

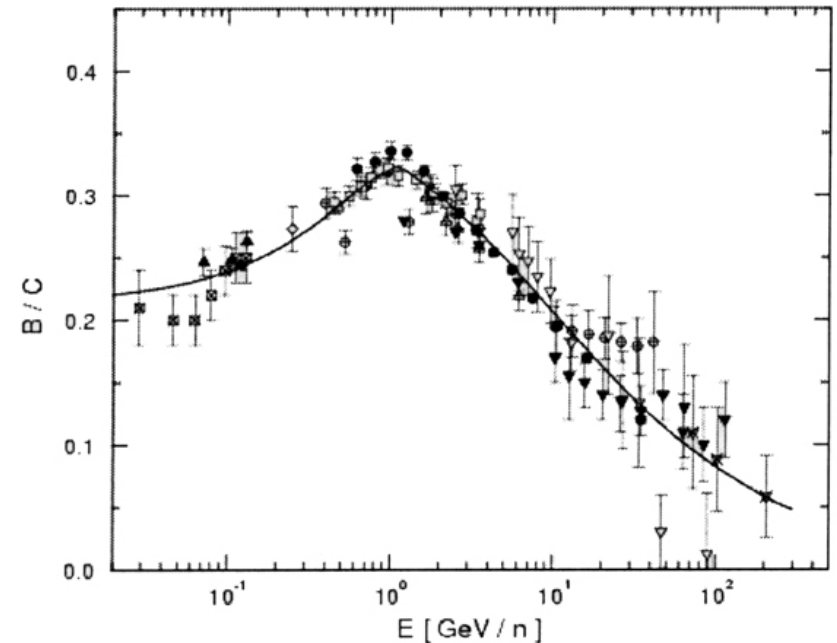
Lecture 7 241016

- Il pdf delle lezioni puo' essere scaricato da
- http://www.fisgeo.unipg.it/~fiandrin/didattica_fisica/cosmic_rays1617/

- In the leaky-box equation, the energy dependence of the particles loss is accounted for by the escape time τ_{esc} and, according to $t \sim R^{-\delta}$, the escape process dominates at high energy over fragmentation.
- In models using the diffusion coefficient D , this parameter becomes energy dependent, $D = D(E)$ (remember $\tau \sim H^2/D$, H = halo thickness).
- Appropriate parameterizations are introduced when the diffusion equation is used. This dependence of the τ_{esc} (or D) upon energy is of decisive importance to derive the energy spectrum of CRs in the proximity of the sources.

Toy model

- Le abbondanze relative dipendono dall'energia delle particelle
- Alcune dipendono da differenze nello spettro di iniezione dei primari, altre dalla propagazione
- L'interpretazione più semplice è che la path length L dipende dall'energia: essa diminuisce al crescere dell'energia delle particelle



Variazione del tempo di confinamento con l'energia

- Il modello illustrato (confinamento dei RC nella Galassia come scatola parzialmente trasparente) è chiamato “leaky box”;
- Il rapporto $r = (\#L/\#M)$ dipende dal tempo di confinamento τ dei RC nella Galassia; all'aumentare di τ , cresce r .
- Se il confinamento è dovuto al campo B Galattico, ci si aspetta che i RC più energetici abbiano un tempo di confinamento inferiore (ossia, aumenta la probabilità di fuggire dal piano Gal);
- In tal caso, all'aumentare dell'energia ci si aspetta un valore di r che *decresce* con l'energia;
- L'equazione differenziale deve essere modificata per tener conto di $\tau(E)$.

* Assumiamo che la dipendenza da E sia del tipo

$$\xi(E) = \xi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad \text{con } \alpha > 0$$

* L'equ. per i nuclei leggeri $\frac{dN_L(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_L(\xi)}{\xi_L} + \frac{P_{ML} N_M(\xi)}{\xi_M}$
 va modificata con l'aggiunta di $-\frac{N_L}{\xi_r(E)}$

* Cerchiamo sol. stazionarie $dN_L/d\xi = 0$, cioè una situazione di equilibrio fra guadagni e perdite per spallazione \Rightarrow

$$-\frac{N_L}{\xi_r(E)} + \frac{P_{ML} N_M}{\xi_M} - \frac{N_L}{\xi_L} = 0 \Rightarrow N_L = \frac{P_{ML} N_M / \xi_M}{1/\xi_r(E) + 1/\xi_L} \Rightarrow \frac{N_L}{N_M} = \frac{P_{ML} / \xi_M}{1/\xi_r + 1/\xi_L}$$

* Nel limite $\xi_L \gg \xi_r$, $\frac{N_L}{N_M} \approx \frac{P_{ML} \xi_r(E)}{\xi_M}$ - Dato che P_{ML} e ξ_M

sono indipendenti da E , la dip. da E del rapporto dipende solo da $\xi_r(E)$

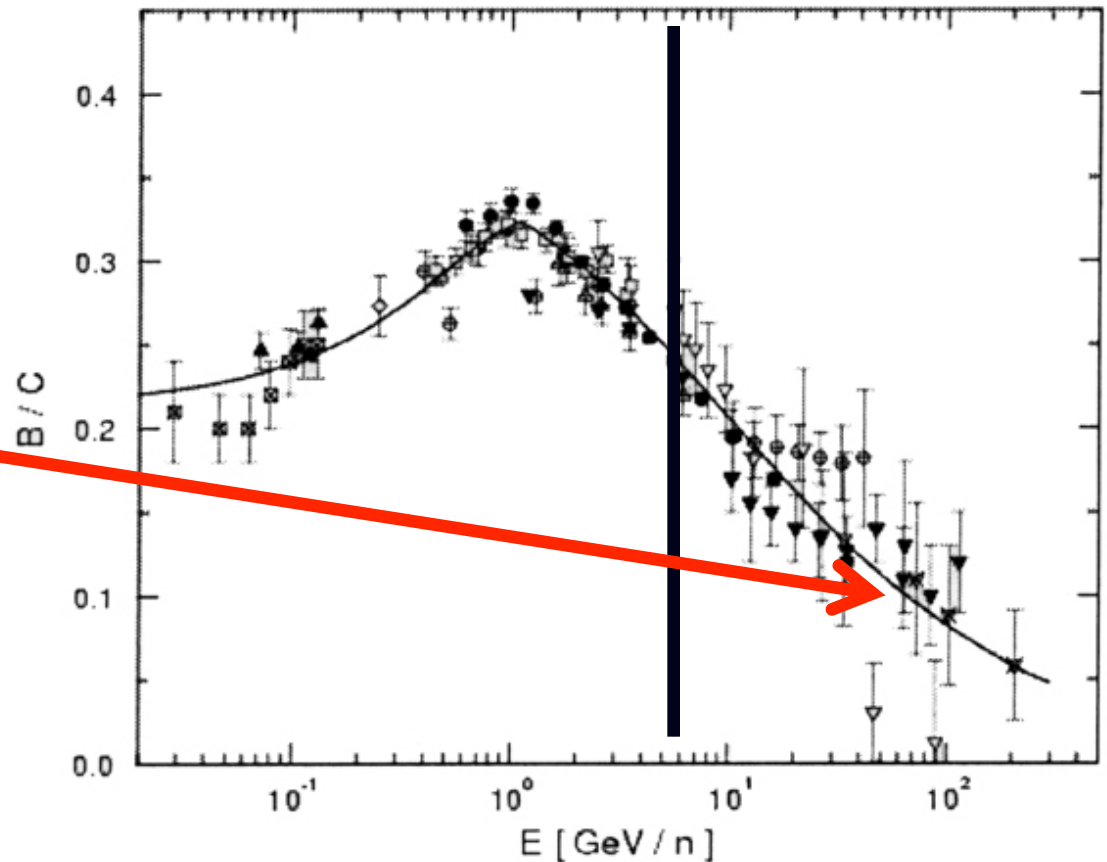
Dipendenza del rapporto r vs. E

- I dati sperimentali confermano questa ipotesi.
- In particolare, si ottiene che la probabilità di fuga dalla Galassia dipende dall'energia come:

$$\tau = \tau_o \left(\frac{R}{R_o} \right)^{-\delta}$$

- Ossia, poiché $\tau \sim \xi$

$$\xi = \xi_o \left(\frac{R}{R_o} \right)^{-\delta}$$



Valori tipici $\xi_o = 11.8 \text{ gr/cm}_2$, $R_o = 5 \text{ GV}/c$, $\delta = 0.6$

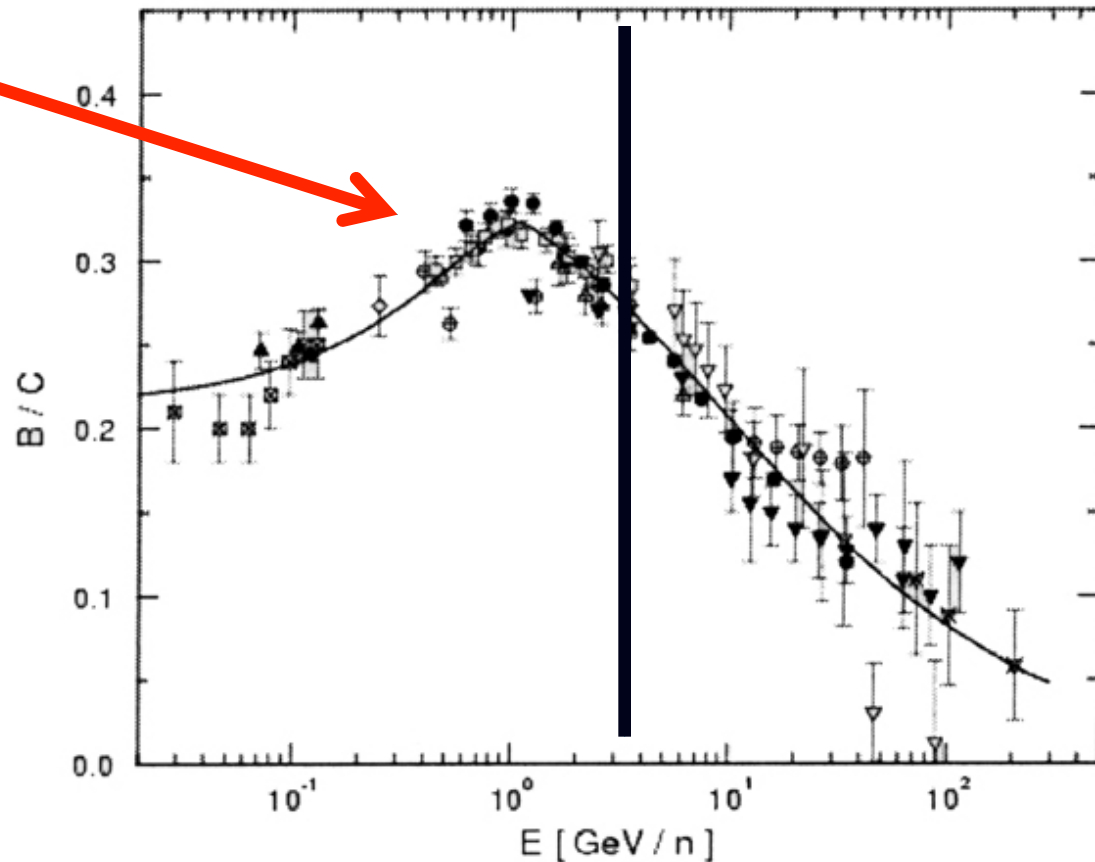
L'indice spettrale δ ha un'incertezza piuttosto grande. Il suo valore potrebbe variare in un intervallo 0.15-0.8 a seconda del modello di diffusione. Per esempio un regime in cui D o τ dipendono dalla posizione, come modelli a doppia regione (disco+alone), effetti non lineari,...

A bassa energia, dove $\xi_I \ll \xi_{esc}$, in assenza di altri processi ci si aspetterebbe un rapporto costante $N_L/N_M \sim P_{ML}(\xi_L/\xi_M)$.

Cio' non avviene a causa di un ulteriore processo che puo' avvenire durante la propagazione: riaccelerazione di nuclei di bassa energia (qualche GeV/n) ad opera di nubi di plasma magnetizzato in movimento (casuale) presenti nel mezzo interstellare, grazie al meccanismo di Fermi del II ordine, che faremo fra un po'.

Nuclei di bassa E (centinaia di MeV/n) vengono accelerati fino a qualche GeV/n, impoverendo la popolazione a bassa E e incrementando quella intorno al 1 GeV/n

Dipendenza del rapporto r vs. E



Spettro dei RC alle sorgenti

- Il modello Leaky Box permette di collegare lo spettro osservato a Terra con quello alle sorgenti
- In assenza di tutti i processi e in uno stato stazionario, tranne che la fuga dalla galassia, il modello ci da

$$0 = Q(E) - \frac{N(E)}{\tau(E)}$$

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

- In questa approssimazione, lo spettro a Terra e' quello delle sorgenti $Q(E)$ modificato dall'effetto della propagazione, descritta dal termine $\tau(E)$

Spettro dei RC alle sorgenti

- Il risultato appena ottenuto è estremamente importante, perché permette di avere informazioni sullo spettro energetico dei RC alle sorgenti.
- Poiché il flusso dei RC sulla Terra è stazionario, vi deve essere equilibrio tra:
 - Spettro energetico misurato: $\Phi(E) \propto E^{-2.7} (erg / cm^3 \cdot GeV)$
 - Spettro energetico alle Sorgenti: $Q(E) \propto E^{-?} (erg / s \cdot GeV)$
 - Probabilità di diffusione: $\tau(E) \propto E^{-0.6} (s)$

$$\left[\frac{erg}{cm^3} \right]$$

$$\frac{4\pi}{c} \int \Phi(E) dE = \int \frac{Q(E) \cdot \tau(E)}{Volume} dE$$

$$\frac{\left[\frac{erg}{s \cdot GeV} \right] \cdot [s]}{\left[cm^3 \right]}$$

Spettro dei RC alle sorgenti

$$\frac{4\pi}{c} \int \Phi(E) dE = \int \frac{Q(E) \cdot \tau(E)}{Volume} dE$$

- Quindi, inserendo le dipendenze funzionali:

$$Q(E) = \frac{\Phi(E)}{\tau(E)} = \frac{E^{-2.7}}{E^{-0.6}} = E^{-2.1}$$

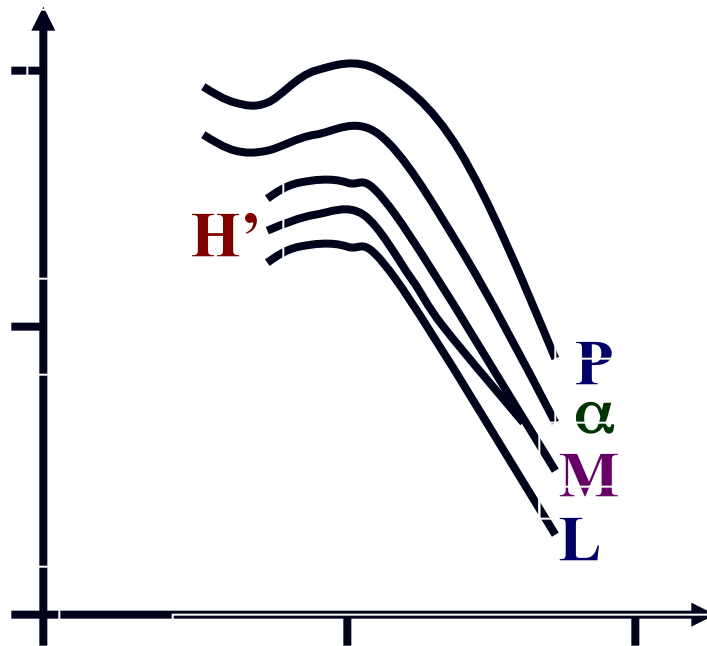
- Il modello che descrive le sorgenti di RC nella Galassia, dovrà prevedere una dipendenza con l'energia del tipo $\sim E^{-2}$.
- Occorre trovare un processo che produca uno spettro di questo tipo alla sorgente.
- Il modello di Fermi prevede proprio un andamento funzionale di questo tipo!

Energy spectra of particles

L $3 \leq Z \leq 5$

M $6 \leq Z \leq 9$

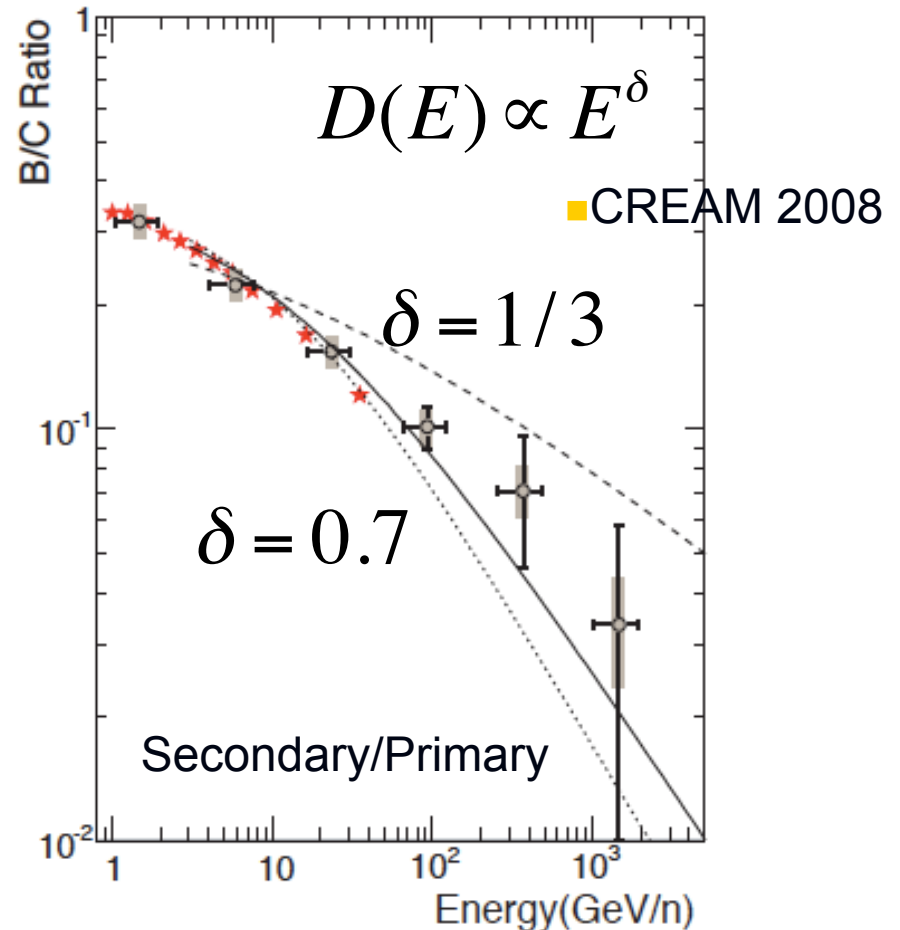
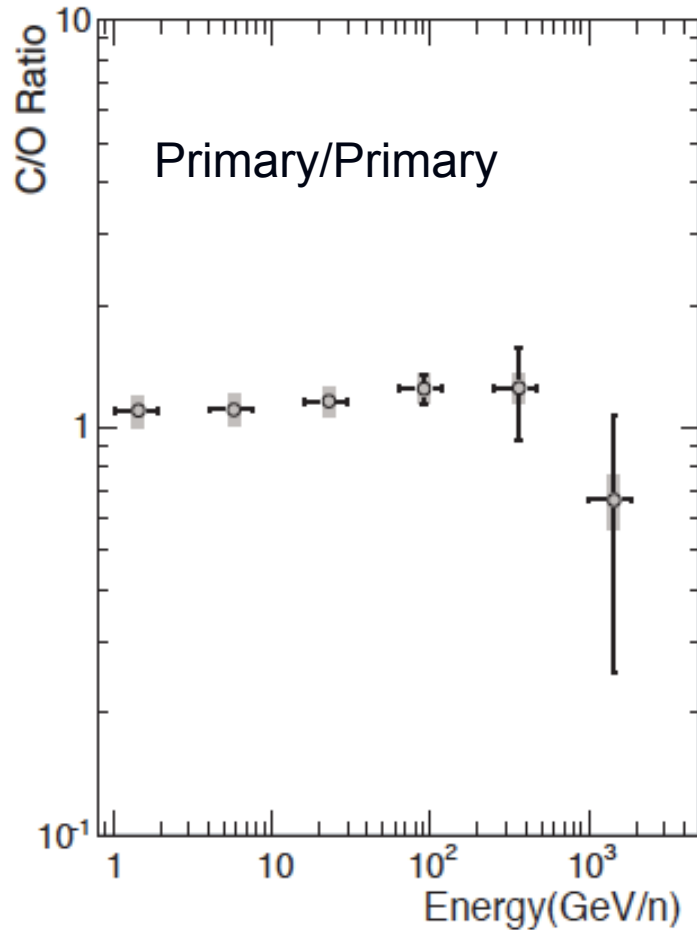
H $Z \geq 10$



- Ci sono anche differenze negli spettri di energia
- Lo spettro di energia e' una legge di potenza $N(E)dE = E^{-x}dE$ con
- $x = 2.73 \pm 0.05$ per p
- $x = 2.87 \pm 0.08$ per He
- $X \sim 2.5$ per $Z > 2$

- Esse riflettono differenze nei processi di accelerazione alla sorgente

Secondary/Primary ratios



- I rapporti fra specie primarie forniscono informazioni sull'accelerazione. Per esempio da (a) deduciamo che il meccanismo di accelerazione sia lo stesso per C ed O fino a qualche (100) GeV/n
- Il fit al rapporto fra primari e secondari, come B/C, ci da informazioni sulla propagazione

Possiamo ora capire il Fe e le abbondanze sub-Fe

Il Fe è primario, iniettato dalle sorgenti q_{Fe}

Possiamo trascurare la produzione da frammentazione di nuclei piu' pesanti perche' sono molto poco abbondanti per $Z > 26$

La lunghezza di interazione del Fe e' $\sim 2.5 \text{ grcm}^{-2}$

La lunghezza di int. Per C e' 6 grcm^{-2}

Quindi:

$$-\frac{\mathcal{N}_P(E)}{\tau_{\text{esc}}(E)} + Q_P(E) - \frac{\mathcal{N}_P \cdot c}{\lambda} = 0. \quad \mathcal{N}_P(E) = \frac{Q_P(E) \cdot \tau_{\text{esc}}(E)}{1 + c\tau_{\text{esc}}(E)/\lambda_I}$$

$$\xi = \xi_o \left(\frac{R}{R_o} \right)^{-\delta} \quad \xi_o = 11.8 \text{ gr/cm}_2, R_o = 5 \text{ GV/c}, \delta = 0.6$$

Il Fe non viene impoverito perche' si ha $\xi_{\text{esc}} \ll \xi_I$ per rigidita' dell'ordine di $R = R_o(\xi_I/\xi_{\text{esc}})^\delta \sim \text{pochi GV/c}$ e quindi il Fe non ha tempo sufficiente per frammentare molto. A energie molto elevate, il tempo di fuga e' abbastanza breve da riprodurre il comportamento dei protoni.

L'orologio dei Raggi Cosmici

- The escape time τ_{esc} can be estimated using a completely different experimental method.
- The secondary-to-primary ratio described in the previous section provides a value of ξ_{esc} (or τ_{esc}) which critically depends on the assumed value of ρ_{ISM} .
- The decay of radioactive nuclei is used to derive τ_{esc} in a way that is independent from the estimate of ρ_{ISM} .
- The dating technique with radioactive isotopes relies on the fact that the half-life of the nucleus should not be too small with respect to the age to be measured

L' orologio dei Raggi Cosmici

- Nel 1958, Hayakawa et al., stabilirono che le abbondanze dei secondari radioattivi potevano essere impiegati come “orologi” dei RC misurando il flusso (relativo) degli isotopi radioattivi e confrontandolo con quello aspettato se nessun decadimento fosse avvenuto.

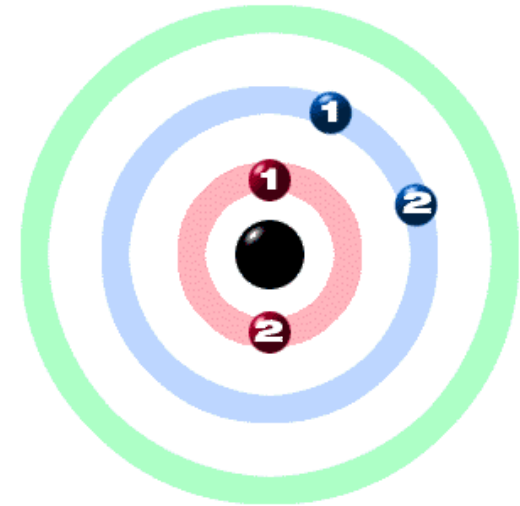
- Per poter misurare il tempo di permanenza dei RC, un isotopo deve avere i seguenti requisiti:

1. La vita media dell' isotopo radioattivo deve essere paragonabile all' età stimata dei RC.
2. L' isotopo deve essere un “puro secondario”, cioè non deve essere presente alle sorgenti.
3. Deve essere possibile calcolarne il “rate” di produzione durante la propagazione nel mezzo intergalattico.



Quali isotopi si usano: il Berillio

Nuclide	τ_D	Tipo di Decadimento
$^7\text{Be}^*$	-----	Stabile.
^9Be	_____	Stabile
^{10}Be	$1.6 \cdot 10^6 \text{ y}$	β^-



Il Be è stato il primo elemento ad essere usato per calcolare l'età dei RC. Risulta quindi il più studiato. Ma anche altri isotopi possono essere usati :

^{26}Al	$7.1 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-
^{36}Cl	$3.0 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-
^{54}Mn	$\sim 6.3 \cdot 10^5 \text{ y}$	β^-, β^+

* Il ^7Be viene considerato stabile. In effetti può catturare elettroni, ma perché il libero cammino medio per il pickup di elettroni è molto più grande dello spessore attraversato, questa trasmutazione è trascurata

THE AGE OF THE GALACTIC COSMIC RAYS DERIVED FROM THE ABUNDANCE OF $^{10}\text{Be}^*$

M. GARCIA-MUNOZ, G. M. MASON, AND J. A. SIMPSON†

Enrico Fermi Institute, University of Chicago

Received 1977 March 14; accepted 1977 April 21

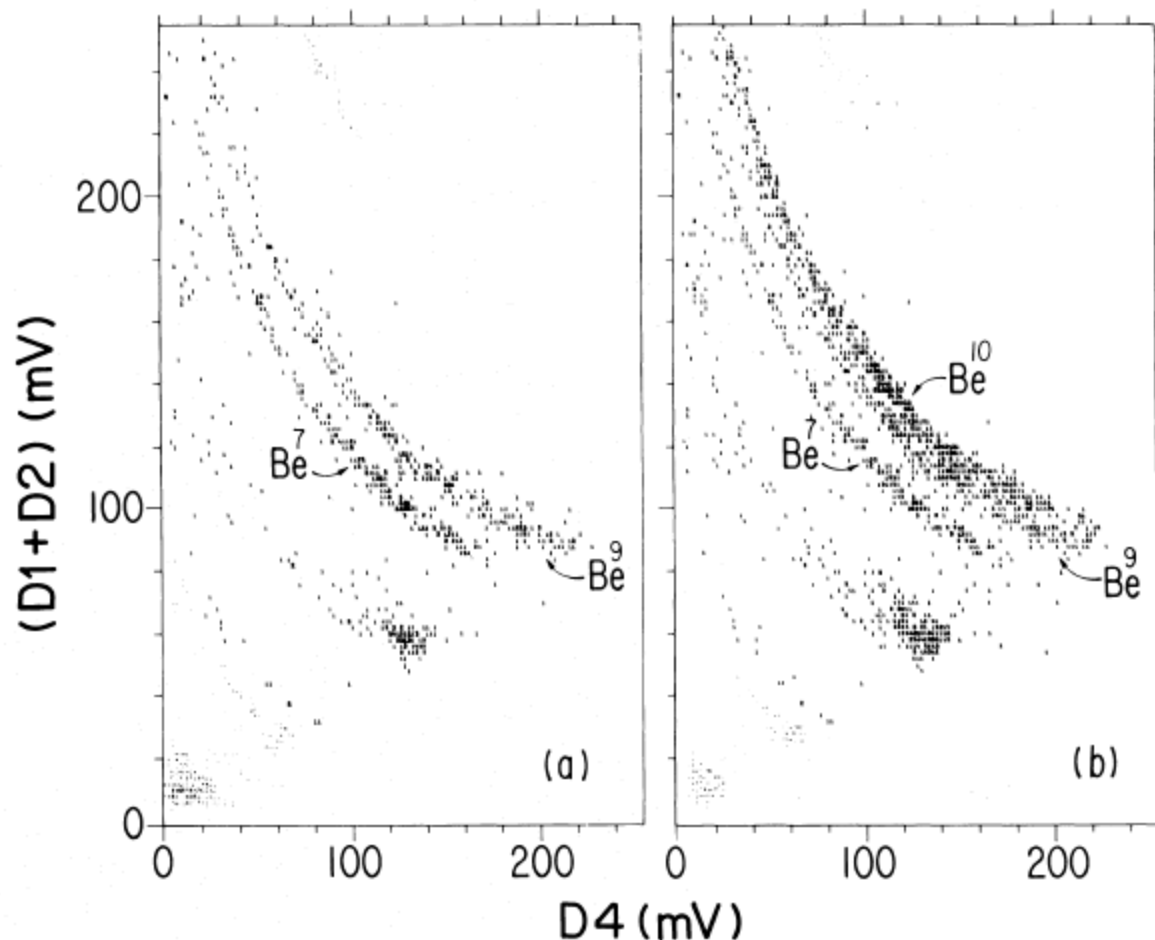
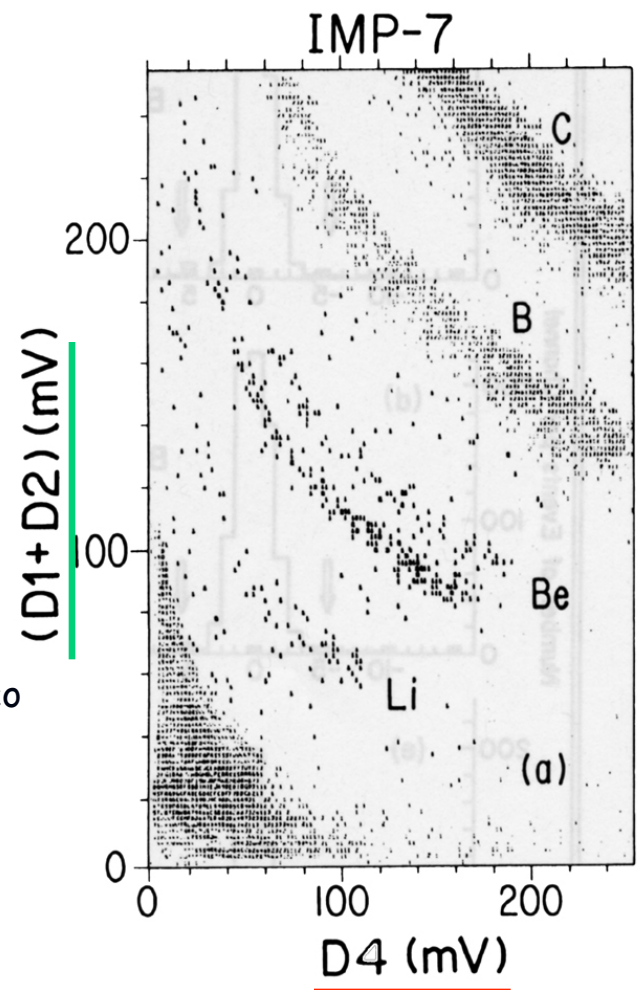
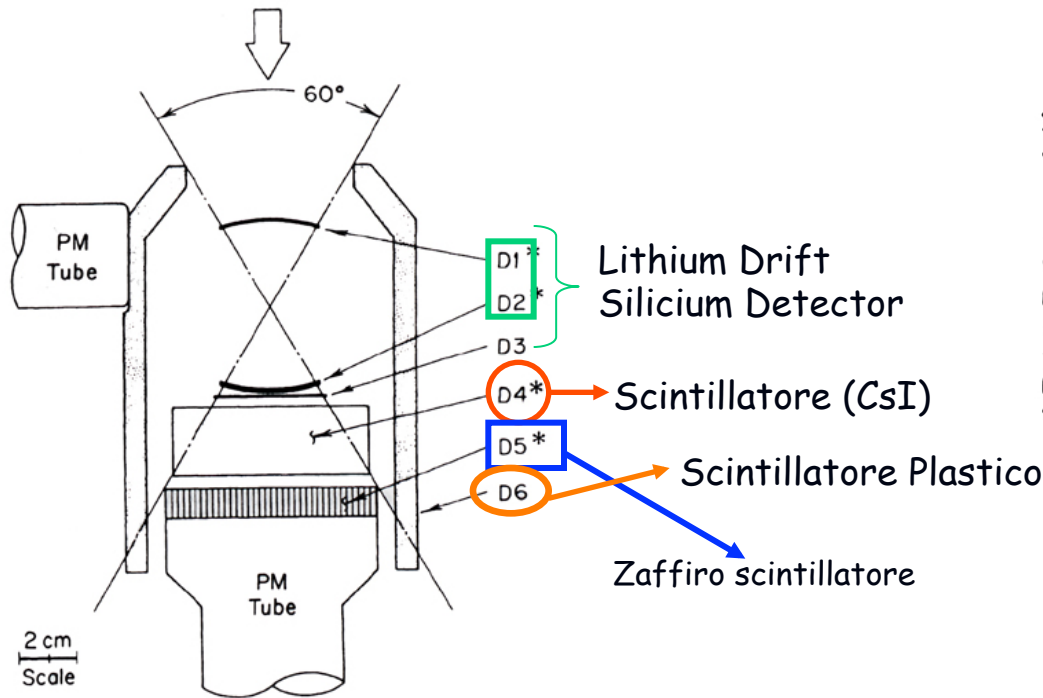


FIG. 3.—(a) A portion of the dE/dx versus residual energy matrix of the IMP-7 and IMP-8 backup instrument telescope populated with events accelerated at the bevatron. In addition to the ^7Be and ^9Be tracks, portions of the He, Li, and B tracks are visible in the matrix. (b) The same matrix as (a) but also including ^{10}Be events.

APPARATO SPERIMENTALE

Interplanetary Monitoring Platform-7/8:



- Vengono considerati solo eventi che passano in D1, D2, D3 e si fermano in D4
- Si usa la tecnica del dE/dx in funzione dell' Energia Residua per separare i vari elementi chimici.
- Il segnale $D1+D2 = dE/dx$, ed $D4 =$ Energia Residua.
- per ogni evento otteniamo un punto $(dE/dx, E)$ cioè (z, E)

TABLE 1
SUMMARY OF IMP-7 AND IMP-8 BERYLLIUM MEASUREMENTS

ISOTOPE (1)	ENERGY INTERVAL (MeV/n)		NUMBER OF EVENTS OBSERVED		NORMALIZATION FACTORS		FLUX ($\times 10^5$) (Particles $m^{-2} sr$ s MeV/n) (at 80 MeV/n)		NUMBER OF EVENTS NORMALIZED TO IMP-7 ^{9}Be ENERGY INTERVAL
	IMP-7 (2)	IMP-8 (3)	IMP-7 (4)	IMP-8 (5)	IMP-7 (6)	IMP-8 (7)	IMP-7 (8)	IMP-8 (9)	
7Be	39-151	39-132	202 ± 15	134 ± 12	0.80	1.00	17.1 ± 1.5	16.5 ± 1.5	329 ± 18
9Be	34-131	34-119	76 ± 10	83 ± 10	1.00	1.18	8.1 ± 1.1	9.9 ± 1.3	177 ± 15
^{10}Be	31-123	31-108	6 ± 4	6 ± 4	1.11	1.40	0.7 ± 0.5	0.8 ± 0.6	15 ± 7
Interval (amu)									
Background....	4.0-13.0		25 ± 7	18 ± 7					

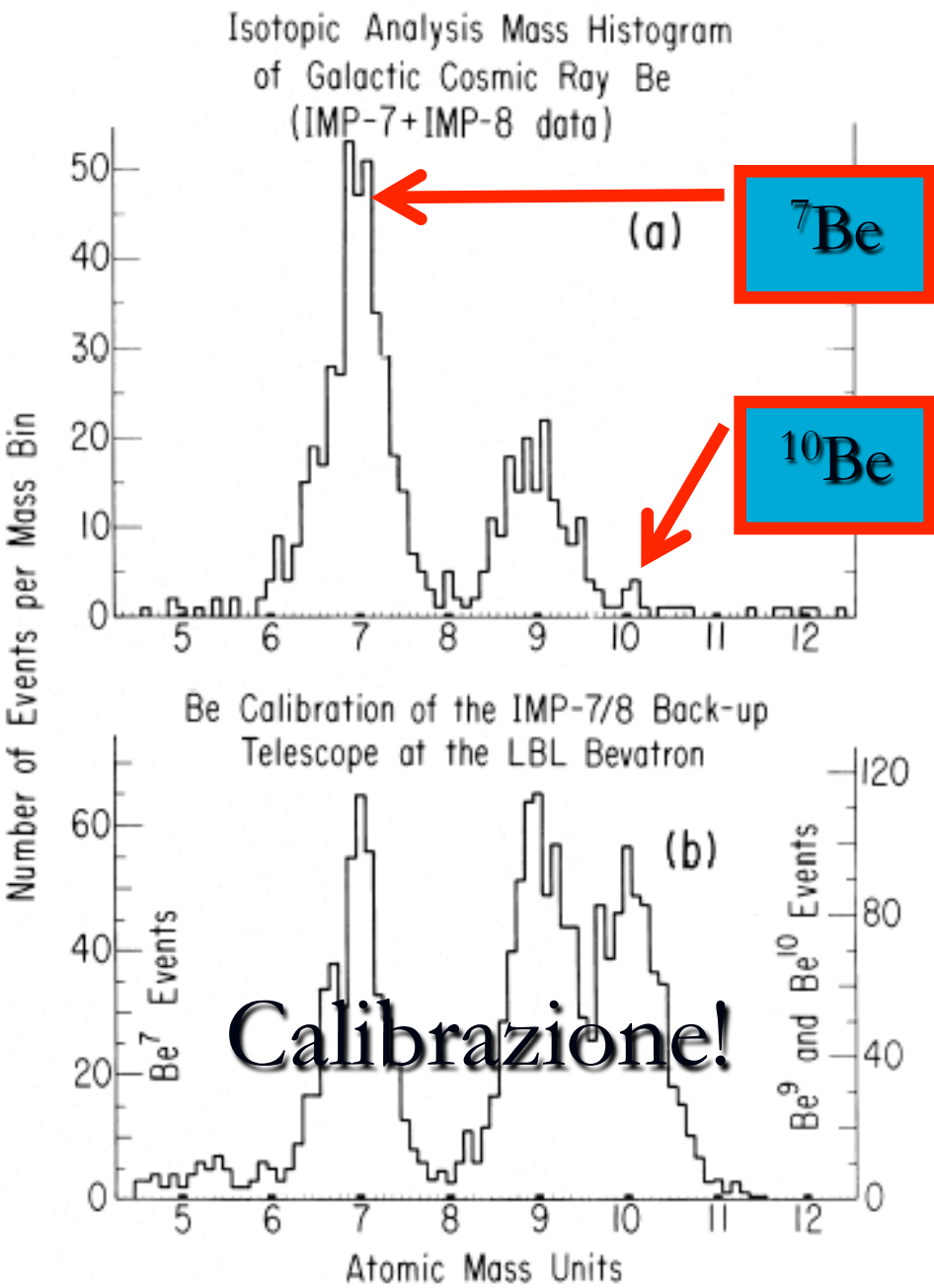


FIG. 7.—(a) Mass histogram of beryllium data from IMP-7 and IMP-8 summed together. (b) Corresponding mass histogram obtained with the backup instrument at the bevatron calibration.

Derivazione numerica di τ_F

- The most abundant isotope is the radioactive isotope ^{10}Be which has a half-life similar to the escape time and which is produced abundantly in the fragmentation of C, N, and O.
- The ^{10}Be undergoes β decay into ^{10}B . The relative abundances of the isotopes of Be and B provide a measure of whether or not all the ^{10}Be has decayed and consequently an estimate of the time elapsed since production.

- Very few ^{10}Be nuclei were collected by these small acceptance experiments. Assuming that all the Be isotopes are produced during propagation in the Galaxy of C, N, and O nuclei with the production cross-sections as estimated using accelerator data, we would expect a ratio between the three elements as $^7\text{Be} : ^9\text{Be} : ^{10}\text{Be} = 9.7 : 4.3 : 2.3$ (expected)
- The IMP measurements of the different Be isotopes give $^7\text{Be} : ^9\text{Be} : ^{10}\text{Be} = 329 : 177 : 15$ (measured)
- By comparison between expected and measured values, the ratio $^7\text{Be} : ^9\text{Be}$ is almost equal to the ratio of production cross-sections. ^{10}Be is instead largely suppressed, and the only explanation is that a large fraction of this unstable isotope had time to decay after being originated, before detection. This allow the measurement of the *CR escape time*

Derivazione numerica di τ_F

- In questo caso, due processi sono in competizione: la fuga dei nuclidi di Be dalla Galassia, con un tempo τ_f ; la produzione di Be da parte della spallazione di nuclidi C,N,O con un tempo caratteristico τ_{spall}
- Supponendo (in prima approssimazione) che $\tau_{\text{spall}} \gg \tau_f$, e che τ_{spall} sia lo stesso per i due Be (ciò è lecito perché λ_{spall} è debolmente dipendente dal numero atomico) e considerando che:

σ^{10} e σ^7 (=probabilità di produzione di Be^{10} e Be^7 rispettivamente) si ricavano dalle tabelle di frammentazione

$$\sigma_7 = \sum_{j \geq 7} P_{j7} \sigma_j = 9.7 \text{mb}$$

$$\sigma_{10} = \sum_{j \geq 7} P_{j10} \sigma_j = 2.3 \text{mb}$$



- Il numero di Be 10 in funzione di t :

$$N_{10}(t) = N_{10}^0 e^{-t/\tau_{10}} \quad \text{con} \quad \tau_{10} = 3.9 \times 10^6 \text{ y}$$

- Il berillio 7 è invece stabile:

$$N_7(t) = N_7^0$$

- Sperimentalmente, il valore misurato del rapporto tra i due isotopi (al tempo $t=t^*$) ha il valore

$$R(t^*) = \frac{N_{10}}{N_7} = 0.028$$

- Il rapporto N_{10}/N_7 alla produzione (da spallazione) e' fissato dalle sez. d'urto di spallazione = 4.3

da cui possiamo ottenere:

$$R(t^*) = \frac{N_{10}^0}{N_7^0} e^{-t^*/\tau_{10}} \Rightarrow \frac{t^*}{\tau_{10}} = -\ln\left(\frac{N_7^0}{N_{10}^0} \cdot R(t^*)\right) = -\ln(0.118) = 2.2$$

$$\tau_F \equiv t^* = 2.2 \times \tau_{10} = 8 \times 10^6 \text{ y}$$

Risultati sperimentali dal Be

Anni	Esperimento	Range Energetico (MeV/ nucl.)	Isotopic Ratio $^{10}\text{Be} / \text{Be}$	Età (years)	Referenze
1977-1981	IMP7-IMP8	31-151	0.028 ± 0.014	$17^{+24}_{-8} \cdot 10^6$	[1]
1980	ISEE-3	60-185	0.064 ± 0.015	$8.4^{+4.0}_{-2.4} \cdot 10^6$	[2]
1977-1991	Voyager I e II	35-92	0.043 ± 0.015	$27^{+19}_{-9} \cdot 10^6$	[3]
1990-1996	Ulysses/HET Shuttle Discovery	68-135	0.046 ± 0.006	$26^{+4}_{-5} \cdot 10^6$	[4]
1997	CRIS/ACE	70-145	...	$14.5^{+1.3}_{-1.3} \cdot 10^6$	[5]

[1] Garcia-Munoz, & Simpson
ApJ **217**: 859-877, 1977

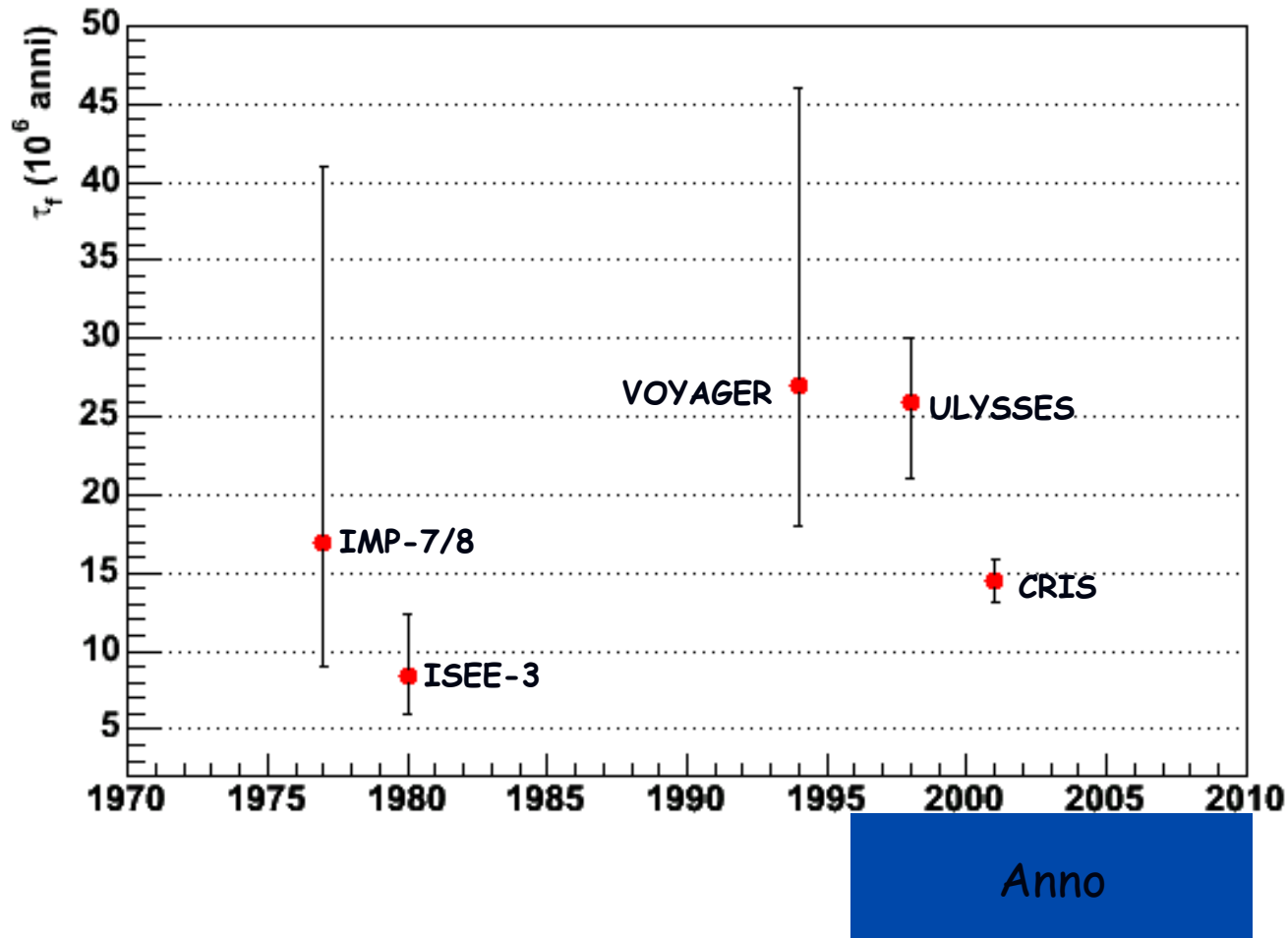
[2] Wiedenbeck & Greiner
ApJ **239**: L139-L142, 1980

[3] Lukasiak et al.
ApJ **423**: 426-431, 1994

[4] J.J. Connell
ApJ, **501**: L59-L62, 1998

[5] Wiedenbeck, Binns, Mewaldt et al.
Adv. Space Res Vol. **27**, No 4, pp 727-736, 2001

Grafico riepilogativo per le misure di tempi di fuga con il Be

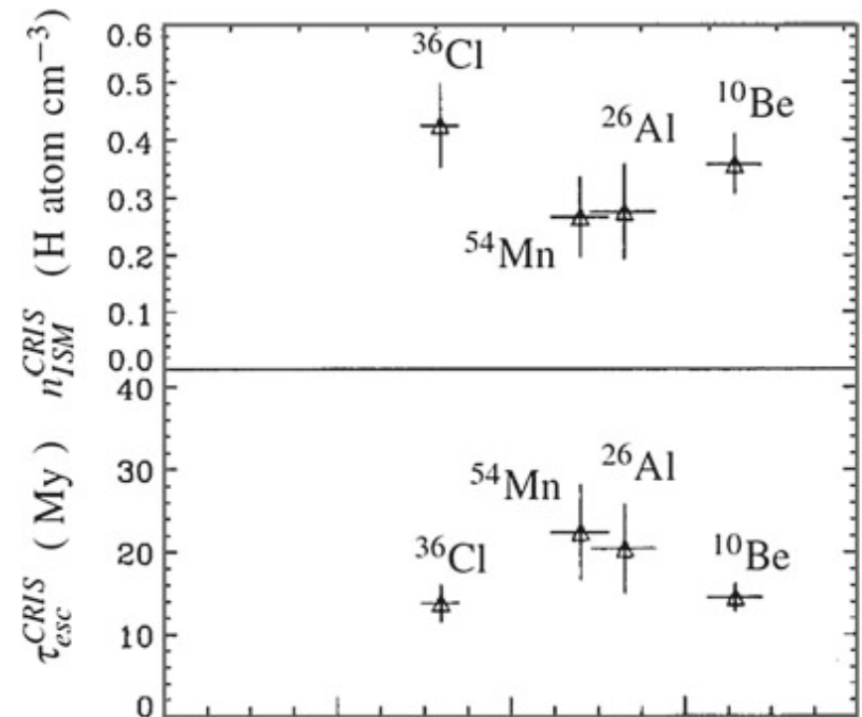


Misure con altri isotopi

"OROLOGIO"	RANGE (MeV/Nuc)	ESPERIMENTO	ETA' (in Myr)
^{26}Al	125-300 68-200 35-92 60-185	■ACE/CRIS ■ULYSSES ■VOYAGER ■ISEE-3	21.0 (+2.4 , -1.9) 26.0 (+4.0 , -5.0) 13.5 (+8.5, -4.5) 9.0 (+20.0, -6.5)
^{36}Cl	150-350 68-238	■ACE/CRIS ■ULYSSES	25.0 (+4.2, -3.4) 18.0 (+10.0, -6.0)
^{54}Mn	178-400 68-320	ACE/CRIS ULYSSES	29.6 (+2.2, -3.4) 14.0 (+6.0, -4.0)


- The most precise estimate of the CRs escape time using radioactive isotopes is due to the Cosmic Ray Isotope Spectrometer (CRIS) experiment, which was launched aboard NASA's Advanced Composition Explorer (ACE) satellite in 1997. The CRIS primary objective was to measure the isotopic abundances of nuclei in the charge range $3 \leq Z \leq 30$ for energies below 500 MeV/n. The instrument consists of a scintillating fiber hodoscope, used as a tracking device, and four stacks of silicon wafers to measure the energy loss and the total energy. CRIS measured the abundances of the β -decay species ^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl , and ^{54}Mn .

Fig. 5.2 CRIS result on the measurement of the different β -decay isotopes. *Upper plot* mean ISM Hydrogen number density n_{ISM} . *Lower plot* the galactic confinement time τ_{esc} derived from the CRIS observations. The different isotopes used for the measurements are shown in order of increasing half-life



Interpretazione delle misure del tempo di fuga in termini di modello

$$\lambda_f = \rho_{ISM} \cdot c \cdot \tau_f$$


 Assumendo uno spessore attraversato di 48 kg m^{-2}

$$\rho_{ISM} = \frac{\lambda_f}{c \cdot \tau_f}$$

Esperimento	λ_f	τ_f	ρ_{ISM} (p/cm ³)
IMP7-IMP8	6 gcm ⁻²	$17_{-8}^{+24} \cdot 10^6$	$0.18_{-0.11}^{+0.18}$
ISEE-3	5.5 gcm ⁻²	$8.4_{-2.4}^{+4.0} \cdot 10^6$	$0.33_{-0.11}^{+0.13}$
Voyager I e II	10 gcm ⁻²	$27_{-9}^{+19} \cdot 10^6$	$0.28_{-0.11}^{+0.14}$
Ulysses/HET Shuttle Discovery	6.85 gcm ⁻²	$26_{-5}^{+4} \cdot 10^6$	$0.19_{-0.03}^{+0.03}$
CRIS/ACE	6.7 gcm ⁻²	$14.5_{-1.3}^{+1.3} \cdot 10^6$	$0.358_{-0.032}^{+0.032}$

Le misure dei tempi di permanenza dei RC favoriscono scenari di propagazione nel volume con densità tipiche minori della densità media del disco galattico (1p/cm³): altra evidenza *dell'alone galattico*

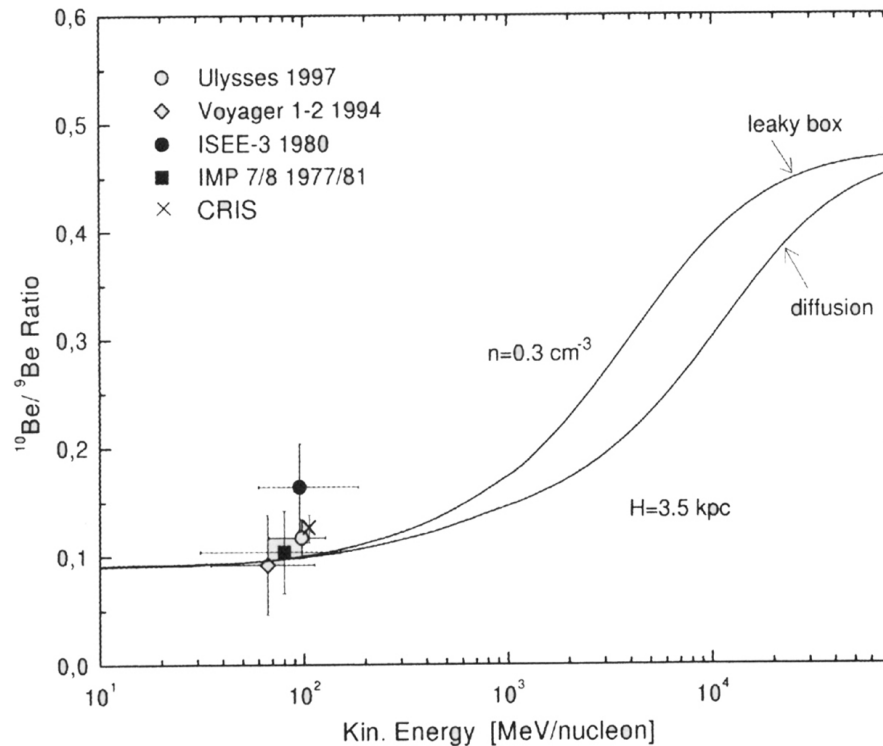
- Gli isotopi radioattivi si sono rivelati ottimi strumenti per conoscere i tempi medi di permanenza dei CR nella Galassia e quindi utili anche per testare la densità media del ISM e i modelli di propagazione attraverso di esso.
- La possibilità di sfruttare diversi isotopi con differenti tempi di decadimento, ci permette di testare la densità del ISM intorno al sistema solare entro volumi di raggio variabile. Non sono state trovate differenze consistenti tra i tempi misurati con il Be ed i tempi misurati con isotopi diversi.
- Le ultime misure eseguite stimano una permanenza di 15 Myr e confermano modelli diffusivi attraverso un ISM di densità $< 1 \text{ p/cm}^3$ (ossia, Disco+Alone)
- Il valore e' l'evidenza che i CR galattici spendono parte della loro vita nell'alone galattico dove la densita' dell'ISM e' piu' bassa del valore canonico assunto nel disco. ($n_{\text{ISM}} \sim 1 \text{ H atom cm}^{-3}$).
- **Quindi un campo magnetico che confina i CR deve essere presente nell'alone galattico.**

Il *Leaky Box Model* (LBM) è un modello di propagazione dei RC all'interno di un volume finito (box) dove le sorgenti sono distribuite uniformemente ed emettono particelle in modo costante. Le particelle si propagano dentro questo volume ma possono “scappare” (to leak) dalla scatola con una certa probabilità. Il rate di produzione e di fuga delle particelle sono tali da garantire un flusso stazionario.

Il *Diffusive Halo Model* (DHM) è un modello più vicino alla realtà nel quale si assume che i RC vengano prodotti nella regione del Disco Galattico ed il loro meccanismo di propagazione è la diffusione in una regione estesa intorno al piano del Disco Galattico (Halo).

Questi tempi, e le densità del ISM da essi calcolati, non permettono ancora di poter fare una scelta tra i due modelli di propagazione più utilizzati ad ora (LBM, DHM).

Esperimenti futuri (ISOMAX) sensibili ad isotopi a più alta energia, Aiuteranno forse a scegliere quale, tra i due modelli, è quello più idoneo.

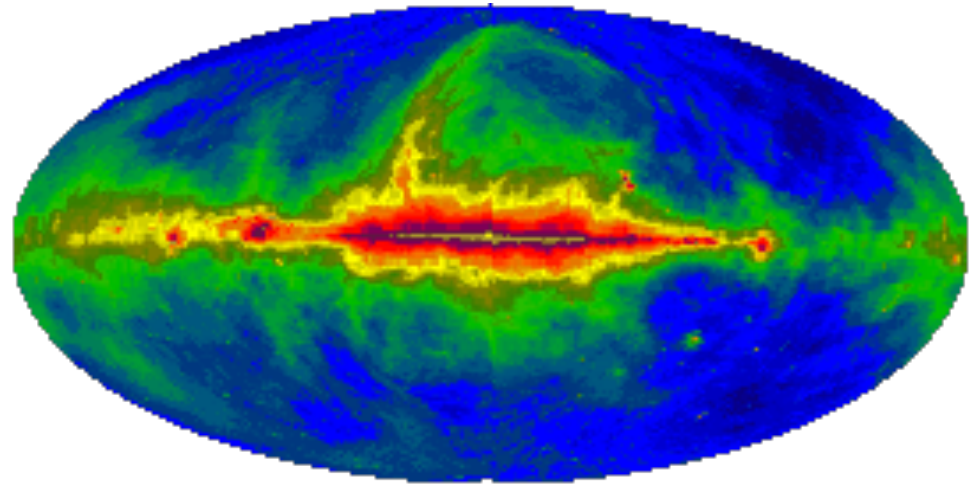


Volume di confinamento

- Le particelle attraversano in media $\xi = 50 \text{ kgm}^{-2}$ di ISM
- $\xi = \rho c \tau \rightarrow$ otteniamo $\rho < 1 \text{ pcm}^{-3}$ tipico del disco galattico
- Questo implica che le part viaggino anche in regioni meno dense di quelle tipiche del disco (dove le abbondanze non cambiano) con un percorso casuale "tortuoso" per via delle irregolarita' del campo B galattico. Si puo' dire che esse non sono libere di sfuggire liberamente
- E' importante quindi stimare quanto e' grande il volume in cui i CR sono confinati

Volume di confinamento (2)

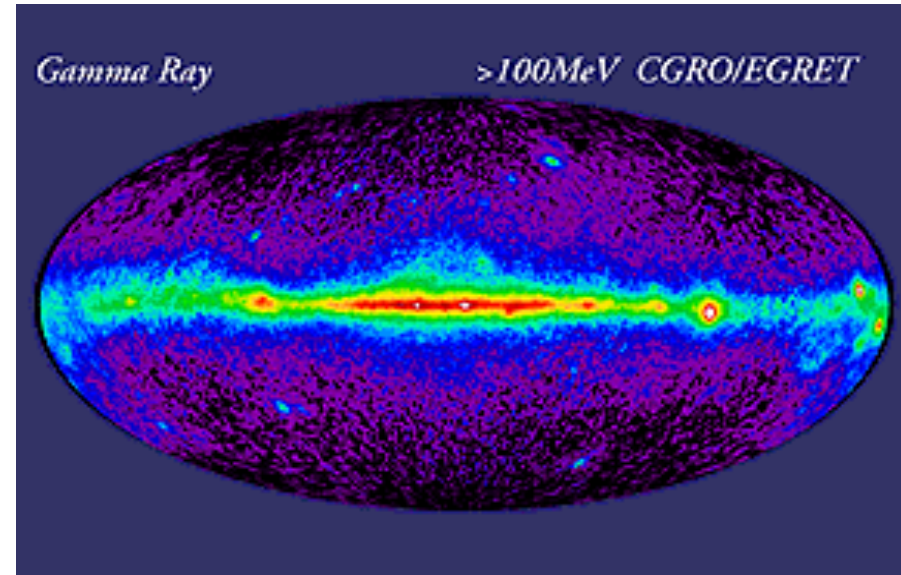
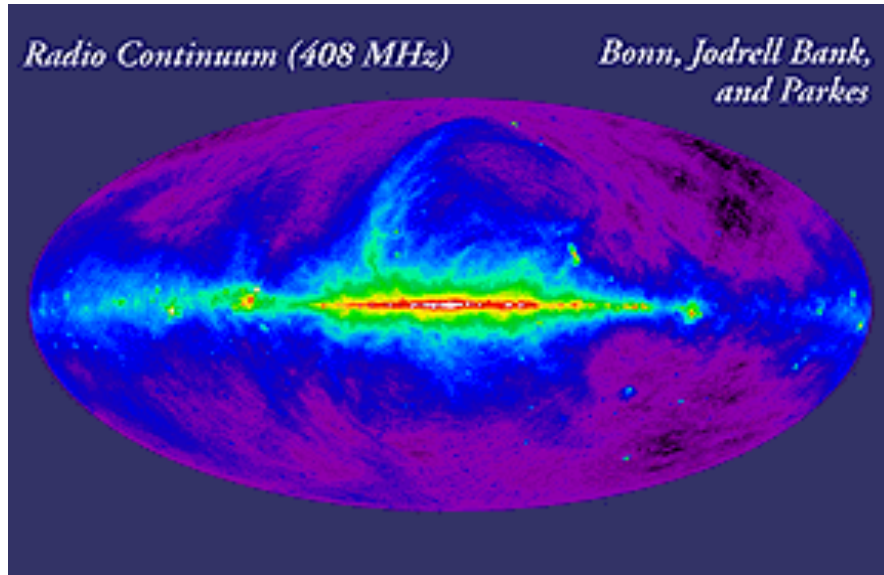
- Il volume puo' essere:
 - il disco della galassia, cioe' approx un disco di raggio 10-15 kpc e spessore 300-500 pc
 - galassia + alone, una regione meno densa di raggio » 15 kpc che circonda il disco di forma sferico-ellissoidale → favorito dalle misure sperimentali



RC nucleari ed emissione γ

- C'è un legame stretto fra la distribuzione della componente nucleare e l'emissione γ della galassia
- Nelle collisioni tra particelle di alta E e i protoni e nuclei dell'ISM vengono prodotte particelle cariche, principalmente π^\pm e π^0
- I π carichi decadono attraverso la catena $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ contribuiscono allo spettro di e^\pm dei RC
- I π^0 decadono quasi istantaneamente in due γ
- l'emissione γ dipende dalla distribuzione di nuclei nella galassia

RC nucleari ed emissione γ (2)



- C'e' una marcata correlazione spaziale fra la distribuzione di H molecolare e atomico e l'emissione γ con $E > 100$ MeV \rightarrow forte segnatura del fatto che la sorgente di gamma sono i nuclei nel disco che interagiscono con RC di alta energia
- La luminosita' γ della galassia e' $L \approx 10^{32}$ W @ $E > 100$ MeV
- In collisioni pp, la sez d'urto di prod di 2 γ e' $\sigma_\gamma \approx 2.5 \times 10^{-30}$ m²
- Le densita' medie nel disco sono 1-2 pcm⁻³

RC nucleari ed emissione γ (3)

- In collisioni pp, la sez d'urto di prod di 2 γ e' $\sigma_\gamma \approx 1 \times 10^{-30} \text{ m}^2$
- Le densita' medie nel disco sono $n = 1\text{-}2 \text{ pc cm}^{-3}$
- La probabilita' che un p abbia una reaz inelastica con un nucleo dell'ISM e' $P_{\text{coll}} = \sigma_{\text{pp}} n c$, dove n e' la densita' dell'ISM e $\sigma_{\text{pp}} \approx 2.5 \times 10^{-30} \text{ m}^2$
- $\approx 1/3$ dei π prodotti sono π^0 con E media di 180 MeV
- Se assumiamo il disco di volume V , uniformemente riempito di ISM, il # di collisioni per secondo e' $dN/dt = V N_{\text{CR}}(E) \sigma_{\text{pp}} n c \rightarrow$ la potenza liberata come γ e' $L_\gamma = \sum E dN/dt = (1/3) \sigma_{\text{pp}} n c [\sum E N_{\text{CR}}(E)] = (1/3) P_{\text{coll}} \epsilon_{\text{CR}} V$
- Con un disco di $R = 8 \text{ kpc}$ e $h = 200 \text{ pc}$, $V \approx 10^{60} \text{ m}^3$, $n \approx 10^6 \text{ pc cm}^{-3}$ e $\epsilon_{\text{CR}} = 10^6 \text{ eV m}^{-3}$ otteniamo $L_\gamma \approx 10^{32} \text{ W}$ in buon accordo con i dati
- Naturalmente un calcolo piu' preciso si ottiene considerando l'integrale sullo spettro di energia dei π^0 prodotti

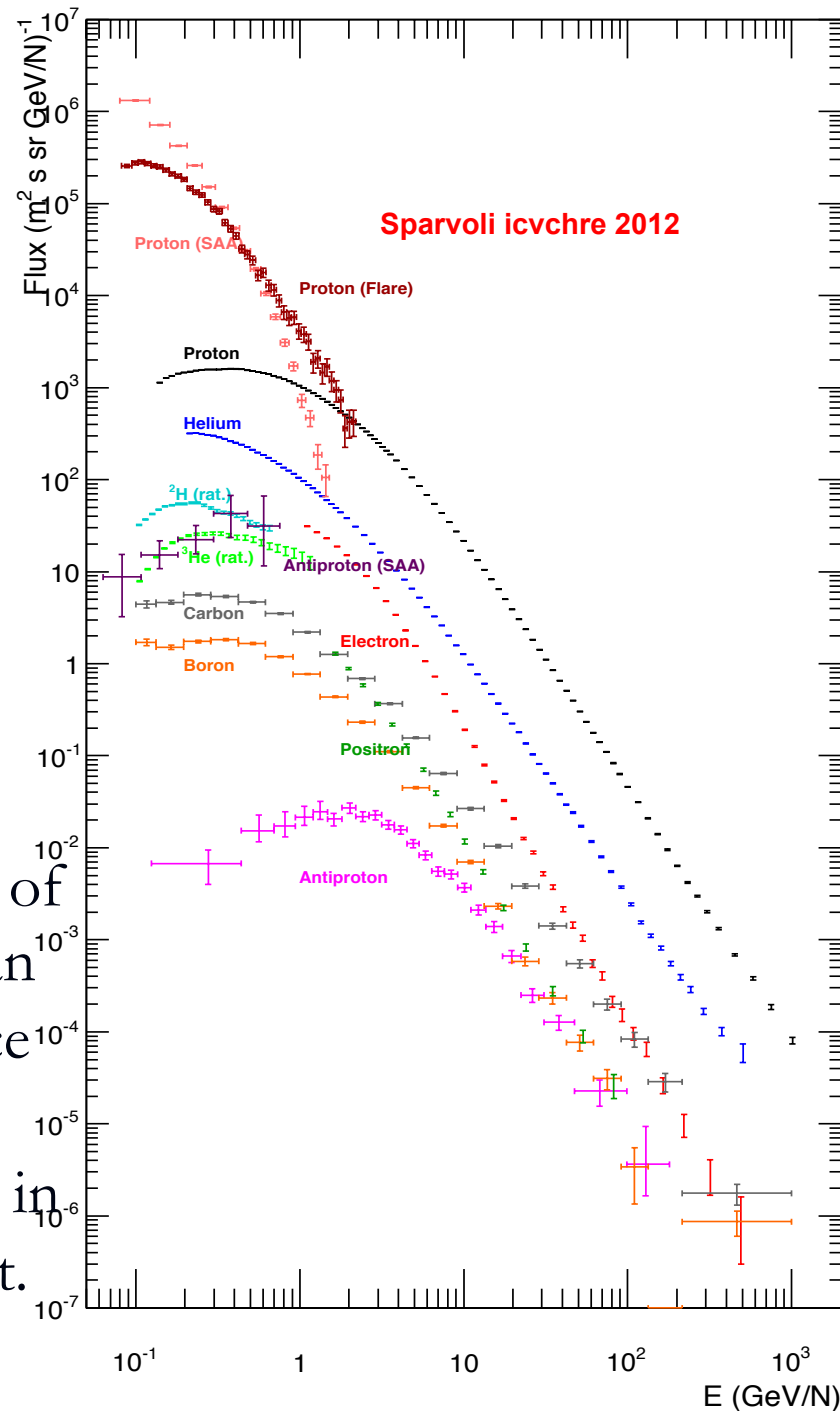
- Quindi se il flusso locale di particelle di alta E permea il disco interno della galassia, l'emissione γ può essere spiegata dalla produzione e decad di π^0 da parte dei CR con H atomico dell'ISM \rightarrow l'emissione γ è un tracer della distribuzione di H nella galassia (e viceversa)

Propagazione degli elettroni nella Galassia

Power law for all the particles
May be not a single power
law (eg spectrum hardening at
high E)

Non thermal spectra →
acceleration mechanisms at
work

Electrons represents $O(10^{-2})$ of
the charged CR flux but can
reveal aspects of the source
distribution and galactic
propagation not observable in
the nuclear CR component.



Electrons and positrons

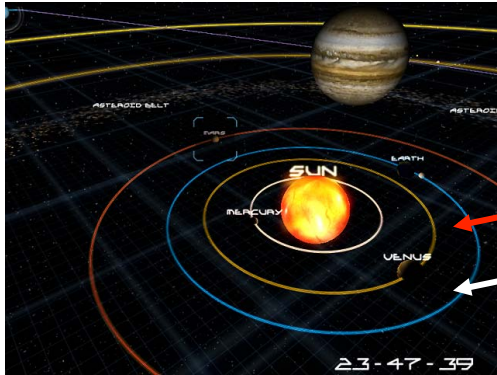
Electrons and positrons constitute about 1% of the CRs. This component provides additional information on the acceleration sites and CR propagation in the Galaxy.

High-energy electrons are subject to a number of electromagnetic energy loss processes already in proximity of the sources, where the matter density and the magnetic fields are large.

The accelerated electrons are the source of most of the non-thermal electromagnetic emission from radio to gamma-rays (photoemission, bremsstrahlung, inverse compton, synchrotron)

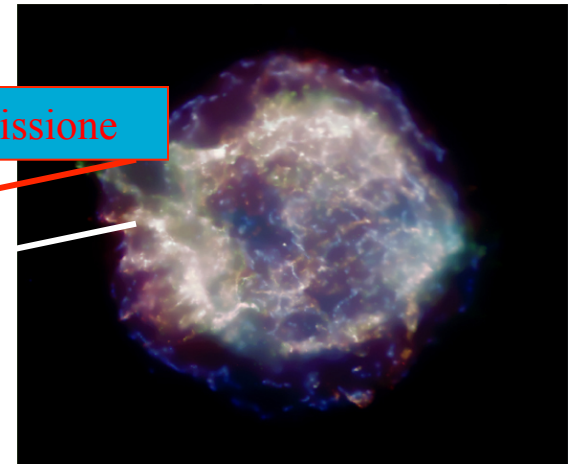
These processes cause distortions of e^- injection energy spectra as they propagate through the ISM from their sources and they potentially provide information on the propagation, confinement, and production mechanisms of high-energy particles. Electrons directly produced at accelerator sites are called *primary electrons*.

Elettroni di alta energia



Propagazione

e-

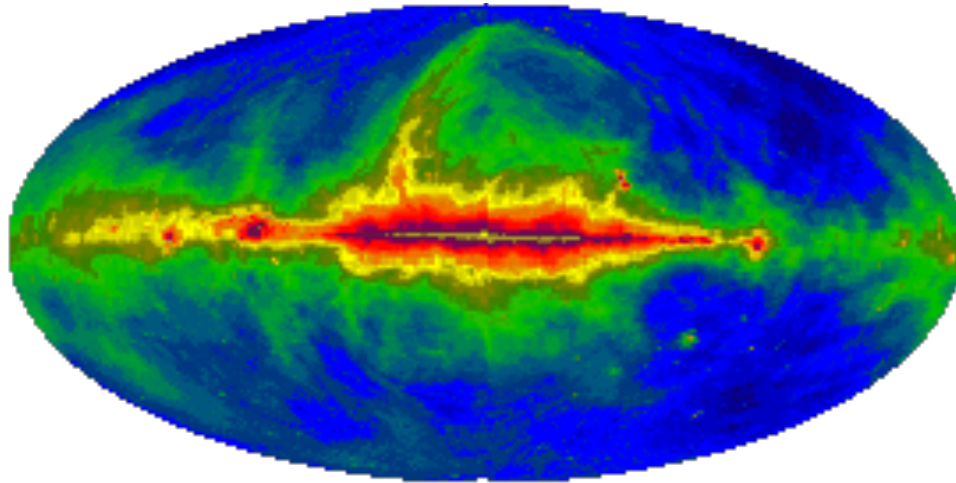


emissione

Source

Gli elettroni (e^- , e^+) offrono una possibilità in più rispetto alla componente nucleare: essi emettono radiazione elettromagnetica su tutte le frequenze dato che $\sigma \approx 1/M^2$ per tutti i processi rilevanti. E' possibile quindi misurare lo spettro alla sorgente tramite l'emissione elm e anche lo spettro delle particelle a Terra dopo la propagazione → si può studiare in dettaglio il mezzo interstellare.

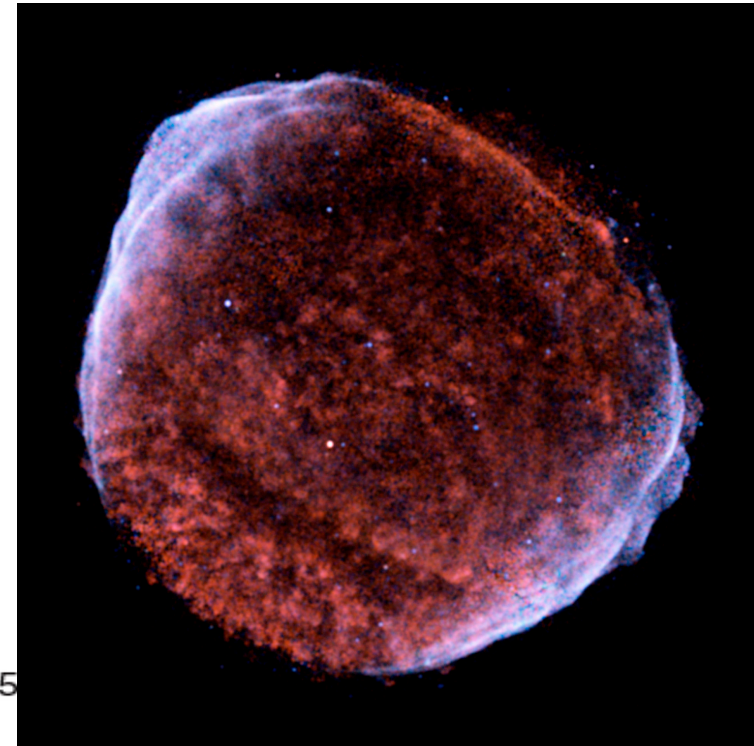
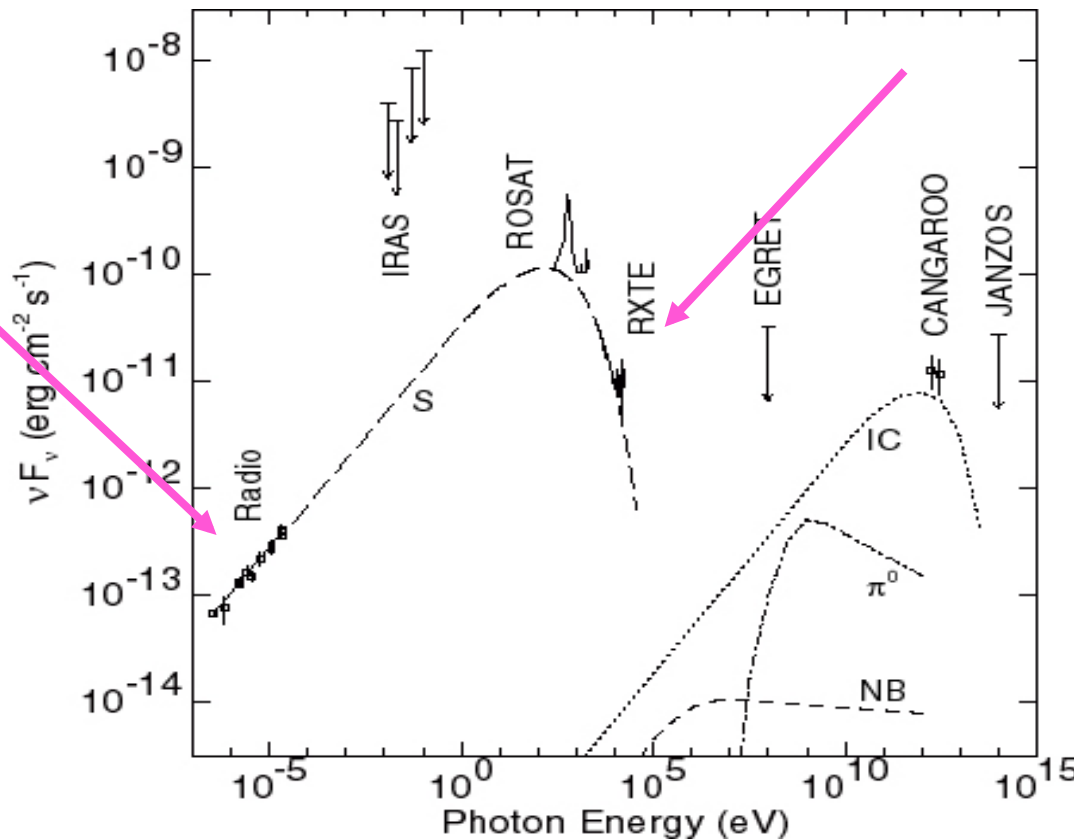
■ Most of our information about the Universe comes from the movement of electrons radiating photons



■ 408 MHz map of the sky : synchrotron emission of few GeV electrons in the galactic magnetic field

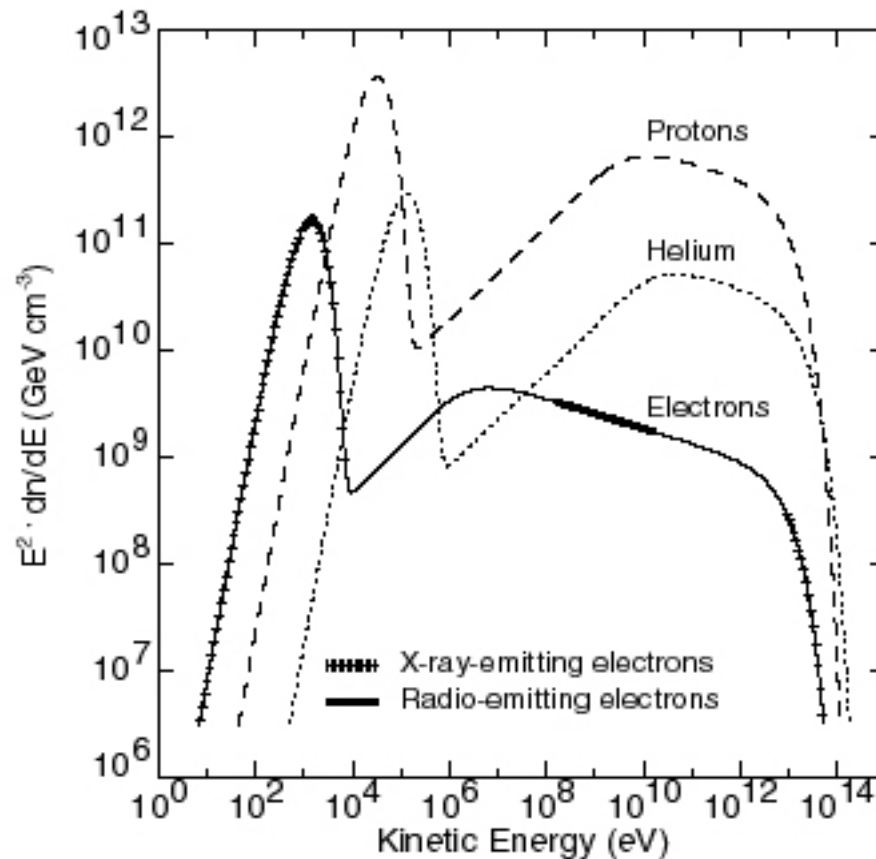
Direct evidence for acceleration of electrons in shocks of SNR comes from radio- \rightarrow gamma emission

■ Chandra's image of SN 1006 shows X-rays from multimillion degree gas (red/green) and high-energy electrons (blue)



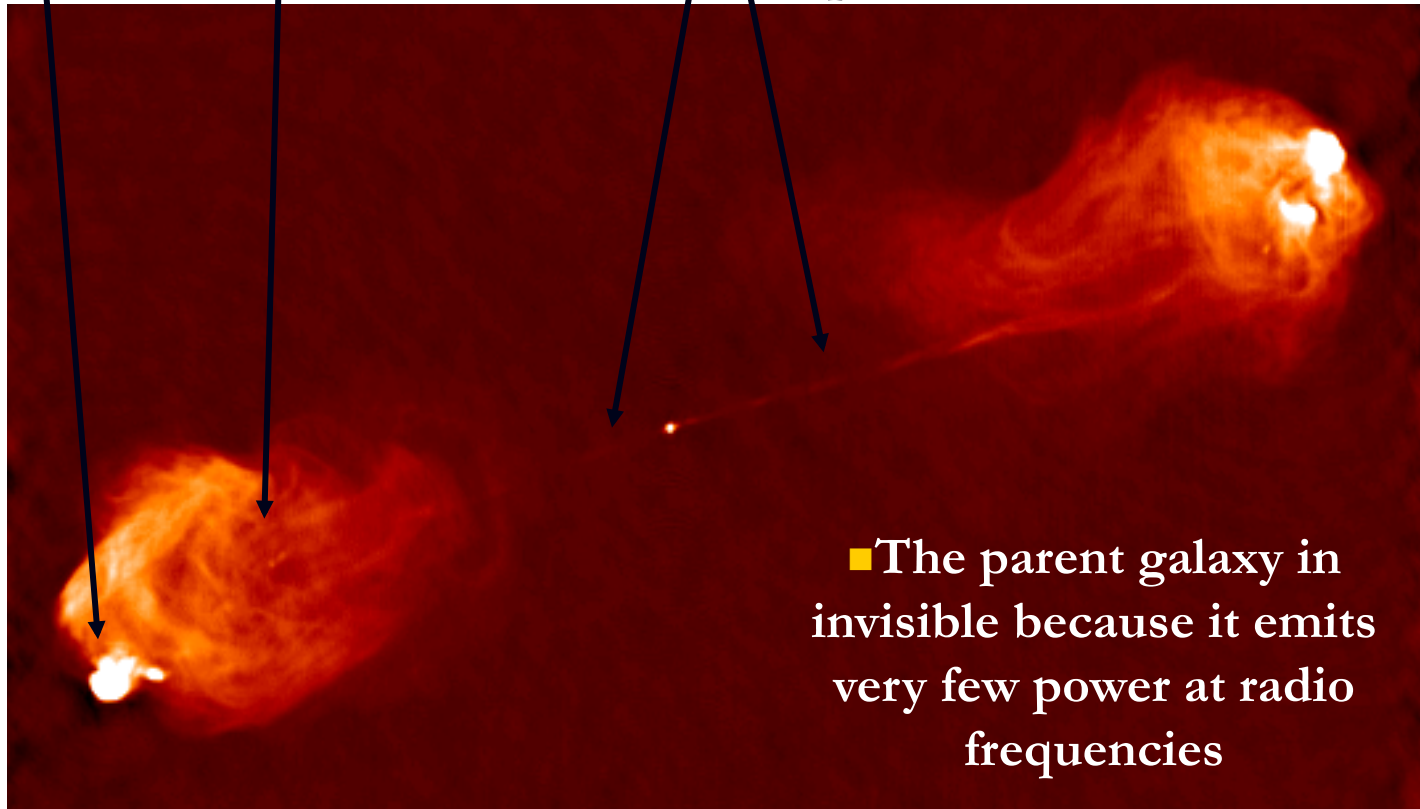
Radio to γ -ray photon energy flux spectrum of SN 1006

Fitting the radio/X-ray spectra with a power law electron injection spectra



Radio galaxy Cignus A

- Relativistic electrons within the jets emit synchrotron radiation at the hot spots (shock wave) where the jet material hits the interstellar medium. Radiation is emitted also in the "cocoon" of the jet, where residual B field is present



- The parent galaxy is invisible because it emits very few power at radio frequencies

Dal punto di vista sperimentale, la situazione e' molto meno definita della componente nucleare

Perche':

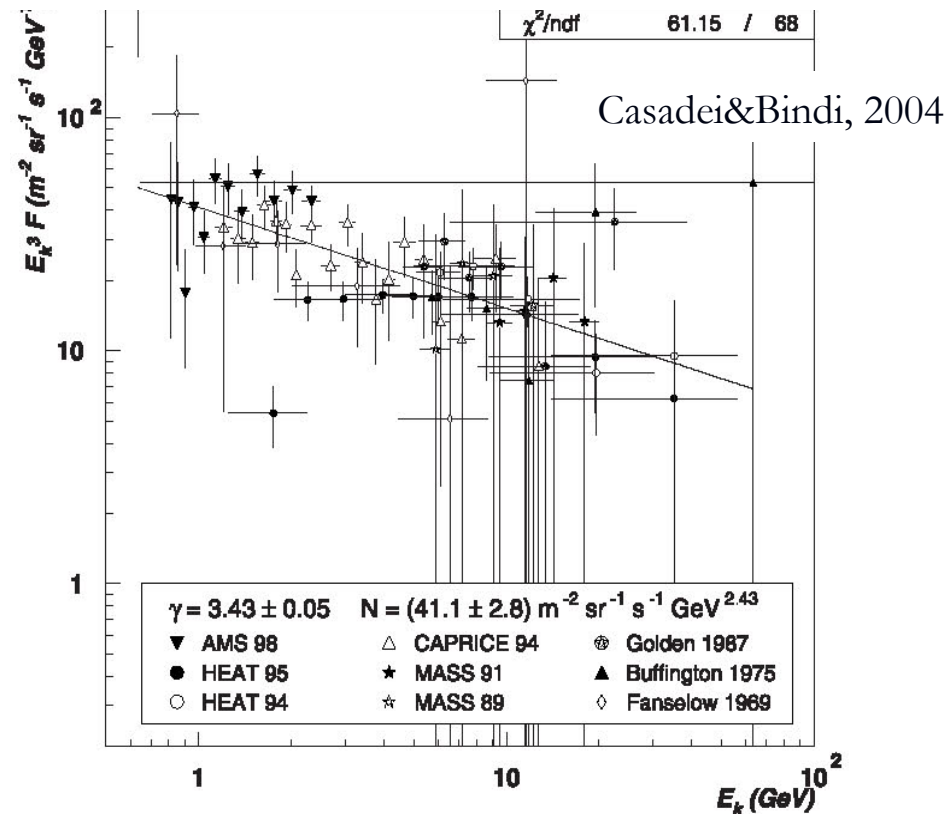
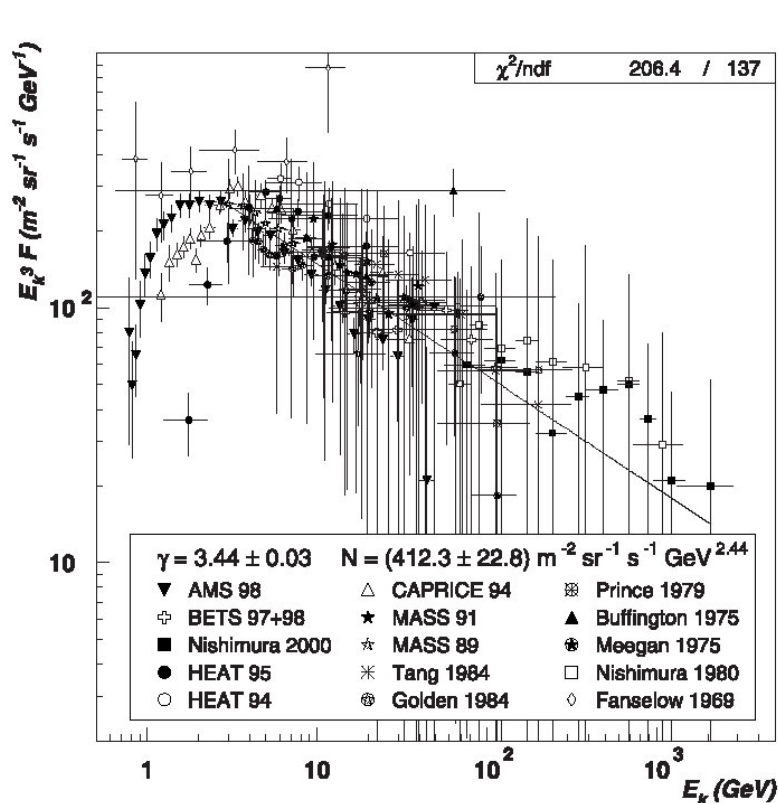
- i) i flussi sono molto meno intensi ($\phi_{\text{ele}} \approx 1\% \phi_{\text{nucl}}$) \rightarrow grandi rivelatori
- ii) Difficile identificare e^- ed e^+ dal fondo di protoni \rightarrow grande potere di reiezione
- iii) Se in atmosfera, grande fondo dovuto alla produzione di secondari nell'atmosfera \rightarrow errori sistematici

In sintesi: misure estremamente difficili e limitate ad energie ≈ 1 TeV

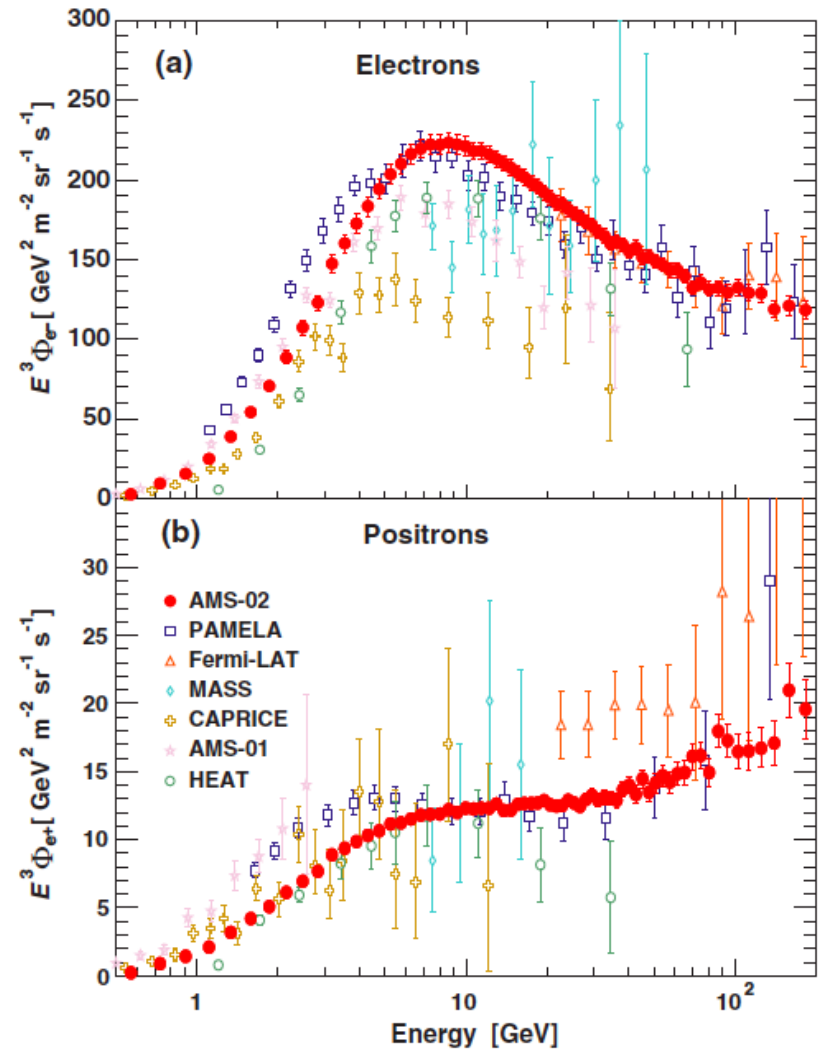
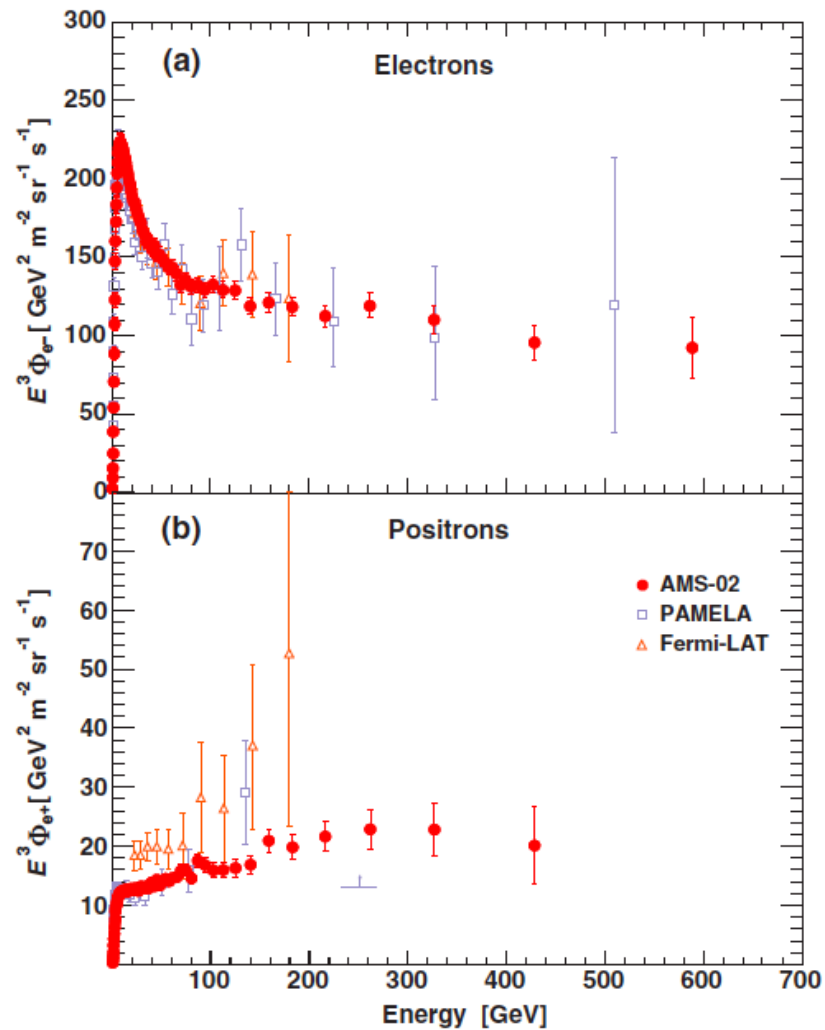
Qualche anno fa

- Gli elettroni e i positroni, ad $E >$ pochi GeV possono essere descritti da una legge di potenza $\Phi(E) = KE^{-\gamma}$ con $\gamma \approx 3.1$
- NB: nel caso dei nuclei $\gamma = 2.74$ fino a $\approx 10^{16}$ GeV

□ Densita' di energia $\sim 4 \times 10^3 \text{ eV m}^{-3}$ (per i RC $\sim 10^6 \text{ eV m}^{-3}$)



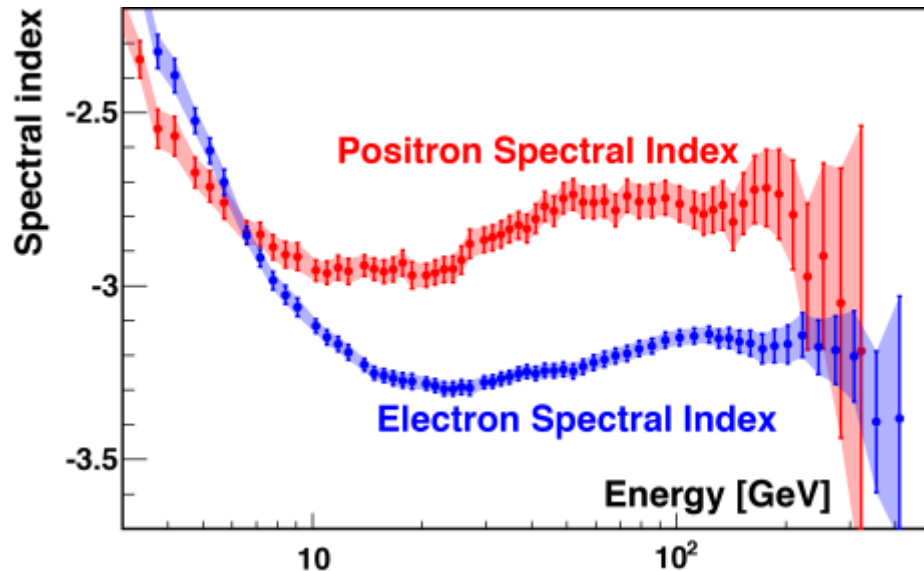
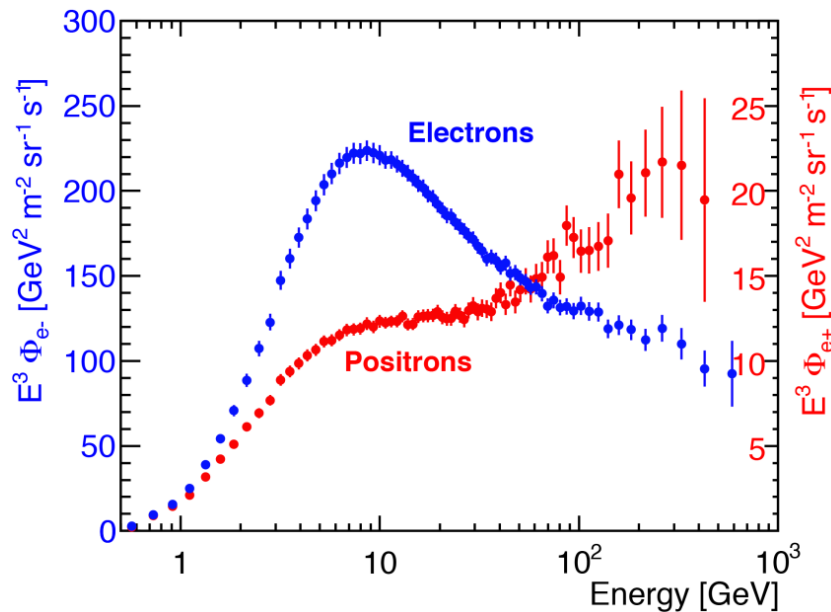
■ Oggi:



■ Electron/Positron fluxes:

- For the first time a detailed study of the spectral index variation with energy :

$$\gamma_{e^\pm} = d[\log(\Phi_{e^\pm})]/d[\log(E)]$$



- Hardening of the positron spectrum is at the origin of the positron fraction increase...

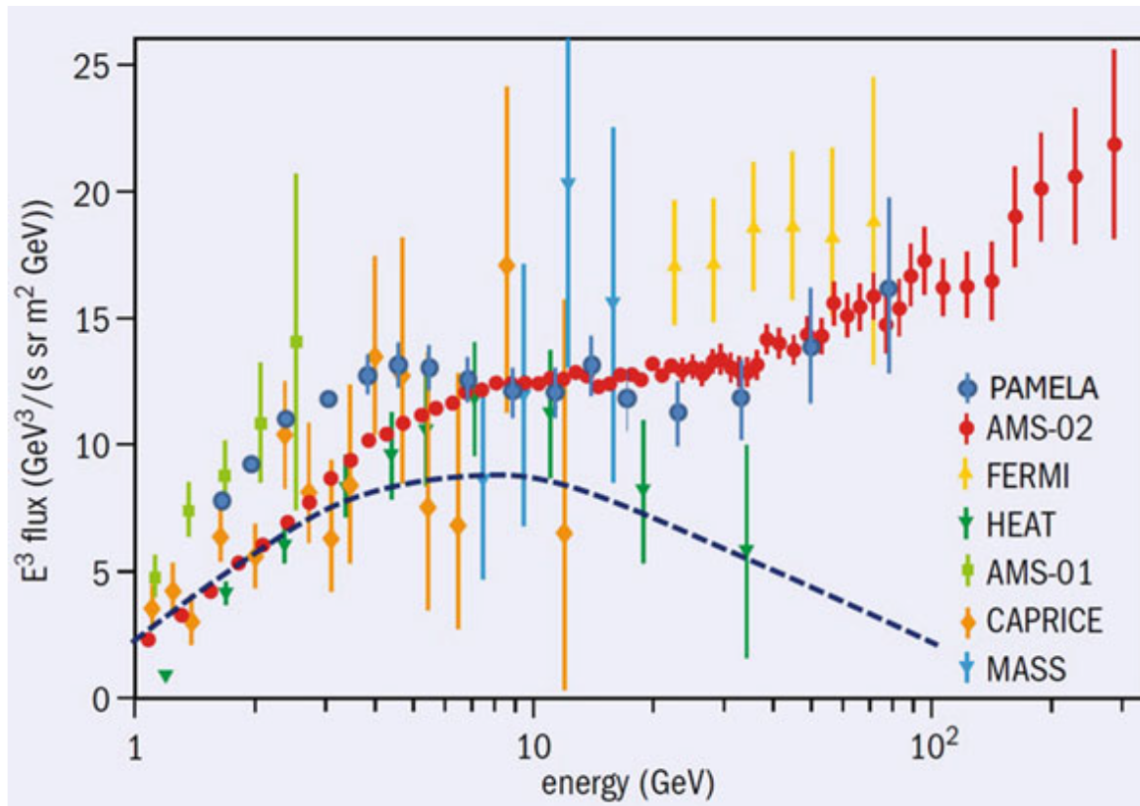


Fig. 3.13 The positron energy spectrum multiplies for E^3 measured by different balloon-borne (CAPRICE, HEAT, MASS) and space-borne (AMS-01, AMS-02, PAMELA, Fermi-LAT) experiments. The *dashed lines* show the calculation using the GALPROP program. Courtesy of prof. Manuel Aguilar Benítez. See Aguilar et al. (2013) and references therein

The positron energy spectrum $E^3\Phi_{e^+}(E)$ as a function of E . The dashed line shows the prediction from a propagation model of primaries in the ISM. Above few GeV, a significant excess with respect to the secondary production by CR propagation is observed.

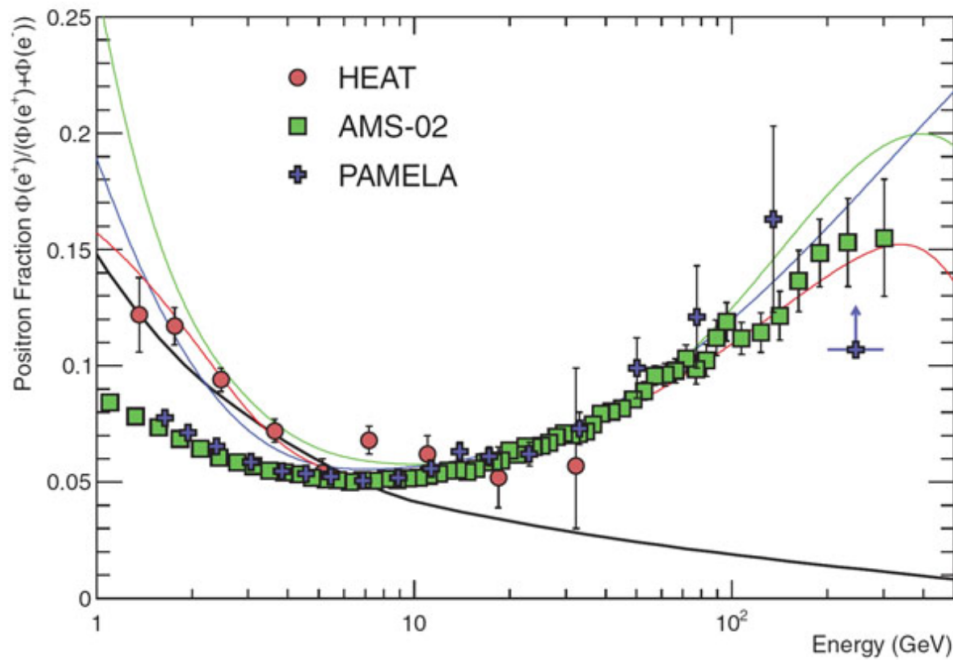


Fig. 3.14 The positron fraction (ratio of the flux of e^+ to the total flux of $e^+ + e^-$) as a function of the energy measured HEAT, PAMELA, and AMS-02. The heavy *black line* is a model of pure secondary production using a detailed propagation model of CRs (Sect. 5.4). The *three thin lines* show three representative attempts to model the positron excess with different phenomena discussed in Sect. 13.9.3: dark matter decay (*green*); propagation physics (*blue*); production in pulsars (*red*). The ratio below 10 GeV is dependent on the polarity of the solar magnetic field. Figure from the Sect. 27. Cosmic Rays of Beringer et al. (2012)

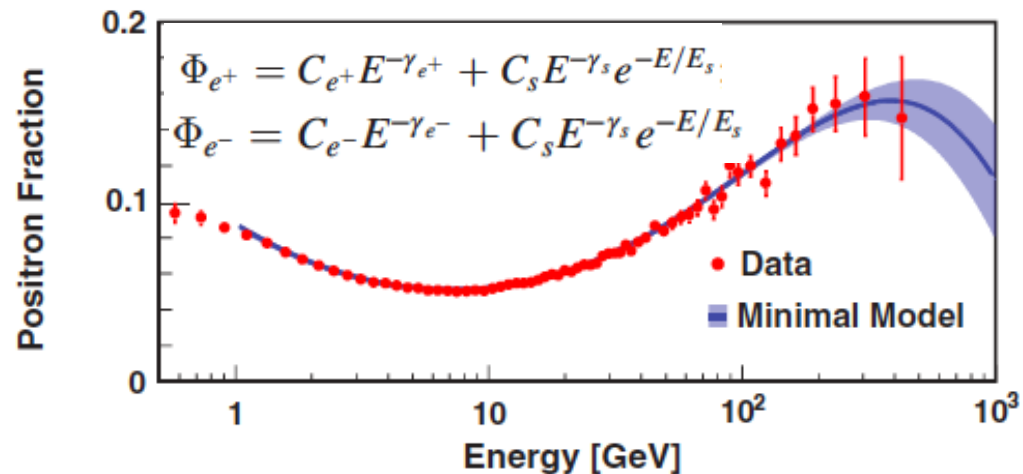
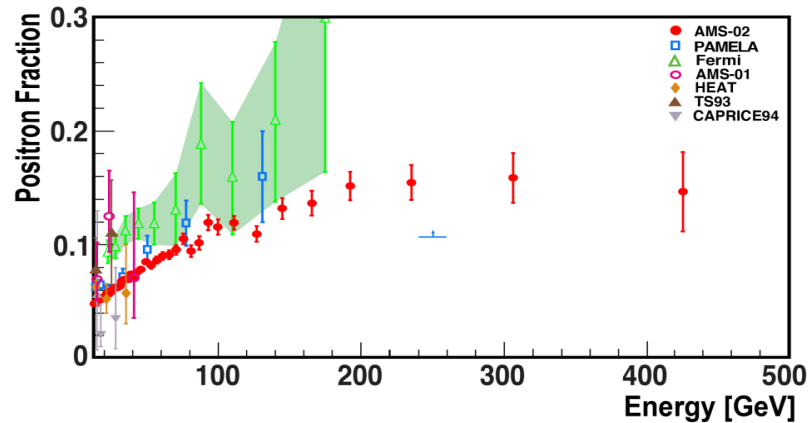
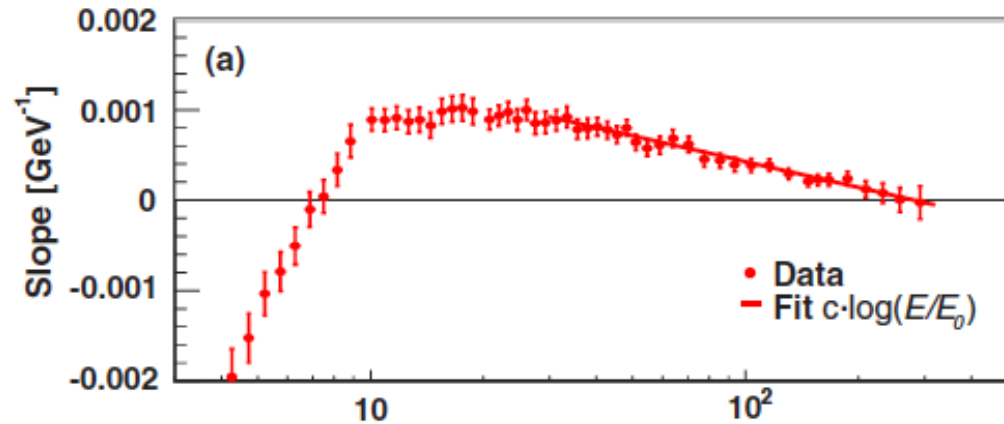
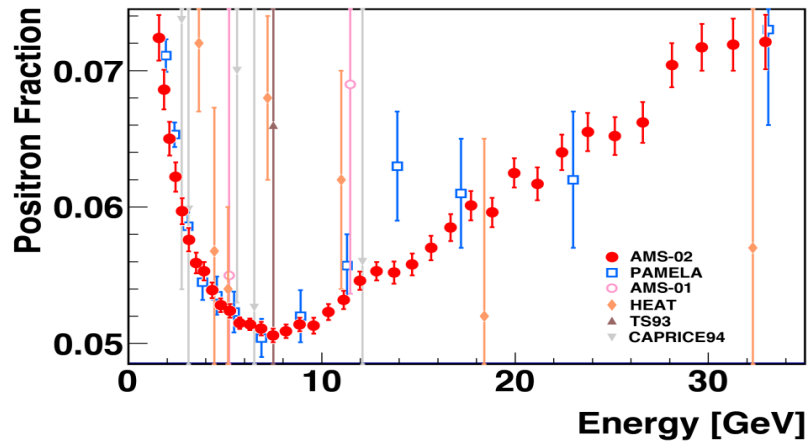
- The positron-fraction spectrum does not exhibit fine structures and steadily increases in the region between 10 and 250 GeV. In the high statistics AMS-02 sample the ratio is of the order of $\sim 10\%$ above a few tens of GeV. As a consequence, since positrons are always created in pair with an electron *about 90 % of the observed electrons must be of primary origin.*

■ Positron fraction :

✓ No sharp structures

✓ Steady increase of the positron content up to ≈ 275 GeV

Well described by an empirical model with a common source term for e^+/e^-



Equazione di propagazione (1)

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\hat{D}_i \vec{\nabla} N_i) + \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) + m v \sigma_i N_i + \frac{N_i}{\tau_i} = q_i + \sum_{j < i} m v \sigma_{ij} N_j + \sum_j \frac{N_j}{\tau_{ji}}$$

- I CR non sono accelerati nell'ISM, sono accelerati da sorgenti puntiformi
- La loro potenza e distribuzione spazio-temp. e' descritta dalle funzioni $q_i(t, \vec{r}, E)$ (per la specie i)

- * $\hat{D}_i(\vec{r}, E)$ e' il tensore di diffusione
- * $b_i(\vec{r}, E)$ caratterizza le perdite continue di energia delle singole particelle
cosi' che $dE/dt = b_i$ (\equiv ionizz. + brems + sincrotr + Compton inverso)
- * $\sigma_i(E)$ e' la sez. d'urto inelastica del nucleo i con i nuclei dell'ISM
- * $n(\vec{r})$ e' la densita' dell'ISM
- * σ_{ij} e' la sez. d'urto di prod. di nuclei di tipo i da nuclei piu' pesanti
- * τ_i e' la vita media rispetto a decad. radioatt.
- * N_j/τ_{ji} descrive l'apparizione di nuclei di tipo i a causa del decad. di altri nuclei

Perdite di energia

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\hat{D}_i \vec{\nabla} N_i) + \frac{\partial}{\partial E} (b_i N_i) + m v r_i N_i + \frac{N_i}{\tau_i} = q_i + \sum_{j < i} m v b_{ij} N_j + \sum_{j > i} \frac{N_j}{\tau_{ji}}$$

σ_i e' la sez d'urto per il processo $p_{\text{CR}} p_{\text{ISM}} \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ ed n e' la densita' di p nell ISM, N_i e' la densita' di elettroni

Per gli elettroni, a differenza della componente nucleare, sono importanti i processi di perdita di energia durante la propagazione

Il termine che descrive le perdite di energia continue non puo' essere trascurato ma anzi diventa dominante

Perdite di energia

le perdite continue di energia $b(E) = dE/dt$ sono sostanzialmente:

Ionizzazione \rightarrow part + nuclei

Bremsstrahlung \rightarrow part + nuclei

Sincrotrone \rightarrow particelle + campi magnetici

Compton inverso \rightarrow part + fotoni di bassa E

Decelerazione adiabatica \rightarrow diffusione in un gas in espansione

Le sezioni d'urto (tranne la decel adiab) sono tutte proporzionale $1/M^2 \rightarrow$
tali processi sono importanti per particelle leggere (a meno di andare ad energie elevatissime)

Ionizzazione

Particelle cariche che attraversano un mezzo vanno incontro a :

1. Perdite di energia continue
2. Deflessione della direzione originaria

Questi effetti sono principalmente dovuti a due processi:

1. Collisioni inelastiche con gli elettroni atomici del materiale
2. Collisioni elastiche con i nuclei del materiale

Le perdite per ionizzazione comprendono:

- Ionizzazione di atomi o ioni
- Eccitazione di stati atomici o ionici

Largamente usata per rivelatori di particelle

Causa di perdite di energia per le particelle nell' ISM

Ionizzazione

Dei due processi elettromagnetici, le collisioni inelastiche con gli e⁻ atomici sono praticamente le sole responsabili delle perdite continue di energia di particelle pesanti nella materia.

In queste collisioni ($\sigma \approx 10^{-17} - 10^{-16} \text{ m}^2$), la particella proiettile cede E all' atomo.

Le perdite nelle singole collisioni sono piccole, ma il # e' grande per unita' di lunghezza → effetto cumulativo osservabile anche nel caso di spessori sottili (e.g. Un p di 10 MeV perde tutta la sua energia in 0.25 mm di Cu).

Le perdite per ionizzazione comprendono:

- Collisioni *soft* \leftrightarrow Eccitazione di stati atomici o ionici , $\Delta E < E_{\text{ionizz}}$
- Collisioni *hard* \leftrightarrow Ionizzazione di atomi o ioni, $\Delta E > E_{\text{ionizz}}$
se $E \gg E_{\text{ionizz}} \rightarrow$ e⁻ energetici, raggi δ

lo scattering elastico su nucleo avviene frequentemente ma le perdite di energia sono trascurabili se la massa del bersaglio e' \ll di quella del proiettile.

Ionizzazione: Bethe-Bloch

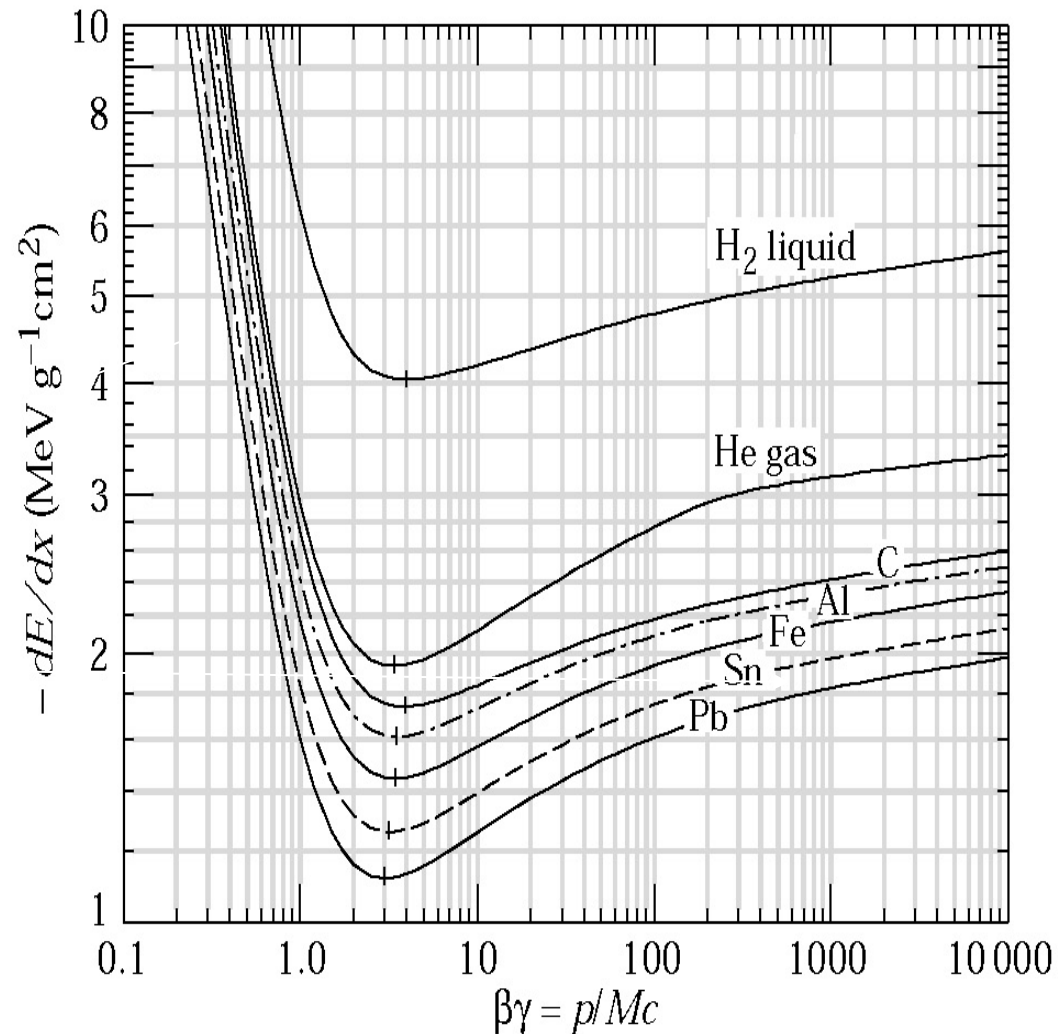
$$\frac{dE}{d\xi} = K \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 \right]$$

Misurando $\gamma = E/Mc^2$
e contemporaneamente
 $dE/d\xi$ si misura z

A bassa energia / β^{-2}

Ad alta energia / $\ln \gamma^2$

Minimo a $\beta\gamma \approx 2-3$, corrispondente
a $E \approx Mc^2$, oltre questo limite la
particella è relativistica
(Minimum Ionizing Particle=MIP).



Ionizzazione: Potenza

In astrofisica il fattore importante e' la potenza persa dalla particella (i.e. ceduta al mezzo attraversato)

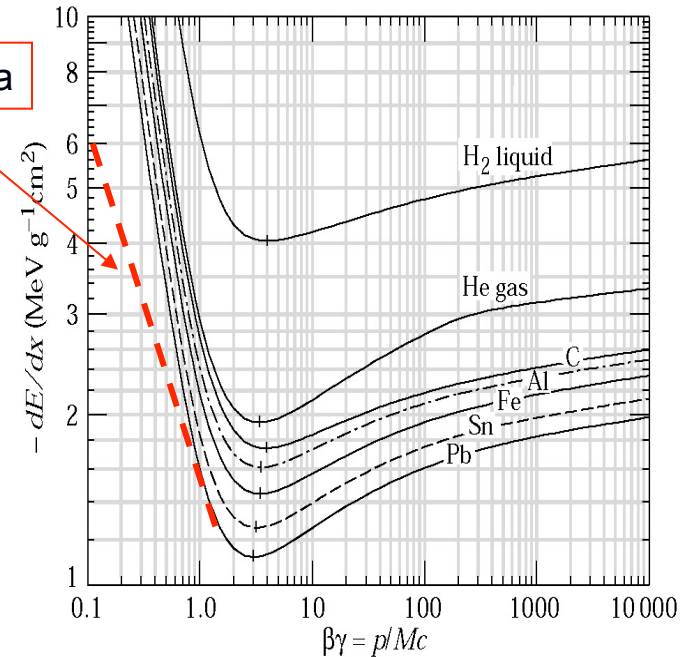
$$\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 \right]$$

potenza

La potenza trasferita (ET^{-1}) e'

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dx}{dt} \frac{dE}{dx} = c \frac{v}{c} \frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c \beta} \left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 \right]$$

A differenza della perdita per unita' di lunghezza, la potenza ceduta dipende piu' debolmente dalla velocita' della particella incidente



La perdita totale dipende anche dallo stato di ionizzazione del mezzo, dato che essa dipende dal numero di elettroni presenti N_e

Nel caso di un mezzo neutro o di un plasma elettricamente neutro

$$N_e = NZ$$

Mentre nel caso di un mezzo parzialmente ionizzato N_e e' determinato dal grado di ionizzazione

$$N_e = NZ_{el}$$

Nel caso ultra-relativistico

$$\frac{dE}{dt} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c} \left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2}{I}\right) - 1 \right]$$

Ionizzazione: elettroni

Nel caso in cui le particelle incidenti sono e⁻, ci sono due importanti differenze rispetto al caso di particelle pesanti:

- Proiettile e bersaglio sono identici → indistinguibili
- Le masse sono le stesse → deflessioni non trascurabili durante gli urti

Il risultato (esatto) e'

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 Z N}{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2}\right) - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2}\right) \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2 \right]$$

Se $\gamma \gg 1$ (ultra-rel.) →
$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{e^4 Z N}{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[\ln\left(\frac{2\gamma^2 m_e c^2 \beta^2 E_{max}}{I^2}\right) \right]$$

E_{max} , nel caso degli e⁻, si ottiene dalla formula ottenuta nel caso di particelle pesanti

$$E_c = 2m_e c^2 \gamma_{cm}^2 (v_{cm}/c)^2 \quad v_{cm} = \frac{M\gamma v}{(M\gamma + m_e)} \quad \text{Sostituendo si ha}$$

$$E_c = \frac{2m_e M^2 \gamma^2 v^2}{(m_e + \gamma M)^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{M^2 \gamma^2 v^2}{c^2 (m_e + \gamma M)^2}} \quad \longrightarrow \quad E_c = \frac{2m_e M^2 \gamma^2 v^2}{(m_e + \gamma M)^2 - M^2 \gamma^2 \beta^2}$$

$$E_c = \frac{2m_e M^2 \gamma^2 v^2}{[m_e^2 + 2\gamma M m_e + M^2 \gamma^2 (1 - \beta^2)]} \quad E_c = \frac{2m_e M^2 \gamma^2 v^2}{[m_e^2 + 2\gamma M m_e + M^2]}$$

Se $M=m_e \rightarrow E_c = \frac{m_e \gamma^2 v^2}{[1 + \gamma]}$

Ionizzazione: tempo scala

Se mettiamo dentro i numeri otteniamo

$$-\frac{dE}{dt} \approx 7.64 \times 10^{-15} N (3 \ln \gamma + 19.8) [eV s^{-1}]$$

NB: $\gamma = E_{\text{cin}}/mc^2 + 1 \rightarrow$ le perdite per ionizz dipendono debolmente da E

Un e^- perde tutta la sua energia per ionizzazione in un tempo scala

$$\tau \sim \frac{E}{(dE/dt)_i}$$

cioè $\tau \sim \frac{E}{7.64 \times 10^{-15} N (3 \ln \gamma + 19.8)} \quad [s]$

Per esempio, un e^- di 3 GeV ($\gamma \approx 6000$), perde tutta la sua energia in $3 \times 10^{14}/N$ anni

Assumendo $N \approx 10^6$ protoni m^{-3} , $\tau \approx 10^8$ anni

Ionizzazione

Le regioni fredde sono visibili perche' emettono radiazione nella transizione da stati eccitati allo stato fondamentale.

L'eccitazione atomica e', molto schematicamente, dovuta o alla presenza di sorgenti di radiazione UV e/o X in prossimita' o all'interno della regione, p.es. Stelle o pulsars
e/o al flusso di raggi cosmici galattici che attraversano la regione che ionizzano gli atomi e le molecole del mezzo

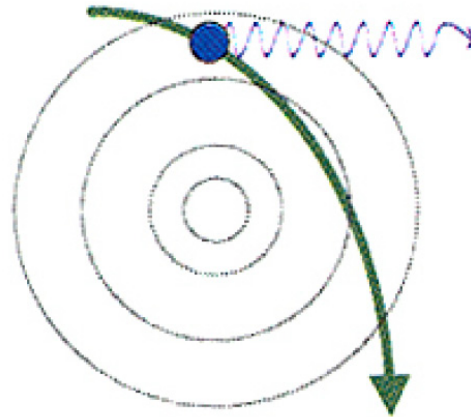
La ionizzazione dovuta alla radiazione domina l'emissione nelle regioni esposte alla luce UV di stelle giovani, quella dovuta ai raggi cosmici diventa dominante nei casi in cui non ci sono sorgenti di radiazione e soprattutto nei nuclei delle nubi molecolari o atomiche che sono schermati dalla radiazione dal materiale piu' esterno: il rate di ionizzazione da raggi cosmici diventa cruciale per l'equilibrio delle nubi e un parametro cruciale per i modelli fisici e chimici delle stesse

constituents of ISM in Milky Way	where	temperature density ...	how observed
atomic hydrogen HI	in disk, some in halo $\approx 90\%$ of mass, 50% of vol.	50...300K $1...100\text{cm}^{-3}$	21cm radio line UV absorption lines
molecular hydrogen H ₂	dark clouds in disk $\approx 10\%$ of mass, 1% of vol.	3...100K $10^2...10^6\text{cm}^{-3}$	UV absorption lines IR emission lines
other molecules CO, HCN, H ₂ O ...	dark clouds in disk	3...100K $10^2...10^6\text{cm}^{-3}$	radio and IR emission
ionized hydrogen HII	near hot stars, emission nebulae	5000...10000K $10^2...10^4\text{cm}^{-3}$	optical and IR emission lines, radio continuum
hot gas	everywhere	$10^6...10^7\text{K}$ 0.01cm^{-3}	X-ray emission
dust grains	mostly in disk $\approx 1\%$ of mass	20...100K size $\approx 2000\text{\AA}$	reddening/absorption of starlight, IR emission
magnetic fields	everywhere	μGauss	polarization of stars, Zeeman effect, synchrotron radiation
cosmic rays	everywhere	energies up to 10^{20}eV	air showers

The total mass of the ISM in the Milky Way amounts to $\approx 15\%$ of the mass in stars, which is a typical value for spiral galaxies in general.

Bremsstrahlung

La bremsstrahlung o radiazione di frenamento e' la radiazione associata con la variazione di quantita' di moto di una particella carica in un campo elettrico.



La descrizione corretta e' quella quantistica poiche' possono essere emessi fotoni con energie paragonabili a quella della particella che emette, ma come nel caso della ionizzazione in molti casi si puo' usare un approccio classico o semi-classico (relativistico).

Bremsstrahlung

Ovunque ci sia gas di elettroni e nuclei si ha emissione di radiazione di frenamento o emissione free-free (per sottolineare il fatto che si tratta di una transizione fra due stati energetici non legati).

Questo accade per:

L' emissione radio da regioni compatte di HII (idrogeno ionizzato) con $T \sim 10^4$ K,

Emissione X da sistemi binari con $T \sim 10^7$ K,

Emissione diffusa da gas intergalattico con $T \sim 10^8$ K

Atmosfere stellari

Inoltre costituisce uno dei processi principali attraverso cui elettroni di alta energia perdono energia

Densità media del mezzo Interstellare

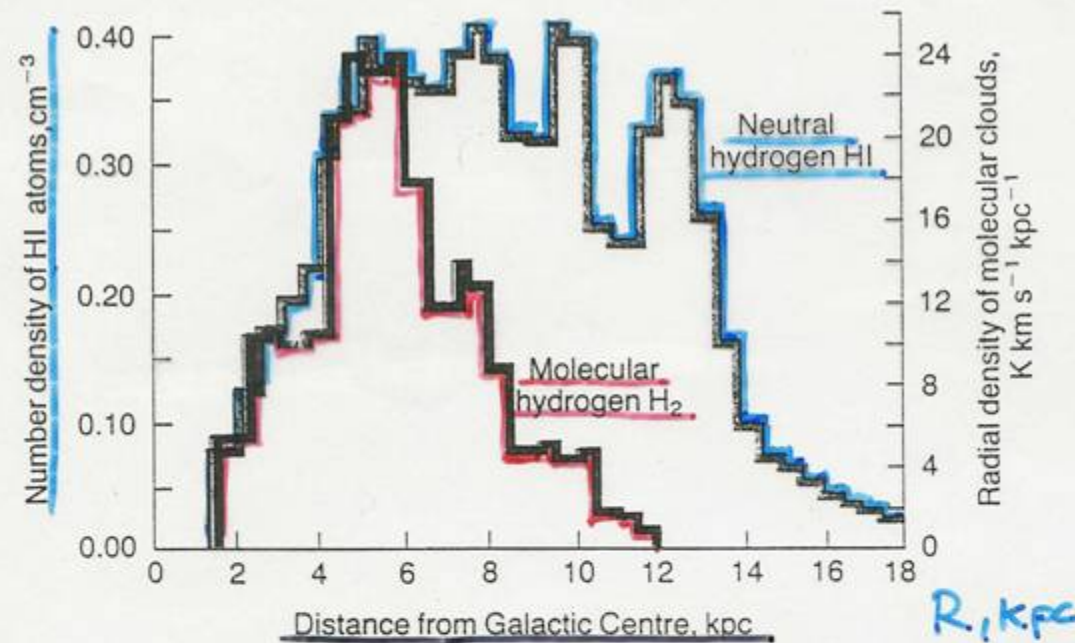


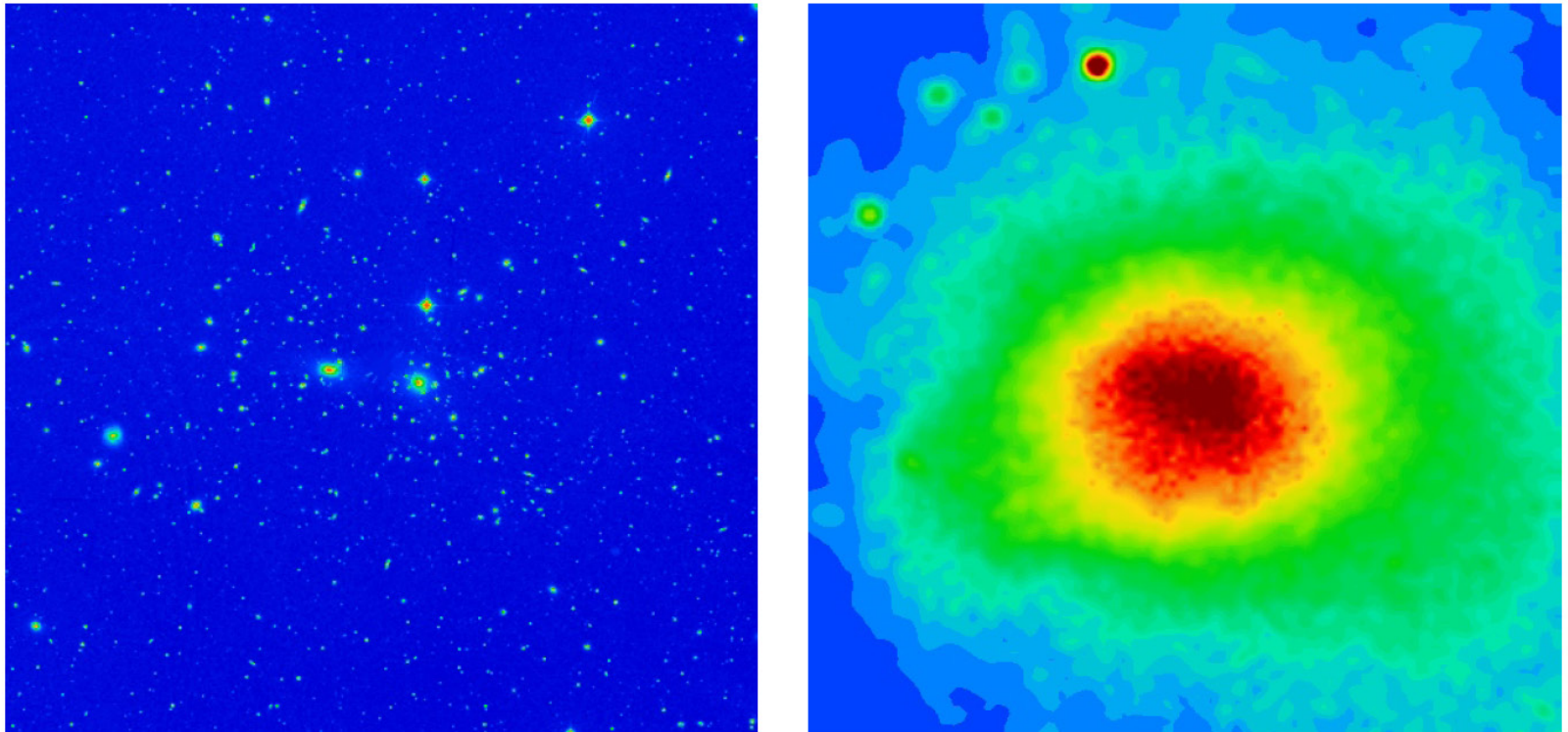
Figure 17.2. The radial distribution of atomic and molecular hydrogen as deduced from radio surveys of the Galaxy in the 21-cm line of atomic hydrogen and from millimetre surveys of the molecular emission lines of carbon monoxide, CO. (After D. Michalis and J. Binney (1981). *Galactic astronomy: structure and kinematics*, pp. 535, 554. San Francisco: W.H. Freeman and Co.)

$$\rho_{IG} = 1 \text{ p/cm}^3 = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$$

IL MEZZO INTERSTELLARE					
NOME	COSTITUENTI	Rivelati da...	VOLUME e MASSA del Mezzo Int.		T (K)
MOLECOLARI NUBI	H ₂ , CO CS etc	Linee molecolari Emiss. Polveri	~ 0.5%	40%	1000
NUBI DI H NUBI DIFFUSE	H, C, O neutri	linee di 21 cm Linee Assorbim.	5%	40%	1-100
INTERNEBULE	H, H ⁺ , e ⁻ (ionizzati 40%)	21 cm + assorbim. Linee H	40%	20%	0.1-1
CORONE stellari	H ⁺ , e ⁻ ... O ⁺	soft X (0.1-2 keV)	~ 50%	0.1%	1000
					10 ⁶

bremsstrahlung

X-Ray Gas in Galaxy Clusters

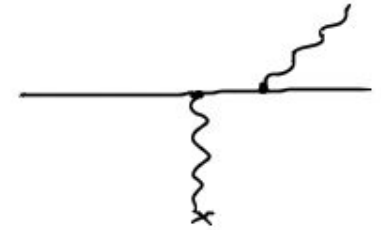
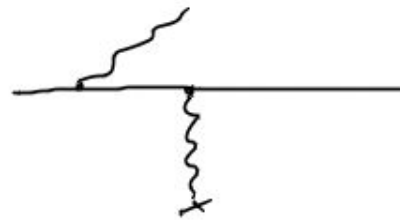
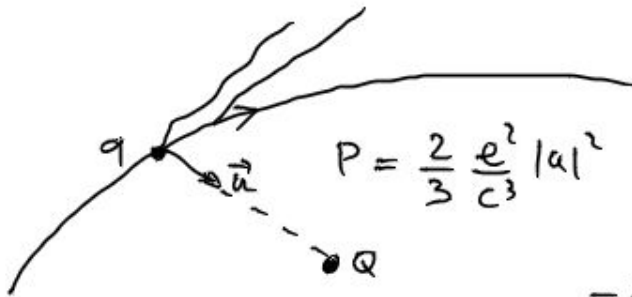


Coma cluster (left: optical image, right: X-ray image)

- An example of high energy thermal bremsstrahlung is the X-ray emission from giant elliptical galaxies and hot intercluster gas.

Brems

- Emissione di fotoni nel campo elettrico di una carica



$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{br} = 4 N z^2 r_e^2 \alpha c \bar{g}$$

- N = densità dei nuclei su cui gli elettroni fanno scattering
- $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ raggio class. dell' e^- , α = cost. di strutt. fine
- \bar{g} = fattore di Gaunt - parametrizza le correzioni quant. alla formula classica

Si ha bremsstrahlung ogni volta che particelle leggere cariche attraversano un gas di particelle pesanti – tipicamente protoni dell'ISM

Brems

◦ \bar{g} tiene conto del fatto che ci può essere screening nucleare degli elettroni atomici

- no screening, i.e. plasma completamente ionizzato

$$\bar{g} = \ln(2\gamma) + \frac{1}{3} = \ln\gamma + 0.36$$

- screening totale, i.e. H freddo $\bar{g} = \ln(183Z^{-1/3}) - 1/18$

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{Br} = \begin{cases} 7.0 \times 10^{-23} N (\ln\gamma + 0.36) & \text{No scr.} \\ 3.6 \times 10^{-22} N & \text{Tot. scr.} \end{cases} \quad s^{-1}$$

◦ Entro un intervallo $100 \lesssim \gamma \lesssim 10^5$ coincidono entro un fattore 2

◦ In entrambi i casi $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{Br} \propto E$

Brems

La potenza di singola emessa per bremsstrahlung ha una distribuzione spettrale caratteristica.

Un elettrone di energia E può emettere solo fotoni con un'energia $h\omega < E$

Lo spettro di frequenza è piatto fino alla frequenza max

Il calcolo dello spettro di frequenza da bremsstrahlung è lungo e laborioso. Fisicamente è dovuto alla forma del campo elettrico che interviene nell'interazione.

Calcolo qualitativo dello spettro di emissione