
Capítulo 12

Raios cósmicos

Os mensageiros dos maiores aceleradores do universo: os raios cósmicos

Origem, aceleração e propagação.

O regime de Ultra Alta Energia

Os mensageiros dos maiores aceleradores do universo: os raios cósmicos

A história da descoberta dos raios cósmicos é muito interessante e corresponde a uma fase pioneira da Astrofísica, nos primórdios do século 20, onde a Relatividade e a Mecânica Quântica mudavam a perspectiva do mundo físico. Em esse contexto o físico austríaco Victor Hess estudava a (recente) radioatividade dos elementos e problemas afins, e decidiu tentar medidas diretas do grau de ionização na alta atmosfera. Este problema era muito intrigante, já que havia evidência em favor de um *aumento* da ionização com a altura. Hess refinou um eletroscópio para medir a ionização e o levou pessoalmente acima de 5 km em balões (Fig. 12.1) entre 1911 e 1912. Seus dados mostraram que este resultado era correto, e que dependia pouco da medida ser tomada de dia ou de noite, os dados obtidos durante um eclipse de sol foram particularmente importantes.

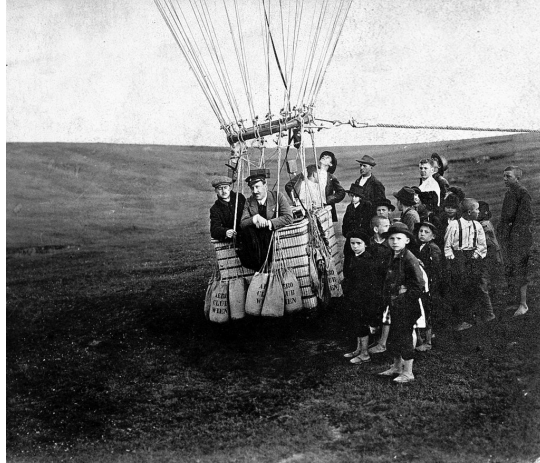


Fig. 12.1. Victor Hess e colaboradores em um dos vôos de balão que levaram à confirmação da ionização crescente para grandes alturas na atmosfera.

Quando confirmado este resultado, ficou evidente que alguma fonte de ionização estava chegando do espaço exterior. Embora a energia necessária para explicar o efeito medido era baixa, ficou aberta a possibilidade de existirem *partículas* ionizantes de energias mais altas, fora do intervalo acessível ao espectroscópio de Hess. O teor do desnorsteio dos físicos na época fica evidente quando considerado o nome escolhido: *raios cósmicos*. Somente trabalhos posteriores esclareceram que estes "raios" eram, na verdade, elétrons, prótons e núcleos, o qual justifica termos falado de "partículas" na frase anterior.

Com o passar do tempo e considerável esforço por muitos grupos em vários lugares do planeta, foi possível estabelecer a forma geral do espectro dos "raios cósmicos". Este diagrama pode ser visto na Fig. 12.2. Existem várias características importantes em ele, algumas delas estão sendo discutidas e estudadas por mais de 1 século (Gaisser, 1991).

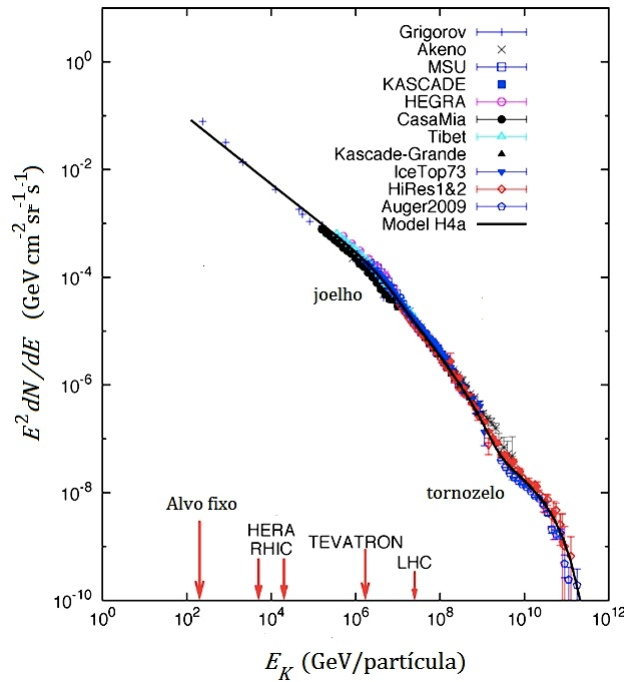


Fig. 12.2. O espectro dos raios cósmicos, desde as menores energias até $\sim 10^{20}$ eV, as maiores energias observadas. Os experimentos que contribuíram para este diagrama estão identificados com suas barras de erro. O número de partículas por intervalo de energia $\frac{dN}{dE}$ eixo vertical é geralmente multiplicado por E^2 para melhorar a visualização. Por volta de 3×10^{15} eV existe uma mudança na inclinação conhecida como o "joelho", enquanto $\sim 10^{18}$ eV uma segunda mudança na inclinação recebe o nome de "tornozelo". Acima desta última energia o fluxo é muito pequeno, ~ 1 partícula / km² ano, e são necessários experimentos gigantescos para acumular estatística. As energias em centro de massa dos experimentos do Fermilab, CERN e outros são indicadas pelas flechas vermelhas, ordens de grandeza mais baixas que aquelas que produz a natureza.

Uma das características marcantes dos raios cósmicos nas energias mais baixas é que o fluxo é modulado pelo vento solar que varre as partículas de origem cósmico, "protegendo" assim a biosfera da Terra onde a intensidade daqueles é maior. Poderíamos dizer que o campo magnético terrestre é nosso salvador, e embora carregue íons próprios, dificilmente a vida na superfície do planeta seria viável. O bombardeio das partículas descobertas por Hess seria mortal para os seres vivos. Por outro lado, o regime das maiores energia é um verdadeiro desafio. As detecções de primários com energias $\geq 10^{20}$ eV equivalem a colocar a energia de uma bala em

uma partícula elemental (!). A natureza possui algum mecanismo para acelerar até estas energias extremas.

Origem, propagação e aceleração

A pergunta natural a ser feita era: de onde vêm estas partículas? A mudança no índice espectral α no joelho e no tornozelo sugere que a origem é diferente antes e depois das energias onde ocorrem as mudanças. Esta ideia tem um importante suporte desde o ponto de vista da propagação, como veremos a seguir.

Consideremos o momentum relativístico de uma partícula carregada $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$. Como vimos no Capítulo 2, o *giroraio* ou raio de Larmor resulta

$$r_L = \frac{p_{\perp}}{|q|B} = \frac{\gamma m v}{ZeB} \quad (12.1)$$

onde q é a carga e p_{\perp} a componente transversal do momento. Numericamente para o caso de um próton (mais de 90% dos raios cósmicos são prótons) temos

$$r_L = \frac{\left(\frac{pc}{MeV}\right)}{300 \left(\frac{B}{G}\right)} \text{ cm} \quad . \quad (12.2)$$

Com a eq.(12.2) podemos calcular até que energias o raio de Larmor resulta igual as escalas de interesse L . As partículas poderão girar em trajetórias confinadas se $r_L < L$. Começando com a heliosfera com $L = 100 \text{ AU}$ e onde $B \sim 10 \mu G$ temos que $\varepsilon_{max} \sim 4 \times 10^{12} \text{ eV}$. Isto mostra que a modulação solar acontece nas menores à esquerda da Fig. 12.2, tal como tínhamos afirmado.

Para o meio interestelar temos $L = 100 \text{ pc}$ e $B \sim 5 \mu G$, e assim $\varepsilon_{max} \sim 4 \times 10^{17} \text{ eV}$. As partículas destas energias não sofrem deflexão na galáxia. Nas energias intermediárias sabemos que o "joelho" acontece por volta de 10^{15} eV , abaixo de 10^{14} eV as observações mostram que os raios cósmicos são totalmente isotrópicos, e a interpretação é que eles estão *confinados* na galáxia. Como acima de 10^{15} eV o confinamento não é possível, é provável que acima destas energias os primários venham de *fora* da galáxia. A mudança do índice α de 2.7 para 3 no "joelho" seria a consequência disto. Também é possível que em 10^{14} eV mude o mecanismo de aceleração, e que os extragalácticos sejam aqueles que chegam com $\varepsilon > 10^{18} \text{ eV}$.

Podemos quantificar mais um pouco esta mudança de inclinação observada no caso de supor que os primários são todos prótons e que eles se difundem de sitio em sitio

na galáxia. Em um processo de difusão deste tipo existe um tempo de difusão (similar ao definido para os fótons na eq. (4.25)) dado pela expressão $t_{esc} = R^2/D$, onde D é o coeficiente de difusão que depende da energia das partículas. Uma expressão simples mas acurada para esta quantidade é $D \sim 0.1 \times c (E/1 \text{ GeV})^{-1/2}$. Supondo uma escala de distância $R \ll 1 \text{ kpc}$, adequada para manter os prótons dentro do disco da galáxia, leva de imediato a

$$t_{esc} = 4 \times 10^7 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-1/2} \text{ anos} \quad (12.3)$$

Assim, se considerarmos que as fontes injetam um espectro $dN/d \ln E|_{inj}$, o espectro observado no regime difusivo será *diferente*, aproximadamente dado por

$$\left. \frac{dN}{d \ln E} \right|_{obs} \cong \left. \frac{d\dot{N}}{d \ln E} \right|_{inj} \times t_{esc} \quad (12.4)$$

o qual resulta em uma predição de que o espectro injetado (acelerado) pelas fontes tem $\left. \frac{d\dot{N}}{d \ln E} \right|_{inj} \propto E^{-2.2}$ para prótons de $\sim 1 \text{ GeV}$. Veremos em breve que a aceleração pelo mecanismo de Fermi se aproxima bastante deste expoente.

Uma comparação mais detalhada entre as abundâncias medidas na vizinhança solar e as dos raios cósmicos pode ser apreciada na Fig. 12.3. Vemos que alguns elementos nos raios cósmicos (linha preta) são muito mais abundantes que no Sistema Solar (linha vermelha). Em particular, o lítio, berílio, boro, escândio e vanádio têm abundâncias várias ordens de grandeza maiores nos raios cósmicos..

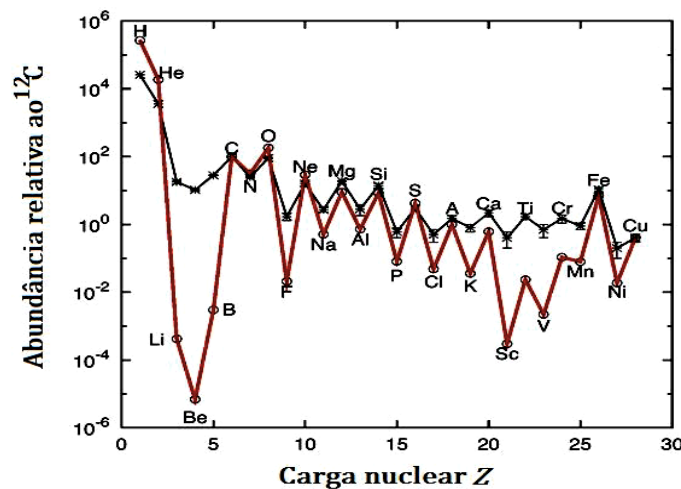


Fig. 12.3. As abundâncias de elementos nos raios cósmicos (preto) vs. as medidas no Sistema Solar (vermelho).

A explicação consensual para esta discrepância é que existe um processo de produção (*spallation*) entre os prótons primários e núcleos muito abundantes (tais como carbono e oxigênio) que fragmentam estes últimos e produzem os elementos apontados. Assim, o lítio, berílio e boro são "lascas" de carbono e oxigênio, e os mais pesados como escândio e vanádio "lascas" de ferro que também é abundante na vizinhança solar.

Passemos agora a discutir o problema da aceleração dos primários (vide, por exemplo, Bustamante *et al.* 2009). Certamente a forma mais simples de acelerar uma partícula com carga é submetê-la a forças eletromagnéticas. Sabemos de forma muito geral que a equação de movimento de uma partícula carregada em um campo eletromagnético é a eq.(2.22); $\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = q \vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B})$. O primeiro termo da direita pode levar a uma *aceleração direta* desde que exista um $\langle \vec{E} \rangle \neq 0$, mas isto último é difícil na Astrofísica, já que o processo de separar cargas para produzir um campo elétrico não tem duração suficiente e produz um potencial que é neutralizado rapidamente por elétrons e pósitrons do ambiente. A exceção para isto é o processo de reconexão magnética, onde linhas de força mudam de configuração e geram campos elétricos localizados muito fortes. Já a outra forma de acelerar partículas é a de conseguir ganhos acumulativos de energia por meio de colisões aleatórias em algum meio que possua a capacidade de efetivar esta transferência.

Em 1949 Enrico Fermi trabalhou em cima do problema dos ganhos de energia de uma partícula que colide com nuvens de baixa velocidade, tal como acontece no meio interestelar (Fig. 12.4).

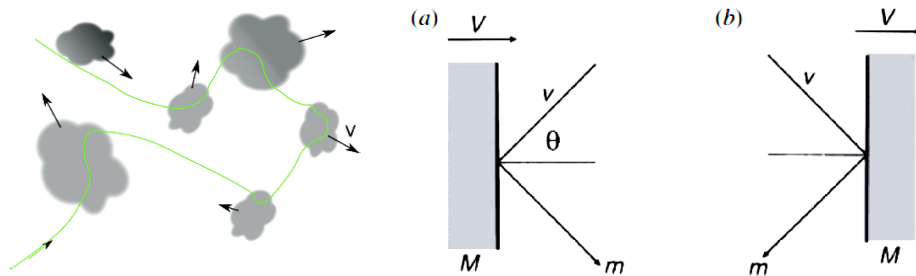


Fig. 12.4. Esquerda: uma partícula com trajetória em verde colide sucessivamente com nuvens que têm velocidades aleatórias. Direita: as partículas são refletidas na interfase meio-nuvem e ganham energia quando a colisão acontece na situação a) (*forward*), mas perdem na situação b) (*backward*), dependendo da direção relativa da velocidade da nuvem e a velocidade da partícula.

Fermi mostrou que, depois de um bom tempo, a partícula primária que ricocheteia nas discontinuidades mostradas na Fig. 12.4 ganha uma energia média de $\langle \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \rangle = \frac{8}{c} \left(\frac{v}{c} \right)^2$. O fato de que o ganho é proporcional à quantidade pequena $\left(\frac{v}{c} \right)^2$ fez com que este seja conhecido como *mecanismo de Fermi de segunda ordem*. Além da baixa eficiência, as perdas de energia não foram levadas em conta. Assim, Fermi pesquisou a possibilidade de haver algum processo onde a partícula ganhasse energia em cada colisão, e de preferência mais eficientemente.

A ideia deste processo é que uma partícula ganhe energia indo e voltando através de uma discontinuidade de choque, tal como ilustrado na Fig. 12.5.

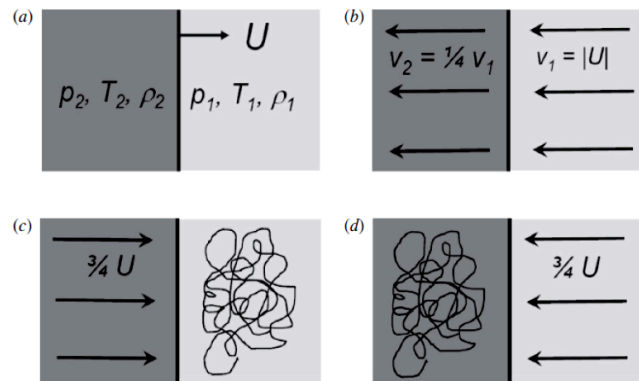


Fig. 12.5. Um choque com velocidade U visto em a) o sistema do observador, b) no sistema comóvel com o choque, c) no sistema de referência *upstream* (onde a matéria ainda não foi atingida por este), e d) no sistema pós-choque (*downstream*). A partícula vai e volta, e a cada vez vê o plasma vir em cima dela com velocidade $v = \frac{3}{4}U$.

De forma muito geral, se $\varepsilon = \beta \varepsilon_0$ é a energia média depois de cada passagem, e P a probabilidade de que a partícula permaneça na região de aceleração, depois de k passagens haverá $N = N_0 P^k$ partículas com energia $\varepsilon = \varepsilon_0 \beta^k$. É possível, porém, eliminar k destas relações fazendo

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(\varepsilon/\varepsilon_0)} = \frac{\ln P}{\ln \beta} \rightarrow \frac{N}{N_0} = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{\ln P / \ln \beta} \quad (12.5)$$

obtendo assim uma lei de potência teórica

$$N(\varepsilon)d\varepsilon \propto \varepsilon^{-1 + (\ln P / \ln \beta)} d\varepsilon \quad (12.6)$$

Para cada processo devemos calcular o ganho de energia por ciclo para obter P e β e determinar a forma do espectro de injeção desse processo.

No processo de Fermi onde a partícula passa pelos choques, desde o referencial *downstream* onde o plasma se aproxima com velocidade v , a energia da partícula é

$$\varepsilon_{down} = \gamma(\varepsilon + p_x v) \quad (12.7)$$

com p_x o momentum perpendicular ao choque. Para situações não-relativísticas bastaria fazer $\gamma = 1$, mas nos choques relativísticos com $\gamma > 1$ o $p_x = \frac{\varepsilon}{c} \cos \theta$ (Fig. 12.6).

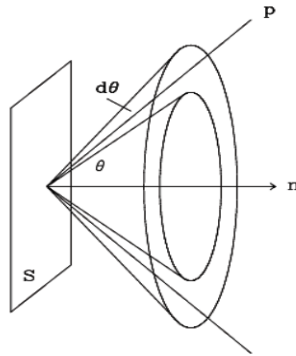


Fig. 12.6. A geometria da entrada da partícula incidente no choque. O momentum $p_x = \frac{\varepsilon}{c} \cos \theta$ é consequência da mecânica básica e da hipótese relativística $\varepsilon = pc$.

Na passagem pelo choque a energia muda em

$$\Delta \varepsilon = p v \cos \theta \quad (12.8)$$

e, portanto,

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{v}{c} \cos \theta \quad . \quad (12.9)$$

Agora bem, como pode ser visto na Fig. 12.6, a probabilidade de que uma partícula incida no choque com um ângulo entre θ e $\theta + d\theta$ é proporcional a $\sin \theta d\theta$. Sua velocidade de aproximação é $v_x = c \times \cos \theta$. A distribuição de probabilidade dos ângulos é então $p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta$. Com isto podemos fazer a média angular do ganho da eq.(12.9) para levar em conta um conjunto muito grande de partículas, tal como esperamos nos eventos reais de aceleração. Esta média é

$$\left\langle \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \right\rangle = \frac{v}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2v}{3c} \quad (12.10)$$

interpretada como o ganho médio de uma partícula qualquer quando atravessa *uma* vez o choque. Como não importa se a partícula foi ou voltou, este ganho vale para os dois casos, e um ciclo de ida e volta muda a energia inicial em

$$\beta \equiv \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{4v}{3c} \quad . \quad (12.11)$$

Vemos que o ganho é linear com a velocidade v , e daí o nome de *mecanismo de Fermi de primeira ordem*, muito mais eficiente que o de segunda ordem mencionado anteriormente.

Estamos agora em condições de conectar estes resultados com a lei de potência esperada para este mecanismo, eq.(12.6). Para isto temos de imediato que

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{U}{c} \right) = -\frac{U}{c} \quad (12.12a)$$

$$\ln \beta = \ln \left(1 + \frac{4v}{3c} \right) \approx \frac{4v}{3c} = \frac{U}{c} \quad (12.12b)$$

o que nos leva de imediato a $\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1$. Substituindo na eq.(12.6) temos

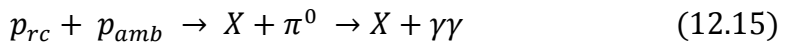
$$N(\varepsilon)d\varepsilon \propto \varepsilon^{-2} d\varepsilon \quad . \quad (12.13)$$

Este cálculo é muito esquemático ainda. Para obter o espectro "correto" precisaríamos incluir as perdas, o campo magnético do ambiente etc. dos primários representados pela variável $N(\varepsilon)$. A equação de difusão completa para este problema seria algo como

$$\frac{dN}{dt} = D \nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (b(\varepsilon)N(\varepsilon)) - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q(\varepsilon) \quad (12.14)$$

com $D \nabla^2 N$ o termo difusivo (ignorado antes), $b(\varepsilon) = -\frac{d\varepsilon}{dt}$ as perdas de energia (também ignoradas aqui), τ_{esc} o tempo de escape da eq.(12.3) e $Q(\varepsilon)$ a função que descreve as fontes dos primários. Existem soluções interessantes e ilustrativas da eq. (12.14) na literatura, mas estão fora do escopo deste texto (embora façam as delícias dos entusiastas da Fis-Mat...).

A análise do mecanismo de Fermi de primeira ordem leva a pensar que choques suficientemente fortes e de grande extensão (de tal forma que o raio de Larmor das partículas não exceda o raio do choque, garantindo assim um número alto de passagens que energizem as partículas) são candidatos a acelerar os primários. Além disso os choques devem ser comuns para explicar a densidade de energia dos primários observada $\sim 1 \text{ eV/cm}^3$. Os remanescentes de supernova cumprem todas as condições, e a forma de conferir que eles são locais de aceleração de partículas é bem interessante: a aceleração de elétrons é mais fácil (embora sujeita a perdas por síncrotron etc.), mas os prótons acelerados produziram raios gama por meio da reação



onde p_{rc} é um próton acelerado no remanescente e p_{amb} um próton "fixo" do ambiente, X qualquer espécie hadrônica na qual não temos interesse e o pión neutro inevitavelmente decai em gamas. Assim, a assinatura da aceleração seria a emissão gama em $\sim 100 \text{ TeV}$. Às vezes esta emissão esperada recebe o nome de *pion bump*. O estudo de remanescentes de supernova com o intuito de identificar a emissão não-térmica que indicasse a aceleração de prótons que produzem gamas segundo a eq. (12.15) foi um exercício de muitos anos, e recentemente foi possível confirmar de forma unívoca que os remanescentes IC 443, W28, Kepler e outros apresentam regiões onde esta emissão existe (Fig. 12.7) (Longair, 2011). A energia máxima confirmada é de $\sim 10^{15} \text{ eV}$ compatível com a previsão de que os remanescentes são os principais responsáveis pelos primários com energias menores que as do "joelho". Ainda existe evidência de que o choque que avança no ISM está "gastando" energia justamente para acelerar partículas, isto é, a partilha da energia deve incluir estas partículas aceleradas.

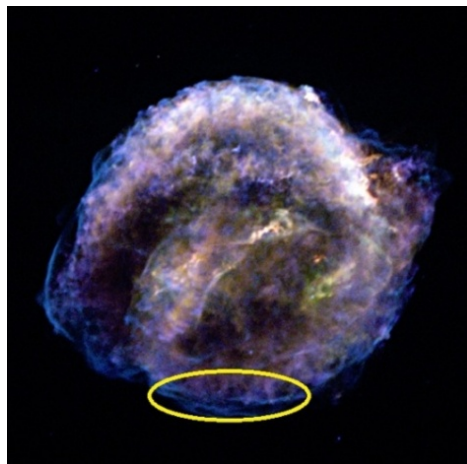


Fig. 12.7. O remanescente de supernova observado por J. Kepler em 1604. Na região Sul marcada com a elipse amarela, as observações mostram emissão com um espectro não térmico compatível com a aceleração de prótons procurada.

O aspecto da composição dos primários já foi brevemente mencionado anteriormente. Quase 90% nas energias menores que o joelho são prótons, 10% partículas α (núcleos de hélio) e o resto proporções decrescentes de núcleos mais pesados. Acima do "joelho" as coisas são mais complicadas, já que os eventos são muito mais raros, existem flutuações grandes de evento para evento e até as interações hadrônicas são incertas, especialmente nas maiores energias acima do "tornozelo". Voltaremos a este assunto oportunamente.

Vamos finalizar esta discussão com dois assuntos interessantes que ainda não têm respostas definitivas. O primeiro é o da relação dos primários dos raios cósmicos com a biosfera. Até pouco tempo atrás (2016) não havia manchas solares observadas: o Sol está pouco ativo e possivelmente perto de um período de mínimo que acontece cada ~ 11 anos. As erupções solares "varrem" os primários com frequência, mas perto do mínimo são mais raras e assim o número de primários aumenta. Uma destas medidas que mostra o aumento do número de eventos realizada com balões estratosféricos na Califórnia (EUA) se mostra na Fig. 12.8.

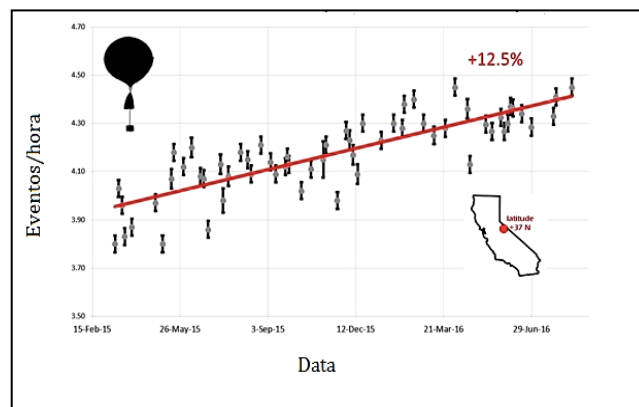


Fig. 12.8. Medidas dos eventos de raios cósmicos em energias intermediárias até ~ 30 MeV em um período > 1 ano. O aumento do número é bastante evidente.

A outra possibilidade, um pouco mais assustadora, e que estejamos presenciando a inversão de polaridade do campo magnético terrestre, processo muito mais raro que acontece a cada 200-300 mil anos. Os pólos da Terra invertem a posição e, no meio deste processo, a intensidade do campo magnético passa por um mínimo. Assim, o fluxo dos primários dos raios cósmicos aumenta porque a "proteção" que desvia

estas partículas diminuí. Cabe apontar que isto já aconteceu inúmeras vezes na história geológica da Terra e, ao que podemos constatar, a intensidade do campo magnético *nunca* se anulou no meio do caminho. Mas cabe estudar esta possibilidade que, de acontecer, é irreversível e marcará uma situação nova por muitos milênios para a biosfera que habitamos.

Embora temos falado dos primários como partículas ordinárias, existem alguns eventos muito interessantes que fazem pensar que existem no meio delas alguns "exóticos" que vale a pena conhecer. Alguns destes eventos bem diferenciados, e que por isso são candidatos para ter sido iniciados por primários exóticos, foram detectados por uma colaboração Brasil-Japão em uma série de experimentos conduzidos no Monte Chacaltaya, Bolívia, acima de 5000 m do nível do mar (Lattes, Fujimoto e Hasegawa, 1980). Em estas altitudes a rarefação da atmosfera (expressada pela pequena densidade colunar, ou massa por unidade de área ao longo da linha de visada) permite estudar primários que interagem na alta atmosfera, principalmente hádrons. Um esquema do experimento



Fig. 12.9. Esquerda: o laboratório de Chacaltaya na Bolívia. Durante o inverno a neve impossibilitava a coleta de dados nas emulsões das câmaras. Direita: esquema do experimento e o evento Centauro, assim chamado por parecer uma coisa na câmara superior e outra diferente na inferior. O mais notável é que não houve nenhuma detecção de fótons, e assim a cascata eletromagnética "normal" ficou descartada.

O experimento estava composto de duas câmaras de emulsão separadas por 158 cm. As emulsões eram examinadas com microscópio para determinar quê tipo de partícula tinha passado por elas, com a chamada cascata hadrônica como principal resultado. Em alguns eventos, a produção esperada parece muito diferente na câmara de cima e a de baixo, e assim receberam o nome de *Centauros*. Na câmara inferior o primário dos Centauros não levou a produção de gamas e os hádrons

detectados mostraram um enorme momentum transversal. A limiar de detecção dos primários era de $\sim 1000 \text{ TeV}$. Como existia farta evidência de que um hádron ordinário inicia uma cascata eletromagnética (com abundantes fótons gama) e uma cascata hadrônica muito mais "concentrada", o consenso é que os primários dos Centauros são exóticos, ora objetos que não pertencem às observações nos laboratórios, ou que são produzidos para energias altíssimas em estes. Cabe apontar que a última possibilidade nunca foi confirmada, ou seja, nunca foi observado um evento Centauro em qualquer experimento de colisão realizado em laboratórios. A possibilidade mais real, ainda não confirmada, é que o primário seja um pequeno fragmento de quarks e glúons no estado deconfinado, e assim deveria haver fontes astrofísicas destes primários em ação. Por enquanto, a natureza destes eventos pode ser considerada desconhecida.

O regime de Ultra Alta Energia

Por uma convenção geral, tem-se chamado Ultra-Alta energia (UHECR) a todos os eventos acima do "tornozelo" da Fig. 12.2. A questão da maior energia possível para os primários é certamente uma das mais importantes, já que traz uma série de implicações para os mecanismos de aceleração e também para a propagação dos primários, tal como veremos a seguir. No conjunto, as partículas que chegam com energias $\geq 10^{18} \text{ eV}$ são um problema da maior complexidade e importância.

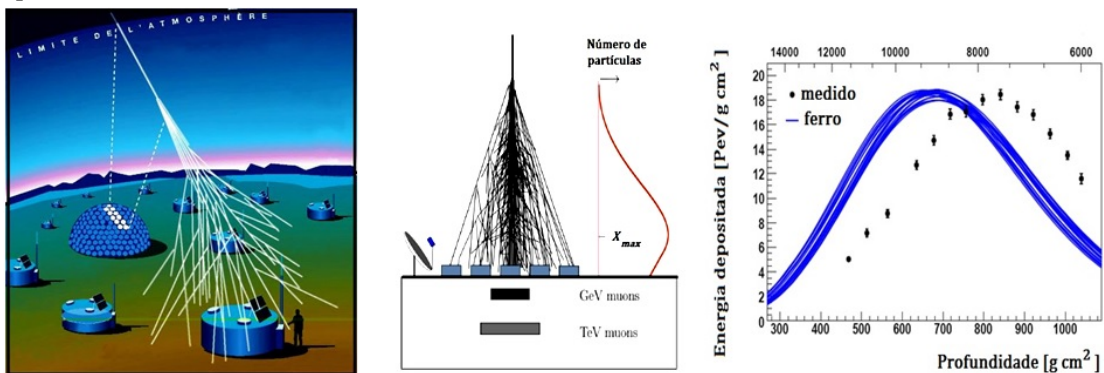


Fig. 12.10. Esquerda, um primário de Ultra-Alta energia interage com um núcleo na alta atmosfera, produzindo os chuveiros mostrados. Meio: o desenvolvimento espacial do chuveiro, que atinge o máximo de produção de partículas para certo X_{max} . Direita: medidas de um evento (pontos) e comparação com um conjunto de simulações detalhadas (bem melhores que o modelo de Heitler, nas linhas azuis) onde o primário é suposto um núcleo de Fe , mostrando o desacordo existente para este caso.

Os primários dessas energias têm como característica um comprimento de interação curto na atmosfera, isto é, suas interação com os núcleos atmosféricos acontecem logo na alta atmosfera, dando origem a duas componentes diferentes: uma *cascata eletromagnética* (também chamada *chuveiro*), onde o primário produz uma série de secundários, os quais por sua vez produzem uma terceira geração e assim por diante até que a energia em cada partícula não é mais suficiente para continuar este processo. A outra componente é uma *cascata hadrônica*, um processo similar mas onde as partículas "filhas" são hádrons produzidos pelas interações fortes. O desenvolvimento geométrico e energético destas cascatas é estudado para reconstruir a natureza do primário, sua direção de chegada e sua energia, e pode ser compreendido utilizando um modelo simples que apresentaremos a seguir.

O modelo, devido a Heitler (Gaisser, 1991) , supõe um tipo de decaimento simples, em pares, para cada nível e permite um tratamento analítico muito ilustrativo. Os diagramas básicos são apresentados na Fig. 12.11.

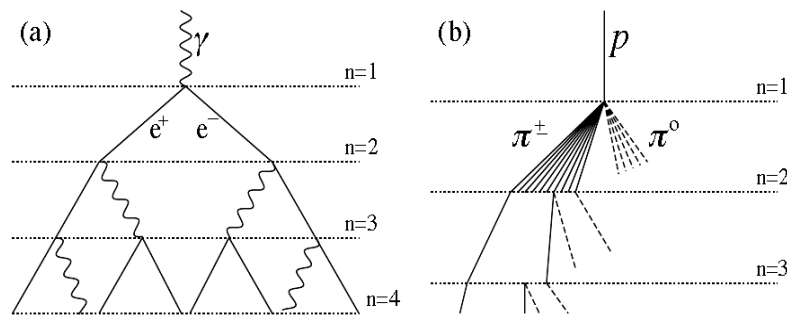


Fig. 12.11. A cascata de Heitler. Em cada nível de interação uma partícula da origem a duas, ora um par produzido pelo decaimento eletromagnético (esquerda) ou hadrônico (direita).

Para a cascata eletromagnética, cada vez que as partículas percorrem um comprimento colunar de $X_{EM} \approx 37.6 \text{ g cm}^{-2}$ um par de partículas é produzido (por *bremstrahlung* ou produção de pares). Esta bifurcação continua até que as partículas herdeiras têm uma energia mínima de $\epsilon_{min} \approx 86 \text{ MeV}$, depois desse ponto somente perdem energia sem produzir pares novos. Assim, depois de $n = X/X_{EM}$ bifurcações, o número de partículas no chuvaire é $N = 2^n$ (já que é uma série geométrica por hipótese). Na posição X_{max} todas as partículas chegam à energia mínima ϵ_{min} , e a energia que trazia o primário E_0 está repartida nos descendentes cumprindo $N_{max} = E_0/\epsilon_{min}$. Assim,

$$X_{max} \approx X_{EM} \frac{\ln(E_0/\epsilon_{min})}{\ln 2} \quad (12.16)$$

expressão que permite calcular E_0 medindo o X_{max} . Como é claro que o primário deve ser algum tipo de hádron, vemos ainda que o chuvaireto eletromagnético ainda domina por muito o balanço de energia, já que o hádron incidente produz uma grande quantidade de π^0 que dão origem a fótons gama. Em torno de 90% da energia vai para a cascata eletromagnética e $\sim 10\%$ na hadrônica, onde o mesmo raciocínio pode ser aplicado com o resultado

$$X_{max}(E) \approx X_0 + X_{EM} \ln(E/\langle n(E) \rangle) \quad (12.17)$$

onde $\langle n(E) \rangle$ é o número médio de partículas secundárias e cada uma delas carrega uma fração da energia $E/\langle n(E) \rangle$. Um exemplo da comparação entre a eq.(12.17) e um evento real já foi mostrado na Fig. 12.10. Evidentemente, as simulações utilizadas são muito mais complexas e incluem muitos efeitos e correções importantes, mas o modelo de Heitler serve para mostrar a essência deste procedimento.

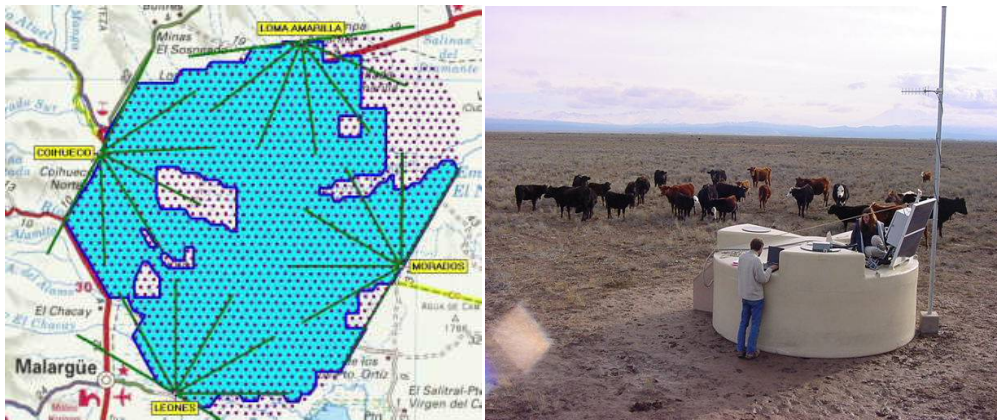


Fig. 12.12. Direita: a área coberta pelo Observatório Pierre Auger, perto da cidade de Malargüe na Argentina. Esquerda: um dos tanques plásticos com água que constitui o arranjo de detectores de superfície. Alguns convidados da imagem contribuirão a perpetuar a fama do churrasco argentino no futuro próximo.

Tendo uma apreciação melhor dos chuvairetos produzidos pelos primários de Ultra-Alta energia, podemos passar à questão da sua detecção real. Já vimos que o fluxo é extremamente baixo ($\sim 1 \text{ partícula}/(\text{km}^2 \text{ ano})$), e por este dado somente sabemos que haverá necessidade de construir experimentos com uma enorme área efetiva para a detecção, da ordem de centenas de km^2 . Para medir os chuvairetos

eletromagnético e hadrônico, devemos ser capazes de determinar trajetórias de partículas secundárias com precisão. O paradigma contemporâneo deste tipo de experimentos é o *Observatório Pierre Auger* instalado na Argentina perto dos Andes (Fig. 12.12). O *Telescope Array Project* em Utah (EUA) é um observatório que utiliza > 500 cintiladores plásticos distribuídos e detectores de fluorescência com o mesmo propósito de investigar os primários ultra-energéticos (www.telescopearray.org/). Nos referiremos ao Auger no que resta deste Capítulo.

O laboratório Auger opera um número muito grande de detectores de superfície (tanques) e detectores de fluorescência espalhados em uma área de $\sim 50 \times 50 \text{ km}^2$. Os detectores de superfície são tanques de material plástico que contém $\sim 12 \text{ ton}$ de água pura cada, junto com a eletrônica pertinente e antena de comunicações para manter a cronometragem dos eventos. Os tanques servem para a detecção de radiação Čerenkov (Capítulo 2) da passagem dos múons da cascata eletromagnética, chamada a "componente penetrante" pela sua baixa seção de choque que permite que cheguem ao nível do chão. Esta detecção opera o tempo todo, com um *duty cycle* de 100%. Já os detectores de fluorescência observam a tênue radiação produzida pela deposição de energia dos chuviscos no ar, com a posterior desexcitação e produção de fótons. O aparelho tem a forma de um coletor óptico esquematizado na Fig. 12.13. Como precisa de condições boas para operar, seu *duty cycle* é de $\sim 13\%$ do tempo total, como corresponde às noites sem lua.

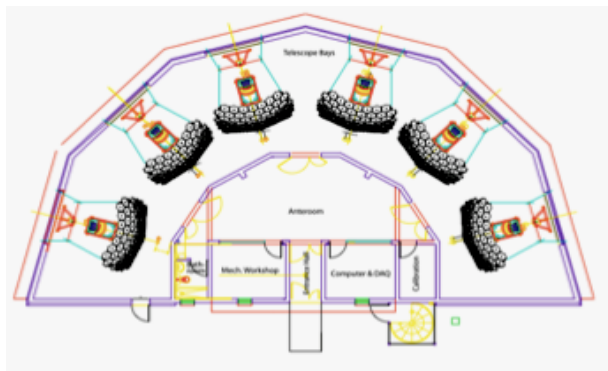


Fig. 12.13. Um esquema dos detectores de fluorescência (vista superior). Os 6 módulos ópticos (câmaras) captam, depois de focada por um espelho curvo, a radiação emitida pela desexcitação dos níveis excitados pela passagem do primário na alta atmosfera.

Estes dois tipos de detectores são complementares e as medidas conjuntas fornecem informações precisas a respeito dos eventos. Enquanto os detectores de superfície medem o desenvolvimento lateral (ou seja, o conjunto de dados de um evento em vários detectores permite enxergar a cascata se desenvolvendo), os

temos de chegada relativos em cada tanque são utilizados para reconstruir a direção de chegada, e finalmente a energia é determinada utilizando uma relação calibrada entre X_{max} e o sinal a ~ 1000 m do centro extrapolado da chegada do primário (não há erro substancial em desprezar distâncias maiores porque a energia carregada aí é muito pequena). No entanto, os detectores de fluorescência ativos somente quando não há lua e o céu é muito escuro quanto para enxergar a radiação produzida longe deles, registram a evolução seqüencial e permitem uma medida alternativa da energia integrando o perfil do chuva (ou seja, uma medida calorimétrica). O sinal registrado em ambos os casos se mostra na Fig. 12.14.

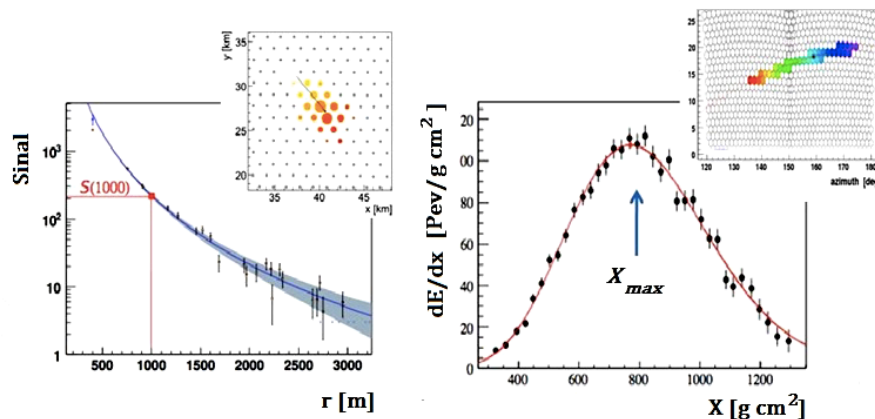


Fig. 12.14. O sinal detectado pelos detectores de superfície (esquerda) que registram a extensão do chuva (superior direito) e nos detectores de fluorescência (esquerda, mostrando o desenvolvimento que atinge o máximo de multiplicidade (X_{max})). O sinal real se mostra no canto superior direito.

A construção do Observatório Pierre Auger foi completada em 2008 e vem acumulando eventos de $E > 1 EeV$, até as maiores energias de $\sim 75 EeV$ ou mais, valores máximos observados dos eventos. De fato um dos maiores enigmas desta área era precisamente a energia máxima. Empiricamente os dados mostram uma forte queda do número de eventos para $E > 60 EeV$ mostrado na Fig. 12.15 (Kampert, 2017). Esta observação está em linha com as previsões teóricas que antecipavam um *corte* nas energias extremas, conhecido como GZK, e que resulta da consideração seguinte.

Quando os primários, supostamente prótons, das energias mais altas se propagam desde a fonte distante, vêm o *fundo cósmico de radiação* de $3^\circ K$ (em inglês *CMBR*) como fótons gama que incidem no seu sistema referencial próprio. Assim, a foto-produção de píons drena a energia destes rapidamente e não é possível trazê-los de muito longe. Se os primários forem pesados (Fe) e não prótons, a coisa é

ainda pior: os fótons do fundo cósmico os desintegrariam e não chegariam à Terra se injetados à mesma distância. As reações relevantes no sistema referencial do próton primário são

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (12.18a)$$

$$p + \gamma_{CMBR} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (12.18b)$$

Assim, a distância máxima desde a qual um próton pode chegar com energia $\sim 60 EeV$ é de $\leq 50 Mpc$ independentemente da energia da injeção. Este cálculo subestima ainda a distância porque não leva em conta a produção múltipla de píons. A esfera de raio $R_{GZK} = 50 Mpc$ (conhecida como esfera de Greisen, Zatsepin e Kuzmin). A supressão com 20σ de significação estatística é atribuída ao corte de GZK. É também possível uma explicação alternativa: a que o corte se deve a que o mecanismo de aceleração chegou a um máximo. Não há ainda uma exploração definitiva desta hipótese (vide Harari, 2014 e referências).

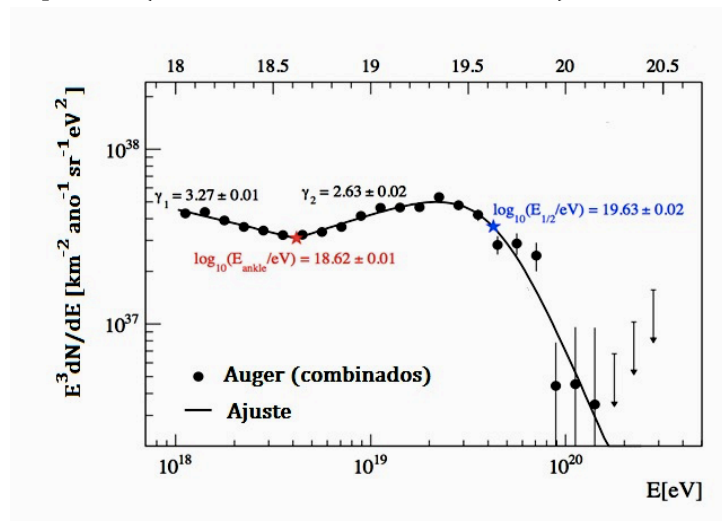


Fig. 12.15. O espectro dos primários observado nas maiores energias. A supressão por volta de $6 \times 10^{19} eV$ é claramente visível (a borda está em azul).

Agora bem, a existência de um número menor de eventos com energia maior que o possível corte GZK é também robusta. Assim, estes eventos devem a) ora se originar em distâncias menores ou b) ser produzidos por primários que *não* são hádrons, para vir de além das esfera GZK e evadir a foto-produção de píons. E ainda temos o problema de identificar, em qualquer hipótese, as fontes destes eventos além e aquém do corte observado.

O problema da aceleração para estas energias extremas não resulta nada óbvio. Já vimos que um campo elétrico suficiente seria difícil de obter, pela tendência das

cargas a neutralizar diferenças de potencial (isto é chamado de *indutor unipolar* no jargão da área). Mas o mecanismo de Fermi de primeira ordem precisa também de uma condição importante para funcionar em este regime: a fonte deve ter um tamanho L maior que o raio de Larmor r_L , de tal forma que os primários não escapem facilmente e consigam chegar até $\sim 10^{20}$ eV. Como as partículas são ultra-relativísticas $E_{max} = p_{max} c$, esta condição $L \geq r_L = \frac{p_{max}}{ZeB}$ pode ser escrita como

$$E_{max} \sim \beta ZecBL \quad (12.19)$$

onde o produto ec é igual à unidade nas unidades naturais e $\beta < 1$ é a eficiência da aceleração quando levadas em conta as perdas por síncrotron etc.. Com esta expressão, pode-se perguntar quês sistemas reais podem produzir prótons ou núcleos de energia dada. O resultado é conhecido como diagrama de Hillas e se mostra na Fig. 12.16.

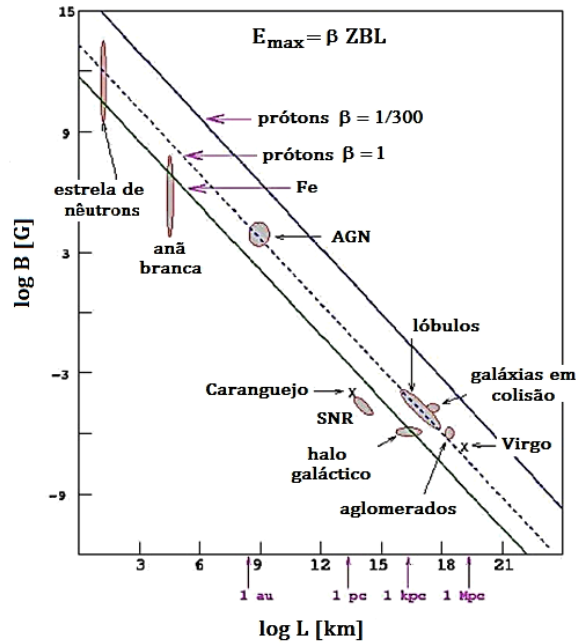


Fig. 12.16. O *locus* das fontes que podem acelerar primários até as maiores energias para valores do seu campo magnético B e tamanho L . Somente se a região está acima da linha diagonal para um dado valor suposto da eficiência β . Se esta última for muito baixa, nenhuma fonte conhecida poderá ser candidata, e mesmo para $\beta \sim 1$ (linha pontilhada) não há muitas opções disponíveis.

Do diagrama de Hillas vemos que as únicas fontes da nossa galáxia viáveis, e mesmo assim sujeitas ao problema da eficiência, são estrelas de nêutrons de campos extremos (os magnetares do Capítulo 6). É quase certo que o regime de Ultra-Alta

energia se deve aos primários de origem extragaláctica, tal como antecipado e discutido por quase 1 século.

Embora os candidatos mais fortes para as fontes que aceleram sejam os AGNs do Capítulo 8, e que existe um AGN bem próximo, a radiogaláxia Cen A a uma distância de $\sim 4 \text{ Mpc}$, não foi possível confirmar que as direções de chegada dos primários das mais altas energias apontem estatisticamente para os AGNs (a colaboração Auger anunciou uma correlação assim, mas este resultado não se confirmou). Os lóbulos de Cen A têm uns 60 kpc de tamanho (Fig. 8.3) e não seria inesperado que contribuísse com boa parte dos primários detectados (vide abaixo). Mais recentemente a colaboração Auger publicou um trabalho (Aab *et al.*, 2018) onde existe uma anisotropia nas direções de chegada consistente com fontes gama extragalácticas conhecidas como galáxias *starburst* (muitas delas em colisão, indicadas na Fig. 12.16)

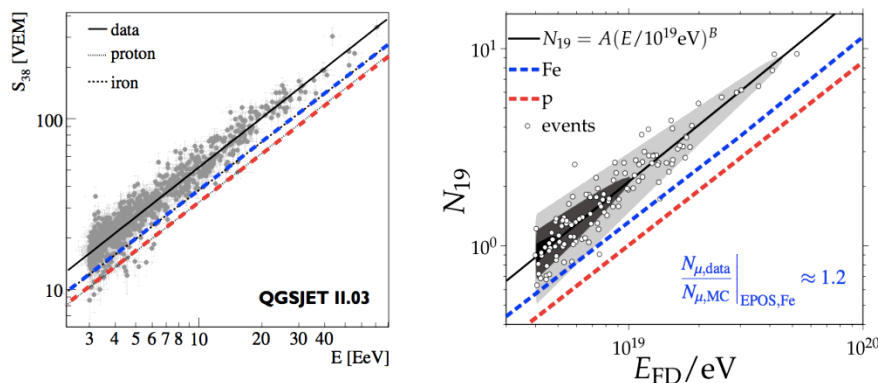


Fig. 12.17. Uma comparação entre os chuviscos simulados iniciados por prótons (pontilhada vermelha) e ferro (pontilhada azul) para inclinação baixa (esquerda) e quase-horizontais (direita). Os eventos mostram uma falta de acordo evidente.

Independentemente destas considerações, cabe questionar também a análise da reconstrução dos eventos que inclui numerosos ingredientes teóricos, entre eles interações próton-núcleo ou núcleo-núcleo para energias muito mais altas que aquelas dos laboratórios. A Fig. 12.17 mostra que com estas interações, as previsões para o número de múons nas cascatas está muito subestimada, resultado confirmado com a simulação dos chuviscos mais inclinados que são totalmente dominados pelos múons. O número produzido é $> 20\%$ maior que o indicado pelas previsões, e aponta para uma (difícil) revisão das interações no regime extremo.

Os dados do Auger permitem também investigar diretamente a questão da composição através do X_{max} e quantidades associadas. A pergunta básica é : são prótons ou são núcleos? É possível determinar a sua natureza?

Devido à existência de flutuações grandes de evento para evento, o mais indicado é fazer a estatística com um conjunto de eventos para cada *bin* de energia, para depois comparar com as simulações (sujeito a ressalva das interações que afetam os resultados, como acabamos de apontar). A Fig. 12.18 é a resposta atual para esta pergunta: embora perto de 1 EeV a composição é compatível com prótons, nas maiores energias os primários parecem ser mais pesados, núcleos α ou próximos do Fe . Isto é um pouco surpreendente e deverá ser esclarecido como condição para avançar na área, já que como vimos do argumento da esfera GZK, primários nucleares podem ser "trazidos" de distâncias próximas embora possam ser mais numerosos segundo o no diagrama de Hillas.

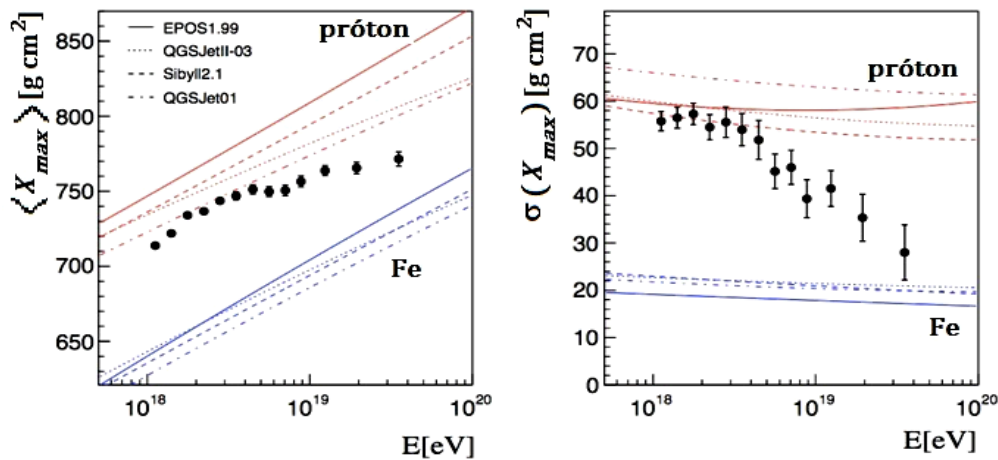


Fig. 12.18. A transição de uma composição "leve" (prótons) para uma "pesada" (núcleos) nas maiores energias, consistente com o simulado tanto na variável X_{max} (esquerda) como no desenvolvimento lateral (direita).

A última questão interessante que abordaremos, e que tem conseqüências para a pretendida identificação das fontes, e a de fazer "imagens" nos raios cósmicos, no sentido de saber se os primários apontam para as fontes que os aceleraram. Isto é o que permitiu o desenvolvimento da Astronomia óptica, onde o fóton neutro não sofre desvio algum pelos campos magnéticos no meio intergaláctico e nos halos das galáxias. Porém, sabemos que os primários precisam ser carregados (ou não poderiam ser acelerados, ao menos pelos mecanismos aqui discutidos). Estes campos magnéticos são incertos, mas dados de polarização de objetos extragalácticos mostram sua existência. A intensidade é $\sim 10^{-9} G$ para o meio intergaláctico, e até $10^{-6} G$ para o halo das galáxias (incluindo a nossa). A geometria, porém, é muito mais difícil de avaliar. É precisamente por isso que a chegada dos primários de energias Ultra-Altas resulta uma ferramenta interessante,

já que tem o potencial de mostrar desvios nas trajetórias que "distorcem" as "imagens" do céu e das fontes, a menos que seja possível entender os limites deste fenômeno. A Fig. 12.19 mostra as trajetórias dos primários para vários valores da energia se propagando em um meio intergaláctico com intensidade de campo $B_{IGM} = 10^{-9} G$ e comprimento de correlação de $1 Mpc$. Vemos que os desvios vão diminuindo muito para $10 - 100 EeV$, e possivelmente as trajetórias aí sejam quase retas. Assim, nas maiores energias, os primários apontariam para as fontes. Um trabalho prévio (Medina-Tanco, Gouveia e Horvath, 1997) já mostrou este efeito, especialmente se o campo do halo da nossa galáxia é ignorado. Mas em qualquer hipótese, um desvio de $2 - 3^\circ$ subsiste a as "imagens" das fontes são imperfeitas, levemente distorcidas.

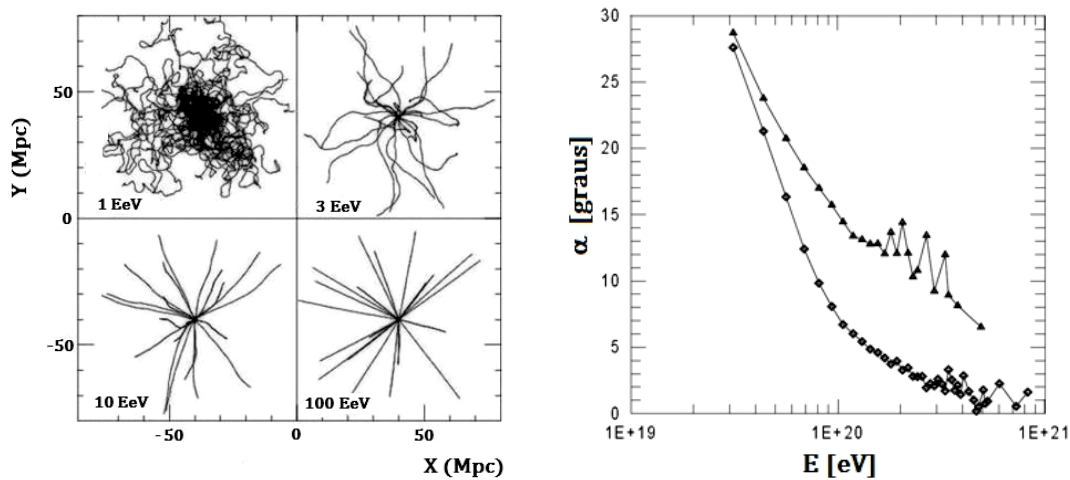


Fig. 12.19. Trajetórias dos primários de Ultra-Alta energia para energias crescentes e campo magnético intergaláctico fixo $10^{-9} G$ (esquerda). Desvio angular para o mesmo campo + $10^{-6} G$ no halo (curva superior) e halo desmagnetizado (curva inferior) (direita), para uma fonte extragaláctica a $D = 50 Mpc$.

Com a operação do Observatório Auger e o acúmulo de dados decorrente, é hoje consenso que a anisotropia dipolar observada leva a estabelecer uma origem extragaláctica das partículas nas energias $> 8 \times 10^{18} eV$ (Gora, 2018), já que a direção do dipolo está 125° desviada da direção do centro galáctico. Temos assim outro elemento importante para montar o quebra-cabeça geral.

Não temos discutido aqui outras questões interessantes, tais como a possibilidade de que os primários sejam partículas exóticas neutras de origem cosmológico. Mas está claro que a natureza produz um "laboratório natural" onde nenhum experimento de aceleração terrestre pode chegar, e esta oportunidade única de

acessar ao mundo da Ultra Alta Energia já mostrou resultados e promete ser da maior importância para compreender o funcionamento do Universo.