

Raios cósmicos



J.E. Horvath
Astronomia, IAG-USP



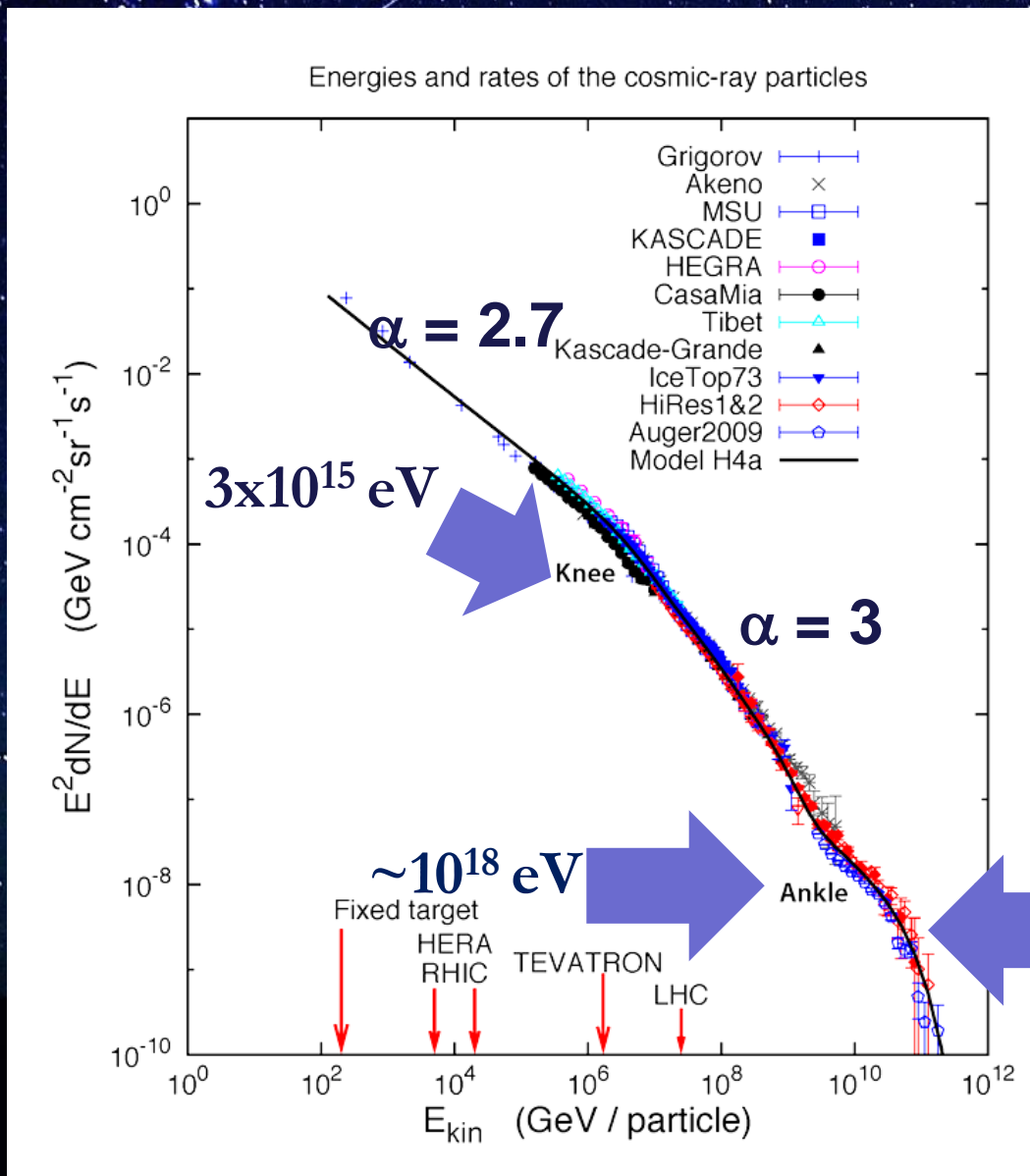
1912: Victor Hess voa durante um eclipse para conferir se o grau de ionização da atmosfera crescia com a altitude

Ficou claro que alguma coisa estava chegando do espaço e aumentando a ionização. Embora a energia necessária é baixa, ficou aberta a possibilidade de haver partículas com energias maiores

O nome raios cósmicos indica o grau de desconcerto na época, depois ficou claro que se tratava de elétrons, prótons e núcleos

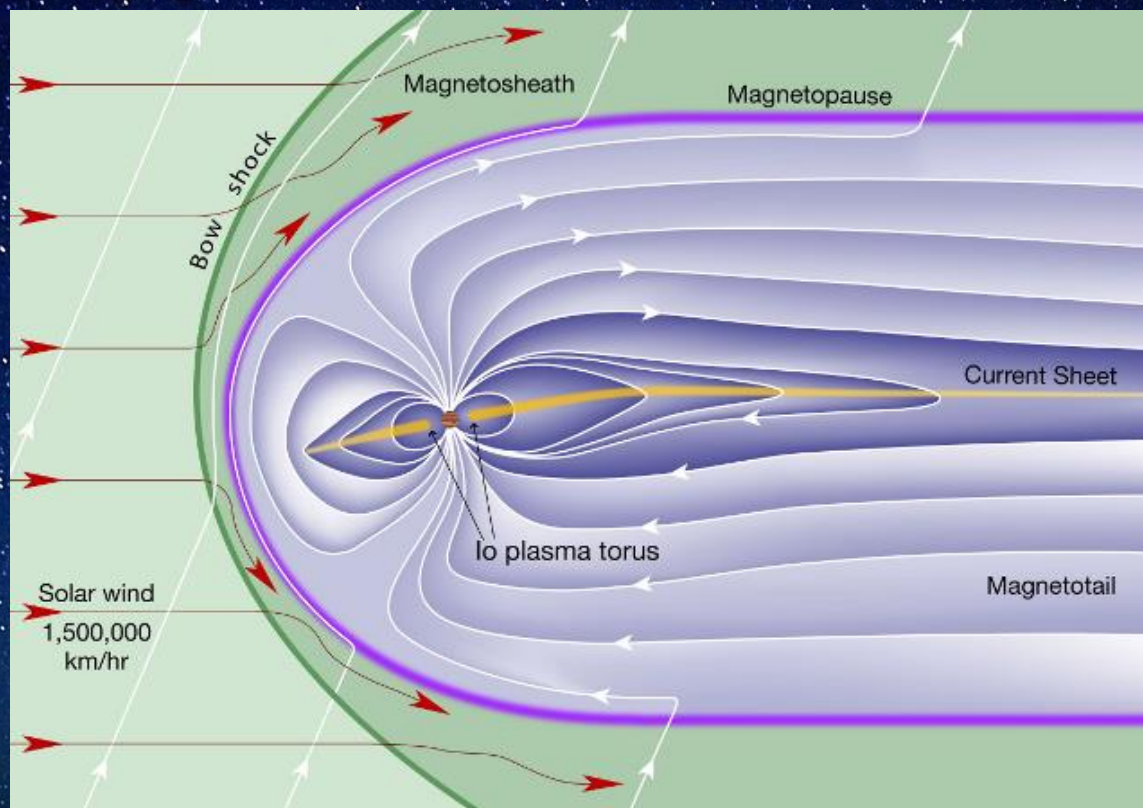


Um século discutindo o mesmo diagrama...



Por aquí há
1 part/km² ano !!!

Nas energias mais baixas, o fluxo dos CR é modulado pelo vento solar que varre as partículas de origem cósmico (e carrega íons próprios...)



De onde é que vem essas partículas chamadas CRs?

As mudanças no índice α sugerem que as fontes dos CRs são diferentes antes e depois, isto tem um suporte importante o lado da física básica da propagação

Definindo o momentum relativístico $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$, o raio de Larmor ou *giroraio* é

$$r_L = \frac{p_{\perp}}{|q|B} = \frac{\gamma m v}{ZeB}$$

E para um próton ($\sim 90\%$ dos primários são prótons) resulta

$$r_L = \frac{pc/eV}{300(B/G)} \text{ cm}$$

Agora podemos calcular até qual energia o raio de Larmor resulta igual às escalas de comprimento de interesse L

Para a heliosfera

$$L \sim 100 \text{ AU}, B \sim 10 \mu\text{G} \Rightarrow \mathcal{E}_L \sim 4 \times 10^{12} \text{ eV}$$

Isto indica que as energias menores estão moduladas pela interação com o campo magnético da heliosfera, como afirmamos anteriormente

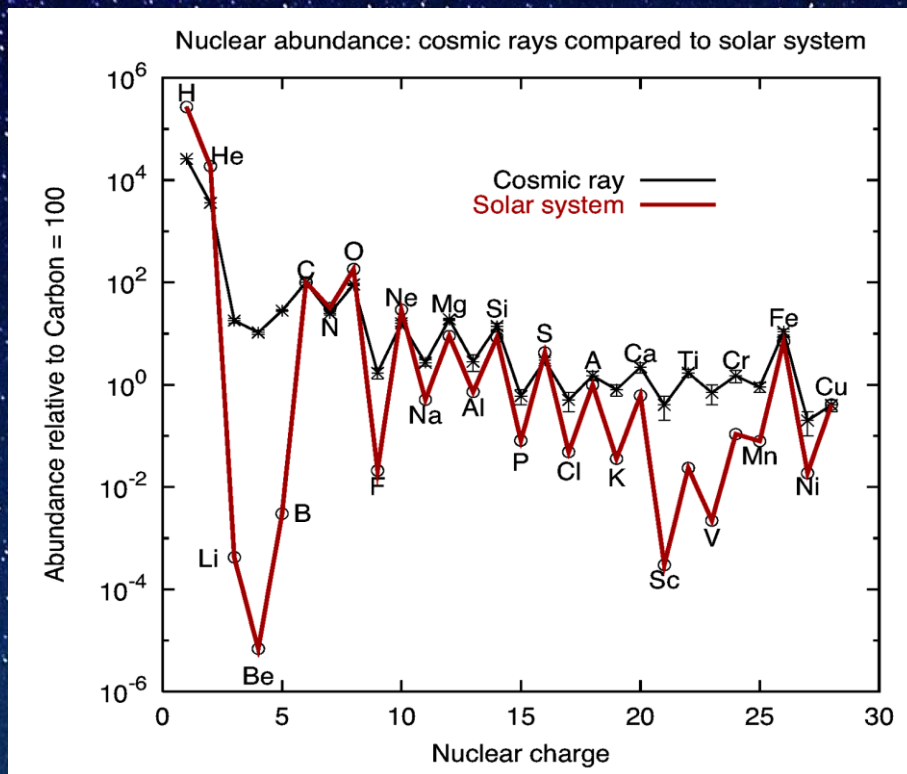
Para o ISM

$$L \sim 100 \text{ pc}, B \sim 5 \mu\text{G} \Rightarrow \mathcal{E}_L \sim 4 \times 10^{17} \text{ eV}$$

Os CR de energias maiores não sofrem deflexão, os de menor energia sim. Como abaixo de 10^{14} eV os CR são extremamente isotrópicos, a interpretação é que eles estão *confinados* na galáxia, e a isotropia se deve ao espalhamento e difusão no ISM

Já acima de 10^{15} eV, justamente onde está o “joelho”, não há confinamento \longrightarrow o mais razoável é que os de maior energia sejam extragalácticos

Essencialmente a composição dos RC mais leves é tipo solar, mas as abundâncias não são...



Existe muito mais Li, Be e B nos CR, a interpretação disto é que eles são produzidos a partir de C, O pelas interações (*spallation*). Mn, V etc também vêm da fragmentação do Fe

Aceleração dos raios cósmicos

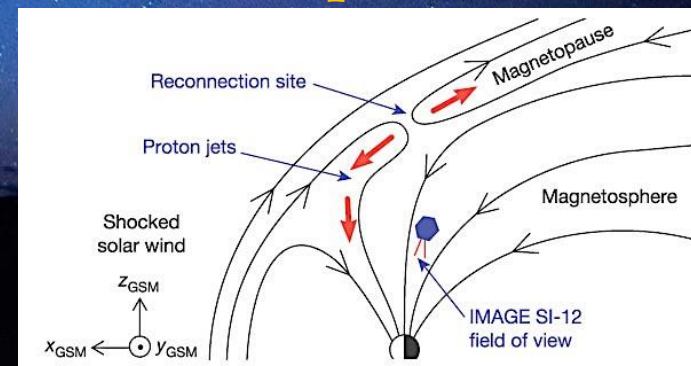
Sabemos que a eq. de movimento de uma partícula carregada é

$$\frac{d}{dt} (\gamma m \mathbf{v}) = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right)$$

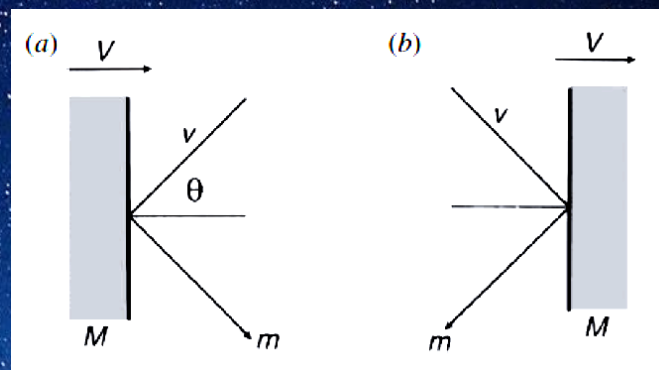
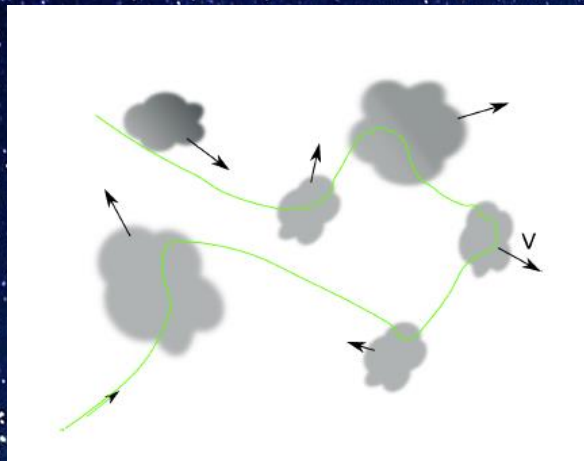
onde $\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ é o fator de Lorentz

A aceleração direta requer $\langle \mathbf{E} \rangle \neq 0$, mas isto é difícil de atingir porque as cargas separadas rapidamente anulam o campo.

A exceção é o caso da reconexão magnética, onde é possível ter campos elétricos localizados fortes



Em 1949 Fermi trabalhou no problema da aceleração de partículas que colidem com nuvens com velocidade baixa e aleatória



As partículas são refletidas e ganham energia quando há uma colisão forward a) mas a perdem numa colisão tipo b)

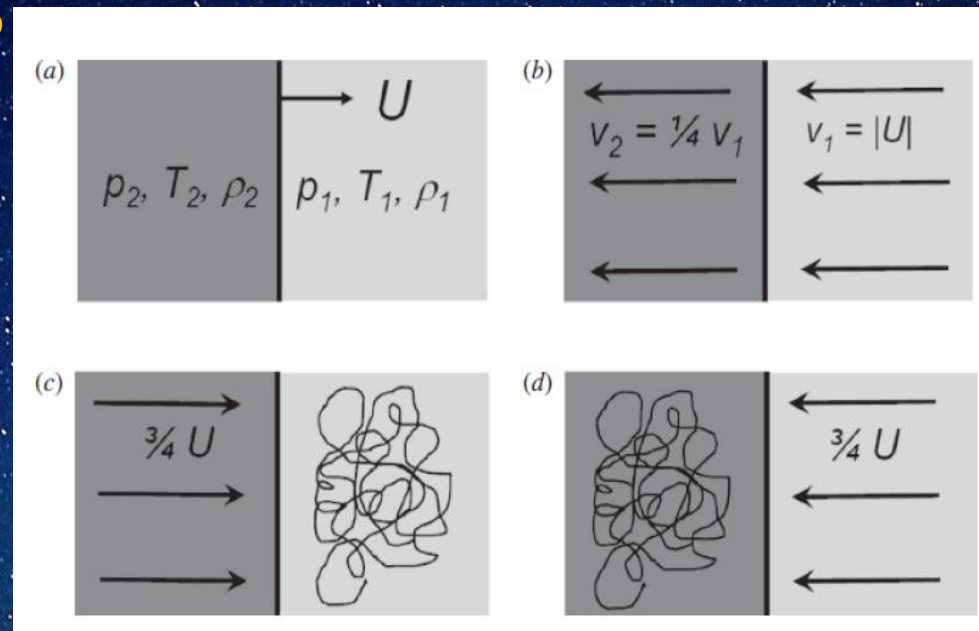
Depois de um bom tempo, a média de energia que ganhou é

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right\rangle = \frac{8}{c} \left(\frac{V}{c} \right)^2$$

É muito ineficiente, não leva em conta as perdas etc. etc.

Fermi ficou pensando em um possível mecanismo mais eficiente, onde em cada colisão houvesse ganho de energia.

Isto deve acontecer na passagem de uma partícula num choque, indo nas duas direções, *upstream* e *downstream*. O choque é suposto intenso



Se U é a velocidade do choque, o diagrama a) mostra o sistema do observador, b) o sistema em repouso do choque, c) o sistema upstream e d) o sistema downstream. Cada vez que vai e volta, a partícula vê o plasma vindo encima dela com $V \equiv \frac{3}{4} U$

Seja $\mathcal{E} = \beta \mathcal{E}_0$ a energia (média) depois de cada colisão, e P a probabilidade de que a partícula permaneça na região de aceleração, depois de k colisões haverá $N = N_0 P^k$ partículas com energia $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \beta^k$

É possível eliminar k

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)} = \frac{\ln P}{\ln \beta}$$

$$\Rightarrow \frac{N}{N_0} = \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{\ln P / \ln \beta}$$

E assim chegamos à lei de potência teórica

$$N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \propto \mathcal{E}^{-1 + (\ln P / \ln \beta)} d\mathcal{E}$$

Agora vamos justificar o ganho de energia em cada ciclo

Vamos começar com uma partícula no sistema downstream que enxerga o plasma chegando até ela com velocidade V , a energia no sistema downstream é

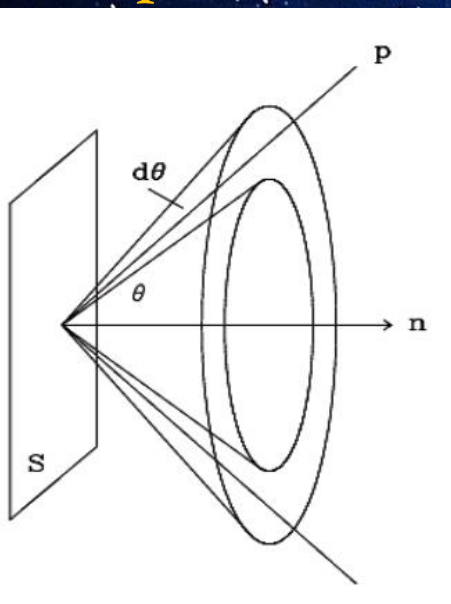
$$\mathcal{E}' = \gamma_V (\mathcal{E} + p_x V)$$

Se supomos que o choque é não relativístico, $\gamma_V = 1$ mas as partículas são relativísticas, e seu momentum é $p_x = \frac{E}{c} \cos \theta$

Quando passam pelo choque sua energia muda em

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E} &= p V \cos \theta \\ \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} &= \frac{V}{c} \cos \theta \end{aligned}$$

onde temos utilizado que $\mathcal{E} = pc$



Agora bem, a probabilidade de que uma partícula se aproxime do choque com um ângulo de incidência entre θ e $\theta + d\theta$ é proporcional a $\sin \theta d\theta$. Da geometria dos eventos, a velocidade de aproximação da partícula é $v_x = c \cos \theta$

A distribuição de probabilidade dos ângulos resulta

$$p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta$$

Ao estarmos lidando com um conjunto grande de partículas, o melhor é fazer a média angular do ganho de energia fracionário

$$\left\langle \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2}{3} \frac{V}{c}$$

que interpretamos como o incremento fracionário de energia típico para um cruzamento do choque

Como tanto faz se a partícula foi ou voltou, o ganho de energia é simétrico, e num ciclo a energia total muda

$$\beta \equiv \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} = 1 + \frac{4V}{3c}$$

Daquí o nome de mecanismo de Fermi de primeira ordem (linear em V)

Agora que temos este resultado, vamos conectar com a lei de potência que seria observada, de imediato

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{U}{c} \right) \approx -\frac{U}{c}$$

$$\ln \beta = \ln \left(1 + \frac{4V}{3c} \right) \approx \frac{4V}{3c} = \frac{U}{c}$$



$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1$$

Ou seja

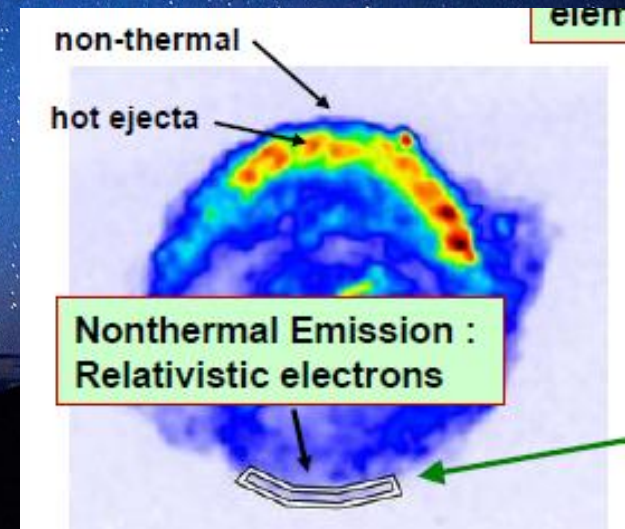
$$N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \propto \mathcal{E}^{-2} d\mathcal{E}$$

Ainda não é o $\alpha=2.7$, mas não está longe. Para obter a distribuição de energia “correta” seria necessário resolver uma equação completa com difusão, perdas e fontes do tipo

$$\frac{dN}{dt} = D\nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} [b(\mathcal{E})N(\mathcal{E})] - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q(\mathcal{E})$$

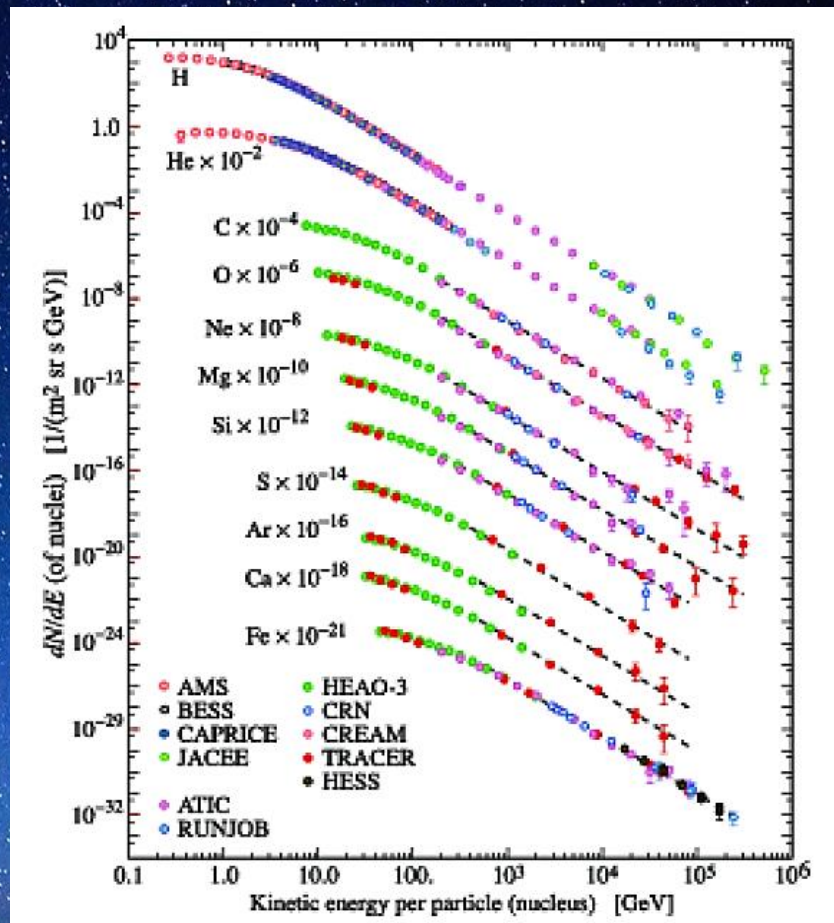
que faz as delícias da Fis-Mat, mas excede os objetivos do curso

Os resultados sugerem que alguns choques muito abundantes (por exemplo, SNRs) podem acelerar partículas até 10^{14} eV

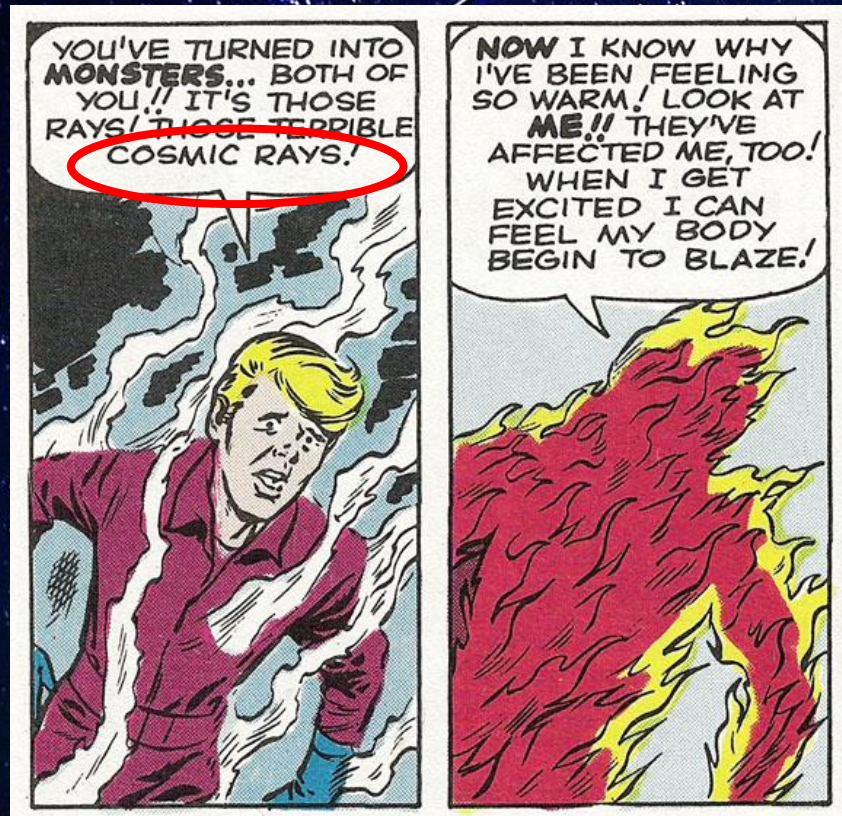


Composição dos CR

A dificuldade para $E > 10^6$ GeV é evidente: há grandes flutuações de evento para evento e dúvidas nas interações dos primários com os núcleos, etc.



São perigosos para a vida?



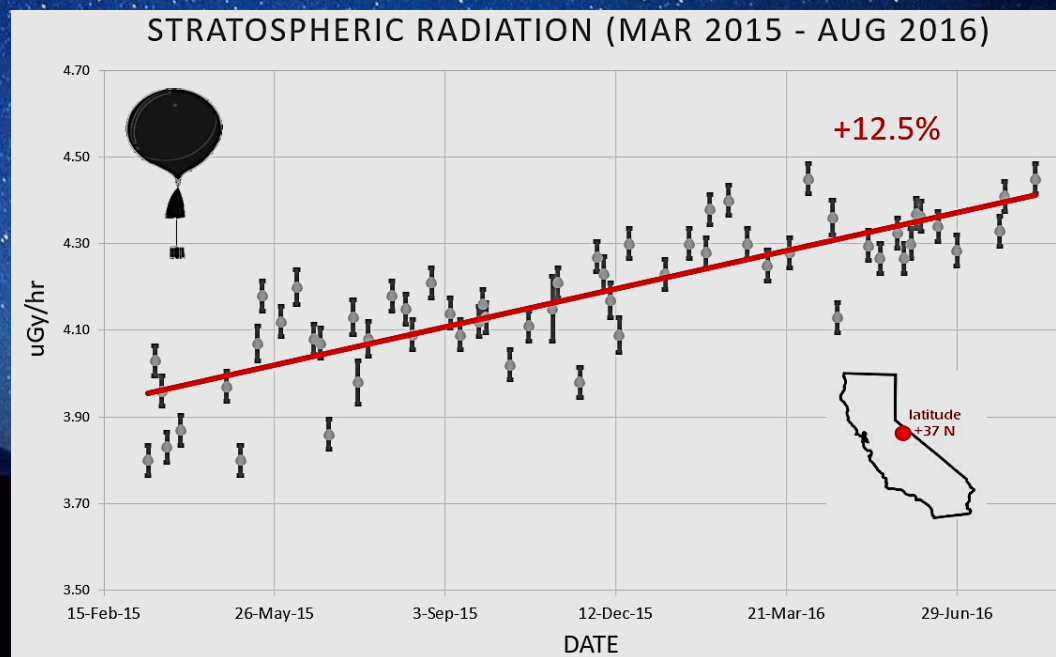
The Angry Red Planet (1959)

Até pouco tempo atrás, não havia manchas solares: o Sol está pouco ativo e indo para um período de mínimo (P~11 anos)

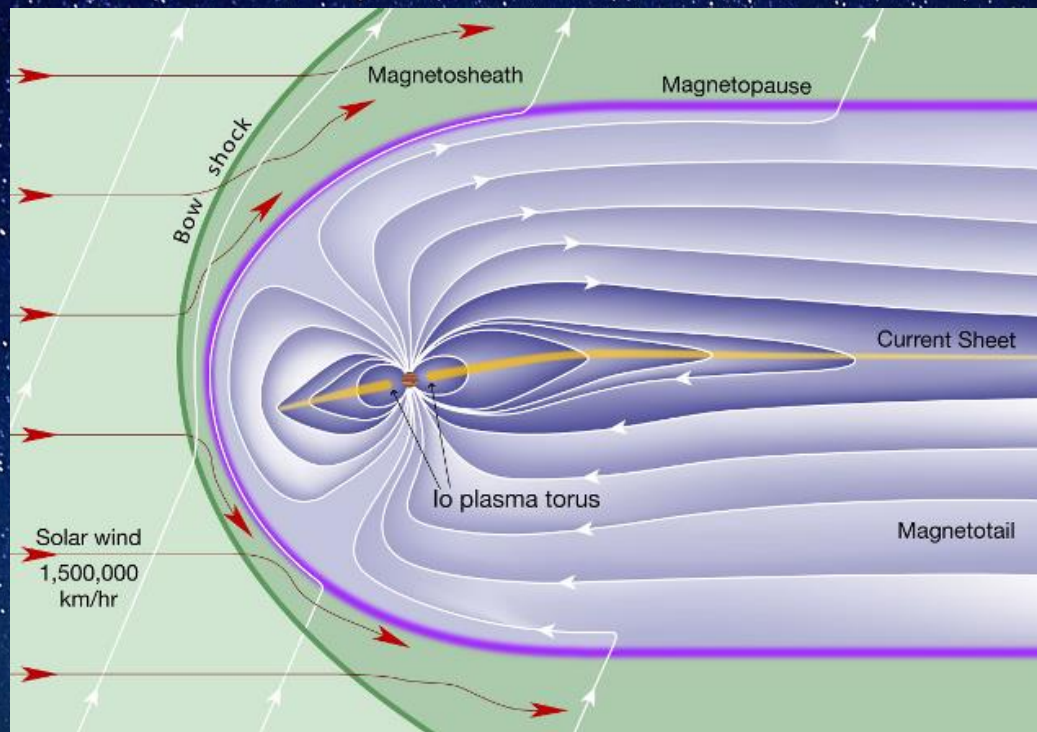
Como as ejeções coronais e outras erupções são frequentes no máximo, os CR são “varridos” e a intensidade é mínima. Mas...

Outra possibilidade (mais assustadora) é que o campo da Terra esteja mais fraco, próximo de inverter os polos (200-300 mil anos)
O pior é que não há o quê fazer se isto for acontecer...embora nunca sumiu totalmente

O fato é que a intensidade dos CR (20 keV-30 MeV) está aumentando bastante



A “proteção” magnetosférica+solar está alterandose e o fluxo de CR aumenta

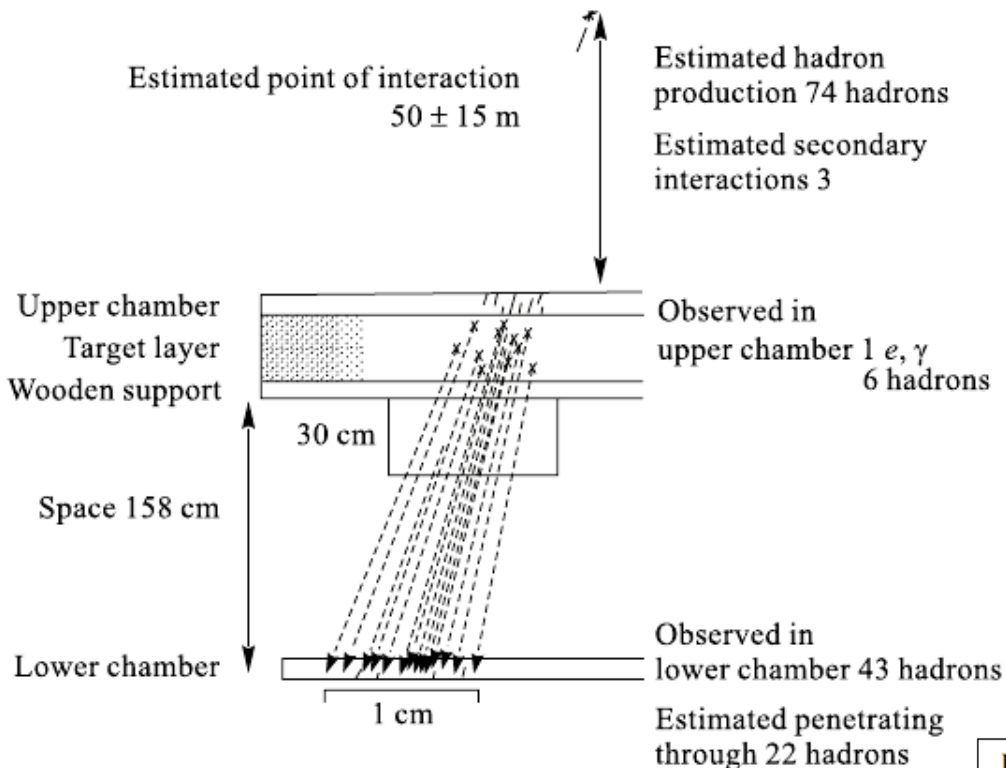


Surpresas: os eventos Centauro



A 5000 m de altitude, na região de Chacaltaya, Bolívia, uma colaboração Brasil-Japão conduziu por vários anos experimentos com emulsões sensíveis para estudar CR de energia alta

Alguns destes eventos ficaram famosos, já que não encaixam em nenhum modelo conhecido dos primários



Parece uma coisa encima e outra bem diferente embaixo

Primário exótico?
Candidato: um pedaço de QGP estável

Limiar de energia > 1000 TeV

Enorme momentum transversal
Sem gamas!
Multiplicidade pequena de hádrons

Hadron multiplicity $\langle N_h \rangle$	64–90, $\langle 75 \rangle$
γ multiplicity	0
Average total incident energy, TeV	$\langle E \rangle \geq 1740$
Pseudorapidity of emitted baryons	$\langle \eta_{lab} \rangle = 9.9 \pm 0.2$
Width of pseudorapidity distribution	$\langle \Delta \eta \rangle \simeq 1 \pm 0.2$
Average transverse momentum, GeV/c	$\langle p_T \rangle = 1.75 \pm 0.7$
Assuming nucleus–nucleus collision [23, 24]	
Total interaction energy in «60 + 14» c. m., TeV	$\sqrt{s} \geq 6.8$
Total interaction energy in $N-N$ c. m., TeV	$\sqrt{s_{N-N}} \geq 0.23$
Incident projectile rapidity	$y_{lab}^{proj} \simeq 11$ $y_{c.m.}^{proj} \simeq 4.8$
Assuming nucleon–nucleon collision	
Total interaction energy in $N-N$ c. m., TeV	$\sqrt{s_{N-N}} \geq 1.8$
Incident projectile rapidity	$y_{lab}^{proj} \simeq 15.1$ $y_{c.m.}^{proj} \simeq 7.5$

Perguntas?

