

# Astrofisica dei Raggi Cosmici

Nicola Tomassetti

Generalità

# Generalità

## Grandezze che misuriamo direttamente, per ogni particella

- ✓ Energia totale  $E$ , energia cinetica per nucleone  $T/n$ , o rigidità  $R=p/Z$
- ✓ Direzione di arrivo  $(\vartheta, \phi)$ , o in coordinate Galattiche  $(l, b)$
- ✓ Massa e/o carica:  $M, Z$

## Proprietà che determiniamo statisticamente

- ✓ Distribuzione di energia  $dN/dE$
- ✓ Distribuzione angolare  $dN/d\Omega$
- ✓ Composizione chimica o isotopica

## Due grandezze fisicamente importanti

### Rigidità magnetica $R= pc/Ze$

- ✓ Governa accelerazione / trasporto
- ✓ Misurata direttamente negli spettrometri

### Energia cinetica per nucleone

- ✓ Conservata nella frammentazione nucleare
- ✓ Misurata in alcuni detector (TOF/RICH/TRD)

# Grandezze base

**Flusso differenziale**  $J(E) = \frac{dN}{dE d\Omega d\Sigma dt} \quad (m^{-2} s^{-1} GeV^{-1} sr^{-1})$

**Flusso integrato**  $I = \frac{dN}{d\Omega d\Sigma dt} = \int_0^\infty J(E) dE \quad (m^{-2} s^{-1} sr^{-1})$

$$J(> E) = \int_E^\infty J(E') dE' \quad (m^{-2} s^{-1} sr^{-1})$$

**Densità numerica**  $n(E) = \frac{dN}{dV} = \frac{4\pi}{\beta c} J(E) \quad (m^{-3})$

**Phase-space density**  $dN = f(p, x) d^3 x d^3 p$   
 $n(p) dp = 4\pi p^2 f(p, x) dp$

# Ekin/Nucleon & Rigidity

## Rigidità magnetica $R = pc/Ze$

- ✓ Governa accelerazione / trasporto
- ✓ Misurata direttamente negli spettrometri

$$R = \frac{A}{Z} \sqrt{E^2 + 2M_p E}$$

$$E = \sqrt{R^2 \left(\frac{Z}{A}\right)^2 + M_p^2} - M_p$$

$$J(R) = J(E) \frac{dE}{dR} = \beta(E) J(E(R))$$

## Energia cinetica per nucleone $E$

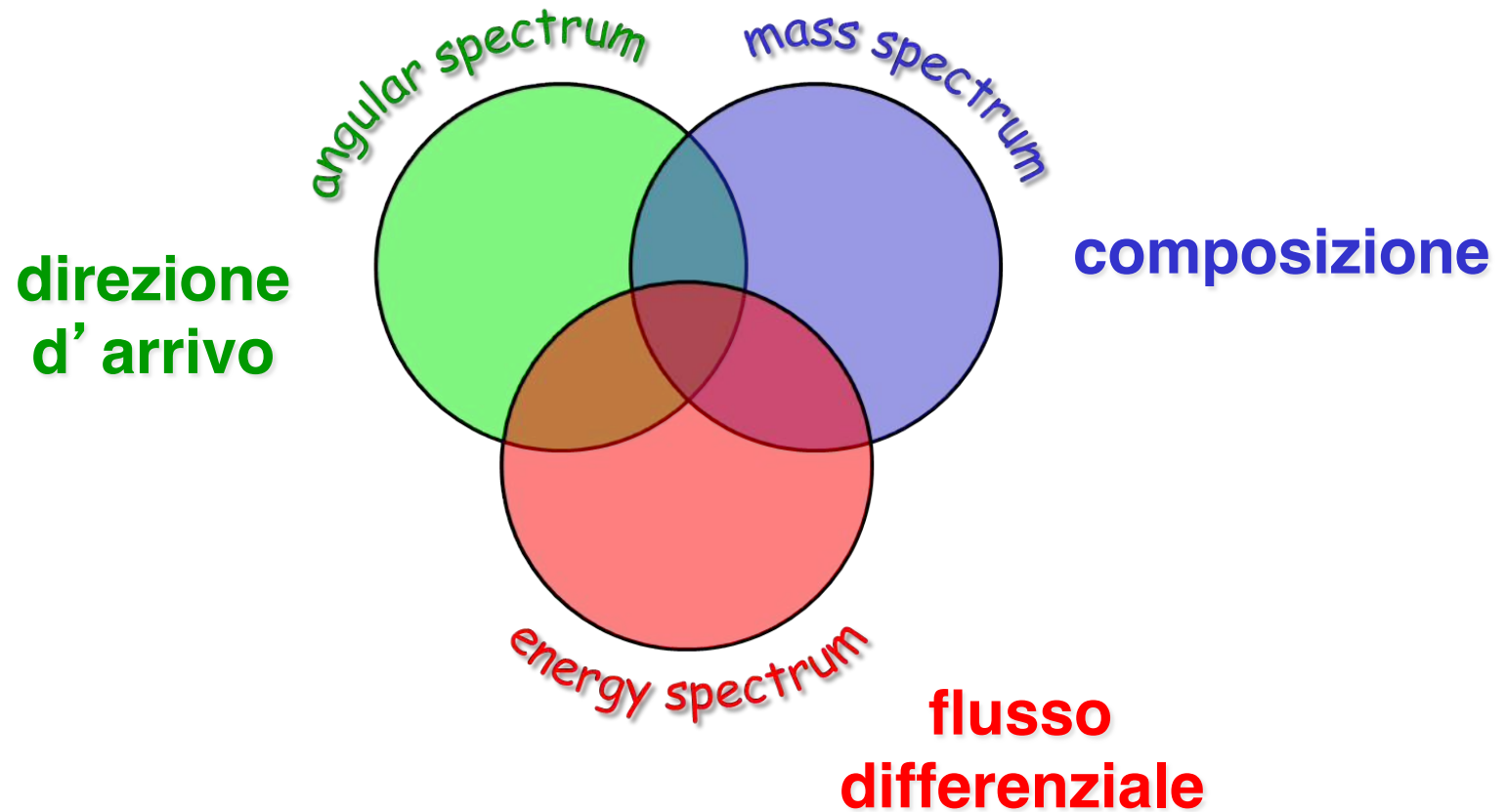
- ✓ Conservata nella frammentazione nucleare
- ✓ Misurata in alcuni detector (TOF/RICH/TRD)

$$\frac{dE}{dR} = \frac{\left(\frac{Z}{A}\right)^2 R}{\sqrt{\left(\frac{Z}{A}\right)^2 R^2 + M_p^2}} = \beta(R)$$

$$\frac{dR}{dE} = \frac{M_p + E}{\sqrt{E^2 + 2M_p E}} = \frac{1}{\beta(E)}$$

$$J(E) = J(R) \frac{dR}{dE} = \frac{J(R(E))}{\beta(E)}$$

# Tre osservabili fondamentali



# Spettro Energetico

Flusso = #particelle / (tempo X energia X area X angolo solido)

$$J = \frac{dN}{dt \cdot dE \cdot dS \cdot d\Omega}$$

Energie >> GeV: Legge di potenza

$$J_{TOT}(E) \approx A \cdot E^{-\gamma}$$

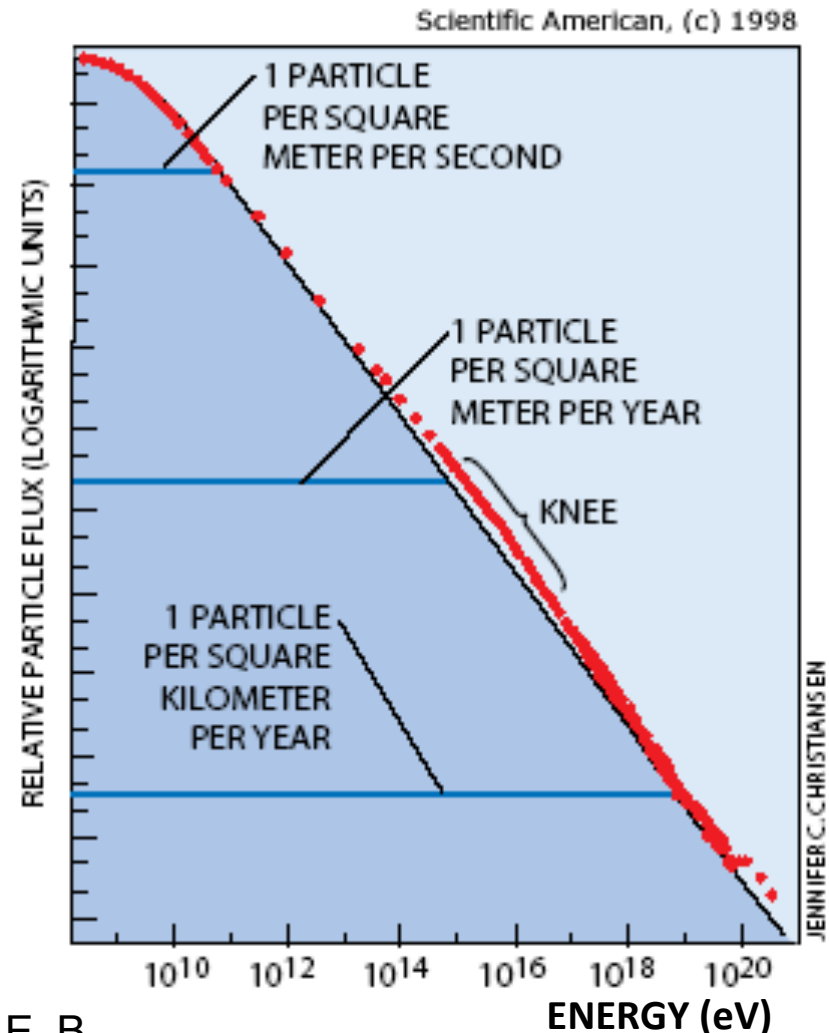
$$\gamma \approx 2.7$$

$$A \approx 2 \text{ (s GeV cm}^2 \text{ sr)}^{-1}$$

Basse energie –Modulato dal vento solare

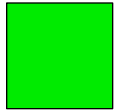
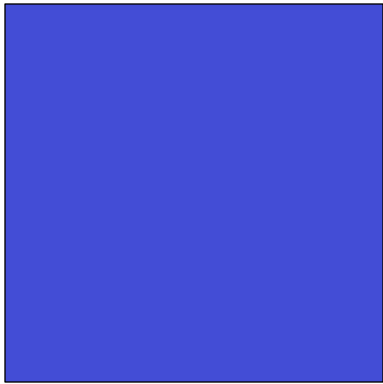
Alte energie – Leggero cambio di indice spettrale

- ✓ Legge di potenza -> meccanismo NON termico -> E, B
- ✓ Intensità -> alta densità di energia eV/cm<sup>2</sup> -> CR galattici



# Composizione

88 % of protons



10 % of He



<1% of heavy nuclei

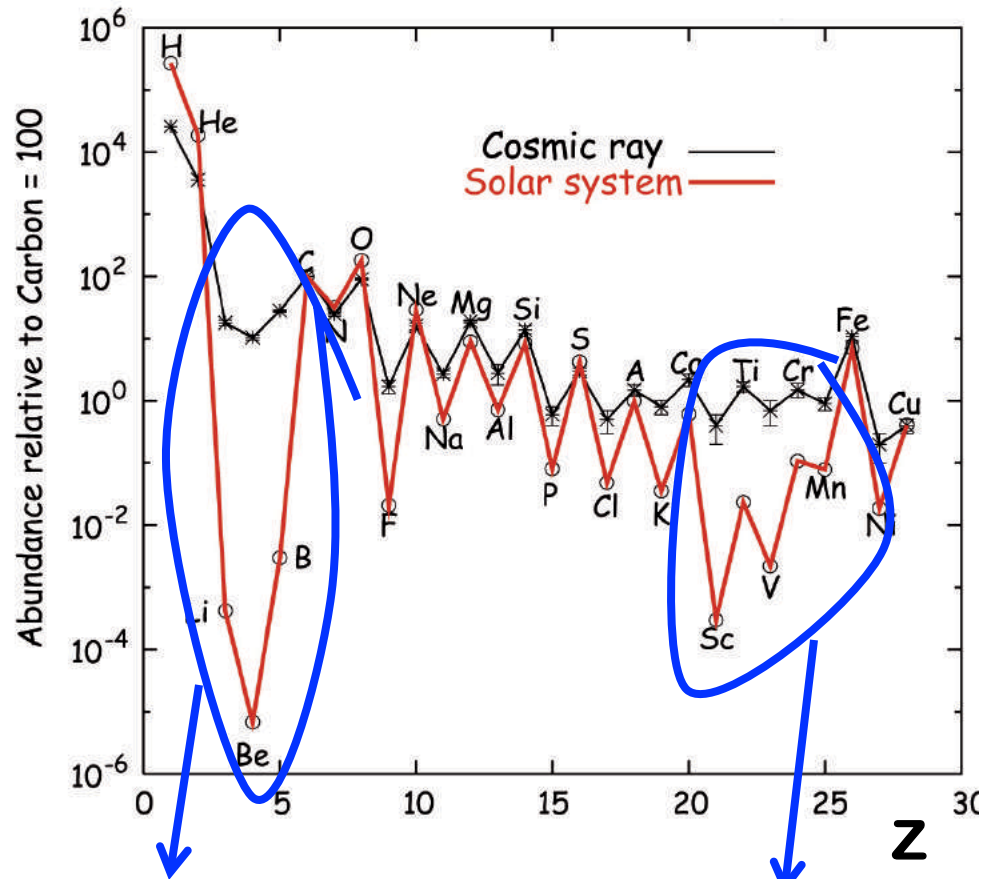
1% of electrons

rare components

$$\bar{p}/p \sim 10^{-4}$$

$$e^+/e^- \sim 10^{-1}$$

$$\bar{\text{He}}/\text{He} < 10^{-6}$$



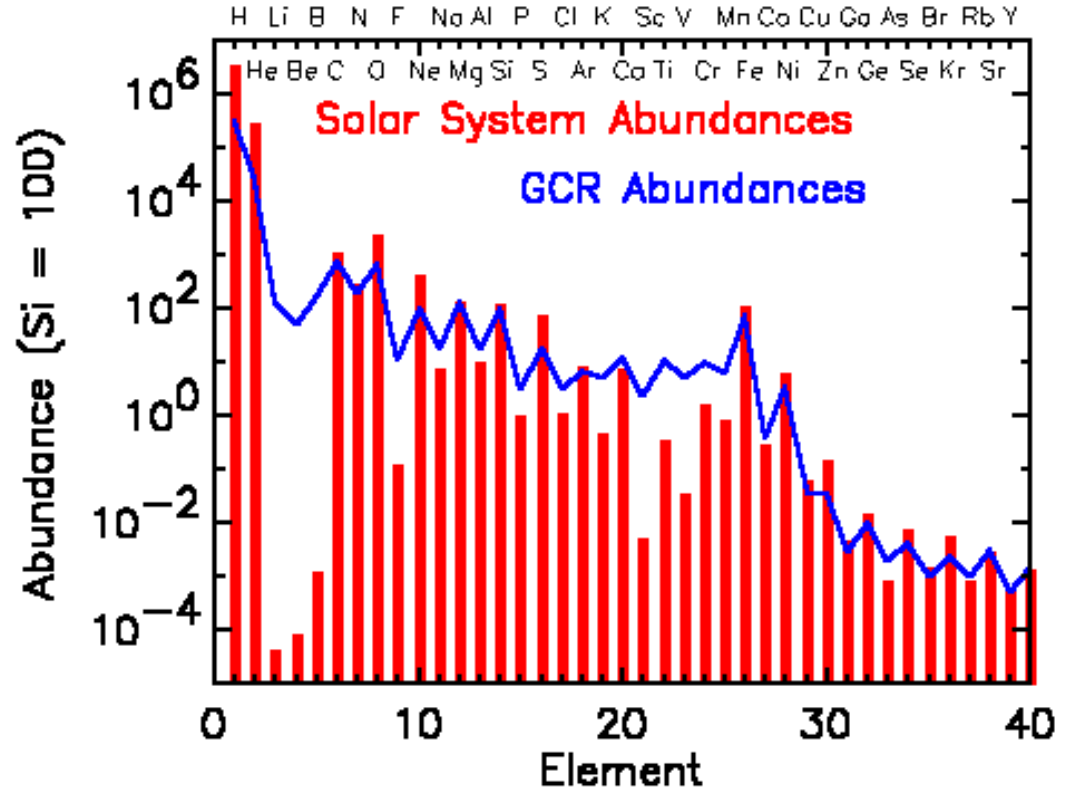
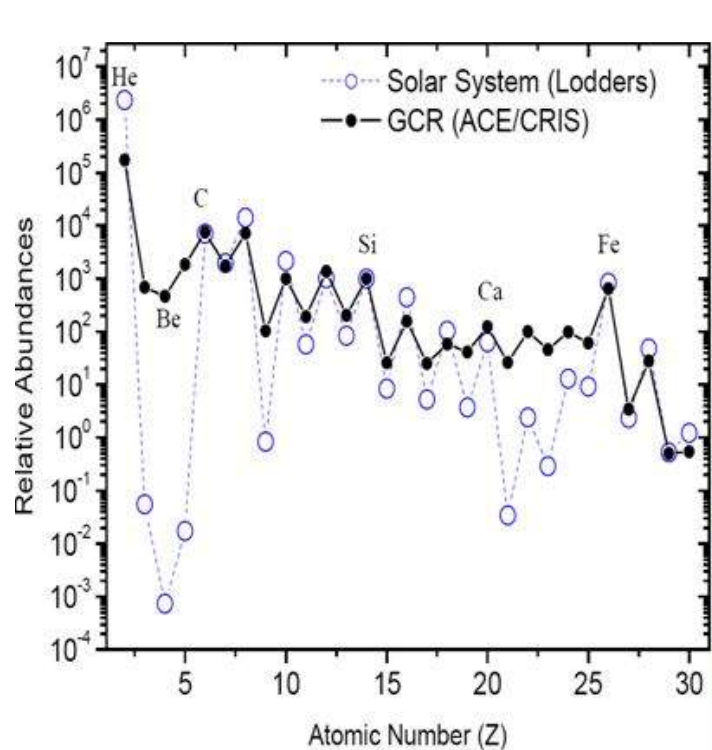
**LiBeB**

**SubFe**

**non sono prodotti da esplosioni di supernovae**



# Composizione



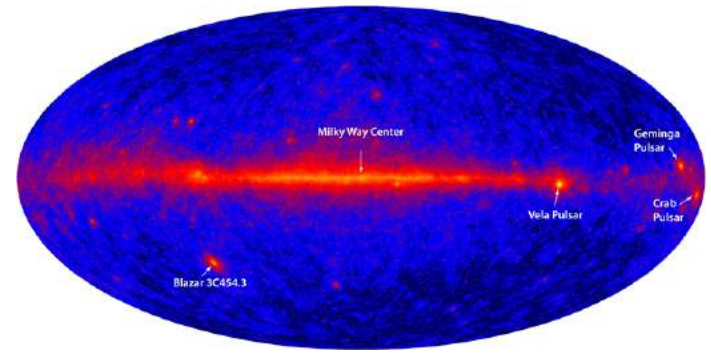
**Deuterio, Elio-2, Litio, Berillio, Boro, Fosforo, Scandio, Vanadio, Titanio, antiparticelle...**

Questi elementi sono rari nel sistema solare, e nella Galassia, perché non vengono prodotti nei processi stellari. Se i raggi cosmici sono fatti di materiale galattico che viene accelerato, la loro composizione dovrebbe riflettere la composizione degli elementi nella galassia.

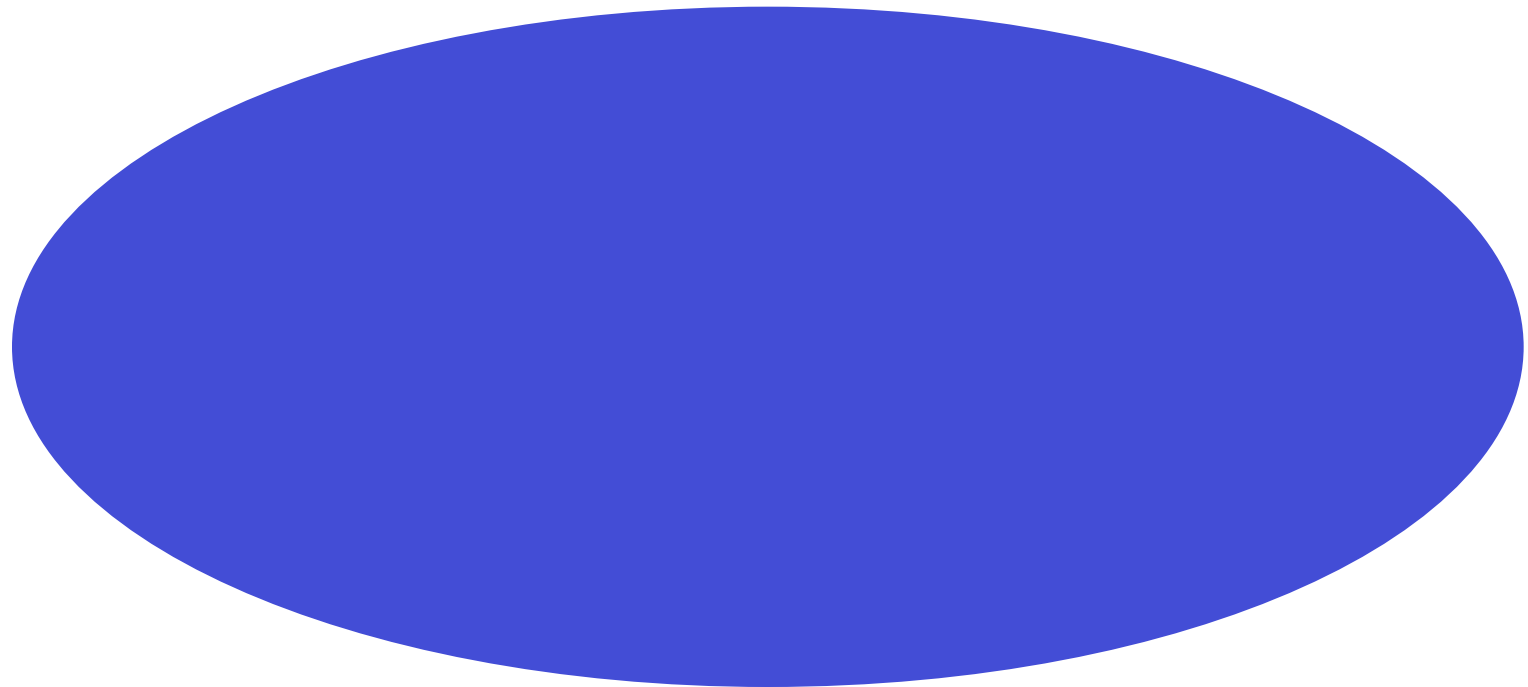
E' in effetti così, ma nei raggi cosmici si osserva una sovra-abbondanza di elementi rari.

# Distribuzione Angolare

## Isotropia



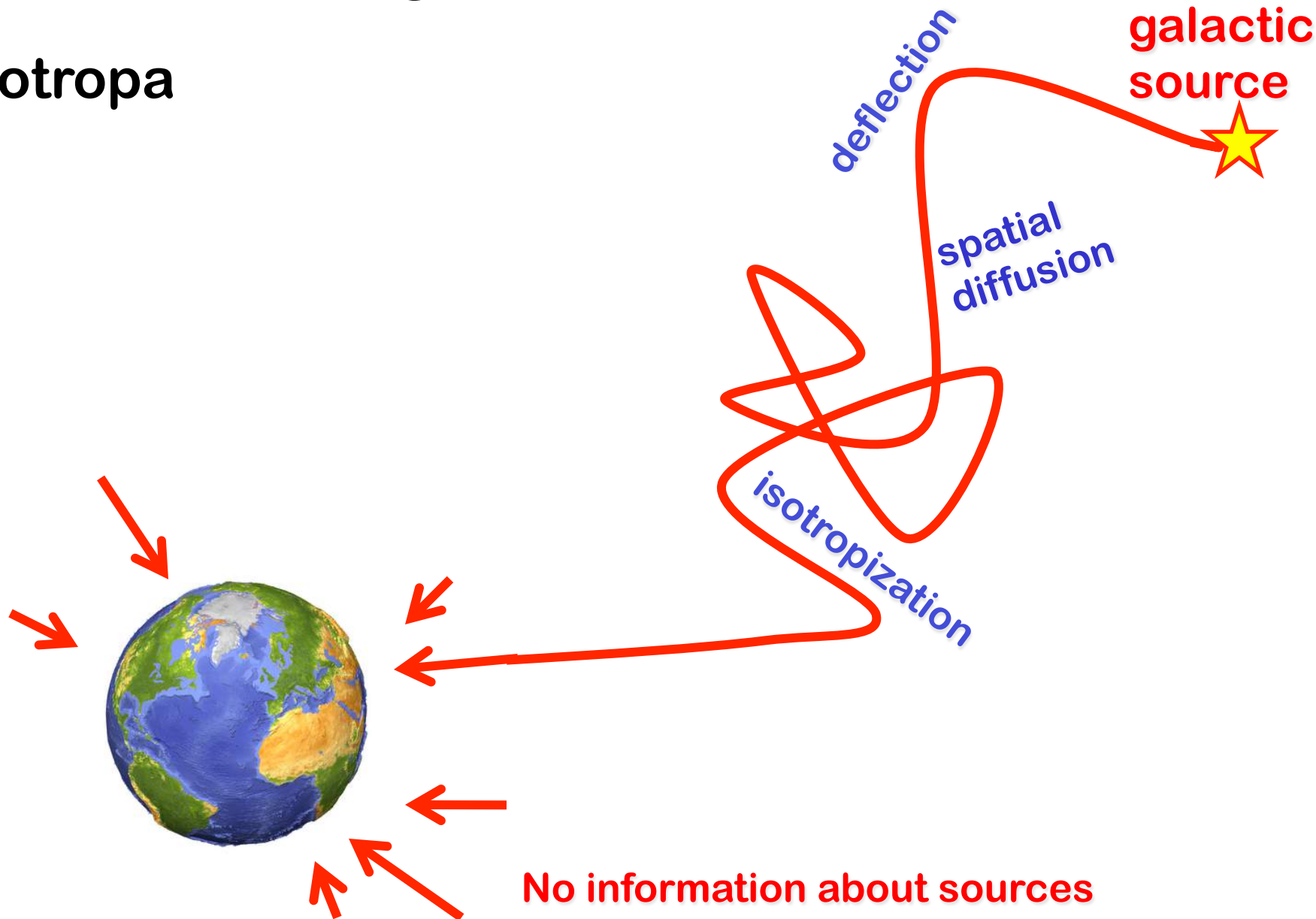
Fermi Gamma-ray Space Telescope



skymap with galactic cosmic rays  
( $E > 100 \text{ GeV/n}$ )

# Distribuzione Angolare

## Isotropia



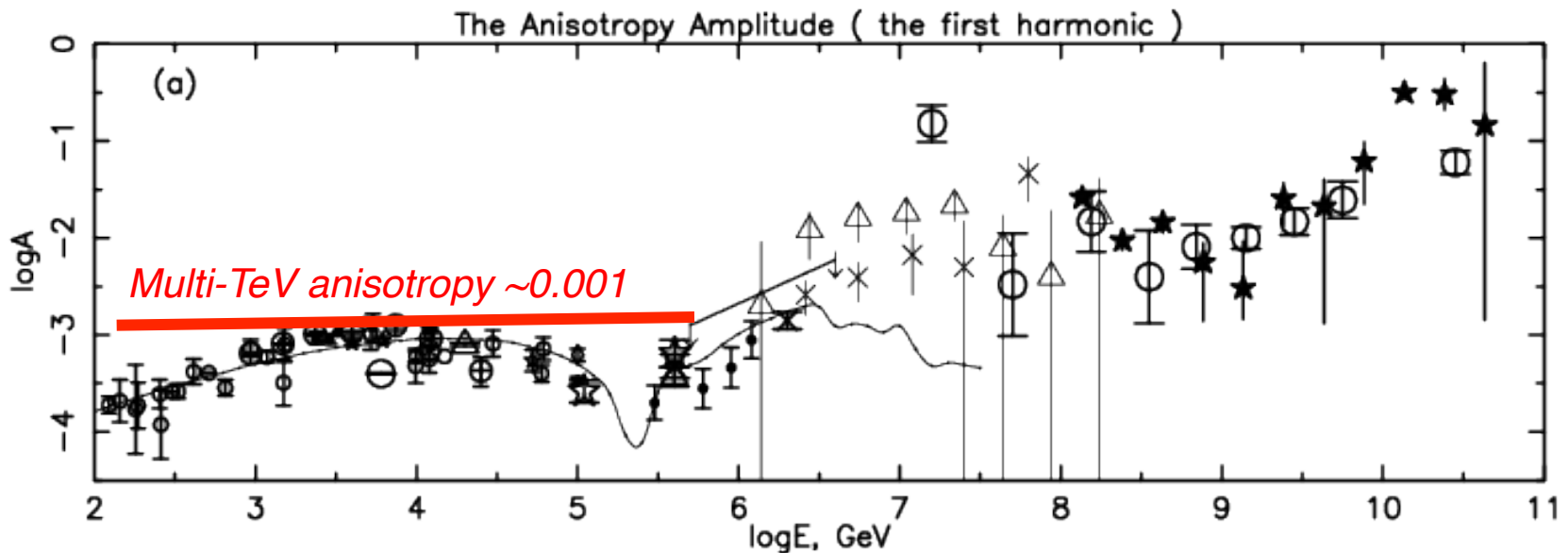
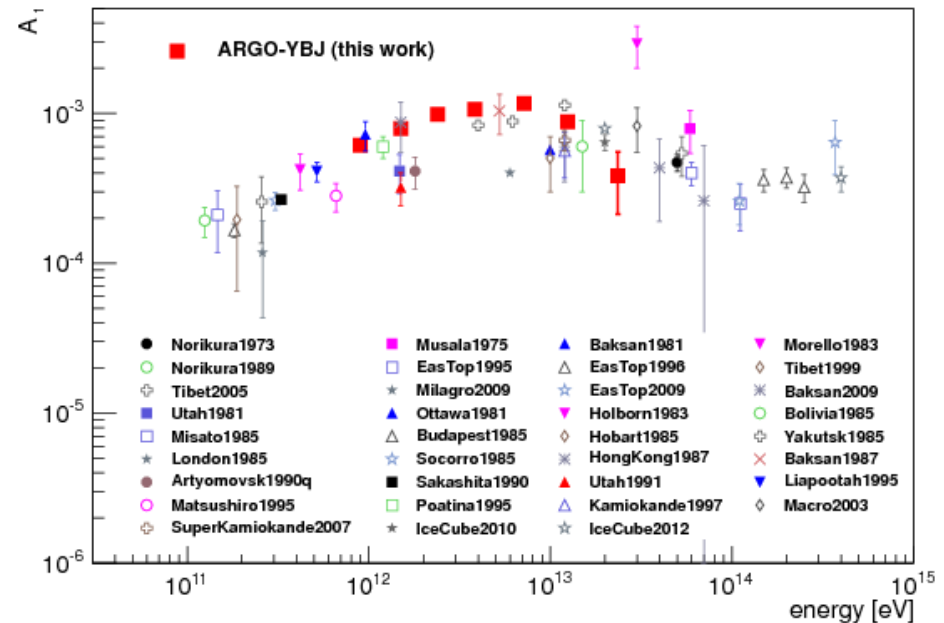
# Distribuzione Angolare

Isotropa... quasi

*Anisotropia di dipolo*

$$J(\vartheta) \cong J_0 + J_1 \cos(\vartheta)$$

$$\eta = \frac{J_1}{J_0} = \frac{J_{Max} - J_{Min}}{J_{Max} + J_{Min}} \sim O(10^{-3})$$



# Effetto Compton-Getting

$$J(\vartheta) \cong J_0 + J_1 \cos(\vartheta)$$

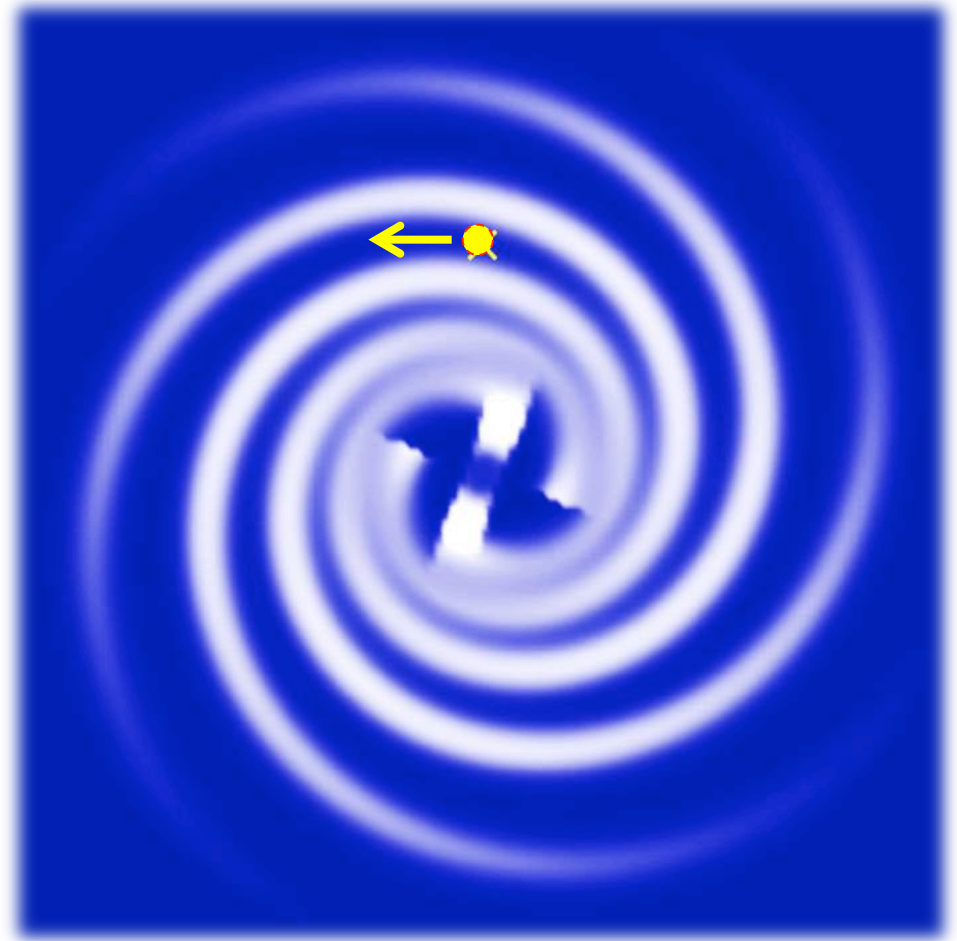
$$\eta = \frac{J_1}{J_0} = \frac{J_{Max} - J_{Min}}{J_{Max} + J_{Min}} \sim O(10^{-3})$$

*Anisotropia Compton-Getting*

$$\eta_{CG} = \left[ 2 - \frac{\partial \log(J)}{\partial \log(R)} \right] \beta_{\oplus} = (2 + \gamma) \beta_{\oplus}$$

*Per  $V \sim 220$  km/s:  $\eta_{CG} \sim 10^{-3}$*

*Ma ci aspettiamo che anche i raggi cosmici “ruotino” solidali alla Galassia, per cui  $10^{-3}$  costituisce un limite superiore. Per il moto del sistema solare rispetto ai raggi cosmici, una velocità peculiare più ragionevole è  $\sim 20$  km/s. Per cui l'anisotropia CG attesa è di  $10^{-4}$  o meno.*



# Sommario

## Proprietà di base dei raggi cosmici:

- Alta densità di energia
- Spettro di natura non termica
- Sovra-abbondanza di elementi rari nella Galassia
- Alto livello di isotropia

Questo ci porta a pensare che i raggi cosmici sono

- ✓ Prodotti nella Galassia, accelerati da campi elettrici o magnetici fino a  $E \sim \text{PeV}$
- ✓ Confinati nei campi magnetici della Galassia per milioni di anni.

- Accelerazione da sorgenti galattiche (quali?)
- Propagazione diffusiva nei campi magnetici galattici (come?)

# Supernovae come sorgenti di raggi cosmici

I RC alle energie GeV-TeV sono certamente di origine Galattica. Le SNe sono nella Galassia ed esplodono con una frequenza di  $\sim 1$  ogni 30 anni

RC	{	<b>Volume occupato dai RC nella Galassia</b>	$V_{CR} \sim \pi L R_d^2 \sim 10^{66} \text{ cm}^3$
		<b>Densità di energia dei RC</b>	$\rho_{CR} = \int n(E) E dE \sim 0.8 \text{ eV/cm}^3$
		<b>Potenza associata</b>	$L_{CR} \sim \frac{V_{CR} \rho_{CR}}{\tau_{CR}} \sim 5 \cdot 10^{40} \text{ erg/s}$
SN	{	<b>Massa SN</b>	$M \sim 10^3 M_{\oplus}$
		<b>Energia esplosione</b>	$E \sim \frac{1}{2} M_{\oplus} v^2$ con $v \sim 5 \cdot 10^8 \text{ km/s}$
		<b>Frequenza di eventi SN</b>	$\Gamma_{SN} \sim 1 / 30 \text{ yr}^{-1}$
		<b>Potenza erogata</b>	$L_{SN} = E \cdot \Gamma_{SN} \sim 10^{42} \text{ erg/s}$

E' necessario che una frazione di energia dell'esplosione delle SN (dell'ordine del %) sia utilizzata per accelerare raggi cosmici.

Queste semplici considerazioni energetiche supportano l'idea delle supernovae come sorgenti di raggi cosmici Galattici.

# Accelerazione: meccanismo di Fermi

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 75, NUMBER 8

APRIL 15, 1949

## 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.

---

$$I(p, z) = Y \delta(z) \delta(p - p_0)$$



# Accelerazione: meccanismo di Fermi

Consideriamo un processo per cui una particella carica che “incontri” un plasma magnetizzato guadagni energia secondo la relazione:

$$\Delta E = \xi E$$

Dopo  $n$  attraversamenti:  $E_n = E_o (1 + \xi)^n$

Probabilità di fuga dalla zona di accelerazione:  $P_{esc}$

Probabilità di restare nell'acceleratore dopo  $n$  attraversamenti  $(1 + P_{esc})^n$

Numero di attraversamenti necessari per raggiungere energia  $E$   $n_0 = \frac{\ln(E / E_o)}{\ln(1 + \xi)}$

Frazione di particelle accelerate ad un'energia maggiore di  $E$ :

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n_0}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^{n_0}}{P_{esc}}$$

Da cui si ottiene:  $N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left( \frac{E}{E_o} \right)^{-\gamma}$

Con

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

# Accelerazione: meccanismo di Fermi

Una particella carica di energia  $E_1$  entra nella nube di plasma e viene diffusa elasticamente dal campo magnetico irregolare ivi presente.

Dopo alcune interazioni il moto medio della particella coincide con quello della nube.

Nel sistema di riferimento del gas l'energia della particella ( $m=0$ ) è:

$$E_1^* = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)$$

Il g e b si riferiscono al moto della nube di gas rispetto al laboratorio. Essendo tutti gli urti elastici, per l'energia finale della particella nel S.R. della nube varrà

$$E_2^* = E_1^*$$

Trasformando dal S.R. della nube a quello del laboratorio

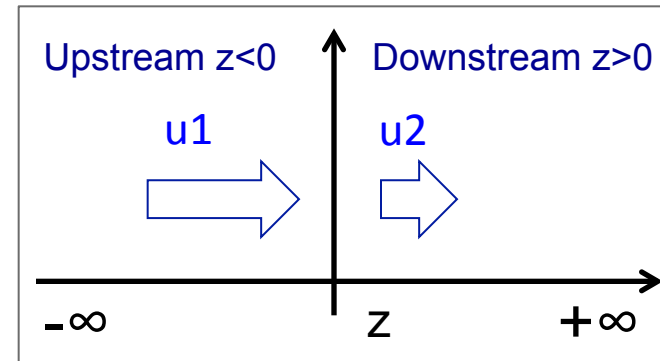
$$E_2 = \gamma E_2^* (1 + \beta \cos \theta_2)$$

Sostituendo otteniamo la variazione percentuale di energia

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{(1 - \beta^2)} - 1$$

# Accelerazione diffusiva in onde di shock

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[ D \frac{\partial f}{\partial z} \right]}_{\text{diffusion}} - \underbrace{u \frac{\partial f}{\partial z}}_{\text{advection}} + \underbrace{\frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial z} p \frac{\partial f}{\partial p}}_{\text{compression}} + \underbrace{I(x, p)}_{\text{injection}}$$



$r = u_1/u_2 \sim 4$  per shock forte  
 $D(p)$  coefficiente di diffusione

Integrazione attraverso lo shock

$$\left[ D \frac{\partial f}{\partial z} \right]_2 - \left[ D \frac{\partial f}{\partial z} \right]_1 + \frac{1}{3} (u_2 - u_1) p \frac{\partial f_0}{\partial p} + I = 0$$

Integrazione upstream fino a  $z = -\infty$

$$\left[ D \frac{\partial f}{\partial z} \right]_1 = u_1 f_0$$

Assunzione di omogenità downstream

$$p \frac{\partial f_0}{\partial p} = \frac{3}{u_2 - u_1} (u_1 f_0 - I)$$

Termine di iniezione allo shock

$$I(p, z) = Y \delta(z) \delta(p - p_0)$$

Soluzione allo shock

$$f_0 = \alpha \frac{Y}{4\pi p_0} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha}$$

$$\alpha = \frac{3u_1}{u_1 - u_2} \sim 4$$

$$n(p) dp = 4\pi p^2 f(p) \propto p^{-2}$$

- Legge di potenza estesa a infiniti momenti
- Carattere universale. Non dipende da  $D$  o  $j$
- Parametro di normalizzazione  $Y$  arbitrario

# Accelerazione DSA ed energia massima

$$f^j = Y^j \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha}$$

- Non dipende da dettagli e proprietà della diffusione nello shock
- Vale per tutte le particelle cariche (in termini di rigidità  $R=p/Z$ )

Spettro totale di Accelerazione

$$Q_j^{pri}(p) = (4\pi p^2) \Gamma_{SN} \int_0^{x_{max}=u_2 \tau_{SN}} (4\pi x^2) f_j(x, p) dx \cong Y^j \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\nu}$$

Tempo di accelerazione:

$$\tau_{acc}(p) = \frac{3}{u_1 - u_2} \int_{p_0}^p \left\{ \frac{D_1(p')}{u_1} + \frac{D_2(p')}{u_2} \right\} \frac{dp'}{p'}$$

- Particelle più energetiche impiegano più tempo (più cicli di accelerazione).
- Se il tempo a disposizione (età SNR) è finito  $\rightarrow$  massimo valore del momento ottenibile.
- Il tempo di accelerazione *dipende* dalle proprietà della diffusione, cioè da  $D(p)$ .

Per diffusione  
à la Bohm

$$D_B(p) = \frac{vr_g}{3} = \frac{p}{3ZB}$$

$$\tau_{acc}(p) = \frac{\alpha(1+r)D(p)}{u_1^2} \approx \frac{20D(p)}{3u_1^2}$$

Per un'età finita  $T$ , si ottiene una rigidità massima  $R_{max} = \frac{3Bu^2}{20} \tau_{SN} \sim O(TV)$   $E_{max}^j = Z^j \cdot R_{max}$

$$E_{max} = Z \left( 2 \cdot 10^{14} eV \right) \left( \frac{u_s}{5 \cdot 10^3 km/s} \right) \left( \frac{B}{3 \mu G} \right) \left( \frac{\tau_{SN}}{10^3 yr} \right) \sim O(10 TeV)$$

# Accelerazione DSA ed energia massima

$$f^j = Y^j \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha}$$

- Non dipende da dettagli e proprietà della diffusione nello shock
- Vale per tutte le particelle cariche (in termini di rigidità  $R=p/Z$ )

Spettro totale di Accelerazione

$$Q_j^{pri}(p) = (4\pi p^2) \Gamma_{SN} \int_0^{x_{max}=u_2 \tau_{SN}} (4\pi x^2) f_j(x, p) dx \cong Y^j \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\nu}$$

Tempo di accelerazione:

$$\tau_{acc}(p) = \frac{3}{u_1 - u_2} \int_{p_0}^p \left\{ \frac{D_1(p')}{u_1} + \frac{D_2(p')}{u_2} \right\} \frac{dp'}{p'}$$

- Particelle più energetiche impiegano più tempo (più cicli di accelerazione).
- Se il tempo a disposizione (età SNR) è finito  $\rightarrow$  massimo valore del momento ottenibile.
- Il tempo di accelerazione *dipende* dalle proprietà della diffusione, cioè da  $D(p)$ .

Per diffusione  
à la Bohm

$$D_B(p) = \frac{v r_g}{3} = \frac{p}{3ZB}$$

$$\tau_{acc}(p) = \frac{\alpha(1+r)D(p)}{u_1^2} \approx \frac{20D(p)}{3u_1^2}$$

Per un'età finita  $T$ , si ottiene una rigidità massima  $R_{max} = \frac{3Bu^2}{20} \tau_{SN} \sim O(TV)$   $E_{max}^j = Z^j \cdot R_{max}$

***Emax ~10 TeV. Ma osserviamo RC almeno fino a E~5 PeV***

- Forse le SNR non sono le sole sorgenti di RC nella galassia
- Forse c'è un meccanismo per cui  $R_{max}$  può risultare amplificata a energie  $\gg 10$  TeV

Propagazione  
diffusiva

# Diffusione dei raggi cosmici nella Galassia

- Rapporti secondari/primari (B/C)
- Rapporti secondari instabili/stabili ( $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ )
- Ampiezza dell'anisotropia di dipolo

- Tempo di residenza  $T \sim 10 \text{ Myr}$
- Dimensione regione di propagazione  $L \sim \text{kpc}$
- Coefficiente di diffusione  $K \sim 10^{28} \text{ cm}^2/\text{s} \sim 0.01 \text{ kpc}^2/\text{Myr}$

$$\tau_{\text{int}} \approx \frac{1}{n_{\text{gas}} c \sigma_{\text{spall}}} \approx \text{few Myr}$$

$$\tau_{^{10}\text{Be}} = 1.5 \times 10^6 \text{ yr}$$

Età RC  $\sim \text{few Myr}$

$$\eta \sim 10^{-4}$$
$$K \sim 10^{28} \text{ cm}^2 / \text{s}$$

# L'equazione di Diffusione

Il processo di diffusione dei RC da emessi da una sorgente generica  $q$  può essere descritto semplicemente da

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \left[ K(E, \vec{r}) \nabla n \right] = q(E, \vec{r})$$

La funzione di Green di questa equazione si può calcolare nel caso semplice in cui  $D(E, r) = D(E)$ , ed è data da:

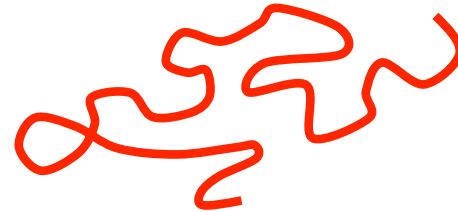
$$G(t', \vec{r}'; t, \vec{r}) = \frac{1}{\left[ 4\pi K(E)(t - t') \right]^{3/2}} \exp \left[ -\frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{4K(E)(t - t')} \right] \quad t > t'$$



# Coefficiente di diffusione

A livello microscopico, il processo di diffusione è un moto browniano dovuto a irregolarità magnetiche che agiscono come centri di scattering, posti a distanza  $\lambda \sim 1 \text{ pc}$ , che randomizzano il moto. Il tempo impiegato da una particella per percorrere una distanza  $R$  è

$$\tau_{\text{diff}} = \left( \frac{\lambda}{c/3} \right) \left( \frac{R}{\lambda} \right)^2 = \frac{R^2}{\frac{1}{3} c \lambda}$$



← distanza media tra centri di scattering

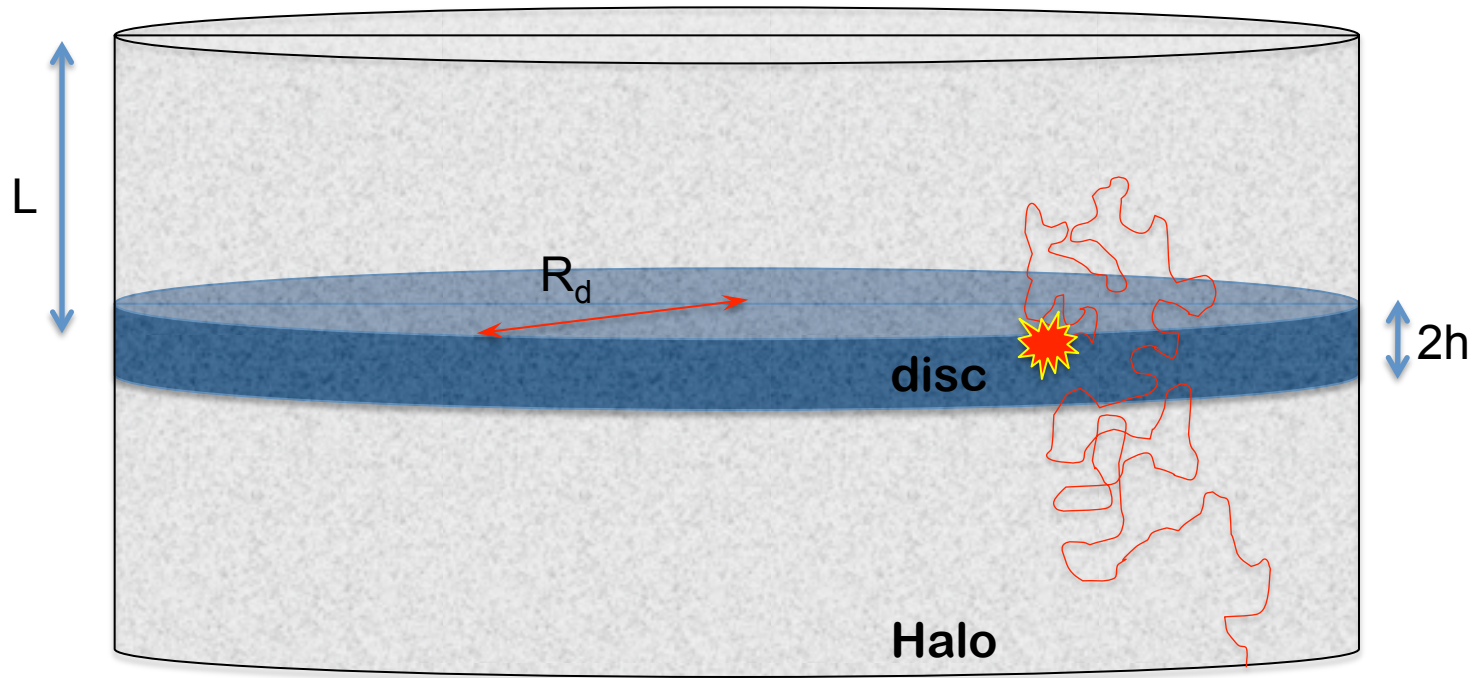
Dalle abbondanze degli elementi Li-Be-B, e dal decadimento del berillio-10, sappiamo che il tempo di diffusione è di circa 5 milioni di anni in un percorso di circa 1 kpc. Segue che

$$\lambda \sim 1 \text{ pc} \quad \Rightarrow$$

$$K = \frac{1}{3} c \lambda = (5-10) \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

**Coefficiente di diffusione**

# Setup e geometria della Galassia



In generale:  $R_d > L \gg h$

Fuga

## Assunzioni

1. Iniezione “istantanea” di particelle dalle sorgenti  $Q$ , nel disco.
2. Disco sottile ( $h \rightarrow 0$ ) ed esteso radialmente ( $R_d \rightarrow \infty$ ) contenente materia e sorgenti
3. Alone diffusivo cilindrico esteso ( $L \gg h$ ), con fuga di particelle per  $n(z = \pm L) = 0$

# Equazione di trasporto dei raggi cosmici nella galassia

**Accelerazione in SNRs:**  
*p, He, C-N-O, Fe...*



**Propagazione diffusiva**  
(+convezione+riaccelerazione)

**Frammentazione nel mezzo interstellare.**  
**Produzione secondaria**  
*2H, 3He, Li-Be-B, F, T...*



**Modulazione solare**



**Osservabili**  
**Spettri di energia,**  
**anisotropia, composizione**

## *Diffusive-Reacceleration Evolution Equation*

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \text{CR density evolution}$$

$$Q_{pri} + Q_{sec} + \text{sources: primary and secondary}$$

$$+ \vec{\nabla} \cdot [K \vec{\nabla} \psi] + \text{magnetic diffusion}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{\psi}{p^2} - \dot{p} \psi \right] + \text{losses \& gains}$$

$$- \Gamma_d \psi \text{ destruction \& decay}$$

---


$$Q_{pri} = dq / dR \propto R^{-\alpha} \quad \text{primary source function}$$

$$Q_{sec} = \sum_{k>j} \Gamma_{k \rightarrow j} \psi_k \quad \text{secondary production: equation coupling}$$

# Equazione di trasporto dei raggi cosmici nella galassia

**Accelerazione in SNRs:**  
*p, He, C-N-O, Fe...*



**Propagazione diffusiva**  
(+convezione+riaccelerazione)

**Frammentazione nel mezzo interstellare.**  
**Produzione secondaria**  
*2H, 3He, Li-Be-B, F, T...*



**Modulazione solare**



**Osservabili**  
**Spettri di energia,**  
**anisotropia, composizione**

## Diffusive-Reacceleration Evolution Equation

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \text{CR density evolution}$$

$$Q_{pri} + Q_{sec} + \text{sources: primary and secondary}$$

$$+ \vec{\nabla} \cdot [K \vec{\nabla} \psi] + \text{magnetic diffusion}$$

~~$$+ \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 D_{pp} \frac{\partial \psi}{\partial p} - \frac{\dot{p} \psi}{p^2} \right] + \text{losses \& gains}$$~~

$$- \Gamma_d \psi \text{ destruction \& decay}$$

**No gain no pain**

$$Q_{pri} = dq / dR \propto R^{-\alpha} \text{ primary source function}$$

$$Q_{sec} = \sum_{k>j} \Gamma_{k \rightarrow j} \psi_k \text{ secondary production: equation coupling}$$

# Equazione di trasporto in una dimensione spaziale

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K(z) \frac{\partial N_j}{\partial z} \right] - 2h\delta(z)\Gamma_j^{int} N_j + 2h\delta(z) \left[ Q_j^{pri} + Q_j^{sec} \right]$$

$$\Gamma_{int} = \beta c n_I \sigma_{int} \quad \text{Tasso di distruzione}$$

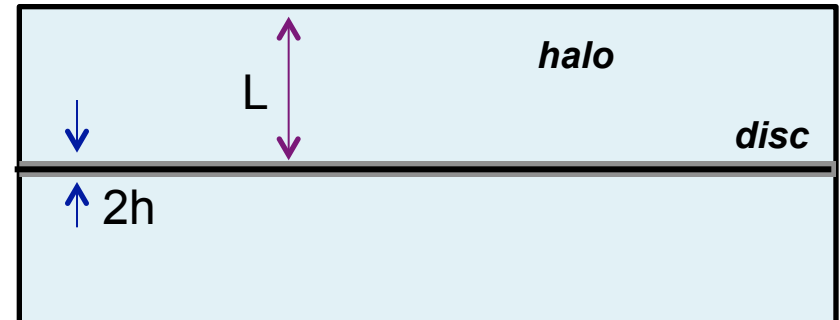
$$Q_j^{pri} \approx Y_j R^{-\nu} \quad \text{Termine di sorgenti primarie (SNR)}$$

$$Q_j^{sec} \approx \sum_{k>j} \Gamma_{k \rightarrow j} N_k \quad \text{Termine di "sorgenti" secondarie}$$

$$K \approx K_0 R^\delta \quad \text{Coefficiente di diffusione}$$

$$\partial N / \partial t = 0 \quad \text{Soluz. stazionaria}$$

$$N(z = \pm L) = 0 \quad \text{cond. contorno}$$



Prima di procedere vediamo meglio l'origine dei termini di sorgente Q, sia secondari e primari

# Frammentazione nucleare e produzione secondaria di RC



Termine di produzione secondaria  $k \rightarrow j$

$$Q_j^{\text{sec}}(E) \approx \sum_{k>j} \beta_k c \sum_{ism} \int_0^{\infty} n_i \frac{d\sigma_{k \rightarrow j}^{ism}}{dE'}(E, E') N_k(E') dE'$$

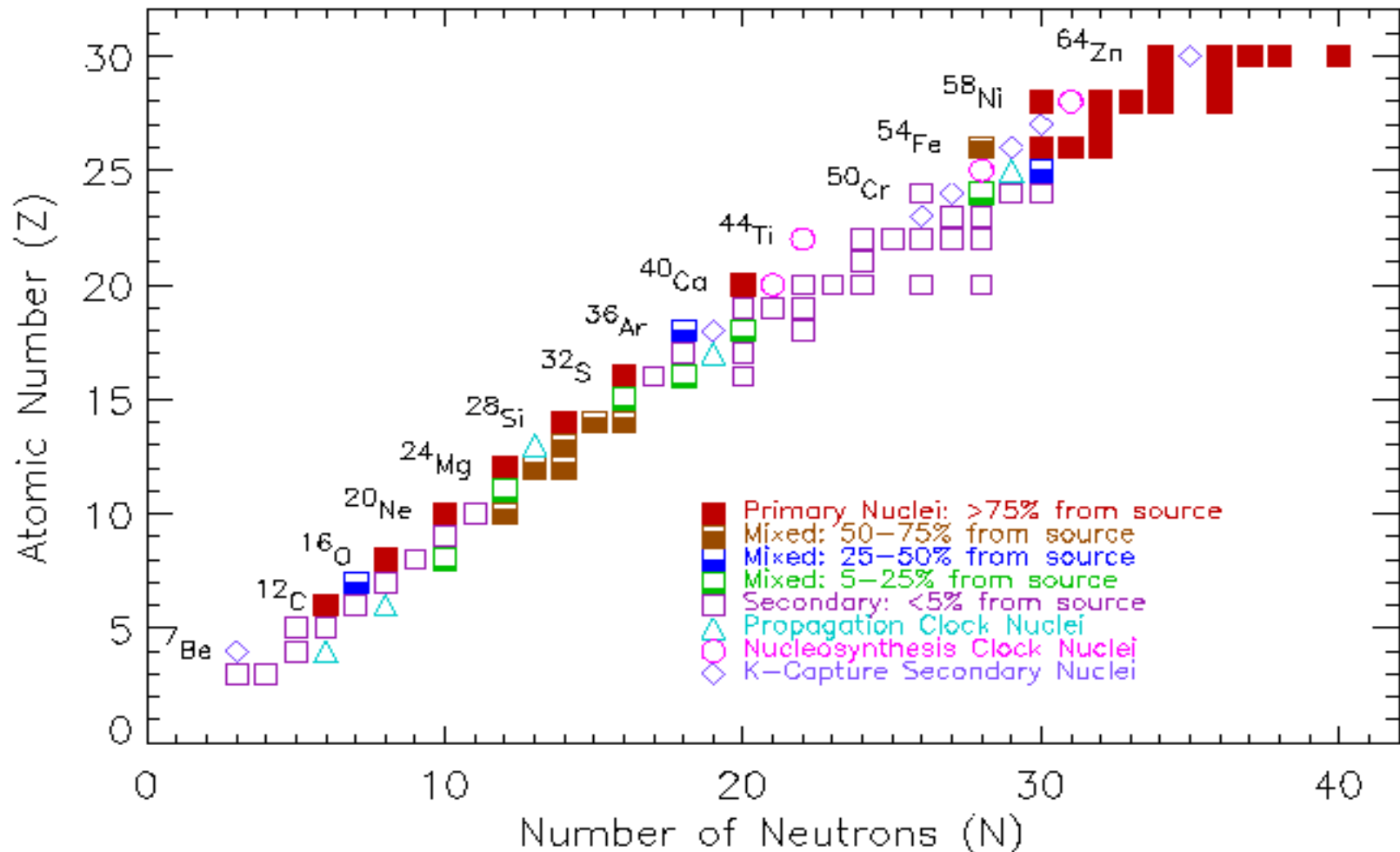
Straight-ahead approximation:  $\frac{d\sigma_{k \rightarrow j}^{ism}}{dE'}(E, E') \cong \sigma_{k \rightarrow j}^{ism}(E) \delta(E - E')$

$$Q_j^{\text{sec}}(E) \approx \sum_k \Gamma_{k \rightarrow j} N_k \quad \Gamma_{k \rightarrow j} \approx \beta_k c \sum_{ism} n_{ism} \sigma_{k \rightarrow j}^i(E)$$

# Frammentazione nucleare e produzione secondaria di RC

La frammentazione accoppia le equazioni di trasporto delle varie specie nucleare.

Disaccoppiamento “a cascata”: si parte dal nucleo più pesante e si procede fino al più leggero. Il frammento secondario è sempre più leggero del nucleo progenitore.

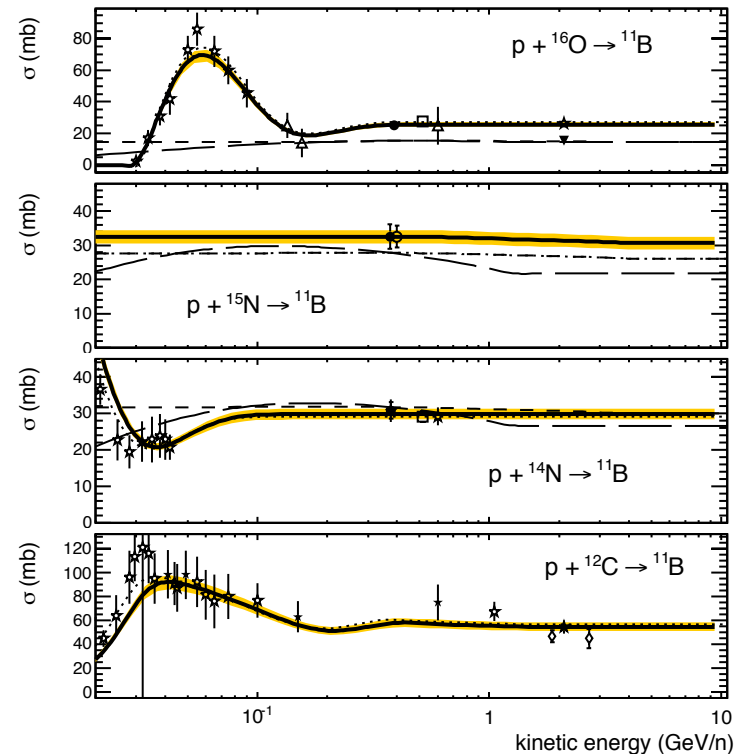
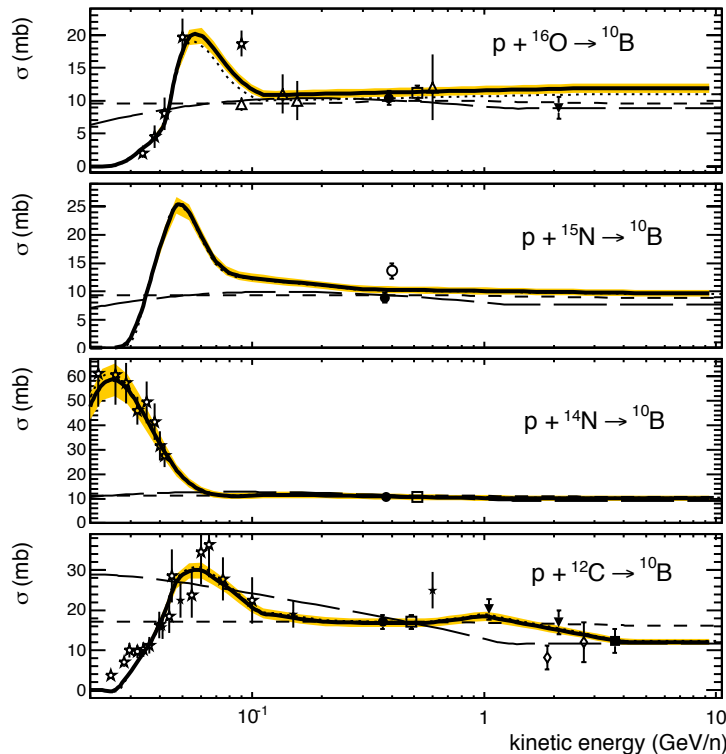


# Sezioni d'urto di produzione C-N-O --> B

- Main fragmentation cross sections for CNO(p,X)B between 20MeV/n and 10GeV/n
- Data from various experiments between 1970's and 2000.
- Formulae: Webber 98->2003. Sielberberg & Tsao 2000. GALPROP (CEM2k)
- Yellow bands: our error estimations after re-fit:  $\sigma_{CNO \rightarrow B}^H(E) = a \cdot \sigma_{CNO \rightarrow B}^G(b \cdot E)$

..... GAL/CEM2k  
 ----- WNEW -98  
 --- YIELDX-00  
 — REFIT

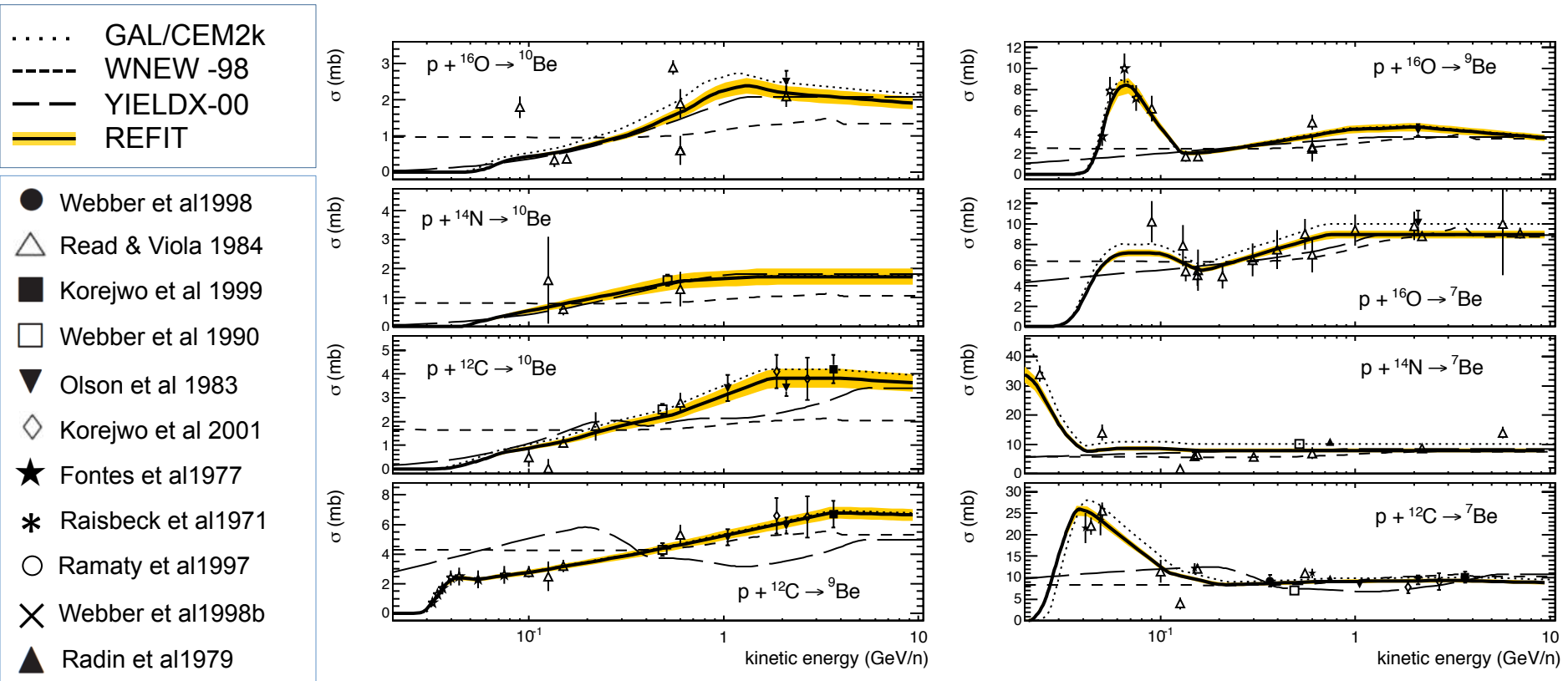
● Webber et al1998  
 △ Read & Viola 1984  
 ■ Korejwo et al 1999  
 □ Webber et al 1990  
 ▼ Olson et al 1983  
 ◇ Korejwo et al 2001  
 ★ Fontes et al1977  
 \* Raisbeck et al1971  
 ○ Ramaty et al1997  
 × Webber et al1998b  
 ▲ Radin et al1979





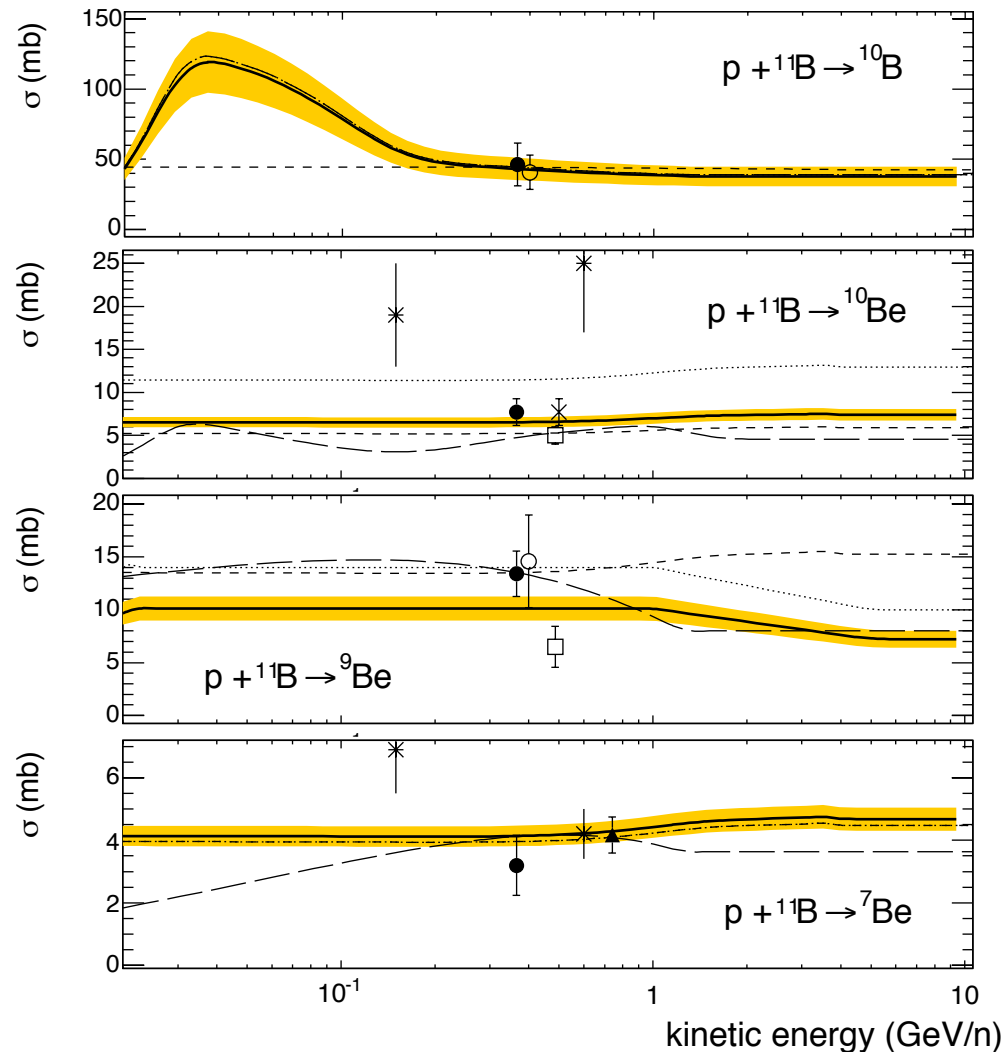
# Sezioni d'urto di produzione C-N-O --> Be

- Main fragmentation cross sections for CNO(p,X)Be between 20MeV/n and 10GeV/n
- Data from various experiments between 1970's and 2000.
- Formulae: Webber 98->2003. Sielberberg & Tsao 2000. GALPROP (CEM2k)
- Yellow bands: our error estimations after re-fit:  $\sigma_{CNO \rightarrow Be}^H(E) = a \cdot \sigma_{CNO \rightarrow Be}^G(b \cdot E)$



# Sezioni d'urto per reazioni “terziarie” (Be-B-->Be)

- Secondary nuclei Be,B may also fragment in Li,Be,B.
- B(p,X)Be reactions poorly known. Relevant contribution on Be production.



# Modello 1D con diffusione + interazioni

*Equazione di diffusione:*

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = \boxed{K \frac{\partial^2 N_j}{\partial z^2}} - 2h\delta(z)G_j^{\text{int}} N_j + 2h\delta(z)Q_j^{\text{tot}}$$

*Divido per K. Ottengo:*

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= K' / K = 0 \\ \alpha_2 &= -(2h / K)\Gamma^{\text{int}} \\ \alpha_3 &= (2h / K)Q^{\text{tot}} \end{aligned} \right\}$$

$$N_j'' + \alpha_2 \delta(z) N_j + \alpha_3 \delta(z) = 0$$

*Nell'alone ( $z \neq 0$ ):*  $N'' = 0$   $N = p + u_{\pm} z$

*Applico condizione al contorno  $N(-L)=N(+L)=0$*   $u_{\pm} = \mp L / p$   $N = p(1 + |z| / L)$

*Continuità nel disco*  $N(\varepsilon) - N(-\varepsilon) + \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(z) \alpha_2 N(z) d\varepsilon + \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \delta(z) \alpha_3 d\varepsilon = 0$

*Ottengo p:*

$$p = \frac{\alpha_3}{2 / L - \alpha_2}$$

*Soluzione:*

$$N_j(z, E) = \frac{hQ_j^{\text{tot}}(E)}{\frac{K(E)}{L} + h\Gamma_j^{\text{int}}(E)} \left( 1 + \frac{|z|}{L} \right)$$

*Si può scrivere*

$$N_j(z, E) = N_j^0(E) \cdot T(z)$$

# Modello 1D con diffusione + interazioni

$$N_j(z, E) = N_j^0(E) \cdot T(z)$$

spettro nel  
disco Galattico

profilo in  
latitudine

$$N_j^0(z, E) = \frac{hQ_j^{tot}(E)}{\frac{K(E)}{L} + h\Gamma_j^{int}(E)}$$

Spettro all'equilibrio. Dipende dallo spettro di sorgente  $Q(E)$ , dalla diffusione  $K(E)$  e dalle interazioni.

$$T(z) = \left(1 + \frac{|z|}{L}\right)$$

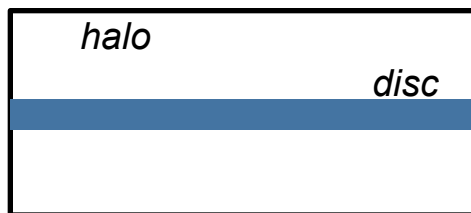
Profilo latitudinale triangolare, indipendente da energia o specie

## Corrispondenza con modelli Leaky-box

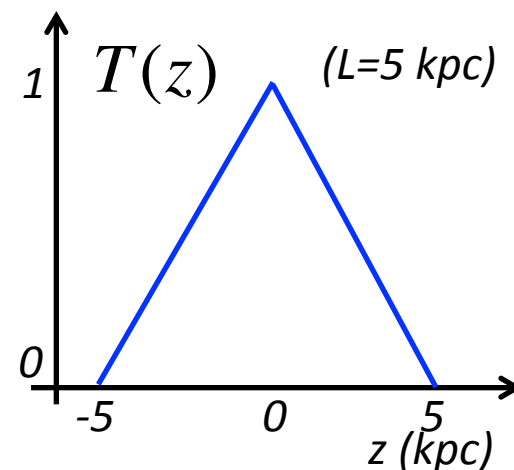
$$\left\{ \begin{array}{l} \langle n \rangle_{LB} = \frac{h}{L} n_I \\ \langle q_j^{tot} \rangle_{LB} = \frac{h}{L} Q_j^{tot} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \tau_{esc} = L^2 / K \\ \tau_j^{int} = \langle n \rangle \beta_j c \sigma_j^{int} \end{array} \right.$$

$$N_j^{LB}(E) = \frac{\langle q_j \rangle}{\tau_{esc}^{-1} + \tau_j^{int}{}^{-1}}$$

Modello di diffusione (1D)



Modello leaky box (0D)



Predizioni di base

# Predizioni di base: spettri primari (p, He, C-N-O, Fe)

$$J_j(E) \equiv \frac{\beta_j c}{4\pi} N_j^0(E) = \frac{\beta_j c}{4\pi} \frac{h Q_j^{pri}(E)}{\frac{K(E)}{L} + h \Gamma_j^{int}(E)}$$

## Predizioni per le osservabili fondamentali

- Spettri dei nuclei primari (protoni, He, C-N-O, Fe)
- Spettri secondari e rapporti secondari/primari (Li/O, B/C, Ti/Fe...)
- Abbondanze dei nuclei radioattivi, rapporto  $^{10}\text{Be}/^{9}\text{Be}$
- Ampiezza dell'anisotropia di dipolo

## Parametri liberi del modello (da determinare usando i dati)

- Y: fattori di normalizzazione Y = abbondanze primarie nelle SNR
- $\nu$ : Indice spettrale dello spettro di accelerazione
- $\delta$ : Indice spettrale del coefficiente di diffusione
- $K_0$ : Normalizzazione del coefficiente di diffusione K
- L: Estensione verticale dell'alone diffusivo

## Ingredienti del modello che consideriamo “noti” (determinati indipendentemente)

- Distribuzione spaziale delle sorgenti e della materia interstellare. Composizione ISM.
- *Sezioni d'urto di frammentazione nucleare (distruzione e produzione secondaria)*

# Predizioni di base: spettri primari (p, He, C-N-O, Fe)

$$J_j(E) \equiv \frac{\beta_j c}{4\pi} N_j^0(E) = \frac{\beta_j c}{4\pi} \frac{hQ_j^{pri}(E)}{\frac{K(E)}{L} + h\Gamma_j^{int}(E)}$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} Q_j^{pri} = Y_j (R / R_0)^{-\nu} \propto E^{-\nu} & \text{termine di sorgente primario: accelerazione DSA con } \nu \sim 2 \\ K = K_0 (R / R_0)^{\delta} \propto E^{\delta} & \text{diffusione galattica, con } \delta \sim 0.3-0.6 \text{ e } K_0 \sim 10^{28} \text{ cm}^2/\text{s} \end{array} \right.$$

*Ad alte energie,  $E \gg \text{GeV}/n$  (diffusione domina)*

$$K / L \gg h\Gamma^{int}$$

$$J(E) \propto \frac{Q(E)}{K(E) / L}$$

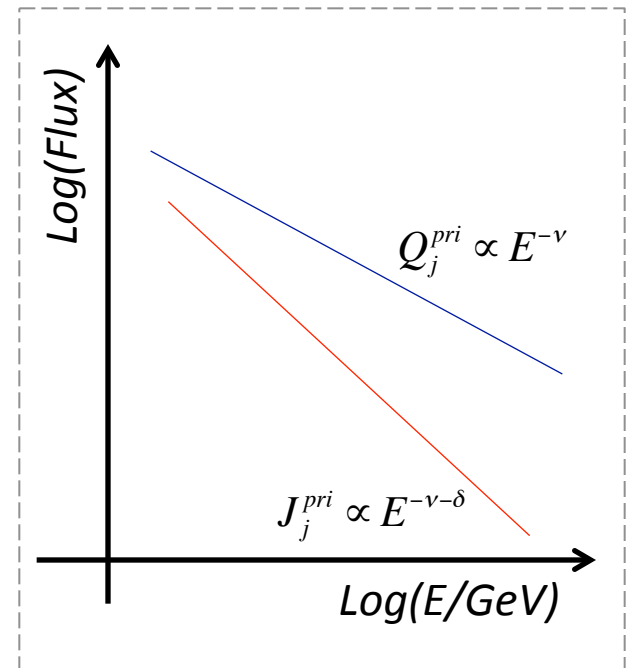
$$J^{pri}(E) \cong \frac{Y}{K_0 / L} E^{-(\nu+\delta)}$$

*A basse energie,  $E \lesssim \text{GeV}/n$  (interazioni dominano)*

$$K / L \ll h\Gamma^{int}$$

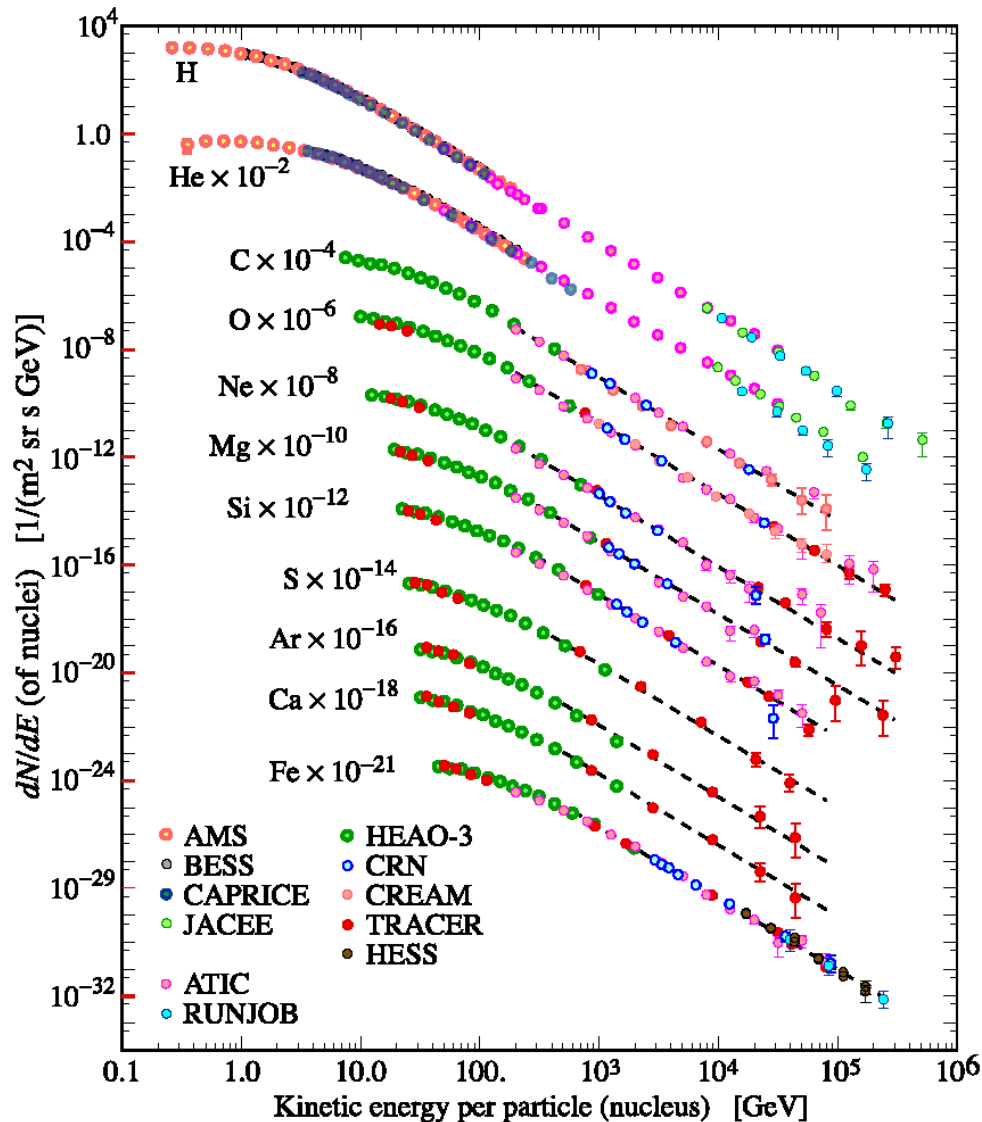
$$J^{pri} \cong E^{-\nu - \frac{\delta+1}{2}}$$

(Ma a queste energie lo spettro è influenzato dall'attività solare)



- ✓ Il flusso all'equilibrio è una legge di potenza.
- ✓ A causa della diffusione,  $J(E)$  decresce più rapidamente dello spettro di sorgente  $Q(E)$
- ✓ Dai **dati** di RC primari: otteniamo abbondanze relative  $Y$  e somma  $\delta+\nu$  (non  $\delta$  e  $\nu$ )

# Predizioni di base: spettri primari (p, He, C-N-O, Fe)



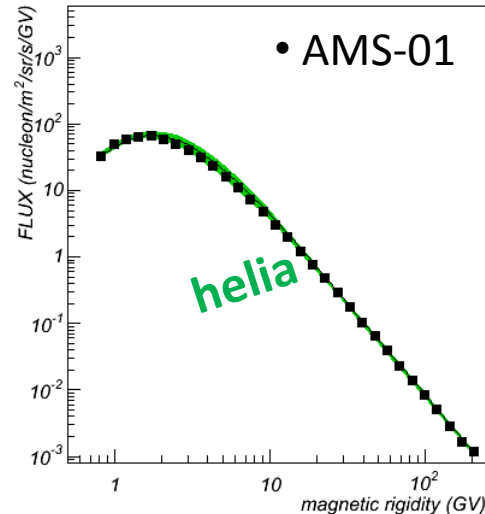
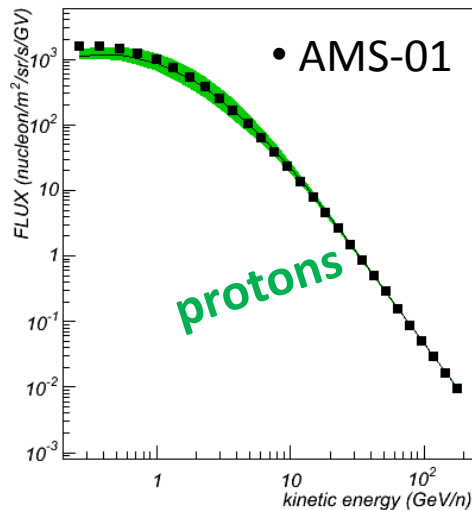
*Applicando il modello agli spettri energetici dei nuclei si possono determinare la somma  $\delta + \nu \sim 2.7$  e i fattori  $Y$  di abbondanza relativa di RC nelle sorgenti.*

$$J^{pri}(E) \cong \frac{Y}{K_0 / L} E^{-(\nu + \delta)}$$

*Gli spettri dei nuclei primari **non** permettono la determinazione dei singoli parametri  $\delta$  e  $\nu$ , i quali risultano infatti in degenerazione. (Source-transport degeneracy).*

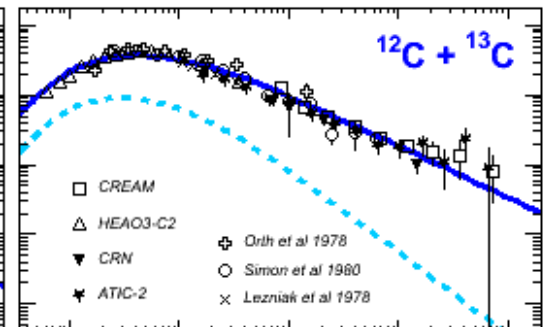
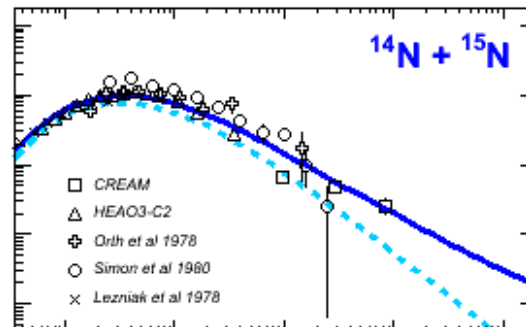
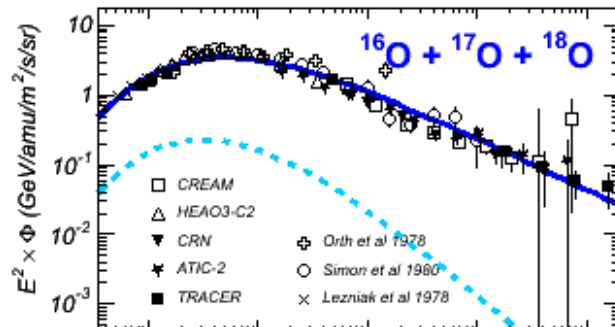
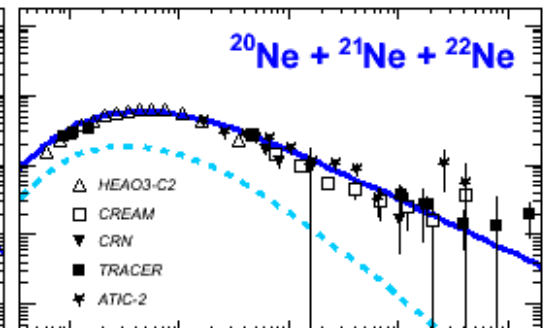
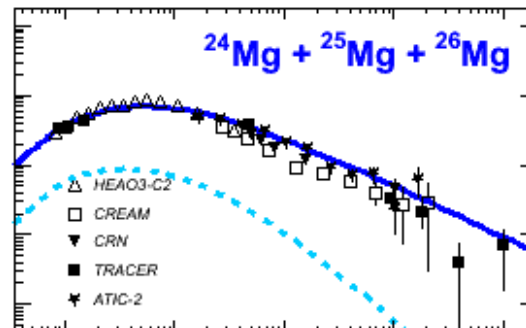
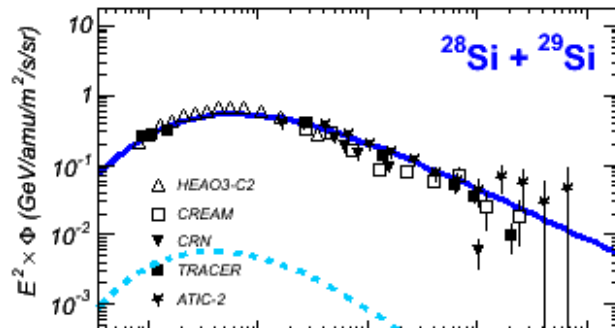


# Predizioni di base: spettri primari (p, He, C-N-O, Fe)



NB: chiamiamo “primari” quelle Specie che hanno termine di sorgente Q non nullo (Y>0). Tuttavia il loro flusso è composto anche da contributi minori di natura secondaria. Nessuna specie è interamente primaria.

Blue: total elemental spectra  
Cyan: secondary component



# Predizioni di base: rapporti sec/pri (B/C, Li/O, F/Ne, Ti/Fe)

$$J_j(E) \equiv \frac{\beta_j^c}{4\pi} N_j^0(E) = \frac{\beta_j^c}{4\pi} \frac{hQ_j^{pri}(E)}{\frac{K(E)}{L} + h\Gamma_j^{int}(E)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_j^{sec} = \sum_k \Gamma_{k \rightarrow j} N_k \sim \Gamma_{p \rightarrow j} N_p \quad \text{termine di sorgente primario: accelerazione DSA con } v \sim 2 \\ K = K_0 (R / R_0)^\delta \propto E^\delta \quad \text{diffusione galattica, con } \delta \sim 0.3-0.6 \text{ e } K_0 \sim 10^{28} \text{ cm}^2/\text{s} \end{array} \right.$$

*Ad alte energie,  $E \gg \text{GeV}/n$  (diffusione domina)*

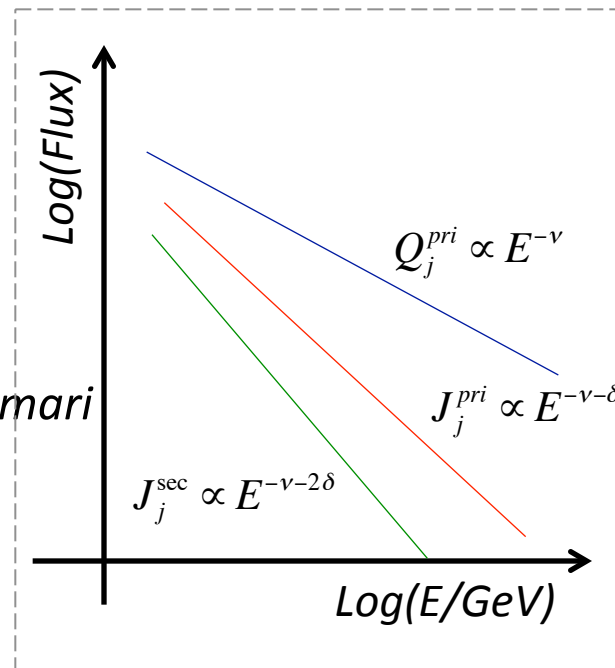
$$K / L \gg h\Gamma^{int}$$

$$J_s / J_p \propto \frac{Q^{sec}(E)}{K(E) / L}$$

$$J_s / J_p \cong \frac{\Gamma_{p \rightarrow s}}{K_0 / L} E^{-\delta}$$

- ✓ Gli spettri secondari decrescono più rapidamente dei primari
- ✓ I rapporti S/P (es. B/C) permettono di determinare di  $\delta$
- ✓ Rapporto B/C: vede l'effetto netto della propagazione
- ✓ **Dalla combinazione di dati RC primari e rapporti S/P:**

- Abbondanze relative alla sorgente  $Y$
- Indice spettrale  $\delta$  del coefficiente di diffusione
- Indice spettrale di accelerazione  $v$
- Rapporto  $K_0/L$  (diffusione / estensione alone)



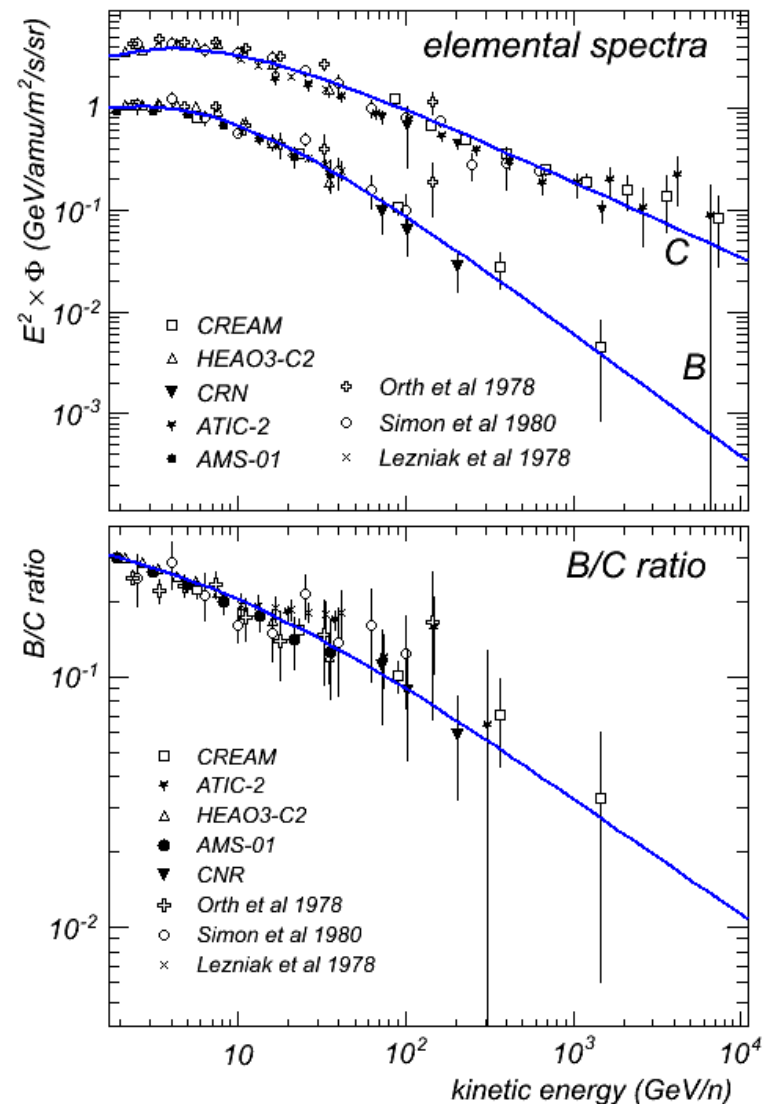
*I parametri  $K_0$  e  $L$  non sono vengono risolti singolarmente usando P ed S/P*

# Predizioni di base: rapporti sec/pri (B/C, Li/O, F/Ne, Ti/Fe)

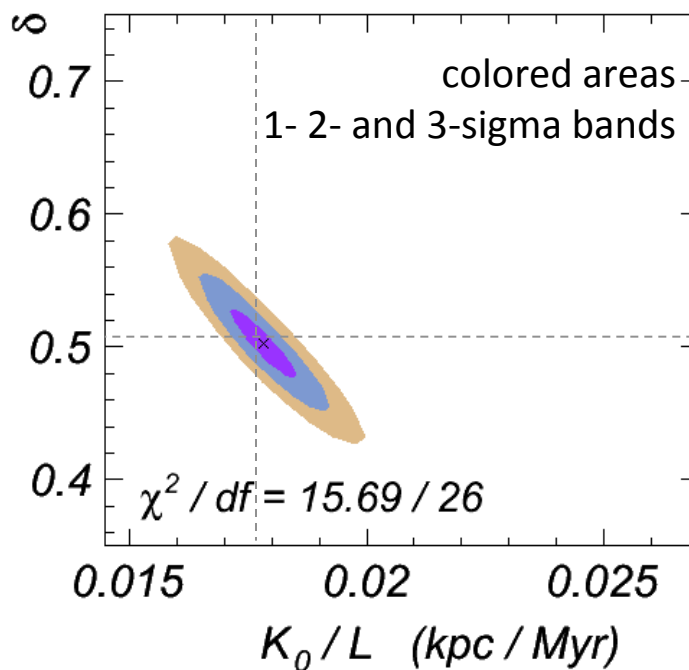
$E > 2 \text{ GeV/n}$

Usiamo i dati per determinare i parametri del modello

- $\delta$ , indice spettrale del coefficiente di diffusione  $K$
- $K_0/L$ , rapporto tra normalizzazione del coefficiente di diffusione e estensione verticale dell'alone



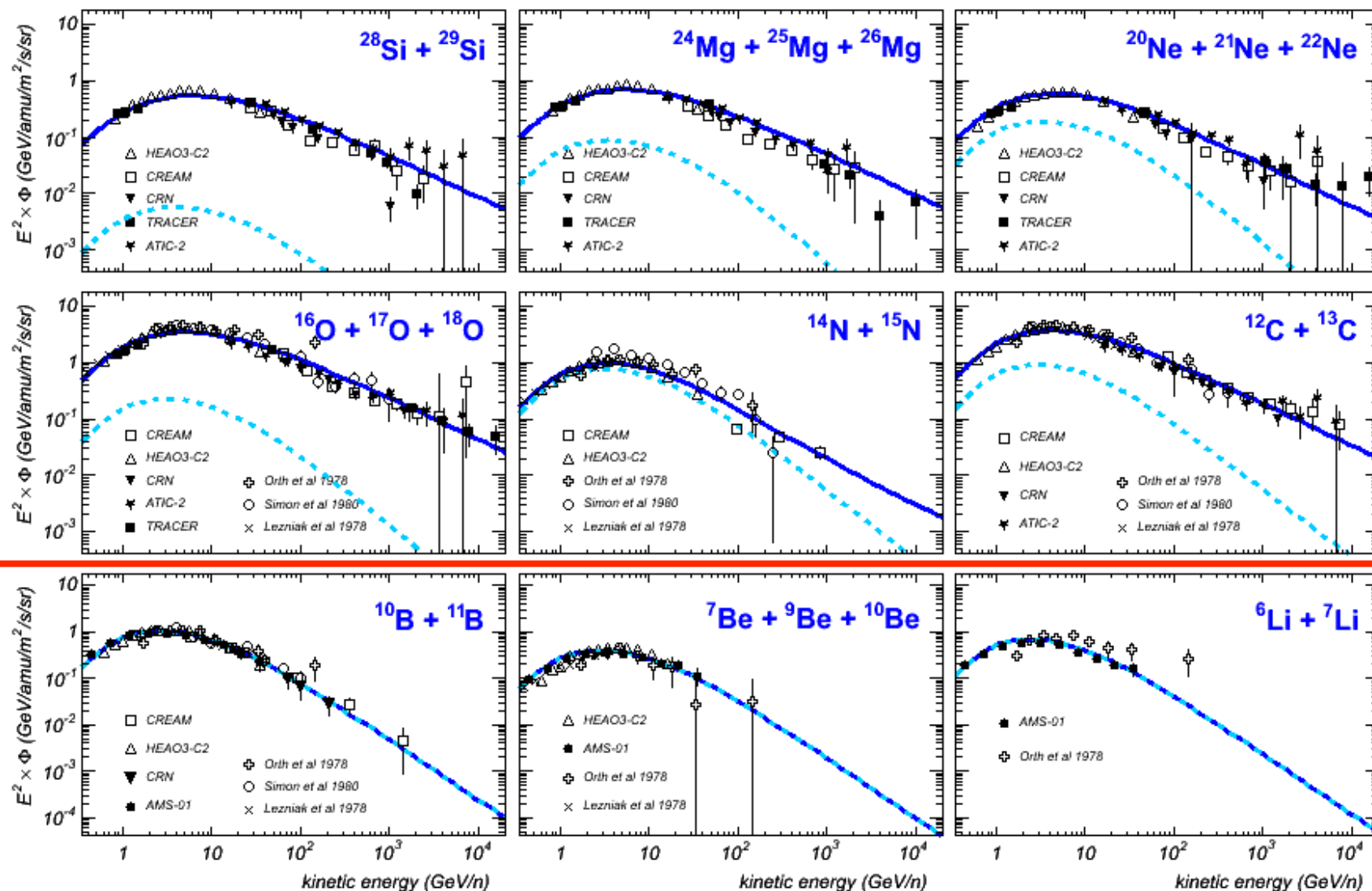
best fit parameters



# Predizioni di base: rapporti sec/pri (B/C, Li/O, F/Ne, Ti/Fe)

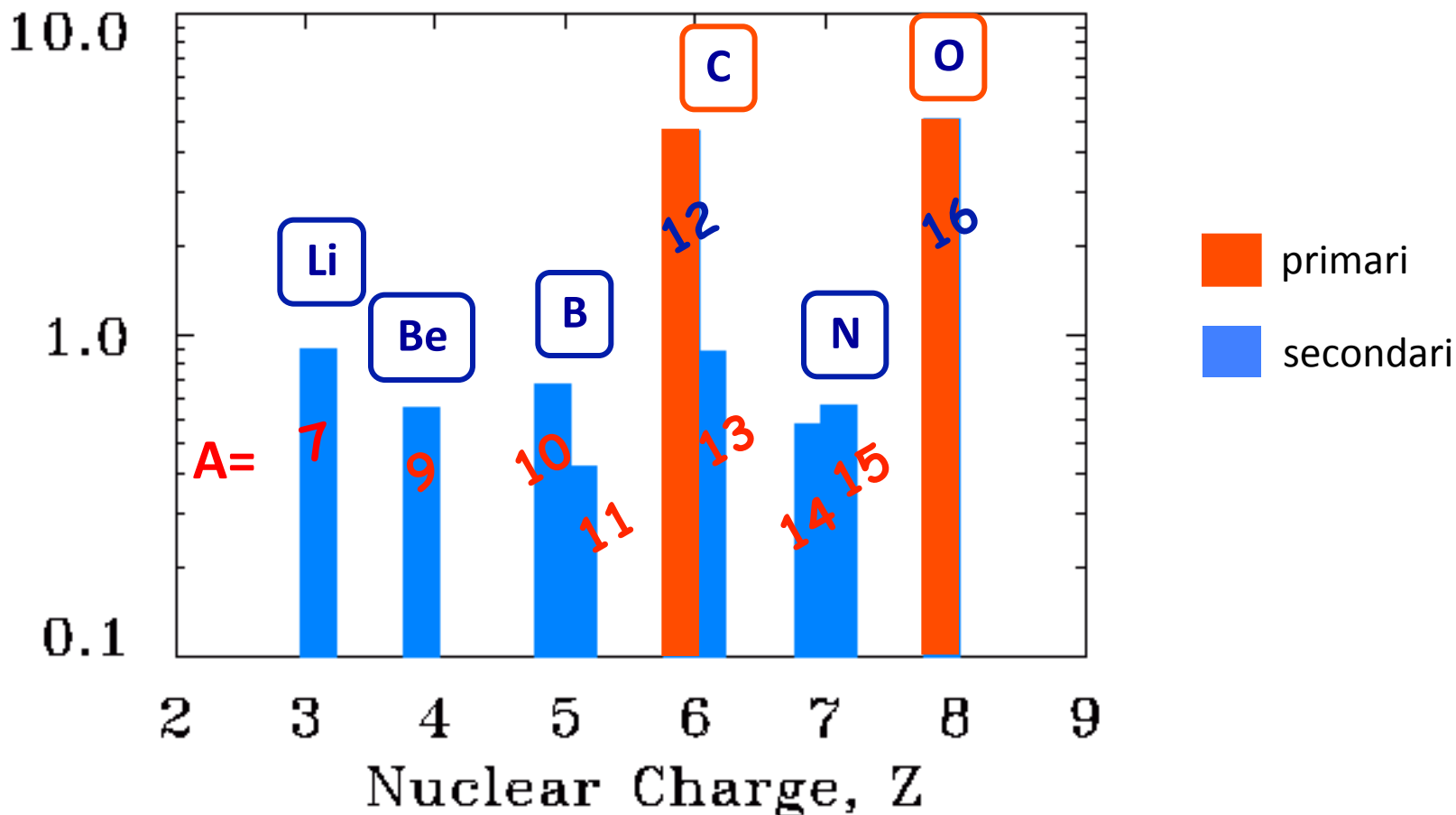
Blue: total elemental spectra

Cyan: secondary component



# Predizioni di base: rapporti sec/pri (B/C, Li/O, F/Ne, Ti/Fe)

La [sovra]abbondanza dei nuclei secondari Li-Be-B osservate nei raggi cosmici è ben riprodotta dal modello



Se partiamo dalla propagazione di C e O e li facciamo frammentare, otteniamo le abbondanze in figura

# Predizioni di base: nuclei radioattivi (rapporto $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ )

$$^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B} + e^- + \bar{\nu}$$

$$\tau_{10} \sim 1.5 \text{ Myr}$$

$$\lambda_{10} \sim \sqrt{\gamma \tau_{10} K}$$

*A basse energie  $E < \text{GeV}/n$*

$$\lambda_{10}(E) \ll L$$

*La propagazione del berillio-10 non è più sensibile alla dimensione della regione  $L$ , ma dipende solo dal coefficiente di diffusione.*

*Trascurando le interazioni di distruzione (non dovremmo), scriviamo:*

$$N_{10}(E) \sim \frac{Q_{10}^{\text{sec}}}{K / \lambda_{10}} \quad 10\text{Be, secondario instabile}$$

$$N_9(E) \sim \frac{Q_9^{\text{sec}}}{K / L} \quad 9\text{Be, secondario stabile}$$

*$^{10}\text{Be}$  e  $^9\text{Be}$  sono prodotti per frammentazione dagli stessi progenitori (C-N-O) e le sezioni d'urto sono molto simili*

$$F \equiv Q_{10}^{\text{sec}} / Q_9^{\text{sec}} \sim 1$$

$$\left( ^{10}\text{Be} / ^9\text{Be} \right) \propto \frac{\lambda_{10}}{L} \propto \frac{\sqrt{K_0}}{L}$$

*Se i dati sul rapporto B/C sono sensibili alla combinazione  $K_0/L$ , il rapporto  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$  fornisce invece la combinazione  $\sqrt{K_0}/L$ . L'uso simultaneo dei due rapporti permette allora la determinazione dei singoli parametri e  $K_0$  e  $L$ .*

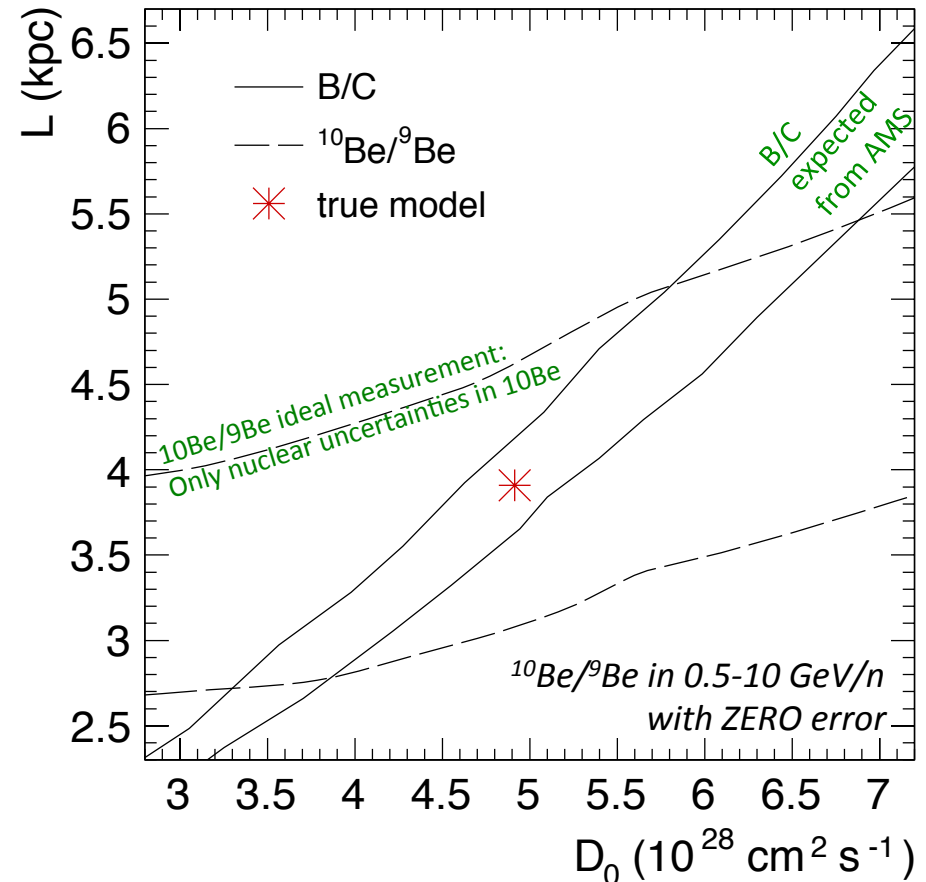
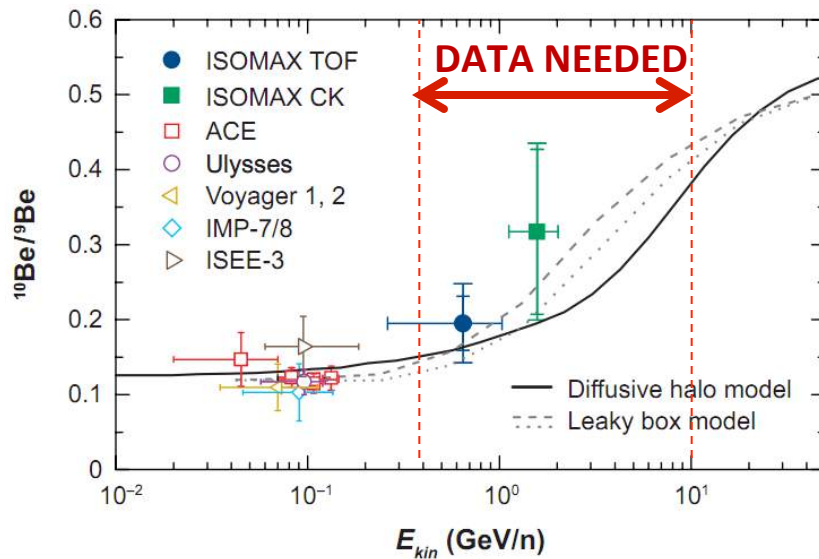
# Predizioni di base: nuclei radioattivi (rapporto $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ )

In base ai dati si stima  $L \sim 4 \text{ kpc}$

$$\left(^{10}\text{Be}/^9\text{Be}\right) \propto \frac{\sqrt{K_0}}{L}$$

$$(B/C) \propto \frac{L}{K_0}$$

*Tuttavia le misure esistenti sugli isotopi del berillio sono al momento molto scarse.*



# Predizioni di base: anisotropia

La formulazione 1-dimensionale *non* ci fornisce informazioni utili sull'anisotropia, ma possiamo fare valutazioni qualitative (sul trend) per l'anisotropia di dipolo:

$$J(\vartheta) \cong J_0 + J_1 \cos(\vartheta) \quad \eta = \frac{J_1}{J_0} = \frac{J_{Max} - J_{Min}}{J_{Max} + J_{Min}} \sim O(10^{-3})$$

$$i = K \nabla n = \frac{4\pi}{c} K \nabla J(\vartheta) \quad i_z = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi J(\vartheta) \cos \vartheta d\cos \vartheta = \frac{4\pi}{c} K \frac{\partial}{\partial z} [J_0 + J_1 \cos \vartheta]$$

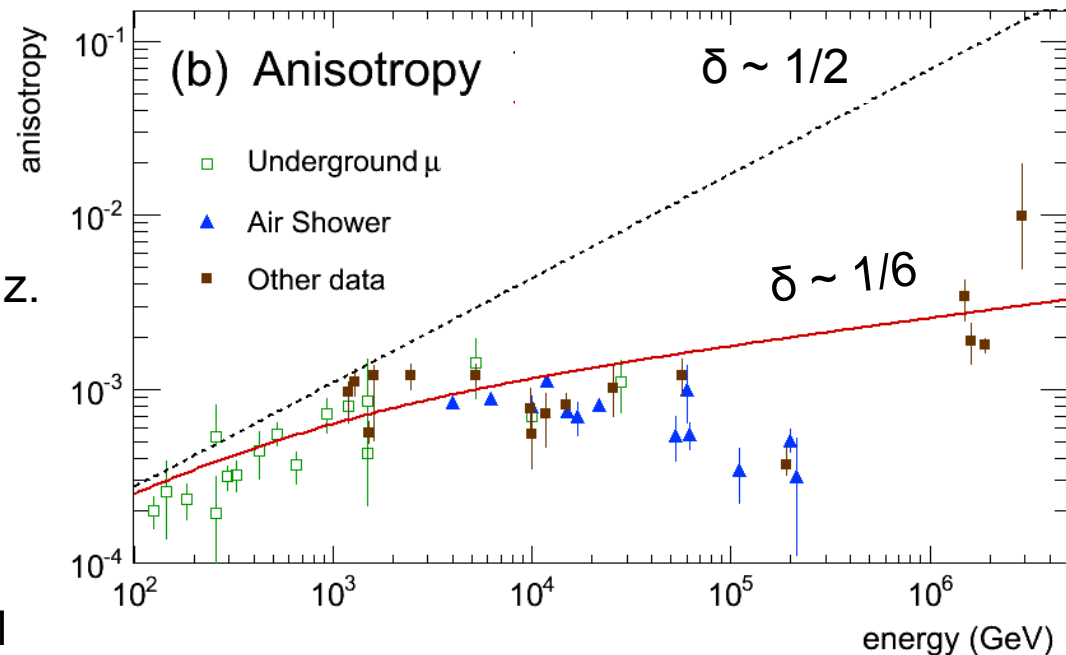
Anisotropia risultante da diffusione longitudinale:

$$\eta_z = \frac{3}{c} \frac{K}{n} \left| \frac{\partial n}{\partial z} \right|$$

Nel disco (z=0): no anisotropia lungo z.  
Per  $z=z_0 \sim 20\text{pc}$ , si può stimare:

$$\eta_z(E) \sim \frac{3K(E)}{cL} \frac{z_0}{h} \propto E^\delta$$

Alla buona,  $\eta(E)$  cresce con E come il coefficiente di diffusione  $K(E)$ , similmente a come il rapporto B/C decresce con  $1/K(E)$



Le misure di anisotropia sembrano suggerire valori di  $\delta$  più bassi di quelli ottenuti dal B/C



# Modulazione solare

# Modulazione solare

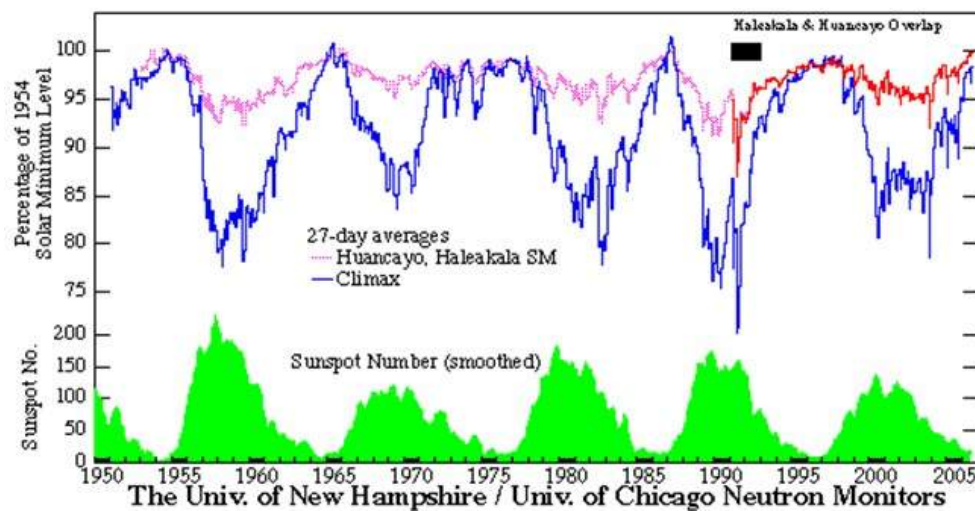
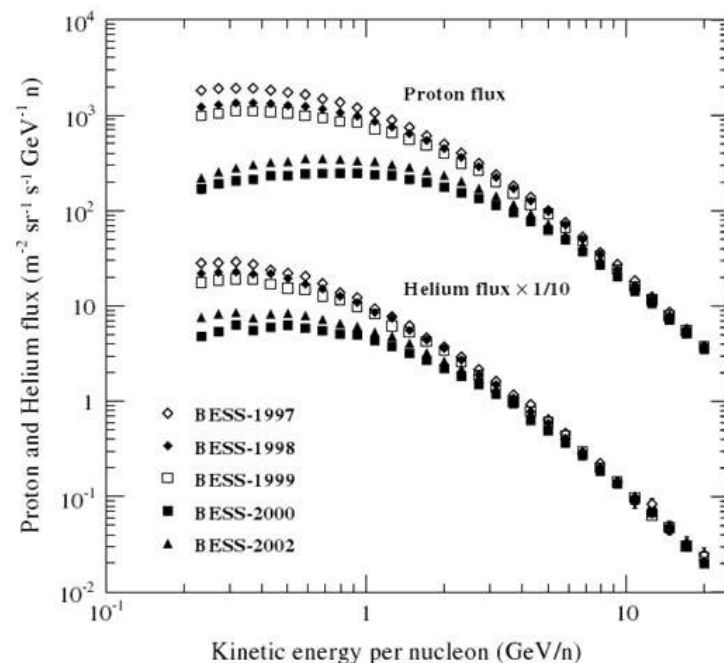
A basse energie ( $E < \text{qualche GeV/n}$ ), il flusso misurato di RC cambia gradualmente nel tempo

Questa variazione di flusso è anti-correlata all'attività solare, con un periodo di circa 11 anni

I RC osservati a terra, dopo aver viaggiato nella Galassia, si propagano nell'eliosfera, che è un plasma magnetizzato in continua espansione idrodinamica.

La diffusione dei RC nell'eliosfera è differente dal resto della Galassia.

- Diffusione K
- Velocità vento solare  $V$
- Dimensioni eliosfera  $R$



Il modello di propagazione fornisce la predizione del flusso di RC *interstellare*, cioè esterno all'eliosfera. Per descrivere i dati, occorre anche modellizzare la modulazione

# Modulazione solare

Equazione di Parker per  $f(x,p)$ , densità di particelle nello spazio delle fasi

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla S + \frac{1}{3} \nabla V \frac{\partial f}{\partial \log p}$$

$$S = 4\pi p^2 [CVf - K\nabla f]$$

$$C = \frac{1}{3} p \frac{\partial \log f}{\partial \log p}$$

La convezione nel vento solare provoca perdite di energia per decelerazione adiabatica.  
Più esplicitamente si può scrivere:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla S - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left\{ p^2 \left[ \frac{1}{3} p V \frac{\nabla f}{f} \right] f \right\}$$

L'equazione può anche essere scritta in termini di densità di energia  $u=u(x,T)$ .

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla [uV] + \frac{1}{3} \nabla V \frac{\partial}{\partial T} [\alpha(T) u T] + \nabla [K \nabla u]$$

$$\alpha(T) = \frac{T + 2Mc^2}{T + Mc^2}$$

# Force field approximation

E' l'unico caso che permette una semplice soluzione analitica. Assumiamo:

$$\begin{array}{l} 1. \text{ Steady state} \\ 2. \text{ No momentum losses} \end{array} \quad \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad \langle \dot{p} \rangle = \frac{1}{3} p V \frac{\nabla f}{f} = 0 \quad \boxed{\nabla S = 0}$$

$$\nabla S = \nabla \left\{ 4\pi p^2 \left[ CVf - K \nabla f \right] \right\} = 0 \quad \boxed{CVf = K \nabla f}$$

Ora assumiamo anche:

1. Il problema ha simmetria radiale. Velocità del vento solare  $\mathbf{V}=\mathbf{V}(r)$
2. La diffusione è isotropa. Il coefficiente di diffusione è  $\mathbf{K}(\mathbf{p},r)=\mathbf{G}(r) \times \mathbf{k}(\mathbf{p})$

$$CV(r)f = K \frac{\partial f}{\partial r} \quad -\frac{1}{3} \frac{p}{f} \frac{\partial f}{\partial p} V f = K \frac{\partial f}{\partial r} \quad \left[ \frac{p}{k(p)} \right] \frac{\partial f}{\partial p} + \left[ \frac{3G(r)}{V(r)} \right] \frac{\partial f}{\partial r} = 0$$

Ora integriamo l'equazione tra  $r$  e  $r_b$  (raggio eliosfera)

$$\int_p^{p_b} \frac{k(p)}{p} dp = \int_r^{r_b} \frac{3G(r)}{V(r)} dr \quad \text{Il secondo integrale lo chiamiamo } \phi = \phi(r) = \int_r^{r_b} \frac{3G(r)}{V(r)} dr$$

# Modulazione solare

$$\phi \equiv \int_r^{r_b} \frac{3G(r)}{V(r)} dr = \int_p^{p_b} \frac{k(p)}{p} dp$$

Dove  $G(r)$  e  $k(p)$  compongono il coefficiente di diffusione  $\mathbf{K(p,r)=G(r) \times k(p)}$

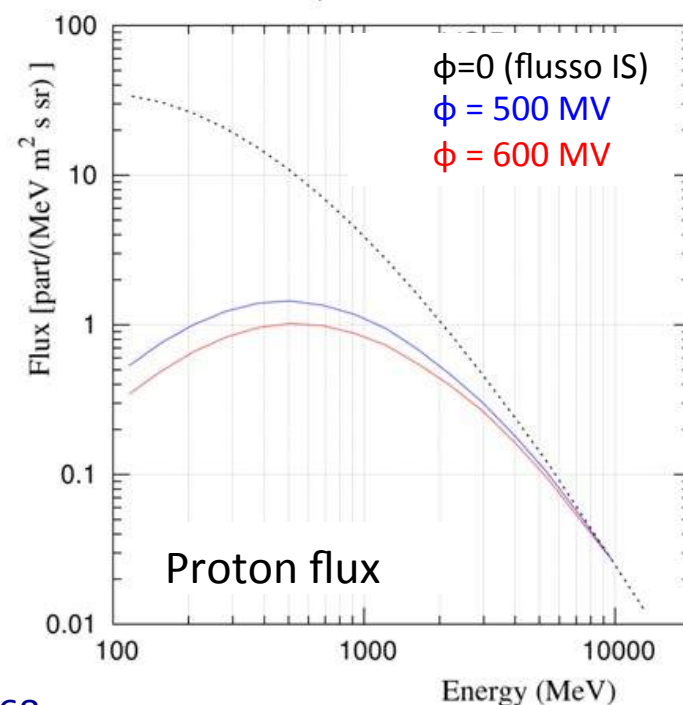
Consideriamo  $p$  come momento per unità di carica (rigidità).

Nel caso di diffusione uniforme à la Bohm,  $K(p,r)$  è proporzionale alla rigidità  $p$

$$\phi = \int_p^{p_b} \frac{k(p)}{p} dp = \Delta p$$

Il parametro  $\phi$  risulta interpretabile come l'energia (per unità di carica) persa dalle particelle, in media, nell'attraversare l'eliosfera. Questa grandezza viene anche detto potenziale di modulazione. Si misura in MV o GV (come una rigidità o un o potenziale elettrico).

Tipicamente  $\phi$  può variare da 200 MV a 1500 MV, a seconda del livello di attività solare.



# Modulazione solare

Nell'approssimazione "force-field", il flusso di RC modulato (SM), cioè osservato a Terra, risulta quindi legato al flusso interstellare (IS), cioè esterno all'eliosfera, tramite il parametro di modulazione  $\phi$ .

In energia cinetica possiamo scrivere:

$$E = E_{IS} - (Ze / A)\phi$$

$$J(E) = \frac{(E + mc^2)^2 - m^2 c^4}{(E + mc^2 + Ze\phi)^2 - m^2 c^4} J(E + Ze\phi)$$

a Terra interstellare

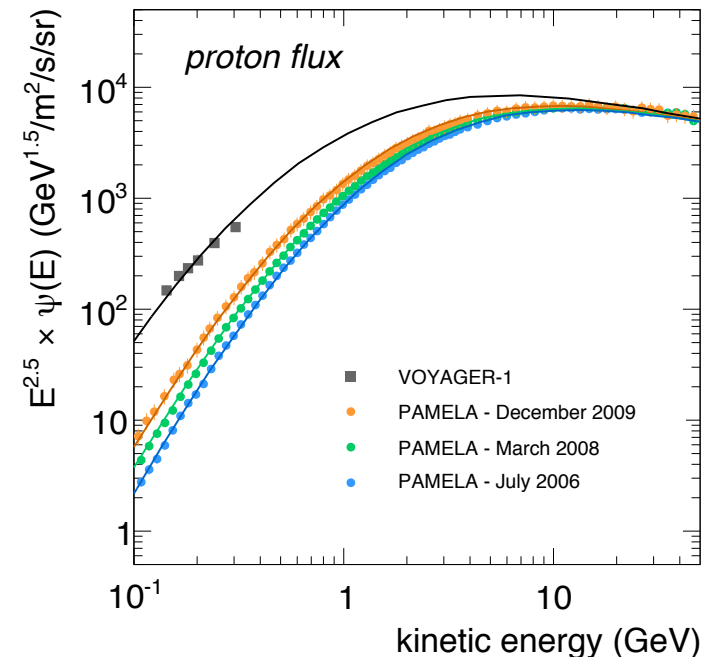
Il potenziale  $\phi$  viene trattato come un parametro libero ed aggiustato sui dati.

Usando una serie di flussi misurati a differenti epoche, è possibile ricostuire l'evoluzione temporale del parametro  $\phi$  e caratterizzare la modulazione solare dei RC.

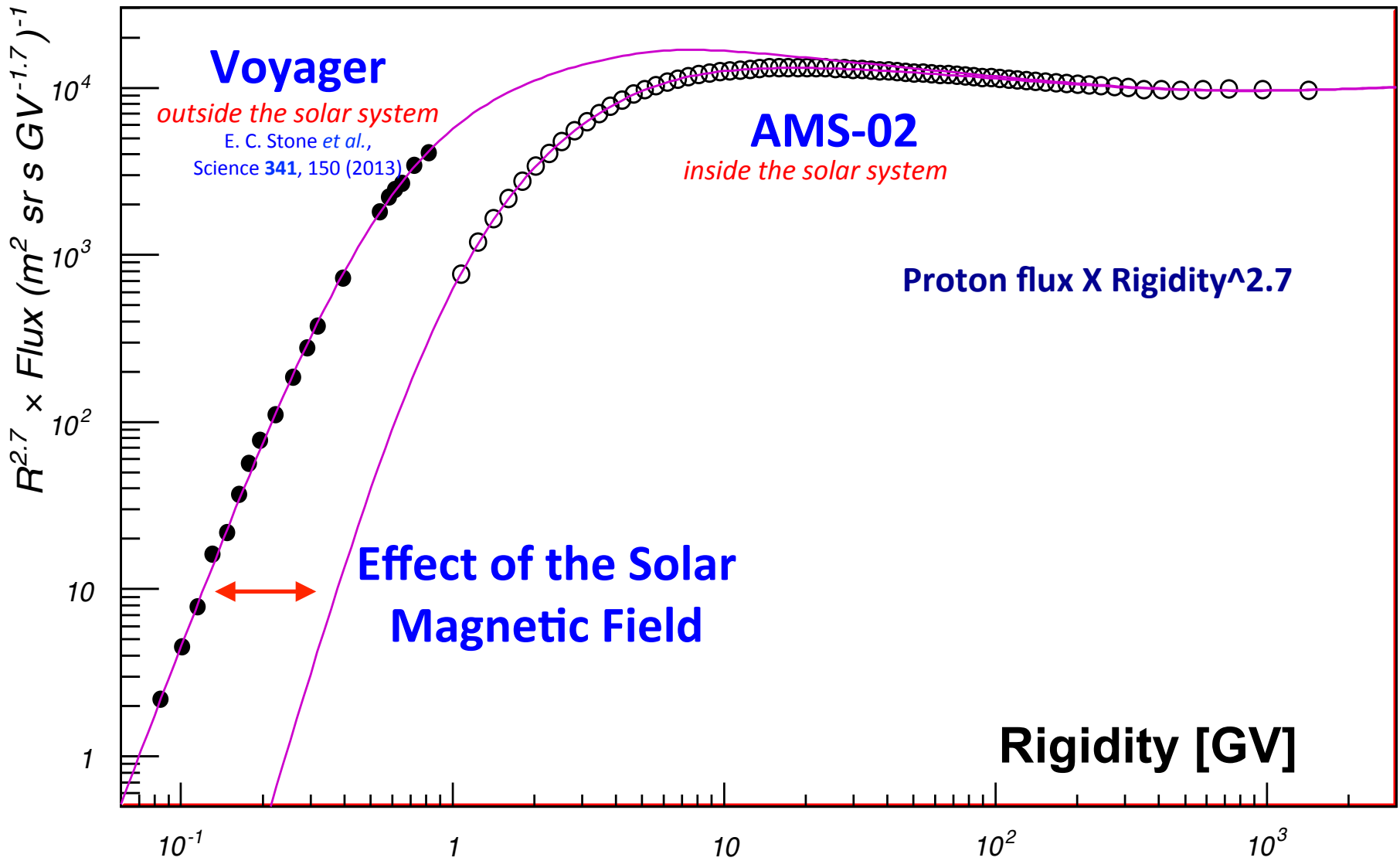
Flusso in funzione del momento

$$J_{SM}(p_{SM}) = \frac{p_{SM}^2}{p_{IS}^2} J_{IS}(p_{IS})$$

$$p_{SM} = p_{IS} - |Ze| \phi$$

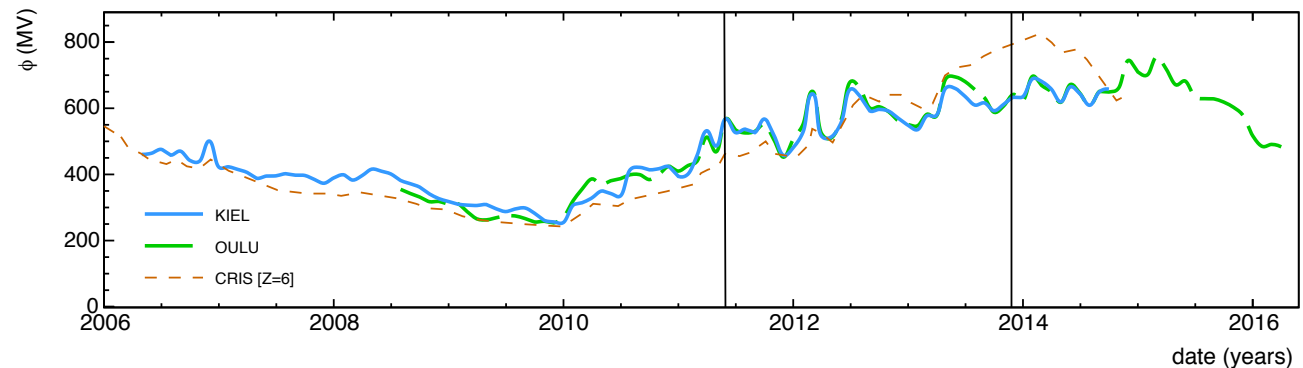
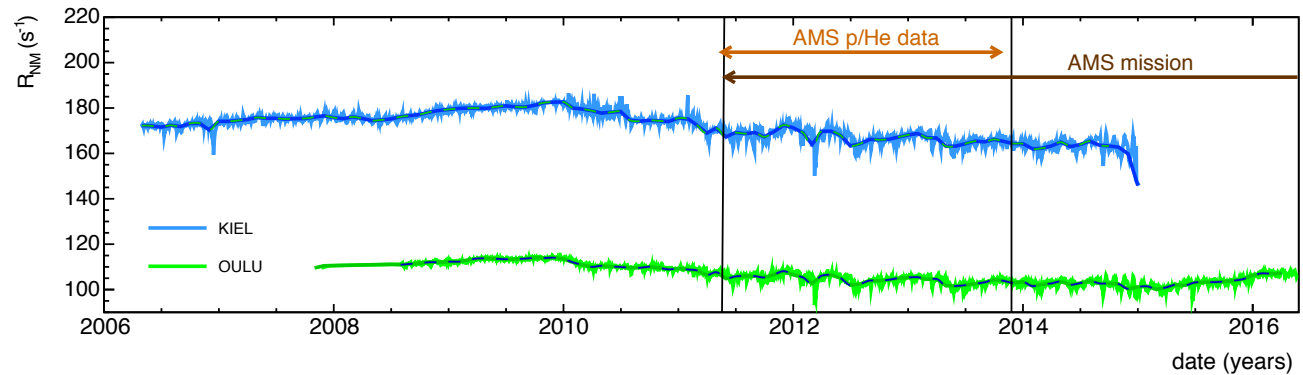
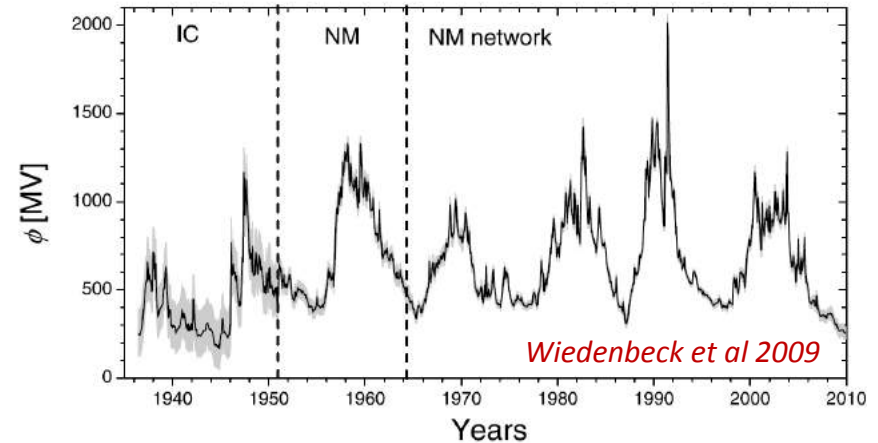


# Modulazione solare del flusso dei protoni



# Ricostruzione del parametro di modulazione

Ricostruzione del parametro di modulazione  $\phi$  a differenti epoche usando i dati provenienti dai rivelatori di neutroni che monitorano l'intensità del flusso integrale di RC a Terra

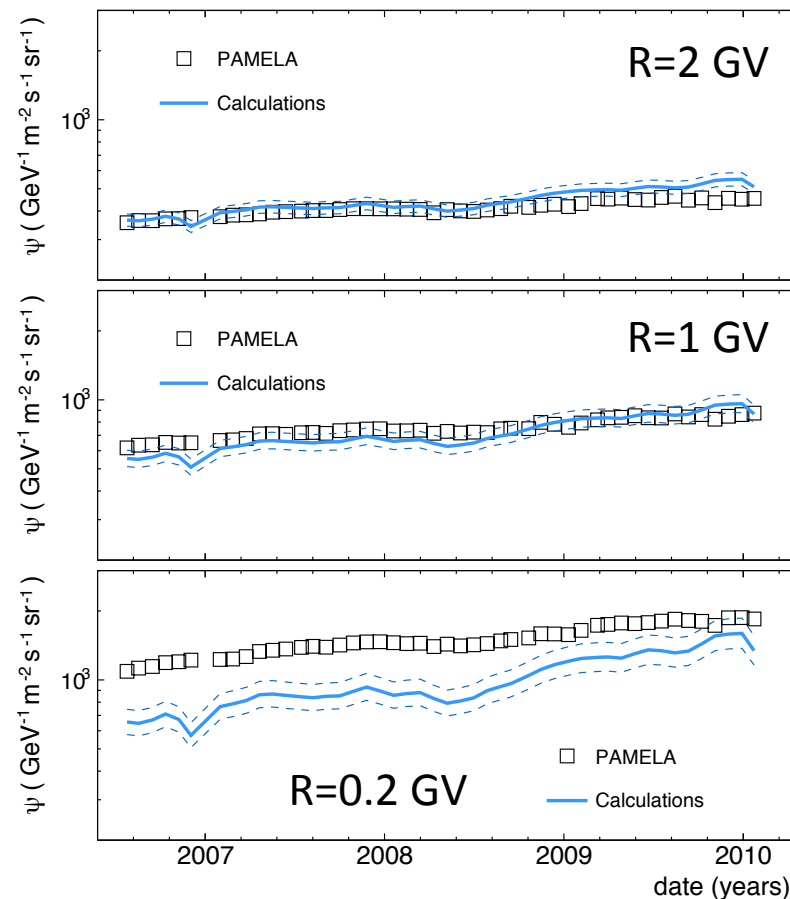




# Limiti dell'approssimazione force-field

L'approssimazione “force-field” fallisce:

- 1) nei casi di attività solare molto intensa o fortemente variabile;
- 2) nella descrizione dei flussi ad energie molto basse ( $E < 0.1$  GeV), in cui l'effetto di modulazione è grande;
- 3) Nel descrivere differenze di modulazione osservate tra i flussi di particelle cariche di segno opposto (es. discrepanze nei rapporti elettroni/positroni, o antiprotoni/protoni).
- 4) In generale, se le misure che vogliamo descrivere sono “troppo precisi”, allora apprezziamo discrepanze tra predizione force-field e dati.



# Convezione e riaccelerazione diffusiva

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N^j}{\partial t} & \overset{\text{Diffusione}}{-\vec{\nabla} \left[ K \vec{\nabla} N^j(E) - \vec{V}_c N^j(E) \right]} \overset{\text{Convezione}}{-\Gamma^j N^j} \overset{\text{Distruzione nel ISM}}{-\Gamma^j N^j} \\
 & - \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_c)}{3} \frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{p^2}{E} N^j(E) \right] = Q^j(E) + \text{Sorgenti} \\
 & \underset{\text{Perdite continue}}{\frac{\partial}{\partial E} \left[ -b_{\text{tot}}(E) N^j(E) \right]} \underset{\text{Riaccelerazione}}{+ \beta^2 K_{pp} \frac{\partial N^j(E)}{\partial E}}
 \end{aligned}$$

Questi processi sono stati trascurati in precedenza

1. **Perdite di energia continue.** Per nuclei: ionizzazione+coulomb scattering, rilevanti solo a basse energie (sub-GeV). Per elettroni e positroni: processi Compton inverso e sincrotrone:  $b(E) \sim E^2$ : grosse perdite ad alte energie che dominano la propagazione.
2. **Riaccelerazione diffusiva** da onde di Alfvén. Viene trattata come una diffusione nello spazio dei momenti  $p$ , con coefficiente  $K_{pp}$  legato alla diffusione spaziale  $K$ .
3. **Convezione:** trasporto convettivo dovuto alla presenza del vento galattico (velocità  $V$ ) che trasporta rapidamente le particelle dal disco all'alone. Se vi è convezione, vi sono anche perdite di energia continue (decelerazione adiabatiche) che dipendono da  $V$ .

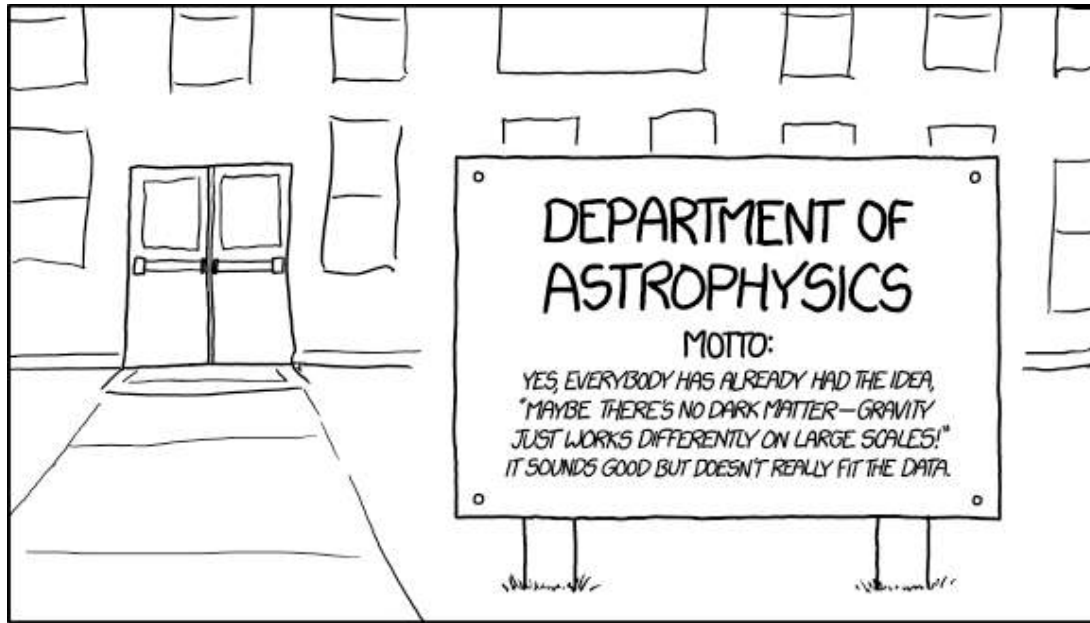
L'inclusione nel modello dei processi di trasporto convettivo o riaccelerazione diffusiva provoca leggere deviazioni dalle predizioni di base (rispetto a uno scenario puramente diffusivo visto in precedenza).

Inoltre diviene necessaria l'introduzione di ulteriori parametri liberi da determinare dai dati.

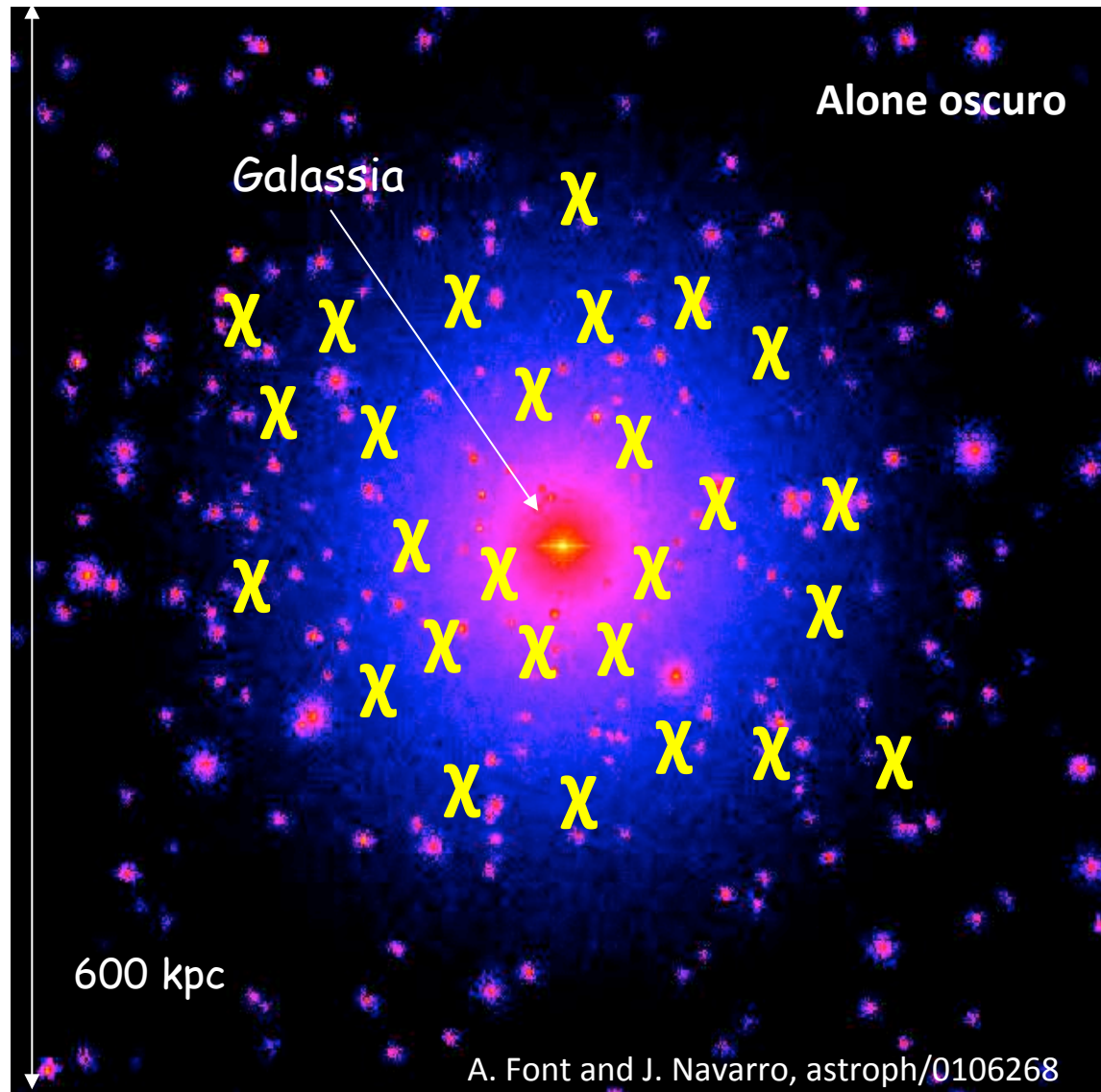
# Spettri di antiparticelle (e ricerca di materia oscura)

# Materia oscura

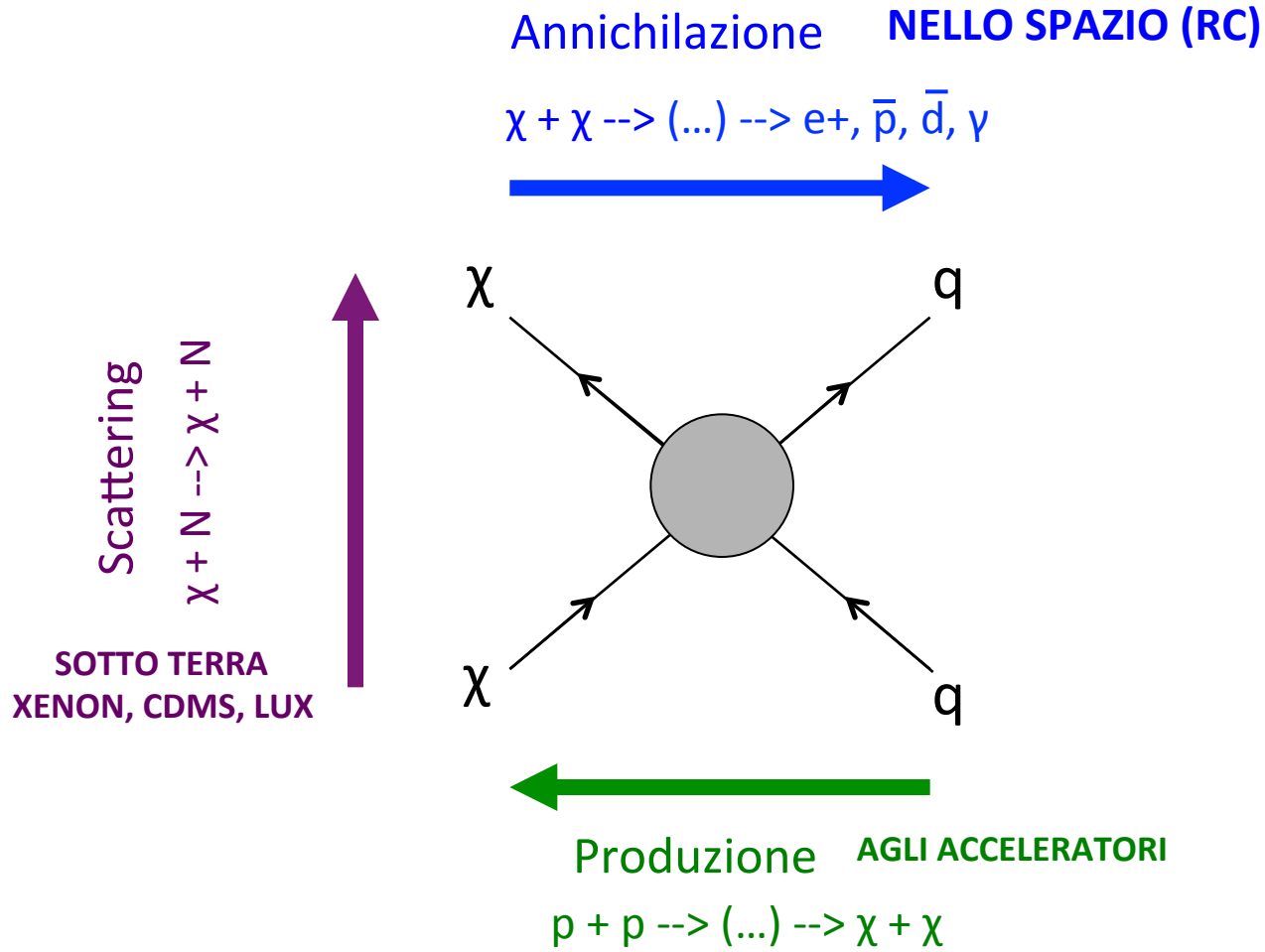
- **Esiste.** Si trova anche nella nostra Galassia
- Costituita da particelle sconosciute. Nessuna particella del modello standard.
- Stabile o con vita media molto alta.
- Massiva, ma con massa ignota (keV? GeV? TeV?).
- Neutra, interagisce debolmente. Sicuramente interagisce gravitazionalmente.
- Costituisce il 26% dell'energia totale dell'Universo, l'84% della materia



Cerchiamo nuove particelle, invisibili, anzi, quasi invisibili:  
se vogliamo rivelarle, devono interagire con le particelle note



# Materia oscura (ricerca di)

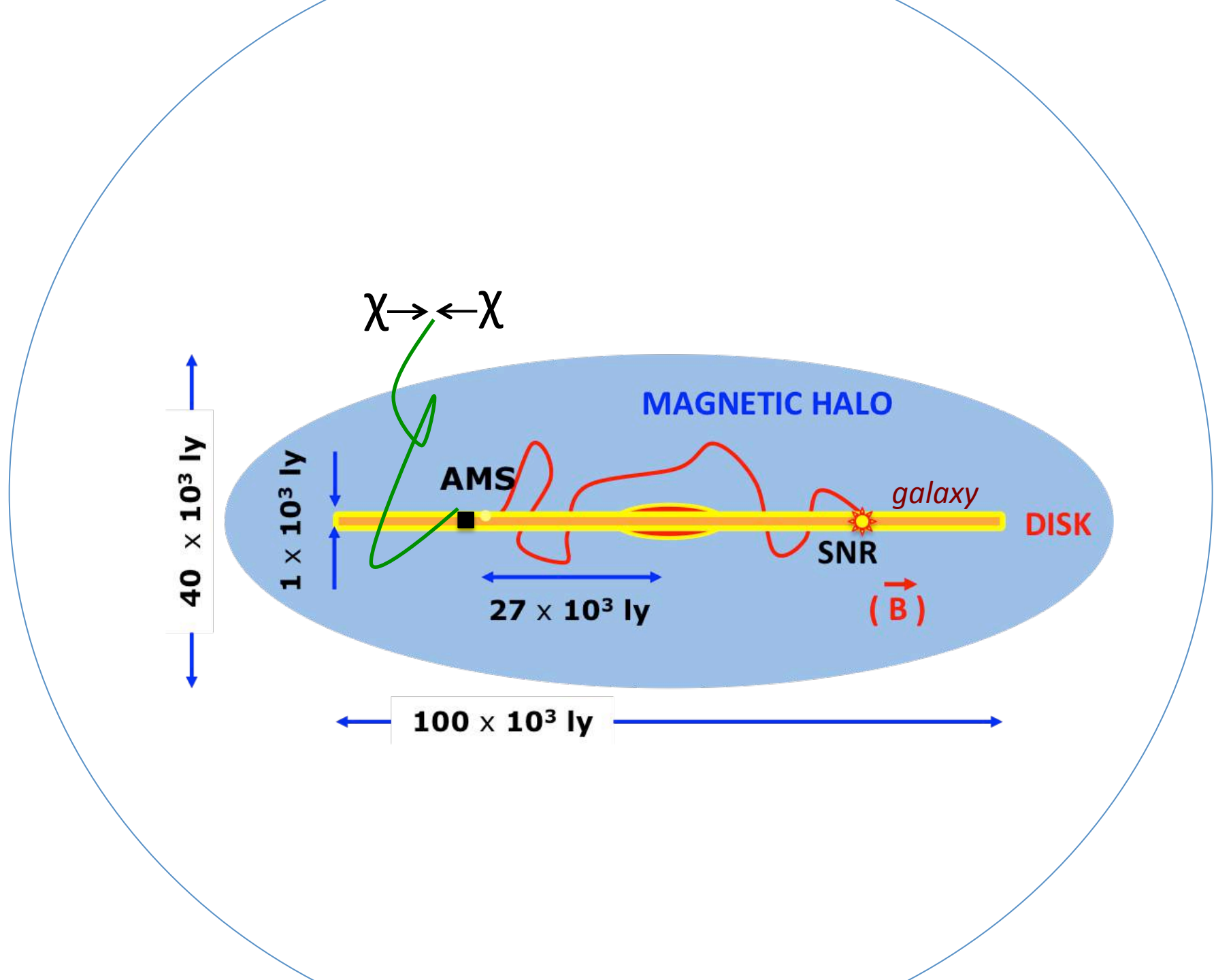


# WIMP Detection: what to look for

L'annichilazione di particelle di MO di tipo WIMP può produrre particelle di materia ordinaria (materia o antimateria):

$$\chi + \chi \rightarrow (...) \rightarrow \gamma, \nu, e^+, \bar{p}, \bar{d}, \overline{He}$$

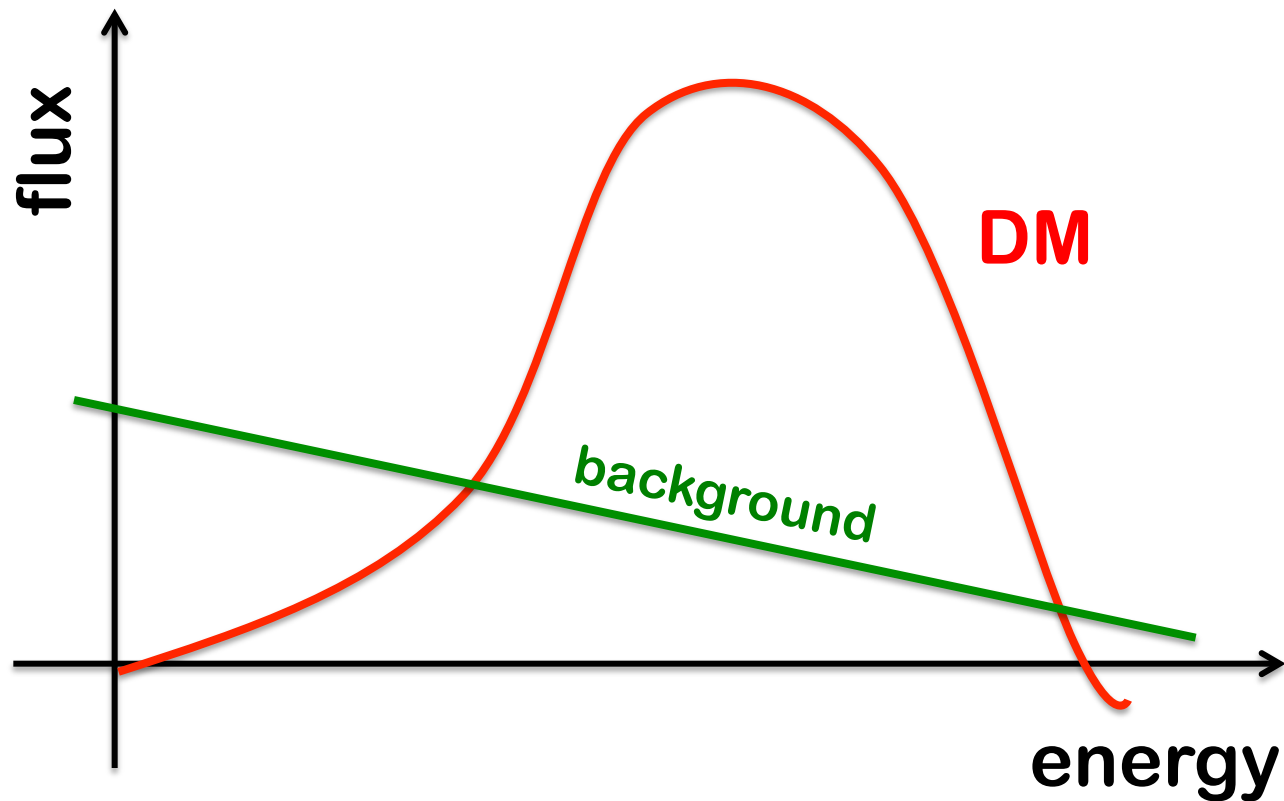
Ci si aspetta che l'annichilazione avvenga a riposo, e l'energia delle particelle prodotte rifletta la massa delle particelle oscure



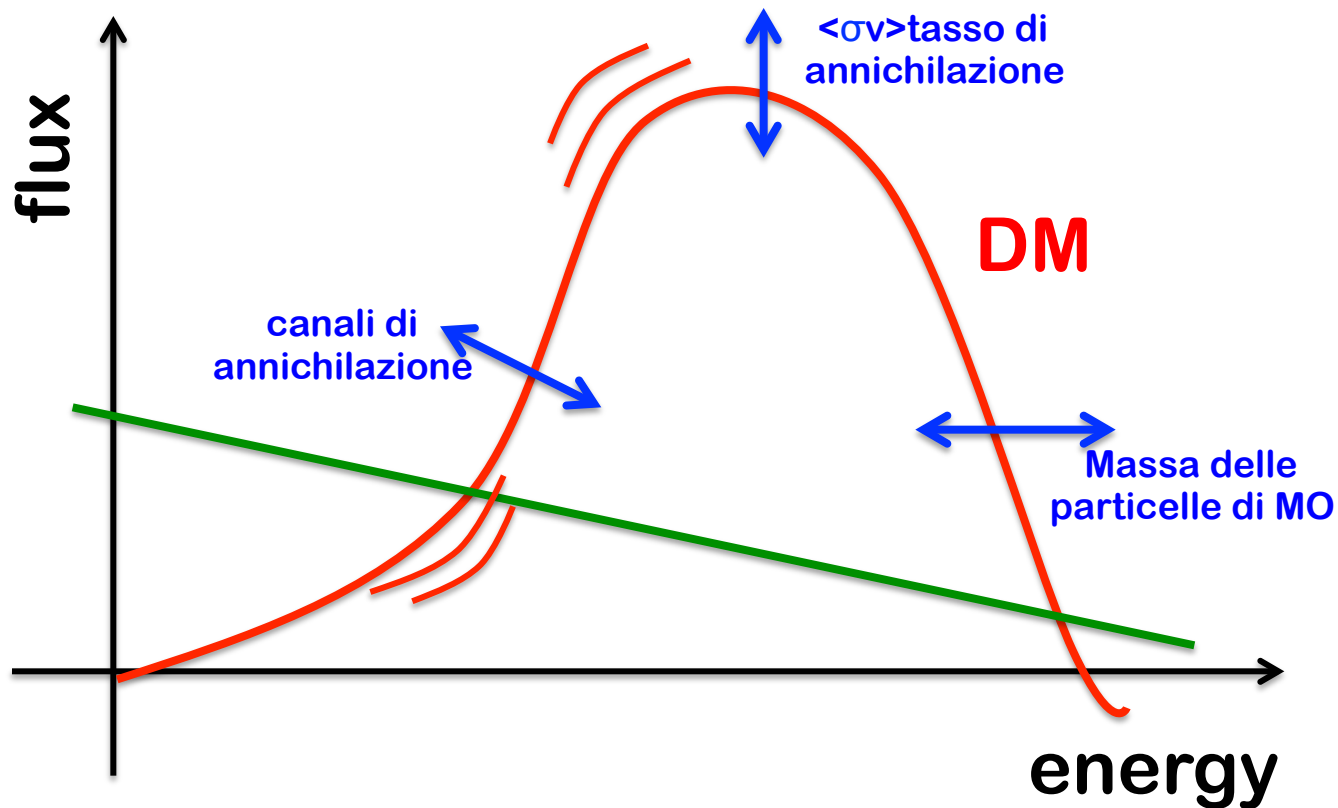


# Ricerca indiretta di materia oscura

$$\chi + \chi \rightarrow (\dots) \rightarrow e^+, \bar{p}, \bar{d}, \overline{He}$$

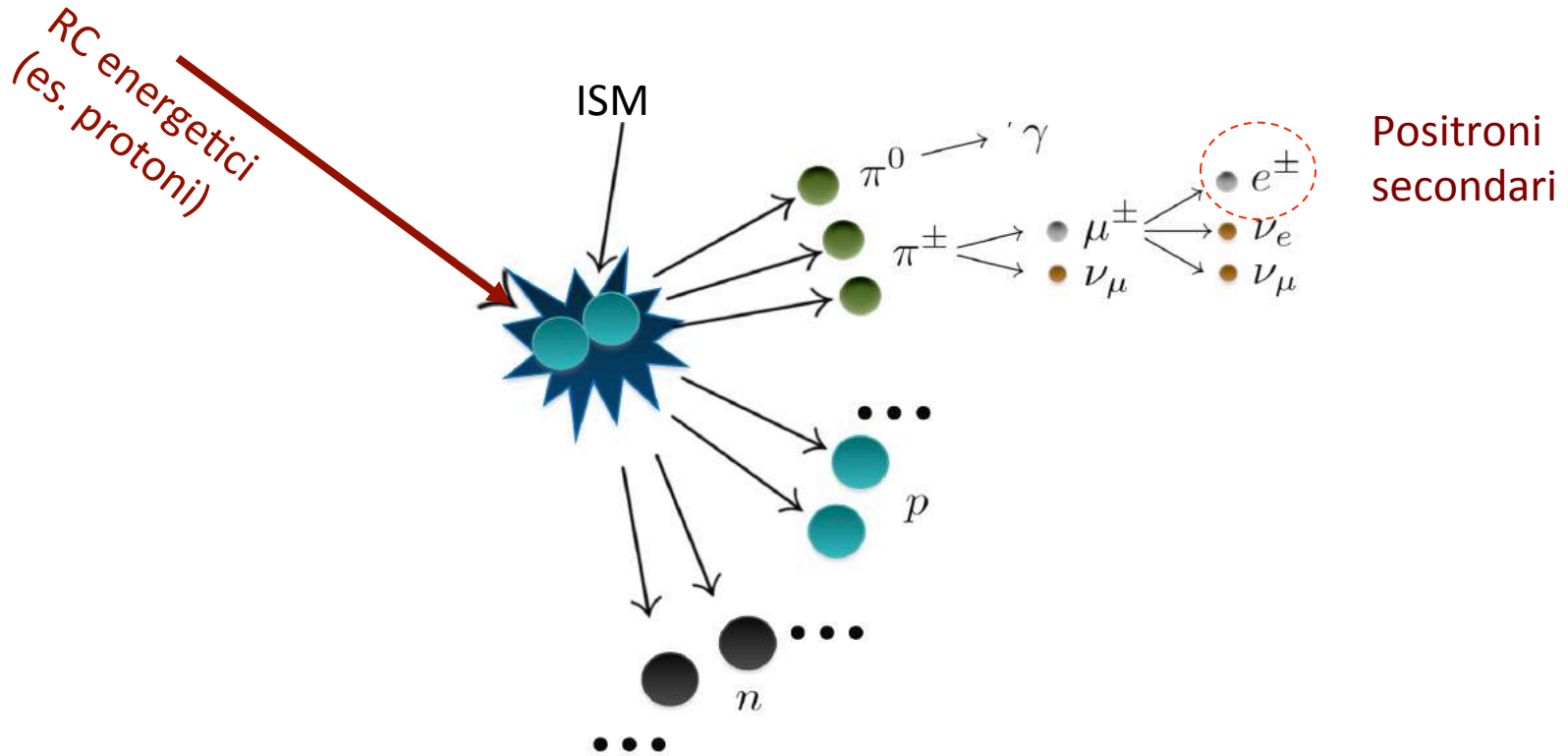


# Segnale di materia oscura



- Esistono centinaia di modelli di MO
- Il segnale di MO è molto... adattabile a tutte le esigenze
- Il fondo invece andrebbe predetto in maniera robusta

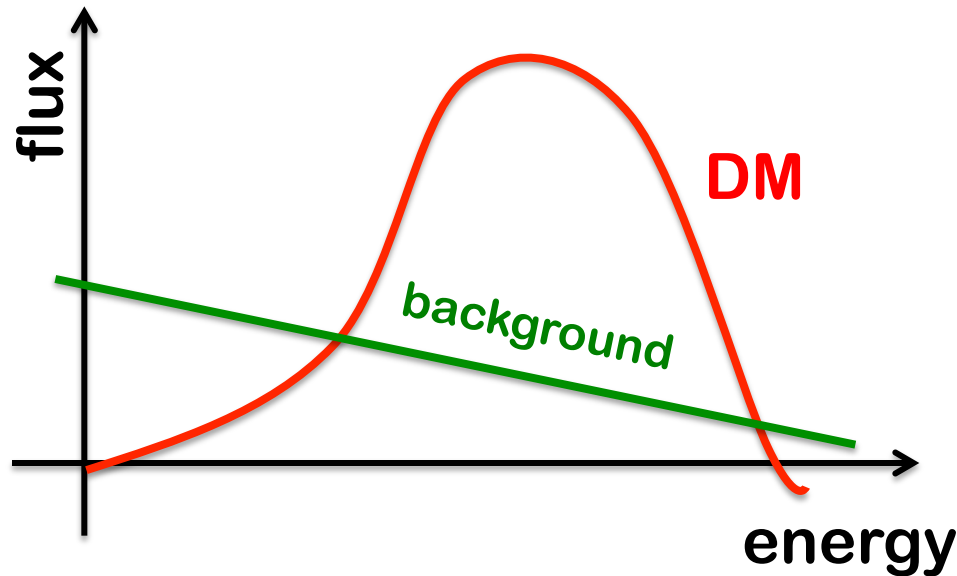
# Background della MO = RC secondari



Per cercare materia oscura indirettamente attraverso gli spettri di antiparticelle, occorre avere una stima del fondo atteso di antimateria.

Questo fondo consiste nella produzione secondaria di antiparticelle. Il meccanismo è simile a quanto succede per i nuclei (Li-Be-B)

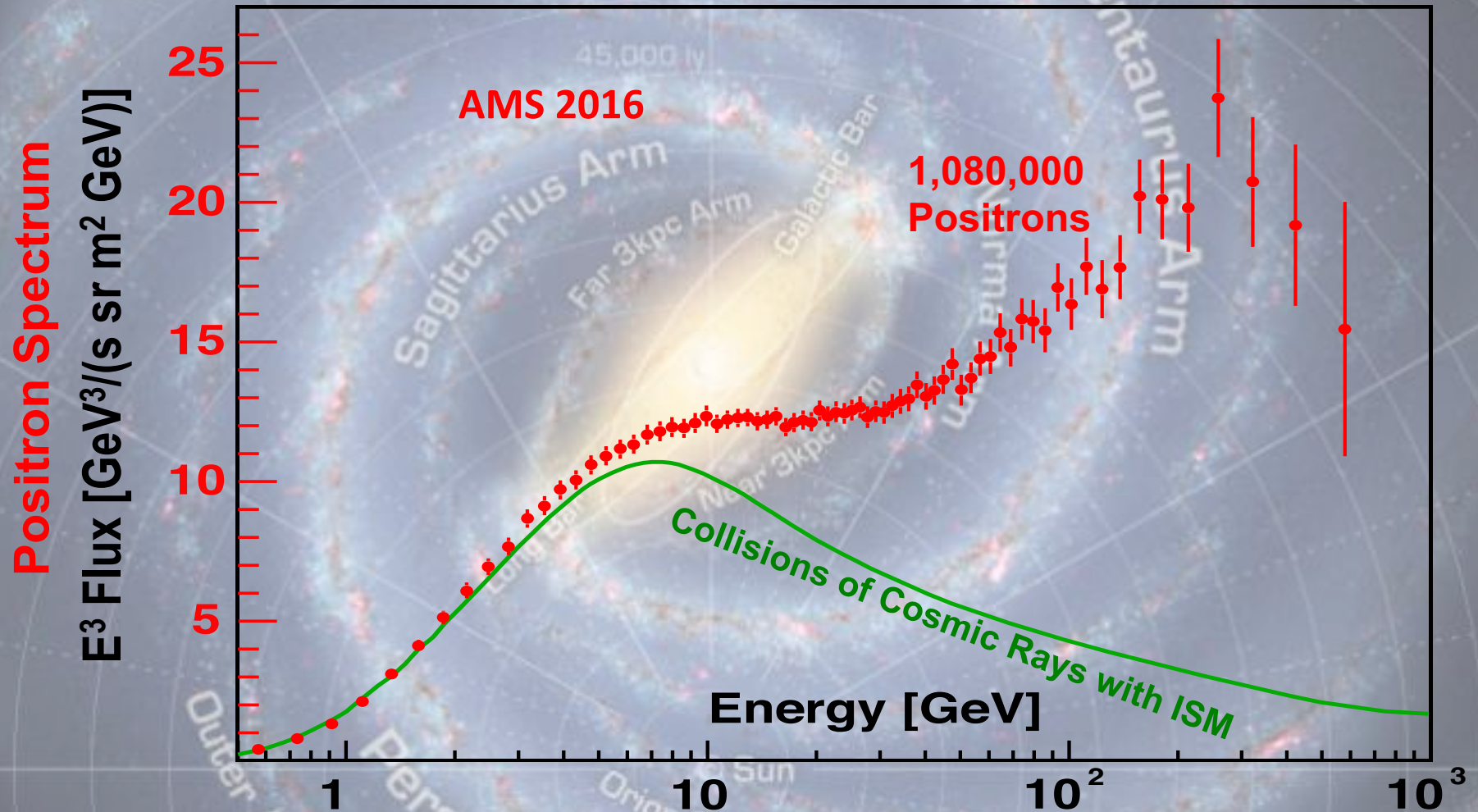
# Background della MO = RC secondari



- Si definisce il modello di propagazione di RC carichi nella Galassia.
- Si determinano i parametri usando dati nucleari (p, He, B/C,  $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ )
- Si calcola la predizione degli spettri di antiparticelle
- Si confronta la predizione con i dati: **E' consistente? → Niente MO**  
**C'è un eccesso? → Forse, MO**

# Positrons in the Galaxy

Collision of Cosmic Rays with the Interstellar Media produce  $e^+$   
... and this is indeed true at low energies.

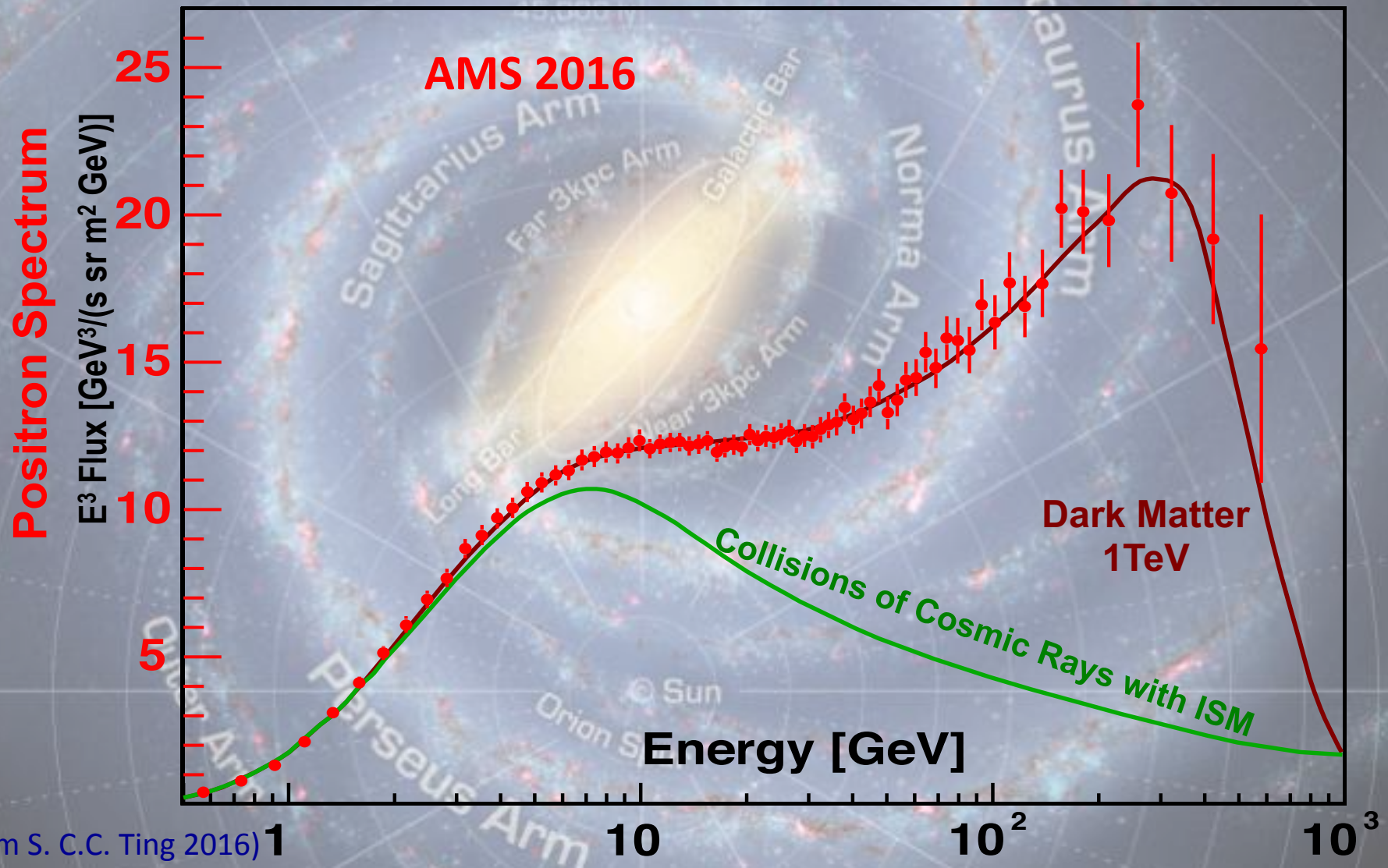


Unexpectedly, starting from  $\sim 8$  GeV, the AMS  $e^+$  data show an excess above ordinary Cosmic Ray collisions.



## Physics Result 2: The origin of the AMS positron spectrum

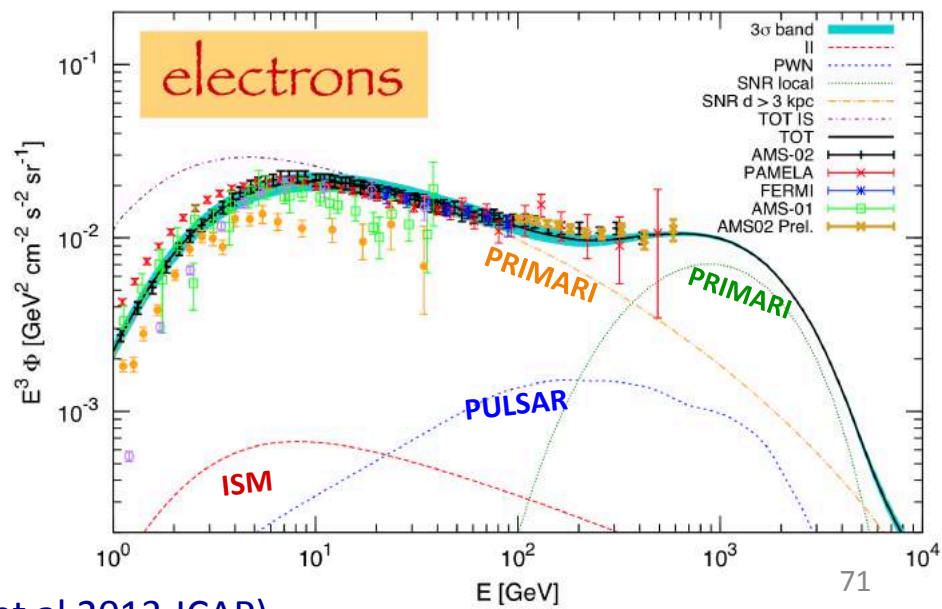
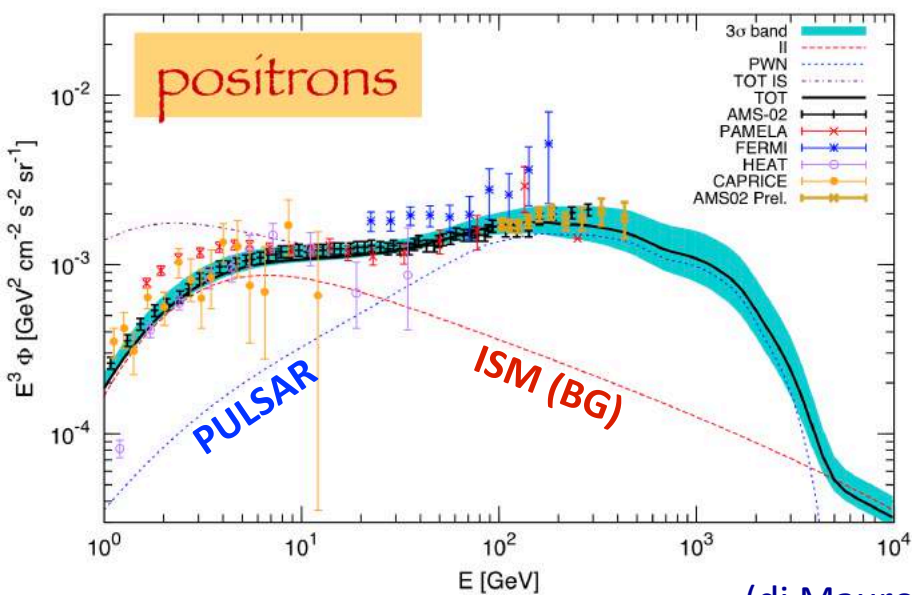
The AMS results are in excellent agreement with a **Dark Matter Model**



# Positroni prodotti da Pulsar

Il fondo astrofisico di positroni è altamente incerto e difficile da modellizzare  
Tuttavia l'eccesso misurato da AMS è difficilmente attribuibile a produzione secondaria

Che esistano sorgenti extra (primarie) di positroni è stabilito  
Ma non si può facilmente concludere che questa sorgente extra sia la materia oscura, perché esistono altre spiegazioni. Ad esempio la presenza di pulsar nelle vicinanze del sistema solare può dare luogo ad un eccesso nel flusso di positroni



(di Mauro et al 2013 JCAP)

# Positron excess: sources of high-energy positrons

**Standard** prediction: of  $e^+$  from  $p$ +ISM collisions

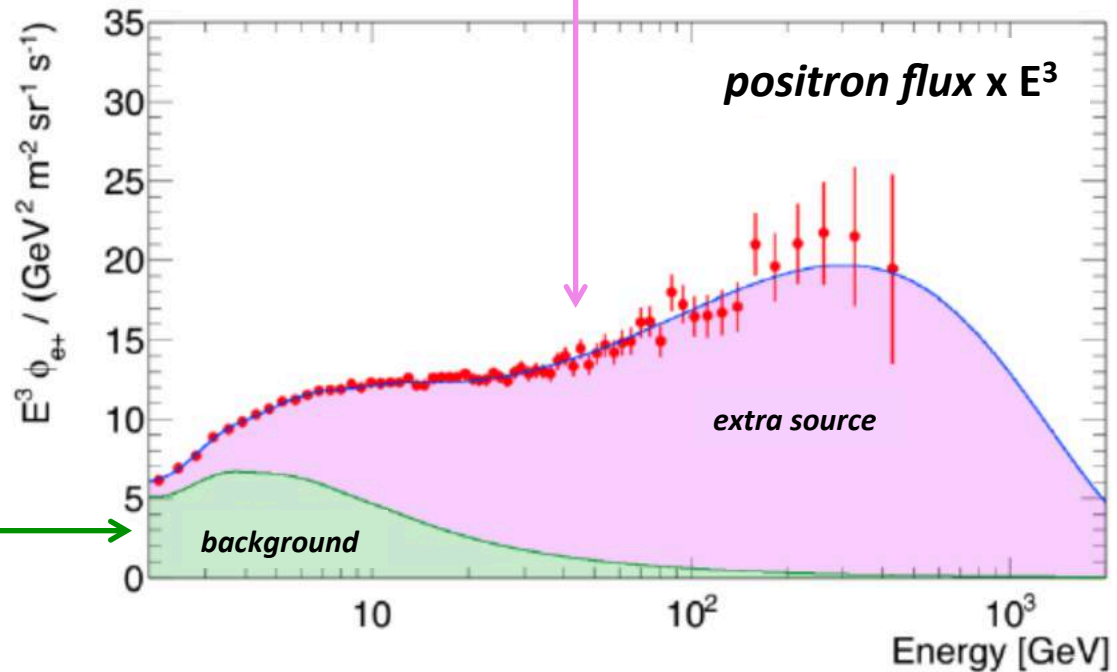
→ Cannot account for the observed positron data

→ Background for new physics/astrophysic signals

- Dark Matter particles
- Astrophysical sources (SNR/PWN)
- ✓ CR collisions with ISM



our understanding





# Flux near Earth

CR are produced somewhere at the proper sites (halo, SNR, NS, AGN, SW ...)

They propagate from the source location to solar system neighborhood

Charged CR propagation is a diffusive, stochastic process in the galactic halo → do not point to the source

Photons are neutral and propagate in straight lines → point to the source

$$\frac{dN_j(E)}{dEd\Omega} = \rho_0^2 \sum_i \frac{\langle \sigma_i v \rangle}{m_{DM}^2} B_{ij} \int dE_0 f_i(E_0) G(E_0, E) \quad \frac{dN_\gamma(E)}{dE} = \langle \sigma_\gamma v \rangle \times \frac{dN}{dE} \frac{1}{4\pi m_{DM}^2} \times \int_{LOS} ds d\Omega \rho^2(s, \psi)$$

Governed by theory parameters

Governed by DM distribution

Governed by propagation history (galactic magnetic fields and matter distribution, ISM, losses, acceleration..., **embedd the DM distribution**)

Applies to standard production too

Relatively large uncertainties due to lack of knowledge about the galaxy structure → background not very well known

(From Pierre Salati)

# Ricerca di MO con anti-nuclei

- ✓ Antiprotoni
- ✓ Antideutoni
- ✓ Nuclei di antielio

A differenza dei positroni, un eccesso di antinuclei NON potrebbe essere spiegato in termini di Pulsar.

La propagazione degli antinuclei nella Galassia è molto simile a quella dei nuclei

Il fondo astrofisico, ancora, è dato dalla produzione di antinuclei secondari da collisioni dei RC con l'ISM

# Produzione di antiprotoni nella Galassia

- **Secondary** antiprotons are produced through the spallations of cosmic-ray protons and He nuclei on the interstellar material.



$$q_{\bar{p}}^{\text{sec}}(r, E_{\bar{p}}) = 4\pi \int_{E_p^0}^{+\infty} \frac{d\sigma_{pH \rightarrow \bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} \{E_p \rightarrow E_{\bar{p}}\} n_H \Phi_p(r, E_p) dE_p$$

- **Primary** antiprotons originate from the annihilations of the dark matter species – WIMPs in our case – concealed in the Galactic halo.



$$q_{\bar{p}}^{\text{susy}}(r, z, E_{\bar{p}}) = \frac{1}{2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle g(T_{\bar{p}}) \left\{ \frac{\rho_\chi(r, z)}{m_\chi} \right\}^2$$

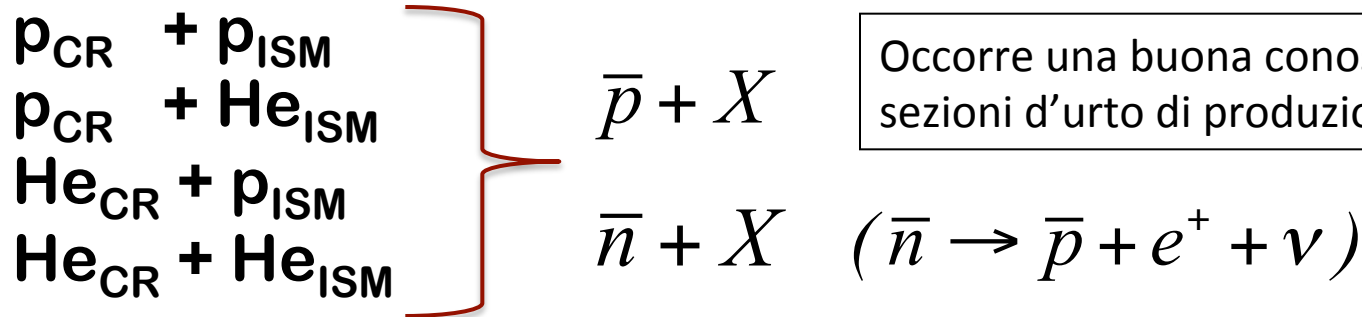
(From Pierre Salati)

# Antiprotoni secondari nella Galassia

Termine di “sorgente” per la produzione secondaria:

$$Q_{p,He+ISM \rightarrow \bar{p}}^{sec}(E) \approx 4\pi \int_{E_{Th}}^{\infty} n_{ISM} \frac{d\sigma_{p,He+ISM \rightarrow \bar{p}}^{ISM}(E, E')}{dE'} J_{p,He}(E') dE'$$

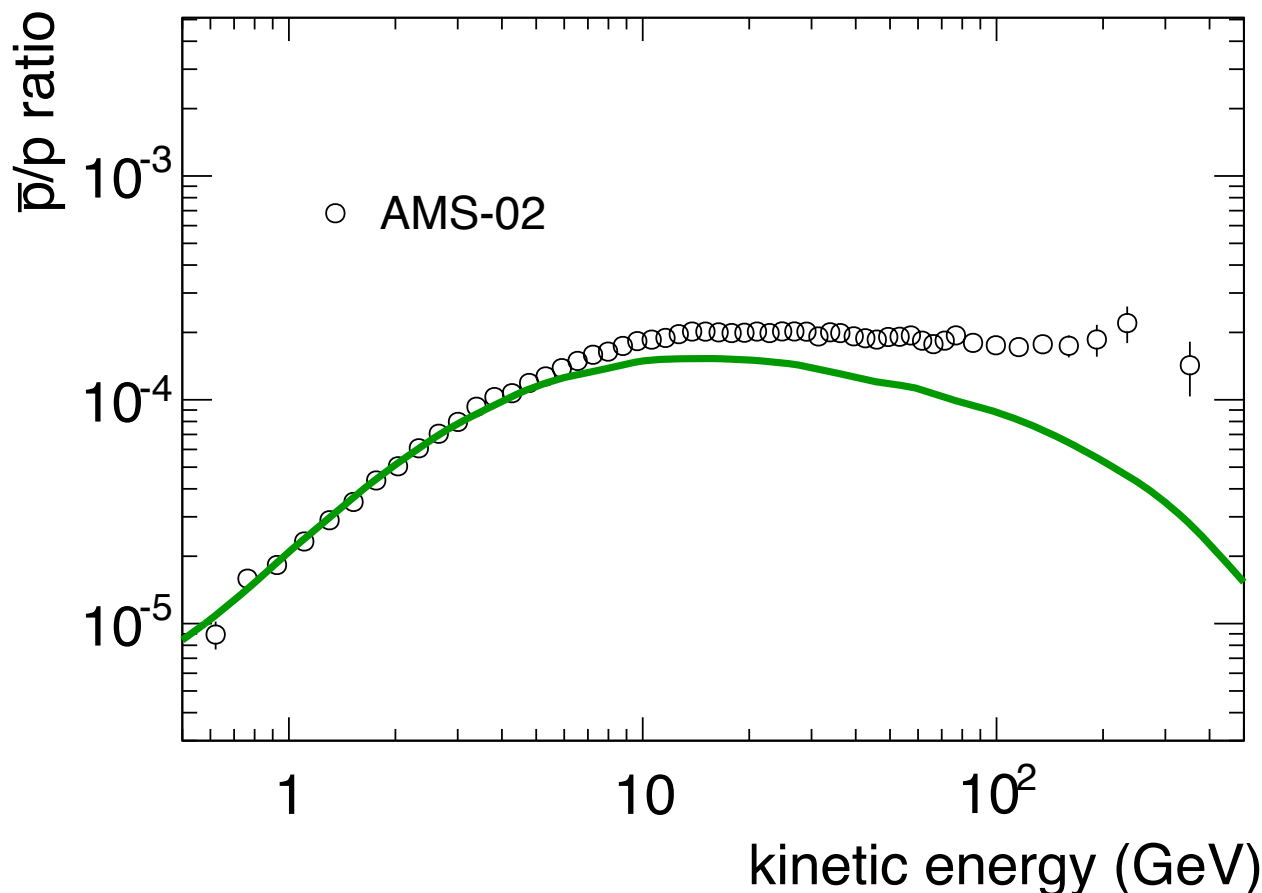
Collisioni da considerare:



Approccio:

- Definizione del modello di propagazione
- Uso dei dati nucleari (p, He, C, B/C, 10Be/9Be...) e determinazione dei parametri
- Modulazione solare
- Predizione del flusso di antiprotoni a terra -> fondo astrofisico
- Confronto tra flusso predetto e flusso misurato.

# Antiprotoni secondari: confronto con i dati



- BG: Il rapporto antiprotoni/protoni decresce, in maniera simile al rapporto B/C
- I nuovi dati di AMS-02 (2016) indicano che il rapporto è circa piatto

→ **Sembra esserci un eccesso...**

**Tuttavia dovremmo prima chiederci: quanto è robusta la predizione del fondo?**

**Con quali incertezze la conosciamo? Quanto sono corrette le assunzioni di base del modello?**

# Antiprotoni secondari: incertezze

Quanto è robusta la predizione del fondo? Con quali incertezze la conosciamo?

$$Q_{p,He+ISM \rightarrow \bar{p}}^{sec}(E) \approx 4\pi \int_{E_{Th}}^{\infty} n_{ISM} \frac{d\sigma_{p,He+ISM \rightarrow \bar{p}}^{ISM}(E, E')}{dE'} J_{p,He}(E') dE'$$

**Sezioni d'urto di produzione di antiprotoni**

La nostra conoscenza dipende dalla qualità delle misure effettuate agli acceleratori

-> **incertezze dell'ordine del 10-30% a tutte le energie. Speriamo in nuovi dati da LHC**

**Flusso dei RC primari che producono antiprotoni (protoni ed elio)**

Dipende dalla qualità dei dati fino ad alte energie (dal GeV a ~100 TeV)

-> **Usando i dati recenti di AMS-02 e CREAM, le incertezze sono inferiori al 10%**

**Propagazione degli antiprotoni nella Galassia**

Dipende dai parametri del modello, a loro volta vincolati dai nuclei nei RC (B/C, 10Be/9Be)

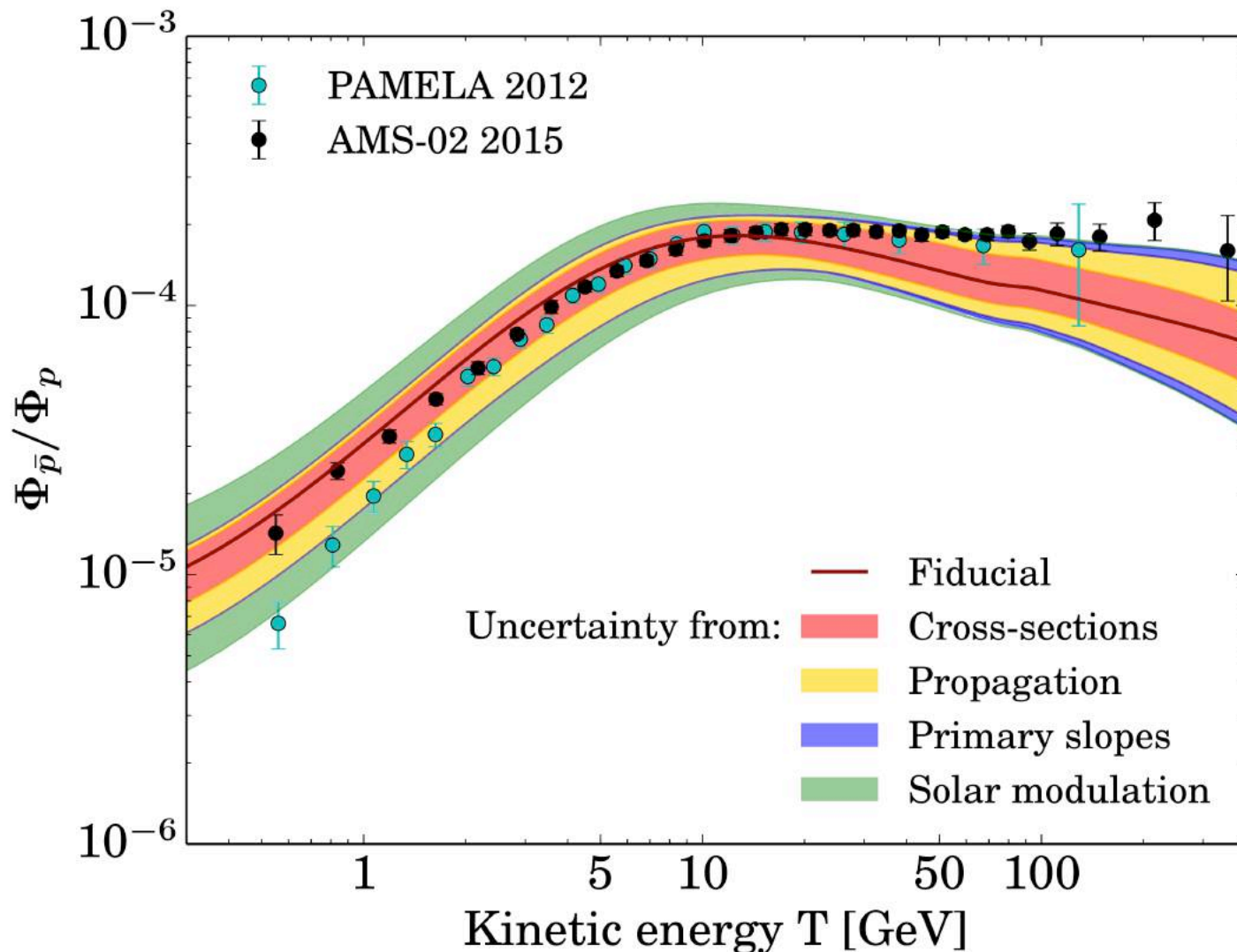
-> **incertezze dominanti ad alte energie (>50%). Ma sono in arrivo nuovi dati di AMS**

**Effetto della modulazione solare**

Dipende dalla nostra abilità di modellizzare il trasporto dei RC nell'eliosfera.

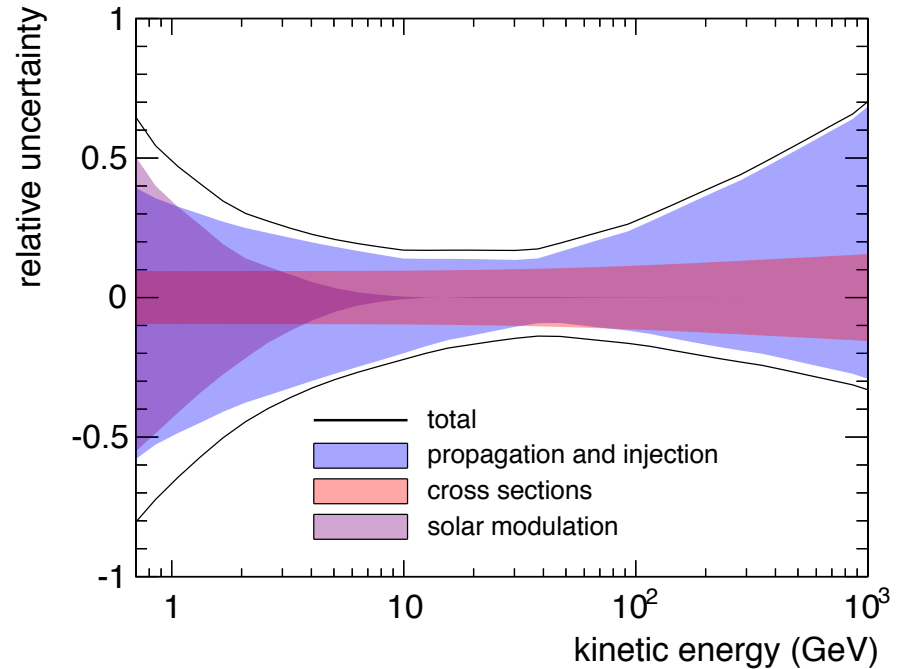
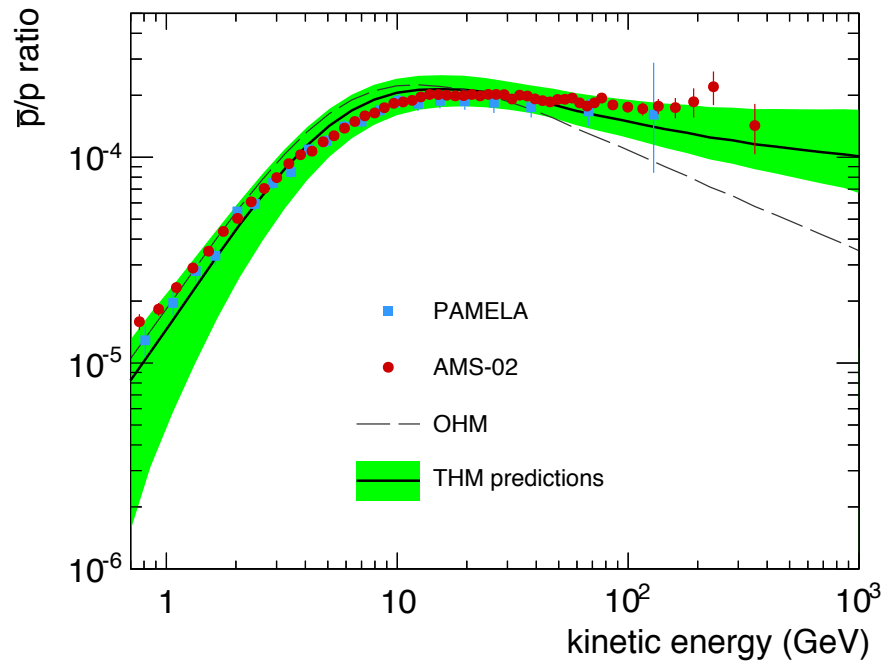
-> **le incertezze sono rilevanti solo a basse energie ( $E < 10$  GeV), trascurabili ad alte energie.**

# Antiprotoni secondari: incertezze



Valutate le incertezze in gioco, risulta difficile  
Stabilire la presenza di un reale eccesso di antiprotoni  
(Giesen et al. 2016 JCAP)

# Antiprotoni secondari: incertezze

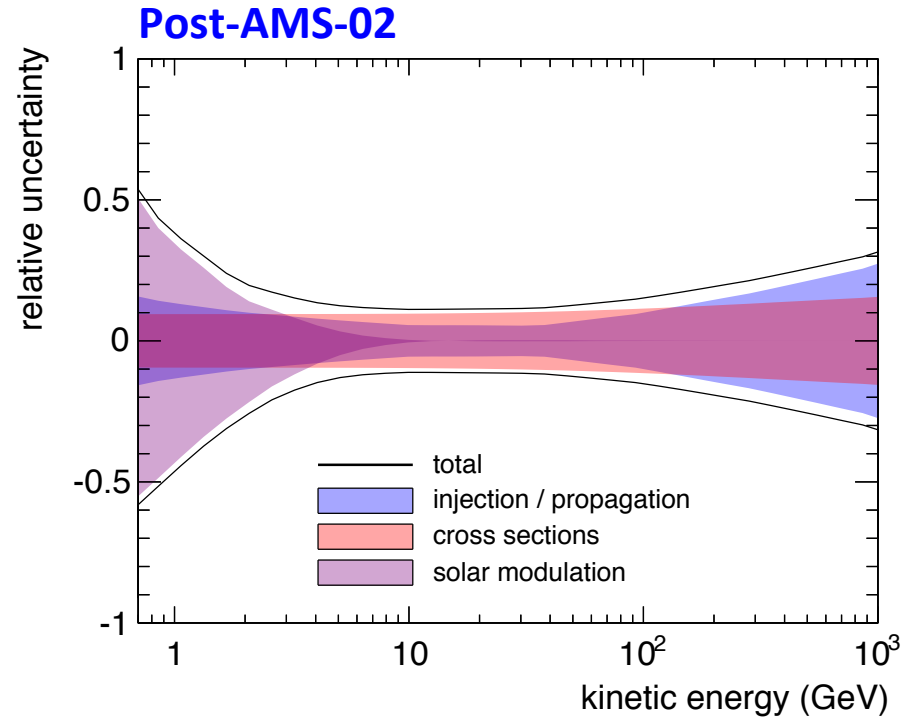
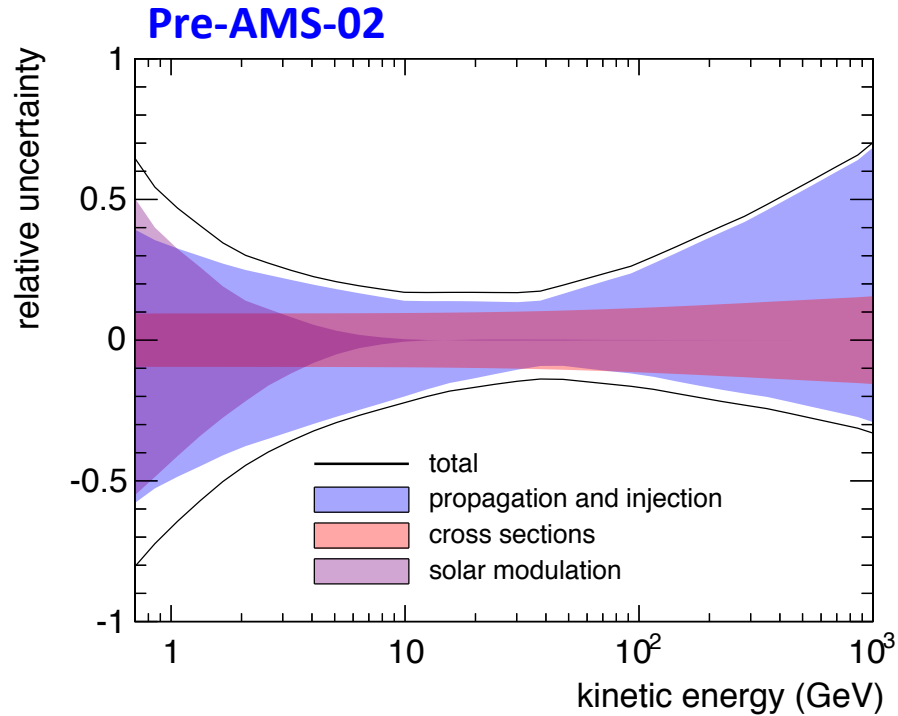


[J. Feng et al 2016] Predizione  $p\bar{b}ar/p$  e incertezze da un'analisi bayesiana

(J. Feng et al. 2016 PRD)



# Antiprotoni secondari: incertezze



**Inceteezze astrofisiche sul rapporto  $p\bar{b}/p$  usando i dati di AMS-02 sul rapporto B/C**

# Antiprotoni secondari: incertezze

Non emerge un chiaro eccesso di antiprotoni se teniamo conto delle incertezze. Tuttavia, anche considerate le incertezze, il flusso di antiprotoni resta in tensione con le predizioni dei modelli di produzione secondaria.

# Antinuclei: antideutoni e antielio

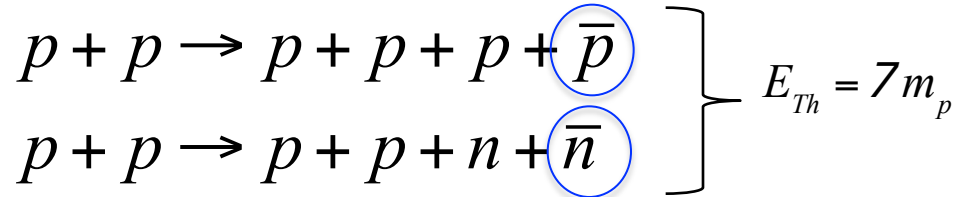
Il termine di produzione secondaria è analogo a quello degli antiprotoni

$$Q_{p,He+ISM \rightarrow d}^{sec}(E) \approx 4\pi \int_{E_{Th}}^{\infty} n_{ISM} \frac{d\sigma_{p,He+ISM \rightarrow d}^{ISM}}{dE'}(E, E') J_{p,He}(E') dE'$$

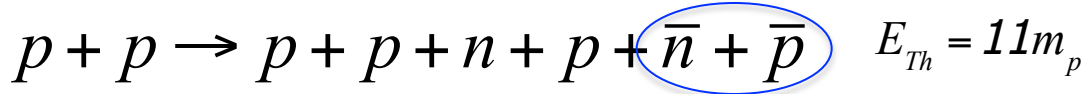
Sato finale con antideutone o anti-elio, che sono più massivi degli antiprotoni

→ Nel SdR del LAB, occorrono maggiori energia di soglia del p (o He) incidente

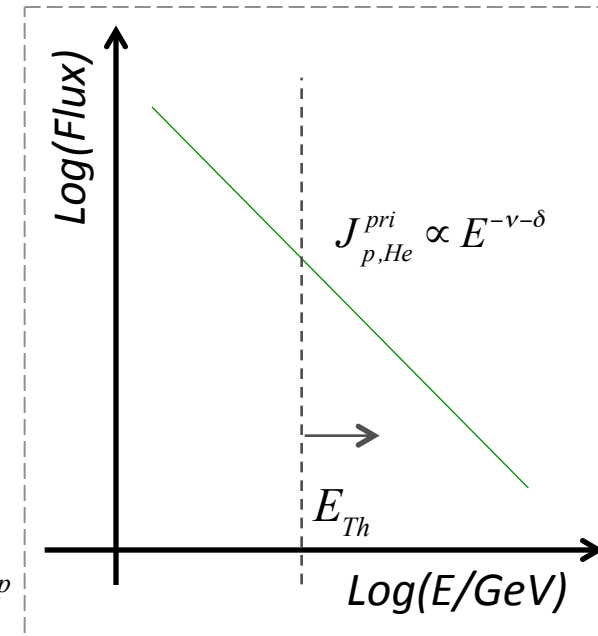
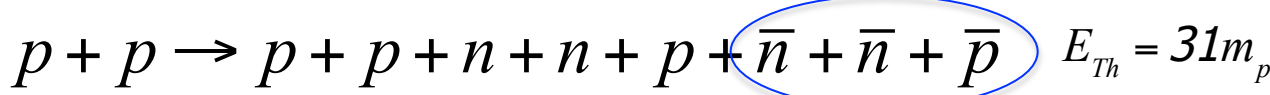
Produzione antiprotoni:



Produzione anti-deutoni:



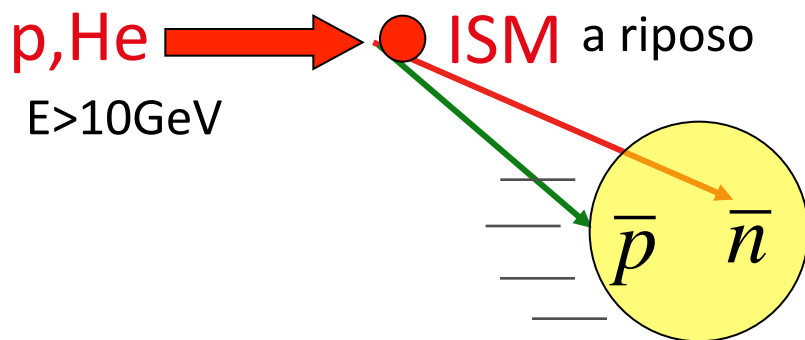
Produzione anti-elio-3:



Siccome  $E_{th}$  è alta, e siccome il flusso primario decresce rapidamente con l'energia ( $E^{-2.7}$ ), il flusso secondario di anti-nuclei pesanti diviene cinematicamente soppresso

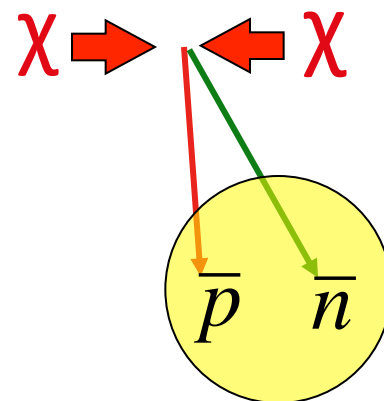
# Produzione di antinuclei nella Galassia

## Produzione secondaria di antideutoni



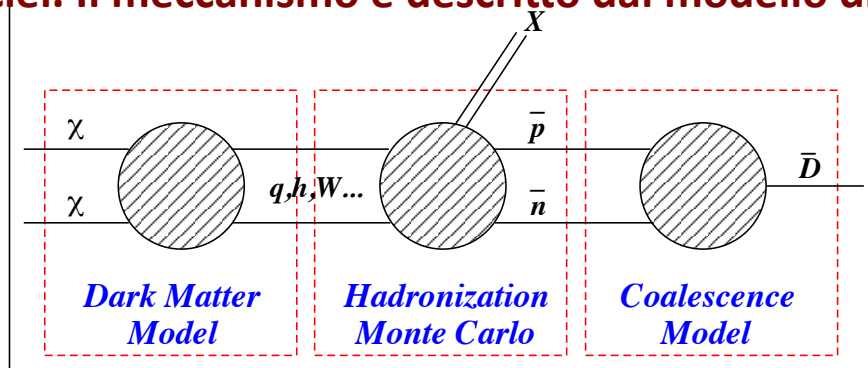
Collisioni RC+ISM ad alta energia  
La collisione avviene nel LAB.

## Produzione di antideutoni da MO

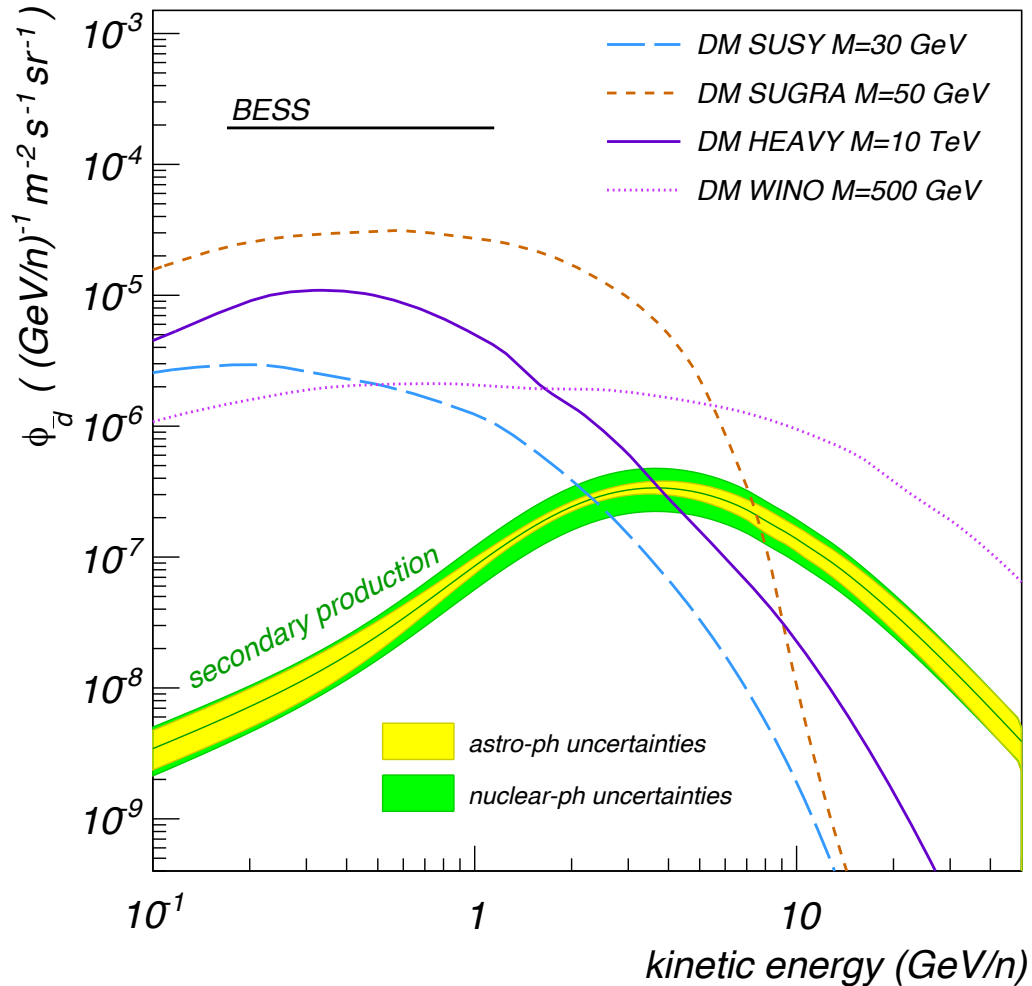


Collisioni  $\chi + \chi \rightarrow \text{adroni} \rightarrow \bar{d}$   
Il CM è a riposo nella Galassia

In entrambi i casi, nello stato finale si formano anti-nucleoni che poi si uniscono per formare antinuclei. Il meccanismo è descritto dal modello di coalescenza.

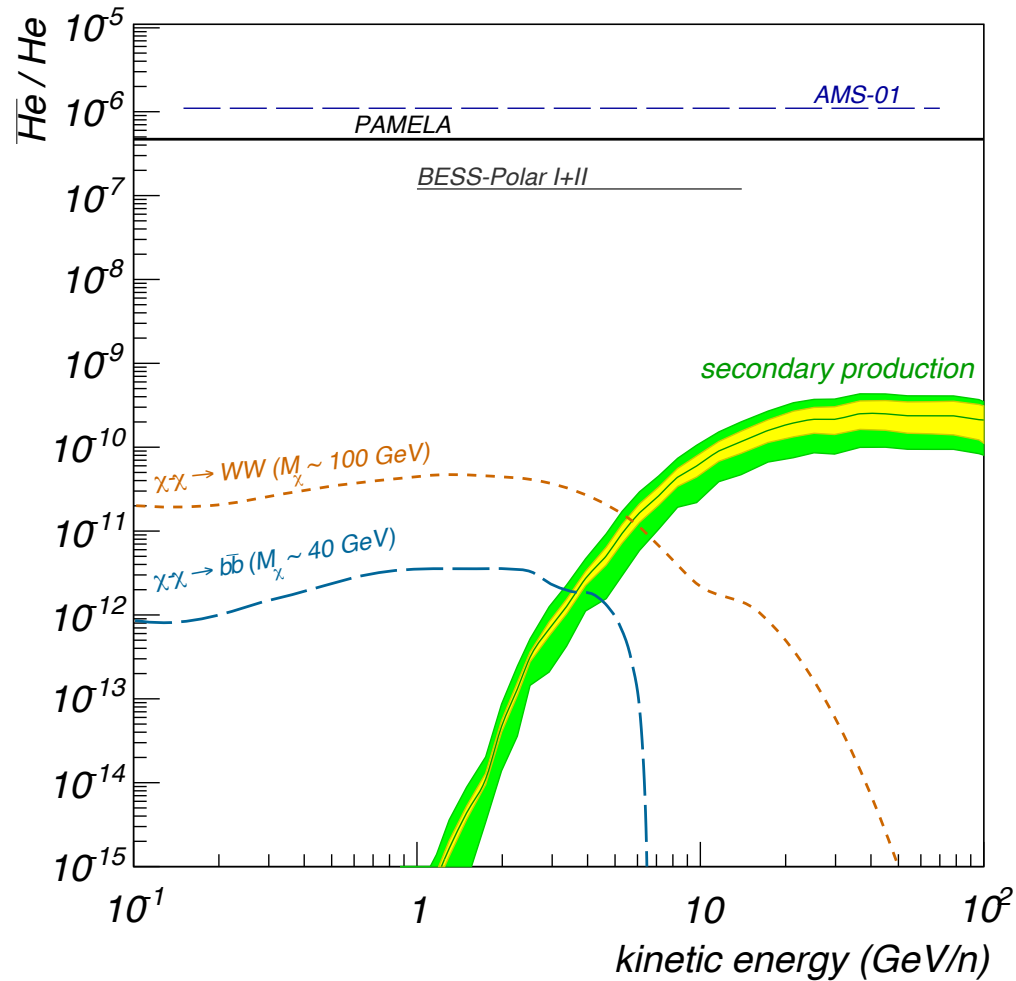


# Segnale (di MO) e fondo per antideutoni



(L'anti-deutone non è mai stato rivelato nei raggi cosmici)

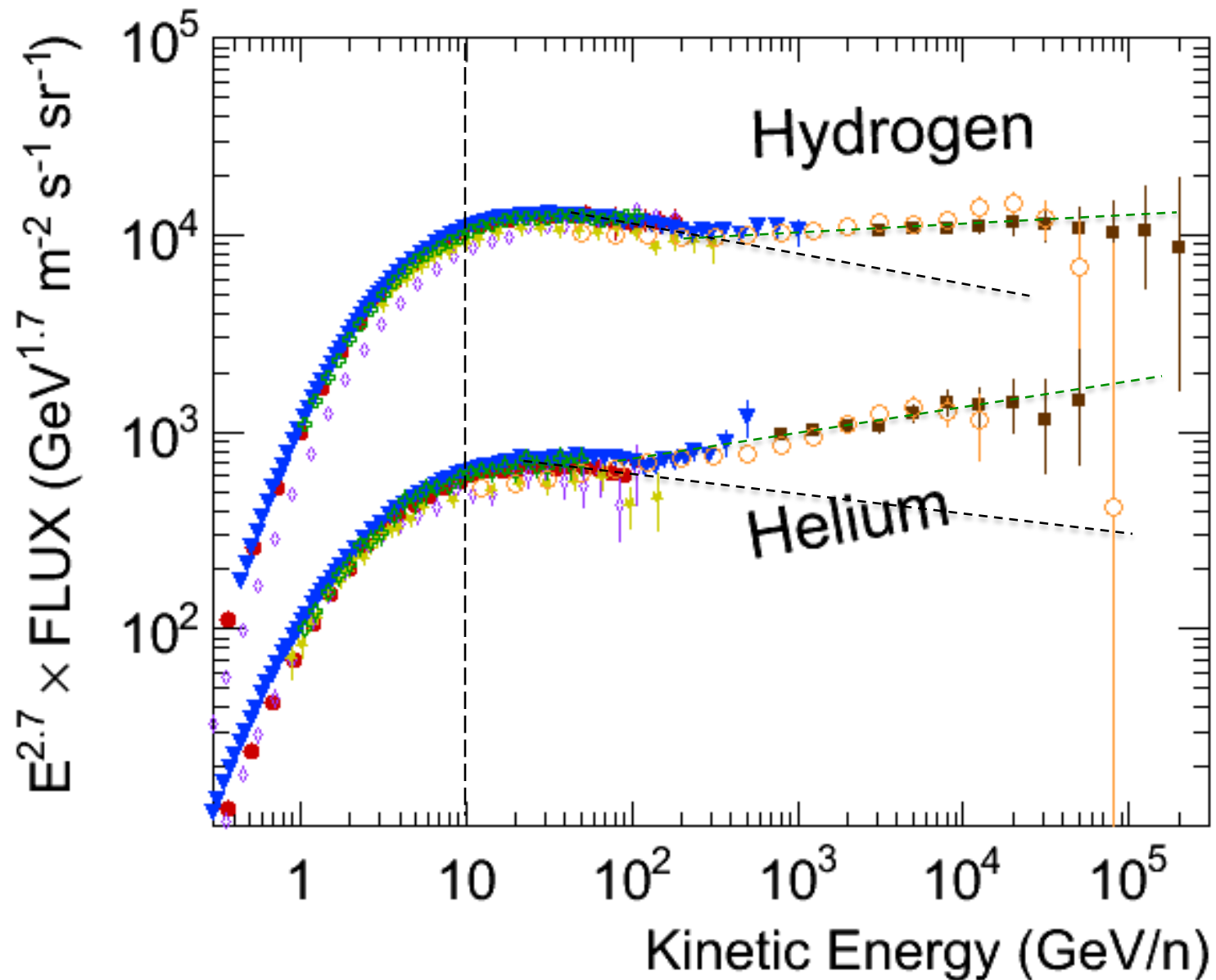
# Segnale (di MO) e fondo per antielio ( $\bar{3}\text{He}$ )



(L'antielio non è mai stato osservato nei raggi cosmici)

Alcune anomalie nelle misure recenti  
Breakdown dei modelli?

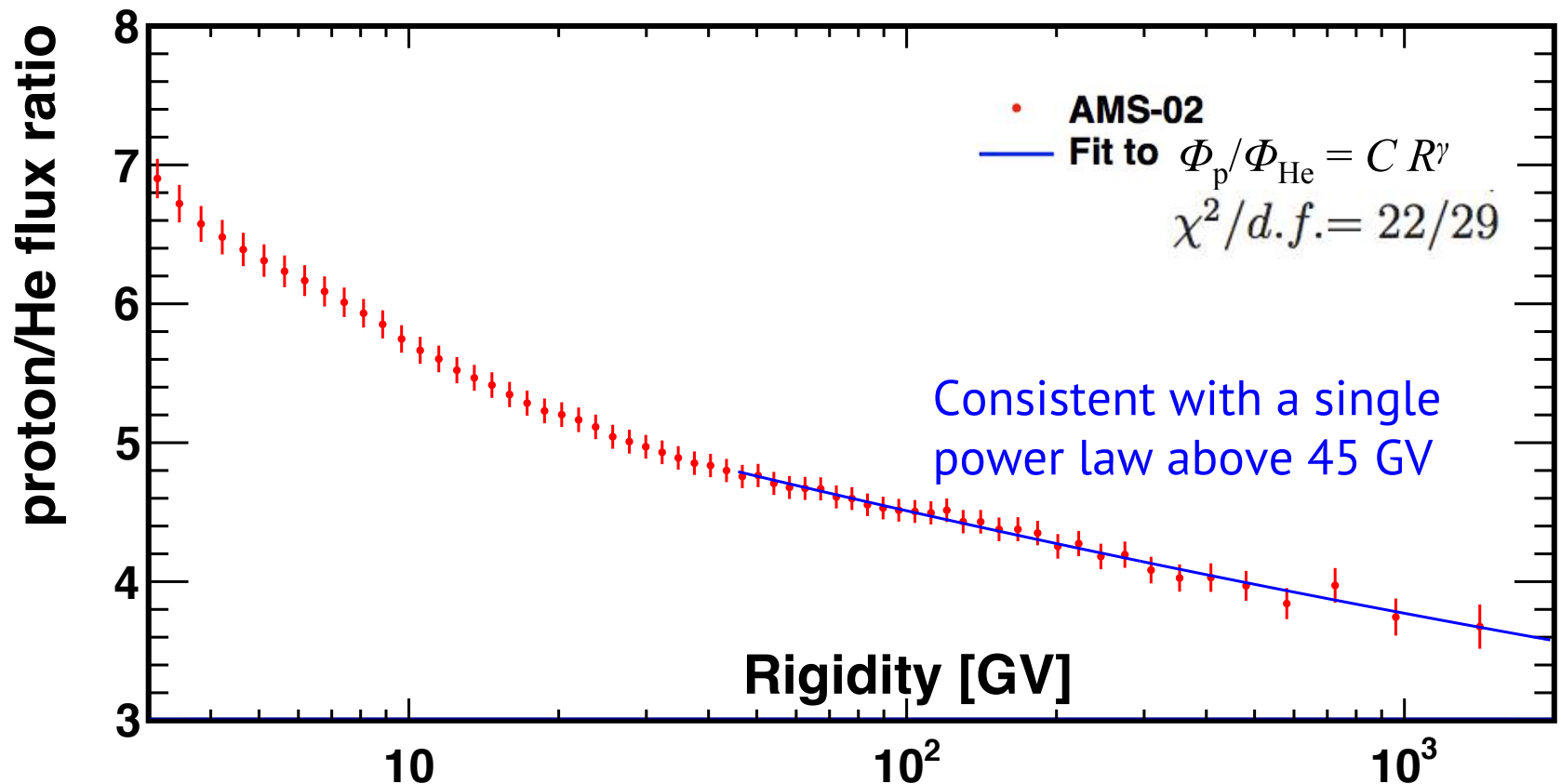
# Cambio di indice spettrale nei flussi di protoni ed elio



(O. Adriani et al. 2011 Science)



# Differenza di indice spettrale tra p e He



Il meccanismo di accelerazione è universale in rigidità. Produce lo stesso spettro di accelerazione  $Q(R)$  per tutte le particelle. Il trasporto diffusivo, dipende unicamente dalla rigidità. Non c'è ragione per aspettarsi indici spettrali diversi

Solo oggi abbiamo la precisione per  
Poter apprezzare queste strutture

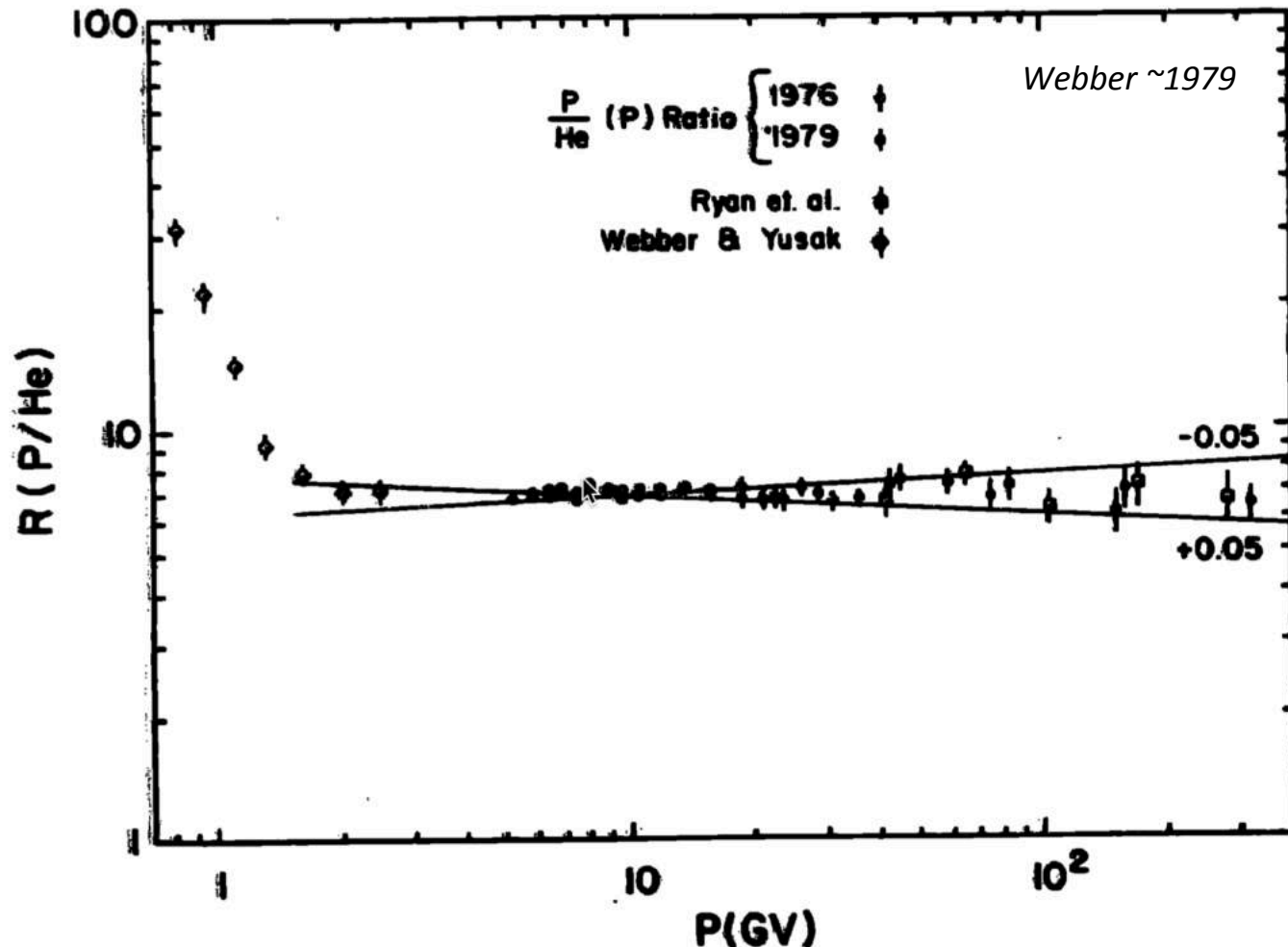
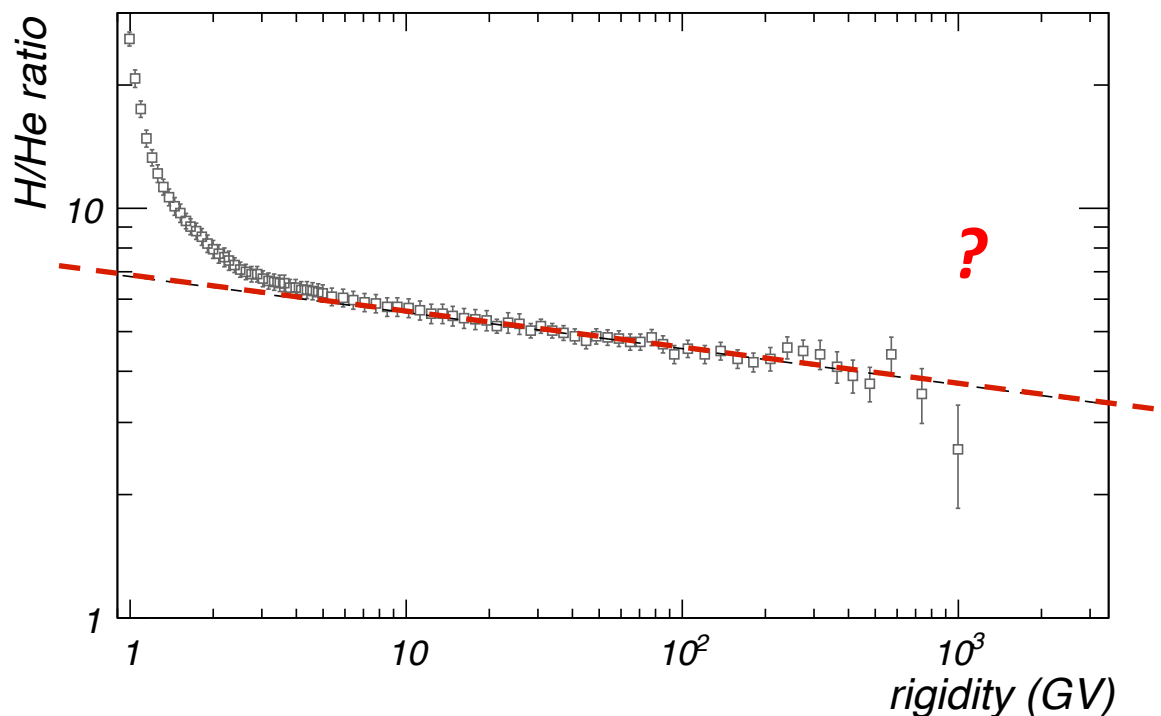


Figure 3. Proton to Helium ratio as a function of rigidity.

# Differenza di indice spettrale tra protoni ed elio

Il meccanismo di accelerazione è universale in rigidità. Produce lo stesso spettro di accelerazione  $Q(R)$  per tutte le particelle. Il trasporto diffusivo, dipende unicamente dalla rigidità. Non c'è ragione per aspettarsi indici spettrali diversi



Il rapporto  $p/He$  *dovrebbe* quindi essere costante in funzione della rigidità. Potremmo aspettarci deviazioni a basse rigidità. Ma per  $R \gg 10$  GeV ci aspettiamo  $p/He = \text{const.}$   
I dati mostrano che  $p/He$  decresce a tutte le rigidità. Protoni ed He hanno indici spettrali diversi

# Toy CR Model **without** interactions

Source:

$$Q(R) \propto \beta^{-1} R^{-\alpha}$$

Diffusion:

$$K(R) \propto K_0 R^\delta$$

Flux above few GV:

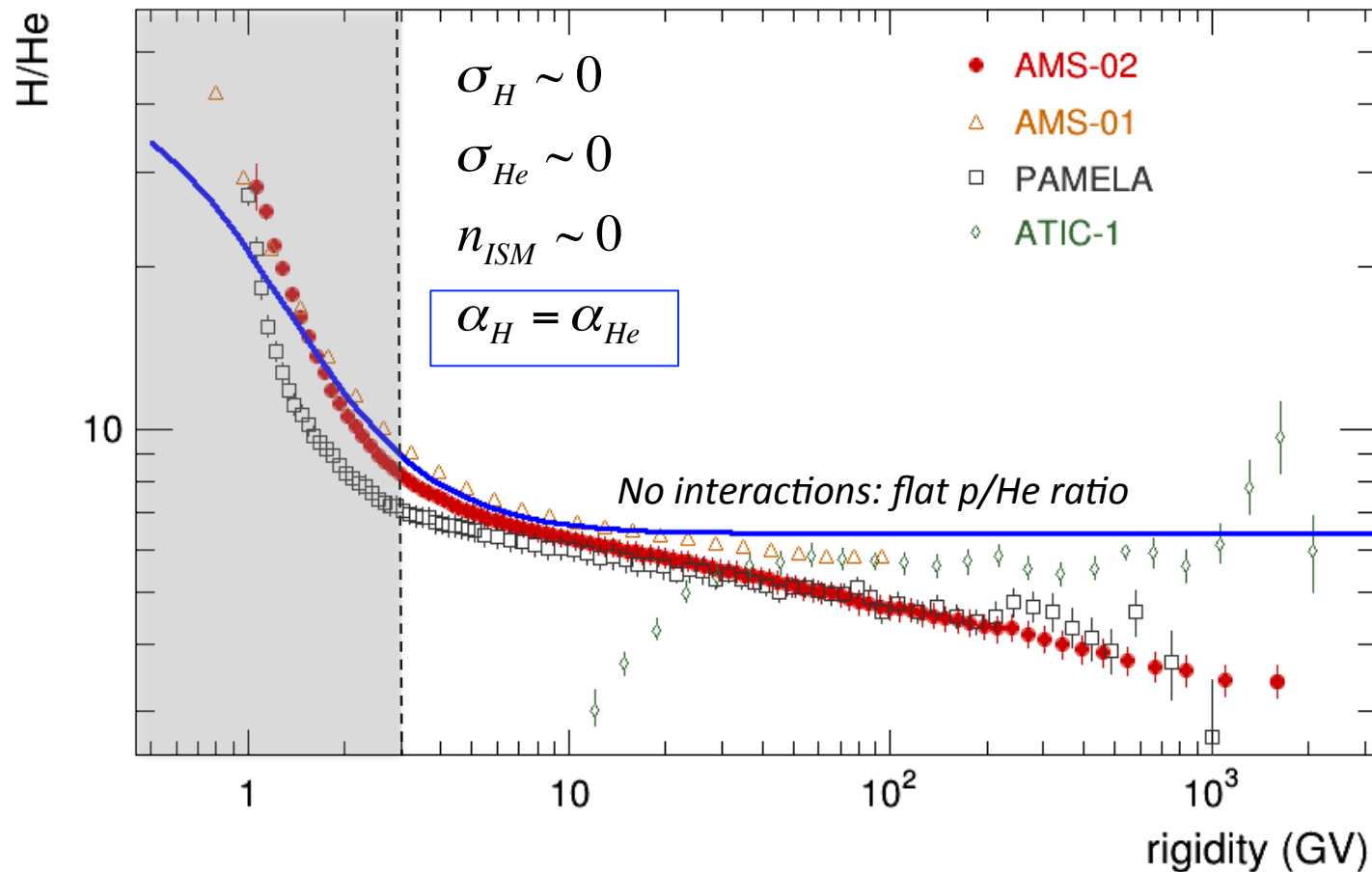
(INTERACTIONS NEGLECTED)

$$J \propto Q / K \propto R^{-\alpha-\delta}$$

$$p / He \propto R^{-\alpha_H + \alpha_{He}}$$

The H/He ratio is directly related to the source spectra indices.

For same values of  $\alpha$ , the H/He is flat



# Toy CR Model **with** interactions

Source:

$$Q(R) \propto \beta^{-1} R^{-\alpha}$$

Diffusion:

$$K(R) \propto K_0 R^{\delta}$$

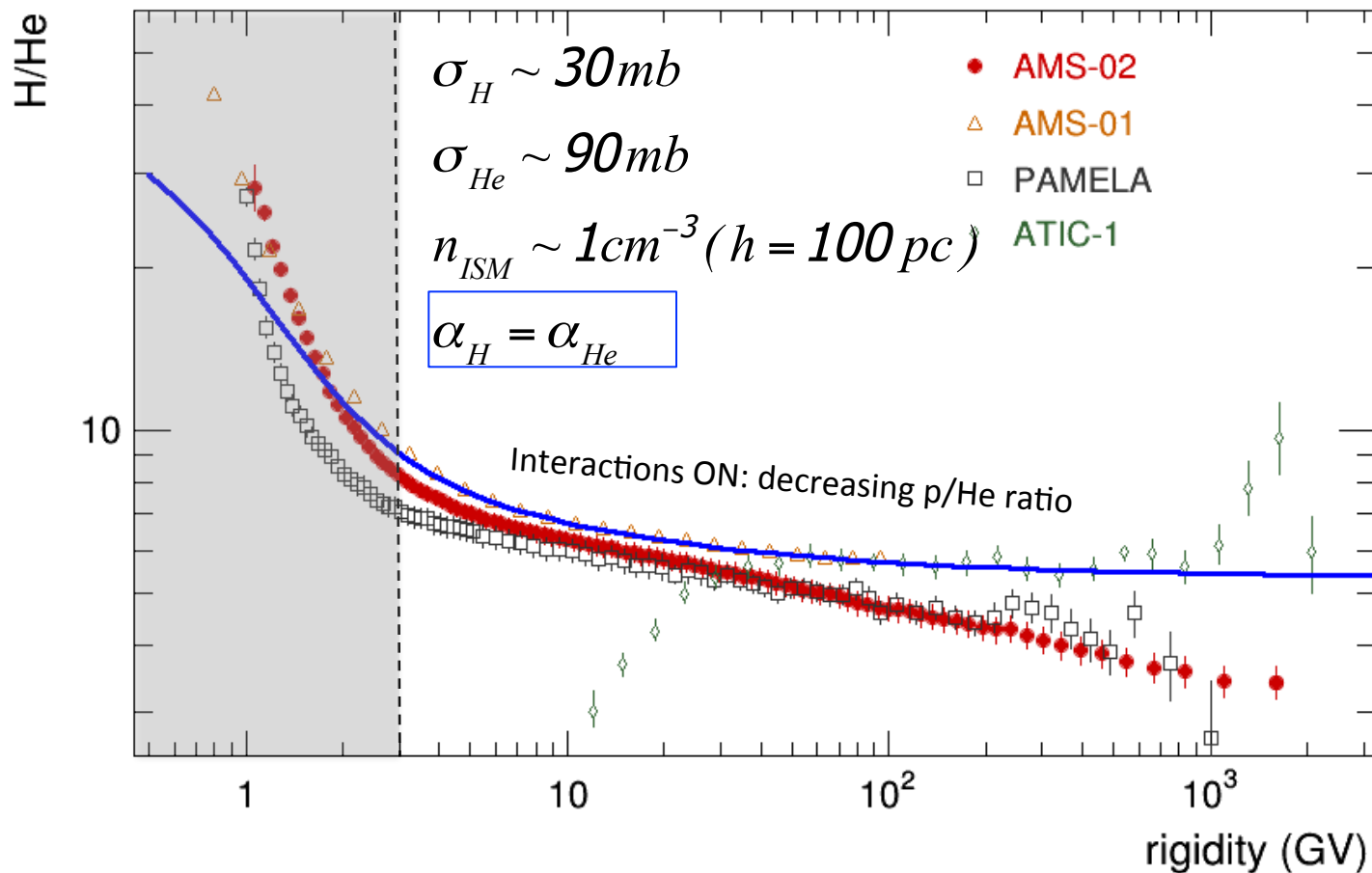
Flux above few GV:

(INTERACTIONS ACCOUNTED)

$$J \propto \frac{Q(R)}{K(R) / L + h\Gamma_{int}}$$

$$p / He \neq R^{-\alpha_H + \alpha_{He}}$$

Interactions of H & He with the ISM produce a decreasing H/He ratio, even if the source index  $\alpha$  is the same.



# Toy CR Model **with** interactions

Source:

$$Q(R) \propto \beta^{-1} R^{-\alpha}$$

Diffusion:

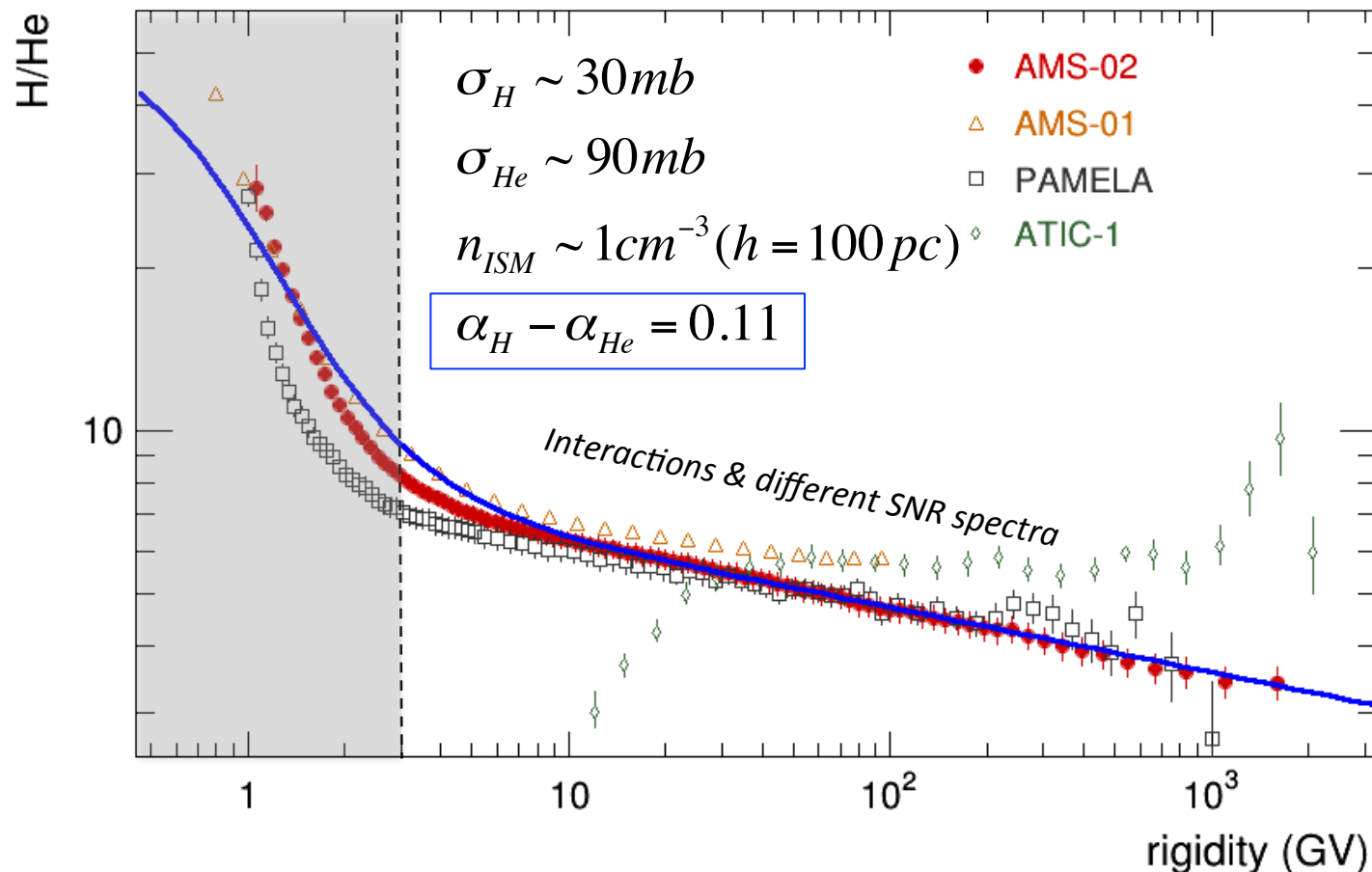
$$K(R) \propto K_0 R^\delta$$

Flux above few GV:  
(INTERACTIONS ACCOUNTED)

$$\phi \propto \frac{Q(R)}{K(R) + hL \cdot n_{ISM} \sigma_{\text{int}}}$$

$$p / He \neq R^{-\alpha_H + \alpha_{He}}$$

However the AMS H/He ratio is power-law distribute with a strong steepness. It cannot be described by only means of CR interactions with ISM.



# Differenza di indice spettrale tra protoni ed elio

- *Il processo di iniezione/accelerazione dipende dalla specie?*
- *La distribuzione di H ed He attorno alle SNR non è uniform ed è differente?*
- *Il paradigma di accelerazione è sbagliato e va completamente rivisto ?*
- *I processi di spallazione nel mezzo interstellare giocano qualche ruolo?*
- *Protoni ed elio sono accelerati da sorgenti diverse?*

**L'origine di questa anomalia non è chiara.**

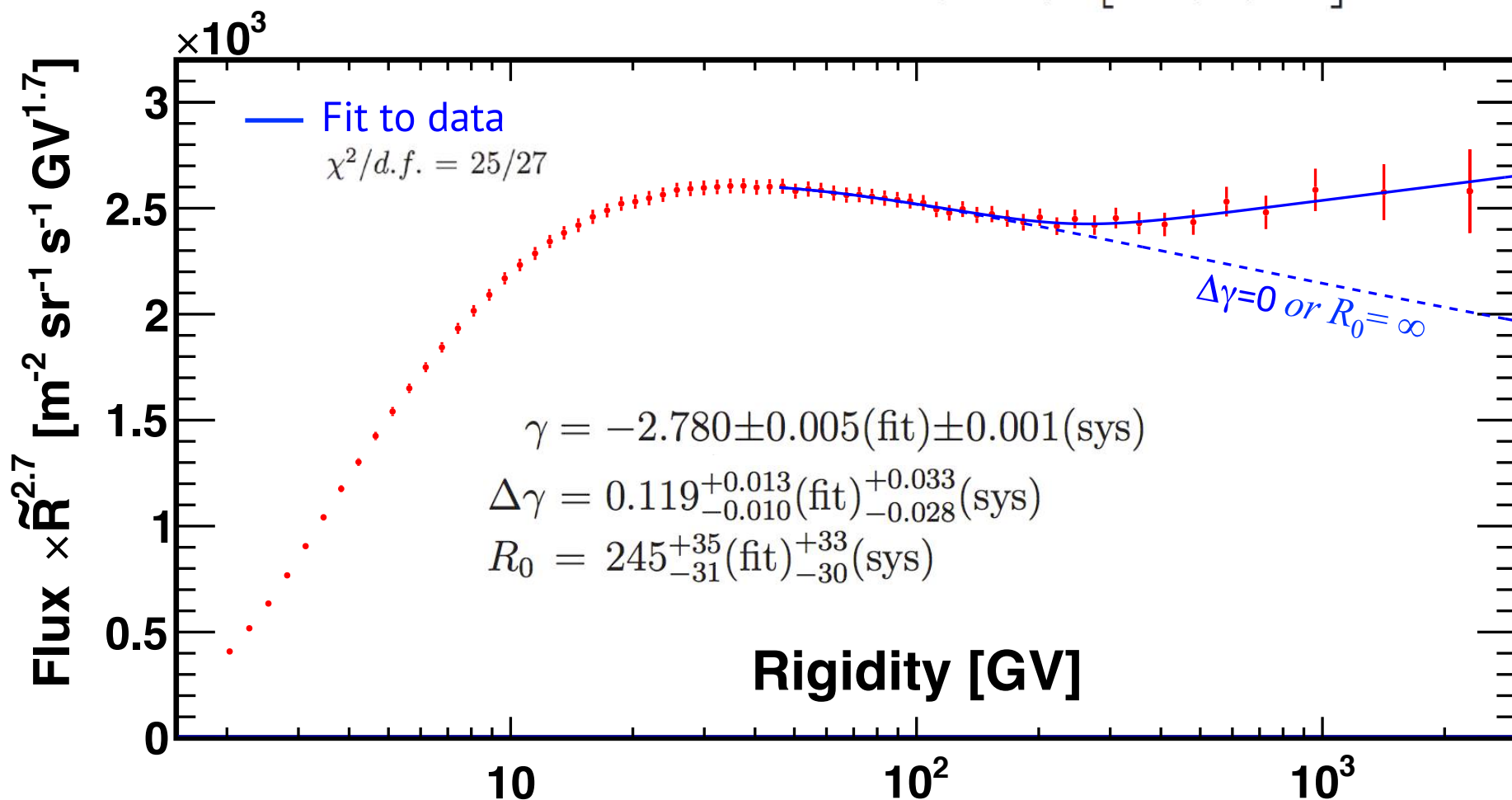
Nella modellizzazione dei dati più recenti, è pratica comune usare termini di sorgenti  $Q(R)$  con indici spettrali differenti per protoni ed elio.

$$Q_j^{pri} \approx Y_j R^{-\nu} \quad \Rightarrow \quad Q_j^{pri} \approx Y_j R^{-\nu_j}$$

$$\nu_p - \nu_{He} = 0.08$$

# Cambio di indice spettrale a $E \sim 300$ GeV/n

Double Power Law:  $\Phi = C \left( \frac{R}{45 \text{ GV}} \right)^\gamma \left[ 1 + \left( \frac{R}{R_0} \right)^{\Delta\gamma/s} \right]^s$





# Spectral features in H and He

*Predizioni di base ( $E \sim 10 \text{ GeV} - 100 \text{ TeV}$ )*

$$Q(E) \approx E^{-\nu} \quad \text{DSA@SNRs: accelerazione power-law } (\nu \sim 2.0 - 2.2)$$

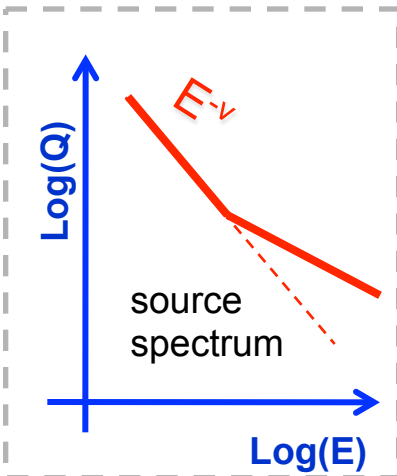
$$K(E) \approx E^{\delta} \quad \text{QLT: coefficiente di diffusione power-law } (\delta \sim 0.3 - 0.5)$$

$$J(E) \sim Q / K \approx E^{-(\nu+\delta)} \quad \text{Flusso di RC all'equilibrio } (E \gg \text{GeV}/n): \text{ power-law}$$

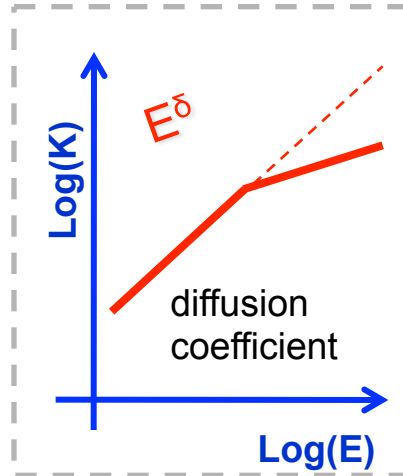
*Possibili meccanismi alla base dell'anomalia*

Vladimirov et al 2012

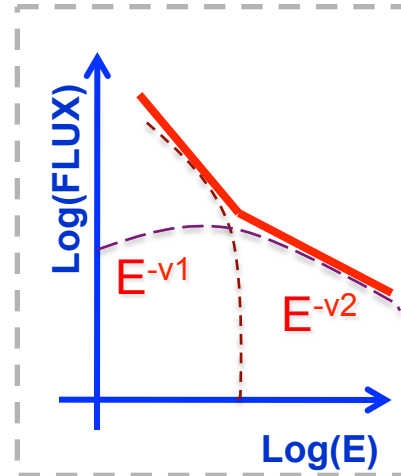
*Break in  $Q(E)$*



*Break in  $K(E)$*



*Multi - sources*

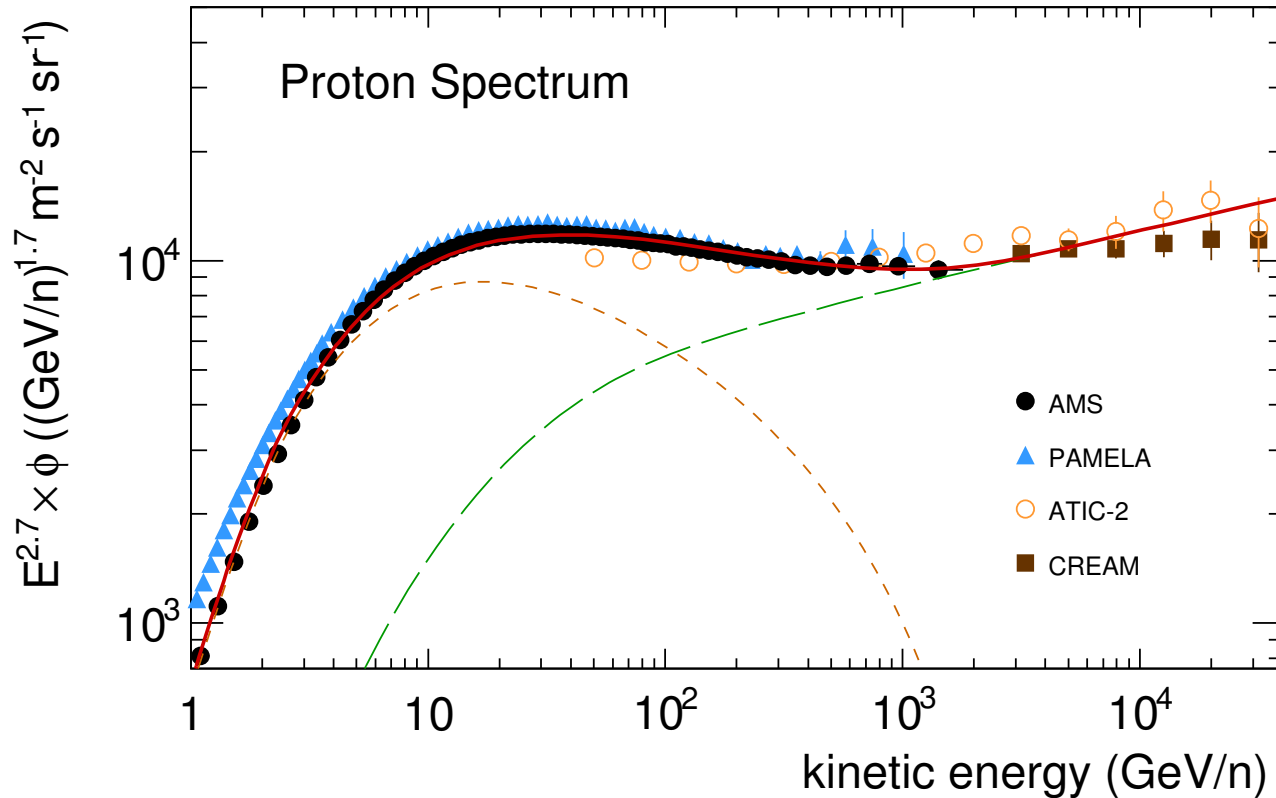


*Qualcos'altro?*



# Multi-source

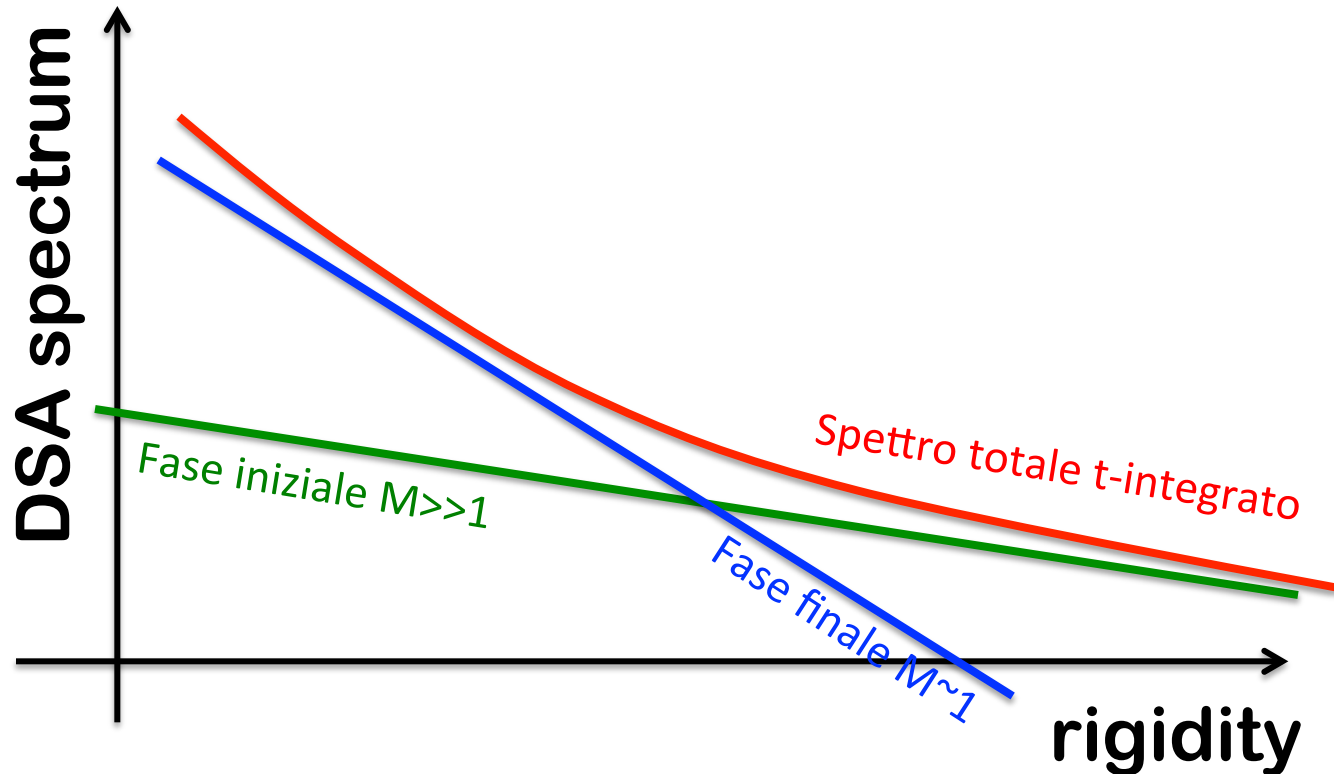
I RC sono prodotti da differenti (due) classi di sorgenti aventi spettri di accelerazione diversi. Ad esempio, una SN locale giovane (vecchia) che domina il flusso ad alte (basse) energie



- Si può avere una buona descrizione degli spettri primari. Volendo, anche del rapporto p/He
- Introduzione di parametri liberi aggiuntivi, per descrivere differenti classi di sorgenti.
- Scarso potere predittivo. Es. qual è l'implicazione per la produzione secondaria?
- Non chiara l'implicazione per l'emissione gamma diffusa nella Galassia.

# Q(E) - Accelerazione rivisitata

## 1) Time-dependent DSA

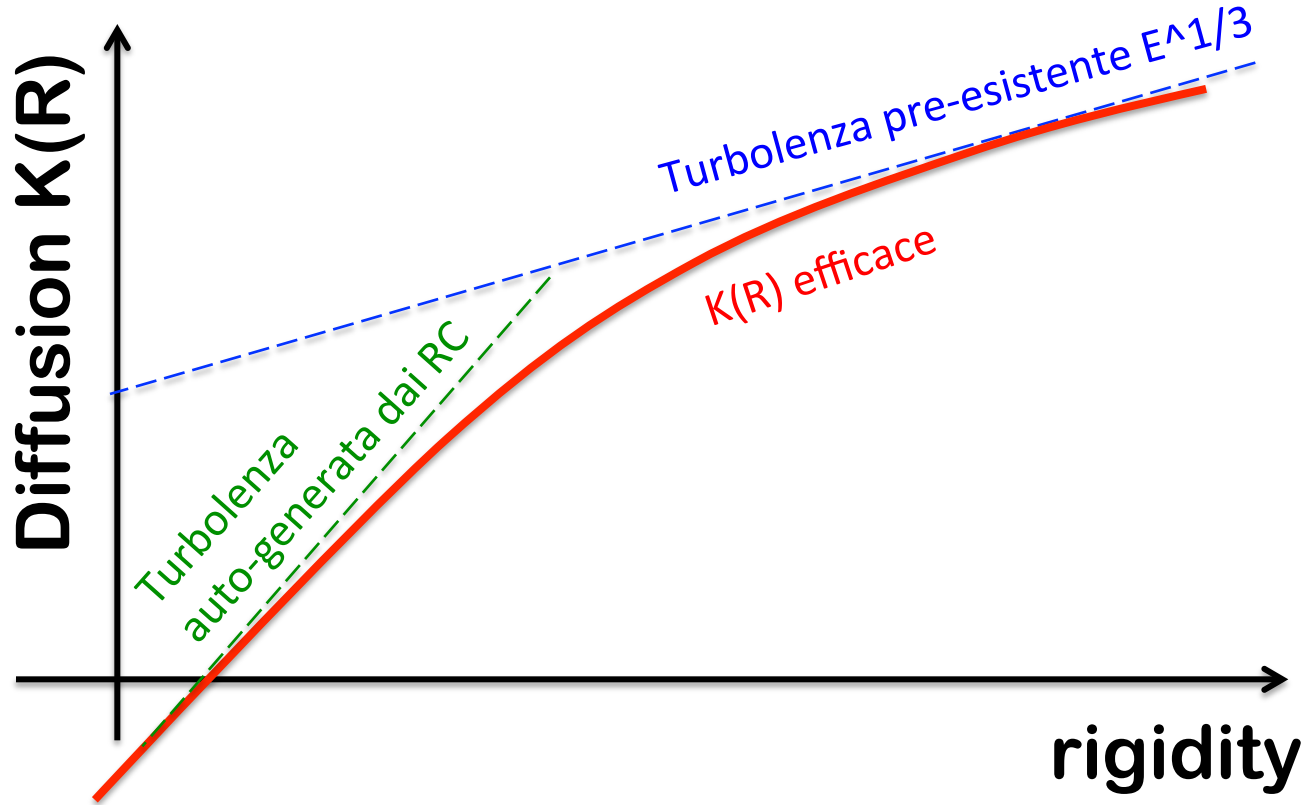


## 2) Non-linear DSA

I raggi cosmici modificano la struttura dello shock. Lo spettro di accelerazione risulta distorto.

- In entrambi i casi, si riesce a descrivere una leggera concavità degli spettri risultanti.
- Il cambio di pendenza risulta graduale e avviene su vari ordini di grandezza.
- I dati invece indicano un cambio di pendenza brusco e localizzato.

# Effetti non lineari nella propagazione



I modelli tradizionali assumono che il trasporto dei RC avvenga in un mezzo in cui le proprietà della diffusione sono pre-assegnate. Queste proprietà dipendono dallo spettro della turbolenza interstellare. La turbolenza è prodotta ad esempio dalle esplosioni di SN.

Però anche gli stessi RC generano onde di turbolenza nel mezzo interstellare. La loro propagazione nella Galassia è quindi un problema non lineare. Il trasporto dei RC nella turbolenza auto-indotta può influenzare la loro diffusione fino a centinaia di GV.

# Diffusione non omogenea (e non separabile)

L'andamento universale a legge di potenza del flusso  $J(E)$  discende da semplici considerazioni:

$$\left\{ \begin{array}{ll} Q(E) \approx E^{-\alpha} & \text{Le SNR accelerano power-law } (\alpha \sim 2.0 - 2.4) \\ k(E) \approx E^{\delta} & \text{La diffusione è power-law in tutta la Galassia } (\delta \sim 0.3 - 0.7) \end{array} \right.$$

Da cui, ad alte energie, il flusso all'equilibrio risulta distribuito come:

$$J(E) \sim Q / K \approx E^{-(\nu+\delta)}$$

Questa semplice relazione non è più vera se le proprietà della diffusione non sono le estese in tutta la Galassia. In una dimensione spaziale si può scrivere  $K=K(E,z)$ .

Occorre inoltre che il coefficiente di diffusione sia non-separabile nelle coordinate  $E$  e  $z$ :

$$K(E, z) \neq f(z) \cdot k(E)$$

In questo caso, l'andamento power-law del flusso all'equilibrio  $J(E)$  non è più garantito

Proviamo ora a risolvere l'equazione di diffusione usando un generico  $K(E,z)$

# Diffusione 1D con coefficiente $K(E,z)$ non omogeneo

## Equazione di diffusione

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K(z) \frac{\partial N}{\partial z} \right) - 2h\delta(z)\Gamma^{\text{inel}}N + 2h\delta(z)Q$$

Densità

diffusione

distruzione

sorgenti

## Condizioni al contorno

$$N(z = \pm L) = 0$$

## Diffusione inhomogenea

$$K = K(E, z)$$

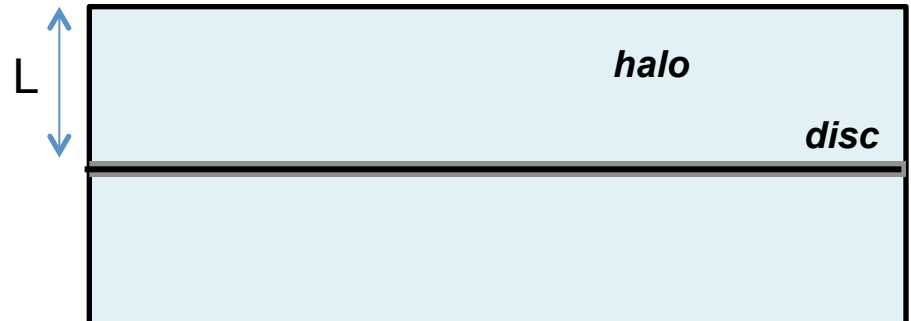
$$N = N(E, z)$$

$$\Gamma = \beta cn \sigma_{\text{int}} \quad \text{spallation rate}$$

$$Q_{\text{pri}} \approx E^{-\alpha} \quad \text{primary source}$$

$$Q_{\text{sec}} \approx \Gamma_{s \rightarrow p} N_p \quad \text{secondary source}$$

$$\partial N / \partial t = 0 \quad \text{stationarity}$$



La soluzione è del tipo  $N(E,z) = N_0(E) \times T(E,z)$

**Soluzione**

$$N(E,z) = N_0(E) \left[ 1 - \frac{\lambda(E,z)}{\Lambda(E)} \right]$$

$N_0$  è ancora lo spettro per  $z=0$  (a Terra)

$$N_0(E) = \frac{Q(E)}{\frac{K(E,0)}{h\Lambda(E)} + \Gamma}$$

dove invece di  $L$  abbiamo la funzione  $\Lambda = \Lambda(E)$

Profilo verticale  $T=T(E,z)$

$$\begin{cases} \lambda(E,z) = K(E,0) \int_0^{|z|} \frac{dz}{K(E,z)} \\ \Lambda(E) = \lambda(E, z=L) \end{cases}$$

Il profilo verticale è ora dipendente dall'energia  $T=T(E,z)$ , e non è una funzione triangolo

La diffusione omogenea può essere derivata come caso particolare  $K(E,z) = K(E)$

Si ritrova:

$$\begin{cases} \lambda(z) = |z| \\ \Lambda = L \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \begin{array}{l} \text{profilo} \\ \text{triangolare} \\ T = T(z) \end{array}$$

Distribuzione CR per  $z=0$ :

$$N_0(E) = \frac{Q(E)}{\frac{K(E)}{hL} + \Gamma} \approx \frac{Q(E)}{K(E)}$$

Fintanto che  $K(E,z) = f(z) \times k(E)$ , i risultati non cambiano

**Diffusione non-omogenea separabile in  $z$  ed  $E$ :**  $K(E,z) \equiv f(z) \cdot k(E)$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda = \lambda(z) \text{ non dipende da } E \\ \Lambda = \lambda(L) \text{ è costante} \end{array} \right.$$



Profilo  $T=T(z)$  a tutte le energie (ma non triangolare)  
Soluzione fattorizzata del tipo  $N(E) \times T(z)$   
Stesse predizioni del caso omogeneo per  $z=0$

**Un esempio che si trova in letteratura**

$$K(E,z) \equiv f(z) \cdot k(E) \quad f(z) = e^{|z|/z_T}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda = \lambda(z) = \int_0^{|z|} \frac{dz}{f(z)} = \dots \\ \Lambda = \lambda(L) = \dots \end{array} \right.$$

Tutti i modelli in letteratura assumono  $K$  *separabile* tra coordinate spaziali e energia

Fisicamente, assumere la separabilità comporta:

1. Vi è lo stesso regime diffusivo  $k(E)$  in tutta la Galassia, cioè lo stesso spettro di turbolenza, anche se il livello di turbolenza può cambiare, a seconda di  $f(z)$ .
2. Le predizioni per il flusso a terra,  $N(E,0)$ , non sono influenzate da  $f(z)$ . Questi modelli sono tutti equivalenti al caso omogeneo con opportuna scelta di  $\Lambda$  (che sostituisce  $L$ )



# Caso non separabile: modello a due aloni

---

Se invece rimuoviamo l'ipotesi  $K(E, z) \equiv f(z) \cdot k(E)$

allora, fisicamente, stiamo considerando uno scenario in cui le proprietà della diffusione dei RC possono variare nella Galassia (perché la natura della turbolenza non è la stessa).

La realizzazione più semplice è quella di un modello a “due aloni”, cioè con due regioni di diffusione:



$$K(E, z) = \begin{cases} k_0 \beta (R / R_0)^\delta & (|z| < \xi L) \quad \text{Inner} \\ k_0 \beta (R / R_0)^{\delta+\Delta} & (|z| > \xi L) \quad \text{Outer} \end{cases}$$

In questo modello, il coefficiente di diffusione  $K$  non è separabile nelle variabili  $z$  ed  $E$ .

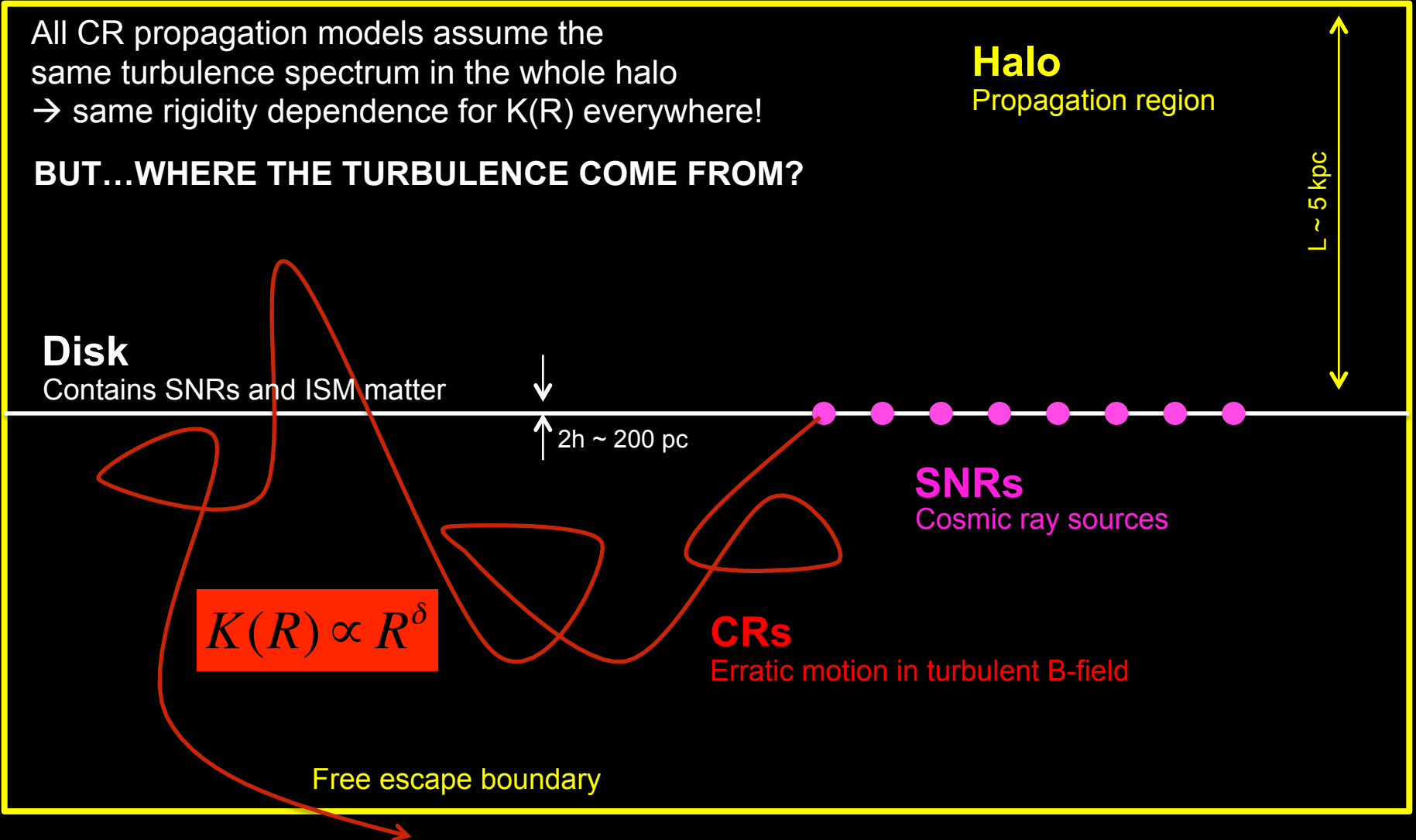
- Inner halo: turbolenza generata da esplosioni di SNRs nel disco. Abbiamo  $K \sim E^\delta$  con  $\delta=1/3$
- Outer halo: non ci sono SNRs. Turbolenza prodotta dagli stessi RC. Diverso  $K(E)$  (indice  $\delta+\Delta$ )

I raggi cosmici diffondono in entrambi gli aloni. Il tempo speso in una o nell'altra regione dipende dalle dimensioni delle due regioni e dai coefficienti di diffusione, quindi dall'energia.

# The Magnetic Halo

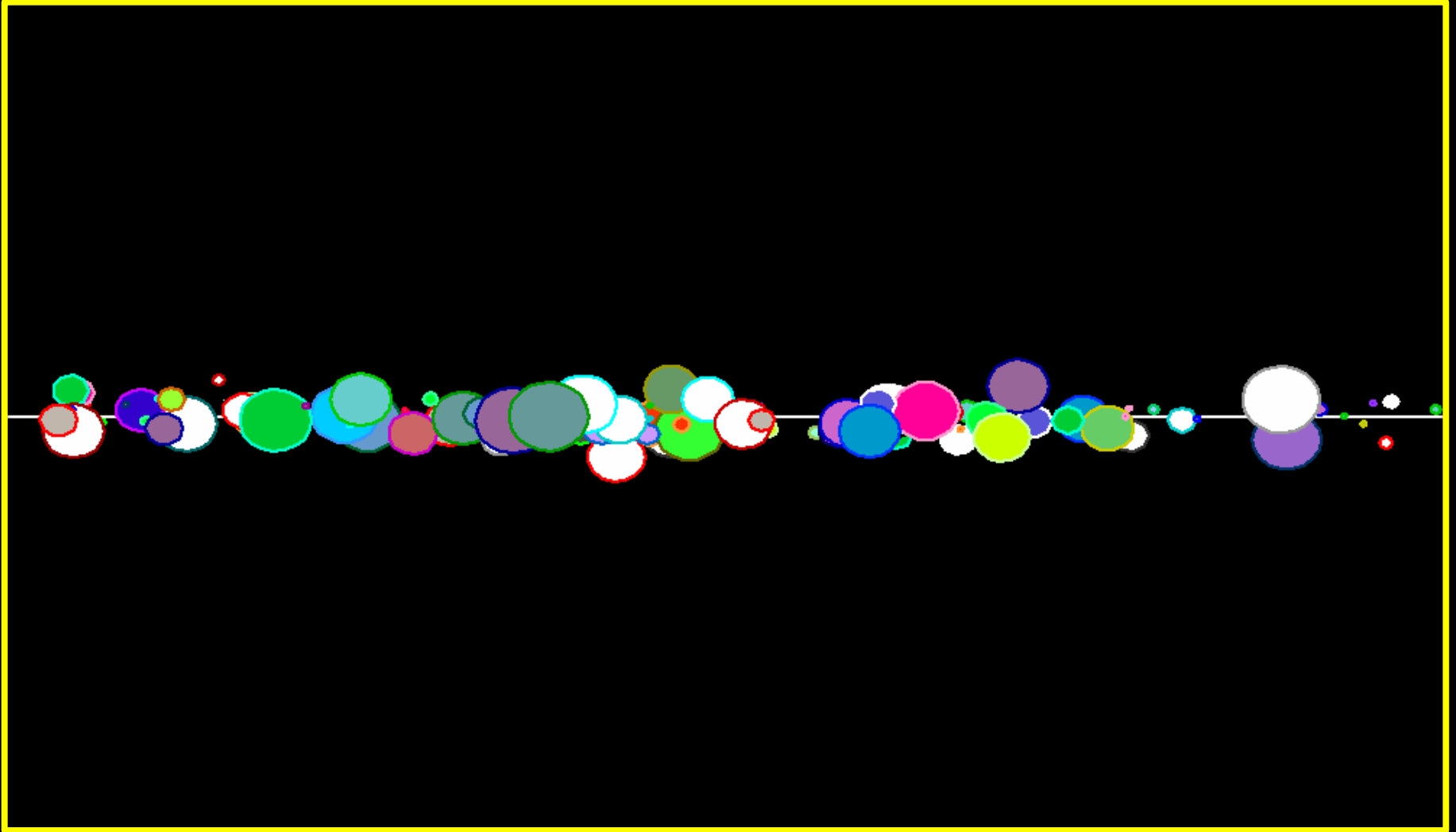
All CR propagation models assume the same turbulence spectrum in the whole halo  
→ same rigidity dependence for  $K(R)$  everywhere!

**BUT...WHERE THE TURBULENCE COME FROM?**



# The Magnetic Halo

---



# The Magnetic Halo

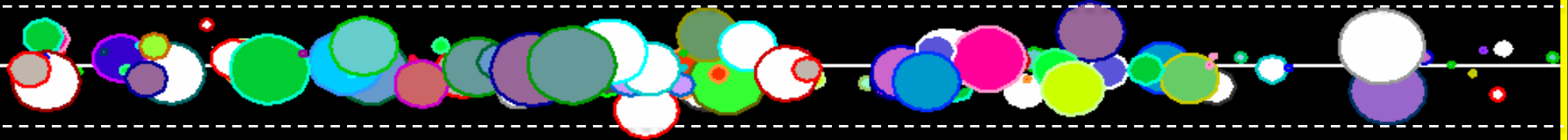
---

Erlykin & Wolfendale J.Phys.G 2002

## INNER HALO

SNRs are the source of turbulent motion

- > Large irregularities
- > small wave numbers
- > soft turbulence spectrum
- > hard diffusivity (small  $\delta$ )

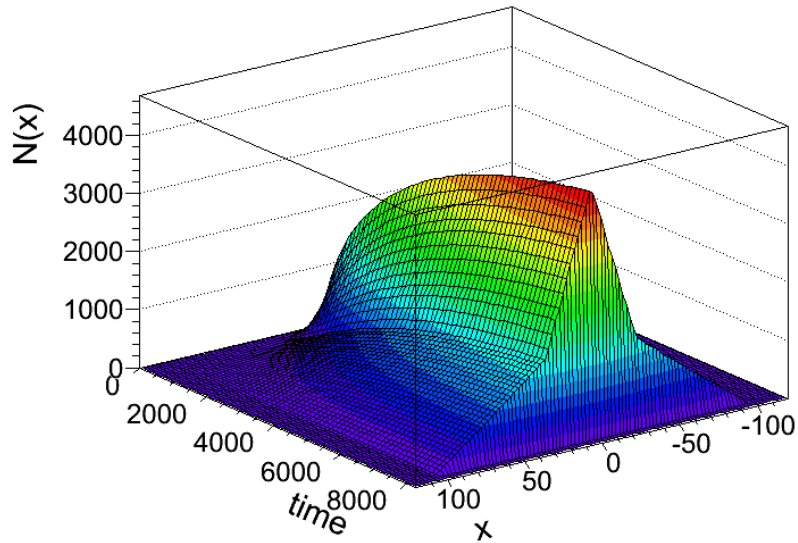
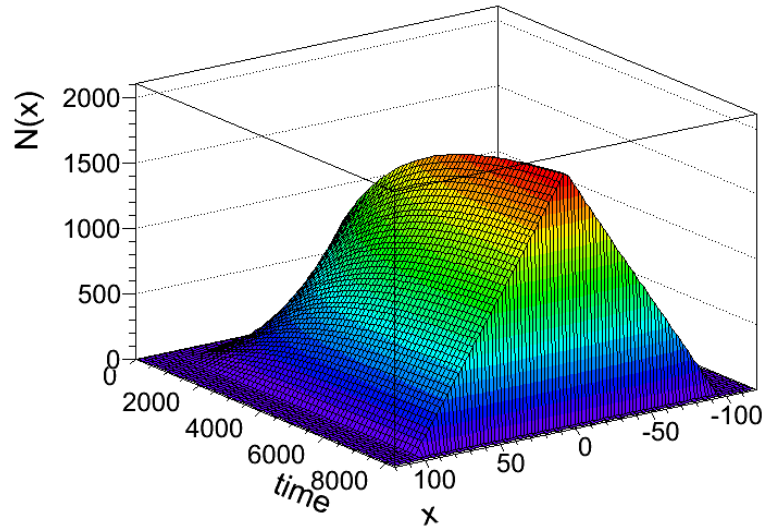


## OUTER HALO

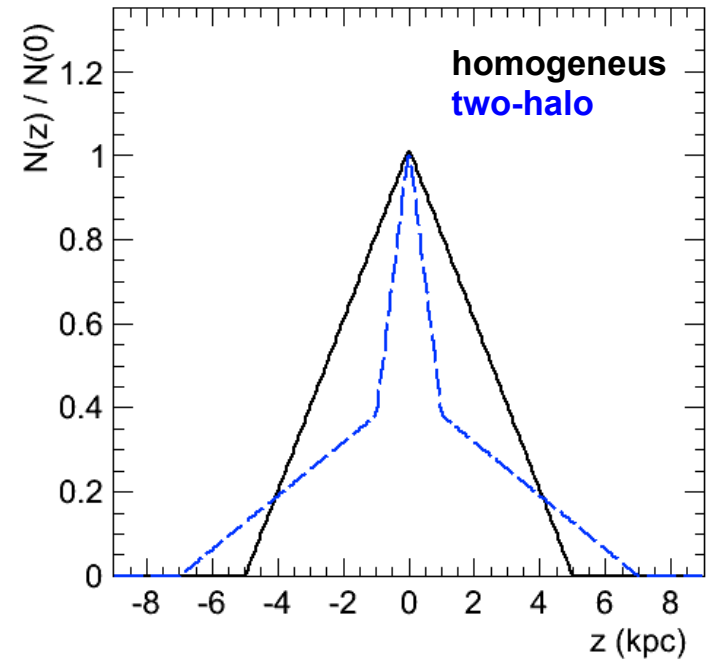
No SNRs! Turbulence is driven by CRs themselves. -> steeper diffusivity (large  $\delta$ )

# Profilo verticale per i modello a due aloni

*Toy model numerico*

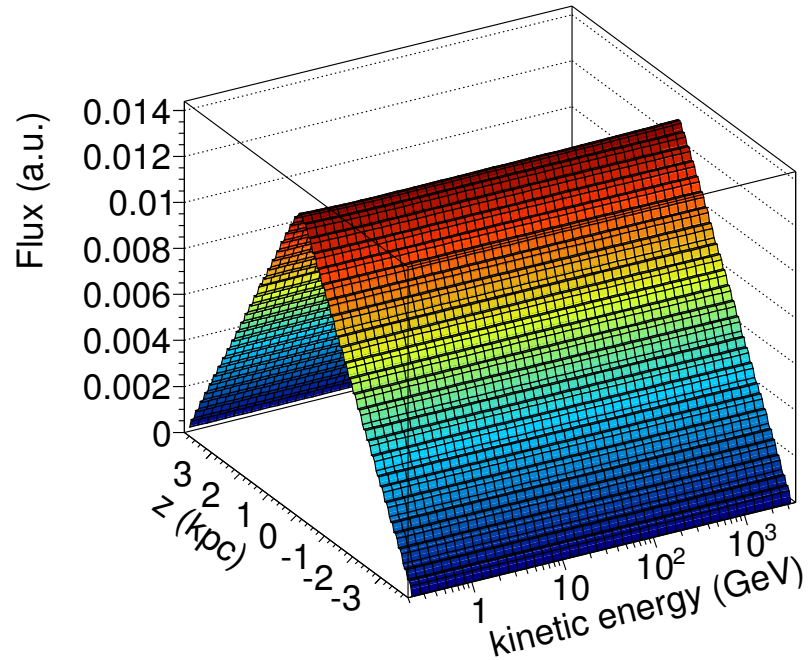


*Calcoli analitici*



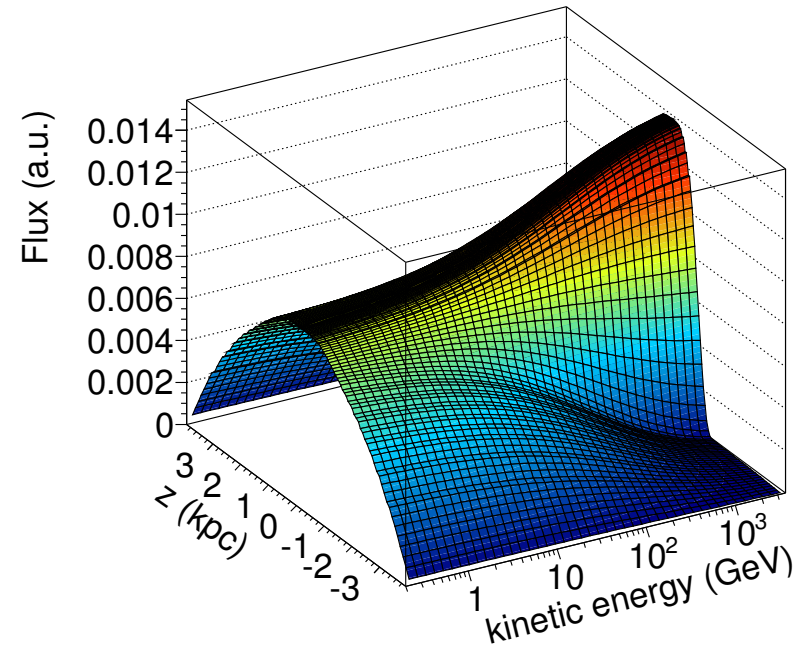
# simulazioni numeriche sul profilo latitudinale dei RC

Modello standard a un alone



I calcoli numerici sostanzialmente confermano il profilo triangolare e indipendente dall'energia.

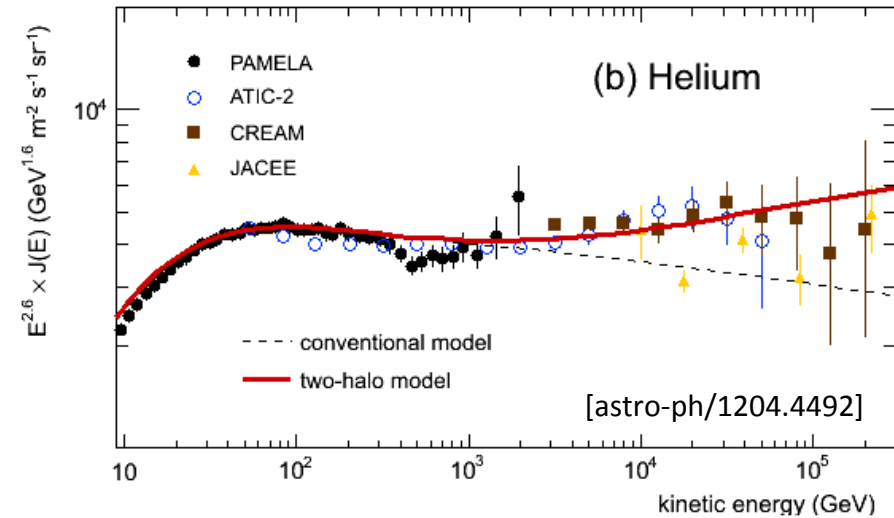
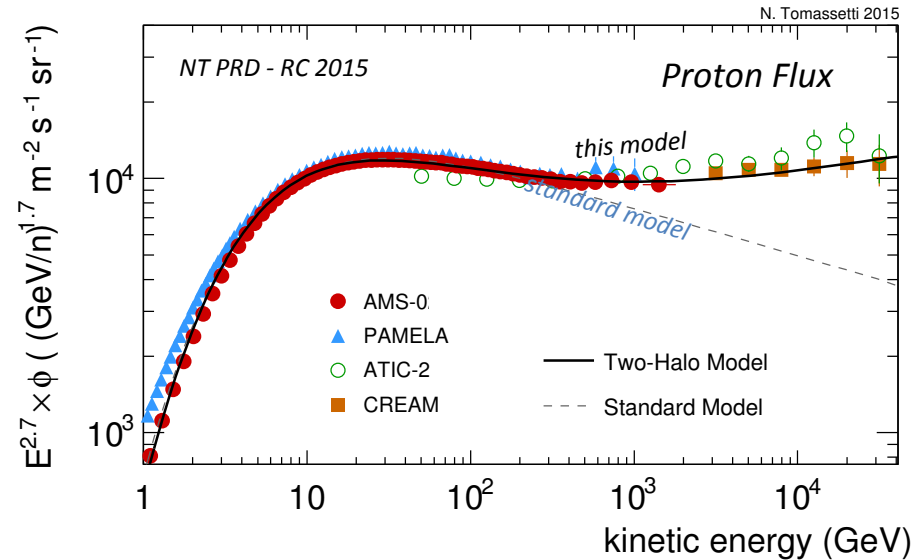
Modello a due aloni



I calcoli mostrano la struttura a due aloni. La densità relativa dei RC nelle due regioni dipende dall'energia.

# Predizioni per primari

Si descrive un cambio di indice spettrale per tutti i primari



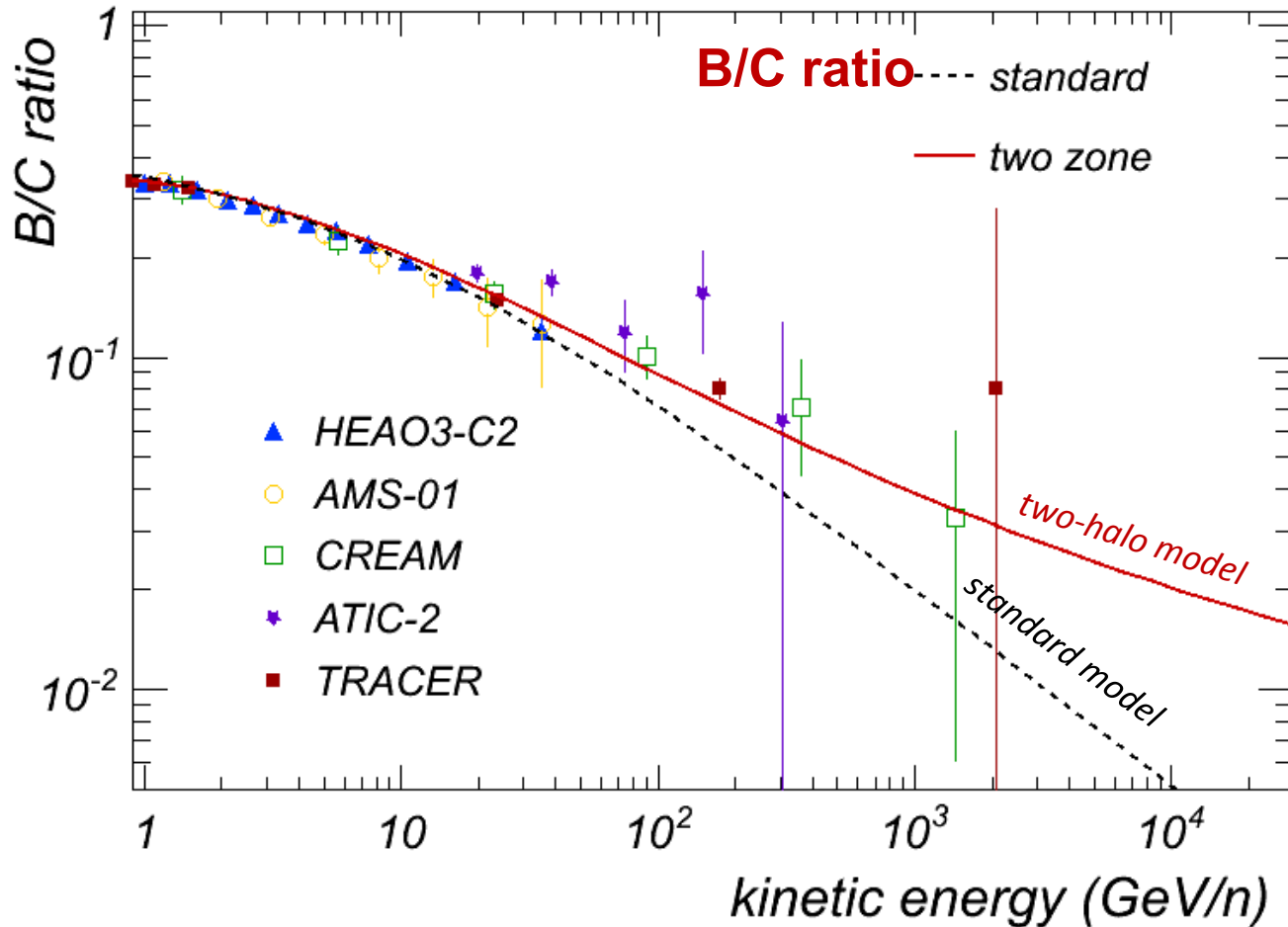
Trascurando le interazioni:

$$N(z=0) \sim \frac{L}{k_0} \left\{ \xi \rho^{-\nu-\delta} + (1-\xi) \rho^{-\nu-\delta-\Delta} \right\}$$

Indice spettrale:

$$\gamma(R) = -\frac{d \log N}{d \log R} = \alpha + \delta + \frac{\Delta}{1 + \frac{\xi}{1-\xi} \left( \frac{R}{R_0} \right)^\Delta}$$

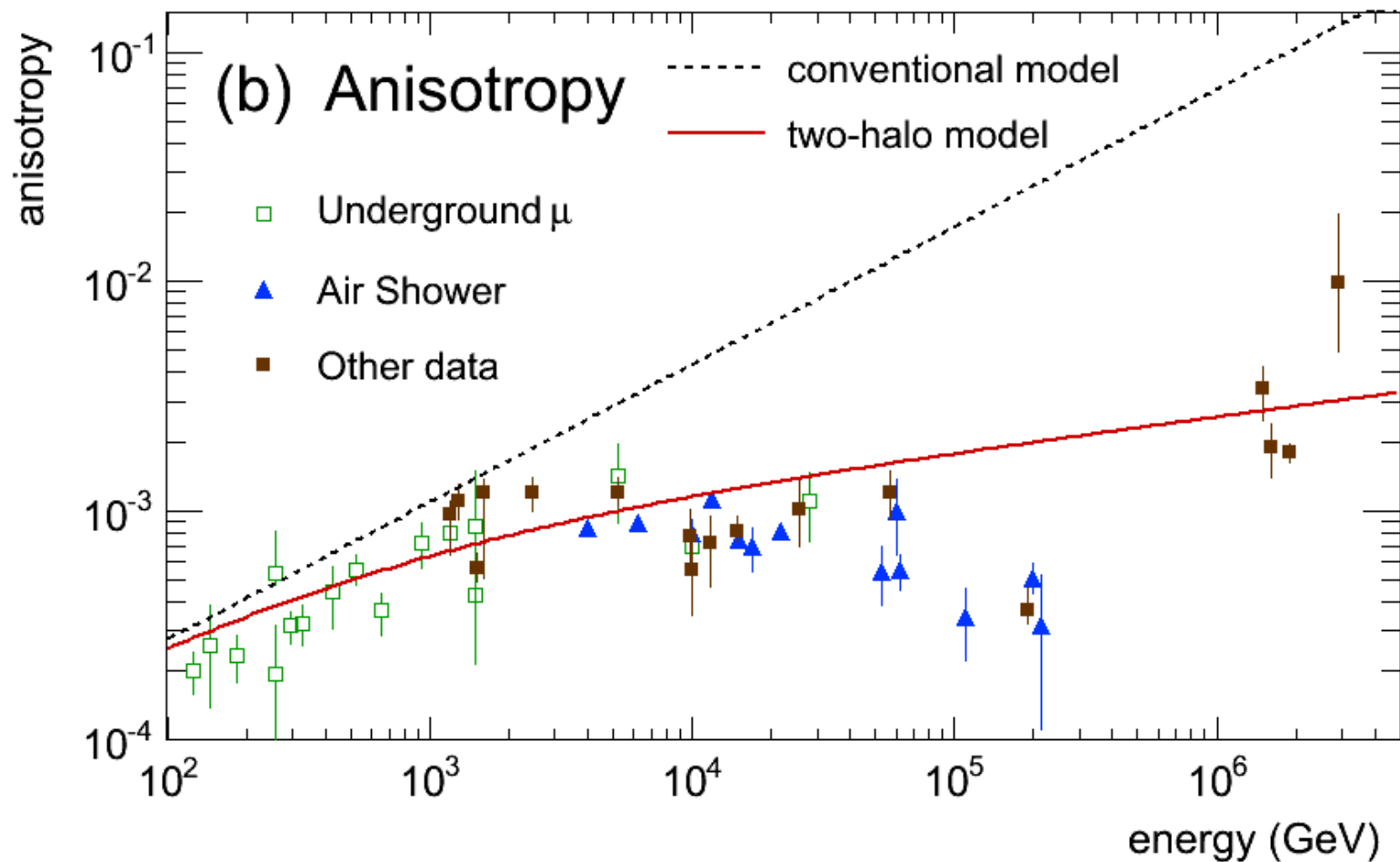
# Predizioni per i rapporti secondari/primari



Il modello predice un graduale appiattimento di tutti i rapporti S/P

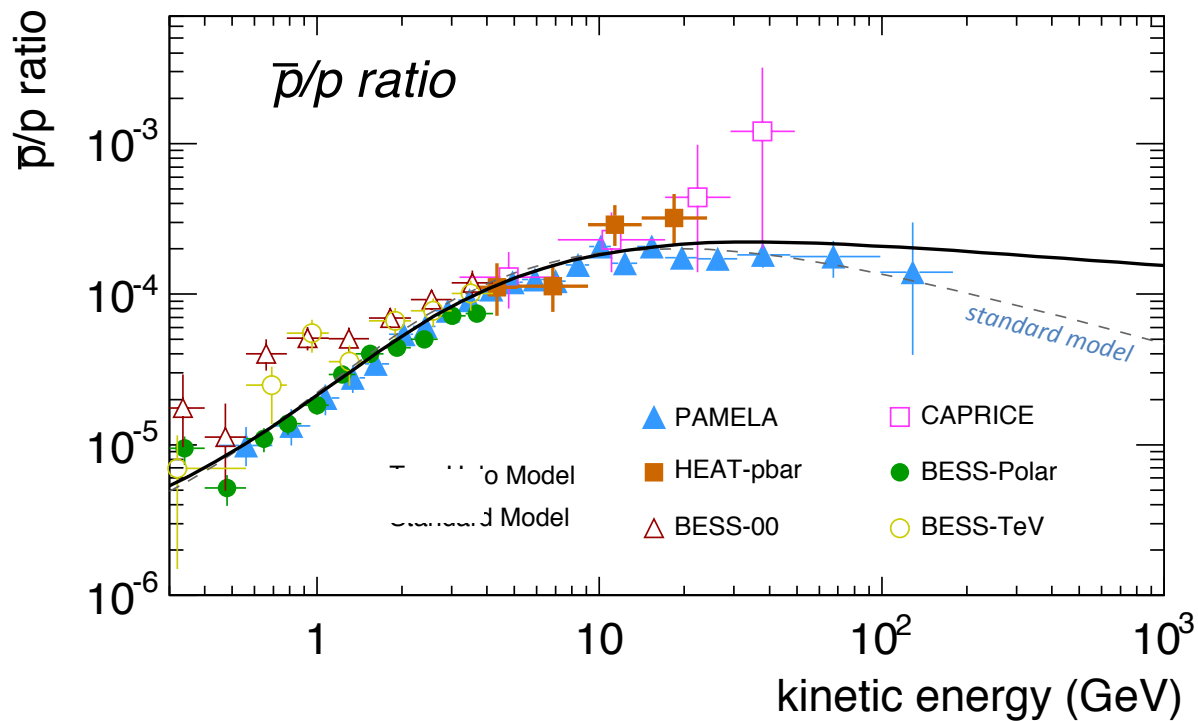
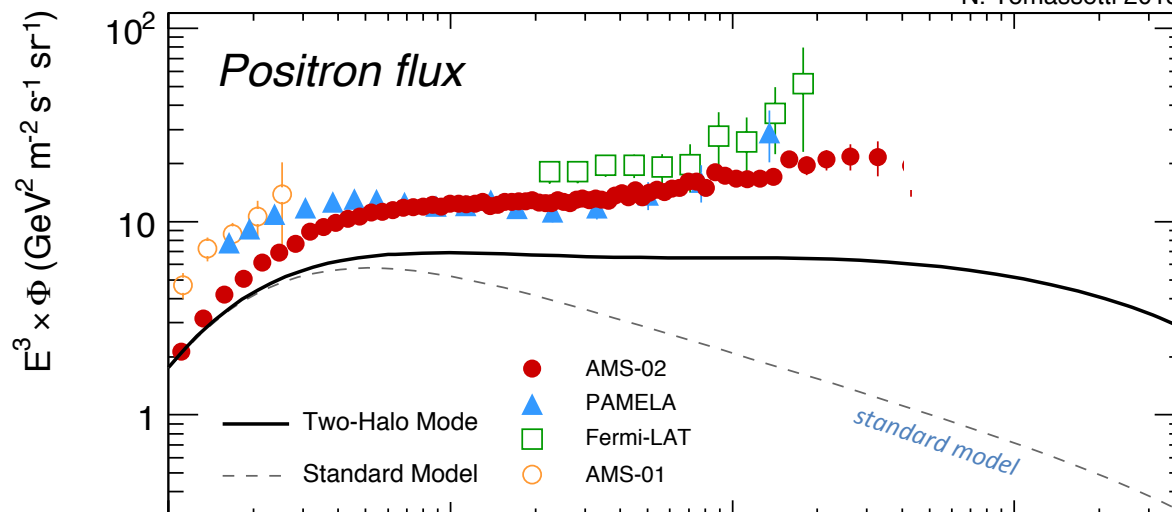


# Anisotropia di dipolo



# Flussi di antimateria

N. Tomassetti 2015



## Back to AMS-02

## Goals

## Estimate the AMS-02 sensitivity to the propagation parameters

Understand the role of astrophysical uncertainties

- at present
- in a post-AMS-02 scenario

*High precision data are forthcoming -> this requires a re-evaluation of the contributing uncertainties in the model calculations.*

## Method

Define an astrophysical model (e.g. from present data)

## Compute the local (GMF modulated) flux

## Simulate the AMS projected measurement and errors

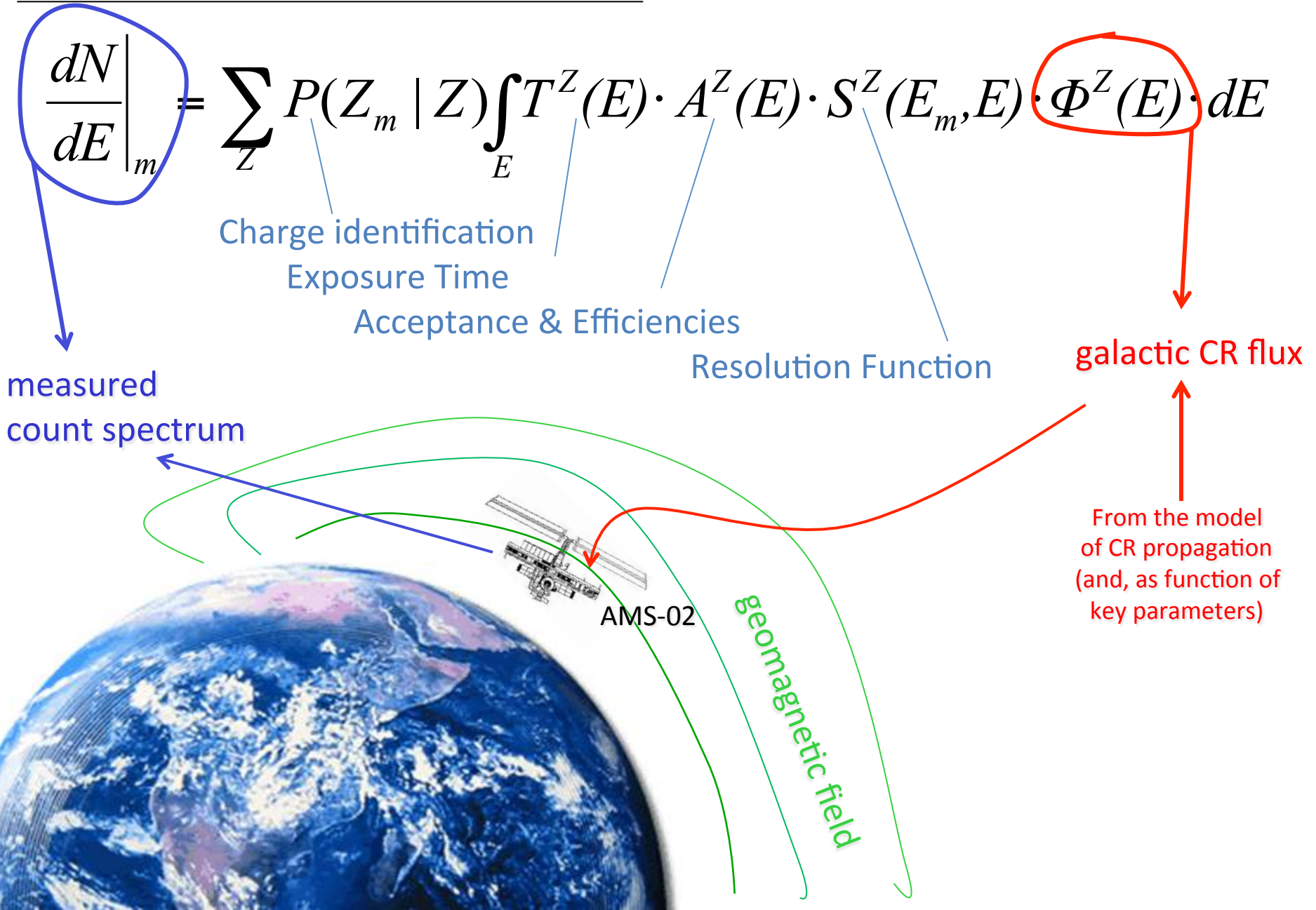
Use projected data to re-determine the initial parameters.

Uncertainties estimates    Uncertainty Contours and parameter correlations  
Possible multichannel analyses.  
Play with degeneracy.

Change or drop model assumptions:

- ISM composition, e.g. He/H
- Isotopic cross sections
- Primary source spatial distribution & abundances
- Presence of (un/)expected galactic wind

# Detector Model



# Charge Selection

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_L T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

Excellent charge identification capabilities  $P(Z_m \neq Z) < 10^{-7}$

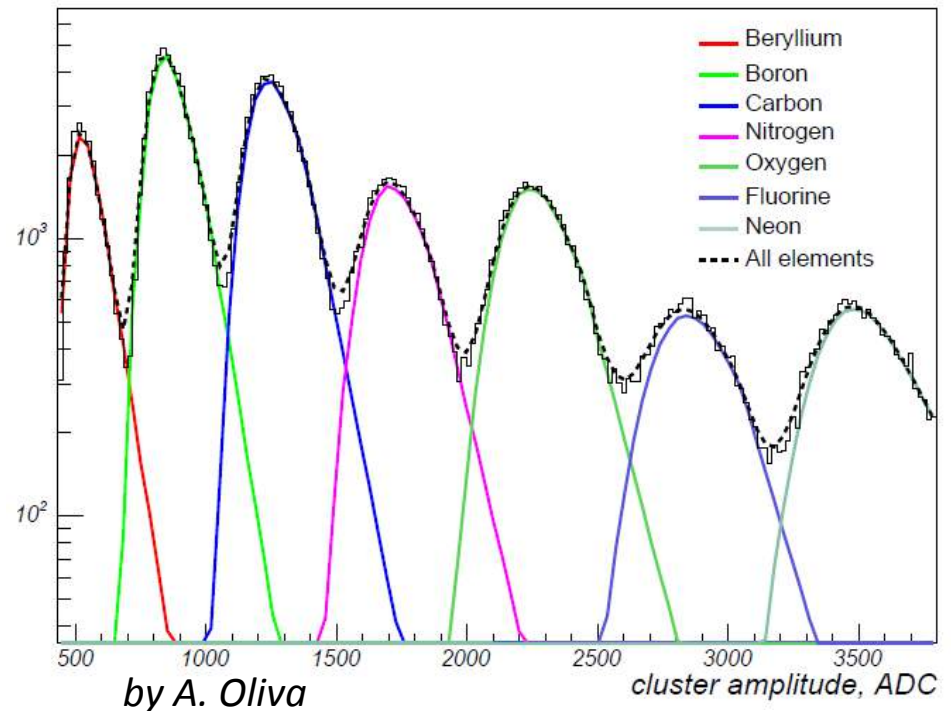
$$P(Z_m | Z) \approx \delta_{Z, Z_m}$$

NB possible contribution from fragmentation  $Z \rightarrow Z'$  may be dominant

$$P(Z_m | Z) = I(Z_m | Z') \cdot F(Z' | Z)$$

charge confusion  
in ID algorithm

charge changing  
due to fragmentation



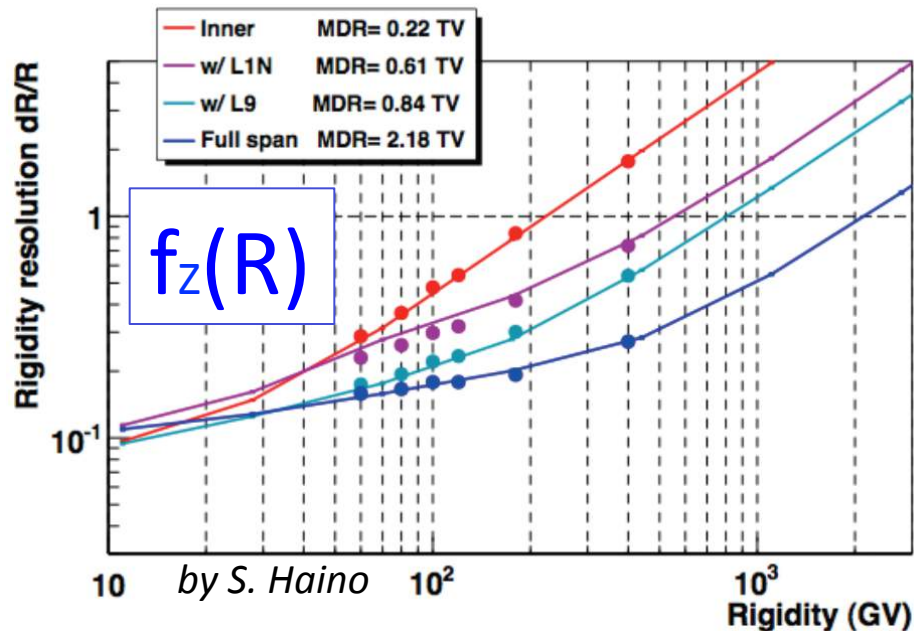
# Resolution Function

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

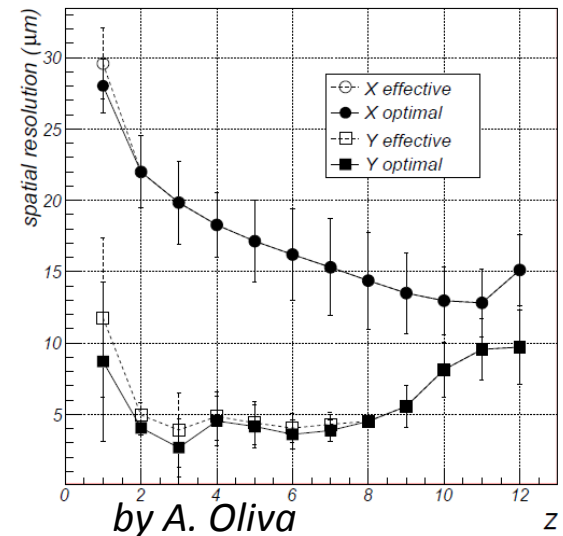
Assuming  $1/R$  is gaussian, we can use the parametrization:

$$S^Z(R_m, R) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)Rf_Z(R)}} \exp\left(-\frac{(1 - R/R_m)^2}{f_Z(R)}\right)$$

with  $f(R)$  from MC (+TestBeam)



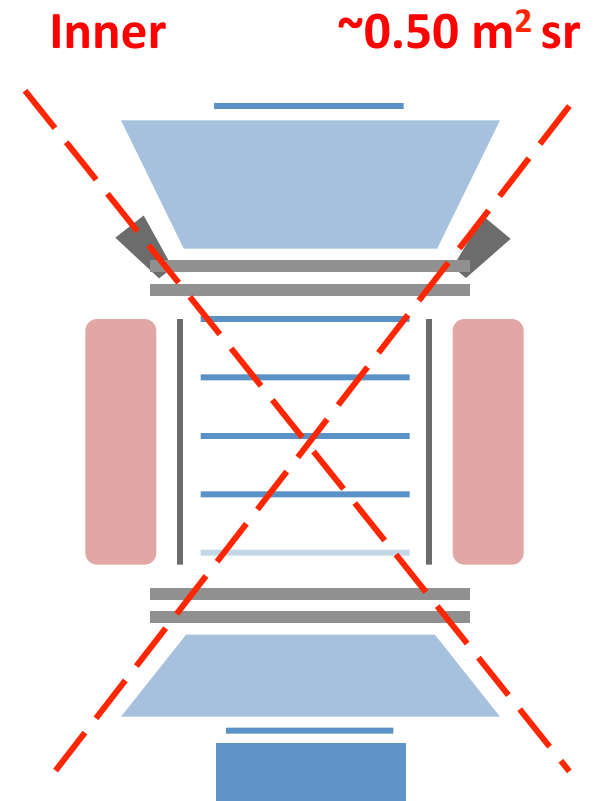
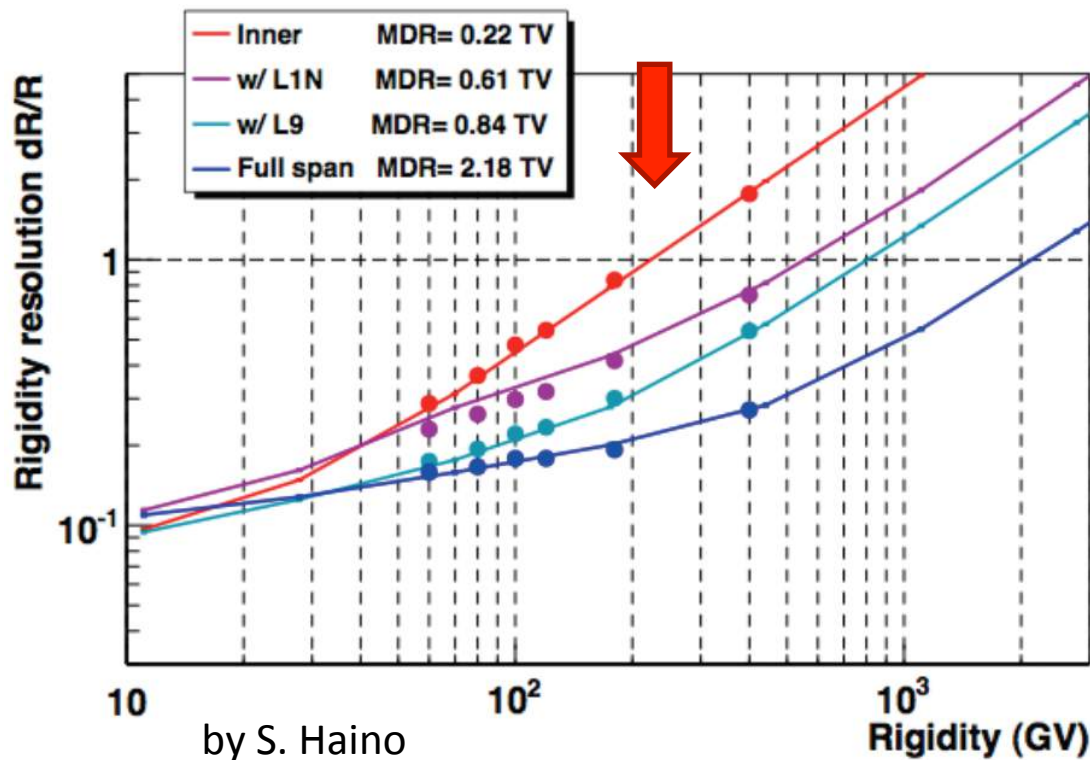
NB we need  $f(R)$  for  $Z=3 - 13$



# Acceptance

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

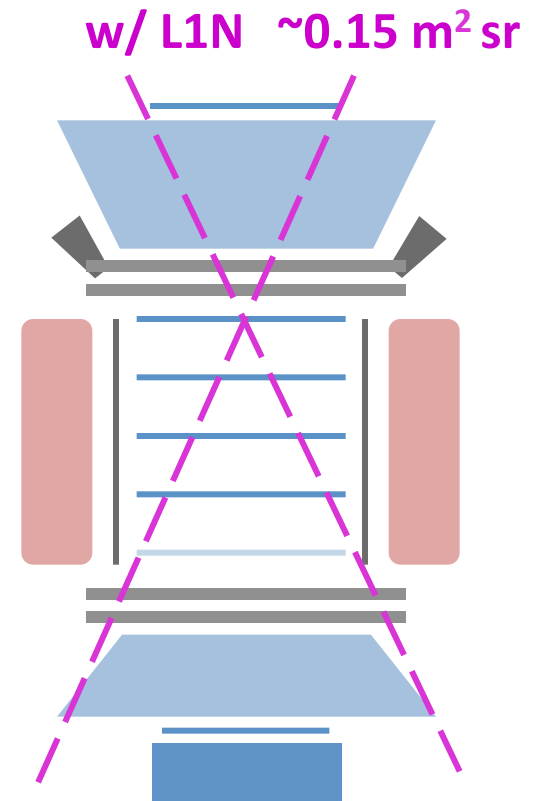
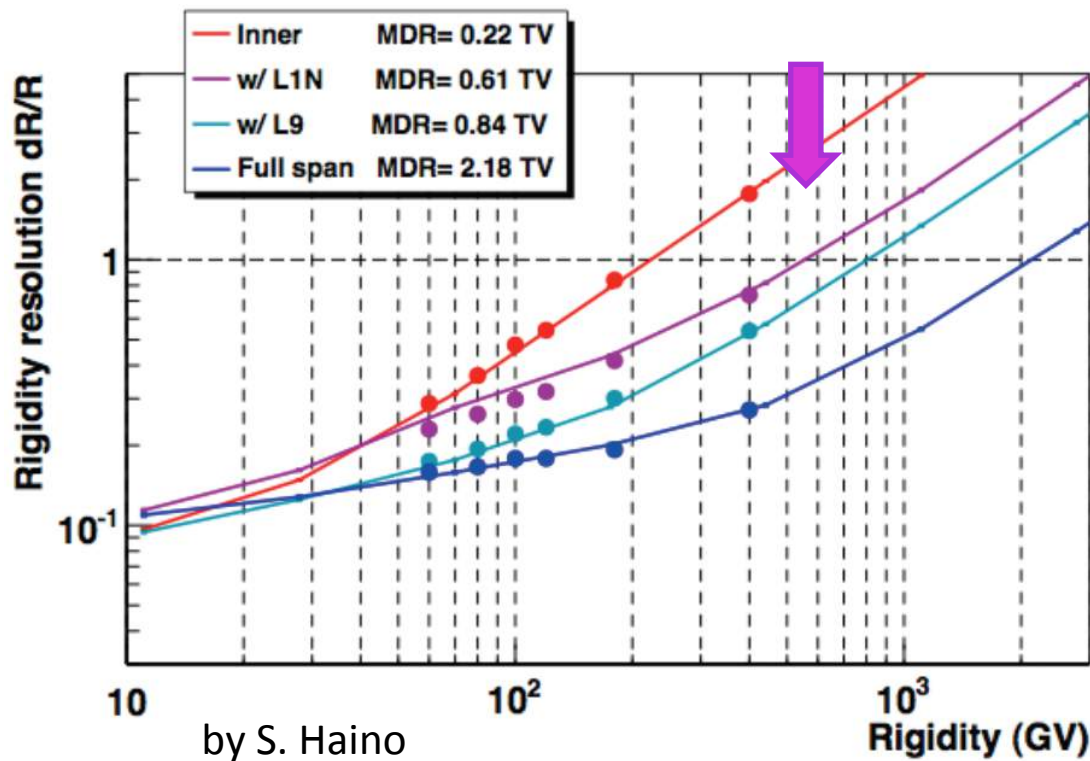
$A(E)$  is related to the resolution



# Acceptance

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

A(E) is related to the resolution

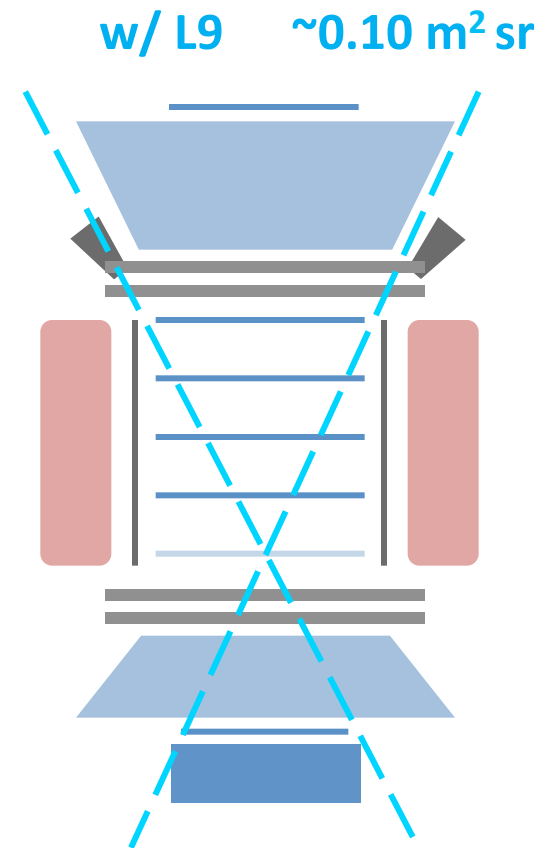
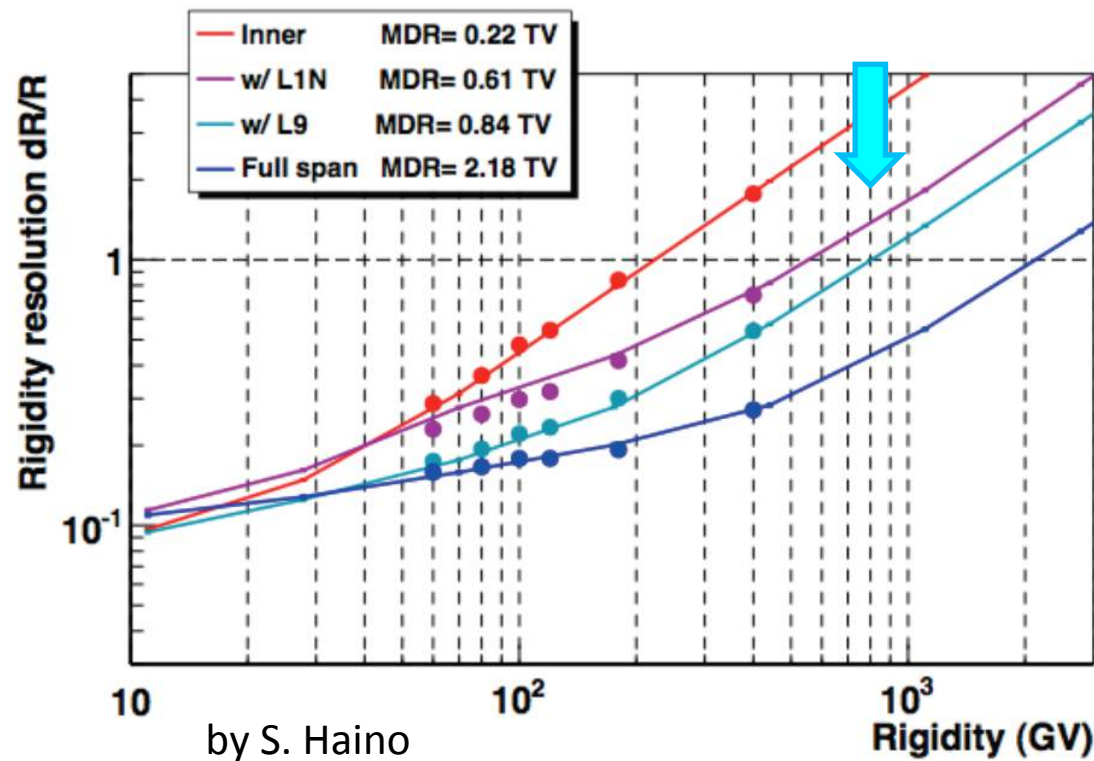




# Acceptance

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

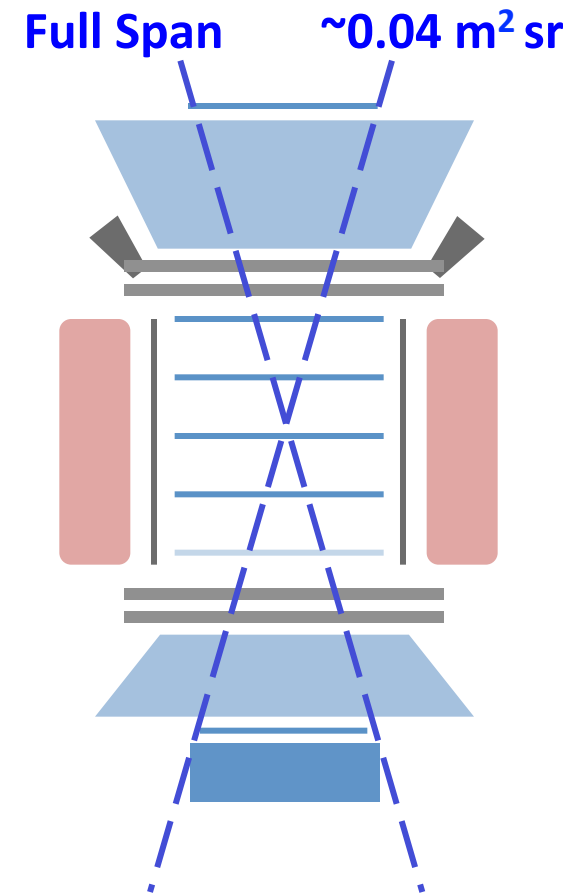
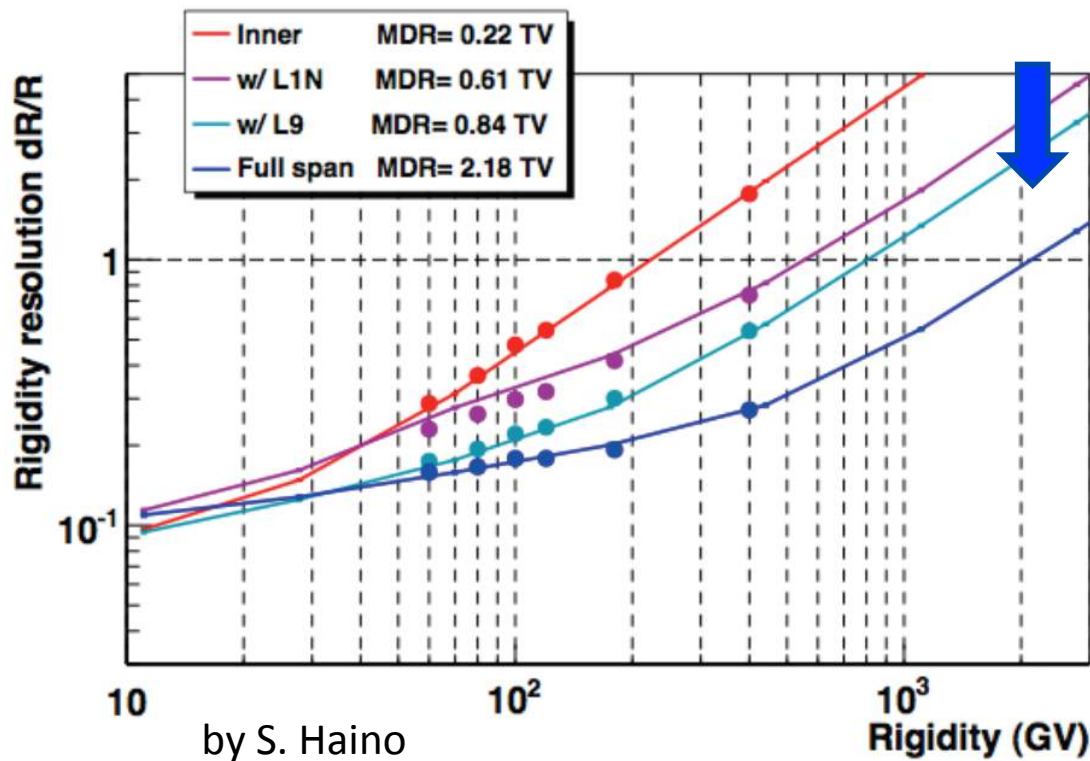
A(E) is related to the resolution



# Acceptance

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

A(E) is related to the resolution



# Exposure Time

---

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_m = \sum_Z P(Z_m | Z) \int_E T^Z(E) \cdot A^Z(E) \cdot S^Z(E_m, E) \cdot \Phi^Z(E) \cdot dE$$

We need to compute this integral

$$T^Z(E) = \int_{T_0} \alpha(t) H^Z(E, t) dt$$

$\alpha(t)$  = detector live-time fraction (measured onboard)

$H(Z, E, t)$  = geomagnetic transmission function (orbit dependent)

NB –  $H$  gives the local (geomagnetic modulated) flux :

$$\Phi_{GM}^Z(E) = H^Z(E) \Phi_{SM}^Z(E)$$

The actual LE statistics is strongly suppressed by the GMF.

# Exposure Time

$$T^Z(E) = \int_{T_0} \alpha(t) H^Z(E, t) dt$$

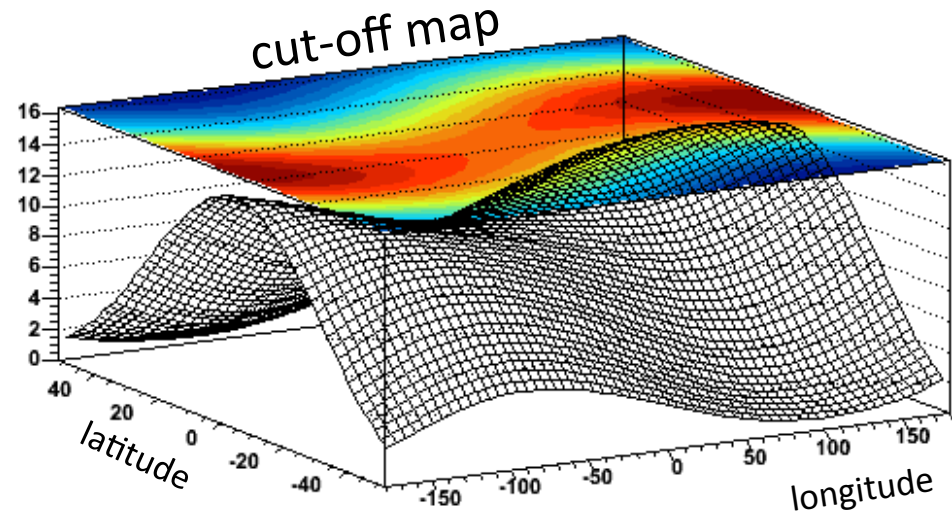
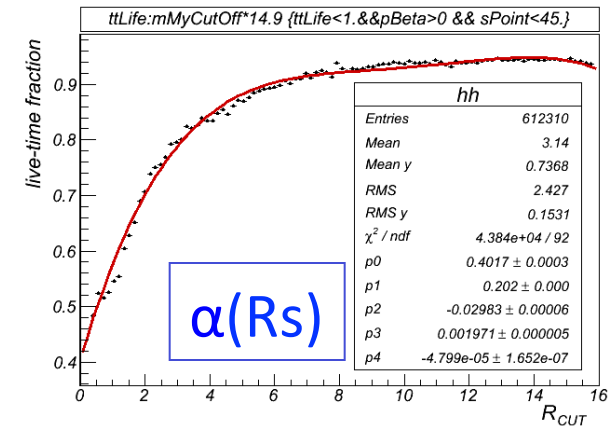
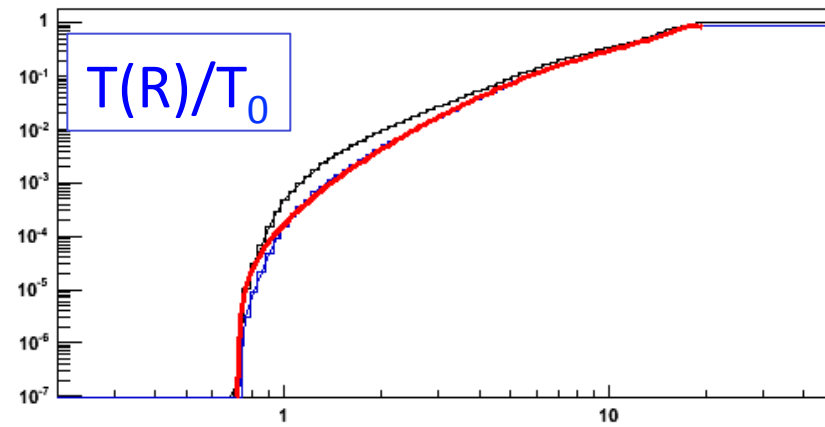
## Toy model

- Circular orbit (51.7° tilt) + Earth rotation
- GMF: dipole, tilted ( $\lambda_0, \eta_0$ ) and offset ( $x_0 y_0 z_0$ )
- $H(Z, E, t)$  eff. parametrization:  $H(R) = \left[ 1 + \left( \frac{R}{R_s} \right)^{-\gamma} \right]^{-1}$
- with  $R_s$  = Stormer cutoff:

$$R_s = \frac{M_0}{4(\rho / \rho_{\oplus})^2} \cos^4 \lambda$$

- $\alpha(t)$  = interpolated from AMS-01
- 30,000 orbits simulated (~5 years)

## Applications...



# Applications / Propaganda

---

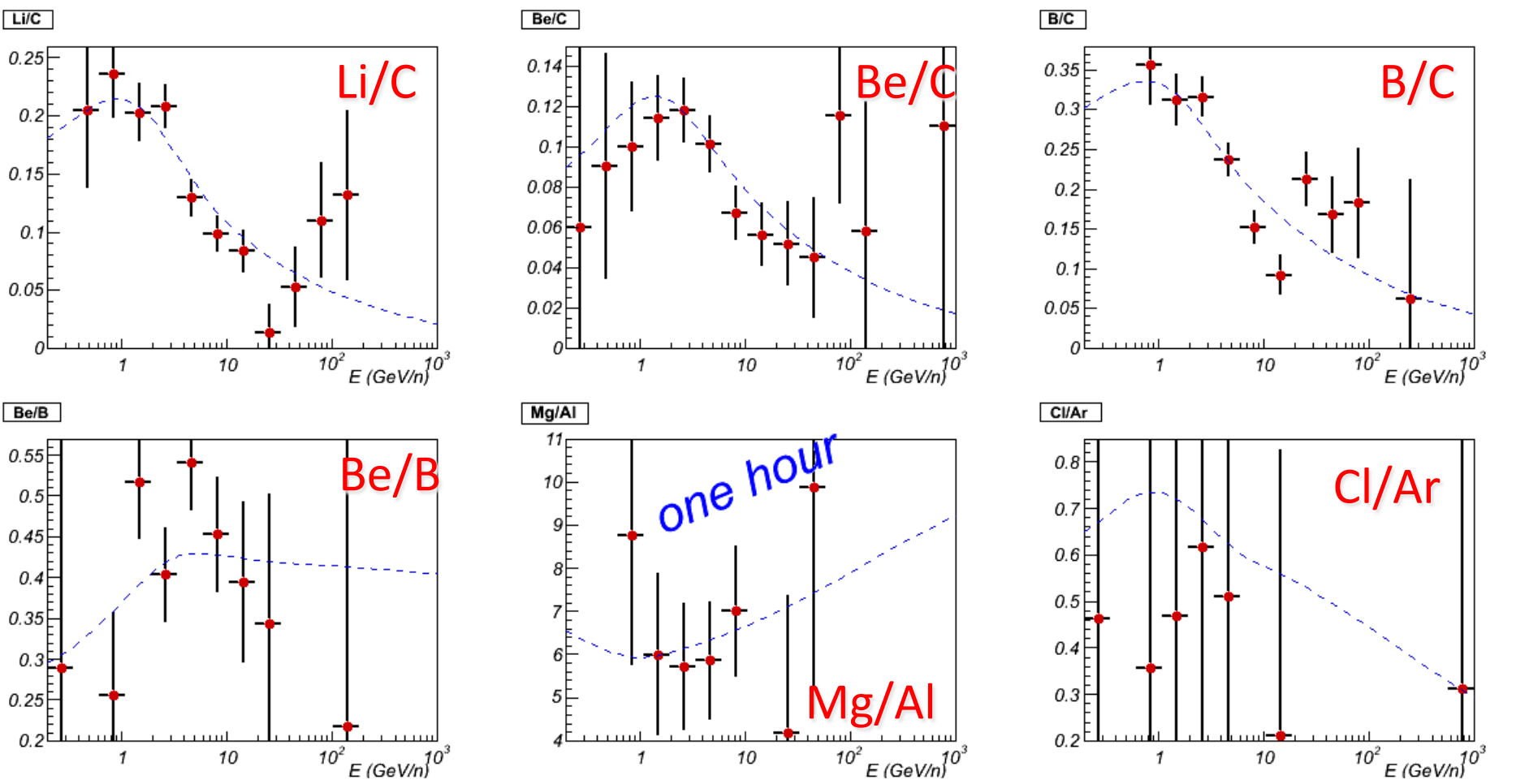
## AMS02 Projected measurement

- Input spectrum: from existing data
- Charge ID : ideal
- Acceptance  $0.4 \text{ m}^2 \text{ sr}$  (worse below 200 GV)
- Resolution : ideal (ok for  $N < 10$  bins per decade)
- Exposure time: toy calculation

# Application: AMS nuclei projected measurement 2010-2110

PPT: set full-screen to see the animation

[http://ams.pg.infn.it/~tomasset/ccAMS02Nuclei\\_AnimationFast.gif](http://ams.pg.infn.it/~tomasset/ccAMS02Nuclei_AnimationFast.gif)



# Application: AMS real-time simulation

(PPT: set full screen to see the animation)

[http://ams.pg.infn.it/~tomasset/AMS02Protons\\_10Secs.gif](http://ams.pg.infn.it/~tomasset/AMS02Protons_10Secs.gif)

## AMS-02 Proton Measurement



DATA TAKING TIME:  
00:00

