

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA



Estudo de raios cósmicos galácticos com o Observatório Auger

Bruno Lazarotto Lago

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: João Ramos Torres de Mello Neto

Rio de Janeiro
Julho de 2007

Resumo

Bruno Lazarotto Lago

Orientador: João Ramos Torres de Mello Neto

Resumo de Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física)

O Observatório Pierre Auger foi construído para detectar raios cósmicos de altíssimas energias. Partículas com a mesma energia de uma bola de tênis a 100 km/h interagem no topo da atmosfera e produzem uma *chuva* de partículas secundárias. O Auger utiliza duas técnicas distintas de detecção: através de emissão de luz Cherenkov e de Florescência da atmosfera. As fontes e os mecanismos físicos responsáveis pela produção destas partículas ainda são desconhecidos e devem trazer informações fundamentais para a astrofísica e para a física de partículas.

No presente trabalho estudamos a estabilidade do detector de superfície do Auger através da análise dos diferentes tipos de sinalizações que um tanque pode receber do Sistema Central de Aquisição de Dados a fim de garantir que os dados coletados pelo experimento sejam confiáveis. Esses erros nos dão informações sobre a comunicação entre os tanques e o Sistema Central de Aquisição de Dados e, conseqüentemente, sobre o bom funcionamento do detector de superfície.

Estudamos ainda o problema da propagação de partículas carregadas (prótons) altamente energéticas (energias entre 0,5 EeV e 5,7 EeV - $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$) na Via Láctea com um modelo simplificado, sem perda de energia, levando em conta apenas a difusão das partículas sob a ação do campo magnético galáctico. Nosso objetivo é verificar se os dados coletados pelo Observatório Pierre Auger têm alguma correlação com a estrutura da nossa Galáxia. Para descrever a estrutura da Via Láctea, utilizamos um modelo para a luminosidade galáctica e consideramos que a taxa de emissão de raios cósmicos é proporcional a essa luminosidade. Nesse modelo a galáxia é composta por quatro componentes: disco exponencial, bulge, braços espirais e anel molecular.

Palavras-Chave: Raios cósmicos, astrofísica, Observatório Pierre Auger

Rio de Janeiro
Julho de 2007

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Raios cósmicos ultra energéticos	4
2.1	Descoberta dos raios cósmicos	4
2.1.1	Raios cósmicos ultra-energéticos	8
2.2	Mecanismos de aceleração dos raios cósmicos	9
2.2.1	Aceleração estocástica de partículas carregadas	9
2.2.2	Modelos de aceleração direta	11
2.3	Propagação dos raios cósmicos	12
2.4	Métodos de detecção dos raios cósmicos	15
2.4.1	Medição indireta através de EAS	16
2.4.1.1	Sítios de detectores de superfície	17
2.4.1.2	Detectores de fluorescência	17
2.4.1.3	Observáveis dos EAS	18
2.5	Principais experimentos sobre raios cósmicos	19
3	O Observatório Pierre Auger	21
3.1	O detector de superfície	22
3.1.1	Unidades do detector de superfície (SDU)	22
3.1.2	Calibração do SD	25
3.2	O detector de fluorescência	29
3.2.1	Descrição do FD	30
3.2.2	Calibração do FD	31
3.2.3	Monitoração do FD	32
3.3	Reconstrução híbrida	33
4	Estabilidade do detector de superfície do Auger	35
4.1	Motivação	35

4.2	Os gatilhos do detector de superfície do Auger	36
4.3	Possíveis sinalizações para os tanques (<i>T3 flags</i>)	37
4.4	Metodologia	38
4.5	Resultados	39
4.5.1	Análise feita com todas as estações	39
4.5.2	Análise feita com estações que participaram de T3s	41
4.6	Conclusão	44
5	Raios cósmicos na Via Láctea	45
5.1	Motivação	45
5.2	Dinâmica do problema	46
5.3	Sistemas de coordenadas	47
5.4	Luminosidade Galáctica	48
5.5	O campo magnético Galáctico	50
5.6	Metodologia	52
5.7	Resultados	53
5.8	Conclusão	55
6	Conclusão e perspectivas	56
A	Os braços espirais	58
B	Exposição e Cobertura do Auger	66
B.1	Determinação da Exposição	66
B.2	Cobertura do Auger e mapas de excesso	67

Capítulo 1

Introdução

Os raios cósmicos, partículas que chegam à Terra vindas do meio interestelar, foram descobertos em 1912, há quase um século da presente data, e até hoje, apesar dos grandes avanços, muitos dos seus mistérios continuam sem esclarecimento. A maioria dessas partículas são núcleos de átomos ou elétrons. Dentre os núcleos, o próton (núcleo de hidrogênio) é o mais abundante, mas há alguns poucos núcleos mais pesados como o do ferro, por exemplo.

No presente trabalho, estamos mais interessados nos raios cósmicos ultra-energéticos (UHECR - *Ultra High Energy Cosmic Rays*), já que o Observatório Pierre Auger foi desenvolvido para estudar esses raios cósmicos. O Auger foi projetado para possuir cobertura total do céu e coletar dados nos hemisférios norte e sul. A parte sul do Auger está sendo construída na província de Mendoza (Argentina) e ocupará uma área de 3000 km². Aproximadamente 75% do Auger Sul está construído.

A energia dos UHECR é medida em EeV, que corresponde a 10^{18} eV. Lembre-se que 1 joule $\approx 0,62 \times 10^{19}$ eV, ou seja, a energia dos UHECR é macroscópica. Esses UHECR interagem com a atmosfera e geram partículas secundárias que acabam por formar os chamados chuviros atmosféricos extensos (EAS - *Extensive Air Shower*). É através desses chuviros que os UHECR são detectados.

O fluxo desses raios cósmicos é muito baixo e para energias da ordem de 3 EeV ele é de uma partícula por quilômetro quadrado por ano. Sem contar com os dados coletados pelo Auger, o número de raios cósmicos detectados com energias acima de 4 EeV é menor do que 200.

As fontes dos UHECR são ainda desconhecidas e sua descoberta trará grande avanço para a física de partículas e para a astrofísica. Espera-se fazer astronomia das fontes dos UHECR quando houver estatística suficiente, já que raios cósmicos com tão altas energias não são defletidos pelos campos magnéticos galácticos ou intergalácticos conhecidos. Uma

vez identificadas as fontes, se existirem, poderemos entender melhor os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos.

Existe uma previsão teórica de um corte pronunciado no espectro de energias dos raios cósmicos (corte de GZK) devido a interações com a radiação cósmica de fundo. Devido a essa interação, prótons com energias acima da 5×10^{19} eV (energia de GZK) perdem rapidamente sua energia através da fóto-produção de píons. A existência desse corte implica que eventos acima da energia de GZK devem ter um fluxo extremamente baixo, muito menor do que o fluxo de um espectro que decai com E^{-3} . A distância que uma partícula pode percorrer com energia acima da energia de GZK define o raio da chamada *esfera de GZK*. Para prótons, o raio da esfera de GZK é ~ 100 Mpc¹.

Se eventos forem detectados com energias acima da energia de GZK e o seu fluxo for incompatível com o corte de GZK, há a possibilidade de uma violação de um princípio fundamental, como a invariância de Lorentz, ou existem fontes poderosas dentro da esfera (a uma distância menor que 100 Mpc).

A estrutura da dissertação é descrita a seguir.

No capítulo 2 farei uma abordagem geral sobre raios cósmicos, discutirei os seus mecanismos de aceleração e sua propagação. Por fim apresentarei alguns dos experimentos que se empenharam em detectar raios cósmicos e os resultados contraditórios sobre o efeito GZK.

O Observatório Pierre Auger será descrito no capítulo 3. Os sistemas de detecção através de sítio de detectores de partículas e de detecção por fluorescência das atmosfera serão apresentados, assim como o métodos utilizados para calibrar cada um deles. Discutiremos, ainda, as vantagens de um experimento que utiliza ambas as técnicas de detecção.

Para podermos, através dos dados do Auger, afirmar se existe ou não um corte de GZK ou fazer astronomia com UHECR, devemos assegurar que a aquisição de dados do Auger é feita de forma confiável. Esforços vêm sendo feitos no sentido de garantir a qualidade dos dados coletados pelo Auger. Ferramentas de monitoração foram e continuam sendo desenvolvidas com essa finalidade. No capítulo 4 apresentamos um método que desenvolvemos para monitorar o funcionamento, em conjunto, dos tanques que compõem o Auger. Esse método é baseado em sinalizações que dão informação sobre o tanque no momento em que um evento é formado.

O espectro de energias dos raios cósmicos apresenta características interessantes. Uma delas (para a energia de ≈ 4 EeV) seria o resultado de uma transição na origem dos

¹1 *megaparsec* = 1Mpc $\approx 3,262 \times 10^6$ anos luz = $30,867 \times 10^{21}$ m é a unidade de comprimento utilizada pelos astônomos para designar a distância entre galáxias vizinhas ou entre aglomerados de galáxias.

raios cósmicos, passando de galáctica para extra-galáctica. O estudo que fizemos com propagação de raios cósmicos na Galáxia, sujeitos somente à ação do campo magnético galáctico, em torno dessa energia, é descrito no capítulo 5. Nosso objetivo era determinar se existe uma correlação entre os dados coletados pelo Auger, com energias entre 0,5 EeV e 5,7 EeV, e a estrutura da galáxia.

O capítulo 6 foi destinado às conclusões e perspectivas.

A maneira que utilizamos para tratar os braços espirais é descrita no apêndice A e uma discussão sobre exposição de experimentos de raios cósmicos, cobertura do Observatório Auger e mapas de excesso é feita no apêndice B.

Ao longo da tese, quando que eu for escrever uma abreviação de uma expressão estrangeira pela primeira vez, traduzirei a expressão e em seguida apresentarei a abreviação e a expressão original.

Capítulo 2

Raios cósmicos ultra energéticos

Raios cósmicos são partículas que chegam à Terra com energias que vão de 10^9 eV até acima de 10^{20} eV e que ao interagirem com a atmosfera terrestre geram, dependendo da energia, uma série de partículas secundárias. O espectro de energia dessas partículas se estende por mais de 10 ordens de magnitude e o fluxo por mais de 30 ordens de magnitude, conforme mostrado na figura (2.1). À primeira vista o espectro parece ser descrito simplesmente por uma lei de potência da energia $\Phi_{R.C.} \propto E^{-\alpha}$ para muitas ordens de magnitude, porém, ao analisarmos com cuidado o espectro, vemos que ele apresenta características bem marcantes. A primeira delas é uma mudança no índice α de ~ 2.6 para ~ 3.0 para a energia de 4×10^{15} eV, aproximadamente. Essa região é denominada o *joelho* do espectro (*knee*). Uma segunda mudança acontece para a energia 4×10^{18} eV, quando α passa de ~ 3.0 para ~ 2.5 , e essa região do espectro é conhecida como o *tornozelo* do espectro (*ankle*). Para energias ainda maiores não temos dados conclusivos sobre o espectro devido à baixa estatística. O fluxo de raios cósmicos com energia na região do *tornozelo* é de uma partícula por metro quadrado por ano, já no *joelho* o fluxo é de 1 partícula por metro quadrado por segundo. Se estamos interessados em estudar raios cósmicos de altíssimas energias (acima de 10^{18}) precisamos de um detector com uma grande área ou de um longo tempo de aquisição de dados.

Neste capítulo será dada uma idéia geral sobre a descoberta dos raios cósmicos e sobre a evolução do seu entendimento.

2.1 Descoberta dos raios cósmicos

Após a descoberta da radioatividade por Henri Becquerel em 1896, notou-se que o ar é ionizado a uma taxa elevada. Não se sabia se essa radiação era proveniente da Terra. Três tipos de radiação eram conhecidos nessa época: raios α (núcleos de He ionizados), raios

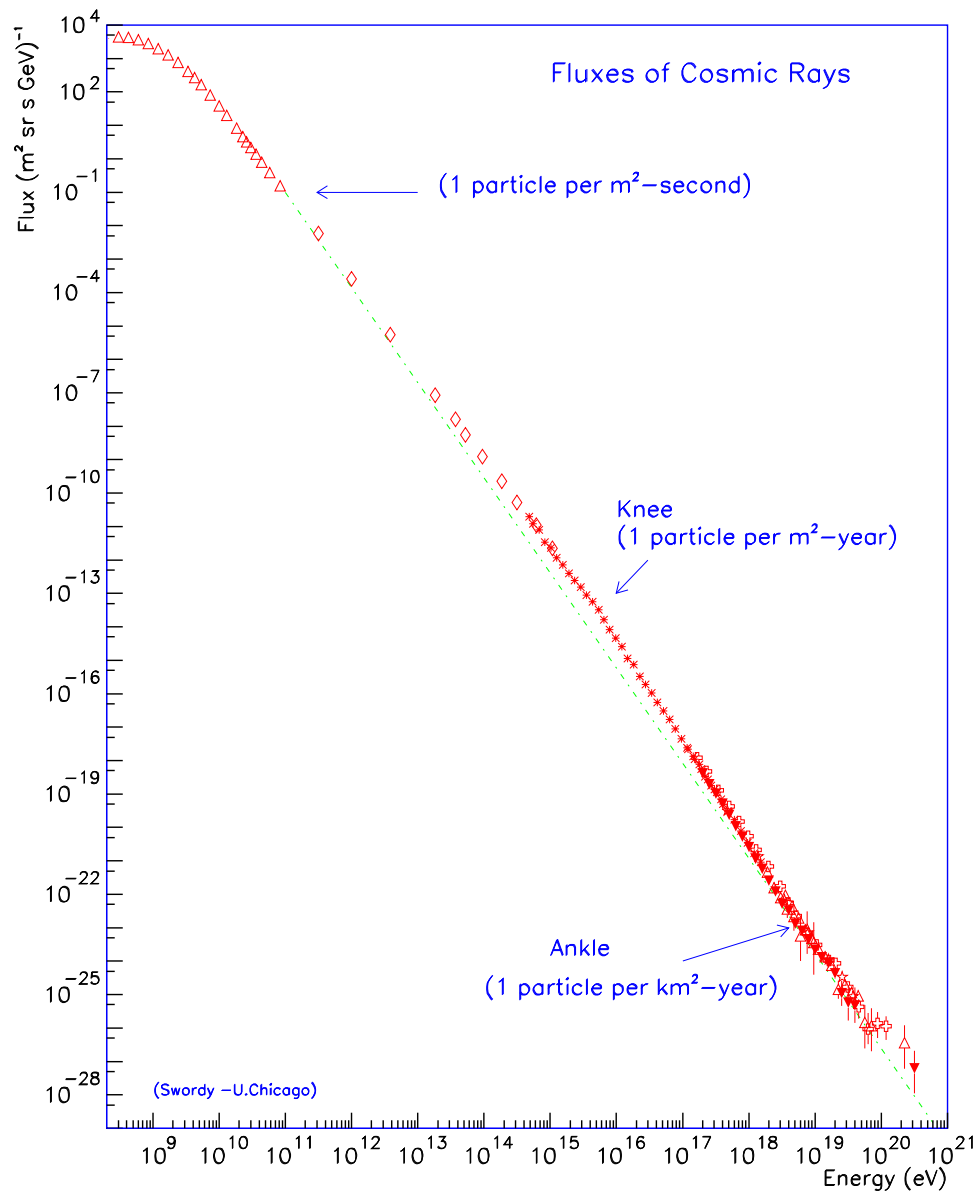


Figura 2.1: Espectro de energias dos raios cósmicos obtido através de vários experimentos como: LEAP baloon, proton satellite, Yakutsk, Haverah Park, AGASA, Fly's Eye, entre outros. A linha pontilhada representa uma lei de potência constante. Figura retirada de [1].

β (elétrons) e raios γ . Já que os dois primeiros são facilmente bloqueados, acreditava-se que essa ionização fosse provocada pelos raios γ .

A ionização foi medida a várias altitudes diferentes a fim de descobrir o poder de penetração desses raios γ . Foi então que em 1912, Victor Hess voou em um balão a uma altitude de 5300 metros e descobriu que essa taxa de ionização, ao contrário do que se esperava, aumentava significativamente com a altitude. Para explicar as suas medidas Hess concluiu que uma radiação com alto poder de penetração entra na atmosfera por cima. Isso marcou a descoberta dos raios cósmicos pela qual Hess recebeu o prêmio Nobel em 1936.

Foi R. A. Millikan [2] quem utilizou o termo "raios cósmicos" pela primeira vez para denominar essa radiação. Ele melhorou a tecnologia de detecção e começou a realizar medidas dessa ionização com instrumentos colocados em lagos montanhosos a profundidades diferentes, motivado por uma discordância com os dados obtidos pelo Hess. Seus dados experimentais não o ajudaram já que, apesar da espessura total da atmosfera terrestre corresponder somente a aproximadamente 10 metros de água, hoje sabemos que seus dados e os de Hess mediram, na verdade, duas componentes diferentes do chuveiro atmosférico produzido pelo raio cósmico: a componente *dura* dos múons dentro da água (que carrega aproximadamente 10% da energia) e a componente *mole* eletromagnética na atmosfera (com aproximadamente 90% da energia), respectivamente.

Primeiramente se acreditava que os raios cósmicos eram átomos (partículas neutras) ou de origem eletromagnética (raios-X ou raios γ). Componentes carregadas passaram a ser consideradas a partir do momento em que se verificou que os raios cósmicos eram defletidos pelo campo magnético terrestre. Essa componente foi observada por J. Clay que fez medições com um detector de ionização para diferentes altitudes, desde Amsterdã até Java [3]. A. Compton [4] também reportou esse efeito e Millikan discordou. Como consequência foram instalados equipamentos com câmaras de ionização idênticas em diferentes lugares do mundo para realizar medições em diferentes latitudes [5]. Dessa forma ficou provado que os raios cósmicos também são formados por partículas carregadas.

A fim de determinar se essas partículas tinham carga negativa ou positiva, Bruno Rossi sugeriu o estudo do efeito *Leste-Oeste* a baixas latitudes [6]. Imagine que um partícula incide verticalmente na Terra na linha do equador. A força sofrida por essa partícula devido à interação com o campo geomagnético é

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

sabendo que no equador as linhas de campo estão no sentido Sul-Norte ($-\hat{\theta}$ em coorde-

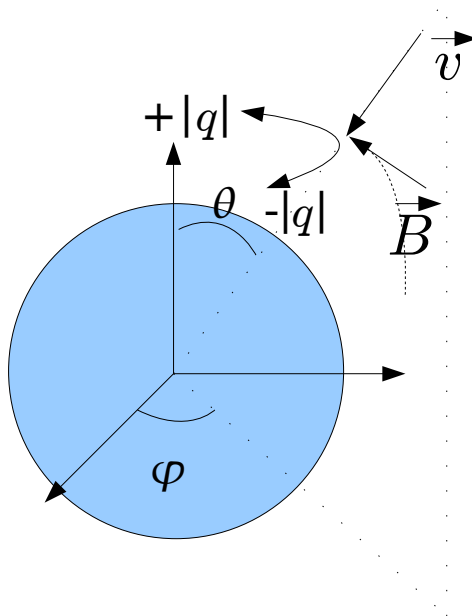


Figura 2.2: Efeito *Leste-Oeste* - partículas com carga positiva são observadas com direção a oeste da vertical, enquanto partículas com carga negativa são observadas com direção a leste da vertical.

nadas esféricas centradas no centro terrestre com o eixo \hat{z} apontando para o Norte) e que a velocidade da partícula está no sentido $-\hat{r}$, \vec{F} está no sentido $\text{sign}(q)\cdot\hat{\phi}$, onde $\text{sign}(q)$ é o sinal da carga da partícula (figura 2.2). Dessa forma, se o sinal da carga é positivo, as partículas são detectadas na Terra com direção a oeste da vertical e se for negativo elas são detectadas com direção a leste da vertical.

Observou-se um excesso no número de partículas vindas do Oeste e concluiu-se que as partículas predominantes eram as de carga positiva.

Neste mesmo período, sob a supervisão de R. A. Millikan, C. D. Anderson começou a estudar os raios cósmicos e observou rastros de partículas inesperados em suas fotografias com uma câmara de nuvens [7]. Ele interpretou esses rastros como sendo provenientes de uma partícula com a mesma massa do elétron, mas com a carga elétrica oposta. Essa descoberta validou as previsões teóricas de P. M. Dirac para a existência do pósitron [8].

Em 1934 Bruno Rossi declarou ter observado descargas quase simultâneas em dois contadores Geiger, separados por uma grande distância num plano horizontal, durante um teste com os equipamentos que ele utilizou para testar o efeito *Leste-Oeste*. Rossi concluiu que de vez em quando, o equipamento era atingido por chuvarões de partículas muito extensos que causavam coincidências entre os contadores, mesmo quando estes estavam posicionados a longas distâncias uns dos outros. Em 1937 Pierre Auger [9], sem saber das declarações de Rossi, detectou o mesmo fenômeno e o investigou em detalhe.

Ele concluiu que chuueiros extensos de partículas são gerados por raios cósmicos primários altamente energéticos que interagem com a atmosfera a grandes altitudes, iniciando uma cascata de partículas secundárias que acabam por gerar um chuueiro de elétrons, fótons e múons que chega ao solo. Com a ajuda de contadores Geiger, câmaras de Wilson e uma eletrônica de coincidência rápida, Pierre Auger e, independentemente, Kolhörster [10] mediram essas coincidências e deram origem à idéia de EAS. A partir do número de partículas detectadas no solo e de suas respectivas energias, Pierre Auger foi capaz de estimar a energia do raio cósmico primário em 10^{15} eV.

De 1930 a 1950, antes da construção dos grandes aceleradores de partículas, os raios cósmicos foram a principal fonte da descoberta de novas partículas tal como o pósitron e o múon. O múon (ou *mu-méson*, como foi conhecido por anos) foi descoberto em 1936 por C. Anderson e seu aluno S. Neddermeyer [11, 12]. Primeiramente Anderson e Neddermeyer acreditavam ter visto o pión, uma partícula que havia sido postulada por H. Yukawa em sua teoria para as interações fortes.

Muitos experimentos se empenharam em desvendar os mistérios dos raios cósmicos. Os raios cósmicos se tornaram uma importante área da física e sua história continua sendo escrita até os dias de hoje.

2.1.1 Raios cósmicos ultra-energéticos

Raios cósmicos ultra-energéticos são aqueles que possuem energias na parte desconhecida do espectro - acima de $\sim 40 \text{ EeV} = 4 \times 10^{19} \text{ eV}$.

O primeiro raio cósmico ultra-energético foi detectado em 1962 por John Linsley e colaboradores do experimento Volcano Ranch, no Novo México. A energia do raio cósmico foi estimada em 10^{20} eV.

Diversos experimentos se empenharam em detectar raios cósmicos ultra-energéticos. Devido ao baixo fluxo de raios cósmicos com tão altas energias, foram detectados menos de 200 eventos desse tipo. Alguns desses eventos são mostrados na figura 2.3.

Devido a essa baixa estatística não sabemos muito sobre a composição (se são prótons, núcleos, fótons ou outras partículas), as fontes (supernovas, núcleos de galáxias ativos, matéria escura, entre outras) ou os mecanismos de aceleração dessas partículas ultra-energéticas (aceleração direta ou indereta).

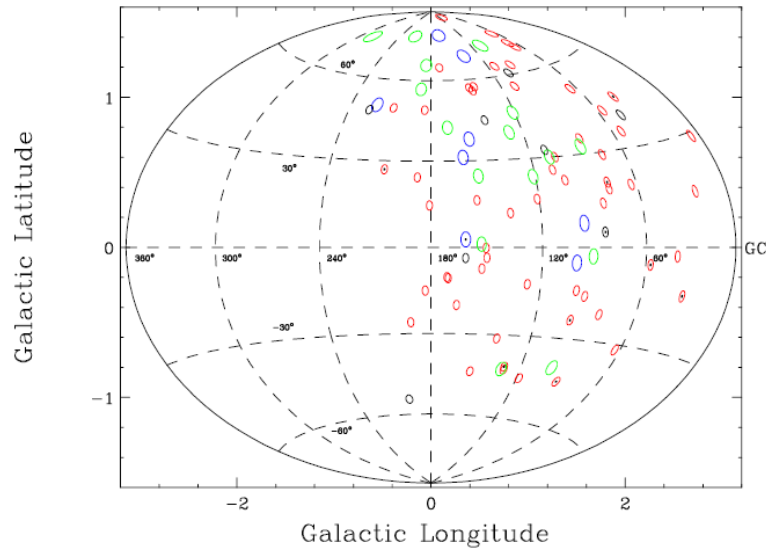


Figura 2.3: Eventos com energias maiores que 4×10^{19} eV detectados por diferentes experimentos: AGASA (vermelho) - 57 eventos, Haverah Park (verde) - 16 eventos, Yakutsk (azul) - 8 eventos, Volcano Ranch (preto) - 8 eventos. Figura retirada de [13].

2.2 Mecanismos de aceleração dos raios cósmicos

Os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos são ainda desconhecidos. Porém, existem modelos que fornecem resultados compatíveis com os dados observados. Em alguns desses modelos a aceleração é direta (ocorre de maneira rápida). Temos como possíveis candidatos a aceleradores de raios cósmicos: explosões de supernovas, núcleos galácticos ativos, pulsares, decaimentos de partículas supermassivas, etc. Outros modelos sugerem que a aceleração é estatística e se dá ao longo de várias décadas. Um dos modelos mais aceitos é o modelo de aceleração estocástica de partículas proposto por E. Fermi [14].

2.2.1 Aceleração estocástica de partículas carregadas

Por volta de 1950, Fermi propôs que a aceleração de partículas carregadas se daria através de repetidas colisões com nuvens interestelares. Porém, concluiu-se que esse mecanismo de aceleração é muito lento e não explicaria as altas energias dos raios cósmicos detectados na Terra. Este modelo foi então aperfeiçoado e resultou em um modelo muito mais eficiente onde a aceleração é proveniente de interações das partículas com ondas de choque resultantes da explosão de supernovas, ou com núcleos galácticos ativos e etc. Uma grande vantagem de modelos de aceleração estocástica é que se obtém diretamente um espectro segundo uma lei de potência da energia, de acordo com os dados experimentais.

Fermi demonstrou que através dessas interações, ocorre um acréscimo na energia da

partícula que é proporcional à própria energia da partícula $\Delta E = \epsilon E$. Segue que após um número n de colisões a energia da partícula é

$$E_n = E_o(1 + \epsilon)^n, \quad (2.1)$$

onde E_o é a energia inicial da partícula.

Se a partícula tem uma probabilidade P_{esc} de escapar da região de aceleração, temos que a probabilidade da partícula continuar na região de aceleração após n colisões é $(1 - P_{esc})^n$. O número de partículas que atingem uma energia maior do que E_n é

$$N(E \geq E_n) = N_o \sum_{i=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^i = N_o \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}}, \quad (2.2)$$

onde N_o é o número inicial de partículas. Note que n pode ser obtido a partir de (2.1) e (2.2). Igualando os dois resultados e manipulando as expressões obtemos

$$N(E \geq E_n) = N_o \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_o} \right)^{-\gamma}, \quad (2.3)$$

onde

$$\gamma = \ln \left(\frac{1}{1 - P_{esc}} \right) / \ln(1 + \epsilon)$$

é o índice espectral.

Para ondas de choque que se propagam com velocidade u , $\epsilon \sim u/c$. No caso de ondas de choque onde u a velocidade do plasma é muito maior do que a velocidade do som (por exemplo 10^9 cm/s e 10^6 cm/s, respectivamente, para remanescentes de supernova) o valor do índice espectral γ é aproximadamente 1. Devido ao fato de que as partículas estão sujeitas a processos dependentes da energia durante a sua propagação, esperamos que o fluxo de partículas detectadas na Terra possua um índice espectral maior do que o da fonte onde elas foram produzidos. O espectro integrado observado varia entre $E^{-1.1}$ e $E^{-2.1}$, então os dados observados concordam razoavelmente com o modelo de Fermi para ondas de choque.

Neste modelo, a energia máxima que uma partícula pode adquirir depende do tempo que ela permanece confinada na região de aceleração. Essas regiões têm um certo tempo de vida, como, por exemplo, as ondas de choque de uma supernova que se dissipam após 10.000 anos, aproximadamente.

Por outro lado, se a região de aceleração possui um tempo de vida mais longo, com o aumento da energia da partícula cresce o seu raio de Larmor e, conseqüentemente, fica

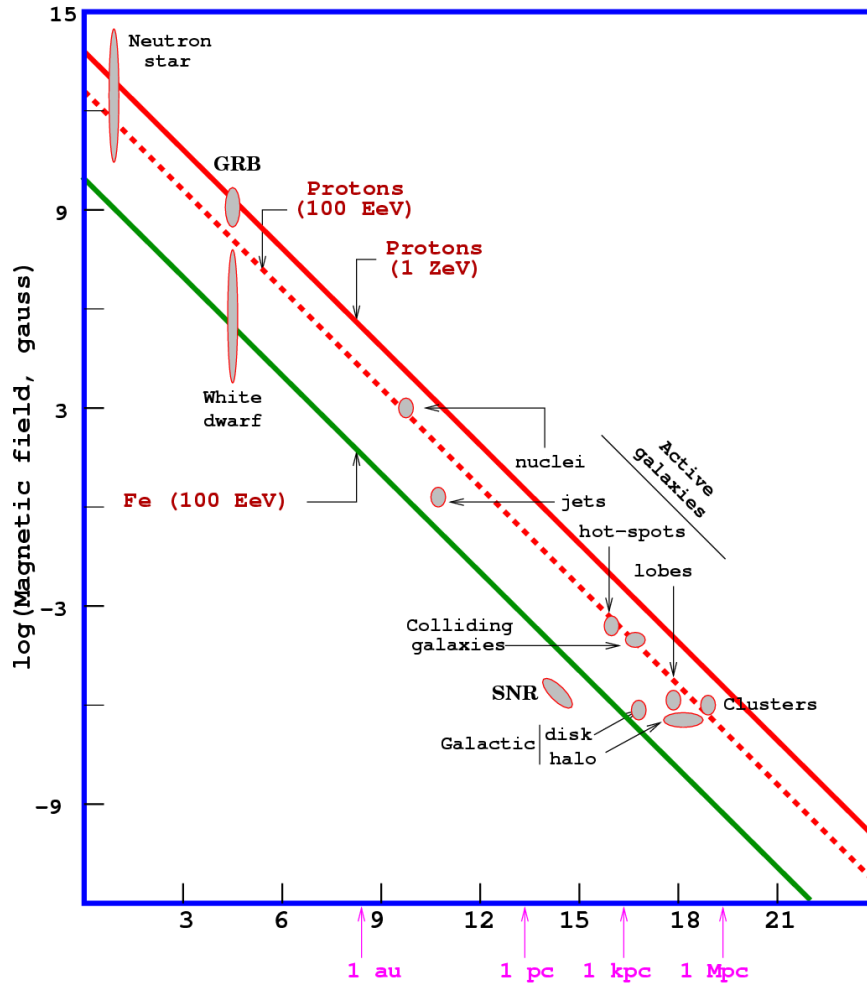


Figura 2.4: Tamanho e intensidade do campo magnético das regiões que são candidatas a aceleradoras de partículas: prótons a 1000 EeV - linha contínua superior, prótons a 100 EeV - linha pontilhada e núcleos de ferro a 100 EeV - linha contínua inferior. Figura retirada de [15].

mais difícil manter a partícula confinada magneticamente nessa região. Devido ao seu escape, temos mais uma limitação na energia máxima alcançável pela partícula.

Possíveis candidatos a aceleradores de partículas por esse processo são mostrados na figura 2.4, que é conhecida como *Hillas plot*.

2.2.2 Modelos de aceleração direta

Se não verificarmos um corte no espectro dos UHECR devido ao efeito GZK (ver seção 2.3), fontes locais de UHECR (dentro de 100 Mpc) devem existir ou mecanismos menos intuitivos têm que estar presentes para justificar esse fato. Dentre esses mecanismos encontramos propostas de que os UHECR são compostos por hadrons exóticos [16], ou

por neutinos que interagem fortemente [17], ou de que prótons podem se propagar com energias acima da esperada para o corte de GZK devido à violação da invariância de Lorentz [18]. Além desses modelos, temos os chamados modelos *top-down*, nos quais raios cósmicos ultra-energéticos são produzidos na Galáxia a partir do decaimento de partículas supermassivas [19] ou de defeitos topológicos [20].

Mesmo com baixa estatística a altas energias, há quem especule a existência de um salto entre os eventos mais energéticos e o resto do espectro. Isso, junto com o fato de que não conhecemos objetos astrofísicos que possam acelerar partículas até energias tão altas, faz com que esses modelos de decaimentos sejam interessantes, principalmente no caso de uma possível extensão do espectro à escala das teorias de grande unificação $\sim 10^{24}$ eV.

2.3 Propagação dos raios cósmicos

Costuma-se dividir os raios cósmicos em dois grupos: galácticos e extragalácticos. Os raios cósmicos produzidos na galáxia têm que atravessar o meio interestelar antes de chegar até a Terra, já os extragalácticos têm que atravessar primeiro o meio interestelar de suas galáxias de origem, depois o meio intergaláctico e finalmente a nossa galáxia até chegar à Terra. Todo esse percurso pode fazer com que as direções de chegada dos raios cósmicos, bem como o seu espectro de energias não forneçam informações sobre as condições em que eles foram produzidos.

Um fator determinante na propagação dos raios cósmicos é a sua interação com a radiação cósmica de fundo - CMB (*Cosmic Microwave Background*), caracterizada por um espectro de corpo negro de 2.7 K, e com campos magnéticos. Todos os candidatos a raios cósmicos, com exceção dos neutrinos, interagem com a CMB. Um esquema das interações de partículas com a CMB é mostrado na figura 2.5.

Das interações com a CMB, resulta um efeito muito importante e que, se existir, pode limitar a energia máxima dos raios cósmicos. É o chamado efeito GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) [21]. A colisão de um próton com energia 10^{20} eV com um fóton de energia 10^{-3} eV produz aproximadamente 200 MeV no referencial do centro de massa. Essa é a energia do pico para a foto-produção de píons. Essa colisão pode resultar em dois canais: π^+n e π^0p e acarreta uma grande perda de energia para o próton. O comprimento de decaimento médio de um nêutron com energia 10^{20} eV é de 1 Mpc, logo, após essa distância o nêutron se torna um próton novamente. A energia média de um nucleon como função da distância percorrida na CMB é mostrada na figura 2.6.

O resultado da degradação da energia dos prótons, devido à foto-produção de píons,

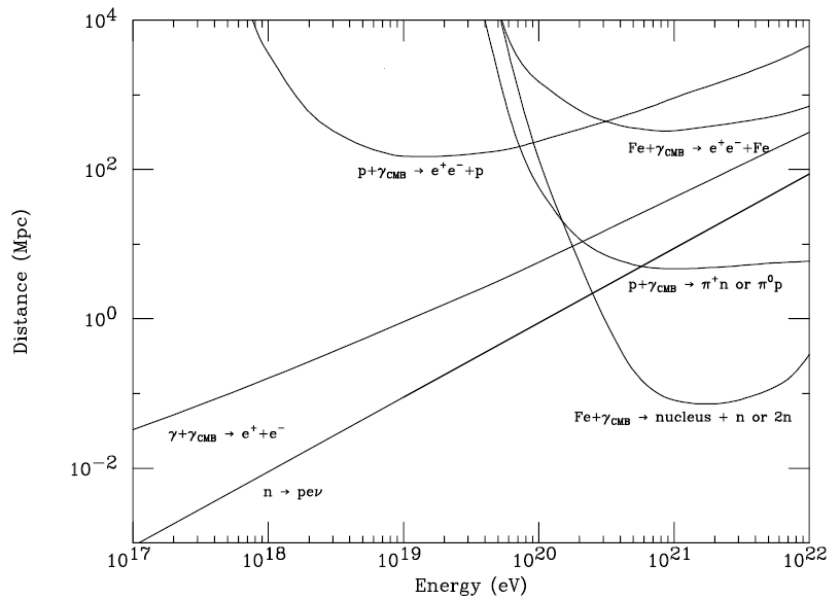


Figura 2.5: Interações entre alguns candidatos a raios cósmicos e a CMB. Figura retirada de [13].

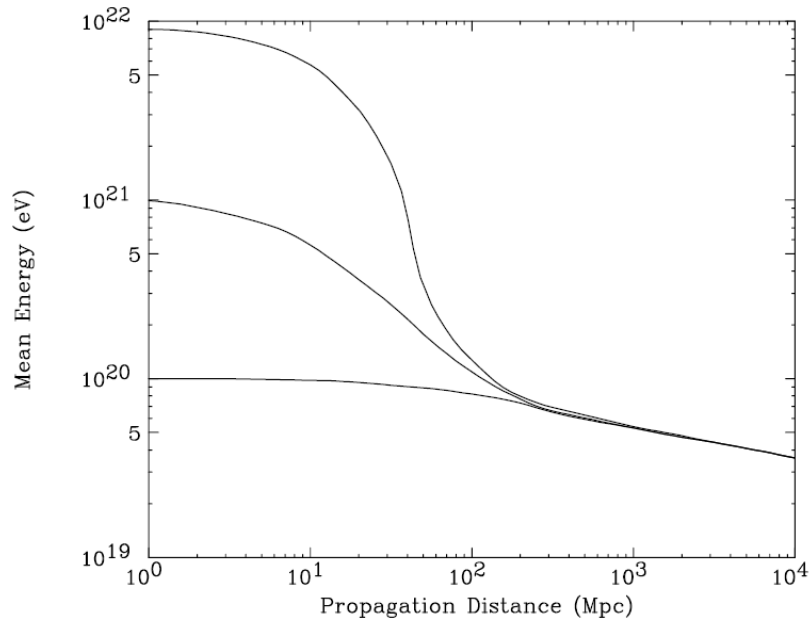


Figura 2.6: Energia média do nucleon em função da distância de propagação na CMB para energias iniciais iguais a 10^{22} eV, 10^{21} eV e 10^{20} eV. Figura retirada de [13].

ou de núcleos mais pesados, devido à foto-desintegração, é a existência da chamada esfera de GZK. O raio da esfera de GZK é dado pela distância que um raio cósmico pode percorrer acima da energia de GZK. Podemos ver na figura 2.6, que o raio da esfera de GZK para um próton é ~ 100 Mpc.

São vários os processos que podem degradar a energia dos raios cósmicos. Prótons podem ainda perder energia através da produção de pares e^+e^- na radiação de fundo. A foto-desintegração dos núcleos, resultado da interação com a CMB e com radiação infravermelha, faz com que eles percam 3 ou 4 nucleons por Mpc percorrido quando sua energia é maior que 2×10^{19} eV.

Os raios cósmicos são compostos, em sua maioria, por partículas carregadas. Porém, ainda não temos evidências de que os prótons sejam dominantes para energias acima de 10^{19} eV. O raio de Larmour de uma partícula carregada com número atômico Z é

$$\rho(\text{Mpc}) = 1.08 \times 10^2 \cdot (E/10^{20}\text{eV}) \cdot (1/B_{\text{nG}}) \cdot (1/Z) \quad (2.4)$$

onde E é a energia da partícula em eV e B_{nG} é o campo magnético em nanogauss.

De acordo com a equação (2.4) um próton com energia 10^{19} eV sujeito ao campo magnético galáctico ($\sim 1\mu\text{G}$) tem um raio de Larmour igual a 10 kpc, grande comparado com a espessura da galáxia que é de aproximadamente 500 pc. Isso nos leva a concluir que se tal raio cósmico for produzido no disco galáctico, ele logo escapará. Núcleos de ferro com essa energia vão passar mais tempo na galáxia e resultarão numa anisotropia se forem produzidos no disco galáctico. Como não observamos correlações entre eventos com energias acima de 10^{19} eV e pontos do disco galáctico, é provável que suas fontes sejam extragalácticas ou se localizem em um halo bastante extenso.

O nosso conhecimento sobre os campos magnéticos extragalácticos é ainda bastante limitado. Em alguns aglomerados de galáxias ele pode ser da ordem de μG . Esses campos são geralmente descritos, de maneira extremamente simplificada, como células cúbicas de aresta igual a 1 Mpc e valor médio B orientados de forma aleatória nas células. Este modelo é resultado de medidas do campo magnético por rotação de Faraday [22]. Na vizinhança da nossa galáxia o valor estimado para a magnitude do campo magnético randômico é de $\leq 1\text{nG}$.

O campo magnético galáctico também não é muito bem conhecido, principalmente nas proximidades do centro galáctico. Os modelos mais aceitos sugerem que o campo magnético possui duas componentes: regular e randômica. Essas componentes possuem intensidade entre 1 e $7 \mu\text{G}$. O campo randômico é, geralmente, definido em domínios cúbicos. No capítulo 5 utilizamos uma aresta de 150 pc para esses domínios.

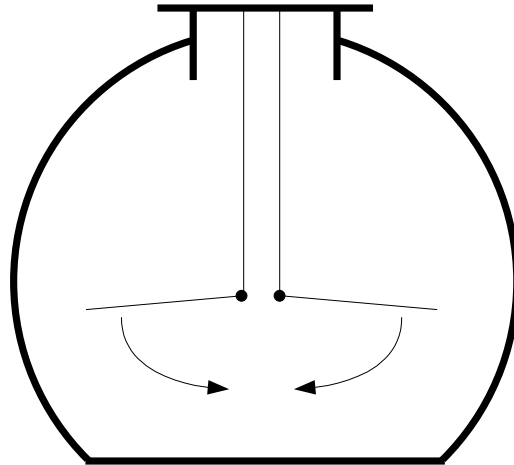


Figura 2.7: Esquema de um eletroscópio como o utilizado por Hess na descoberta dos raios cósmicos.

Para nas regiões de mais baixa energia ($\sim 10^{17}$), acredita-se que a direção de chegada dos raios cósmicos seja isotrópica.

2.4 Métodos de detecção dos raios cósmicos

Raios cósmicos de energias mais baixas (até 10^{14} eV) podem ser detectados diretamente pois seu fluxo é bastante alto. Para detectar esses raios cósmicos são utilizadas técnicas similares às de experimentos com aceleradores de partículas (calorímetros, detectores de radiação, placas de emulsão e etc.). No caso dos raios cósmicos, esses detectores são carregados por balões ou por satélites em órbita. Essas técnicas permitem medir de forma direta o fluxo a composição dos raios cósmicos de energias até 10^{15} eV.

Vários tipos de detectores de partículas foram utilizados para detectar raios cósmicos e muitos deles foram desenvolvidos com essa finalidade. Um esquema do detector utilizado por Hess quando realizou as suas primeiras detecções de raios cósmicos é mostrado na figura 2.7. Folhas de ouro são carregadas eletricamente até que fiquem separadas. Se o potencial de ionização é baixo, elas permanecem afastadas por um longo tempo. Com o aumento do nível de ionização, as placas descarregam e começam a se aproximar.

Dois dos tipos de detectores de partículas mais utilizados por experimentos de raios cósmicos são descritos a seguir.

Cintiladores

Um sensor chamado de cintilador consiste de um material transparente que fluoresce ao ser atravessado por uma radiação ionizante. Um tubo fotomultiplicador (detectores de luz ultravioleta, visível e próxima do infravermelho extremamente sensíveis) mede a luz emitida pelo material e o sinal é amplificado eletronicamente.

Detectores de radiação Cherenkov

Quando uma partícula carregada atravessa um material com velocidade maior do que a velocidade da luz no material (c/n), ocorre a emissão de radiação Cherenkov (radiação na região do ultravioleta ou do azul). O ângulo de emissão dessa radiação depende da velocidade da luz no material e da velocidade da partícula da seguinte maneira:

$$\cos \theta = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}. \quad (2.5)$$

No caso do Observatório Auger essa radiação é produzida na água e coletada por fotomultiplicadoras.

2.4.1 Medição indireta através de EAS

Como o fluxo de raios cósmicos com energias maiores que 10^{15} eV é muito baixo, é muito difícil detectá-los diretamente. A maneira mais conveniente de detectar raios cósmicos altamente energéticos é através dos chuveiros de partículas que eles geram ao interagirem com a atmosfera. Raios cósmicos colidem, ao entrarem na atmosfera, com moléculas do ar, principalmente oxigênio e nitrogênio, produzindo uma cascata de partículas secundárias. Esse EAS forma uma *panqueca* de partículas que se estende por centenas de metros que se move através da atmosfera com uma velocidade muito próxima à da luz. Algumas dessas partículas (elétrons, pósitrons, raios γ , múons e poucos prótons e nêutrons) chegam ao solo e se espalham por áreas de até 20 km^2 .

Durante o desenvolvimento do chuveiro a interação das partículas secundárias com a atmosfera, principalmente com o nitrogênio, produz luz por fluorescência (elétrons do nitrogênio presente na atmosfera são excitados para níveis energéticos mais elevados e ao retornarem ao seu nível energético fundamental emitem fótons na região do ultravioleta). Devido às suas grandes velocidades, as partículas secundárias produzem também luz Cherenkov.

2.4.1.1 Sítios de detectores de superfície

Para detectarmos chuviros atmosféricos extensos, precisamos de vários detectores, de sítios de detectores de superfície. Através da coincidência entre o sinal nesses detectores, podemos determinar a direção de chegada dos raios cósmicos. A posição do ponto de impacto do chuviro é determinada a partir da informação do perfil transversal das partículas do chuviro que foram detectadas. Com a direção e o eixo do chuviro determinados, ajusta-se o perfil transversal medido à distribuição lateral teórica para obter uma estimativa da energia. A relação entre a distribuição lateral de partículas e a energia do raio cósmico é obtida através de simulações de chuviros atmosféricos utilizando diferentes modelos de interação e de desenvolvimento do chuviro.

Estes detectores são de instalação e manutenção baratas, proporcionam longa vida ao experimento, são estáveis e possuem boa resolução angular. Além disso, podem funcionar durante todo o dia. Por outro lado, a calibração da energia é muito dependente do modelo hadrônico utilizado e é difícil encontrar uma grande área para montar grandes sítios de detectores de superfície.

2.4.1.2 Detectores de fluorescência

A luz de fluorescência emitida durante o desenvolvimento de um chuviro atmosférico é, na região central do chuviro, suficientemente intensa para ser detectada a grandes distâncias. Sua intensidade é equivalente à de uma lâmpada de aproximadamente 5 watts viajando com a velocidade da luz¹. Essa emissão se dá de forma isotrópica, o que facilita a detecção dessa luz cujo espectro é próximo do ultravioleta. Em detectores de fluorescência, essa luz é coletada através de espelhos e projetada em fotomultiplicadoras. Através da coincidência nas fotomultiplicadoras, pode-se determinar a direção de propagação do raio cósmico, bem como sua energia.

Além da luz de fluorescência, esses detectores são sensíveis à luz produzida por efeito Cherenkov na atmosfera. O ângulo de emissão de luz Cherenkov na atmosfera é de aproximadamente 2 graus, ou seja, o feixe de luz Cherenkov está muito próximo do eixo do chuviro atmosférico, o que dificulta a sua detecção em relação à detecção de fluorescência.

A maior desvantagem desse sistema de detecção é que devido à sua sensibilidade, esses detectores só podem funcionar durante a noite. Além disso a luz da lua não pode incidir nas fotomultiplicadoras, o que reduz o tempo de funcionamento para aproximadamente

¹Existe um esforço internacional para medir com maior precisão a quantidade de luz emitida pela partícula ao atravessar a atmosfera [23]

10% do tempo de funcionamento do experimento como um todo.

2.4.1.3 Observáveis dos EAS

A *profundidade do máximo* ($X_{\text{máx}}$) é a posição onde o chuveiro atinge o número máximo de partículas e é geralmente medido em g/cm^2 , pois a quantidade de matéria atravessada pelas partículas é uma quantidade relevante. $X_{\text{máx}}$ depende tanto da energia do primário quanto de sua massa. Esperamos que partículas mais pesadas iniciem o chuveiro na atmosfera *mais cedo* do que os prótons. O número de partículas no $X_{\text{máx}}$ pode chegar a 10^{10} para chuveiros de 10^{19} eV de energia. Essa quantidade é uma das medidas utilizadas para identificar a composição do raio cósmico.

A reconstrução geométrica do chuveiro pelo SD é feita em duas etapas. Primeiramente determina-se a direção do eixo do chuveiro (θ, φ) através da informação temporal do sinal nos tanques. Depois determina-se o ponto de impacto através da intensidade do sinal nos tanques. A reconstrução da geometria pelo FD começa com a determinação dos *píxeis* a serem utilizados na reconstrução. Prossegue com a determinação do plano que contém o eixo do chuveiro e o telescópio. Em seguida, o ponto de impacto e a direção do eixo do chuveiro são calculados utilizando dados do FD e do SD, se estiverem disponíveis. E por fim, o tamanho do chuveiro é determinado fornecendo estimativas da energia e de $X_{\text{máx}}$. A direção de chegada dos raios cósmicos é extremamente relevante em estudos de anisotropia, estudos esses que podem revelar informações importantes sobre a localização das fontes dos raios cósmicos.

No SD, o tamanho do chuveiro é determinado através do sinal a 1000 m do centro do chuveiro $S(1000)$. Mesmo no caso improvável em que uma estação esteja exatamente a 1000 m do centro do chuveiro, o valor de $S(1000)$ é obtido através do ajuste da função de distribuição lateral - LDF (densidade de partículas em função da distância ao centro do chuveiro). A função escolhida para a LDF é a função NKG (Nishimura, Kamata e Greisen), que é dada por:

$$S(r) = S(1000) \times \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^{-\beta} \left(\frac{r + r_o}{r_o + 1000 \text{ m}} \right)^{-\beta}, \quad (2.6)$$

onde r é a distância ao eixo do chuveiro, em metros, β é a inclinação da LDF, que pode ter um valor fixo ou ser um parâmetro livre, e r_o é um parâmetro fixo igual a 700 m. O valor de $S(1000)$ é utilizado para determinar a energia do raio cósmico.

Outros observáveis dos EAS são: a curvatura do chuveiro, os chamados *risetimes*, o número de múons no solo, entre outros. Porém, neste trabalho estamos mais interessados nos observáveis relacionados à energia e à direção de chegada do raio cósmico.

2.5 Principais experimentos sobre raios cósmicos

Ao longo dos anos, vários experimentos se dedicaram à detecção dos raios cósmicos. Dentre os que se utilizaram dos sítios de detectores de superfície temos:

- Haverah Park [24]. Sítio localizado na Grã-Bretanha formado por detectores de luz Cherenkov de tamanhos distintos. Com uma área total de 12 km^2 , operou de 1968 a 1897 com uma exposição total de $270 \text{ km}^2 \text{ sr ano}$.
- SUGAR (Sydney University Air-Shower Recorder) [25]. Foi o único a tomar dados no hemisfério sul. Construído em Narrabri, Austrália pela Universidade de Sydney era formado por 54 estações que ocupavam uma área de 60 km^2 . Cada estação era formada por um par de cintiladores de 6 m^2 enterrados 1,7 m abaixo do solo.
- Yakutsk [26]. Operado pelo Instituto de Investigações Cosmofísicas e Aeronomia em Yakutsk, Siberia. Começou seu funcionamento em 1970 e em 1974 alcançou uma área de 18 km^2 . É formado por três sítios diferentes. O central ocupa uma área de $0,026 \text{ km}^2$ e utiliza cintiladores de $19 \times 0,25 \text{ m}^2$. Mais externo, se encontra outro sítio com cintiladores de $43 \times 2 \text{ m}^2$ em uma grade, separados por 500 m, cobrindo uma área de 10 km^2 . Ao redor dos dois primeiros, está um sítio com cintiladores de $17 \times 2 \text{ m}^2$ separados por 1 km.
- Volcano Ranch [27]. Foi o experimento que detectou o primeiro raio cósmico com energia da ordem 10^{20} eV . Localizado no Novo México, cobria uma área de 8 km^2 e era formado por cintiladores de 3 m^2 separados por 900 m. Sua exposição total foi estimada em $60 \text{ km}^2 \text{ sr ano}$.
- AGASA [28]. Com uma área total de 100 km^2 , era formado por 111 cintiladores de $2,2 \text{ m}^2$ separados por 1 km ou mais. Possuía ainda 27 contadores de múons. Seu funcionamento, de 1990 a 2002, resultou em uma exposição total de $670 \text{ km}^2 \text{ sr ano}$.

Os únicos que utilizaram detecção através de emissão de luz na atmosfera foram Fly's Eye e seu sucessor HiRes

- Fly's Eye [29]. Localizado em Utah, EUA, era composto por dois telescópios de fluorescência. Foi substituído pelo HiRes, uma nova geração de detectores de fluorescência com maior abertura e resolução angular. Sua exposição total está estimada em $600 \text{ km}^2 \text{ sr ano}$ no modo monocular (1 telescópio) e $170 \text{ km}^2 \text{ sr ano}$ no modo estéreo (2 telescópios).

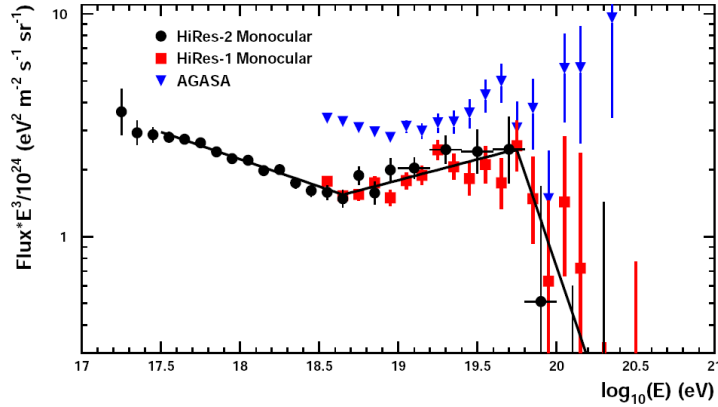


Figura 2.8: Comparação entre os espectros medidos pelo AGASA e pelo HiRes. Os dados do AGASA, ao contrário dos dados do HiRes, não apresentam um corte compatível com o efeito GZK. Figura retirada de [30].

Dentre os experimentos mencionados acima, podemos destacar o AGASA e o HiRes. O primeiro por ter reportado a detecção de 11 dos eventos mais energéticos, incluindo o segundo mais energético com uma energia de 2×10^{20} eV. O segundo por ter detectado o evento mais energético com energia 3.2×10^{20} eV. Infelizmente o HiRes detectou esse evento de forma monocular, desse modo os erros nas medidas da energia e da direção de chegada são grandes.

Esses dois experimentos mediram os eventos de mais alta energia. Porém os resultados publicados pelos dois experimentos são contraditórios entre si. Segundo os dados do AGASA, não existe um corte no espectro devido ao efeito GZK. O espectro publicado pelo HiRes apresenta um corte compatível com o efeito GZK [30]. Os dois espectros são mostrados na figura 2.8.

O Observatório Auger foi projetado para detectar raios cósmicos com energia acima de 10^{17} eV. Ele utiliza duas técnicas complementares de detecção: fluorescência e sítio de detectores. Esperamos que os dados coletados pelo Auger esclareçam alguns dos mistérios dos raios cósmicos como, por exemplo, a existência ou não do corte de GZK.

Capítulo 3

O Observatório Pierre Auger

O observatório Pierre Auger foi projetado para estudar os raios cósmicos de altíssimas energias (acima de 10^{17} eV). Como já vimos no Capítulo 2, o fluxo dos raios cósmicos a essas energias é muito baixo. Para contornar esse problema, o Observatório Auger ocupará uma grande área tanto no hemisfério sul quanto no norte. Outras características importantes do Auger são o método híbrido de detecção e o fato de que ele possuirá, quando estiver completo, cobertura total do céu. Atualmente 75% do SD do sul está completo e em operação e os 24 telescópios do FD estão funcionando.

O sítio do Auger no hemisfério sul está sendo construído na província de Mendoza (Argentina), ocupará uma área de 3000 km^2 e contará com 1600 tanques de detecção de radiação Cherenkov, que são denominados Unidades do Detector de Superfície - SDU (*Surface Detector Unit*). Além do SD o Observatório conta com 24 telescópios de detecção de fluorescência atmosférica - FD (*Fluorescence Detectors*). Um esquema do projeto do Auger sul é mostrado na figura 3.1.

O SD fornece alta estatística devido à sua grande área e a sua aquisição de dados acontece durante todo o tempo de funcionamento. Infelizmente, apesar do grande número de eventos registrados pelo SD, a reconstrução da energia através desse tipo de detector é muito dependente dos modelos utilizados para efetuar a sua calibração.

O FD proporciona uma medição direta da componente eletromagnética da energia do chuveiro. Seu funcionamento está restrito a aproximadamente 10% do tempo de funcionamento do SD, já que o FD só pode operar durante noites de céu sem nuvens e com pouca luz.

A presença dessas duas técnicas de detecção representa um grande aumento na qualidade de detecção dos raios cósmicos, já que as informações dos dois detectores podem ser utilizadas em conjunto, o que melhora a calibração de ambos e a determinação da geometria do chuveiro, do perfil longitudinal e da energia. Um detector que utiliza as



Figura 3.1: Esquema do Auger sul com a posição dos tanques e dos telescópios de fluorescência.

duas técnicas é chamado de Detector Híbrido - HD (*Hybrid Detector*). A calibração do SD em um HD é independente de modelos hadrônicos e de hipóteses sobre a composição do primário (dentro de 5%).

Nas seções seguintes descreverei com mais detalhes os detectores de superfície e de fluorescência, bem como seu funcionamento em conjunto - detecção híbrida.

3.1 O detector de superfície

O detector de superfície do Auger (SD) é composto por 1600 detectores de radiação Cherenkov dispostos em uma rede hexagonal e afastados 1,5 km dos seus vizinhos mais próximos. Quando todos os tanques tiverem sido instalados, a área do SD será de 3.000 km². A figura 3.2 mostra a situação do SD em 11 de Junho de 2007.

3.1.1 Unidades do detector de superfície (SDU)

Cada SDU (figura 3.3) é composta por um tanque cilíndrico de polietileno com 3,6 m de diâmetro e 1,6 m de altura contendo 12.000 l de água ultra pura. O forro é uma bolsa laminada de Tyvek, para melhorar a difusão a luz Cherenkov dentro do tanque, e uma bolsa plástica negra, para proteção contra luz ambiente. Três fotomultiplicadoras coletam a luz emitida por efeito Cherenkov no interior do tanque através de aberturas

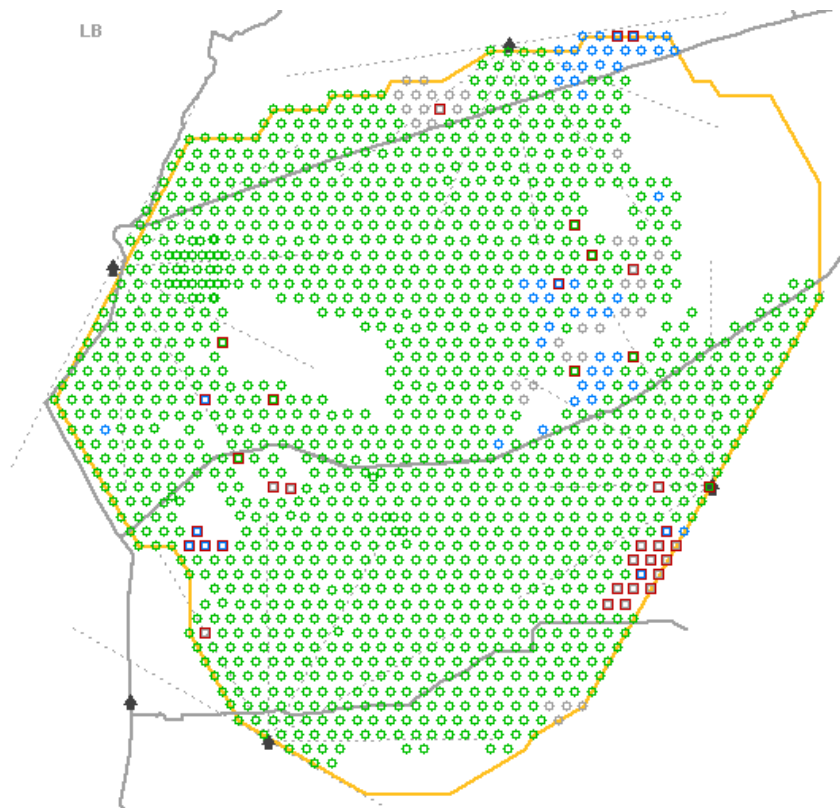


Figura 3.2: SD em 11 de Junho de 2007. Os círculos representam: azuis - tanques com água e sem eletrônica; pretos - tanques vazios; verdes - tanques com água e com eletrônica.



Figura 3.3: Uma unidade do detector de superfície.

na tampa da SDU e estão posicionadas a 120 cm do centro da tampa e separadas entre si em 120° . Três *escotilhas* permitem o acesso às PMTs para instalação e manutenção.

As PMTs medem a luz produzida por efeito Cherenkov devido à passagem de partículas carregadas pelo tanque. No caso de fótons atravessando o tanque, elas medem a radiação produzida por pares e^+e^- produzidos pelo fóton inicial. O sinal registrado pelas PMTs é então digitalizado por conversores analógico-digital rápidos - FADC (*Flash Analog to Digital Converter*) a uma frequência de 40 Mhz. A amplitude do sinal é codificada em 10 bits (1024 canais). Tanto o sinal do anodo (*baixo ganho*) quanto o do dinodo (*alto ganho*), que é amplificado por um fator 32, são registrados. Essas duas informações são utilizadas para fornecer um domínio dinâmico que permite coletar com boa precisão a informação das estações próximas ao centro do chuveiro (com um fluxo de partículas próximo de $1000/\mu s$) e das estações mais afastadas (com um fluxo da ordem de $1/\mu s$).

Os componentes eletrônicos ficam no topo de uma das *escotilhas* e são protegidos do meio ambiente através de uma cúpula metálica. A sincronização temporal é obtida através de dispositivos de localização global por satélite (gps). O procedimento utilizado garante uma acurácia de 8 ns. Esse dado foi obtido através do estudo de tempos de gatilho de um par de estações localizadas a poucos metros uma da outra.

O fornecimento de energia elétrica é feito através de duas baterias de 12 V (nominal)

conectadas em série que são recarregadas através de painéis solares. As SDUs foram projetadas de modo que seu consumo total de energia seja de 10 W. A energia gerada pelos painéis solares em condições normais é, em média, maior que 10 W.

A comunicação entre a SDU e o Sistema Central de Aquisição Dados - CDAS (*Central Data Acquisition System*) é feita através de radio frequência. Dessa forma, cada unidade é autônoma e pode detectar e transmitir sinais produzidos pelos raios cósmicos independentemente dos sinais coletados pelas outras unidades.

3.1.2 Calibração do SD

A fim de utilizar os dados registrados pelos FADC e relacioná-los a quantidades físicas, temos que calibrar o sinal das PMTs. A mesma quantidade de luz depositada em diferentes SDUs pode resultar em diferentes contagens no FADC e estas diferenças podem estar relacionadas com a refletividade do Tyvek, com a quantidade e a qualidade da água, com o rendimento ou o ganho das PMTs, etc.

Os múons produzidos por chuueiros verticais, que chegam ao solo, são relativísticos, o que faz com que eles depositem no tanque, em média, a mesma quantidade de energia, que é proporcional à radiação Cherenkov emitida. Essa informação junto com a necessidade de uma medida padrão para o SDU resultou na definição do sistema de unidades VEM (*Vertical Equivalent Muon*). Nesse sistema, a unidade do sinal é o sinal médio depositado por um múon que atravessa o tanque verticalmente pelo seu centro.

A unidade de contagens no FADC no sistema de unidades VEM é I_{VEM} e a unidade de carga FADC é Q_{VEM} . Múons atravessam as SDUs em diferentes direções, mas comparando o sinal detectado pelos tanques com o esperado para múons verticais centrais (figura 3.4) identificamos, no sinal dos tanques, a contribuição dos múons verticais. Os múons verticais foram selecionados colocando-se dois cintiladores em um tanque. Um deles foi posicionado na região central da parte superior do tanque e o outro na parte inferior. Somente eventos em coincidência nos dois cintiladores foram utilizados.

Os picos para os valores mais altos de carga e de contagem dos respectivos histogramas são chamados de: Q_{VEM}^{peak} e I_{VEM}^{peak} . Esses valores poderiam ser usados como unidades de sinal, já que também eliminariam uma flutuação SDU a SDU. Porém eles dependem da distribuição angular de múons atmosféricos, o que não está bem determinado no sítio do Auger. Podemos relacionar Q_{VEM}^{peak} a Q_{VEM} e I_{VEM}^{peak} a I_{VEM} [32] e os valores encontrados

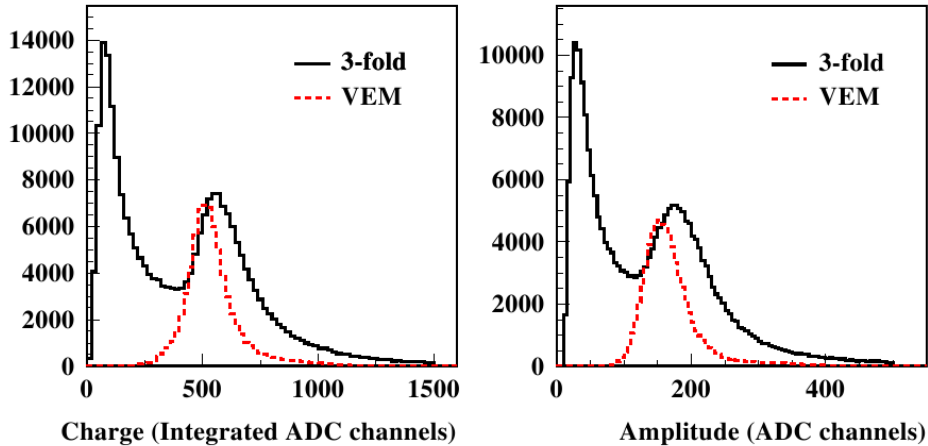


Figura 3.4: Histogramas da carga (esquerda) e do pico da contagem FADC (direita). A linha contínua foi obtida a partir de sinais acima de um limiar de 5 contagens no FADC e a linha pontilhada a partir de múons verticais centrais. Figura retirada de [31].

são:

$$\begin{aligned} I_{VEM}^{peak} &= 1,09 I_{VEM} \\ Q_{VEM}^{peak} &= 1,05 Q_{VEM}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Um outro estágio da calibração consiste ajustar a alta voltagem das PMTs. A alta voltagem da PMT ajusta o domínio dinâmico para as medidas da SDU. O chuva resultante de um raio cósmico com energia $\sim 10^{18}$ eV produz um fluxo de múons de $0,1/m^2$. O que é equivalente a aproximadamente 1 múon na área de um tanque. Esse fluxo determina o início do domínio dinâmico e foi escolhido tal que o pico de contagens no FADC produzido por um único múon seja de 50 contagens. Dadas essas condições, verificou-se, através de um tanque de testes, que a frequência de sinais com picos acima de 150 contagens no FADC em uma dada PMT era 100Hz.

A alta voltagem da PMT é ajustada no momento da instalação do tanque. Se as condições de operação se mantiverem normais a voltagem é mantida fixa, caso contrário ela pode ser alterada por uma requisição especial do CDAS. A eletrônica do SDU possui um algoritmo que ajusta a alta voltagem da PMT de modo que a frequência de sinais acima de 150 contagens no FADC esteja entre 95 Hz e 105 Hz.

O ganho das PMTs não depende simplesmente da alta voltagem das mesmas e pode mudar independentemente delas estarem fixas. Para que a taxa de gatilhos seja mantida constante ao longo do SD, precisamos compensar essas mudanças. Uma maneira de fazer

isso é ajustar os gatilhos em unidades de I_{VEM} ao invés de em contagens no FADC. De fato, é mais estável utilizar um método para estimar o valor de I_{VEM} . O resultado é I_{VEM}^{est} e é definido implicitamente através da imposição de que um gatilho de calibração seja satisfeito. Esse gatilho requer que um sinal esteja acima de $2,5 I_{VEM}^{est}$ para a PMT a ser calibrada e acima de $1,75 I_{VEM}^{est}$ para uma outra PMT. Utilizando-se um tanque de testes e um valor alvo de 50 contagens no FADC para I_{VEM}^{est} o valor necessário para a taxa de gatilho foi de 70 Hz.

O valor de I_{VEM}^{est} é atualizado a cada minuto pelo algoritmo $\sigma - \delta$ que é descrito a seguir:

1. Comece com $I_{VEM}^{est} = 50$ contagens no FADC.
2. Compute a taxa de eventos que satisfazem o gatilho de calibração contando esses eventos durante um tempo t_{cal} , inicialmente igual a 5 s.
3. Se, para uma dada PMT, a taxa é maior que $(70+\sigma)$ Hz: aumente I_{VEM}^{est} de δ . Se a taxa for menor que $(70-\sigma)$ Hz, diminua δ de I_{VEM}^{est} , com $\sigma = 2$ Hz e $\delta = 1$ contagem, inicialmente.
4. Se a taxa para uma única PMT estiver afastada 10σ de 70 Hz: ajuste I_{VEM}^{est} de 5 contagens no sentido apropriado, ajuste t_{cal} para 10 s, δ para 1 contagem e repita a partir do passo 2.
5. Se $t_{cal} < 60$ s, aumente t_{cal} de 5 s. Se $\delta > 0,1$, diminua 0,1 de δ . Repita a partir do passo 2.

A convergência do algoritmo pode ser verificada se olharmos as taxas de gatilhos antes e depois de realizarmos a calibração (figura 3.5).

Para aumentar o domínio dinâmico das medidas, o sinal das PMTs é registrado através do seu anodo e do seu último dinodo. O sinal do dinodo é amplificado em dois estágios, dessa forma o anodo é utilizado para medir sinais altos que ocorrem tipicamente em estações próximas do centro do chuveiro e o dinodo é utilizado para estações que estão longe do centro do chuveiro.

A fim de comparar esses dois sinais precisamos determinar a sua razão, a *razão dinodo anodo*. Gostaríamos de medir essa razão dividindo o pico do sinal no dinodo pelo pico do sinal no anodo e fazer a média sobre várias medidas. Infelizmente não podemos fazer isso pois os estágios de amplificação introduzem uma pequena diferença de tempo entre as duas medidas.

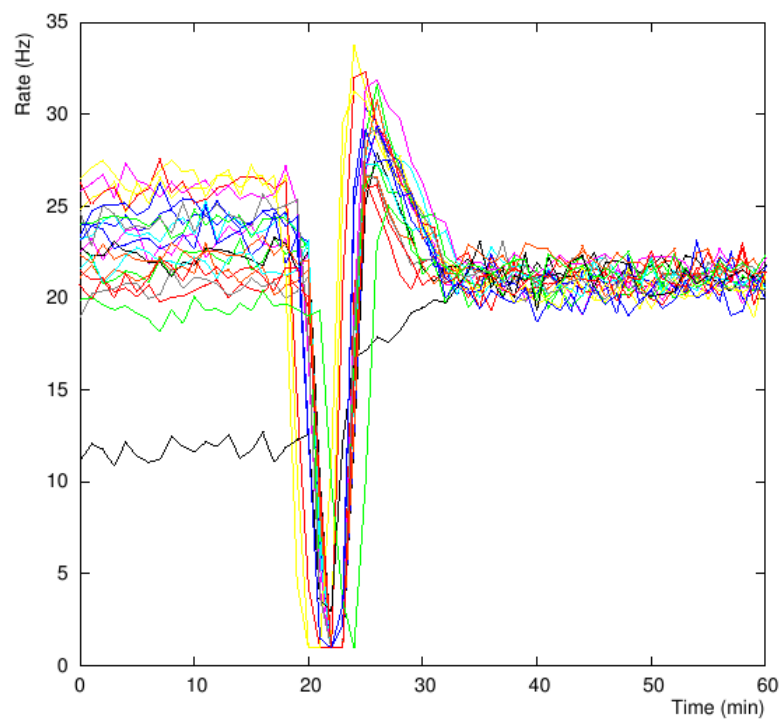


Figura 3.5: Convergência do algoritmo de calibração. A taxa de gatilhos T2 (ver capítulo 4) é mostrada como função do tempo. O pico corresponde ao início da calibração e as cores representam diferentes SDU. Figura retirada de [31].

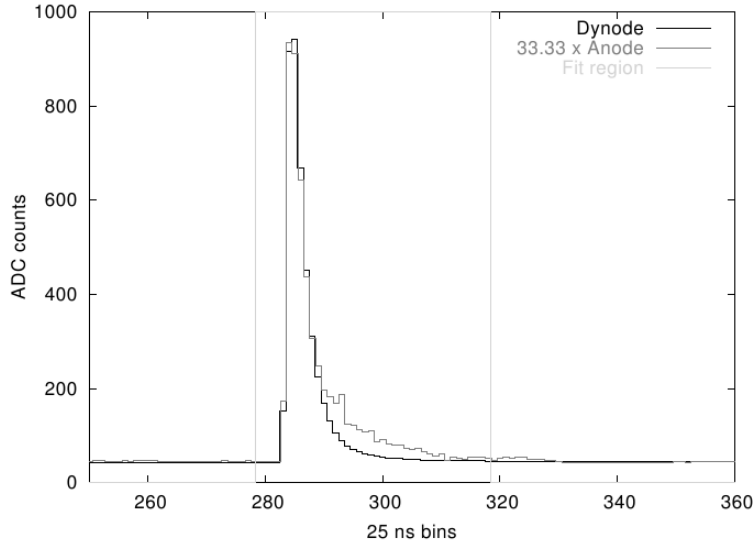


Figura 3.6: Exemplo de um ajuste anodo-dinodo. Figura retirada de [31].

A maneira escolhida para medir essa razão foi modelar o sinal no anodo a partir do sinal no dinodo da seguinte maneira:

$$A(t) = \frac{1}{R}[(1 - \epsilon)D(t) + \epsilon D(t + 1)], \quad (3.2)$$

onde, $A(t)$ é o sinal no anodo no tempo t , R é a razão entre o dinodo e o anodo e ϵ representa a diferença de tempo entre o sinal no anodo e no dinodo. R e ϵ são obtidos através de uma minimização do tipo χ^2 . $A(t)$ e $D(t)$ são determinados através da média de 100 amostras obtidas num intervalo de tempo de 3 minutos. O ajuste não é feito pela estação e sim pelo CDAS. Esse método foi testado e a acurácia na determinação de R foi de 2%. O valor típico de R é 32 e um exemplo de ajuste é mostrado na figura 3.6.

3.2 O detector de fluorescência

Os 24 telescópios que constituem o detector de fluorescência do Auger estão distribuídos igualmente entre 4 prédios (6 telescópios por prédio). Esses prédios estão sobre morros localizados em pontos estratégicos das bordas do SD de modo que as SDUs estão no campo de visão dos telescópios. Cada prédio recebeu um nome igual ao do morro onde ele se localiza: Los Leones, Coihueco, Loma Amarilla e Los Morados. A figura 3.7 mostra o prédio Los Morados.



Figura 3.7: Detector de Fluorescência de Los Morados.

3.2.1 Descrição do FD

Cada telescópio está colocado em uma *baía* diferente e eles olham diferentes partes do céu através de janelas. Essas janelas são fechadas com um diafragma para proteger a câmera da luz do dia. Os diafragmas podem ser operados a distância e são fechados automaticamente se um sensor localizado do lado de fora do prédio detectar muita luz. Devido ao fato desse diafragma fechar lentamente, as janelas são equipadas com cortinas que caem rapidamente para proteger a câmera no caso de muita iluminação. Um filtro UV é colocado na entrada da abertura para diminuir a contaminação de luz proveniente do céu.

A luz produzida por fluorescência pelas partículas presentes na atmosfera é coletada por um espelho esférico de $3,5\text{ m} \times 3,5\text{ m}$ e focalizada sobre uma câmera formada por 440 fotomultiplicadoras (22 linhas e 20 colunas), o que resulta em um campo de visão de aproximadamente $30^\circ \times 30^\circ$, ou seja, cada pixel enxerga aproximadamente $1,5^\circ \times 1,5^\circ$ do céu. A área efetiva de aquisição de dados de todo o sistema, levando em conta a área de *sombra* da câmera, é $1,5\text{ m}^2$. Para minimizar a quantidade de luz perdida enquanto a imagem atravessa a câmera, dispositivos chamados de *Estrelas de Mercedes* são colocados

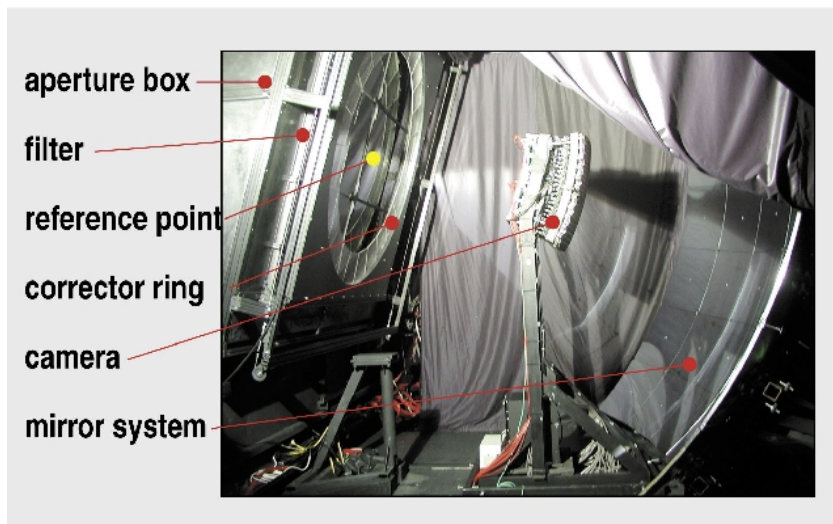


Figura 3.8: Esquema do telescópio do FD.

nos espaços entre as PMTs e refletem a luz de volta para elas. Podemos ver na figura 3.8 a câmera, os espelhos e o ambiente onde eles estão contidos.

3.2.2 Calibração do FD

Uma calibração absoluta de cada telescópio é feita entre 3 e 4 vezes ao ano e calibrações relativas são feitas todas as noites de aquisição de dados do FD. Para efetuar a calibração absoluta é utilizada uma fonte de luz, com intensidade conhecida, que é posicionada em frente ao diafragma do telescópio. A razão entre a luz emitida e a luz detectada pelas PMTs fornece a calibração necessária. A incerteza sistemática total na determinação das constantes de calibração é de 7,5%.

A calibração relativa é feita através de fibras ópticas que conduzem a luz de uma lâmpada de xenônio até materiais que difundem a luz. Esses materiais estão localizados nas seguintes posições: no centro de cada espelho com a luz dirigida para a câmera, no centro de cada lado da câmera com a luz dirigida para o espelho e nos dois lados do diafragma com a luz dirigida para um material de Tyvek que reflete a luz de volta para o telescópio.

Essa calibração mostrou uma variação diária de 5% e a incerteza sistemática total na determinação das constantes de calibração subiu para 9%.

3.2.3 Monitoração do FD

Para reconstruir um evento, a luz detectada pelo FD tem que ser relacionada à luz emitida no eixo do chuveiro como função da profundidade atmosférica. Por isso temos que conhecer bem as condições atmosféricas locais.

A reconstrução exige que levemos em conta tanto o espalhamento Rayleigh (espalhamento pelas moléculas da atmosfera) quanto o espalhamento Mie (espalhamento por partículas mais pesadas chamadas de aerossol) da luz em sua trajetória entre o chuveiro e o FD, logo temos que conhecer a densidade atmosférica e a distribuição de aerossóis como função da altitude. A distribuição de temperatura em função da altitude também tem que ser conhecida, já que a quantidade de luz emitida pela fluorescência da atmosfera depende (fracamente) da temperatura.

No Auger essa monitoração da atmosfera é feita através dos seguintes dispositivos:

- HAM: seu objetivo é determinar o comprimento de extinção horizontal combinado dos espalhamentos de Rayleigh e Mie através da intensidade de luz medida perto de uma fonte de luz (lâmpada de vapor de mercúrio) e longe dessa fonte (a aproximadamente 50 km).
- LIDAR: localizados atrás de cada prédio do FD emitem pulsos de 6mJ de energia com duração de 7ns e comprimento de onda de 355 nm. Três espelhos parabólicos projetam a luz espalhada em PMTs. Seu objetivo é monitorar a atmosfera na região do FD. Fora do campo de visão dos telescópios essa monitoração é contínua. Quando ocorre um evento de alta energia a região do plano do chuveiro também é escaneada. Eventos do FD em coincidência com disparos do LIDAR são descartados.
- APFM: a passagem do raio cósmico pela atmosfera produz luz por fluorescência e por emissão de radiação Cherenkov. Apesar da radiação Cherenkov ser emitida quase paralelamente ao chuveiro, parte dessa radiação pode ser espalhada e detectada pelo FD. O APFM estima essa contaminação disparando um pulso de feixe de luz próximo da horizontal no campo de visão dos seis telescópios de Coihueco, possibilitando a medida dessa contaminação para vários ângulos.
- CLF: localizado no centro do sítio, aproximadamente equidistante dos quatro prédios do FD, pode emitir pulsos de laser UV com energia de até 7 mJ e geometria conhecida, que geram sinais no FD. Com isso podemos cruzar as informações da calibração absoluta e da relativa, melhorando o resultado final. A diferença entre a energia reconstruída pelo FD e a energia real do laser é da ordem de 10% a

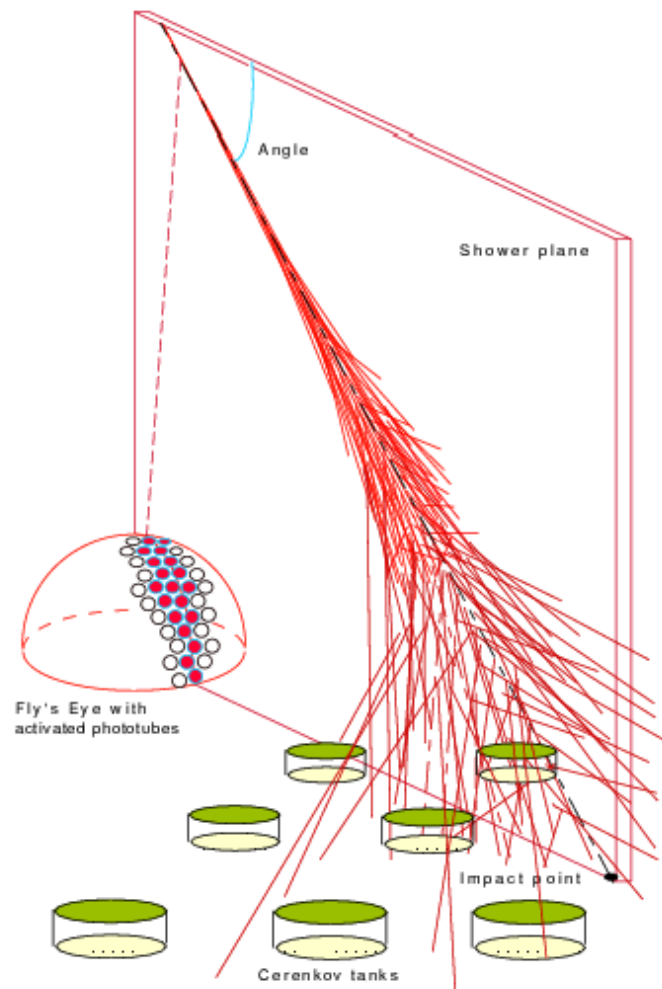


Figura 3.9: Ilustração da detecção híbrida de um chuva atmosférico. Figura retirada de [33] .

15%, consistente com as incertezas na calibração e na determinação dos parâmetros atmosféricos.

3.3 Reconstrução híbrida

Um evento é dito híbrido quando foi detectado simultaneamente pelo SD e pelo FD. Um esquema de um evento detectado em modo híbrido é mostrado na figura 3.9. O Auger foi desenvolvido para cruzar a informação dos gatilhos dos detectores de superfície e de fluorescência, ou seja, quando o SD ou o FD inicia um evento, a informação de ambos é levada em consideração. Há casos em que o FD, por possuir um limiar de energia menor, inicia um gatilho no SD abaixo do limiar de energia do SD.

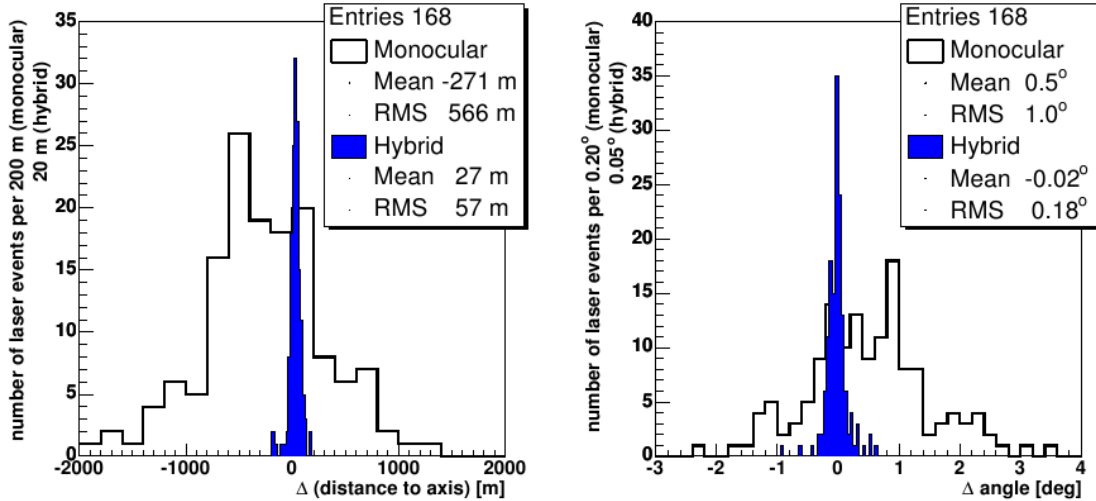


Figura 3.10: Comparação entre as reconstruções híbrida e monocular. Esquerda - diferença entre a distância ao centro do chuveiro reconstruída e a distância real. Direita - diferença entre o ângulo reconstruído e o ângulo real. Figura retirada de [34].

Um detector híbrido é ideal para a detecção de raios cósmicos de altíssimas energias, principalmente devido à sua acurácia na reconstrução geométrica dos eventos. A informação de tempo de um único tanque pode melhorar significativamente a reconstrução geométrica do FD. A determinação do eixo do chuveiro é feita utilizando-se gatilhos tanto do SD como do FD e a sua acurácia é melhor do que a obtida utilizando-se somente o SD ou o FD.

A CLF descrita acima pode enviar parte do sinal do laser, através de fibra ótica, para uma SDU próxima. As resoluções obtidas no modo monocular (1 prédio do FD ou olho) e no modo híbrido para a distância entre o olho e a CLF e para o ângulo do feixe são mostradas na figura 3.10 e comprovam a maior qualidade na detecção híbrida.

Capítulo 4

Estabilidade do detector de superfície do Auger

4.1 Motivação

Quando estiver completo, o SD terá uma área de 3000 km², o que nos dá a possibilidade de detectar, em média, 3000 raios cósmicos com energia da ordem de 4 EeV por ano. Tanto a detecção das partículas como a reconstrução do chuveiro dependem do bom funcionamento dos tanques e do SD como um todo.

Neste capítulo, estudamos um método para obter informações sobre o funcionamento do SD utilizando as possíveis respostas (*flags*) que um tanque pode fornecer quando o CDAS forma um evento (também chamadas de *T3 error flags* ou *T3 flags*). Através dessas *flags* sabemos se um tanque possui dados ou não, está sem comunicação, possui problemas na comunicação ou perdeu informações.

Essas informações estão contidas em arquivos denominados *sd files* e para acessá-las e processá-las eu escrevi um programa em C++ que utiliza algumas bibliotecas do ROOT¹.

Os dados utilizados para essa análise são referentes ao período de 1º de Novembro de 2005 a 14 de Maio de 2006, o que corresponde a 195 dias de funcionamento.

Apresentei este trabalho no Encontro da Colaboração Auger em Março de 2006, Mar del Plata, Argentina e os resultados foram publicados em [35].

Identificamos a existência de um antigo *bug*, de problemas relacionados com o número do tanque (problemas com tanques mais novos) e de possíveis problemas de comunicação. Porém, em média, 95% das vezes os tanques responderam de maneira satisfatória.

Esse trabalho representou um dos primeiros esforços em monitorar as atividades do

¹ROOT versão 5.06 disponível em <http://root.cern.ch>.

Auger, prática que vem sendo considerada cada vez mais importante, principalmente com a proximidade do término da construção da sua parte sul.

Nas seções seguintes farei uma breve descrição do sistema de gatilhos do SD, das *T3 flags* e então discutirei o método utilizado para testar a estabilidade do SD e os resultados obtidos.

4.2 Os gatilhos do detector de superfície do Auger

Um gatilho é um algoritmo estabelecido em um detector de partículas para determinar se um evento é importante ou não.

O detector de superfície do Observatório Pierre Auger utiliza coincidências nos sinais dos tanques para reconstruir os raios cósmicos. Isso faz com que esas coincidências sejam informações relevantes para o experimento. Porém cada tanque possui 3 PMTs e por isso precisamos considerar coincidências nos sinais das PMTs antes de procurar coincidências nos sinais dos tanques.

Os dois primeiros níveis mais baixos (T1 e T2) são chamados de *gatilhos locais*. O T1 pode ser obtido de duas maneiras: a primeira delas consiste em um *tempo além do limiar* - ToT (*Time over Threshold*), e requer que 13 dentre 120 bins de tempo estejam acima de um limiar de $0.2 I_{VEM}^{est}$ em coincidência em duas PMTs. Este gatilho foi desenvolvido para detectar sinais longe do centro do chuveiro. Esta unidade I_{VEM}^{est} é a unidade referência para a calibração dos sinais de FADC e é a corrente estimada para um múon que incide verticalmente no centro do tanque - VEM - ver capítulo 3. O segundo requer uma simples coincidência nas três PMTs de pelo menos $1.75 I_{VEM}^{est}$ e foi desenvolvido para detectar sinais próximos do centro do chuveiro.

O segundo gatilho (T2) seleciona os T1s que podem ter sido originados por EAS. Os T1s tipo ToT são diretamente promovidos a T2s, mas os outros precisam passar por um limiar maior de $3.2 I_{VEM}^{est}$ em coincidência nas 3 PMTs para serem promovidos.

Se três tanques passarem o ToT e tiverem um arranjo compacto (um dos tanques deve ter um dos seus primeiros vizinhos mais próximos e um dos seus segundos vizinhos mais próximos aprovados pelo T2) eles passam o terceiro gatilho (T3). Este é o gatilho T3 principal do Auger e é extremamente relevante, já que a maioria desses T3 são reconstruídos. Esse T3 é mais eficiente para chuveiros verticais. Uma outra possibilidade de T3 é a coincidência de 4 tanques que passaram o T2 com um arranjo compacto moderado (dentre os 4 tanques, um pode estar a até 6 km dos outros dentro da janela de tempo apropriada).

Existe um gatilho físico (T4) que seleciona os T3s que são possíveis candidatos a

chuveiros e um gatilho de qualidade (T5) que seleciona os eventos que passaram o T4 e que podem ser reconstruídos com precisão angular e energética conhecida.

Uma descrição completa do sistema de gatilhos do Auger pode ser encontrada em [36].

4.3 Possíveis sinalizações para os tanques (T3 *flags*)

Existem oito sinalizações para os tanques (*flags*), seis delas (0-5) são atribuídas pelas estações e as outras (6 e 7) pelo Construtor de Eventos - Eb (*Event builder*). Cada vez que um T3 é formado o CDAS requisita informações de todas as estações do detector de superfície e por isso, para cada T3, temos essas *flags* para todas as estações.

Flag 0 (*No error*): A estação possui dados disponíveis dentro da janela de tempo do T3. Esta é a resposta que esperamos para todos os tanques que participaram da formação do T3. Outras estações podem retornar essa *flag*, são as chamadas estações T1 (Elas possuem dados dentro da janela de tempo do T3 mas não passaram o T2) .

Flag 1 (T3 *lost*): Essa *flag* está relacionada a erros na estação. Quando a requisição do T3 foi recebida pela estação, o *buffer* local que armazena as informações já havia sido sobrescrito. Isso pode ocorrer por duas razões:

1. O T3 foi recebido depois do tamanho nominal do *buffer* (atraso > 15 segundos). Isso pode significar um problema na comunicação, já que o atraso do T3 não pode exceder 11 segundos para as especificações da comunicação;
2. A taxa de gatilhos locais é tão alta que o *buffer* que armazena as informações foi reescrito antes do atraso de 11 segundos mencionado no item 1.

Flag 2 (T3 *not found*): A estação procura por dados compatíveis com o pedido do T3 mas não encontra. Esta é a resposta esperada para tanques que não participaram do T3. É um erro se soubermos de antemão que a estação participou de um T3.

Flag 3 (T3 *too young*): Se o T3 chegar depois do tempo local da estação (T3 no *futuro* ou *muito jovem*). Essa é uma *flag* de controle e nunca foi observada nos dados.

Flag 4 (T3 *already*): Essa *flag* é retornada pela estação se a requisição do T3 corresponde a dados que já foram requisitados e retornados ao CDAS. Essa situação ocorre, geralmente, para eventos chamados de híbridos dourados (*golden-hybrids* - eventos que podem ser reconstruídos separadamente pelo detector de superfície e pelo detector de fluorescência. Não quer dizer que houve, necessariamente, gatilho nos dois - no SD e no FD). e para eventos muito extensos que acabam sendo divididos em eventos menores pelo algoritmo central de gatilhos.

Flag 5 (T1 stopped): O sistema de aquisição de dados local não está funcionando, logo não há dados para serem retornados. Isso pode acontecer se a estação foi reiniciada ou re-calibrada no último minuto.

Flag 6 (Bad Compressed): A caminho do CDAS os dados são comprimidos. A compressão é feita pelas estações e a descompressão é feita pelo CDAS. Essa *flag* aparece quando a descompressão falha e isso pode significar uma compressão corrompida na estação (o disco local da estação está cheio, por exemplo);

Flag 7 (Data Lost): A estação não respondeu à requisição do T3. O CDAS espera até 15 minutos antes de atribuir essa *flag*. Isso pode acontecer se:

1. A estação está desligada ou falhou;
2. A comunicação da estação não está funcionando;
3. Falha global na comunicação (um setor ou uma torre inteira) devido a sincronização BSU ou a um problema na alimentação.
4. Um dos 60 pacotes que formam uma resposta do tanque foi perdido durante a transmissão.

Para assegurar o bom funcionamento do detector de superfície devemos ter somente as *flags* 0, 2 e 4 para a análise utilizando todas as estações e as *flags* 0 e 4 para estações que participaram do T3.

4.4 Metodologia

Vamos entender agora como utilizar a informação das sinalizações para tirar conclusões sobre o funcionamento do SD.

Primeiramente precisamos saber quantas vezes cada tanque recebeu cada sinalização. Vamos chamar de e_i o número de vezes que o tanque recebeu a sinalização i . Se computarmos razão entre o número de vezes que o tanque recebeu a *flag* 2 (e_2), por exemplo, e a soma do número de vezes que ele recebeu alguma *flag* ($\sum_{i=0}^7 e_i$), sabemos a fração do tempo que ele estava funcionando mas não possuía dados. Como sabemos o que significa cada sinalização, podemos calcular razões que nos forneçam informações mais relevantes, como por exemplo a razão entre a soma $e_0 + e_2 + e_4$ e $\sum_{i=0}^7 e_i$. Fazendo isso saberemos a fração de vezes que o tanque apresentou bom funcionamento, desde que ele não tenha participado de um T3.

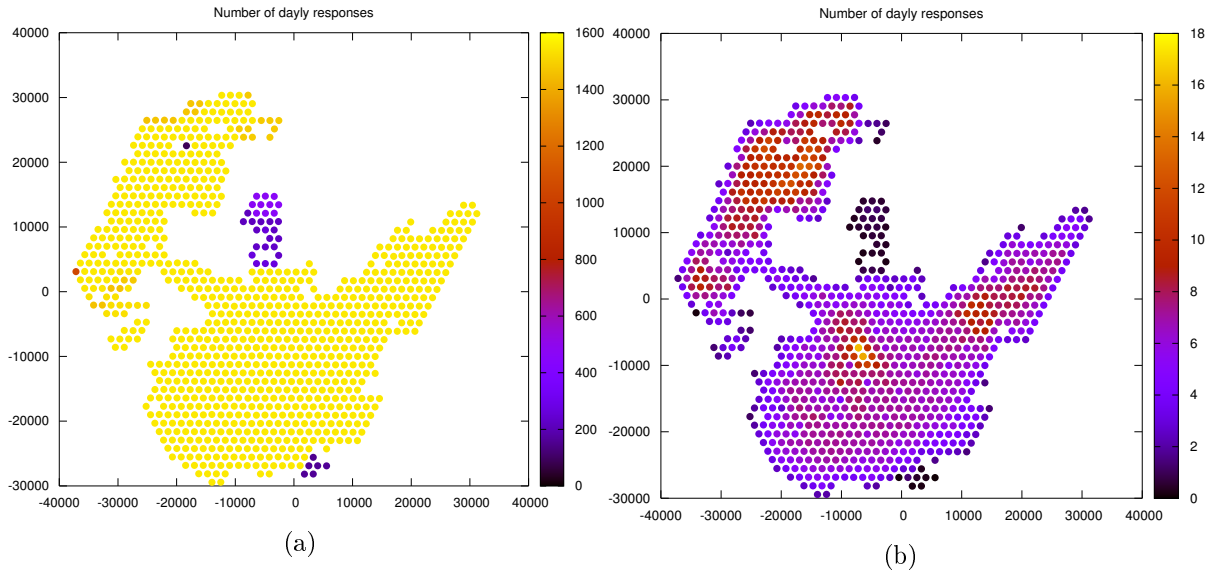


Figura 4.1: Número médio de respostas ao longo do sítio. (a) Todos os tanques - Regiões mais escuras estão relacionadas com tanques mais novos. (b) - Tanques que participaram do T3 - Nas bordas o número de hexágonos ativos é menor do que no centro do sítio.

Fizemos essa análise para duas situações: primeiramente consideramos todas as estações e depois utilizamos somente estações que participaram do T3, pois essas estações estiveram funcionando nos últimos 5 minutos.

Nas figuras que representam quantidades *ao longo do sítio*, cada ponto representa um tanque do SD.

A resposta do detector é bem uniforme (figura 4.1a). As regiões mais escuras do sítio estão relacionadas ao fato de que essas estações são mais novas e consequentemente estiveram menos tempo em funcionamento. Já para os tanques que participaram do T3 (figura 4.1b), notamos que na borda do sítio a resposta é menor. Isso se deve ao fato de que para formar um T3 existe um critério relacionado aos primeiros vizinhos, ver seção 4.2, e esses tanques têm menos primeiros vizinhos do que os que estão localizados no interior do sítio, logo, o número de hexágonos ativos para a formação do T3, para tanques localizados na borda do sítio, é menor.

4.5 Resultados

4.5.1 Análise feita com todas as estações

Vamos discutir, primeiramente, a análise na qual utilizamos todas as estações.

As *flags* atribuídas pelas estações são mais frequentes que as atribuídas pelo CDAS

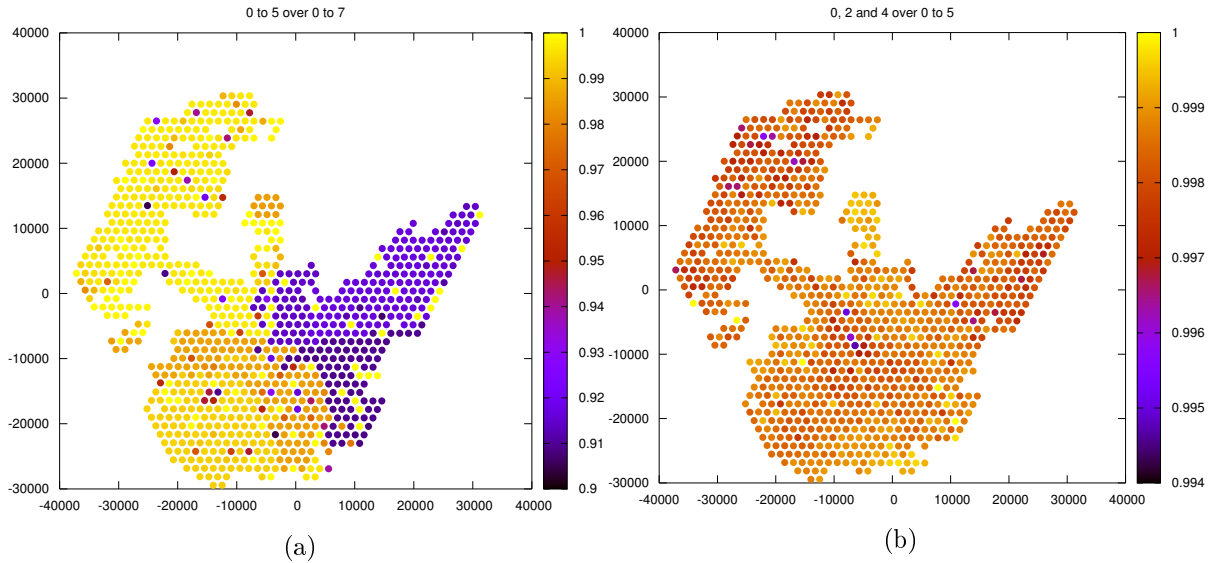


Figura 4.2: (a) - $\sum_{i=0}^5 e_i / \sum_{i=0}^7 e_i$ - erros de 0 a 5 são predominantes. (b) - $(e_0 + e_2 + e_4) / \sum_{i=0}^5 e_i$ - dentre os erros predominantes, os esperados para um detector em bom funcionamento são mais frequentes.

(figura 4.2), além disso podemos perceber que dentre as *flags* atribuídas pelas estações, as mais frequentes são aquelas que esperamos para um detector em bom funcionamento (0, 2 e 4). Veremos mais adiante que a *flag* 4 é bastante rara, de modo que as *flags* mais frequentes são a 0 e a 2. A região mais escura na figura 4.2a está associada a uma queda de luz na torre Los Morados, porém, podemos ver que essa queda não se deu de forma homogênea. Outro ponto interessante é a região mais alaranjada no centro do detector, correspondente ao setor afastado de Los Leones, isso pode estar associado ao enfraquecimento da sinal de rádio nesse setor, o que prejudica a comunicação.

Cada tanque recebe um número ao ser instalado, esse número segue uma ordem, de modo que quanto maior o número, mais novo é o tanque. A *flag* 1 parece estar correlacionada com o número do tanque (figura 4.3). A figura 4.3b mostra os valores em função do número do tanque - o eixo X (horizontal) representa as unidades (de 0 a 99 da esquerda para a direita) e o eixo Y (vertical) representa as centenas (de 1 a 12 de cima para baixo). Sabemos que as PMTs mais novas têm uma taxa de gatilhos maior, o que gera taxas de T1 e, conseqüentemente, de T2 mais elevadas. Isso pode fazer com que o *buffer* local seja reescrito antes dos dados serem enviados ao CDAS. Porém, esperamos que este comportamento seja transitório e que as PMTs atinjam uma taxa de gatilhos constante com o passar do tempo.

Na figura 4.4a vemos que um antigo *bug* continua presente. Eventos que deveriam resultar em *flags* do tipo 4 acabam aparecendo como *flags* do tipo 2. Isso fica evidente

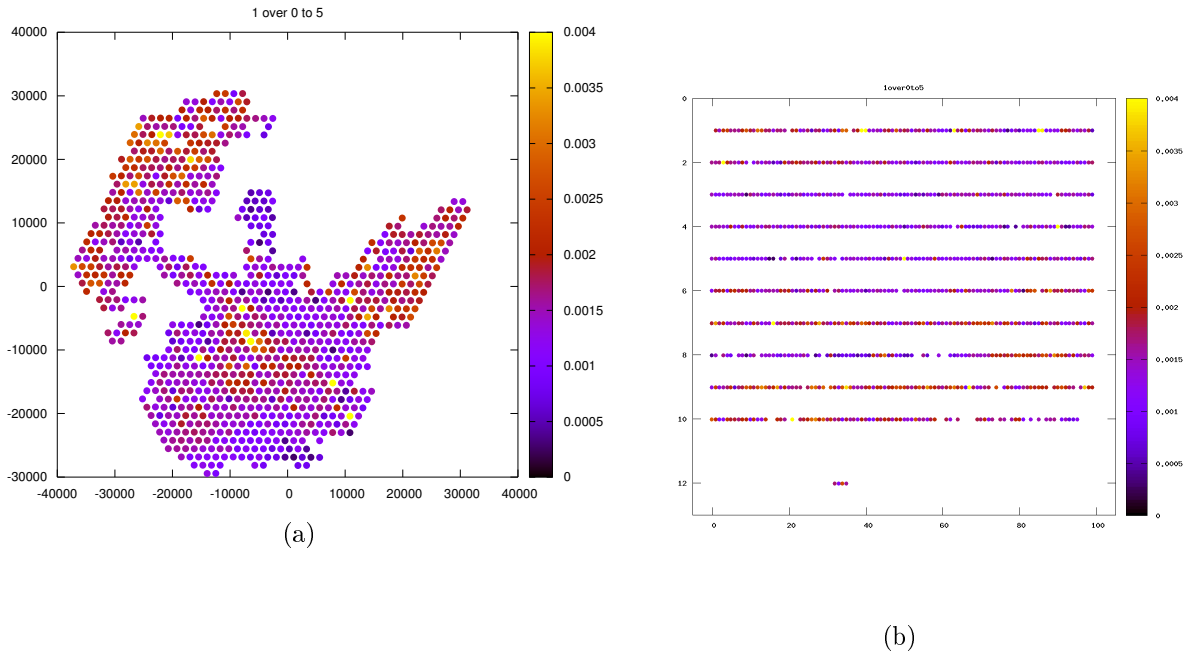


Figura 4.3: (a) - $e_1 / \sum_{i=0}^5 e_i$ - distribuição da *flag* 1 ao longo do sítio. (b) - $e_1 / \sum_{i=0}^5 e_i$ - distribuição da *flag* 1 em função do número do tanque - o eixo X representa as unidades (de 0 a 99 da esquerda para a direita) e o eixo Y representa as centenas (de 1 a 12 de cima para baixo).

pois perto dos detectores de fluorescência a probabilidade de termos um evento híbrido dourado é maior. Na figura 4.4b vemos que *flags* do tipo 5 são bem raras mas acontecem.

Vemos ainda que *flags* do tipo 6 são raras mas também acontecem (figura 4.5). Essa *flag* é mais frequente para tanques com numeração alta (>600).

4.5.2 Análise feita com estações que participaram de T3s

Vamos discutir agora os resultados obtidos utilizando-se as estações que participaram de T3s.

Na figura 4.6 fica ainda mais claro o *bug* que faz com que estações que deveriam receber *flag* 4 recebam *flag* 2. Lembre-se que agora estamos utilizando dados de estações que participaram de T3s e por isso não podem conter *flags* 2.

As *flags* 1, 3, 5, 6 e 7 estão relacionadas a erros diversos. Na figura 4.7 vemos a distribuição desses erros ao longo do sítio. Note que para o pior dos tanques *flags* de erro representam 5% do total. Na figura 4.8 podemos ver que a figura 4.7 é dominada pelas *flags* 1 e 7 que não estão correlacionadas com o número do tanque mas têm correlação com a distância a Los Leones e Los Morados.

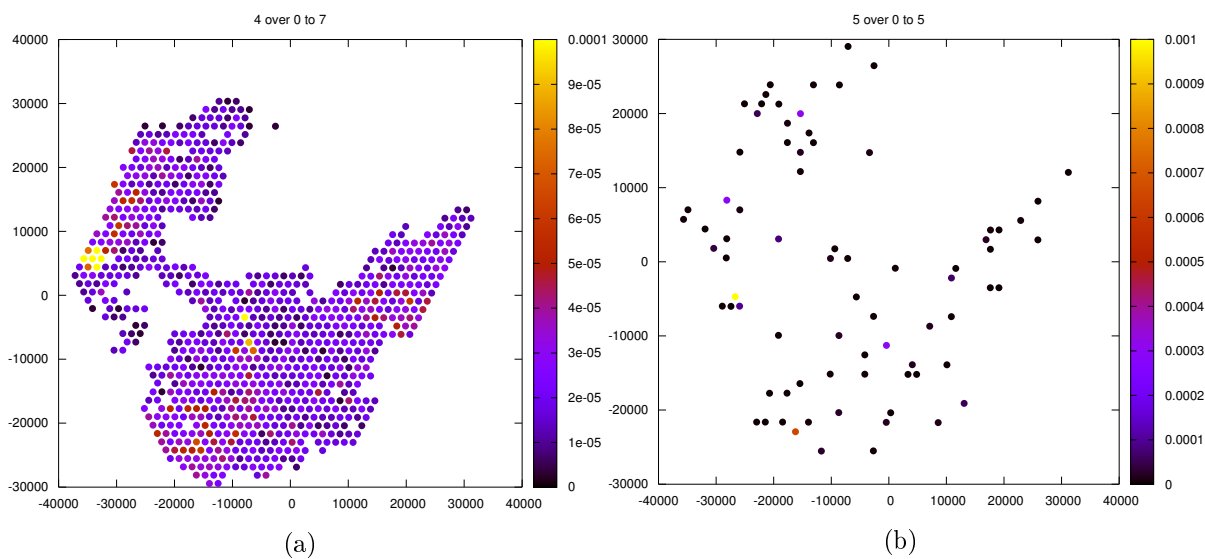


Figura 4.4: (a) - $e_4 / \sum_{i=0}^7 e_i$ - distribuição da *flag* 4. Eventos que deveriam receber essa *flag* recebem *flag* 2. (b) - $e_5 / \sum_{i=0}^5 e_i$ - *flags* do tipo 5 acontecem, apesar de serem raras.

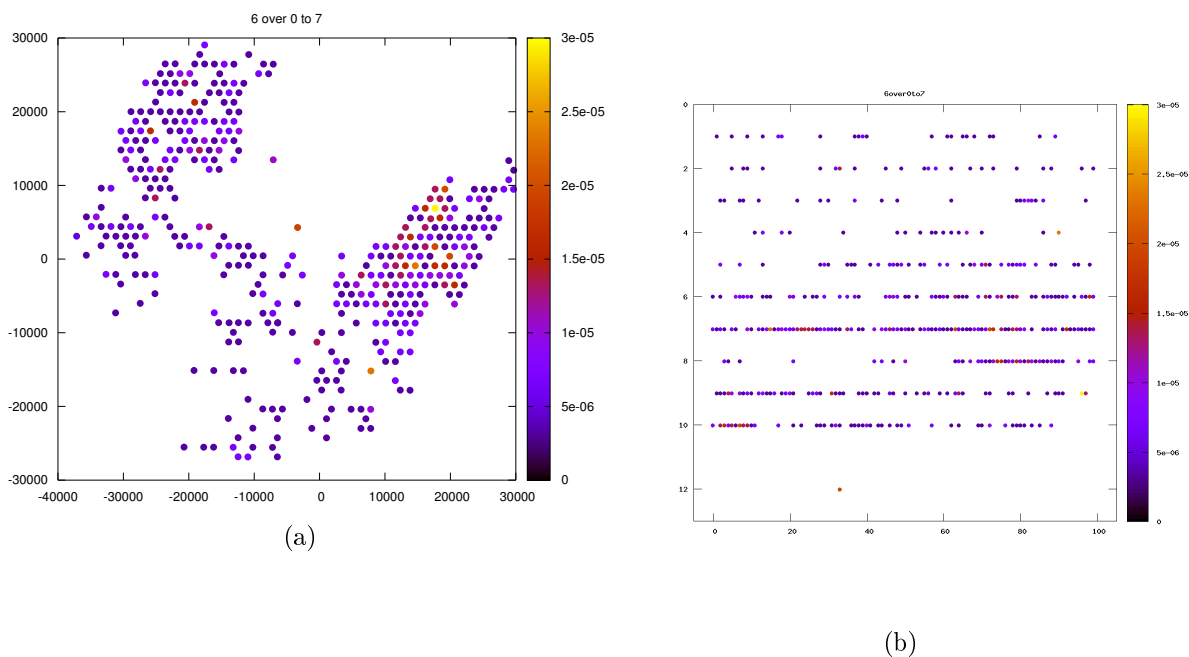


Figura 4.5: (a) - $e_6 / \sum_{i=0}^7 e_i$ - distribuição da *flag* 6 ao longo do sítio. (b) - $e_6 / \sum_{i=0}^7 e_i$ - distribuição da *flag* 6 em função do número do tanque - o eixo X representa as unidades (de 0 a 99 da esquerda para a direita) e o eixo Y representa as centenas (de 1 a 12 de cima para baixo).

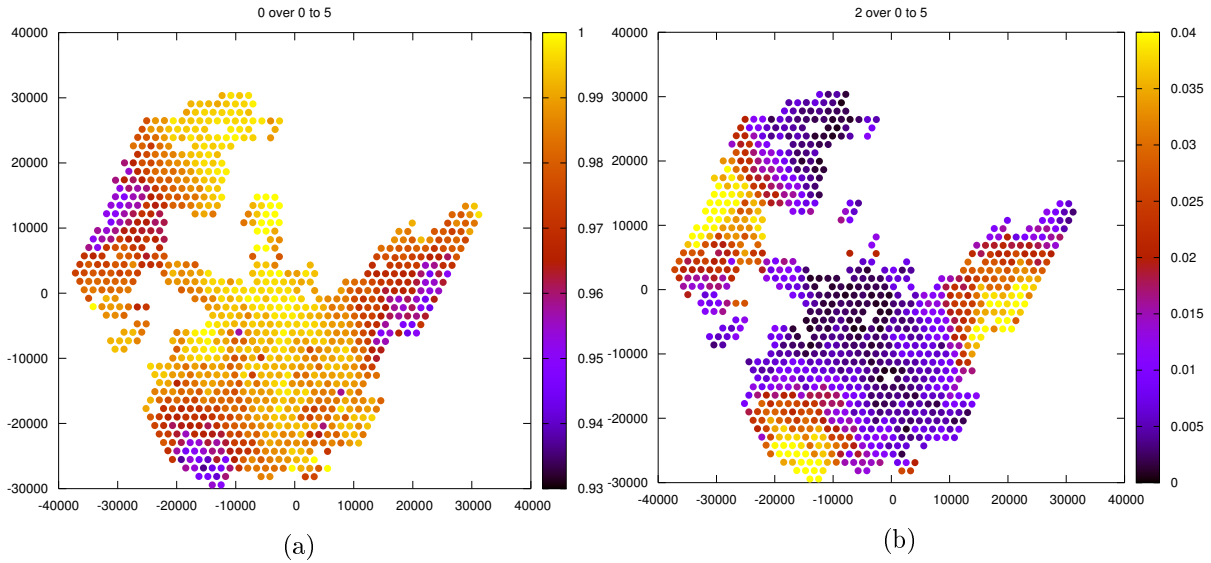


Figura 4.6: (a) - $e_0 / \sum_{i=0}^5 e_i$ - *flag* 0 ao longo do sítio. (b) - $e_2 / \sum_{i=0}^5 e_i$ - *flag* 2 ao longo do sítio. Note a maior incidência dessa *flag* próximo aos detectores de fluorescência. Esse deveria ser o plot da *flag* 4.

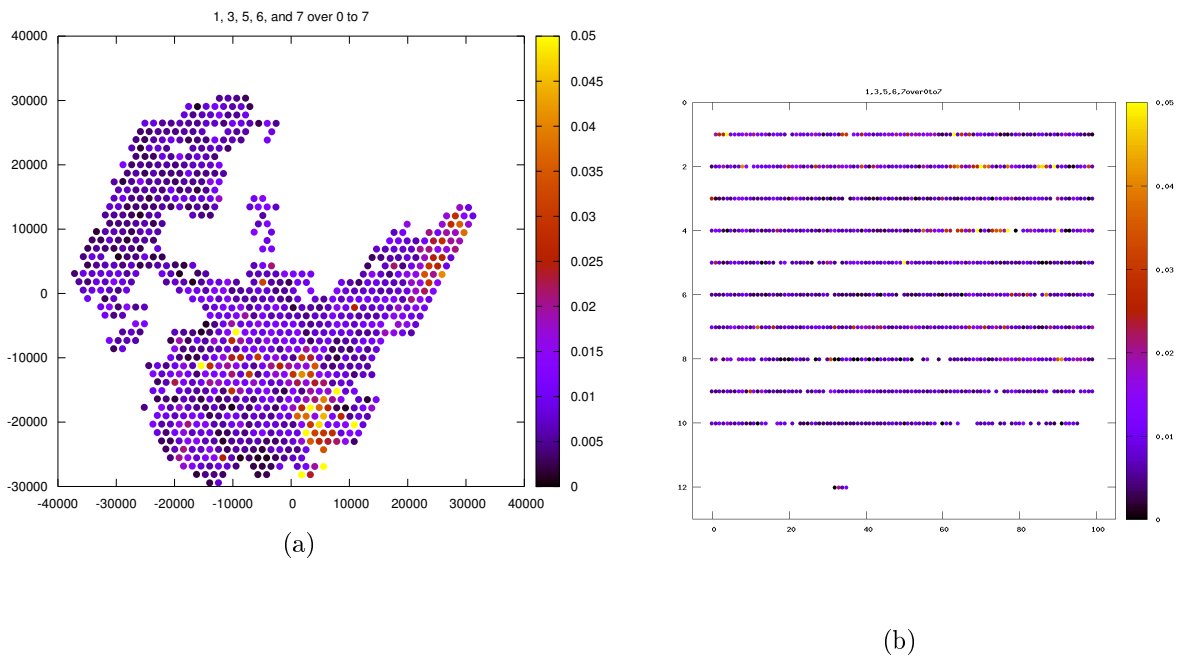


Figura 4.7: (a) - $(e_1 + e_3 + e_5 + e_6 + e_7) / \sum_{i=0}^7 e_i$ - *flags* 1, 3, 5, 6 e 7 ao longo do sítio. (b) - $(e_1 + e_3 + e_5 + e_6 + e_7) / \sum_{i=0}^7 e_i$ - *flags* 1, 3, 5, 6 e 7 em função do número do tanque - o eixo X representa as unidades (de 0 a 99 da esquerda para a direita) e o eixo Y representa as centenas (de 1 a 12 de cima para baixo). Essas *flags* não apresentam correlação com o número do tanque.

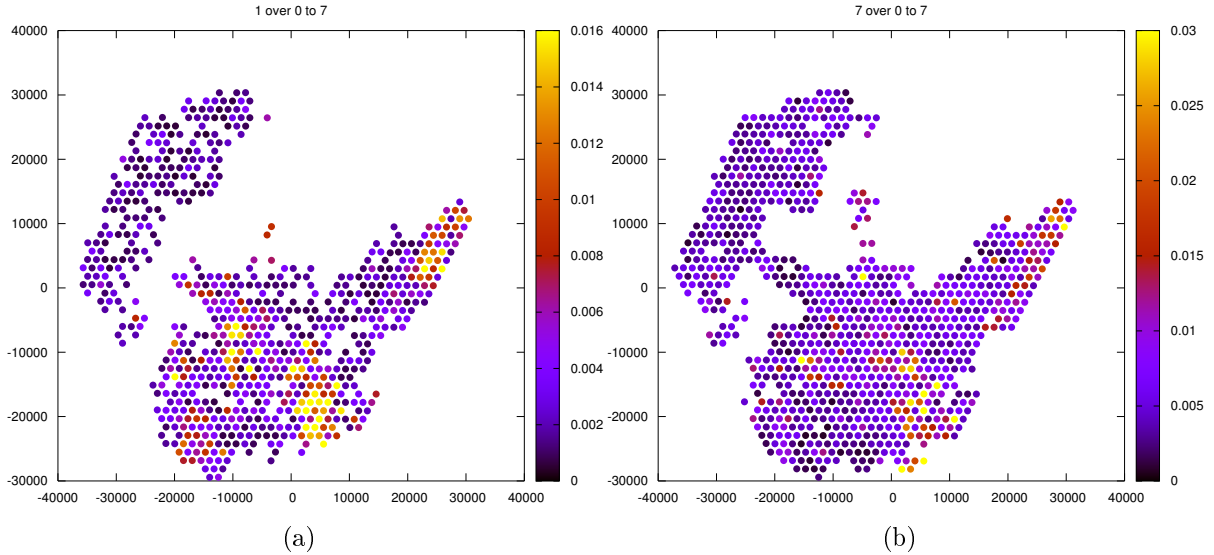


Figura 4.8: (a) - $e_1 / \sum_{i=0}^7 e_i$ - *flag* 1 ao longo do sítio. (b) - $e_7 / \sum_{i=0}^7 e_i$ - *flag* 7 ao longo do sítio. Podemos ver a correlação com a distância a Los Leones e a Los Morados

4.6 Conclusão

Esses resultados nos dão idéia sobre o que deve ser resolvido. Verificamos problemas relacionados com o número do tanque (problemas com tanques mais jovens), o *bug* que troca *flags* 4 por 2 ainda existe mas já está sendo resolvido e problemas relacionados com o sinal da comunicação existem.

Podemos verificar também que a resposta dos tanques é, em média, compatível com a de um SD com bom funcionamento em 95% das vezes. Isso indica um excelente funcionamento, principalmente se considerarmos que o detector está em fase de construção.

O procedimento descrito neste capítulo será implementado ao programa de monitoração do Auger.

Capítulo 5

Raios cósmicos na Via Láctea

5.1 Motivação

Os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos de altíssimas energias são ainda desconhecidos. A descoberta de tais mecanismos pode trazer grandes avanços para a física de partículas e para a astrofísica. Não sabemos se esses raios cósmicos são produzidos na nossa galáxia ou se são extra-galácticos. Um dos modelos para explicar a mudança do índice espectral na região do *tornozelo* do espectro de energias dos raios cósmicos (≈ 4 EeV) sugere uma transição na origem dessas partículas, fazendo com que elas passem de galácticas para extra-galácticas.

No presente capítulo estudamos a propagação de raios cósmicos dentro da Galáxia, com energias em torno do *tornozelo* do espectro (entre 0.5 EeV e 5.7 EeV). Nesse modelo consideramos apenas a difusão das partículas sob a ação do campo magnético galáctico e consideramos que a taxa de emissão de raios cósmicos em um dado ponto da Galáxia é proporcional à sua luminosidade. Consideramos quatro componentes para o modelo da luminosidade galáctica: *bulge*, braços espirais, disco exponencial e anel molecular.

Nosso objetivo é descobrir se os dados coletados pelo Observatório Auger estão correlacionados, de alguma forma, com a estrutura da nossa galáxia.

Para resolver o problema, escrevi programas em C++ nos quais utilizei algumas bibliotecas do ROOT¹.

Apresentei este trabalho no Encontro da Colaboração Auger em Abril de 2007, Mar del Plata, Argentina e os resultados foram publicados em [37].

Discutiremos a seguir a dinâmica do problema, os sistemas de coordenadas utilizados, os modelos utilizados para a luminosidade galáctica e para o campo magnético galáctico,

¹ROOT versão 5.06 disponível em <http://root.cern.ch>.

bem como a metodologia e os resultados obtidos.

5.2 Dinâmica do problema

Neste problema estamos desprezando contribuições de campos elétricos, radiação, entre outras, de modo que ele se reduz ao problema de uma partícula relativística se movendo sob a ação de um campo magnético.

Durante a propagação, nossa partícula estará sujeita somente à força magnética resultante do campo magnético da Galáxia, isso simplificará significativamente as contas já que essa força magnética não realiza trabalho e a energia da partícula não será alterada durante sua trajetória.

Temos, pela 2ª Lei de Newton

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (5.1)$$

O momento linear de uma partícula relativística de massa de repouso m_0 que se move com velocidade \vec{v} é

$$\vec{p} = \gamma m_0 \vec{v}, \quad (5.2)$$

onde $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$. O fato da força magnética não realizar trabalho faz com que ela simplesmente mude a direção da velocidade e não o seu módulo, de modo que γ será uma constante durante o movimento da partícula. Note que para um próton com energia $E = 4 \text{ EeV}$ o fator de Lorentz $\gamma \approx 10^{10}$.

Substituindo a expressão (5.2) em (5.1), obtemos:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma m_0 \vec{v}) = \gamma m_0 \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (5.3)$$

Pode-se calcular a força de Lorentz à qual uma partícula de carga q sob a influência de um campo magnético \vec{B} está sujeita

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B},$$

que expresso em função de suas componentes assume a seguinte forma:

$$F_i = q(v_j B_k) \epsilon_{ijk}, \quad (5.4)$$

onde os somatórios em j e k estão implícitos.

Juntando (5.3) e (5.4), chegamos às equações de movimento do problema

$$\begin{aligned}
F_x &= q(\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) = \gamma m_0 \ddot{x} \\
F_y &= q(\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) = \gamma m_0 \ddot{y}, \\
F_z &= q(\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) = \gamma m_0 \ddot{z}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

onde a notação \dot{x} representa $\frac{dx}{dt}$.

Nosso sistema de equações é acoplado, e vamos resolvê-lo numericamente utilizando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem.

5.3 Sistemas de coordenadas

Neste problema utilizamos dois sistemas de coordenadas: coordenadas galácticas e coordenadas polares. O sistema de coordenadas galácticas foi utilizado para descrever a trajetória das partículas e o sistema de coordenadas polares foi utilizado para calcular as luminosidades e o campo magnético galáctico.

O sistema de coordenadas galácticas é um sistema com origem no sol e que é caracterizado por dois ângulos l (longitude galáctica) e b (latitude galáctica). O ângulo l é medido no plano galáctico assumindo valores entre 0° e 360° . $l = 0^\circ$ aponta para o centro galáctico. O ângulo b é medido em relação ao plano galáctico e está definido entre -90° e 90° . Dessa forma, valores positivos de b representam pontos acima do plano galáctico e valores negativos representam pontos abaixo do plano galáctico.

O sistema de coordenadas polares é basicamente o sistema galáctico centrado no centro galáctico. Neste sistema de coordenadas os ângulos l e b passam a ser ϕ e θ . ϕ está definido no mesmo domínio que l e θ é o ângulo com a direção \hat{z} , variando entre 0° e 180° .

Os dois sistemas de coordenadas são mostrados na figura 5.1.

Sejam $\vec{r} = (x, y, z)$ o vetor posição da partícula em relação ao sistema de coordenadas galácticas e $\vec{r}' = (x', y', z')$ o vetor posição em coordenadas polares. A transformação entre os dois sistemas de coordenadas é a seguinte:

$$\begin{aligned}
x' &= 8.5 - x \\
y' &= -y \\
z' &= z
\end{aligned}$$

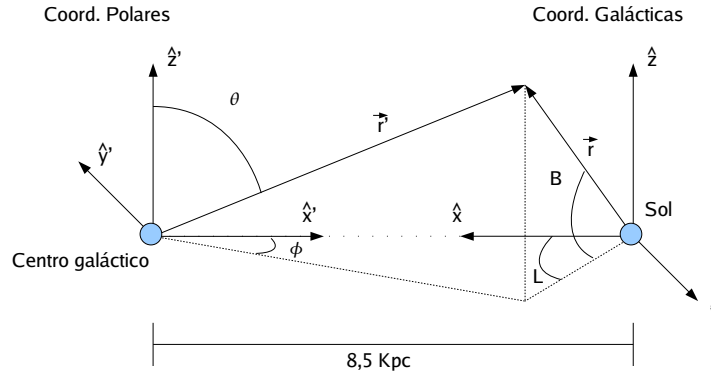


Figura 5.1: Sistemas de coordenadas galácticas e polares.

5.4 Luminosidade Galáctica

Utilizamos o modelo para a luminosidade galáctica descrito em [38]. Esse modelo foi construído a partir de medidas em 7 bandas de frequência diferentes, que vão do visível ao infra-vermelho, e de simulações de Monte Carlo. O modelo contém cinco componentes para a luminosidade: *bulge*, disco exponencial, braços espirais, anel molecular e *halo*. Nós escolhemos utilizar somente as quatro primeiras componentes citadas, pois o *halo* contém poucas estrelas jovens e teria uma contribuição pequena para a luminosidade. A componente mais importante é o disco exponencial, a não ser para pequenos valores de latitude galáctica, onde os braços e o anel contribuem, e próximo ao centro galáctico, onde o bulge é importante.

A informação sobre a luminosidade é fornecida através da densidade de objetos de uma dada classe espectral, são 87 classes espectrais diferentes, e da *magnitude absoluta* de cada uma dessas classes espectrais.

Vejamos as expressões para as densidades de objetos de cada uma das componentes.

- **Disco exponencial:**

$$\rho_D(R, z, S) = \begin{cases} \rho_D(S) \exp[-(R - R_0)/h - |z|/h_z(S)] & R \leq R_{max} \\ 0 & R > R_{max} \end{cases}, \quad (5.6)$$

O índice S denota a classe espectral, $h = 3.5$ kpc é um comprimento característico na escala radial, $\rho_D(S)$ é a densidade de objetos da classe espectral S na vizinhança do sol, $h_z(S)$ é um comprimento característico na altura, $R_{max} = 15$ kpc é o raio máximo do disco e $R_0 = 8.5$ kpc é a distância entre o sol e o centro da Galáxia

(distância Galactocêntrica do sol).

- **Bulge:**

$$\rho_B(x, S) = \rho_B(S) x^{-1.8} e^{-x^3}, \quad (5.7)$$

onde

$$x = \sqrt{R^2 + k_1^2 z^2 / R_1}$$

é um número adimensional, $\rho_B(S)$ é a densidade de objetos da classe espectral S em $x^{-1.8} e^{-x^3} = 1$ (i.e., $x = 0.77338$), $k_1 = 1.6$ é a razão entre os eixos do *bulge* (a/b) e $R_1 = 2$ kpc é o raio do *bulge*.

- **Anel molecular:**

$$\rho_A(R, S) = \rho_r(S) \exp \left[\frac{-(R - R_r)^2}{2\sigma_r^2} \right], \quad (5.8)$$

onde o raio do anel é $R_r = 0.45 R_0$, $\sigma_r = 0.064 R_0$ corresponde à meia altura do anel gaussiano de $0.15 R_0$ e $\rho_r(S)$ é a densidade de objetos da classe espectral S em $R = R_r$. A distribuição vertical em z é a mesma que a do disco exponencial.

- **Braços espirais:**

$$\theta(R) = \alpha \log(R/R_{\min}) + \theta_{\min}. \quad (5.9)$$

Os braços espirais têm θ raios de comprimento, mas possuem um raio máximo R_{max} . α é uma constante que determina a *abertura* dos braços ($\alpha \rightarrow \infty \Rightarrow R(\theta) = R_{\min}$), R_{\min} é o raio interno e θ_{\min} é o ângulo neste raio interno. As distribuições radiais e verticais em z dos braços espirais são as mesmas do disco exponencial, exceto que o diâmetro dos braços é de 750 pc. O centro de cada braço é descrito pela equação (5.9).

De posse dessas expressões podemos calcular a luminosidade da seguinte maneira

$$L(M(S)) = \frac{10^{\beta(M(S))}}{d_{sol}^2} L_{sol}, \quad \text{onde} \quad \beta(M(S)) = (m_{sol} - M(S) + 5)/2.5, \quad (5.10)$$

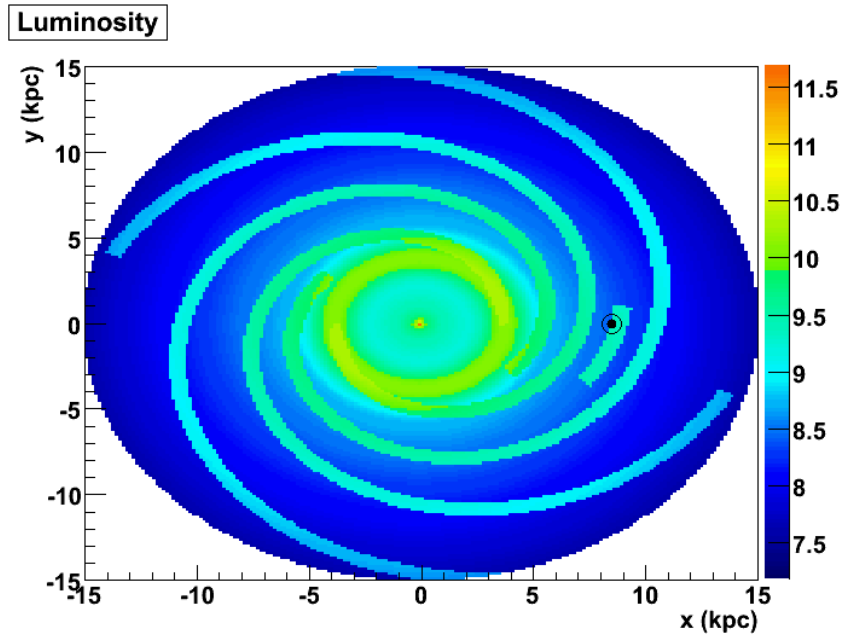


Figura 5.2: Logaritmo da luminosidade no plano galáctico. A posição do sistema solar está marcada na figura. A escala é arbitrária.

onde d_{sol} é a distância entre o sol e a Terra, L_{sol} é a luminosidade do sol, m_{sol} é a magnitude aparente do sol e $M(S)$ é a magnitude absoluta da classe espectral S .

O logaritmo da luminosidade no plano galáctico, somada sobre todas as 87 classes espectrais, para essas quatro componentes pode ser vista na figura 5.2.

5.5 O campo magnético Galáctico

Sabemos que um campo magnético existe na nossa galáxia. Sua magnitude é da ordem de μG e ele possui duas componentes: uma regular e uma randômica.

Utilizamos o modelo para o campo magnético galáctico descrito em [39]. Neste modelo, a componente regular do campo não possui componente perpendicular ao plano galáctico e sua intensidade, para o modelo bi-simétrico, é dada pela seguinte expressão:

$$B_{\text{reg}}(r, \theta, z) = B_o(r) \cos\left(\theta - \beta \ln \frac{r}{r_0}\right) e^{\left(\frac{-z}{z_0}\right)} \quad (5.11)$$

$$\vec{B} = B_{\text{reg}}(r, \theta, z) \cos(p) \hat{\theta} + B_{\text{reg}}(r, \theta, z) \sin(p) \hat{r},$$

onde $p = -10^\circ$ é o ângulo entre a direção do campo e a direção $\hat{\theta}$, $r_0 = 10.55$ kpc é a distância galactocêntrica da região com maior intensidade de campo a $l = 0^\circ$; $\beta =$

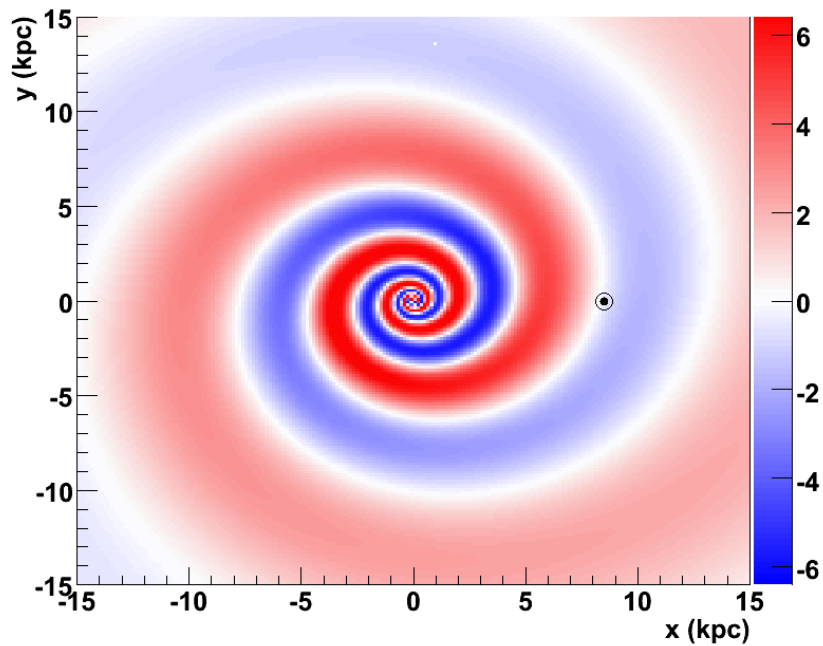


Figura 5.3: Intensidade em μG do campo magnético no plano galáctico (ver eq. (5.11)), de acordo com o modelo bi-simétrico de [39]. A posição do sistema solar está marcada na figura.

$1/\tan(p) = -5.67$ e z_o é uma altura característica cujo valor é:

$$z_o = \begin{cases} 1 \text{ kpc} & , \text{ para } |z| < 0.5 \\ 4 \text{ kpc} & , \text{ para } |z| \geq 0.5 \end{cases} .$$

$B_0(r) = 3R_0/r$, ou seja $6.4 \mu\text{G}$ em $r = 4 \text{ kpc}$ e constante nesse valor na região central da Galáxia ($r \leq 4 \text{ kpc}$). A intensidade do campo no plano galáctico, em μG , é mostrada na figura 5.3.

A componente randômica do campo é resultado de processos turbulentos que acontecem na Galáxia. No nosso modelo, essa componente assume valores entre $0.5B_{\text{reg}}$ e $2B_{\text{reg}}$ e depende da densidade de matéria. Escolhemos uma dependência linear entre o campo randômico e a densidade de matéria, de modo que a intensidade do campo randômico é dada por:

$$B_{\text{rand}}(r, \theta, z) = \left(0, 5 + 1, 5 \frac{\rho(r, \theta, z)}{\rho_{\text{máx}}} \right) \times B_{\text{reg}}(r, \theta, z), \quad (5.12)$$

onde $\rho(r, \theta, z)$ é a densidade de objetos, calculada através das equações 5.6, 5.7, 5.8 e A.2, e $\rho_{\text{máx}}$ é a densidade máxima.

O campo randômico tem componentes nas três direções (x,y,z), que são, por definição,

aleatórias. Além disso, o campo está definido em *domínios* cúbicos de aresta igual a 150 pc, de acordo com [39].

5.6 Metodologia

O volume ocupado pela Terra no espaço é desprezível quando comparado com o volume da Galáxia. É muito improvável que consigamos que um raio cósmico propagado a partir de um certo ponto do espaço atinja a Terra. Para contornar esse problema utilizaremos um método de *retro-rastreamento*. Propagamos prótons a partir da Terra até que eles saiam da Galáxia. Note que ao fazer isso invertemos o momento da partícula, o que faz com que $\vec{F}_{mag} \rightarrow -\vec{F}_{mag}$, já que a força magnética depende da velocidade. Para que o problema fique análogo ao de uma partícula que chega à Terra, temos que inverter o sinal da carga da partícula, dessa forma a força magnética não se altera.

O nosso objetivo é utilizar partículas como *sondas* para calcular a luminosidade ao longo de suas trajetórias de propagação. Note que, se tivermos somente o campo magnético regular, a trajetória de uma partícula seria única, dadas as condições iniciais posição (x_o, y_o, z_o) e velocidade $(v_{x_o}, v_{y_o}, v_{z_o})$. Neste caso, assumindo que a probabilidade de emissão dos raios cósmicos é proporcional à luminosidade da galáxia, a luminosidade integrada ao longo da trajetória de uma partícula *sonda*, desde a sua saída da Terra até a sua saída da Galáxia, é proporcional à probabilidade de se detectar, na Terra, um raio cósmico vindo na direção inicial de propagação da partícula *sonda*. Quando incluimos um campo randômico, o ideal é que utilizemos várias partículas para cada direção. Porém, após gerar vários desses mapas, não verificamos mudanças bruscas entre eles e concluímos que, de fato, uma única sonda é suficiente pra obter uma estimativa da integral da luminosidade em uma dada direção.

Se *enviarmos* uma partícula para cada direção no céu e as propagarmos até que saiam da Galáxia, computando a luminosidade ao longo da trajetória de propagação, poderemos construir um mapa da luminosidade no céu. Fazendo a hipótese de que a luminosidade da Galáxia está relacionada com a taxa de emissão de raios cósmicos com energias entre 0.5 EeV e 5.7 EeV, podemos utilizar esses mapas para comparar nosso modelo com dados obtidos pelo Observatório Auger na mesma faixa de energia.

Escolhemos esta faixa de energia pois o Observatório Auger foi projetado para detectar raios cósmicos com energias um pouco acima de 10^{17} eV e para energias abaixo de 0.5 EeV, além de pouquíssimos dados, a qualidade da reconstrução não é muito boa. Para energias acima de 5.7 EeV os raios cósmicos são, supostamente, extra-galácticos.

Dividimos o céu em *píxeis* e para cada direção propagamos uma partícula com uma

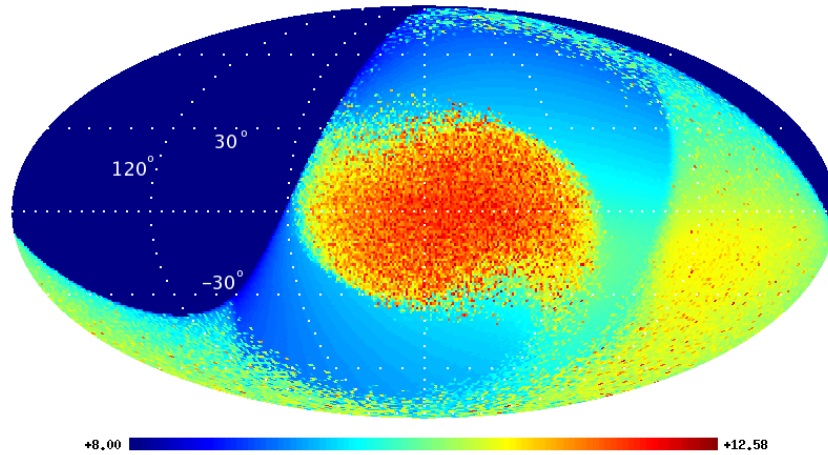


Figura 5.4: Logaritmo da luminosidade integrada ao longo da trajetória de propagação das partículas levando em conta a exposição relativa do Auger.

dada energia. As energias utilizadas foram (em EeV): $0.5, 0.9, 1.3, 1.7, 2.1, 2.5, 2.9, 3.3, 3.7, 4.1, 4.5, 4.9, 5.3, 5.7$. Dessa forma, obtivemos um mapa da luminosidade integrada para cada energia. Para comparar nosso resultado com os dados do Auger, pesamos os mapas utilizando o próprio espectro medido pelo Auger. Na figura 5.4 vemos o resultado dessa soma levando em conta também a exposição relativa do Observatório Auger (ver Apêndice B). O centro galáctico está no centro da figura ($b = 0^\circ, l = 0^\circ$).

As mudanças bruscas na luminosidade presentes na figura 5.4 acontecem, pois uma pequena variação no ângulo inicial pode fazer a partícula tangenciar a fronteira da Galáxia e percorrer uma distância maior ou sair precocemente da Galáxia. Essa diferença no caminho percorrido é o que vemos no mapa da luminosidade. Na figura 5.5 mostramos a trajetória de algumas partículas e podemos perceber o efeito mencionado.

De posse desse mapa podemos gerar eventos simulados que poderiam ser detectados pelo Auger.

Devido a efeitos causados por variações climáticas, ao tempo-morto do detector, a efeitos geomagnéticos e ao fato do detector estar em fase de construção, precisamos de um método para estimar, a partir dos dados, como o Auger iria reproduzir um céu isotrópico. Chamamos essa estimativa de *cobertura* (ver Apêndice B).

5.7 Resultados

Escolhemos comparar o resultado da nossa simulação com os dados do Auger através de mapas de excesso (ver Apêndice B).

Para construir mapas de excesso a partir da nossa simulação, interpretamos o mapa

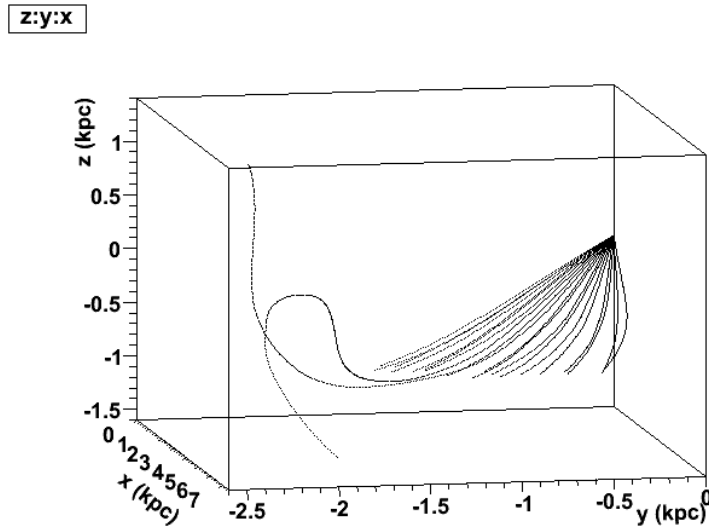


Figura 5.5: Partículas saindo da Galáxia.

da figura 5.4 como um mapa de probabilidade de emissão de raios cósmicos e geramos 10^6 eventos de acordo com esse mapa. Esses eventos foram gerados levando em conta a aceitação local do Observatório, ou seja, consideramos que a dependência em θ é puramente geométrica e igual a:

$$\sin(\theta) \cdot \cos(\theta),$$

onde $\sin(\theta)$ está relacionado com o ângulo sólido e $\cos(\theta)$ com a área transversal efetiva vista pelo chuveiro (chuveiros inclinados vão produzir sinais em mais estações). Assumimos que a aceitação na coordenada local ϕ é uniforme e que também é uniforme no tempo. A aceitação total é uma função dessas três variáveis: θ , ϕ e tempo.

Os mapas de cobertura para o Monte Carlo e para os dados são mostrados na figura 5.6². O Monte Carlo reproduziu características da estrutura da Galáxia, principalmente os braços espirais.

Ao contrário da simulação, o mapa de excesso em função da longitude galáctica dos dados não apresentou correlação com a estrutura da Galáxia.

A normalização do Monte Carlo é arbitrária.

²Incluimos uma correção para os dados devido a efeitos geomagnéticos que afetam a detecção dos raios cósmicos [40]. Sem essa correção para os dados, o que vemos é simplesmente uma distorção na distribuição de declinação desses dados, que por sua vez, não é um efeito real de anisotropia e sim um desvio na intensidade de chuveiros registrados em coordenadas locais (θ e ϕ) devido ao campo magnético da Terra no sítio do Auger.

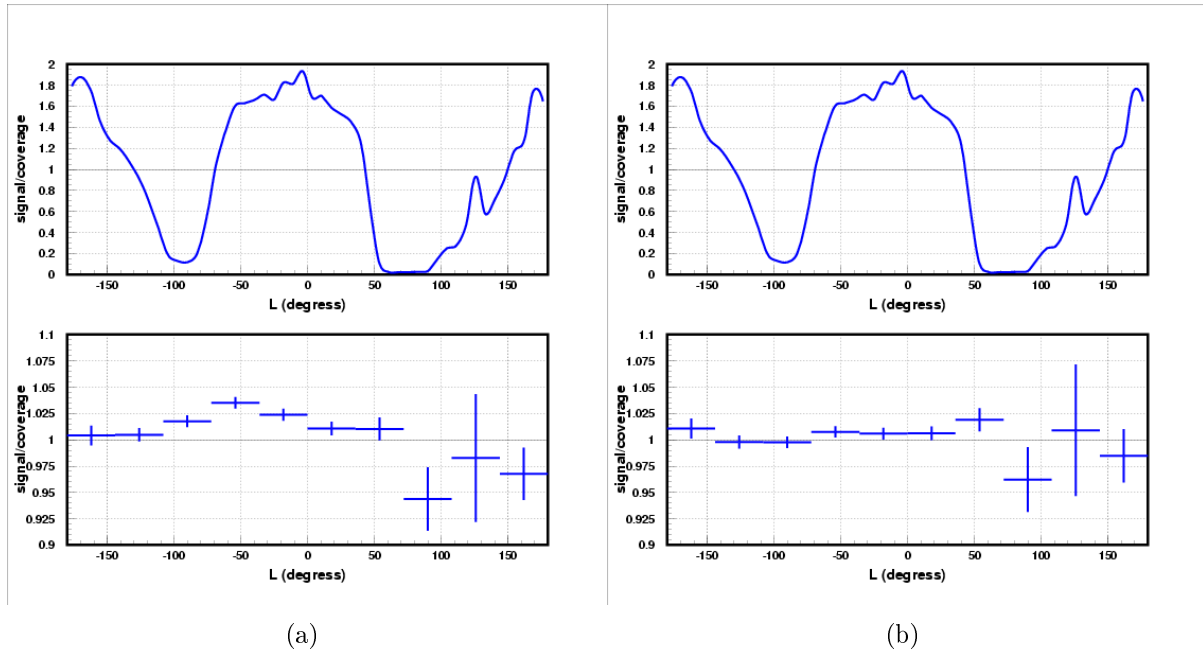


Figura 5.6: Mapas de excesso obtidos. (a) - Monte Carlo (acima) e dados do Auger com $b < 45^\circ$ (abaixo). (b) Monte Carlo (acima) e dados do Auger com $b < 45^\circ$ corrigidos para efeitos geomagnéticos [40] (abaixo).

5.8 Conclusão

Construímos um modelo para a luminosidade galáctica baseado na emissão no infravermelho. Propagamos partículas a partir da Terra e assumimos que a probabilidade de emissão de raios cósmicos está relacionada com a luminosidade galáctica.

O modelo utilizado para o campo magnético é composto de duas componentes: uma regular e uma randômica.

O problema da propagação dos raios cósmicos na Galáxia é muito mais complexo do que o modelo que utilizamos. A interação dos raios cósmicos com partículas da Galáxia resulta em aceleração, perda de energia e outros processos complicados que não foram levados em consideração. Além disso utilizamos partículas com a mesma massa e sabemos que outras partículas além do próton podem iniciar chuveis atmosféricos. Não consideramos uma componente extra-galáctica que provavelmente já está presente na faixa de energia que utilizamos.

Para esse modelo os dados do Auger não apresentaram correlação com a simulação. Os dados apresentam uma distribuição uniforme enquanto nossa simulação refletiu a estrutura da Galáxia, principalmente através dos braços espirais.

Capítulo 6

Conclusão e perspectivas

No capítulo 4 mostramos uma maneira de monitorar o comportamento dos detectores de superfície do Observatório Auger de forma auto-consistente, já que as *flags* utilizadas na análise do comportamento dos tanques são correlacionadas. Conseguimos mostrar que, apesar do Auger sul estar em fase de construção, a aquisição de dados é boa e que o detector funciona satisfatoriamente, em média, 95% do tempo. Identificamos problemas com o número (idade) do tanque, que serão resolvidos, e a presença de um antigo *bug* que não compromete a aquisição dos dados e que também será resolvido. Os problemas relacionados com a comunicação estão provavelmente relacionados com a intensidade do sinal da rádio frequência. Esperamos implementar esse método no sistema de monitoração do Observatório Auger.

A parte sul do Observatório Auger logo estará concluída. Se a proposta inicial do Observatório Auger for concretizada, a parte norte do Auger também será construída e nossas chances de desvendar os mistérios dos raios cósmicos aumentarão significativamente. Todas as técnicas que vêm sendo desenvolvidas para monitorar o Auger sul, inclusive a que foi apresentada nessa dissertação, serão extremamente úteis em um provável Auger norte.

Os dados do Auger não apresentarem correlação com o nosso modelo para a estrutura da galáxia (ver capítulo 5). Supondo que raios cósmicos com energias dentro da faixa utilizada no nosso estudo (entre 0,5 EeV e 5,7 EeV) sejam predominantemente galácticos, nosso modelo pode ser melhorado se: incluirmos termos de fontes, de perda de energia, de aceleração; considerarmos a propagação de outras partículas e não só de prótons; o modelo para o campo magnético for melhorado, já que o campo magnético galáctico não é bem conhecido, principalmente para distâncias galactocêntricas menores do que 4 kpc; melhorarmos o modelo para a luminosidade galáctica, talvez incluindo o *halo* que foi desconsiderado neste primeiro momento.

Os valores obtidos para as luminosidades se estendem por várias ordens de magnitude e isso introduziu uma grande dificuldade ao compararmos o resultado da simulação com os dados coletados pelo Auger.

Além de melhorar o modelo de propagação, podemos considerar uma componente extra-galáctica, que provavelmente já está presente a essas energias. A introdução dessa componente extra-galáctica pode aproximar os valores máximo e mínimo dos mapas de luminosidade e tornar esses mapas mais compatíveis com os dados do Auger. Nesta primeira análise não introduzimos uma componente extra-galáctica pois ainda não se sabe muito bem qual seria a sua contribuição.

Apêndice A

Os braços espirais

Neste apêndice eu irei descrever o método que utilizamos para lidar com os braços espirais da Galáxia. Este método foi desenvolvido por Edivaldo Moura Santos que contribuiu não só com esse método como também com muitas sugestões e correções.

A equação paramétrica que caracteriza os braços espirais da nossa galáxia é a seguinte:

$$\theta(R) = a \log \left(\frac{R}{R_{\min}} \right) + \theta_{\min}, \quad (\text{A.1})$$

onde R é a distância ao centro galáctico.

De acordo com [38] a densidade de objetos nos braços espirais é a mesma do disco, com uma diferença na normalização (os braços são mais brilhantes que o disco). Seja $\xi(R, \theta, z)$ a distância que estamos procurando e $\rho_A(S)$ e $\rho_D(S)$ as constantes de normalização do braço e do disco, respectivamente, a função da densidade dos braços espirais é

$$\rho_A(R, \theta, z, S) = \rho_A(S) \frac{\rho_D(R, z, S)}{\rho_D(S)} H(r_{\text{braço}} - \xi(R, \theta, z)), \quad (\text{A.2})$$

onde H é uma função degrau e $r_{\text{braço}}$ é o raio do braço galáctico. De acordo com [38], $2 \times r_{\text{braço}} = 750$ pc.

Sejam $x = R \cos \theta$, $y = R \sin \theta$ e z as coordenadas cartesianas de um ponto genérico do espaço, logo

$$\xi(R, \theta, z) = \sqrt{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2 + (z - z_o)^2}, \quad (\text{A.3})$$

onde (x_o, y_o, z_o) são as coordenadas no centro do braço mais próximo de (x, y, z) , com

$$x_o = R_{\min} \exp \left[\frac{\theta_o - \theta_{\min}}{a} \right] \cos \theta_o \quad \text{e} \quad y_o = R_{\min} \exp \left[\frac{\theta_o - \theta_{\min}}{a} \right] \sin \theta_o. \quad (\text{A.4})$$

Sendo assim, o problema de determinar $\xi(R, \theta, z)$ se torna equivalente ao de determinar θ_o , que é o mínimo absoluto de ξ em relação a θ , ou seja, é uma das soluções de

$$\frac{d}{d\theta} \sqrt{(x - x_C(\theta))^2 + (y - y_C(\theta))^2} = 0, \quad (\text{A.5})$$

onde $x_C(\theta)$ e $y_C(\theta)$ são as equações paramétricas

$$x_C(\theta) = R_{\min} \exp\left[\frac{\theta - \theta_{\min}}{a}\right] \cos \theta \quad \text{e} \quad y_C(\theta) = R_{\min} \exp\left[\frac{\theta - \theta_{\min}}{a}\right] \sin \theta. \quad (\text{A.6})$$

A equação (A.5) é transcendental

$$\left(\frac{y}{a} - x\right) \sin \theta + \left(\frac{x}{a} + y\right) \cos \theta = \frac{R_{\min}}{a} \exp\left[\frac{\theta - \theta_{\min}}{a}\right] = 0, \quad (\text{A.7})$$

e deve ser resolvida numericamente. A solução do problema consiste em encontrar todas as raízes de (A.7) no intervalo $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ e encontrar o mínimo absoluto θ_o que minimiza ξ .

Já que vamos resolver (A.7) numericamente, para um dado intervalo $[\theta_{\text{low}}, \theta_{\text{high}}]$, o método irá retornar um único valor, dependendo do ponto de procura, que no caso do método de Newton-Raphson é o ponto médio do intervalo. Utilizaremos um método híbrido (Newton-Raphson + biseção) para contornar algumas falhas do Newton-Raphson puro.

Antes de tentar resolver o problema precisamos entender melhor a equação (A.7) e dividir o intervalo $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ em vários sub-intervalos a fim de encontrar todas as soluções possíveis. Essa divisão deve garantir que nós não procuraremos por raízes em intervalos que possuam mais de uma raiz, o que implica que os intervalos a serem investigados vão variar ao longo de $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$. A seguir iremos descrever esse método de divisão.

Primeiramente vamos decompor (A.7) em uma parte harmônica (H) e uma parte exponencial (E), tal que $H = E$. Note que (A.7) só tem soluções na região onde

$$\left(\frac{y}{a} - x\right) \sin \theta + \left(\frac{x}{a} + y\right) \cos \theta \geq \frac{R_{\min}}{a}. \quad (\text{A.8})$$

Os pontos que satisfazem a igualdade são bons candidatos a limites dos sub-intervalos e são dados por

$$\cos \theta_{\pm} = \frac{(x + ay)R_{\min} \pm (y - ax)\sqrt{R^2(1 + a^2) - R_{\min}^2}}{R^2(1 + a^2)}, \quad R^2 = x^2 + y^2. \quad (\text{A.9})$$

Note que (A.9) possui uma degenerescência, já que $\cos(-\theta) = \cos(\theta)$. Essa degene-

rescência é quebrada se notarmos que $H(\theta_+) = H(\theta_-)$ e temos, como consequência

$$\sin \theta_{\pm} = \frac{1}{\sin(2\tilde{\theta})} [\cos(\theta_{\pm}) \cos(2\tilde{\theta}) + \cos(\theta_{\mp})], \quad R^2 = x^2 + y^2, \quad (\text{A.10})$$

onde $\tilde{\theta} = \tan^{-1}((x + ay)/(y - ax))$.

Podemos construir duas sequências a partir de θ_{\pm}

$$\{\theta_+^n\} = \cos^{-1}(\cos \theta_+) + 2n\pi \quad \text{e} \quad \{\theta_-^n\} = \cos^{-1}(\cos \theta_-) + 2n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (\text{A.11})$$

que correspondem a todos os ângulos maiores que θ_{\min} para os quais $H = E$. A diferença entre essas duas sequências está na derivada de H (>0 para a primeira e <0 para a segunda).

É importante notar também que em intervalos compactos onde a derivada de H (∂_H) é negativa, ou seja,

$$\left(\frac{y}{a} - x\right) \cos(\theta) - \left(\frac{x}{a} + y\right) \sin(\theta) \leq 0, \quad (\text{A.12})$$

não ocorrem pares de raízes. Pares de raízes só podem aparecer em intervalos compactos onde $\partial_H > 0$. A procura pelas raízes deve parar, em geral, antes de θ_{\max} , pois a equação (A.7) não tem solução para

$$\theta > \theta_{\max} = a \log \left(\frac{R}{R_{\min}} \sqrt{1 + a^2} \right) + \theta_{\min}, \quad (\text{A.13})$$

já que neste ponto, E alcança o valor máximo de H que é dado por

$$H_{\max} = \frac{R}{a} \sqrt{1 + a^2}. \quad (\text{A.14})$$

Uma outra sequência de ângulos que será útil durante a definição dos intervalos onde procuraremos as raízes é a dos máximos locais de H

$$\{\Theta^{(n)}\} = \tan^{-1} \left(\frac{y - ax}{x + ay} \right) + 2n\pi \quad \text{ou} \quad \tan^{-1} \left(\frac{y - ax}{x + ay} \right) + (2n + 1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A.15})$$

dependendo se $\tan^{-1}((y - ax)/(x + ay))$ é um máximo ($2n$) ou um mínimo ($2n + 1$).

Quatro condições foram identificadas para garantir que todas as raízes serão encontradas pelo método numérico enquanto nos movemos ao longo do intervalo.

Condição 1 $\partial_H(\theta_{\text{high}}) \leq 0$, $H \geq E$;

Condição 2 $\partial_H(\theta_{\text{high}}) \leq 0$, $H < E$;

Condição 3 $\partial_H(\theta_{\text{high}}) > 0$, $H \geq E$;

Condição 4 $\partial_H(\theta_{\text{high}}) > 0$, $H < E$; (região com possíveis soluções duplas)

Devemos então fazer um *loop* e fornecer, a cada iteração, um intervalo $[\theta_{\text{low}}, \theta_{\text{high}}]$ para a rotina numérica. As condições iniciais para o *loop* são $\theta_{\text{low}} = \theta_{\text{high}} = \theta_{\text{min}}$ e $n = m = p = 0$. Logo se

- Condição 1

$$\theta_{\text{low}} = \theta_{\text{high}};$$

$$\theta_{\text{high}} = \theta_-^{(n)}; \quad n ++;$$

$$\text{Se } (\theta_{\text{high}} > \theta_{\text{máx}}) \{ \theta_{\text{high}} = \theta_{\text{máx}}; \}$$

Chame a rotina que procura as raízes;

Atualize a distância mínima se este for o caso;

- Condição 2

$$\theta_{\text{low}} = \theta_{\text{high}} = \theta_+^{(m)}; \quad m ++;$$

$$\text{Se } (\theta_{\text{high}} > \theta_{\text{máx}}) \{ \theta_{\text{high}} = \theta_{\text{máx}}; \}$$

- Condição 3

$$\text{Se } (E(\Theta^{(p)}) > H(\Theta^{(p)})) \{ \theta_{\text{high}} = \Theta^{(p)}; p ++; \}$$

$$\text{caso contrário } \{ \theta_{\text{low}} = \Theta^{(p)}; \quad \theta_{\text{high}} = \theta_-^{(n)}; \}$$

$$\text{Se } (\theta_{\text{high}} > \theta_{\text{máx}}) \{ \theta_{\text{high}} = \theta_{\text{máx}}; \}$$

Chame a rotina que procura as raízes;

Atualize a distância mínima se este for o caso;

- Condição 4

$$\theta_{\text{high}} = \Theta^{(p)}; p ++;$$

$$\text{Se } (\theta_{\text{high}} > \theta_{\text{máx}}) \{ \theta_{\text{high}} = \theta_{\text{máx}}; \}$$

Braço	a	$R_{\min}(\text{kpc})$	$\theta_{\min}(\text{rad})$	extensão (rad)
1	4.25	3.48	0.000	6
2	4.25	3.48	3.141	6
3	4.89	4.90	2.525	6
4	4.89	4.90	5.666	6

Tabela A.1: Parâmetros dos braços espirais.

Chame a rotina que procura as raízes;

Chame a raiz encontrada θ_*

Atualize a distância mínima se este for o caso;

Se $(H(\theta_{\text{high}}) < E(\theta_{\text{high}}))$ { \ \ há um par de soluções

Se $(\partial_H(\theta_*) > \partial_E(\theta_*))$ { \ \ a menor solução foi encontrada

Chame a rotina que procura as raízes;

Atualize a distância mínima se este for o caso;

}

Caso contrário se $(\partial_H(\theta_*) < \partial_E(\theta_*))$ { \ \ a maior solução foi encontrada

Chame a rotina que procura as raízes;

Atualize a distância mínima se este for o caso;

}

}

Esse método foi aplicado a 3 conjuntos de 50 pontos gerados aleatoriamente no plano galáctico na região onde $3,48 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$ para encontrar o braço espiral mais próximo. Os braços são parametrizados de acordo com a equação (A.1) usando valores de [38] reproduzidos na tabela A.1. As figuras A.1, A.2 e A.3 mostram os pontos gerados e as linhas que os ligam ao ponto identificado pelo método como o mais próximo dentre todos os braços.

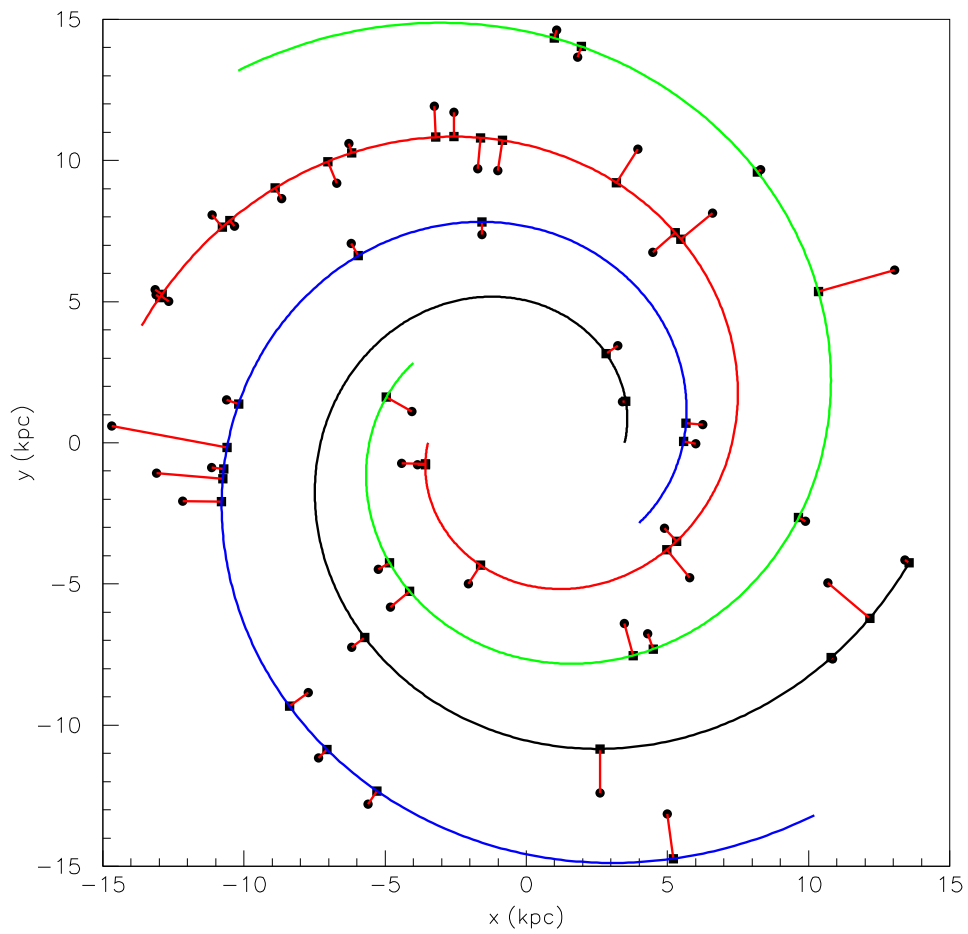


Figura A.1: Distância ao braço galáctico mais próximo para 50 pontos gerados aleatoriamente no plano galáctico na região $3,48 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$.

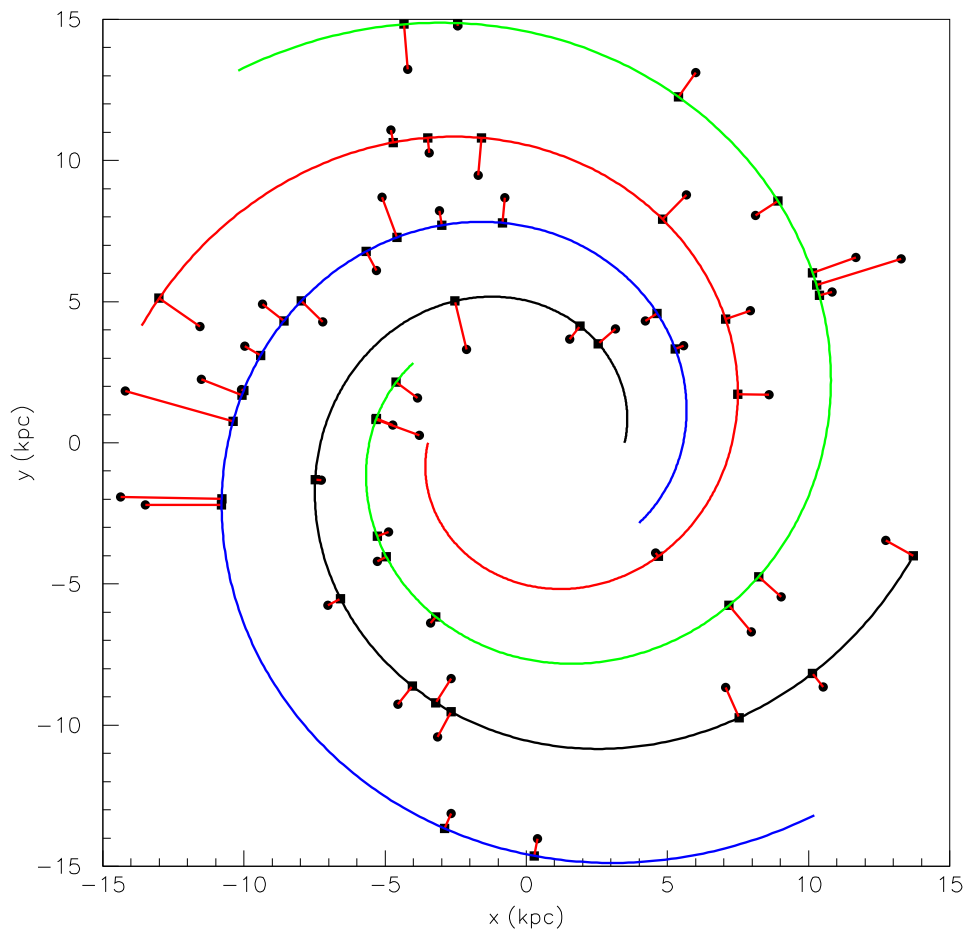


Figura A.2: Distância ao braço galáctico mais próximo para 50 pontos gerados aleatoriamente no plano galáctico na região $3,48 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$.

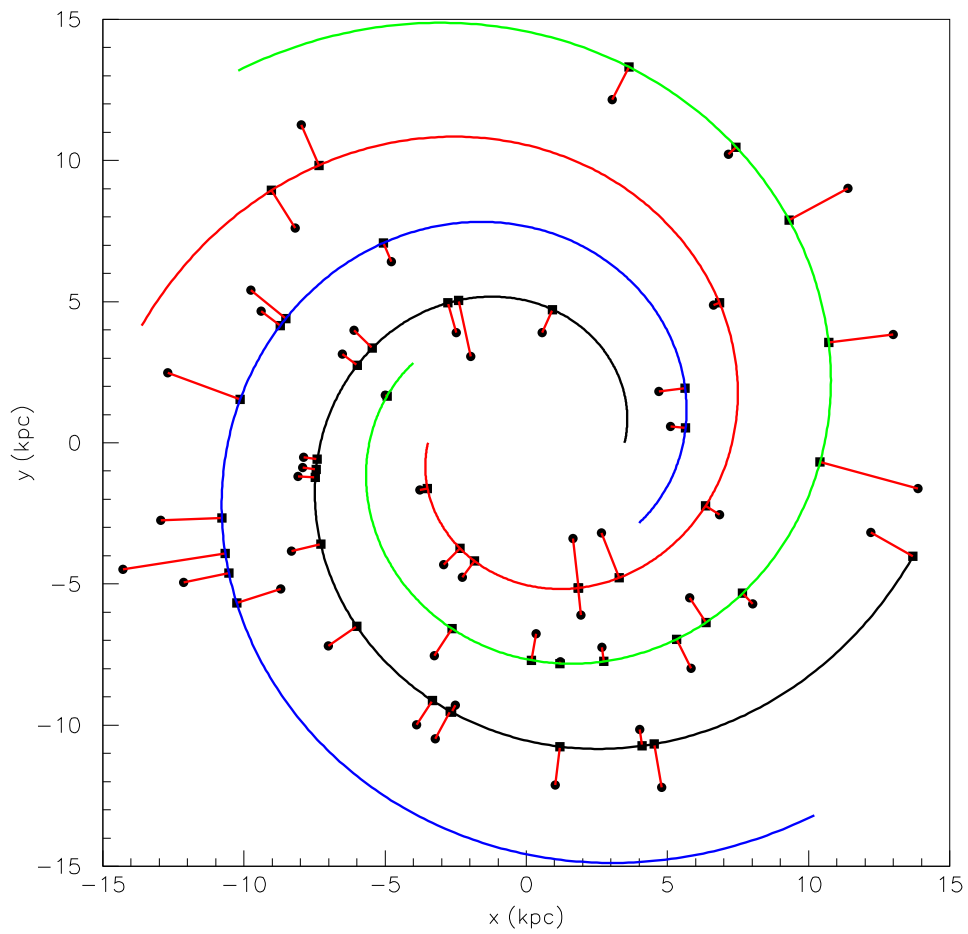


Figura A.3: Distância ao braço galáctico mais próximo para 50 pontos gerados aleatoriamente no plano galáctico na região $3,48 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$.

Apêndice B

Exposição e Cobertura do Auger

B.1 Determinação da Exposição

Para um observatório como o Pierre Auger, a *exposição* é uma função na esfera celestrial. Sua unidade é $\text{km}^2 \cdot \text{ano}$, ou seja, é a área efetiva de coleta de dados integrada no tempo para cada direção do céu. Em outros contextos o termo *exposição* se refere à exposição total integrada na esfera celeste e sua unidade é $\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{ano}$. Para determinar o fluxo de raios cósmicos, por exemplo, divide-se o número de raios cósmicos detectados em cada bin de energia pela exposição total para aquela energia (em geral a exposição de um experimento é dependente da energia).

Neste apêndice estamos interessados na *exposição relativa* ω que é uma função adimensional na esfera que assume valores entre 0 e 1. Essa função é análoga à eficiência de um detector. Onde ela assume o valor 1 a eficiência é máxima.

A operação em tempo integral do observatório implica que a exposição não varia com o tempo sideral, logo não depende da coordenada equatorial ascensão reta. A parte sul do Auger está localizada a uma latitude de -35° e a parte norte está projetada para uma latitude de $+37,75^\circ$ e supostamente possuem eficiência máxima para raios cósmicos que chegam à Terra fazendo um ângulo $\theta < \theta_m = 60^\circ$ com a vertical. A exposição relativa para um detector a uma latitude a_0 é a seguinte

$$\omega(\delta) \propto \cos(a_o) \cos(\delta) \sin(\alpha_m) + \alpha_m \sin(a_o) \sin(\delta), \quad (\text{B.1})$$

onde α_m é igual a

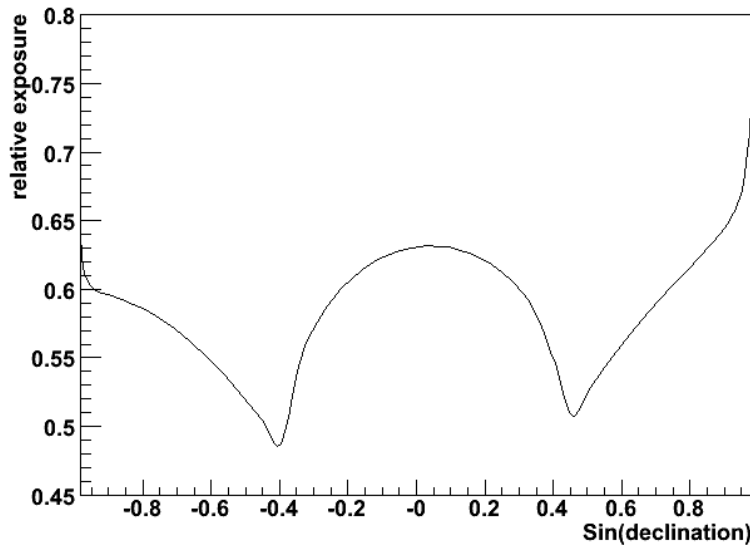


Figura B.1: Exposição relativa teórica para as partes norte e sul do Auger em função de δ .

$$\begin{aligned} 0 & \quad , \text{ se } \xi > 1 \\ \pi & \quad , \text{ se } \xi < -1 \\ \cos^{-1}(\xi) & \quad , \text{ se } -1 \leq \xi \leq 1 \end{aligned}$$

$$\text{com } \xi \equiv \frac{\cos(\theta_m) - \sin(a_o) \sin(\delta)}{\cos(a_o) \cos(\delta)}.$$

A figura B.1 mostra a soma das exposições relativas das partes norte e sul do Auger como função da coordenada equatorial δ .

A figura B.2 mostra como um céu isotrópico seria visto pelo Auger norte+sul.

B.2 Cobertura do Auger e mapas de excesso

Com o aumento do número de eventos coletados, a Colaboração Auger decidiu desenvolver um método que utilize os próprios dados do experimento para estimar a sua exposição relativa, sua *cobertura*. Inicialmente foram propostos dois métodos: o método semi-analítico [41, 42] e o método de *shuffling* [43]. Quatro grupos trabalharam na determinação da cobertura: Bariloche, Paris, Rio e Utah. Apresentei esses resultados na XXVII Jornada de Iniciação Científica da UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil. Esses resultados foram apresentados também na XXIX ICRC, Pune, Índia [44] e utilizados em [45].

O método semi-analítico consiste em ajustar uma curva teórica à distribuição em θ

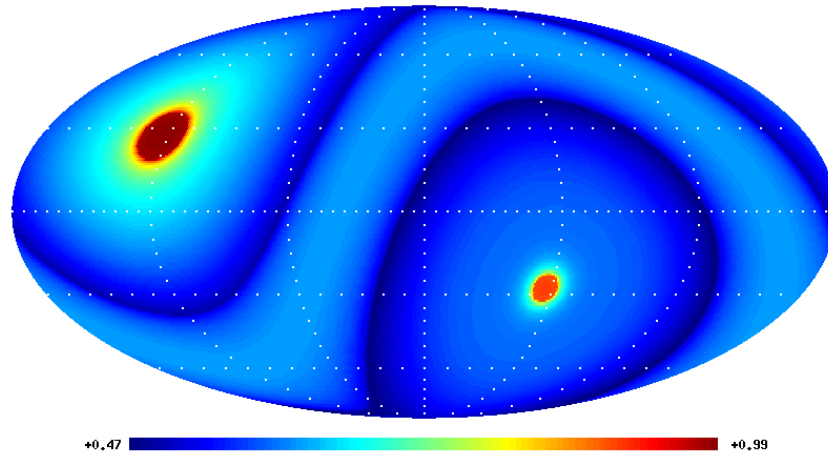


Figura B.2: Céu isotrópico visto pelas partes norte e sul do Auger de acordo com a exposição relativa dada pela equação (B.1). O excesso mais à esquerda corresponde ao pólo norte e o mais à direita ao pólo sul.

dos dados e assumir que a coordenada local φ é isotrópica. Dessa forma, os eventos simulados são obtidos sorteando-se um valor para θ segundo a distribuição ajustada e valores aleatórios uniformes para φ e UTC. O mapa de cobertura obtido a partir do método semi-analítico é mostrado na figura B.3.

O método de *shuffling* consiste em construir vários mapas de eventos e depois calcular a média desses mapas. O critério utilizado para construir esses mapas é o seguinte: sortear um valor para as coordenadas locais θ_s , ϕ_s e UTC_s (Tempo Universal Coordenado) a partir das respectivas distribuições nos dados. Dessa forma *embaralhamos* os dados mantendo, por construção, a distribuição em θ , ϕ e UTC dos dados. O resultado obtido através do *shuffling* é mostrado na figura B.4.

Os mapas mostrados nas figuras B.3 e B.4 foram obtidos através do cálculo das densidades em torno dos pontos da grade mostrada na figura B.5.

Podemos ver que ambos os métodos dão resultados similares. É importante notar que o *excesso* na região do pólo sul, que é uma característica marcante do detector, não foi suprimido.

De posse de um conjunto de dados, podemos calcular a cobertura desse conjunto de dados e construir *mapas de excesso*. Mapas de excesso são mapas da razão dados/cobertura. Na nossa análise, preferimos fazer mapas em função da longitude galáctica, já que estamos interessados na estrutura da Galáxia.

Se fizermos a suposição de que os dados (D) podem ser escritos como uma soma do

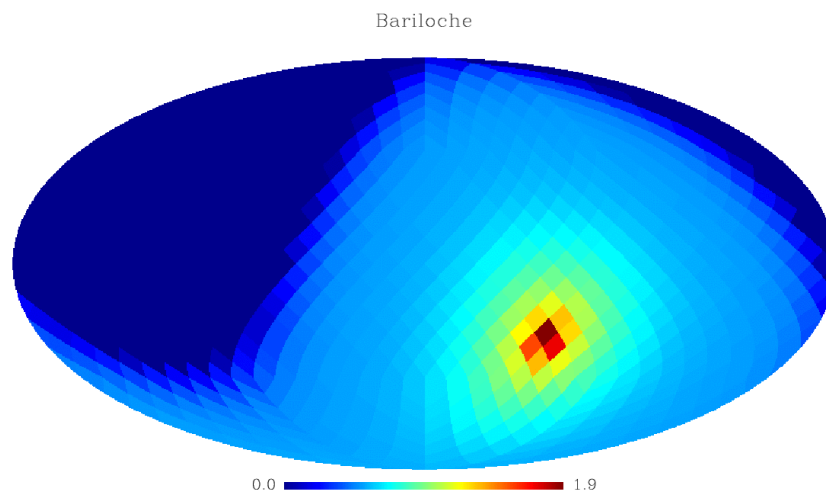


Figura B.3: Exposição do Auger calculada pelo método semi-analítico.

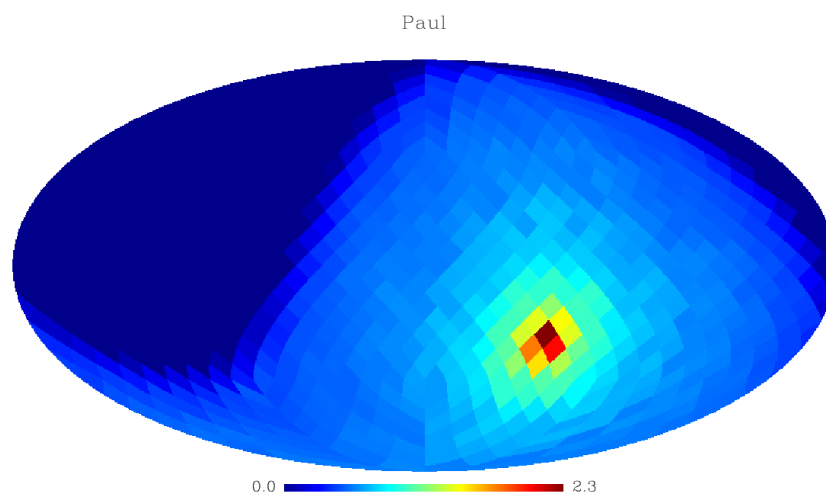


Figura B.4: Exposição do Auger calculada pelo método de *shuffling*.

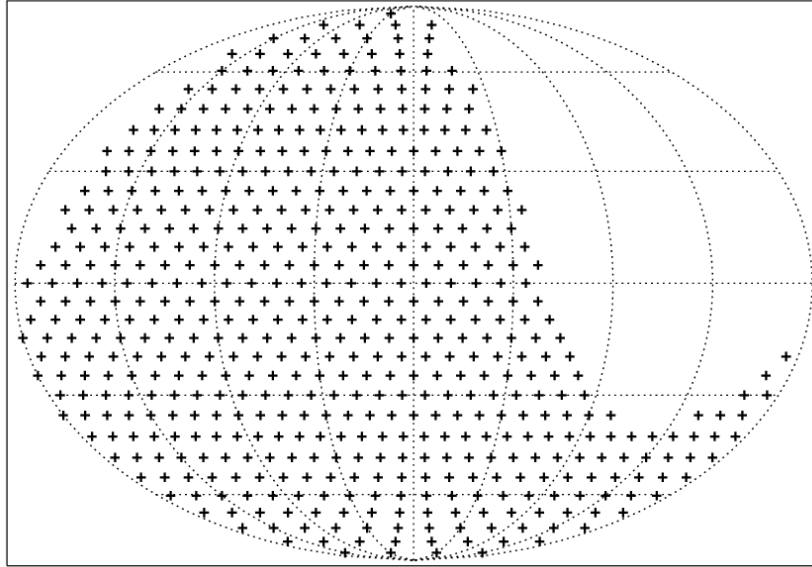


Figura B.5: Grade utilizada no cálculo das densidades através dos métodos semi-analítico e *shuffling*. Cedida por Jean-Christophe Hamilton.

sinal (S) e da cobertura (C), ou seja,

$$D = S + C, \quad (\text{B.2})$$

ao calcularmos a razão D/C , o resultado será

$$\frac{D}{C} = \frac{S}{C} + 1. \quad (\text{B.3})$$

A equação B.3 mostra que um mapa de D/C é, na verdade, um mapa de S/C somado a 1. Isso quer dizer que mapas de excesso absorvem a contribuição da cobertura e o resultado é a contribuição do sinal.

Na análise do capítulo 5, para calcular os mapas de excesso, utilizamos o método de *shuffling*.

Bibliografia

- [1] Auger Collaboration, *The Pierre Auger Design Report*.
- [2] R.A. Millikan, G. Horvey Cameron, Phys. Rev. **28**, 851 (1926).
- [3] J. Clay, Proc. R. Acad. Amsterdam **31**, 1091 (1928).
- [4] A.H. Compton, Phys. Rev. **41**, 111 (1932).
- [5] A.H. Compton, Phys. Rev. **43**, 387 (1933).
- [6] B. Rossi, Phys. Rev. **36**, 606 (1930).
- [7] C.D. Anderson, Phys. Rev. **43**, 491 (1933).
- [8] P.A.M. Dirac, Roy. Soc. Proc. A **117**, 610, (1928).
- [9] P. Auger *et al.*, Rev. Mod. Phys. **11**, 288 (1939).
- [10] W. Kolhörster, J. Matthes and E. Weber, Naturwiss. **26**, 576 (1938).
- [11] S.H. Neddermeyer, C.D. Anderson, Phys. Rev. **51**, 884 (1937).
- [12] S.H. Neddermeyer, C.D. Anderson, Phys. Mod. Rev. **11**, 191 (1939).
- [13] J.W. Cronin, *The highest-energy cosmic rays*, arXiv:astro-ph/0402487.
- [14] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169-1174 (1949).
- [15] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Asreophys., **22**, 425 (1984).
- [16] I. F. M. Albuquerque, G. R. Farrar and E. W. Kolb, Phys. Rev. D **59**, 015021 (1999)
[arXiv:hep-ph/9805288].
- [17] P. Jain, D. W. McKay, S. Panda and J. P. Ralston, Phys. Lett. B **484**, 267 (2000)
[arXiv:hep-ph/0001031].

- [18] F.W. Stecker and S.T. Scully *Astropart. Phys.* **23**, 203 (2005).
- [19] V. Berezhinsky, M. Kachelriess and A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4302 (1997) [arXiv:astro-ph/9708217].
- [20] P. Bhattacharjee and G. Sigl, *Phys. Rev. D* **51**, 4079 (1995) [arXiv:astro-ph/9412053].
- [21] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748 (1966); G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, *Sov. Phys. JETP Lett.* **4**, 78 (1966).
- [22] P. P. Kronberg, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 325 (1994); P. Blasi, S. Burles, and A. V. Olinto, *Ap. J.* **514**, L79 (1999).
- [23] AIRFLY Collaboration, *Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons*, arXiv:astro-ph/0703132v1
- [24] M.A. Lawrence, R.J.O. Reid, A.A. Watson, *J. Phys. G.* **17**, 773 (1991).
- [25] C.J. Bell *et al.*, *J. Phys. A* **7**, 990 (1974).
- [26] B.N. Afanasiev *et al.*, *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf.* **2**, 756 (1995).
- [27] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 (1963).
- [28] S. Yoshida *et al.*, *Astrop. Phys.* **3**, 105 (1995).
- [29] D.J. Bird, *et al.*, *Ap, J.* **424**, 491 (1994).
- [30] HiRes Collaboration, *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*, arXiv:astro-ph/0703099v1.
- [31] X. Bertou, P.S. Allison, C. Bonifazi *et. al.*, *Nucl. Instr. Meth. A* **568**, 839 (2006).
- [32] M. Aglietta *et al.* para a Colaboração Auger, 29th ICRC proceedings, Pune (2005).
- [33] Clem Pryke para a Colaboração Auger, GAP-1998-006.
- [34] M. Mostafa para a Colaboração Auger, 29th ICRC proceedings, Pune (2005).
- [35] B. L. Lago, A. Letessier-Selvon, J. R. T. de Mello, GAP-2006-102.
- [36] D. Allard *et al.* para a Colaboração Auger, 29th ICRC proceedings, Pune (2005).
- [37] B. L. Lago, A. Letessier-Selvon, E. M. Santos, J. R. T. de Mello, GAP-2007-061.

- [38] Wainscoat *et al.*, The Astrophysical Journal Suppl. Series **83** 111 (1992).
- [39] T. Stanev, APJ, Vol. **479**:290-295, 1997.
- [40] A. Letessier-Selvon *et al.*, *Large Scale Analysis* - Apresentado no Encontro da Colaboração Auger, Malargue, Argentina, em Abril de 2007.
- [41] Eric Armengaud, Tristan Beau, Pierre Da Silva *et al.*, GAP-2003-105.
- [42] JC. Hamilton, E. Armengaud, T. Beau *et al.*, GAP-2004-040.
- [43] Clay, R. para a Colaboração Auger, *The Anisotropy Search Program For the Pierre Auger Observatory*, arXiv:astro-ph/0308494.
- [44] JC. Hamilton *et al.* para a Colaboração Auger, 29th ICRC proceedings, Pune (2005).
- [45] J. Abraham *et al.* para a Colaboração Auger, Astrop. Phys. **27**, 244 (2007) [arXiv:astro-ph/0607382].