

Fisica dei raggi cosmici

Domande fondamentali:

- 1) Da dove vengono?
- 2) Quali sono i meccanismi di accelerazione?

Risposte di prima approssimazione :

- 1) Essenzialmente di provenienza galattica- (giro-raggio)
- 2) Meccanismo di Fermi

Il campo magnetico galattico è circa $3\mu\text{G}$ e mediamente parallelo parallelo al braccio della spirale della galassia, con grandi fluttuazioni

Knee region 10^{15} 10^{16} eV

$1\text{pc} = 3.1 \times 10^{13} \text{ km}$

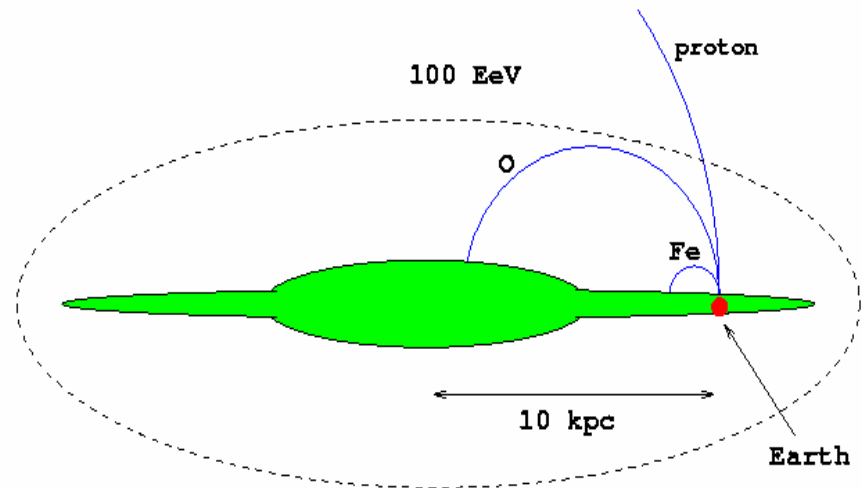
$1\text{anno-luce} = 9.5 \times 10^{12} \text{ km}$

Containment of the UHE Cosmic Rays

$$\text{Larmor radius: } R = \frac{E}{ZB}$$

$\xleftarrow{\text{EeV}}$ $\xleftarrow{\mu\text{G}}$
 $\text{kpc} \xrightarrow{\uparrow}$ Z

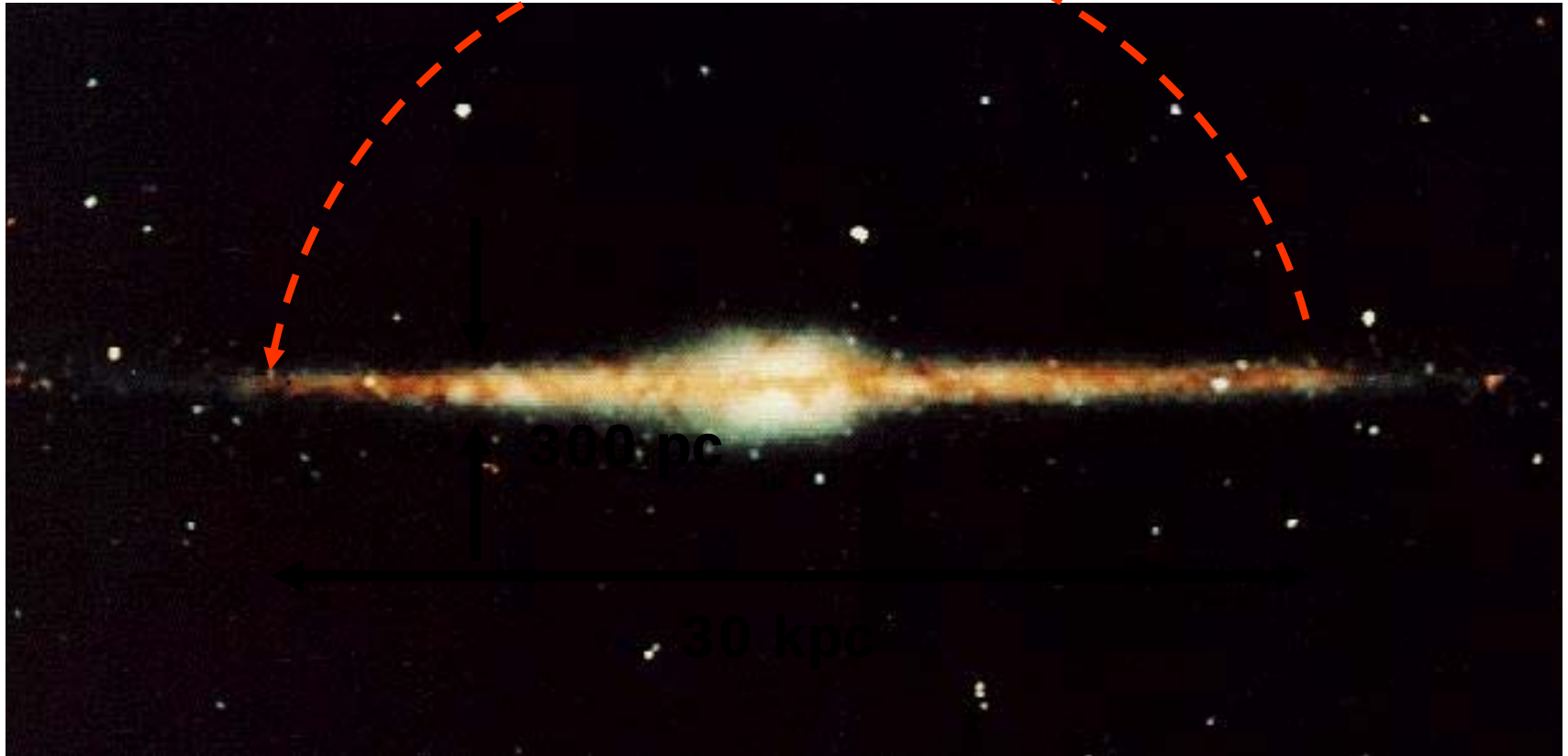
Assuming 3 micro-gauss magnetic field



100 EeV galactic heavy nuclei possible

Unknown: field in halo

Protone da $5 \cdot 10^{19}$ eV in un campo di $3 \mu\text{G}$



Direzione dei Raggi Cosmici per diverse energie

$$r = \frac{\gamma mc^2}{eBc} = \frac{E}{eBc}$$

r=raggio di curvatura

Particella di 10^{14} eV

$$\begin{aligned} & 10^{14} \times 1.6 \times 10^{-19} \\ &= \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 10^{-11} \times 3 \times 10^8}{1.6 \times 10^{-19} \times 10^{-11} \times 3 \times 10^8} m \\ &= 3 \times 10^{16} m \end{aligned}$$

= 1pc, << distanza dalla Crab Nebula

Quindi 'l'informazione' sulla direzione iniziale sarebbe inevitabilmente perduta.

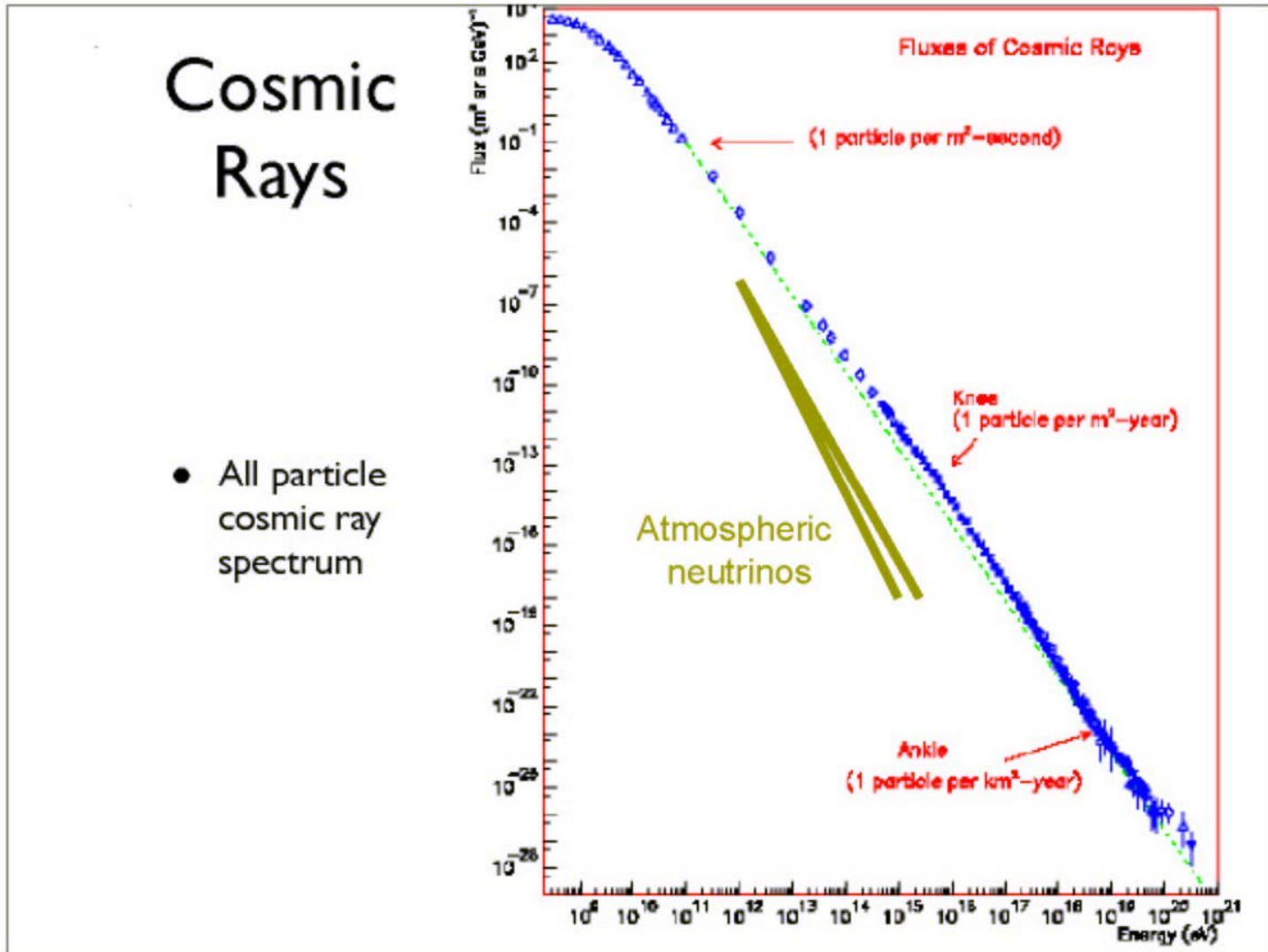
Ad altissime energie le particelle conservano l'informazione direzionale (r aumenta con E), ma il relativo flusso e' cosi' piccolo che nessuna sorgente ha finora potuto esser identificata.

Per $E = 10^{20}$ eV $\rightarrow r=1$ Mpc

queste particelle non possono esser confinate nella Galassia; la loro origine deve esser extragalattica

Spettro dei raggi cosmici

$$\text{Flusso} \sim E^{-\alpha} \text{ con } \alpha = 2.7$$



Considerazioni energetiche

La plausibili sorgenti debbono avere un rate di produzione di energia compatibile con l'energia totale dei RC nella Galassia.

Misure dirette alla sommità' dell'atmosfera $\rightarrow \rho \sim 0.5 \text{ eV cm}^{-3}$

E' solo un limite inferiore! $\leftarrow$ vento solare

Misure effettuate nello spazio (Pioneer e Voyager) $\rightarrow$ densita' di energia aumenta allontanandosi dal Sole:

a 70 AU $\rightarrow \rho \sim 1.5 \text{ eV cm}^{-3}$

Tuttavia si tratta sempre di misure "locali" !!

Misure "indirette" a maggiori distanze (emissione di radiazione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici):

$\rho \sim 6.0 \text{ eV cm}^{-3}$ a 4 kpc dal centro Galattico.

Prenderemo per semplicita' $\rho \sim 1.0 \text{ eV cm}^{-3}$

Origine dei Raggi Cosmici

- **Galattica**

Stelle ordinarie (producono $\sim 10^{28}$ J/s)

Stelle magnetiche (producono fino a 10^{32} J/s)

Supernovae (producono $\sim 3 \times 10^{32}$ J/s)

Novae (producono $\sim 3 \times 10^{32}$ J/s)

- **Extragalattica**

Origine dei RC Galattici

Energy necessaria:

- Assumiamo che la Galassia sia una sfera di raggio 30 kpc = 10^{21} m →

$$\text{Volume} = 10^{63} \text{ m}^3$$

- Densita' di energia dei RC $\sim 10^{-13} \text{ J m}^{-3}$ (10^6 eV m^{-3}) →

$$\text{Energia totale dei RC nella Galassia} \sim 10^{50} \text{ J}$$

- Eta' della Galassia $\sim 10^{10}$ anni, $\sim 3 \times 10^{17}$ sec →

$$\text{Rate medio di produzione dei RC} \sim 3 \times 10^{32} \text{ J s}^{-1}$$

Raggi cosmici da stelle

Stelle ordinarie

- Il Sole emette RC durante i “flares” ma questi hanno basse energie E (fino a 10^{11} - 10^{12} eV); energia emessa $\sim 10^{17}$ J/s; circa 10^{11} stelle nella Galassia $\rightarrow 10^{28}$ J/s

(Troppo basso!!)

• Stelle Magnetiche

- Campo B circa un milione di volte quello del Sole $\rightarrow$
- energia prodotta 10^6 volte maggiore; ma solo 1% sono magnetiche (e producono RC di minore energia) $\rightarrow$
 $\sim 10^{32}$ J/s

(Ottimistico!!)

Supernovae

- Supernovae - *una sorgente plausibile*

Radiazione di sincrotrone osservata da SN →

→ sono coinvolte particelle di alta energia.

Energia totale valutata a $\sim 10^{42}$ J per SN

Assumendo una SN ogni 100 anni →

$$3 \times 10^{32} \text{ J/s.}$$

(inoltre, le SN producono particelle piu' energetiche)

Ipotizzato da Ginzburg e Syrovatskii (1964) che l'ordine di grandezza di questa potenza suggerisse l'implicazione delle supernovae nel meccanismo di accelerazione dei RC

E dalle Novae

- Novae *anche promettenti*
- Assumendo $\sim 10^{38}$ J per nova ed un rate di circa 100 Novae per anno, otteniamo un rate di produzione di RC di 3×10^{32} J/s.

Raggi Cosmici extragalattici

Protoni di 10^{20} eV ($r \sim 1 \text{ Mpc}$) non possono esser contenuti nella Galassia abbastanza a lungo da perder traccia della direzione di provenienza $\rightarrow$ viaggiano in linea retta dall'esterno della Galassia

Elettroni nei RC

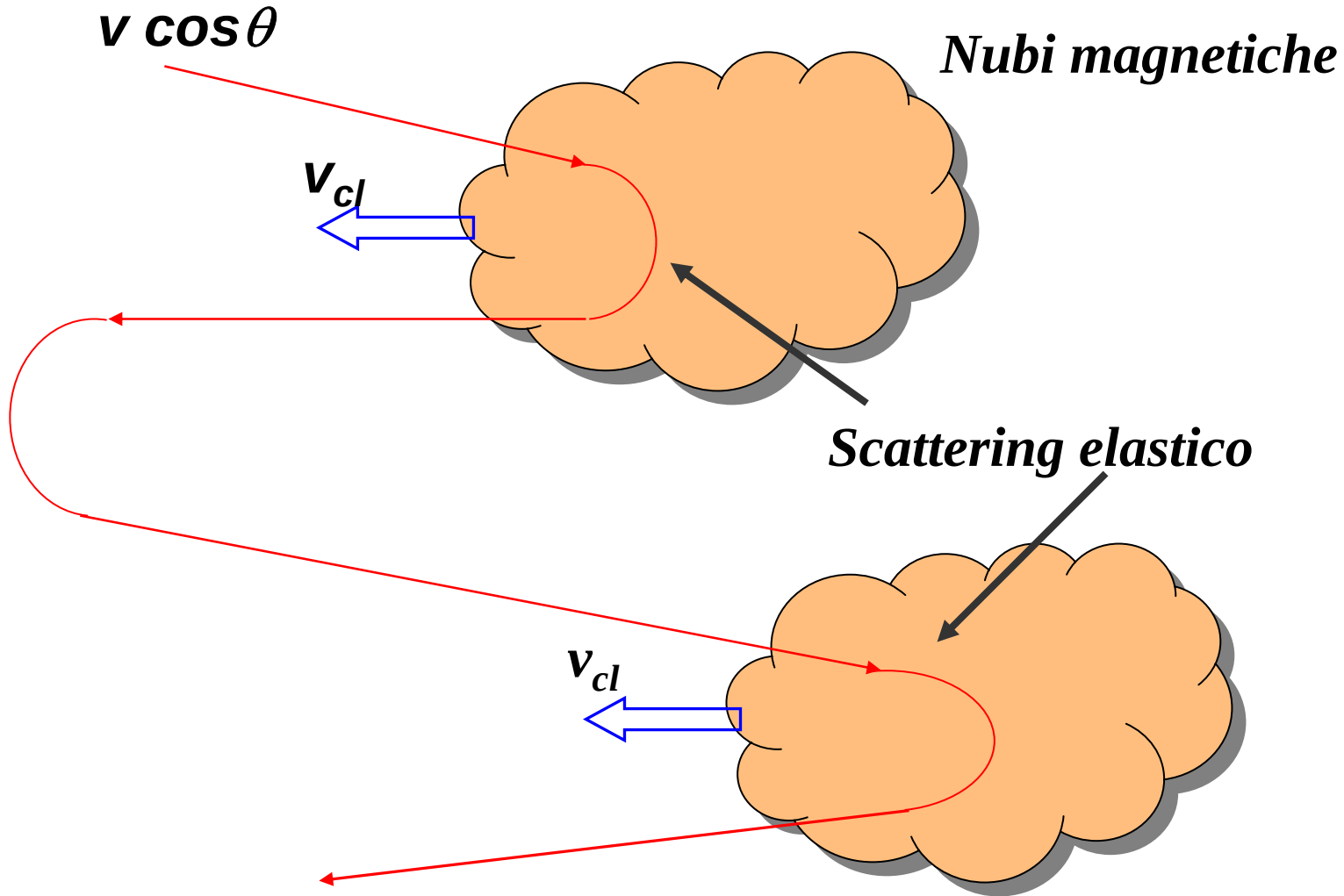
- Massa dell'elettrone piccola rispetto a quella del protone o nucleo $\rightarrow$ l'elettrone perde energia piu' rapidamente
- Vita media breve $\rightarrow$ le origini degli elettroni sono Galattiche.
- Densita' di energia osservata $\sim 4 \times 10^3 \text{ eV m}^{-3}$
(totale per i RC $\sim 10^6 \text{ eV m}^{-3}$)

I meccanismi di Accelerazione dei Raggi Cosmici

- Accelerazione di Fermi del secondo ordine
- Accelerazione di Fermi del primo ordine
- Meccanismi elettromagnetici

Tra i siti possibili di accelerazione dei raggi cosmici dobbiamo includere non soltanto i venti stellari e le esplosioni di Supernovae, ma anche le “remnanti” di tali esplosioni, le stelle di neutroni ruotanti dotate di enormi campi magnetici, e forse altri oggetti esotici, quali i “mini-black holes” se esistono. I raggi cosmici osservati con energie di molti TeV, potrebbero essere stati accelerati dai jets di nuclei Galattici attivi

Meccanismi di accelerazione (Fermi)[1]



Meccanismi di accelerazione (Fermi)[2]

Reprinted from Physical Review **75**, 8, April 15, 1949, by Permission

On the Origin of the Cosmic Radiation

ENRICO FERMI
Institute for Nuclear Studies, University of Chicago, Chicago, Illinois
(Received January 3, 1949)

A theory of the origin of cosmic radiation is proposed according to which cosmic rays are originated and accelerated primarily in the interstellar space of the galaxy by collisions against moving magnetic fields. One of the features of the theory is that it yields naturally an inverse power law for the spectral distribution of the cosmic rays. The chief difficulty is that it fails to explain in a straightforward way the heavy nuclei observed in the primary radiation.

I. INTRODUCTION

IN recent discussions on the origin of the cosmic radiation E. Teller¹ has advocated the view that cosmic rays are of solar origin and are kept relatively near the sun by the action of magnetic fields. These views are amplified by Alfvén, Richtmyer, and Teller.² The argument against the conventional view that cosmic radiation may extend at least to all the galactic space is the very large amount of energy that should be present in form of cosmic radiation if it were to extend to such a huge space. Indeed, if this were the case, the mechanism of acceleration of the cosmic radiation should be extremely efficient.

I propose in the present note to discuss a hypothesis on the origin of cosmic rays which attempts to meet in part this objection, and according to which cosmic rays originate and are accelerated primarily in the interstellar space, although they are assumed to be prevented by magnetic fields from leaving the boundaries of the galaxy. The main process of acceleration is due to the interaction of cosmic particles with wandering magnetic fields which, according to Alfvén, occupy the interstellar spaces.

Such fields have a remarkably great stability because of their large dimensions (of the order of magnitude of light years), and of the relatively high electrical conductivity of the interstellar space. Indeed, the conductivity is so high that one might describe the magnetic lines of force as attached to the matter and partaking in its streaming motions. On the other hand, the magnetic field itself reacts on the hydrodynamics³ of the interstellar matter giving it properties which, according to Alfvén, can pictorially be described by saying that to each line of force one should attach a material density due to the mass of the matter to which the line of force is linked. Developing this point of view, Alfvén is able to calculate a simple formula for the velocity V of propagation of magneto-elastic waves:

$$V = H / (4\pi\rho)^{1/2} \quad (1)$$

¹ Nuclear Physics Conference, Birmingham, 1948.

² Alfvén, Richtmyer, and Teller, Phys. Rev., to be published.

³ H. Alfvén, Arkiv Mat. f. Astr., o. Fys. 29B, 2 (1943).

where H is the intensity of the magnetic field and ρ is the density of the interstellar matter.

One finds according to the present theory that a particle that is projected into the interstellar medium with energy above a certain injection threshold gains energy by collisions against the moving irregularities of the interstellar magnetic field. The rate of gain is very slow but appears capable of building up the energy to the maximum values observed. Indeed one finds quite naturally an inverse power law for the energy spectrum of the protons. The experimentally observed exponent of this law appears to be well within the range of the possibilities.

The present theory is incomplete because no satisfactory injection mechanism is proposed except for protons which apparently can be regenerated at least in part in the collision processes of the cosmic radiation itself with the diffuse interstellar matter. The most serious difficulty is in the injection process for the heavy nuclear component of the radiation. For these particles the injection energy is very high and the injection mechanism must be correspondingly efficient.

II. THE MOTIONS OF THE INTERSTELLAR MEDIUM

It is currently assumed that the interstellar space of the galaxy is occupied by matter at extremely low density, corresponding to about one atom of hydrogen per cc, or to a density of about 10^{-24} g/cc. The evidence indicates, however, that this matter is not uniformly spread, but that there are condensations where the density may be as much as ten or a hundred times as large and which extend to average dimensions of the order of 10 parsec. (1 parsec. = 3.1×10^{18} cm = 3.3 light years.) From the measurements of Adams⁴ on the Doppler effect of the interstellar absorption lines one knows the radial velocity with respect to the sun of a sample of such clouds located at not too great distance from us. The root mean square of the radial velocity, corrected for the proper motion of the sun with respect to the neighboring stars, is about 15 km/sec. We may assume that the root-mean-square velocity

⁴ W. S. Adams, A.p.J. 97, 105 (1943).

Accelerazione dovuta a collisioni con nubi magnetiche distribuite in modo casuale nella galassia, ed in moto con velocità dell'ordine di 30 km/s

Nubi che occupano circa il 5% dello spazio interstellare

Una "collisione" con una nube magnetica può causare un aumento dell'energia della particella. Un gran numero di collisioni possono far crescere l'energia fino a valori molto elevati. Guadagno di energia per collisione:

$$\Delta E/E = \varepsilon$$

Meccanismi di accelerazione (Fermi) [3]

Particella di energia iniziale E_0 , che guadagna ad ogni urto un'energia proporzionale a quella che possiede.

$$E_1 = E_0(1 + \varepsilon)$$

$$E_2 = E_1(1 + \varepsilon) = E_0(1 + \varepsilon)^2$$

.....

$$E_n = E_0(1 + \varepsilon)^n \Rightarrow (1 + \varepsilon)^n = \frac{E_n}{E_0} \Rightarrow n \ln(1 + \varepsilon) = \ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)$$

Numero n di collisioni necessarie per raggiungere l'energia E_n : $n = \frac{\ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)}{\ln(1 + \varepsilon)}$

(In realtà per raggiungere un'energia almeno uguale ad E_n , poiché alcune particelle potrebbero continuare ad essere accelerate, prima di uscire dalla zona di accelerazione)

Meccanismi di accelerazione (Fermi) [4]

Probabilità per collisione di uscire dalla zona di accelerazione: P_e

Probabilità per collisione di rimanere nella zona di accelerazione: $1-P_e$

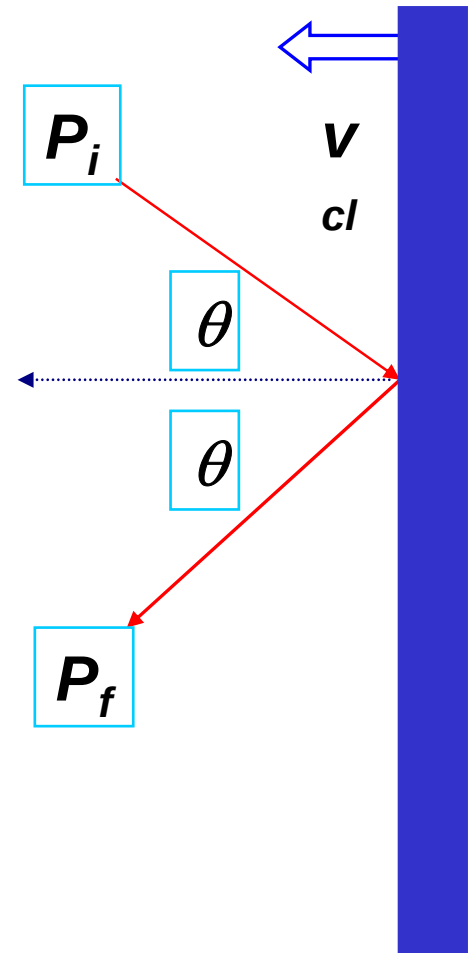
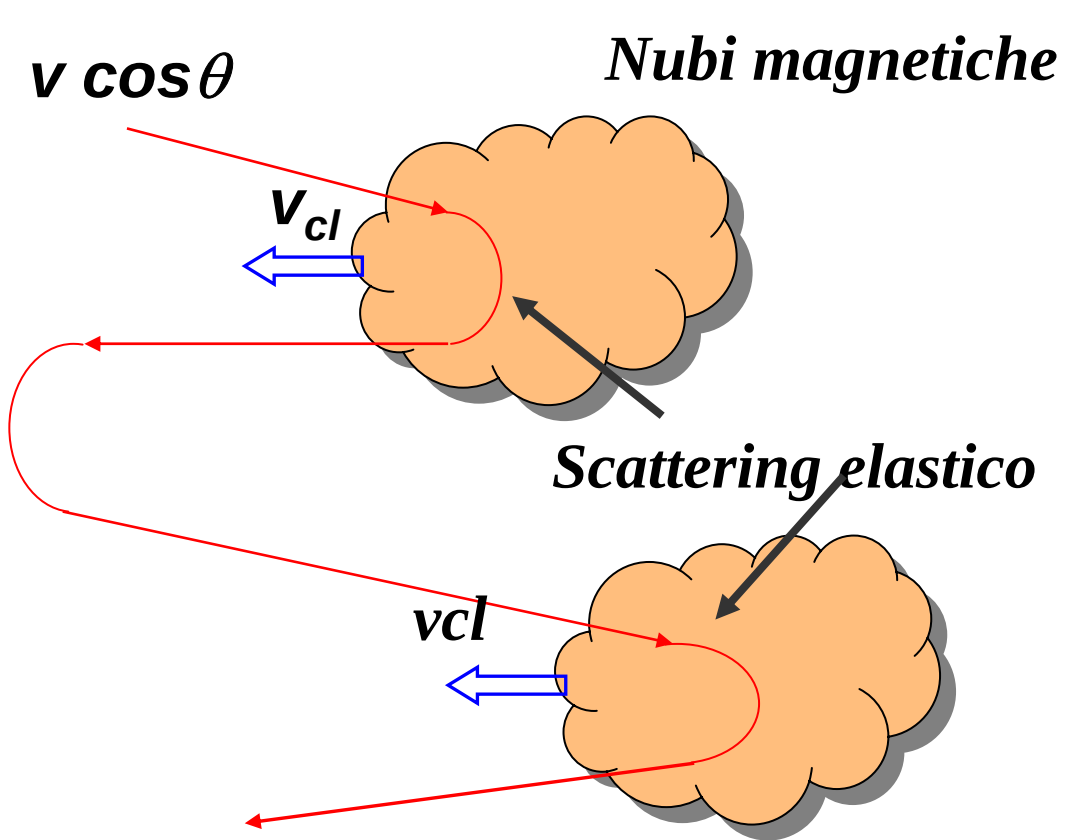
Probabilità di rimanere nella zona di accelerazione per n collisioni: $(1-P_e)^n$

Per raggiungere energia $E \Leftarrow$ rimanere nella zona di accelerazione per n collisioni.

$$\begin{aligned} \text{Probabilità: } (1-P_e)^n &\Rightarrow N(n) = N_0 (1-P_e)^n = N_0 (1-P_e)^{\frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1+\varepsilon)}} = \\ &= N_0 \left(e^{\ln(E_n/E_0)} \right)^{\frac{\ln(1-P_e)}{\ln(1+\varepsilon)}} = N_0 \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P_e)}{\ln(1+\varepsilon)}} \Rightarrow N_0 \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad ; \text{ con :} \\ -\gamma &= \frac{\ln(1-P_e)}{\ln(1+\varepsilon)} \end{aligned}$$

Occorre ora calcolare ε , cioè l'energia percentuale $\Delta E/E$ guadagnata in ogni collisione, e poi ottenere una stima di P_e

Meccanismi di accelerazione (Fermi)[5]



Meccanismi di accelerazione (Fermi)[6]

Particella di energia E_i , angolo $\cos \theta$. Nube di velocità β_n .

Nel centro di massa del sistema particella-nube (in pratica coincidente con il sistema della nube) il quadrimpulso della particella è:

$$E_i^{cm} = \gamma_n \beta_n P_i \cos \theta + \gamma_n E_i$$

$$P_i^{cm} \cos \theta^{cm} = \gamma_n \beta_n E_i + \gamma_n P_i \cos \theta$$

Trasformazione inversa:

$$E_f = \gamma_n E_f^{cm} - \gamma_n \beta_n P_f^{cm} \cos \theta^{cm}$$

Urto elastico:

$$E_f^{cm} = E_i^{cm} \quad , \quad P_f^{cm} \cos \theta^{cm} = -P_i^{cm} \cos \theta^{cm}$$

Ne segue:

$$E_f = \gamma_n E_i^{cm} + \gamma_n \beta_n P_i^{cm} \cos \theta^{cm}$$

Meccanismi di accelerazione (Fermi)[7]

Variazione dell'energia:

$$\begin{aligned}\Delta E &= E_f - E_i = \gamma_n (\gamma_n \beta_n P_i \cos \theta + \gamma_n E_i) + \gamma_n \beta_n (\gamma_n \beta_n E_i + \gamma_n P_i \cos \theta) - E_i = \\ &= 2\gamma_n^2 \beta_n P_i \cos \theta + \gamma_n^2 E_i + \gamma_n^2 \beta_n^2 E_i - E_i = 2\gamma_n^2 \beta_n P_i \cos \theta + \gamma_n^2 E_i (1 + \beta_n^2) - E_i\end{aligned}$$

dove:

$$\gamma_n^2 (1 + \beta_n^2) = \gamma_n^2 (1 - \beta_n^2 + 2\beta_n^2) = 1 + 2\beta_n^2 \gamma_n^2$$

Ponendo ora: $P_i = \beta E_i$:

$$\Delta E = 2\gamma_n^2 \beta_n \beta E_i \cos \theta + 2\beta_n^2 \gamma_n^2 E_i = 2\gamma_n^2 \beta_n (\beta \cos \theta + \beta_n) E_i$$

Meccanismi di accelerazione (Fermi) [8]

Si è supposto che la direzione in cui si muove la nube fosse opposta a quella di $P_i \cos \theta$.

Se le due direzioni fossero state concordi avremmo trovato una perdita di energia:

$$\Delta' E = -2\gamma_n^2 \beta_n (\beta \cos \theta - \beta_n) E_i$$

La probabilità della prima configurazione è proporzionale a: $(\beta \cos \theta + \beta_n)$; quella della seconda a: $(\beta \cos \theta - \beta_n)$. Il fattore di normalizzazione è: $A \equiv \beta + 2\beta_n$. Si ha così:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{2}{A} \gamma_n^2 \beta_n (\beta \cos \theta + \beta_n)^2 E_i - \frac{2}{A} \gamma_n^2 \beta_n (\beta \cos \theta - \beta_n)^2 E_i = \\ &= \frac{2}{A} \gamma_n^2 \beta_n (2\beta \cos \theta \beta_n) E_i = \frac{4}{A} \gamma_n^2 \beta_n^2 \beta \cos \theta E_i \end{aligned}$$

Il valor medio di $\cos \theta$ sull'intervallo di θ $(-\pi/2 \div \pi/2)$ è $1/2$. Si ha infine:

$$\epsilon = \frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\gamma_n^2 \beta_n^2 \beta}{\beta + 2\beta_n} \simeq 2\gamma_n^2 \beta_n^2 \simeq 2\beta_n^2$$

Meccanismi di accelerazione (Fermi)[9]

In definitiva:

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E_n}{E_0} \right)^{-\gamma} ; \quad -\gamma = \frac{\ln(1 - P_e)}{\ln(1 + \varepsilon)}$$
$$\varepsilon = 2 \gamma_n^2 \beta_n^2 \cong 2 \beta_n^2$$

$\Delta E/E \sim \beta_n^2$ (Accelerazione di Fermi del second'ordine)

***Corretta dipendenza dall'energia
Ma P_e ?***

Ammettiamo che la velocita' della nube sia 30 km/s $\rightarrow \beta_n = 10^{-4}$

Avremo: $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-8}$.

Imponendo che l'esponente γ valga 2.7 $\rightarrow \ln(1 - P_e) = 5.4 \cdot 10^{-8} \rightarrow$

$$***$P_e = 5 \cdot 10^{-8}$***$$

Meccanismi di accelerazione (Fermi)[10]

$$\gamma = \ln \left(\frac{1}{1 - P_{esc}} \right) / \ln(1 + \varepsilon) \approx \frac{P_{esc}}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{T_{cycle}}{T_{esc}}$$

Dove T_{cycle} è il tempo caratteristico del ciclo di accelerazione e T_{esc} è il tempo caratteristico di fuga dalla regione di accelerazione

Meccanismi di accelerazione (Fermi) [11]

Ammettiamo che la velocità della nube sia 30 km/s $\rightarrow \beta_n = 10^{-4}$

Avremo: $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-8}$; $\ln(1-P_e) = 5.4 \cdot 10^{-8} \rightarrow P_e \sim 5 \cdot 10^{-8}$

Tempo necessario per raggiungere l'energia E:

$$dE/dt = v_{\text{coll}} \Delta E = c/\lambda_{\text{coll}} \varepsilon E = \varepsilon E/T_{\text{coll}}$$

$\rightarrow t = (\lambda/\varepsilon c) \ln E/E_0$ (E_0 e' l'energia iniziale della particella)

Per $E = 10^{12}$ eV , $\lambda = 1$ pc ed $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-8} \rightarrow$

$$t = 3.1 \cdot 10^{16} / (2 \cdot 10^{-8} \times 3 \cdot 10^8) \ln 10^6 = 7 \cdot 10^{16} \text{ s}$$

1 anno = $31.6 \cdot 10^6$ s $\rightarrow \sim 2$ Miliardi di anni !!

*Problema dell'accelerazione di Fermi al second'ordine:
guadagno in energia per collisione troppo piccolo $\leftarrow$ dipendenza
da β^2*