energie elevate. Essendo note le posizioni delle *galassie peculiari* entro 20 Mpc è possibile correlare le direzioni d'arrivo alle sorgenti di accelerazione (*galassie peculiari*) in condizioni sperimentali favorevoli. Di nuovo, come già anticipato, non si palesano correlazioni significative [121].

Se il quadro teorico della *Teoria Tradizionale* fosse corretto le sorgenti dei raggi cosmici alle energie altissime 5×10^{19} - 2×10^{20} eV dovrebbero potersi identificare. Concorrono cinque principali elementi a tale individuazione: (1) la risoluzione angolare dell'apparato di misura; (2) la distanza della sorgente d ; (3) l'intensità del campo magnetico intergalattico B_{IG} ; (4) la lunghezza di coerenza del campo magnetico D ; (5) infine la deviazione angolare delle particelle θ secondo l'equazione (12).

I raggi cosmici tra 5×10^{19} e 2×10^{20} eV esistono e percorrono la *Via Lattea*. Si ammette però che essi non siano prodotti nella *Galassia*, ma fuori. Se una struttura celeste entro 1-20 Mpc accelerasse tali raggi cosmici è inevitabile una correlazione tra sorgente e *Terra* secondo l'equazione (12). Ma tale correlazione, come detto sopra, non si osserva. Si noti una caratteristica fondamentale di tale argomentazione: essa non dipende dal meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici, qualunque esso sia, ma solo dalla posizione del sito cosmico all'emissione.

Pertanto la *Teoria Tradizionale* conduce ad una situazione altamente problematica, come se le sorgenti dei raggi cosmici non potessero essere localizzate. All'inizio di questo lavoro si è usato il termine *inconoscibile* per descrivere questa situazione che è differente dall'errore, dall'assurdo logico o da uno scarto significativo tra calcolo e misure.

Cosa ha cambiato la misura della composizione chimica del 2007 [33, 34] dell'esperimento Auger? Ha ridotto la distanza d provocando l'incoerenza segnalata dianzi.

Come si potrebbe risolvere tale empasse? Se le *galassie peculiari* e l'ammasso di *Virgo* accelerano raggi cosmici ultraenergetici e una frazione di essi evade dalle sorgenti disperdendosi nello spazio intergalattico ed inoltre i parametri che caratterizzano il campo magnetico dell'equazione (12) sono essenzialmente corretti, si può semplicemente immaginare che operi un processo di accelerazione nello spazio tra le galassie che distrugga la direzione di moto quasi rettilinea dei raggi cosmici *Terra-Virgo* e *Terra-galassie peculiari*. Quindi si ricade, su distanze di diversi megaparsec, nella condizione dei fenomeni galattici su scale di kiloparsec: è all'opera un meccanismo accelerativo distribuito.

Parte III

Semplicità della spiegazione del ginocchio e della caviglia

16 L'importanza del postulato degli indici costanti nella *Fisica dei Raggi Cosmici*

Perché mai un oggetto macroscopico colossale e complicato come una galassia a spirale si lascia descrivere con tanta semplicità per quanto attiene le proprietà dello spettro dei raggi cosmici? Come è stato possibile conseguire l'accordo quantitativo eccellente tra teoria e dati riportato nella *Sezione 5*, ignorando il meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici? Come evolveranno i parametri critici che hanno permesso di spiegare il ginocchio, i ginocchi, la caviglia e il secondo ginocchio con la futura, presumibile scoperta del meccanismo accelerativo dei raggi cosmici?

Alcuni aspetti dei temi raccolti in questa *Parte III*, al di là del contenuto evidente di ogni sezione sul tema specifico, tentano di rispondere senza organicità a queste tre domande.

La *Teoria degli Indici Costanti* applicata alla spiegazione del ginocchio e della caviglia potrebbe dividersi in due settori: il nuovo postulato e gli spettri della figura 4 che congiunti danno gli spettri della figura 5 direttamente comparabili con i dati sperimentali.

Qui si ricorda ancora che gli spettri della figura 4 si ottengono per necessità logica, da alcuni semplici fatti, come detto nella *Sezione 4*: (a) forma a spirale del campo magnetico e sua intensità media; (b) moto erratico degli ioni nella Galassia; (c) durata di vita legata alle sezioni d'urto d'interazione nucleare e alla densità media del gas interstellare; (d) distribuzione uniforme delle sorgenti nel disco; (e) posizione del sistema solare in seno al disco. Nessuno di tali elementi (a), (b), (c), (d) ed (e) è essenzialmente differente da quelli incorporati nei modelli analitici della *Teoria Tradizionale*. L'unica fondamentale differenza risiede nel *Postulato degli Indici Costanti* enunciato come elemento *H* della teoria nella *Sezione 2*.

Si noti che, a nostro giudizio, la *Teoria degli Indici Costanti* indirettamente costituisce un progresso anche nel dominio delle ricerche che mirano a scoprire il reale meccanismo che accelera i raggi cosmici. Infatti, ponendo in risalto il conflitto tra dati sul ginocchio e *Meccanismo ADOD*, s'impone la semplice conclusione che il predetto meccanismo non opera in natura. Con ciò si rimuove un errore fuorviante dall'arena delle ricerche. Ciò costituisce un progresso poiché la consapevolezza dell'errore alimenta l'intensità delle ricerche del vero meccanismo accelerativo.

17 Il meccanismo accelerativo galattico emette ioni cosmici con spettri in energia a indici costanti e di uguale valore

Lo spettro stilizzato della radiazione cosmica mostrato in figura 3 nell'intervallo 10^8 - 2.5×10^{19} eV ha 4 accidenti fondamentali che turbano la costanza perfetta teorica di γ_A : la modulazione solare, il ginocchio, il ginocchio del ferro e la caviglia. Con γ_A (A a pedice per accelerazione) s' intende l' indice dell' ignota macchina accelerativa galattica mentre l' indice γ dell' equazione (1) si riferisce solo alle misure dello spettro. Si noti, almeno qualitativamente, che la modulazione solare inarca lo spettro della radiazione cosmica verso valori duri dell' indice γ (dato empirico) implicando che l' indice dello spettro demodulato nell' attiguo mezzo interstellare avvolgente il sistema solare si attesti vicino e sotto a 2.68. Gli accidenti ad alta energia (ginocchio, ginocchio del ferro e caviglia) sono causati, come spiega la *Teoria degli Indici Costanti*, dal valore medio del campo magnetico galattico e dalla sua forma, dalla posizione del sistema solare nella galassia e da altri parametri, come già detto. La rimozione di questi 4 cambiamenti di pendenza dallo spettro trasforma i valori di γ da quasi uguali e quasi costanti, a valori uguali e costanti entro gli errori. Si noti che la propagazione dei raggi cosmici dalle sorgenti al sistema solare ha un effetto marginale nell' indice γ essendo le pendenze degli spettri causati dalla sola propagazione molto modeste rispetto a $\gamma = 2.68$ [30,57] (valore empirico di riferimento), dai protoni ai nuclei di ferro. Ad esempio, esse sono comprese tra 0.04 e 0.06 nella banda 5×10^{13} - 5×10^{14} eV (vedasi la figura 4). Da tali argomenti si conclude che il meccanismo che accelera i raggi cosmici nella Via Lattea opera con γ_A costante e la deformazione di γ tra 10^9 - 5×10^{19} eV per i 4 effetti menzionati sopra è circostanziale. Con ogni probabilità, per il futuro immediato della *Fisica dei Raggi Cosmici*, questa conclusione costituisce il risultato di maggior rilievo della *Teoria degli Indici Costanti* poiché restringe i processi accelerativi immaginabili dei raggi cosmici a poche possibilità.

Si noti che le misure nella regione preginocchio di 14 differenti esperimenti valutati da altri [56] riportano un indice spettrale $\gamma = 2.68 \pm 0.05$. Tale valore uguaglia, entro gli errori, quelli misurati dagli esperimenti HiRes, Yakutsk, Akeno-Agasa e Auger nell'enorme banda di energia 3×10^{18} - 5×10^{19} eV compresi tra 2.65 e 2.69 (figura 2). Anche dagli undici spettri riportati nella figura 1 si trae un indice spettrale compreso tra 2.65-2.70.

L' uguaglianza di tali valori degli indici, nella banda preginocchio e in quella oltrecaviglia, sono fortuite?

Secondo la *Teoria degli Indici Costanti* la risposta è senz' altro negativa. Tale uguaglianza degli indici spettrali misurati in bande di energia diversissime è la conseguenza necessaria, o se si preferisce, la semplice manifestazione che il meccanismo accelerativo galattico opera con γ_A pressoché costante tra 10^8 - 2.5×10^{19} eV.

Si noti che l' ipotesi della costanza di γ_A incorporata nell' elemento H della teoria non è cosa triviale ma un' idea nuova contundente come si evince dalle misure dei flussi degli ioni leggeri degli esperimenti *Macro-Eas-top*, [94], *Eas-top* [54], *Kascade* [31] ed altri, le quali attestano un crollo d' intensità degli ioni leggeri per più di un ordine di grandezza tra 10^{15} e 10^{17} eV rispetto all' estrapolazione dello spettro con legge di potenza. Se tale crollo d' intensità non fosse stato spiegato quantitativamente e qualitativamente dalla teoria il fondamento empirico del *Postulato degli Indici Costanti* sarebbe vacillante, immotivato e istantaneamente contraddetto dai dati sperimentali [1,31,54,94].

Come si porrà in evidenza anche successivamente (*Sezione 21*) l' ipotesi della costanza di γ_A tra 10^9 e 5×10^{19} eV può indendersi come una legge ideale di una proprietà fondamentale dell' acceleratore galattico dei raggi cosmici pur ignorando, attualmente (2012), il processo fisico sottostante che la genera. Similmente, la legge dei gas perfetti (1670) o la legge di Ohm (1834) descrivono un complesso di dati sperimentali in modo preciso e quantitativo ignorando però i complessi microfenomeni sottostanti che generano tali leggi ideali e le imprescindibili deviazioni dal comportamento ideale come si pose in evidenza allorché la precisione delle misure lo permise (XX secolo).

18 Il ruolo marginale delle nubi magnetiche nella spiegazione del ginocchio e della caviglia

Il gas del mezzo interstellare della Via Lattea non è distribuito in forma omogenea nel volume del disco ma organizzato in nubi. Si osservano nubi molecolari di dimensioni tra 0.1 e 100 pc con densità di gas variabili tra 10^2 e 10^6 molecole per cm^3 . Come è noto l'intensità del campo magnetico nelle nubi è compreso tra pochi μG e centinaia di μG . Una simile variabilità in densità di materia e intensità di campo si osserva per le nubi di gas ionizzato.

Poiché esiste una relazione pressoché lineare tra densità del gas nella nube e intensità del campo magnetico [si veda, ad esempio, ref. 122], i raggi cosmici entrando nelle nubi, subiscono un cambiamento di direzione rispetto al moto internube ed una diminuzione del raggio di avvitamento r_a . Tale effetto è regolato dalle dimensioni delle nubi D_N , dalla distribuzione uniforme (casuale) della direzione del campo magnetico nella nube e dal rapporto tra i valori medi delle intensità B_c/B_r di circa 1-3 [42] (si veda anche *Sottosezione 2.2*).

Le particelle cosmiche, nonostante l'esistenza del campo caotico, sono veicolate lungo le linee del campo magnetico regolare finché r_a non diventa almeno una frazione di qualche percento del semispessore del disco s . La particella cosmica intercettando una nube, che ha un campo magnetico orientato a caso, muta la propria direzione di moto. A bassa energia le dimensioni delle nubi hanno un'influenza notevole nel regolare il traboccamento delle particelle dal disco galattico. Noti il campo magnetico e la densità di gas, il tempo di residenza dei raggi cosmici nel disco galattico è determinato dalle dimensioni delle nubi, dallo spessore del disco e dal libero cammino medio per collisione nucleare. Il tempo di residenza dei protoni nel disco galattico in funzione del raggio delle nubi D_N è mostrato in figura 33 (*5*). Essa è stata la prima grandezza fisica calcolata con il metodo delle traiettorie con simulazione Monte Carlo nel 1995 [10]. Come si constata un diametro di 5 pc fornisce un tempo di residenza in accordo con quello desunto dai dati di frammentazione nucleare a basse energie, circa 10 milioni di anni.

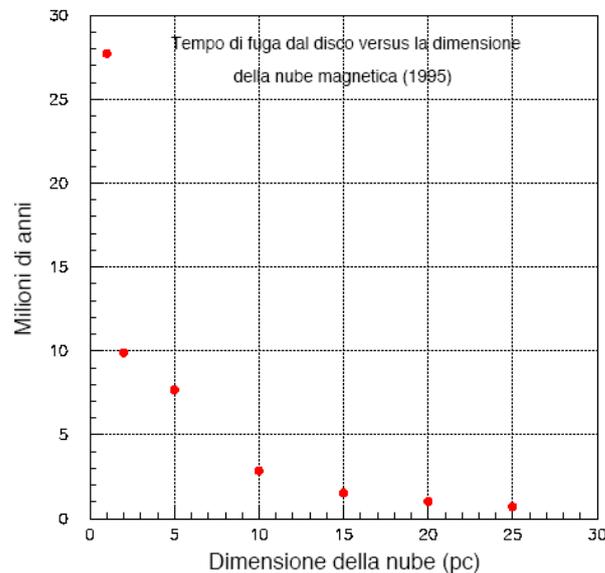


Figura 33. Andamento del tempo di residenza dei raggi cosmici nel disco galattico in funzione del raggio delle nubi magnetiche che realizzano il moto erratico delle particelle. L'andamento è stato calcolato nel 1995 [10] per diametri delle nubi tra 2 e 50 pc. Come si constata, il tempo di residenza cresce a dismisura al tendere a zero delle dimensioni delle nubi mentre esso assume valori molto modesti con nubi sempre più estese.

(*5*) Si noti che l'asse verticale della figura 2 della ref. 8 del 1995 è trascritto in modo erroneo per un fattore 10 ma è corretto nella presente figura. Si precisa inoltre che il termine *irregularità magnetica* nel medesimo lavoro [10] è da intendersi come *nube magnetica* in questo articolo.

Nella situazione $s \sim r_A$, alla quale corrispondono energie di $10^{15} - 10^{16}$ eV per gli ioni leggeri, lo spostamento trasversale delle particelle operato dalle nubi diventa sempre più insignificante, essendo D_N inferiore r_A . Ad esempio, un protone di 10^{16} eV nel campo omogeneo di $3 \mu\text{G}$ ha un raggio di avvitamento r_A di 3.3 pc, superiore al diametro medio della nube $D_N = 5$ pc. Nella condizione $s > r_A$ si registrano diminuzioni a valanga dei flussi degli ioni che costituiscono i ginocchi dei vari nuclei. Pertanto la probabilità di traboccamento dei cosmici dal disco, oltre la banda $10^{15} - 10^{16}$ eV è regolata dal valore medio del campo regolare e non dal campo magnetico delle nubi e tantomeno dalle loro dimensioni medie D_N .

Si noti altresì che le particelle cosmiche fuoriescono prevalentemente lungo la direzione z (fig.8) e solo in misura marginale lungo le due estremità della linea principale del campo regolare, ossia la regione del bulbo e il bordo del disco a 15 kpc dal centro galattico (si veda fig. 10).

Si ricorda che gli spettri della figura 4 nell'intervallo $10^{11} - 10^{15}$ eV sono quantità relative fissate tra uno ione e l'altro e non quantità assolute. Essi però si convertono immediatamente in quantità assolute con la semplice normalizzazione allo spettro misurato dei raggi cosmici.

Da tali considerazioni s'intende che l'eccellente accordo quantitativo tra teoria e dati sperimentali non è suscettibile di grandi migliorie perfezionando la selezione dei parametri del Monte Carlo a basse energie, benché, ovviamente, si potrebbe progredire. Ciò che è rilevante è il valore medio del campo magnetico regolare come mostrano incontrovertibilmente i risultati di figura 34 [13] dove l'intensità del campo regolare è variata artificialmente di un fattore 10, in più e in meno, rispetto al valore adottato.

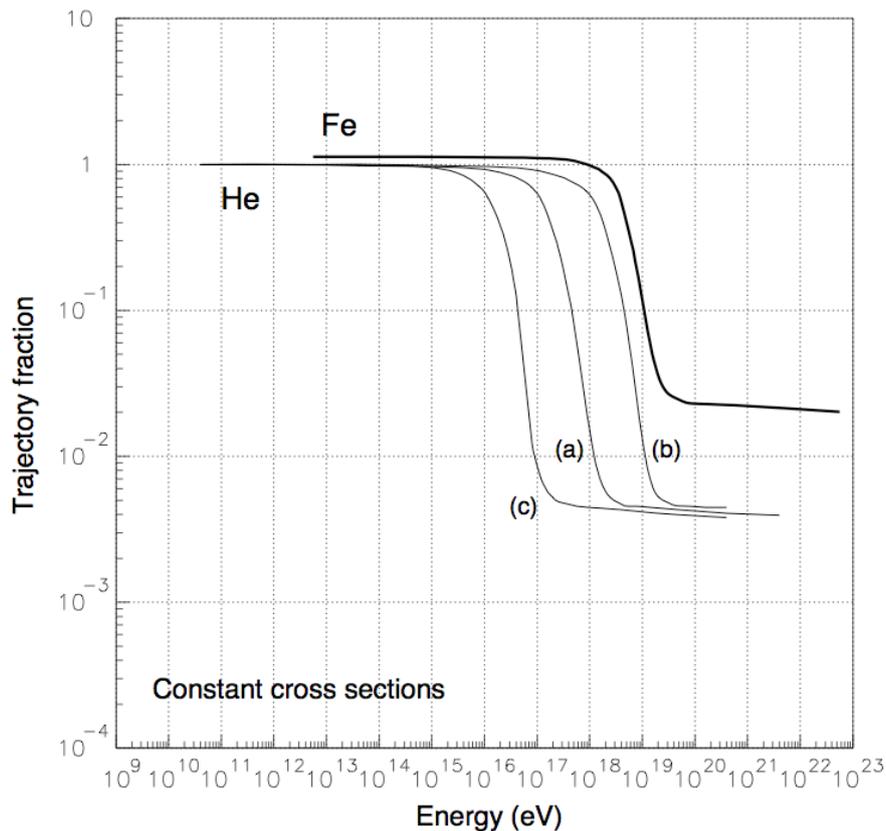


Figura 34. Effetto del campo magnetico regolare sul numero di collisioni nucleari N_N che i raggi cosmici subiscono nel disco galattico. Si considera una condizione artificiale, ma utile, in cui un flusso isotropo di raggi cosmici costituito da ioni elio e ferro è emesso dalla Terra (Sezione 4 ref. 13). Le tre curve in basso, N_N contro l'energia, si riferiscono all'elio dove l'intensità del campo magnetico è 10 volte minore (c) e 10 volte maggiore (b) rispetto alla curva (a) ottenuta con il valore empirico del campo magnetico regolare mostrato altrove (fig.2 ref. 9). Si noti il risultato, fondamentale per la comprensione dell'origine del ginocchio e della caviglia, lo spostamento lungo l'asse dell'energia di N_N e la stabilità del pianerottolo inferiore delle tre curve. Si dimostra in dettaglio altrove [13] N_N è simile agli spettri della figura 4 a meno di effetti geometrici.

19 Insensibilità delle caratteristiche del ginocchio e della caviglia allo spessore del disco galattico

Si riporta qui di quanto variano le caratteristiche del ginocchio e della caviglia in funzione del semispessore del disco nell'intervallo 200-500 pc .

Le distribuzioni spaziali delle sorgenti hanno un profilo gaussiano di semilarghezza σ nella direzione ortogonale al piano galattico (asse z di fig. 8) e uniforme nella direzione radiale [9]. Il calcolo adotta semispessori di 125, 250 e 375 pc e i risultati per nuclei di ferro sono riportati in figura 35. Come si constata il profilo dello spettro, e in particolare il ginocchio, permane con la sua caratteristica struttura in tutta la banda 10^{12} - 5×10^{19} eV, indipendentemente dallo spessore.

Si noti che il lavoro principale in cui è riportata la spiegazione del ginocchio della radiazione cosmica [13] si adotta un semispessore di 250 pc consoni ai dati osservativi discussi nella *Sezione 3*, e semilarghezza $\sigma = 80 pc$, che costituisce un raccordo adeguato della distribuzioni delle sorgenti al semispessore del disco. Ad energie preginocchio si notano in figura 35 differenze negli spettri (plateaux alti) per i tre semispessori. Ad esempio nell'elio tali differenze sono inferiori a quelle del ferro di figura 35. Le differenze sono facilmente spiegabili con i raccordi delle distribuzioni delle sorgenti allo spessore del disco. Tuttavia adottato un valore del semispessore del disco e lo spettro di uno ione di numero di massa A , gli spettri di tutti gli ioni restanti registrano differenze analoghe rispetto a quelle mostrate in figura 4, a meno di piccoli effetti geometrici. In conclusione i profili degli spettri permangono essenzialmente uguali a quelli della figura 4 per variazioni modeste del semispessore del disco galattico.

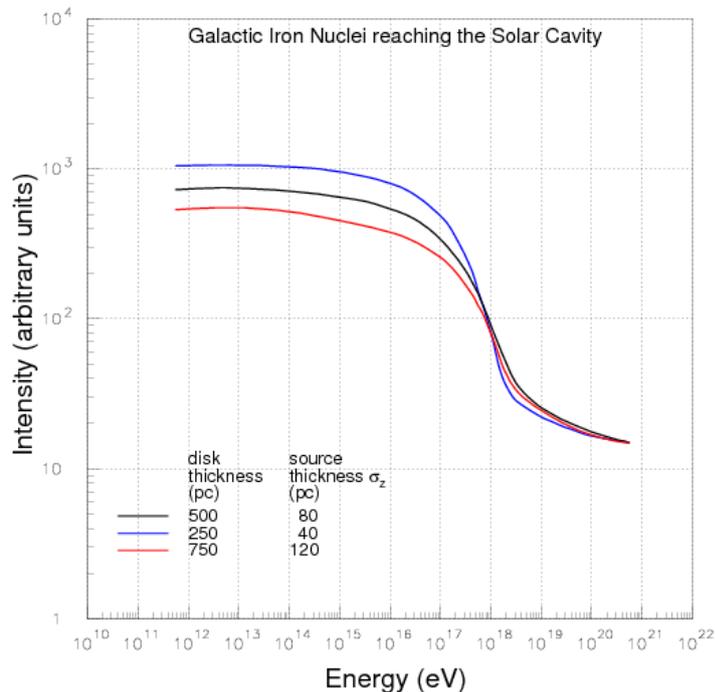


Figura 35 Spettri in energia di ioni ferro calcolati con la *Teoria degli Indici Costanti* per tre differenti semispessori del disco galattico di 125, 250 e 375 pc con distribuzioni radiali uniformi delle sorgenti. La forma caratteristica degli spettri con un plateau alto, una caduta ripida e un plateau basso (vedere fig. 4) si conserva quasi immutata al variare dello spessore del disco. Tale insensibilità allo spessore del disco è dovuta principalmente alla posizione del sistema solare all'interno della Via Lattea. Come è noto il *Sole* si trova ad una elevazione di appena 14 pc sul piano mediano galattico.

20 Insensibilità dello spettro dei raggi cosmici alle sezioni d'urto d'interazione nucleari e alla riaccelerazione

Nel descrivere le grandi divergenze nella *Sezione 6* tra la *Teoria degli Indici Costanti* e la *Teoria Tradizionale* si è riconosciuto che esiste un processo di riaccelerazione pervasivo che opera nella Via Lattea. E' sommamente sorprendente ed utile rendersi conto che questo punto cardine (*6*) è comune ad entrambe le teorie, laddove per tutto il resto esse registrano divergenze insanabili. Per la *Teoria Tradizionale* la conclusione si trae dalla contraddizione con i dati sperimentali sull'anisotropia al disotto di 10^{17} eV, mentre per la *Teoria degli Indici Costanti* si trae per evitare un potenziale conflitto empirico distruttivo con la *Piccola Isotropia* (si veda la *Sezione 6*).

La soluzione del problema del ginocchio e della caviglia è stata ottenuta usando le traiettorie dei raggi cosmici come unico metodo di calcolo. L'energia della particella E nel punto iniziale della traiettoria (vedasi fig. 8), denotato sorgente del cosmico, non cambia durante tutta la vita della particella sino alla sua scomparsa (punto di estinzione). Ciò ad energie sufficientemente elevate (ad esempio oltre 100 GeV/u) per cui le perdite di energia per ionizzazione nel gas interstellare sono trascurabili rispetto ad E .

Ma se opera un processo di riaccelerazione, per le ragioni imprescindibili dette nella *Sezione 6*, come si giustifica la costanza di E lungo tutta la traiettoria?

Si ricorda che le sezioni d'urto determinano la lunghezza della traiettoria L e il tempo di vita del cosmico. Inoltre le sezioni d'urto non cambiano molto con l'energia ed hanno un andamento regolare: è questo un punto essenziale. Ad esempio, su 7 decenni di energia, 10^{10} - 10^{17} eV, la sezione d'urto protone-protone varia solo di un fattore circa 3.

Qui di seguito si descrive una possibilità di giustificare la quasi costanza di E lungo tutta la traiettoria adottata nei calcoli.

Dall'eccellente accordo quantitativo tra *Teoria degli Indici Costanti* e dati, come descritto nella *Sezione 5*, si può congetturare che le particelle cosmiche subiscono numerosi cicli di accelerazione e decelerazioni durante la loro durata di vita T perdendo o acquistando una certa quantità di energia δE . In tal modo l'effetto delle sezioni d'urto crescenti con l'energia sulla lunghezza media della traiettoria si attutisce e quasi scompare. Infatti si può congetturare, tra varie possibili alternative, che E (costante) sia il valore medio dell'energia del cosmico dalla sorgente al punto di estinzione. La sorgente emette lo ione cosmico con energia $E + \delta E$, quindi vi è una perdita di energia $2 \delta E$ durante il percorso sino all'osservatore (sistema solare) cosicché l'energia misurata al punto di estinzione è, $E - \delta E$. Parimenti si può immaginare che la sorgente emetta lo ione cosmico con energia $E - \delta E$, e vi sia un guadagno di energia $2 \delta E$ durante il percorso sino al sistema solare. In entrambi i casi l'energia media dello ione cosmico è E .

Benché l'effetto delle sezioni d'urto crescenti sia stato calcolato per alcuni problemi [13] questo specifico effetto non è stato ancora valutato perché ritenuto piccolo.

(*6*) Tale conclusione è svolta all'interno della *Teoria Tradizionale* che postula il meccanismo accelerativo diffusivo attraverso onde d'urto nei resti di supernove. In tale contesto la riaccelerazione si aggiunge ad una preesistente accelerazione che avrebbe avuto luogo nei resti di supernova. Secondo la *Teoria degli Indici Spettrali Costanti*, che non descrive alcun processo di accelerazione ma solo pone vincoli ad esso, operando una accelerazione pervasiva con sorgenti puntiformi, la riaccelerazione consiste e si risolve interamente nella semplice accelerazione.

21 L' origine di ginocchi e caviglie ignorando il meccanismo di accelerazione

La presente *Sezione 21* è di natura speculativa e discorsiva e attiene ad alcuni aspetti eterogenei dell'evoluzione futura della *Fisica dei Raggi Cosmici*.

La conoscenza del meccanismo accelerativo dei raggi cosmici, a livello logico, cognitivo e qualitativo, potrebbe non implicare necessariamente, immediatamente ed automaticamente, un progresso quantitativo delle caratteristiche fondamentali dello spettro della radiazione cosmica (ginocchio, caviglia, ginocchio del ferro ed altre). La conoscenza dettagliata del meccanismo accelerativo costituirebbe certamente un progresso formidabile a livello cognitivo generale (*7*).

Potrebbe accadere, ad esempio, che la dimostrazione teorica della costanza di γ_A (indice spettrale della teoria imposto come postulato) risulti particolarmente difficoltosa o addirittura inattuabile nel contesto dei fenomeni che regolano il processo accelerativo, una volta scoperto. Potrebbe accadere che γ_A presenti piccole deviazioni da una rigorosa costanza con l'energia oltre 2.5×10^{19} eV come congetturato a scopo illustrativo in figura 36.

Se si discende su un terreno quantitativo di variazioni di parti per mille dal profilo ideale di γ_A entrano immediatamente in gioco parametri o processi concorrenti, spurii al processo accelerativo, che distorcono γ_A quali, ad esempio, la propagazione delle particelle nella Galassia, la dipendenza degli indici spettrali dalle posizioni delle sorgenti, la dipendenza di γ_A dal tipo di ione, la dipendenza delle abbondanze degli ioni iniettate alle sorgenti ed altri immaginabili a priori.

A basse energie le misure dello spettro dei protoni, per $E < 10^{13}$ eV, tenuto conto che la frazione di protoni è dominante, suggeriscono che l'indice empirico γ sia più molle di quello osservato nella banda 3×10^{18} - 3×10^{19} eV (vedasi la figura 2 e fig. 30 dati di Auger). Ciò, in generale, non è sorprendente poiché il moto degli ioni a bassa energia, durante la propagazione attraverso il disco, è più influenzabile di quello alle energie altissime per vari motivi.

Si tratta di variazioni di γ_A alle sorgenti oppure di un effetto di propagazione su γ_A o altrimenti, dei due effetti intrecciati ?

La risposta a questo problema illustra quanto si è detto nella premessa.

Le misure indicano chiaramente che gli indici spettrali degli ioni nella regione preginocchio dipendano dal numero atomico Z o dalla massa atomica A come dimostrano i dati della figura 11. Gli indici s' induriscono all'aumentare di Z , e non il contrario. Si tratta di un piccolo effetto di 4-5 parti per mille sulla durezza degli indici spettrali. Tale aspetto tradotto in composizione chimica della radiazione cosmica implica che nella banda 10^{12} - 10^{15} eV, nel sistema solare, è attivo un meccanismo, o si verifica una condizione, per la quale le abbondanze degli ioni pesanti si accrescono rispetto a quelle degli ioni leggeri. La realtà di tale effetto si consolida esaminando i dati nell'enorme banda di energia oltrecaviglia, 4×10^{18} - 5×10^{19} eV, dove si riscontra, sorprendentemente, la stessa tendenza: gli elementi leggeri s' impoveriscono rispetto a quelli pesanti al crescere dell'energia. Il sospetto che tale effetto sia dovuto al processo accelerativo e non alla propagazione attraverso la Via Lattea s' impone a causa della propagazione rettilinea che vige in tale banda di energia che riduce lo spessore di materia attraversato a pochi milligrammi rendendo impossibile l'alterazione della composizione chimica attraverso reazioni nucleari come la spallazione.

(* 7 *) Qui, a nostro giudizio, ci si avvale della nuova situazione culturale che si è creata dopo il 2006 e tenuto conto della misura della composizione chimica della radiazione cosmica dell'esperimento Auger del 2007. A posteriori, poiché esiste un accordo quantitativo eccellente con i dati (vedasi la *Sezione 5*), il gruppo essenziale di ipotesi (*Teoria degli Indici Costanti*) che ha condotto a tale accordo viene usato qui per tentare di identificare o almeno di circoscrivere alcune proprietà del meccanismo che accelera i raggi cosmici nella *Via Lattea*.

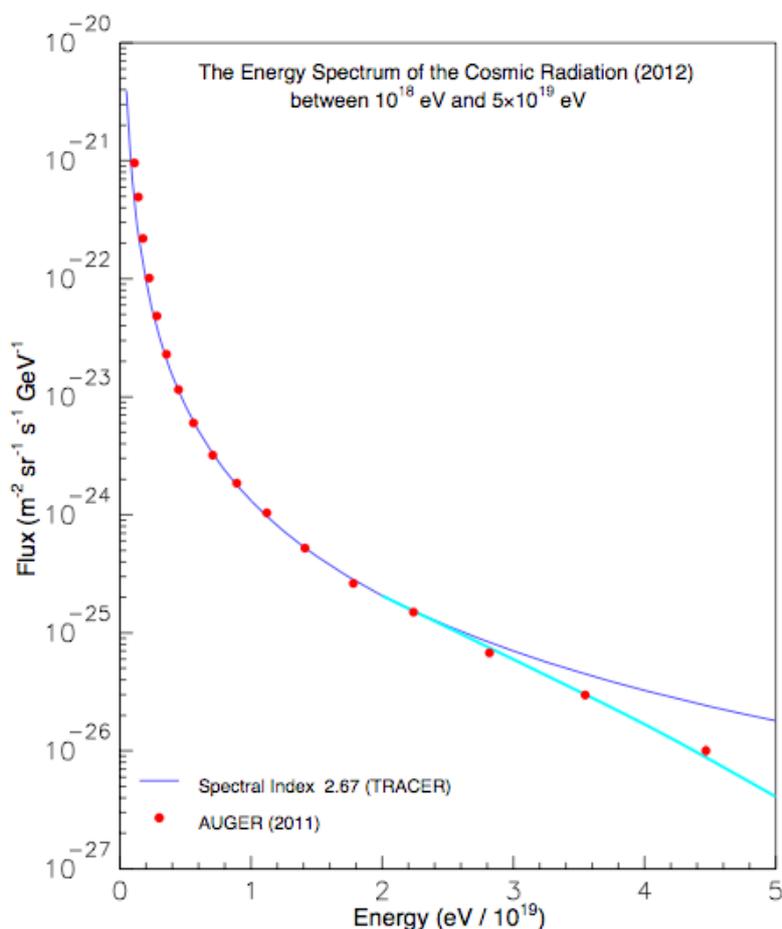


Figura 36. Il *Postulato degli Indici Costanti* enunciato nella *Sezione 2* come elemento H della teoria, potrebbe avere piccole deviazioni dall' andamento ideale γ_A costante (curva continua blu con $\gamma_A = 2.67$). La curva turchese oltre 2×10^{19} eV rappresenta un andamento che si discosta dall' indice spettrale γ_A costante. Ai flussi rappresentati dalle curve blu e turchese sono sovrapposte le misure dell' esperimento Auger [22]. Un' andamento affatto simile ha lo spettro misurato dall' esperimento TA [24]. Il predetto scostamento potrebbe indicare che l' efficienza della macchina accelerativa galattica si esaurisce nella banda $(5-10) \times 10^{19}$ eV mentre la macchina opera ad efficienza costante al di sotto di 2×10^{19} eV.

Tali speculazioni suggeriscono che i risultati ottenuti con γ_A costante tra 10^{12} e 5×10^{19} eV nella spiegazione dei ginocchi, del ginocchio, del ginocchio del ferro, delle caviglie e della caviglia secondo la *Teoria degli Indici Costanti* costituiscono un riferimento fondamentale al di fuori del quale non si possono nemmeno definire e apprezzare ulteriori progressi quantitativi.

La soluzione del problema del ginocchio e della caviglia secondo la *Teoria degli Indici Costanti* richiede che il meccanismo accelerativo delle particelle cosmiche nella Via Lattea abbia necessariamente le seguenti caratteristiche :

- (A _{α}) la costanza di γ_A per tutti gli ioni tra 10^9 e 5×10^{19} eV.
- (A _{β}) Il valore comune degli indici spettrali, pari a circa 2.68 per tutti gli ioni.
- (A _{γ}) Il processo di accelerazione è pervasivo e non puntiforme o locale. L' accelerazione non avviene in una particolare struttura celeste, come i resti di supernove o le atmosfere delle pulsar, ma ovunque.
- (A _{δ}) Il fenomeno accelerativo non si realizza solamente nel disco ma anche nell' alone ed è il medesimo.

(A_ε) I raggi cosmici di altissima energia fuoriescono dal volume del disco, e per un meccanismo ancora sconosciuto, vi rientrano con flussi cospicui.

Si ricorda che il punto A_α è incorporato come *elemento H* della teoria descritta nella *Sezione 2*. Una discussione sul fondamento empirico delle caratteristiche A_α e A_β si trova nelle *Sezioni 3 e 17*.

A posteriori, a causa della soluzione del problema del ginocchio e della caviglia, ne discende la costanza di γ_A sul grande intervallo 10¹¹-5x10¹⁹ eV e tale costanza suggerisce che il meccanismo di accelerazione è unico ed è il medesimo a tutte le energie. Con tale posizione si giustifica la caratteristica A_γ come detto nell'ultimo segmento della *Sezione 6*.

Le due caratteristiche A_δ e A_ε sono basate sulla misura della composizione chimica della radiazione cosmica dell'esperimento Auger [31,32] interpretata con la *Teoria degli Indici Costanti* [75,35].

Si ritorna da ultimo a immaginare una proprietà spaziale delle sorgenti dei raggi cosmici. Le sorgenti sono i punti iniziali delle traiettorie considerate puntiformi le quali, secondo la *Teoria degli Indici Costanti*, sono distribuiti in modo aleatorio nel volume del disco. Per energie inferiori a 10¹² eV circa, tale assunto è basato sui dati sperimentali dei flussi di raggi gamma come già descritto nella *Sezione 3*. Alle energie estreme di 3x10¹⁹ eV, dove la *Teoria degli Indici Costanti* è ancora valida, le direzioni d'arrivo dei raggi cosmici sulla Terra puntano verso le sorgenti. Ma poiché le sorgenti sono distribuite casualmente nello spazio non può apparire la summenzionata correlazione. Quindi a priori non può esservi correlazione tra la direzione della sorgente e la Terra. Se non fosse all'opera un processo di accelerazione alle alte energie, nel regime di propagazione rettilineo o quasi rettilineo, la distribuzione spaziale delle sorgenti rifletterebbe quella dei punti iniziali delle traiettorie dei raggi cosmici situati nel disco e nell'alone. Ma per le ragioni empiriche espresse nella *Sezione 6* è attivo nella Galassia un meccanismo accelerativo pervasivo.

Tale meccanismo dovrebbe essere tanto efficiente, in un piccolo intervallo di tempo o su una piccolissima distanza dalla Terra, da impartire energie elevatissime alle particelle sino a 3x10¹⁹ eV. Ciò non sembra intuitivo né ragionevole per più ragioni. E' plausibile che i cosmici con energie elevatissime sino a 3x10¹⁹ eV abbiano le sorgenti spaziali situate a grande distanza dalla Terra e raggiungano tali energie in prossimità del sistema solare con una serie di cicli di accelerazione e decelerazioni.

Con tale ipotesi (cicli di accelerazione e decelerazioni) non solo si spiegherebbe l'assenza di correlazione nell'insieme delle direzioni sorgente-Terra, in accordo con i dati sperimentali, ma al meccanismo che imprime l'accelerazione agli ioni non si richiederebbe, o in una piccola regione spaziale intorno alla Terra o in un piccolo intervallo di tempo in qualunque punto della Galassia, una prestazione irrealizzabile, un vincolo irrealistico, non fisico.

Se l'accelerazione dei raggi cosmici avvenisse in siti celesti localizzati della Galassia (pulsar, resti di supernove ed altri plausibili) quelli ubicati nelle vicinanze della Terra, emettendo particelle con energie estreme galattiche sino a circa 5x10¹⁹ eV, sarebbero identificati e le direzioni, tra la Terra e l'ipotetico sito celeste, sarebbero anch'esse misurate. Poiché le osservazioni indicano che tale situazione non si verifica, è inevitabile concludere che opera un meccanismo di accelerazione pervasiva. In ciò consiste la necessità teorica dell'accelerazione pervasiva nella *Teoria degli Indici Costanti* accennata nella *Sezione 6*.

22 Campo magnetico caotico e la soluzione del problema del ginocchio e della caviglia.

In quest' ultima sezione si argomenta che la soluzione del problema del ginocchio e della caviglia [13-16] non è sensibile al modo con cui è stato semplificato il campo caotico della Galassia. Gli elementi D ed E della teoria (*Sezione 2*) caratterizzano la componente caotica del campo magnetico galattico la cui intensità è stata denotata con B_c . Da ricerche su ambienti cosmici (nubi galattiche, galassie, ammassi, etc.etc.) si trae che al campo regolare è sovrapposta una componente fluttuante, detta *campo caotico*. La presenza del campo caotico si rivela con diversi metodi di misura (rotazione di Faraday, luce di sincrotrone, sdoppiamento Zeemann ed altri).

La lunghezza di coerenza del campo magnetico L_c è definita dall' estensione lineare della regione nella quale il campo caotico cambia di direzione di circa 90 gradi. Le misure indicano che questa lunghezza è di circa 100-150 pc. Tale parametro è incorporato negli algoritmi come accennato nella *Sezione 2* e riportato in dettaglio altrove (sez. 2 ref. 9; sez. 2 ref. 12). L' effetto delle nubi magnetiche nel trasporto dei raggi cosmici attraverso la Galassia è stato semplificato come riportato nella *Sezione 2* e si fa riferimento ad esso come *semplificazione del campo caotico con nubi*.

Se esistesse il solo campo magnetico regolare i raggi cosmici galattici non potrebbero fuoriuscire in direzione perpendicolare al piano del disco. In tale situazione ipotetica i cosmici verrebbero frantumati per interazione nucleare lungo le linee del campo regolare (figura 10).

Si menziona nel seguito un aspetto del trasporto degli ioni nella struttura magnetica galattica adottata in molti studi sui raggi cosmici chiamata qui *semplificazione del campo caotico senza nubi* che è diversa dalla *semplificazione del campo caotico con nubi* adottata nella soluzione del problema del ginocchio e della caviglia [13-16]. In generale il campo magnetico fluttuante si può rappresentare con una sovrapposizione di n modi, ciascuno esprimibile con l' espressione :

$$A_{k_n} \exp(i \varphi_n + i k_n u_n) R_n \quad (13)$$

dove k_n è il vettore d' onda del *modo* ennesimo, A_{k_n} è l' ampiezza dell' onda, φ_n la fase, u_n la direzione e R_n un parametro opportuno per rendere casuale le direzioni di tutte le onde. Tale rappresentazione si usa correntemente in diverse aree della Fisica. Un dato ambiente cosmico è caratterizzato da uno spettro delle ampiezze A_{k_n} denotato qui in breve con $B_c(k)$. In generale si ritiene che nel mezzo interstellare della Via Lattea il campo caotico si conformi al cosiddetto spettro di Kolmogorov del tipo $k^{-3/2}$ poiché si ipotizza che l' energia cinetica del moto turbolento del gas segue una distribuzione analoga. Anziché lo spettro alla Kolmogorov altri studi adottano uno spettro alla Kraichnan del tipo $k^{-5/2}$. Con tale struttura magnetica il moto di una particella carica che transita in una data regione interstellare, oltre a scivolare lungo le linee del campo regolare, incontra una pluralità di componenti del campo caotico e subisce un treno di deviazioni angolari.

E' indispensabile nel calcolo stabilire la dimensione massima della regione L_{max} e quella minima L_{min} in cui si ammette che valga un determinato spettro delle inhomogeneità. Ad una data regione cosmica la componente fluttuante riflette i fenomeni fisici intrinseci che avvengono nella regione. Nel disco galattico si ammette $L_{max} = 100$ pc e quella minima circa 10^{-6} pc [42].

Sia f il rapporto tra campo regolare e campo caotico in un data regione, per un dato valore k . Denotando con λ_m il percorso di propagazione del cosmico nella struttura del campo magnetico si ha :

$$\lambda_m = (r_a / k) f^2 \quad (14)$$

dove r_a è il raggio di avvitemento della particella nel campo regolare. In tale schema semplificato il cosmico, dopo aver percorso una certa distanza dalla sorgente, inverte la direzione di moto rispetto allo scorrimento lungo il campo regolare e torna indietro.

L' insieme di tutti gli andirivieni dei cosmici permette di accumulare il grammaggio necessario a dar conto delle abbondanze dei nuclei secondari presenti nel flusso della radiazione cosmica. Se non vi fosse l' inversione di moto ma la fuga in linea retta o quasi retta, da un punto interno del disco verso la periferia, il grammaggio ammonterebbe a pochi milligrammi/cm² mentre si riconosce, alle basse energie, che esso si attesta nell' intervallo 5-15 g/cm². E' questo un riferimento empirico ineludibile di qualunque teoria dei raggi cosmici. L' elemento F della teoria nella *Sezione 2* incorpora questo vincolo.

Per controllare che la soluzione del problema del ginocchio e della caviglia non dipende dal modo di semplificare il trasporto delle particelle attraverso il campo magnetico galattico, ma essenzialmente dal *Postulato degli Indici Costanti*, nel periodo 2004-2005 è stato sviluppato e usato un codice di simulazione chiamato MARIPOSA che calcola le traiettorie dei raggi cosmici con la *semplificazione senza nubi*.

Allo scopo di alterare le forme delle traiettorie nella Galassia con il codice MARIPOSA, sono stati utilizzati gli spettri delle inhomogeneità alla Kolmogorov, alla Kraichnan e spettri artificiali, privi di senso fisico, come ad esempio, $B_c(k) \approx k^{-5/6}$. Per limitare il tempo di calcolo delle traiettorie si pone un limite inferiore allo spettro denotato qui L_{min} . Cosicché ad esempio, lo spettro delle dimensioni delle regioni l incontrate dai raggi cosmici vincolate alla distribuzione alla Kolmogorov è campionata con la legge :

$$l = (\xi/4N + L_{min}^{1/4})^4 \quad (15)$$

dove l è la dimensione estratta, ξ è una distribuzione uniforme di numeri reali tra 0 e 1 ed N una costante pari a $1/(L_{max}^{1/4} - L_{min}^{1/4})$. I risultati dei calcoli indicano che gli spettri in energia degli ioni cosmici nell' intervallo 10^{11} - 5×10^{19} eV sono costituiti da un plateau alto alle basse energie, una caduta repentina e un plateau basso alle energie altissime. Essi ricalcano la struttura degli spettri mostrati in figura 4 benché non siano esattamente uguali.

A nostro giudizio, imponendo a tali spettri il *Postulato degli Indici Costanti* si riotterrà, banalmente, la soluzione del problema del ginocchio e della caviglia.

Da ultimo si adducono due considerazioni che giustificano la non necessità della *semplificazione senza nubi del campo caotico galattico*.

Le conoscenze empiriche attuali (2012) delle condizioni fisiche del gas internube, delle nubi atomiche, delle nubi molecolari e di altre aggregazioni di materia presenti nel disco galattico e nel volume d' alone a ridosso di esso, suggeriscono una struttura magnetica caotica variegata, parcellizzata, difficilmente riconducibile ad un'unica legge del tipo Kolmogorov o Kraichnan valida in tutto il volume della Galassia. Le difficoltà di adottare una legge ideale alla Kolmogorov nel trasporto dei raggi cosmici sono state menzionate da altri [123].

La seconda considerazione focalizza sul fatto che l' anisotropia dei raggi cosmici calcolata secondo la *Teoria Tradizionale* non si accorda con i dati sperimentali nell' enorme intervallo di energia 10^{12} - 10^{17} eV. Lo scarto tra anisotropia osservata e anisotropia calcolata dalla *Teoria Tradizionale* non è di qualche percento, o di un fattore 2, ma di oltre un ordine di grandezza [2, 87, 89]. Ciò significa che il trasporto dei raggi cosmici nella Via Lattea della *Teoria Tradizionale* non è approssimato malamente, non è difettoso in qualche suo aspetto, ma sconnesso dalla realtà fisica. Ma il campo caotico, a causa della sua ampiezza elevata rispetto al campo regolare, ha un' influenza determinante nel trasporto dei cosmici. Si evince che esiste un fenomeno fisico dominante che è omesso dal computo del trasporto dei raggi cosmici se effettuato con la sola struttura magnetica. Taluni fanno riferimento a tale situazione critica come il principale problema della *Teoria Tradizionale* (ad esempio, Hillas, ref. 87, pagine R125-R126; Berezhko-Voelk, ref. 3, pag. 3).

Con queste due considerazioni si pone la domanda : è realmente indispensabile e fruttuoso avvalersi della *semplificazione del campo caotico senza nubi* nella soluzione del problema del ginocchio e della caviglia ?

22 Bibliografia

- [1] G. V. Kulikov e G. B. Khristiansen 1958, *About the extensive air shower particles number spectrum*, JETP 1958, tomo 35, pagine 635-640; anche Nuovo Cimento, 1958, Vol. 8, (Suppl.) N2.
- [2] V. S. Ptuskin et al. 1997, *Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays*, Astronomy and Astrophysics, 1997, **321**, 434-443.
- [3] E. G. Berezhko e H. J. Voelk 2007, *Spectrum of cosmic rays produced in supernova remnants*, astro-ph0704.1715v1, 13 aprile 2007.
- [4] P. L. Ghia 2006, *Cosmic Ray Anisotropies from 10^{13} eV up to EHE*, Conf. Int. di Vulcano 22-27 maggio 2006; atti della Società Italiana di Fisica, Editrice compositori, Bologna, Italia, pagine 475-488.
- [5] M. Nagano et al. (Coll. Akeno) 1992, *Energy spectrum of primary cosmic rays above $10^{17.0}$ eV determined from extensive air shower experiments*, Journal of Physics G, 1992, Vol. 18, 423-435.
- [6] J. Linsley (Volcano Ranch) 1975, *Anisotropy of charged cosmic rays above 10^{17} eV during 1959-1963*, atti della 14-esima Conferenza Internazionale di Raggi Cosmici (nel seguito CIRC) Vol. 2, 598-603, Monaco, Germania.
- [7] M. N. Dyakanov et al. (Coll. Yakutsk) 1979, *Particle and Atmospheric Cherenkov Light Density Spectra of Large EAS at Fixed Core Distance*, atti della 14-esima CIRC, Vol. 8, 168-173, Kyoto, Giappone.
- [8] G. Cunningham et al. (Coll. Haverah Park) 1980, *The energy spectrum and arrival direction distribution of cosmic rays with energies above 10^{19} electronvolts*, The Astrophysical Journal 1980, Vol. 236, pagine L71-L75.
- [9] M. T. Brunetti and A. Codino, 2000, *Age of cosmic proton computed using simple configurations of the galactic magnetic field*, The Astrophysical Journal 2000, **528**, 789-798.
- [10] M.T. Brunetti, A. Codino e M. Menichelli 1995, *Simulation Code for the Propagation of Cosmic Rays in the Milky Way*, atti della 24-esima CIRC del 1995, Roma, Italia.
- [11] A. Codino 1998, *Numerical simulations of fundamental properties of galactic cosmic rays*, Conf. Int. di Vulcano 25-30 maggio 1998, atti della Società Italiana di Fisica, Bologna, Italia, pagine 475-488.
- [12] A. Codino and F. Plouin 2006, *The extension and shape of the collecting zones of the galactic cosmic rays from helium to iron*, The Astrophysical Journal, 2006, **639**, 173-184.
- [13] A. Codino e F. Plouin 2007, *Galactic basins of helium and iron around the knee energy*, INFN/TC-06/05 (2006); astro-ph/0701498v1, 17 gennaio 2007.
- [14] A. Codino and F. Plouin 2007, *The origin of the ankle*, atti della conferenza CRIS 29 maggio-2 giugno 2006, Catania, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2007, **165**, 307-316; anche astro-ph/0701593, 20 gennaio 2007.
- [15] A. Codino e F. Plouin 2006, *A unique mechanism generating the knee and the ankle in the local galactic zone*, Conf. Int. di Vulcano 22-27 maggio 2006; Conf. Int. di Vulcano 22-27 maggio 2006, pagine 403-427; anche astro-ph/0701521, 18 gennaio 2007.

- [16] A. Codino e F. Plouin 2007, *The transition from tortuous to rectilinear cosmic ray trajectories in the Galaxy is at the origin of the knee and ankle*, atti della 30-esima CIRC, 2007, lavoro **576**, Merida, Messico.
- [17] A. Codino e F. Plouin 2007, *Discordant measurements of proton and helium fluxes below the knee energy region*, atti della 30-esima CIRC del 2007, lavoro **703**, Merida, Messico.
- [18] M. Ave et al., (Coll. Haverah Park) 2002, *Reassessment of the Haverah Park Energy Spectrum above 3×10^{17} eV*, astro-ph/0112253v2, 11 marzo 2002 (dati rianalizzati); M. A. Lawrence, R. J. O. Reid e A. A. Watson 1990, *The Energy Spectrum of the Cosmic Rays in the Range 3×10^{17} - 4×10^{18} eV as Measured with the Haverah Park Array*, atti della 21-esima CIRC, Vol. 3, 159-163, Adelaide, Australia; anche Journal of Physics G, 1991 G, **17**, pagine 733L-741L.
- [19] A. V. Glushkov e M. I. Pravdin, 2005, *Energy Spectrum and Anisotropy of Cosmic Rays with $E_0 \geq 10^{17}$ eV from Yakutsk EAS Array Data, 2005*, JETP vol. 101, pagine 103-114.
- [20] M. Takeda et al. (Coll. Akeno-AGASA) 2002, *Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array Experiment*, astro-ph/0209422v3, 13 novembre 2002.
- [21] G. B. Thomson (Coll. HiRes) 2006, *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*, astro-ph/0609403, 14 settembre 2006.
- [22] T. Yamamoto et al. (Coll. Auger) 2007, *UHECR measured at Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications*, astro-ph/0707.2638v1, 18 luglio 2007.
- [23] T. Salamida et al. (Coll. Auger) 2011, *Update of the measurement of the CR energy spectrum above 10^{18} eV made using the Pierre Auger Observatory*, atti della 32-esima CIRC, lavoro **656**, Pechino, Cina.
- [24] N. L. Matthews et al. (Coll. TA) 2011, *The Telescope Array Experiment*, atti della 32-esima CIRC, 2011, lavoro **1306**, Pechino, Cina.
- [25] W.D. Apel et al. (Coll. Cascade-Grande) 2011, *Knee-like structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with Cascade-Grande*, astro-ph/1107.5885, 29 luglio 2011.
- [26] M. Amenomori et al. (Coll. Tibet) 2009, *Cosmic-ray energy spectrum around the knee observed with the TIBET air-shower experiment*, Astrophysics space scientific transactions, **7**, pagine 15-20.
- [27] A. D. Panov et al. (Coll. Atic-2) 2009, *Energy Spectra of Abundant Nuclei of Primary Cosmic Rays from the Data of ATIC-2 Experiment: Final Results*, Izvestiya ressiiskoi akademii nauk. seriea siskekaya, Vol. 73, Numero 5, pagine 602-605.
- [28] N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rapoport et al. 1971, *High energy cosmic rays on the "Proton 4" cosmic scientific station*, Space Research XI, Academic Verlag, 1971 pag. 1391 Berlino, Germania; anche 12-esima CIRC, 1971.
- [29] Y. Shikaze et al. (Coll. BESS) 2007, *Measurements of 0.2 to 20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer*, Astroparticle Physics, **28**, 2007, 154-167.

- [30] A. Obermeyer et al. (Coll. TRACER) 2001, *Galactic propagation and the B/C ratio*, atti della 32-esima CIRC, lavoro **675**, Pechino, Cina.
- [31] R. Engel et al. (Coll. Cascade) 2005, *Very High Energy Cosmic Rays and their Interactions*, astro-ph/0504358, 15 aprile 2005.
- [32] A. Haungs et al. (Coll. Cascade) 2004, *Cosmic rays in the PeV range: results from Cascade*, Frontier Science 2004, Physics and Astrophysics in Space, Frascati, 14-19 giugno, 2004, Vol. XXXVII, pagine 455-462.
- [33] M. Unger et al. (Coll. Auger), 2007, *Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using Longitudinal Profile of Showers Observed at the Pierre Auger Observatory*, atti della 30-esima CIRC, lavoro **594**, Merida, Messico; anche astro-ph/0706.1495, 11 giugno 2007.
- [34] M. Unger et al. (Coll. Auger) 2009, *Composition studies with the Pierre Auger Observatory*, atti della conferenza CRIS, 15-19 settembre 2008, Isola di Salina, Italia, Nuclear Physics (Proc. Suppl.) **190**, 2009, 240-246.
- [35] A. Codino 2009, *Redundant failures of the dip model of the extragalactic cosmic radiation*, astro-ph/0911.4273v1, 22 novembre 2009.
- [36] W. D. Apel et al. (Coll. Cascade) 2008, *Applying Shower Development Universality to KASCADE data*, astro-ph/0804.4274v1, 27 aprile 2008.
- [37] A. Codino e F. Plouin 2009, *The chemical composition of the cosmic radiation around the ankle and the related spectral indices*, astro-ph/0911.4633v1, 24 Novembre 2009; la seconda versione astro-ph/0911.4633v2, 28 febbraio 2010.
- [38] M. N. Dyakonov et al. (Coll. Yakutsk) 1993, *Cherenkov Light of EAS and Longitudinal-Lateral Development Showers at Highest Energy*, atti della 23-esima CIRC, Vol. 4, 303-306, Calgary, Canada.
- [39] S. Knurenko et al. (Coll. Yakutsk) 2001, *Cerenkov radiation of cosmic rays of extensive air showers. Part I. Lateral distribution of the in the energy region of $10^{15} \div 10^{17}$ eV*, atti della 27-esima CIRC, Vol. 1, pagine 177-179, 7-15 agosto 2001, Amburgo, Germania.
- [40] K.H. Kampert et al. (Coll. Cascade) 2002, *The Physics of the Knee in the Cosmic Ray Spectrum*, astro-ph/0204205v1, 12 aprile 2002.
- [41] S. D. Hunter et al. (Coll. EGRET) 1997, *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from Galactic Plane*, The Astrophysical Journal, 1997, **481**, 205-240.
- [42] V. S. Berezinsky et al. 1990, *Astrophysics of Cosmic Rays*, pagina 42, North Holland, Elsevier Science Publishers.
- [43] J. L. Osborne, E. Roberts e A. W. Wolfendale 1973, *Galactic magnetic field irregularities and their effect on cosmic ray propagation at energies above 10^{17} eV*, Journal of Physics A, Vol. 6, marzo 1973, 421-433.

- [44] X. Chi and A. W. Wolfendale 1990, *Features of the local galactic magnetic field*, Journal of Physics G, Vol. 16, 1990, pagine 1409-1421.
- [45] M. C. Bell, J. Kota e A. W. Wolfendale 1974, *Origin of energetic cosmic rays I. Galactic diffusion in the energy range 10^{14} - 10^{17} eV*, Journal of Physics A, Mathematical Nuclear and General, Vol 7, 1974, pagine 420-436.
- [46] B. Wiebel-Sooth, P. Biermann e I. Meyer 1997, *Cosmic rays VII. Individual element spectra prediction and data*, astro-ph/9709253, 25 settembre 1997.
- [47] M. Areyama e T. A. Shibata (Coll. Runjob) *Final results of Runjob and related topics*, Aspen Workshop on Cosmic Rays, Colorado, Stati Uniti d' America, 26 aprile 2005.
- [48] H. S. Ahn et al. (Coll. Cream) 2008, *Measurements of cosmic-ray secondary nuclei at high energy with the first flight of the CREAM balloon-borne experiment*, astro-ph/0808.1718v1, 12 agosto 2008; anche Astroparticle Physics, 2008, **30**, pagine 133-141.
- [49] J. E. Baldwin 1976, *The Structure and the Content of the Galaxy and Galactic Gamma Rays*, NASA CP-02, Washington-DC 206, Stati Uniti d' America.
- [50] P. Sreekumar et al. 1993, *Constraints on the Cosmic Rays in the Small Magellanic Cloud*, Physical Review Letters, 1993, **70**, 127-129.
- [51] P. Sreekumar e C. E. Fichtel 1991, *Cosmic Rays in the Small Magellanic Cloud*, Astronomy and Astrophysics, **251**, 447-453.
- [52] A. Codino 2009, *Il ginocchio nudo del ferro, sua necessità ed evidenza empirica*, Rapporto INFN/TC-06/05, 31 luglio 2009, Laboratori Nazionali di Frascati, Italia.
- [53] Codino and F. Plouin 2009, *Consequences of the Common Origin of the Knee and Ankle in Cosmic Ray Physics*, atti della conferenza CRIS, 15-19 settembre 2008, Isola di Salina, Italia, Nucl. Phys. B, (Proc. Supp.) **190**, 228-239; anche astro-ph/0902.0139v1, 1 febbraio 2009.
- [54] G. Navarra et al. (Coll. Eas-Top) 2004, *Study of Cosmic Ray Primaries between 10^{12} and 10^{14} eV from EAS-TOP*, atti della 28-esima CIRC 2004, Tsukuba, Giappone.
- [55] A. Codino 2009, *Flussi misurati di protoni ed elio e l' origine del ginocchio nello spettro della radiazione cosmica*, Rapporto INFN/TC-06/06, 15 ottobre 2009, Laboratori Nazionali di Frascati, Italia.
- [56] K. H. Kampert et al., (Coll. Kascade) 2004, *Cosmic Rays in the 'knee'-Region –Recent Results from Kascade-*, astro-ph/0405608, 4 maggio 2004.
- [57] A. Haungs, H. Rebel e M. Roth 2003, *Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays*, Reports on Progress in Physics **66**, 2003, 1145-1206.
- [58] W. D. Apel et al. (Coll. Kaskade-Grande) 2011, *Knee-like structure in the spectrum of heavy component of cosmic rays observed with Kascade-Grande*, astro-ph/1107.5885v1, 29 luglio 2011.
- [59] D. J. Bird et al. (Coll. Fly's Eye) 1994, *The cosmic-ray energy spectrum observed by Fly's Eye*, The Astrophysical Journal, 1994, **424**, 491-502.

- [60] D. J. Bird et al. (Coll. HiRes) 1993, *Evidence for Correlated Changes in the Spectrum and Composition of Cosmic Rays at extremely High Energy*, Physical Review Letters, **71**, 3401-3404.
- [61] V. S. Berezhinsky e S. I. Grigorieva 1988, *A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 199, 1-12.
- [62] V. S. Berezhinsky, A. Z. Gazizov e S. I. Grigorieva 2005, *Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB*, Physics Letters, 2005, **B 612**, 147-153.
- [63] K. Greisen 1966, *End to the cosmic-ray spectrum ?* Physical Review Letters, **16**, 748-750.
- [64] G.T. Zatsepin e V. A. Kuzmin 1966, Pis' ma Zh. Eksp. Theor. Phys., **4**, 114.
- [65] G. Pizzella 1969, *On the energy spectrum of the cosmic rays*, Nature **226**, pagina 434.
- [66] G. Trubnikov et al. 1995, *About possible generation of cosmic rays and gamma-bursts in plasma pinches*, Pis'ma v ZhETF, Vol. 62, ISS 2, pp. 86-90.
- [67] E. Fermi 1949, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Physical Review 1949, Vol. 75, 1169-1174.
- [68] E. Fermi 1949, *Galactic magnetic fields and the origin of the cosmic radiation*, The Astrophysical Journal, 1949, Vol. 119, 1-6.
- [69] Davis Jr. Leverett 1956, *Modified Fermi Mechanism for the Acceleration of Cosmic Rays*, Physical Review, 1956, Vol. 101, 351-358.
- [70] M.T. Brunetti e A. Codino 1997, *Computed Age of Cosmic ray Protons in the Local Zone of the Galactic Disk and its Dependence on the Magnetic field*, atti della 25-esima CIRC vol. 4, 277-280, 30 luglio-6 agosto 1997, Durban, Sud Africa.
- [71] M.T. Brunetti e A. Codino 1997, *Computed Beryllium Age in the Local Zone of the Galactic Disk and its Dependence on the Energy*, atti della 25-esima CIRC vol. 4, 273-276, 30 luglio-6 agosto 1997, Durban, Sud Africa.
- [72] A. Codino e H. Vocca 1999, *The Beryllium Age Observable at the Boundary of the Solar Cavity*, atti della 26-esima CIRC, Vol. 4, pagine 156-159, Salt Lake City, Utah, Stati Uniti d' America.

- [73] A. Codino e H. Vocca, 2001, *Age of cosmic Beryllium and grammage inferred by the unstable-to-stable beryllium isotopic ratio*, atti della 27-esima CIRC, Vol. V, pagine 1840-1843, 7-15 agosto 2001, Amburgo, Germania.
- [74] A. Codino e H. Vocca 1999, *The Residence Time of the Cosmic Ray Protons in the Halo of the Milky Way*, atti della 26-esima CIRC, Vol. 4, pagine 314-317, Salt Lake City, Utah, Stati Uniti d' America.
- [75] A. Codino, 2012, *Como la medidas de la composición química alrededor del tobillo prueban que las fuentes de los rayos cósmicos energeticos residen en el halo*, lavoro in preparazione.
- [76] P.O. Lagage e C. J. Cesarsky 1983, *The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks*, Astronomy and Astrophysics 1983, Vol. 125, 249-257.
Ibidem: Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves, Astronomy and Astrophysics 1983, Vol. 118, 223-228.
- [77] H. J. Voelk e P. L. Biermann 1988, *Maximum energy of cosmic-rays particles accelerated by supernova remnants shocks*, Astrophysics Journal Letters, **333**, L65-L68.
- [78] G. Thomson (Coll. HiRes) 2004, *New results from HiRes experiment*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2004, **136**, 28-33.
- [79] T. Wibig e A. R. Wolfendale 2004, *At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate ?* astro-ph/0410624, 26 ottobre 2004;
anche Journal of Physics G, 2005, **31**, 255-264.
- [80] C. T. Hill e D. N. Schramm 1985, *Ultra-high-energy cosmic-ray spectrum*, Physical Review D, 1985, Vol. 31, 564-580.
- [81] S. D. Wick, C. D. Dermer e A. Atoyan 2005, *High-energy cosmic rays γ -ray bursts*, Astroparticle Physics, 2004, Vol. 21, 125-148.
- [82] J. Linsley, L. Scarsi e B. Rossi 1961, *Extremely energetic cosmic-ray event*, Physical Review Letters, 1961, Vol. 6, pagine 485-487.
- [83] Bruno Rossi 1971, *Raggi Cosmici*, pagine 253-254, Piccola Biblioteca Einaudi, Torino 1971, Italia.
- [84] A. A. Mikhailovic 2009, *Galactic origin of ultrahigh energy cosmic rays*, atti della conferenza CRIS 15-19 settembre 2008, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2009, **190**, 179-184.
- [85] V. S. Ptuskin et al. 2006, *Dissipation of magnetohydrodynamic waves on energetic particles: impact on interstellar turbulence and cosmic-ray transport*, The Astrophysical Journal, 2006, **642**, 902-916.

- [86] M. Simon et al. 1986, *Propagation of injected cosmic rays under distributed acceleration*, The Astrophysical Journal, 1986, **300**, 32-40.
- [87] M. H. Hillas 2005, *Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays ?* Journal Physics G, Nuclear Particle Physics **31**, pagine R95-R131.
- [88] V. S. Ptuskin et al. 2001, *Diffusion and nuclear fragmentation of cosmic rays: choice of a galactic model*, atti della 27-esima CIRC, Vol. X, pagine 1947-1950, 7-15 agosto 2001, Amburgo, Germania.
- [89] A. Dar 1998, *Galactic cosmic rays and gamma ray bursts*, Conf. Intern. di Vulcano 25-30 maggio 1998; atti della Società Italiana di Fisica, Bologna, Italia, pagine 279-294.
- [90] A. Aharonian et al. (Coll. Hess) 2005, *The H.E.S.S. survey of the Inner Galaxy in very-high-energy-gamma-rays*, astro-ph/0510397v1, 13 ottobre 2005.
- [91] R. Plaga 2008, *Rays from the Dark*, Nature, Vol. 453, pag. 48-49.
- [92] A. W. Strong e I. V. Moskalenko 1998, *Propagation of cosmic ray nucleons in the galaxy*, astro-ph/9807150v2, 10 agosto 1998.
- [93] Trevor Weeks 2003, *Observations and the Origin of Cosmic Rays*, slides of the talk delivered at the TEV Gamma-Ray Astronomy, 2003, Tsukuba, Japan.
- [94] M. Aglietta et al. (Coll. Macro ed Eas-top) 2004, *The cosmic ray primary composition between 10^{15} eV and 10^{16} eV from Extensive Air showers electromagnetic and TeV muon data*, Astroparticle Physics **20**, 2004, 641-652.
- [95] E. G. Berezhko e H. J. Voelk, 2007, *Spectrum of cosmic rays produced in supernova remnants*, astro-ph/0704.1715v1, 13 aprile 2007; anche Astronomy and Astrophysics, 2004 **427**, 525.
- [96] G. Medina Tanco (Coll. Auger) 2007, *Astrophysics Motivation behind of Pierre Auger Southern Observatory Enhancement*, atti della 30-esima CIRC del 2007, lavoro **991**, Merida, Messico.
- [97] M. Ave et al. (Coll. Haverah Park) 2002, *Mass Composition of Cosmic Rays in the Range 2×10^{17} - 3×10^{18} eV Measured with the Haverah Park Array*, astro-ph/0203150, 10 marzo 2002.
- [98] T. Abu Zayyad et al. (Coll. HiRes-MIA) 2000, *Evidence for Changing Cosmic Ray Composition between 10^{17} and 10^{18} eV from Multicomponent Measurements*, Physical Review Letters, Vol 84, 4276-4279.
- [99] R. U. Abbasi (Coll. HiRes) 2005, *A study of the composition of ultra-high-energy cosmic rays using the high-resolution fly's eye*, The Astrophysical Journal, 2005, **622**, 910-926.

- [100] M. Aglietta et al. (Coll. Eas-top) 2004, *The cosmic ray primary composition between 10^{15} and 10^{16} eV from Extensive Air Showers electromagnetic and TeV muon data*, *Astroparticle Physics*, 2004, 21, 641-652.
- [101] I. S. Shklovsky, 1953, *On the origin of the cosmic rays*, *Nuovo Cimento*, 1958, Supplemento al Vol. 8, Serie X, pagine 430-439.
- [102] P. Morrison 1957, *On the Origin of the Cosmic Rays*, *Review of Modern Physics*, 1957, vol. 29, 235-251.
- [103] K. Kobayakawa, Y. S. Honda e T. Samura 2000, *Acceleration of Particles by Oblique Shocks and Cosmic Ray Spectra around the Knee Region*, astro-ph/0008209, 15 agosto 2000; ibidem terza versione, 1 ottobre 2002.
- [104] L. G. Sveshnikova 2003, *The knee in the Galactic cosmic ray spectrum and variety in supernovae*, *Astronomy and Astrophysics*, 2003, vol. 409, 799-807.
- [105] M. Gupta e W. R. Weber 1989, *Abundances of ^{14}N at the cosmic ray source: a study using new fragmentation cross sections*, *The Astrophysical Journal*, 1989, **340**, 1124-1134.
- [106] A. Soutoul et al. 1985, *On the importance of the interstellar helium for the propagation of heavy cosmic rays*, atti della 19-esima CIRC, Vol. 3, pagina 61S, La Jolla, California, Stati Uniti d' America.
- [107] A. Codino e F. Plouin 2007, *Misleading nature of leaky box models in cosmic ray physics*, atti della 30-esima CIRC, **705**, Merida, Messico (2007) ; astro-ph/0806134v1, 8 giugno 2008.
- [108] R. Aloisio et al. 2007, *Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays*, astro-ph/0706.2834v2, 19 novembre 2007.
- [109] M. Chikawa et al. (Coll. AGASA) 2001, *Energy spectrum above 3×10^{18} eV observed with AGASA*, atti della 27-esima CIRC, Vol. 1, pag. 333-336, 7-15 agosto 2001, Amburgo, Germania.
- [110] R. U. Abbasi et al. (Coll. HiRes) 2007, *First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression*, astro-ph/0703099v2, 15 febbraio 2008; anche in *Physics Review Letters*.
- [111] D. R. Bergman, (Coll. HiRes) 2006, *Fitting the HiRes data*, *Journal of Physics: Conference Series*, 2006, 47, 154-159.
- [112] N. Hayashida et al. (Coll. AGASA) 1994, *Observation of a Very Energetic Cosmic Ray Well Beyond the Predicted 2.7 K Cutoff in the Primary Energy Spectrum*, *Physical Review Letters*, 1994, **73**, 3491-3494.
- [113] A. M. Hillas 1998, *What is happening in the region of the knee of the cosmic ray spectrum ?* Conf. Int. di Vulcano 25-30 maggio 1998; atti della Società Italiana di Fisica, Editrice compositori, Bologna, Italia, 391-400.

- [114] P. Bhattacharjee e G. Sigl 1999, *Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays*, astro-ph/9811011v1, 23 agosto 1999; Physics Reports, 2000, **327**, 109-247.
- [115] J.P. Vallée 1990, *Detecting the largest magnets-the universe and clusters of galaxies*, The Astrophysical Journal, 1990, **360**, 1-6.
- [116] E. Waxman e J. Miralda-Escudé 1996, *Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays*, The Astrophysical Journal, 1996, **472**, pagine L89-L91.
- [117] M. Kachelriss, P. D. Serpico e M. Teshima, 2005, *The Galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays*, astro-ph/0510444v2, 23 agosto 2006.
- [118] J. Abraham et al. (Coll. Auger) 2007, *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects*, astro-ph/0711225v1, 14 novembre 2007; anche Science 2007, **318**, pagine 938-947.
- [119] D. Fargion, *Light Nuclei Solving the AUGER puzzles ?* astro-ph/0801.0227v2, 4 gennaio 2008; anche Physics Scripta, 2000, **78**, 045901, pagine 1-4.
- [120] D. Gorbunov et al. 2007, *Comments on " Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays in the Nearby Extragalactic Objects"*, astro-ph/0711.4060v1, 27 novembre 2007.
- [121] G. B. Khristiansen et al. (1997), *On the possible sources of ultra-high energy cosmic rays*, atti della 25-esima CIRC, Vol. 4, 201-204, 30 luglio-6 agosto 1997, Durban, Sud Africa.
- [122] J.P. Vallée 1997, *Fundamentals of Cosmic Physics*, Vol. 19, 1997, 1.
- [123] A. D. Erlykin, A. A. Lagutin e A. W. Wolfendale 2003, *Properties of the interstellar medium and the propagation of the cosmic rays in the Galaxy*, Astroparticle Physics, 2003, Vol. 19, 351-362.