

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física Gleb Wataghin

Tese de Doutorado

*"Estudo de Chuveiros Atmosféricos Extensos
com o Calorímetro Hadrônico
MHD - EAS-TOP"*

Este exemplar corresponde à redação final
da tese de doutorado defendida pelo aluno
Hélio Nogima e aprovada pela Comissão Jul-
gadora.

hel < att
9/vi/97

Aluno: Helio Nogima
Orientador: Armando Turtelli Jr

**PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO DE
HÉLIO NOGIMA**

Data: 07 / 02 / 97

BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Armando Turtelli Júnior (Orientador)



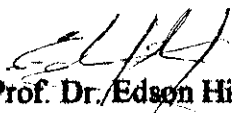
- Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard



- Prof. Dr. Hélio Manoel Portella



- Prof. Dr. Anderson Campos Fauth



- Prof. Dr. Edson Hiroyuki Shibuya

Agradecimentos:

Ao Prof. Gianni Navarra, pela minha aceitação dentro da colaboração EAS-TOP e pela disponibilização de toda estrutura necessária para o desenvolvimento dos trabalhos na Itália.

Ao staff do EAS-TOP pelo apoio prestado durante os períodos na Itália, em especial ao Mario Bertaina e à Antonella Castellina, pessoas que estiveram diretamente ligadas ao meu trabalho.

Ao Anderson Campos Fauth, que devido à sua experiência com o calorímetro, assunto principal da tese, foi uma das minhas principais referências sobre o aparato.

Ao meu orientador Armando Turtelli Jr que tornou tudo isto possível graças ao seu contato com a colaboração EAS-TOP.

À CAPES pela bolsa de doutoramento e à FAEP-UNICAMP pelo auxílio durante a finalização do trabalho.

Resumo

Esta tese foi desenvolvida no âmbito do experimento EAS-TOP, tendo um calorímetro hadrônico para raios cósmicos como objeto e instrumento de estudo. O trabalho consiste de uma parte instrumental e outra de análise de dados. Na parte instrumental destaca-se a medida da flutuação de resposta dos detectores proporcionais, obtida através da seleção de eventos de chuviros. Na outra parte o calorímetro é usado para o estudo de chuviros atmosféricos extensos. A análise é feita comparando os dados experimentais com simulações. Discutem-se as perspectivas futuras da utilização do calorímetro para essa análise.

Abstract

In this work we analyze the overall performance of the EAS-TOP Hadron Calorimeter. In its first part, we present some details about the physical characteristics of the HC and discuss the problem of fluctuations. In the second part, calorimetric measures of EAS cores are presented and analyzed using a full Monte Carlo simulation. Future perspectives of this kind of measures are discussed.

Índice Geral

1. Introdução	7
1.1 Referências	9
2. Estudo dos Raios Cósmicos	10
2.1 Composição e “Joelho” do Espectro	12
2.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos (EAS)	14
2.3 Estudo da Composição Através dos EAS	17
2.4 Referências	19
3. Calorimetria em Altas Energias	20
3.1 Cascata Eletromagnética	20
3.1.1 Flutuações na Medida de Energia em CEM	24
3.1.2 Flutuações em Calorímetros de Amostragem	25
3.1.3 Flutuação de Landau e de Comprimento de Traço	27
3.1.4 Efeito de Transição	29
3.2 Cascata Hadrônica	30
3.2.1 Resolução Intrínseca de Energia	33
3.2.2 Flutuação de Amostragem	34
3.2.3 Vazamento de Energia	36
3.3 Referências	37
4. O Experimento EAS-TOP	38
4.1 Detector Eletromagnético (EMD)	39
4.1.1 Os Módulos Cintiladores	40
4.1.2 Disparo de Aquisição (Trigger)	41
4.1.3 Reconstrução de dados	41
4.1.4 Resultados	45
4.2 Detector Cerenkov	46
4.2.1 Os telescópios Cerenkov	46
4.2.2 Aquisição de Dados Cerenkov	47
4.3 Detector de Ondas de Rádio - EASRADIO	48
4.3.1 Aquisição de Dados EASRADIO	49
4.4 Calorímetro Hadrônico (MHD)	50
4.5 Referências	51
5. O Calorímetro MHD EAS-TOP	52
5.1 Estrutura Geral	52
5.2 Câmaras Proporcionais	54
5.3 Tubos Streamer	56
5.3.1 Regime de Operação	56
5.3.2 Os tubos streamers do MHD	56

5.4 Eletrônica dos Tubos Streamer	57
5.5 Eletrônica dos Tubos Proporcionais	59
5.6 Trigger	60
5.7 Calibração das Pads	62
5.7.1 O Trigger	62
5.7.2 Procedimento de Calibração	63
5.8 Medida da Flutuação de Resposta das Câmaras Proporcionais	66
5.9 Referências	73
6. Estudo da Parte Central dos EAS	74
6.1 Introdução	74
6.2 Os Eventos Seleccionados	75
6.2.1 A Calibração usada	77
6.3 A Absorção da Parte Central dos EAS	78
6.3.1 Dados Experimentais de Absorção	85
6.4 Medida de Energia	93
6.5 Região $6.0 < \text{Log}(\text{Ne}) < 6.5$	95
6.6 Conclusão	103
6.7 Referências	104
7. Comentários e Conclusão	105
Apêndice A	107
Apêndice B	111

1. Introdução

Há um grande interesse no estudo dos chuveiros atmosféricos extensos (EAS¹) [1] de energias acima de 10 TeV, tanto para a física de partículas quanto para a astrofísica. A observação direta de partículas de alta energia, feita através de experimentos em altitudes de montanha, trouxe importantes informações sobre interações a altas energias. Foi através destas observações que se verificaram fenômenos como o crescimento da secção de choque hadrônica com a energia [2], a produção de partículas de curta duração [3], os eventos centauros [4] e etc. Por outro lado, o conhecimento do espectro energético das diversas componentes da radiação cósmica primária fornece subsídios essenciais para o estudo da origem, aceleração e propagação dos raios cósmicos no meio interestelar. Medidas diretas e precisas da composição e energia da radiação primária até a faixa de 10 TeV são obtidas através de modernos detectores a bordo de satélites e balões. O fluxo da radiação primária, que diminui com o aumento da energia, limita fortemente a observação direta para energias acima desta faixa. A detecção dos EAS através das suas várias componentes (fótons, elétrons, múons e hádrons) torna-se então, a forma mais prática de se obter informações sobre interações a tais energias e, consequentemente, sobre a radiação primária.

O experimento EAS-TOP é um observatório multi-componente dos raios cósmicos de alta energia, contendo detectores para a componente eletromagnética, muônica, de luz Cerenkov, de ondas de rádio e hadrônica dos EAS. A detecção dos múons e hádrons é feita pelo MHD (Muon Hadron Detector), um calorímetro hadrônico associado a um detector de trajetografia. Esta tese foi desenvolvida no âmbito do experimento EAS-TOP e tem o MHD como objeto principal de estudo.

O MHD - EAS-TOP foi projetado para a calorimetria de hádrons isolados e associados aos EAS, com especial interesse na região do espectro em torno de 10^3 TeV. Estudos da composição primária nesta faixa de energia são importantes porque o espectro de energia apresenta uma mudança de inclinação em torno desta região, a partir da qual a pendência é maior. Este fenômeno forma o chamado “joelho” do espectro da radiação

¹ Foi preferido o uso da sigla do inglês “Extensive Air Shower” em toda esta redação, por melhor identificar o assunto na literatura.

cósmica. A explicação para a sua existência não é ainda clara podendo ser atribuída a uma característica genuína do espectro de origem astrofísica, a um efeito de confinamento galático dos RC, a uma rápida mudança na composição primária ou mesmo na natureza das interações a altas energias. A explicação deste fenômeno depende basicamente de um melhor conhecimento da composição e da energia nesta região do espectro. A grande área de detecção (144 m^2) do MHD aliada a células de sinal (pads) de 0.16 m^2 possibilita a detecção do centro de chuviros com boa resolução espacial, permitindo a clara observação da sua estrutura. Com o MHD espera-se fazer um preciso estudo do espectro de raios cósmicos entre 10^{14} eV e 10^{18} eV fornecendo assim subsídios para o entendimento da existência do “joelho” do espectro.

A montagem do calorímetro foi concluída em 1994, com todos os seus planos sensíveis. Desde então está em contínua aquisição de dados, sendo que paralelamente são feitos os ajustes, calibração e estudo de comportamento do detector. Esses trabalhos são de extrema importância para experimentos do gênero, uma vez que a operação contínua por vários anos é desejável, deve se saber como corrigir os dados às eventuais diferenças de resposta do detector com o tempo (temperatura, pressão, gás etc.). Parte do trabalho desta tese foi dedicada ao estudo da resposta e ajustes do MHD. A principal parte instrumental da tese é a medida da flutuação dos detectores proporcionais. O método adotado, que envolve o uso de eventos de chuviros atmosféricos extensos, possibilita a quantificação da flutuação de resposta através dos dados normais de aquisição.

Nesta tese, os dados do calorímetro foram usados na investigação da estrutura dos chuviros atmosféricos extensos. Este estudo foi efetuado selecionando-se eventos cujo centro estão localizados sobre o MHD, correlacionando com as informações obtidas do detector eletromagnético. Os resultados são comparados com uma simulação Monte Carlo completa, incluindo o desenvolvimento na atmosfera até a resposta do detector. Para tanto, foi usado o código CORSIKA 4.5 [5] para a produção das cascatas atmosféricas e, através do ajuste de um código baseado no GEANT 3.21 [6], simulado a propagação das partículas no calorímetro e a resposta dos detectores proporcionais. São apresentados alguns resultados preliminares da análise do espectro dos raios cósmicos, principalmente na região próxima ao joelho.

Esta tese está dividida em 7 capítulos. O primeiro é esta introdução. No segundo são descritos alguns aspectos do estudo dos raios cósmicos: a sua origem; o espectro primário e sua interação com a atmosfera, observada através do desenvolvimento dos EAS. No terceiro capítulo é apresentado o formalismo geral sobre os calorímetros de altas energias, enfocando os principais efeitos e limitações que afetam diretamente a resposta do detector. No quarto capítulo são apresentados o experimento EAS-TOP, seu conjunto de detectores e suas características principais. O quinto capítulo é dedicado exclusivamente ao calorímetro MHD, onde são descritos detalhadamente o detector, sua eletrônica de aquisição de dados e a lógica para a seleção dos eventos de interesse. É discutida a sua performance geral e mostrados os procedimentos de calibração, ajustes e estudo de resposta do detector. No sexto capítulo é apresentada a análise de absorção de centros de chuvaros atmosféricos no MHD. Faz-se uma análise preliminar da sensibilidade do MHD à composição usando dados em correlação com o detector eletromagnético (EMD) do EAS-TOP. No sétimo capítulo estão as conclusões e comentários finais.

1.1 Referências

- [1] Rossi B., Greisen K., *Revs. Mod. Phys.*, 13, 240, (1941).
- [2] Yodh, G. B. et al., *Phys. Rev. Letters* 28, 1005, (1972).
- [3] Niu, K. et al., *Prog. Theor. Phys.* 46, 1644, (1971).
- [4] Lattes, C. M. G. et al., *Proc. of 13th ICRC*, 3, 2227, Denver, (1973).
- [5] Knapp J., Heck D., *EAS Simul. with CORSIKA a User's Man.*, Institut für Kernphysik, Germany.
- [6] Brum R. et al., *GEANT 3.21 Manuals*.

2. Estudo dos Raios Cósmicos

É chamada *radiação cósmica primária* aquela que incide na atmosfera, vinda do espaço exterior. Os subsequentes produtos da interação do primário com a atmosfera dão origem à *radiação cósmica secundária*, que forma os chuueiros atmosféricos. Mais à frente discutiremos os chuueiros atmosféricos em secção à parte.

A origem dos raios cósmicos primários é de grande interesse para o campo da astrofísica. Várias teorias sobre a sua produção foram propostas sugerindo origem galáctica, extragaláctica ou conjunção das duas. Objetos como supernovas são fortes candidatos a fontes de raios cósmicos, não só pela grande quantidade de energia que liberam, mas também pela sua emissão contendo elementos pesados que é compatível com aquela observada nos raios cósmicos. No entanto, o espectro energético de emissão das supernovas não atinge os valores detectados dos raios cósmicos de mais alta energia ($>10^{16}$ eV). Para explicar a alta energia dos raios cósmicos, foram criados vários modelos de aceleração que poderiam ocorrer através do encontro da partícula com ondas de choque no meio interplanetário, interestelar ou mesmo extragalático. Estes modelos tem como base o mecanismo de aceleração proposto por Fermi [1]. Provas de que estes choques podem acelerar partículas foram obtidas através de satélites e sondas no meio interplanetário. Acredita-se que a aceleração no meio interestelar seria causado principalmente pelo encontro com frentes de onda da explosão de supernovas.

O fluxo de raios cósmicos exclui uma teoria de origem puramente extragaláctica, pois para isso seria necessário que a densidade de energia fora da galáxia assumisse um improvável valor de $1\text{eV}/\text{cm}^3$. Atualmente a teoria mista, origem galáctica e extragaláctica, é a mais bem aceita. Na Figura 2-1 temos uma síntese do espectro dos raios cósmicos com referência à sua origem feita por Axford [2].

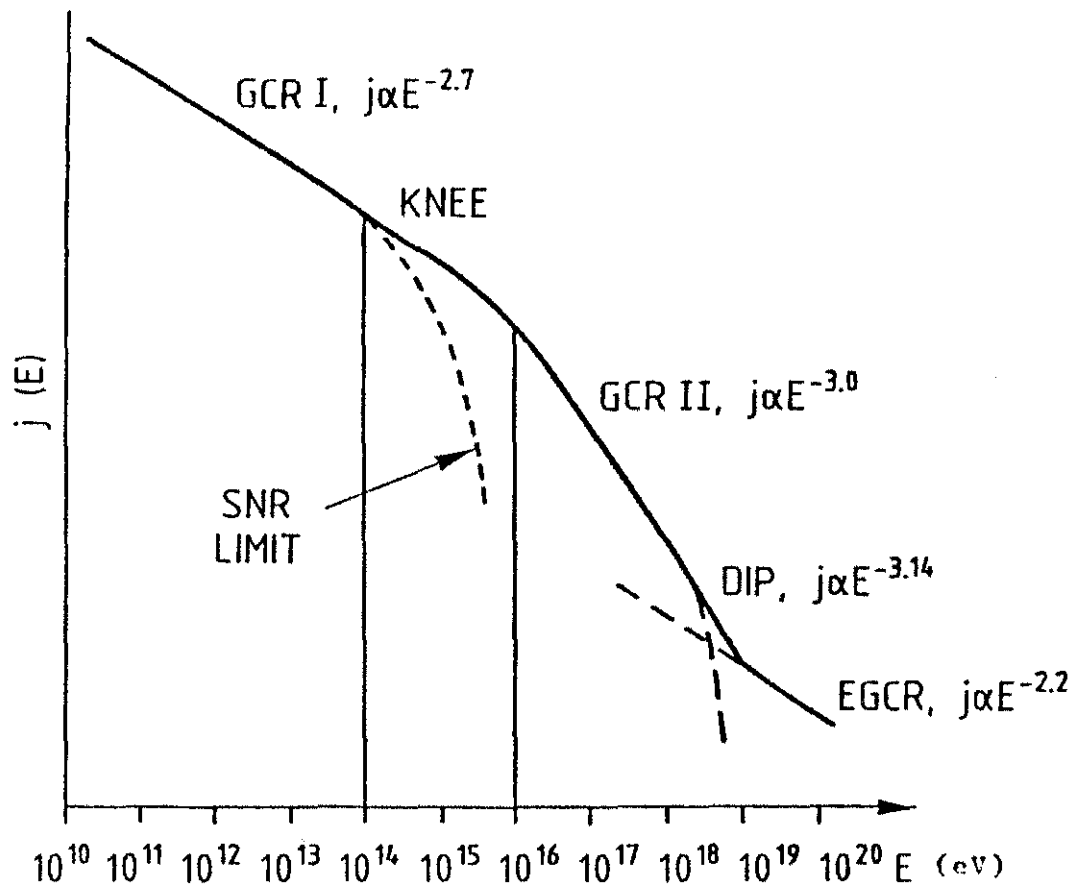


Figura 2-1. Forma do espectro de energia total dos raios cósmicos primários. GCRI (Galatic Cosmic Ray I) e GCRII (Galatic Cosmic Ray II) são regiões onde a composição é presumivelmente devido a uma origem galáctica. A região EGCR (ExtraGalatic Cosmic Ray) é das radiações extragaláticas. O “knee” (joelho) e o “dip” (também conhecido como “tornozelo”) são regiões de transição do espectro ainda não bem compreendidas. SNR mostra o limite devido a uma origem puramente de remanescentes de supernova. O eixo das ordenadas está em unidade arbitrária.

2.1 Composição e “Joelho” do Espectro

O conhecimento da composição da radiação cósmica primária é essencial para o desenvolvimento de teorias sobre a geração e propagação dos raios cósmicos na galáxia. As partículas da radiação cósmica primária são distribuídas num espectro extremamente largo, aproximadamente entre 10^9 eV e 10^{20} eV, que decresce rapidamente com o aumento da energia da partícula. Isso limita as medidas diretas [3] [4] feitas através de aparelhos espectrométricos a bordo de balões e satélites até a região de 100 TeV. Neste contexto, os dados utilizando técnica indireta de medida na determinação da energia e composição do primário são predominantes, sendo que para energias acima de 10^{15} eV os EAS tornam-se a principal fonte de informação.

Existe um particular interesse na região em torno de 3×10^{15} eV, onde surge o assim chamado “joelho” do espectro da radiação primária, uma interessante mudança na pendência da curva que caracteriza o espectro, como mostrado na Figura 2-2. A sua existência foi anunciada pela primeira vez em 1958 [5] e a sua origem vem sendo discutida desde então. Os modelos criados para explicar este fenômeno se baseiam em 4 possibilidades:

- fontes de raios cósmicos;
- mecanismos de aceleração;
- propagação através do meio interestelar (ISM);
- características de interações.

O modelo de difusão [6] foi um dos primeiros a serem propostos e continua bem aceito. Segundo ele, a propagação dos raios cósmicos no meio interestelar (*InterStellar Medium*, ISM) é determinada por irregularidades magnéticas e pela rigidez magnética das partículas ($R = p/Z$, sendo p o momento da partícula e Z a sua carga). Se o valor típico da irregularidade magnética na nossa galáxia é da ordem de 10^{13} Gauss-cm, que corresponde a um valor de $\sim 3\mu\text{G}$ da intensidade do campo magnético e tamanho de 1 pc, as partículas com rigidez menor que $R=3 \cdot 10^6$ GV serão retidas nesses campos magnéticos que atuam como armadilhas da radiação primária. Para valores de rigidez mais altos o raio de curvatura da trajetória das partículas torna-se maior que o tamanho da irregularidade

magnética, fazendo com que elas escapem da armadilha. A difusão torna-se, assim, mais intensa e as partículas escapam mais facilmente da galáxia. O “joelho” do espectro seria então a consequência do aumento do fluxo de partículas que escapam da galáxia. Os prótons possuem maior rigidez entre as partículas primárias de mesma energia, por isso são os primeiros a escapar. Por este modelo a composição se torna mais pesada com o crescimento da energia, até que os núcleos de Fe também comecem a escapar a energias 26 vezes maiores. Quando comparado com dados experimentais o “joelho” reproduzido por este modelo é bastante suave cobrindo cerca de 1.5 décadas de energia.

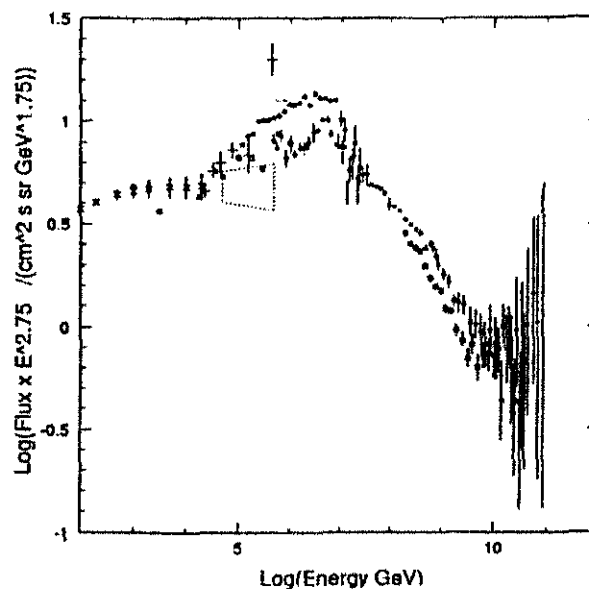


Figura 2-2. Espectro diferencial da radiação cósmica primária [7]. A protuberância entre 10^{15} e 10^{16} eV é o chamado “joelho” do espectro.

Outros modelos atribuem o fenômeno não a processos astrofísicos, mas de física de alta energia, em particular interações a altas energias. Neste caso infere-se que o “joelho” do espectro seja consequência de uma mudança na característica das interações na região próxima a 10^{17} eV. Se isto for verdade o problema da massa do primário e origem dos raios cósmicos terá pouca relação com a forma do espectro de energia. No entanto, se o espectro tem uma inclinação constante, mas se observa um súbito decréscimo da intensidade de EAS, é preciso explicar o que acontece com a energia faltante. Os

proponentes de tais modelos costumam atribuir o efeito a partículas não observadas, que carregariam grande parte da energia não computada. Para contornar em parte esta dificuldade em uma recente versão deste modelo [8] foi introduzida uma suave mudança do espectro, ou seja, o próprio modelo de difusão. Estes exemplos demonstram a conexão da composição do primário com o problema geral da origem e propagação dos raios cósmicos e justificam o contínuo interesse do seu estudo.

2.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos (EAS)

Chuveiros atmosféricos extensos são basicamente cascatas de partículas geradas pela interação de um núcleo ou fóton de alta energia (10 TeV) da radiação primária no topo da atmosfera. À medida que se desenvolve na atmosfera, o EAS multiplica o número de partículas produzidas até um valor máximo, a partir do qual a energia média das partículas é menor que a necessária para a produção de secundários. A cascata começa então a ser consumida à medida que se propaga. Como resultado deste processo é formada uma frente de partículas relativísticas, que pode ser aproximada à forma de um disco com espessura de alguns nanossegundos, que atinge a superfície da terra.

Os chuveiros atmosféricos possuem três componentes principais: eletromagnética, hadrônica e muônica. A região central do chuveiro é constituída de hádrons de alta energia. Esta componente hadrônica é a mais importante do chuveiro, pois ela alimenta continuamente a cascata eletromagnética, através da produção de π^0 s que decaem rapidamente em fótons. Cada fóton de alta energia dá início a uma cascata eletromagnética, alternando mecanismos de produção de pares e bremsstrahlung. A cascata hadrônica é responsável também pela produção da componente muônica, formada do decaimento de píons e káons carregados. Quando a energia dos píons não é suficientemente alta, começa a haver um rápido decréscimo da cascata hadrônica, pois eles decaem para múons antes de interagirem com outras partículas da atmosfera. Por esta razão o número de múons aumenta com a profundidade. Sendo partículas altamente penetrantes, os múons se distinguem claramente da componente hadrônica alcançando grandes profundidades na atmosfera.

A cada interação hadrônica pouco mais de um terço da energia vai para a cascata eletromagnética. Os outros hádrons (píons carregados) interagem novamente e eventualmente têm também parte da energia convertida para a componente eletromagnética. Além disto, devido à rápida multiplicação da cascata eletromagnética, os elétrons e pósitrons são as partículas mais numerosas nos chuveis atmosféricos. Assim, a maior parte da energia do chuveiro é dissipada através de perda por ionização dos elétrons e pósitrons. Por esta razão, a componente eletromagnética é a mais representativa dos processos de interações no estudo dos EAS.

Em termos práticos, o principal parâmetro de caracterização da componente eletromagnética a uma dada altitude é a sua distribuição lateral. Nishimura, Kamata [9] e Greisen [10] deduziram uma expressão analítica para a distribuição lateral das partículas de cascatas puramente eletromagnéticas. Esta formulação é conhecida como a função NKG, sendo dada por:

$$\rho(r) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \quad \text{Eq. 2-1}$$

onde r_M é o raio de Moliere, r é a distância ao centro do chuveiro, s o parâmetro conhecido como idade do chuveiro e $C(s)$ uma constante de normalização, escolhida de forma tal que:

$$2\pi \int_0^{\infty} x \rho(x) dx = 1 \quad \text{Eq. 2-2}$$

com $x=r/r_M$.

A função NKG é válida para $1.0 \leq s \leq 1.4$ e a densidade de partículas a uma dada profundidade t (em comprimentos de radiação), a uma distância r do centro é:

$$\rho(r, t) = \frac{N_e(t)}{r_M^2} \rho(r) \quad \text{Eq. 2-3}$$

onde $N_e(t)$ é o número total de partículas no chuveiro em t .

A relação entre a idade do chuvaireiro e a distribuição lateral, dada pela função NKG, possibilita a correlação da sua forma em determinada profundidade com o seu estágio de desenvolvimento. Isto é possível devido à relação direta que se obtém das parametrizações dos chuvaireiros atmosféricos como colocado por Rossi e Greisen [11], onde para $s < 1$ o chuvaireiro se desenvolve, em $s = 1$ atinge seu máximo e para $s > 1$ decresce até a extinção.

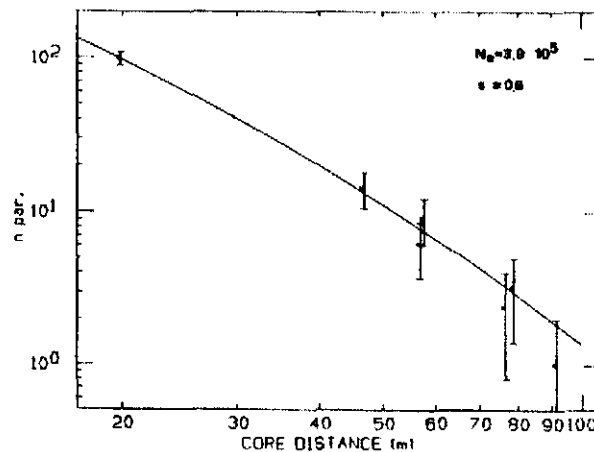


Figura 2-3. Exemplo de medida da densidade e da distribuição lateral de partículas de um chuvaireiro atmosférico [13]. A curva é o ajuste feito com a função NKG.

O problema principal desta formulação é que ela deriva de cascatas puramente eletromagnéticas. No caso da componente gerada do decaimento de π^0 s seria, portanto, necessário o entendimento da distorção na forma da distribuição em comparação com a cascata puramente eletromagnética. A previsão teórica é que a distribuição lateral de chuvaireiros gerados por fótons seria mais íngreme do que os gerados por prótons primários de mesma energia. No entanto, experimentalmente foram obtidos resultados contraditórios [12], o que coloca a necessidade de se conhecer o conteúdo hadrônico do chuvaireiro. Ainda assim, a função NKG ou modificações dela tem provado ser útil na caracterização dos chuvaireiros atmosféricos. Com ela é possível determinar, através de módulos detectores espalhados sobre uma grande superfície, a posição do centro do chuvaireiro com boa precisão e estimar os valores de idade s e tamanho N_0 . Temos um exemplo disto na Figura 2-3 [13].

2.3 Estudo da Composição Através dos EAS

Medidas diretas da composição dos raios cósmicos primários se estendem a energias da ordem de 100 TeV/núcleon, ainda assim com baixa estatística de dados. Para energias mais altas, a medida de composição é feita pela comparação de algumas características dos EAS com resultados de simulações. Consequentemente, a qualidade dos dados obtidos depende essencialmente do modelo adotado e da sensibilidade da medida à composição do primário. As medidas mais comuns neste tipo de análise são: a razão entre o número de múons e número de elétrons N_μ/N_e do chuveiro, o tempo de chegada dos hádrons e altura do máximo do chuveiro. No entanto, estas medidas apresentam apenas uma fraca sensibilidade à composição, o que torna a sua interpretação altamente dependente de modelo. Outro problema na determinação da massa do primário através dos EAS é que as características das interações e secções de choque dependem da energia. Estes efeitos se sobrepõem fortemente às mudanças causadas pela diferença de composição entre um chuveiro e outro. Para evitar esse problema é necessário haver, para cada chuveiro, todos os tipos de medidas possíveis simultaneamente, ou haver uma medida que forneça uma assinatura mais clara da massa do primário.

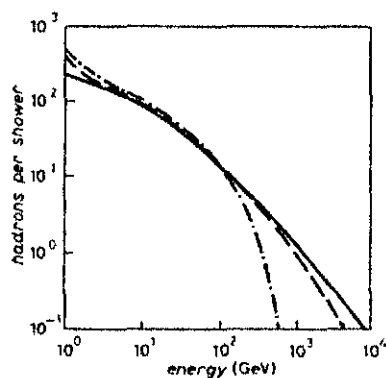


Figura 2-4. Simulação do espectro de energia dos hádrons de EAS iniciados por primários verticais prótons (—), ^{10}B (- - -) e ^{56}Fe (- · - ·) com energia total de 10^6 GeV [14].

Estudos conduzidos por Grieder [14], mostraram que o conteúdo hadrônico de mais alta energia dos EAS pode ser usado como um parâmetro sensível à composição do primário. Nesta sua análise, como se vê na Figura 2-4, a rápida mudança da pendência do espectro dos hádrons de chuviros iniciados por ferro se diferencia claramente daqueles iniciados por primários mais leves como o próton. De fato, os hádrons dos chuviros de ferro tem um rápido corte antes de 1 TeV, enquanto para prótons de mesma energia (10^6 GeV) o espectro continua até a região dos 10 TeV. O mesmo resultado foi obtido para primários num grande intervalo de energias. Na verdade este resultado não é surpreendente, pois pode ser o pronunciamento do efeito da partícula-líder em conjunção com a energia por núcleon, que é quase duas ordens de grandeza menor para o ferro em comparação com o primário próton de mesma energia.

Concluindo este capítulo, podemos afirmar que por essas razões a maior parte das experiências de EAS em funcionamento, se dedica ao estudo dessa região do espectro e da composição primária. Essa motivação científica determina também a forma e as características dos detectores, como veremos adiante. O detector MHD do EAS-TOP é compatível com este método de investigação da composição primária, sendo um calorímetro hadrônico, com boa área de detecção e resolução espacial para identificação do número de hádrons no chuviro. Além disto, o detector eletromagnético do EAS-TOP pode fornecer a informação do tamanho N_e do chuviro, de forma a estabelecer a energia do chuviro, necessária nesta técnica.

2.4 Referências

- [1] Fermi E., *Phys. Rev.*, 75, 1169, (1949).
- [2] Axford W. I., *Proc. of The ICRR Inter. Symp.*, 406, (1991).
- [3] Burnett T. H. et al., *Astrophysics Journal*, 349, 25, (1990).
- [4] Zatsepin V. I. et al., *Proc. of 23th ICRC*, Calgary, H1, 439, (1993).
- [5] Kulikov G. V., Khristiansen G. B., *Sov. Phys. JETP*, 35, 635 (1958).
- [6] Peters B., *Proc. of 6th ICRC*, 3, 157, (1959).
- [7] Hayashida N. et al., *Tokyo Workshop on Large EAS*, (1993).
- [8] Nikolsky S. I., *Bull. Russ. Acad. Sci.*, 57, 595, (1993).
- [9] Kamata K., Nishimura J., *Prog. Theor. Phys.*, Kyoto, Suppl. 6, 93, (1958).
- [10] Greisen K., *Prog. Cosmic Ray Physics*, 3, 1, (1956).
- [11] Rossi B., Greisen K., *Revs. Mod. Phys.*, 13, 240, (1941).
- [12] Idenden D. W., *Proc. of 21st ICRC*, 9, 13, Adelaide, (1990).
- [13] Aglietta M. et al., *Nucl. Instrum. Methods*, A277, 23, (1989).
- [14] Grieder P. K. F., *Il nuovo Cimento*, 84A, N° 4, 285, (1984).

3. Calorimetria em Altas Energias

Um detector calorimétrico é aquele que registra toda a energia da radiação incidente. Em geral, ele é um arranjo de materiais colocados para interagir com a radiação a ser estudada. O objetivo é degradar a sua energia por completo e, através da ionização ou excitação do material que compõe os detectores colocados no seu interior, medir a energia da partícula incidente. A interação da radiação com o material *absorvedor* dá início ao desenvolvimento de uma cascata que distribui a energia inicial entre as partículas que a compõe. O aparato deve ser construído de tal maneira que toda a evolução da cascata deve nele estar contida criando condições para medir a sua energia. Mesmo assim, as flutuações inerentes a estes processos e as várias técnicas usadas para a medição dos produtos impõem algumas limitações na resolução final obtida. Neste capítulo estão descritos os processos de cascata eletromagnética e hadrônica no interior do calorímetro, evidenciando alguns conceitos básicos que envolvem a pesquisa em calorimetria [1] [2] [3] [4].

3.1 Cascata Eletromagnética

Quando um fóton ou elétron (pósitron) interage com o material absorvedor do calorímetro os vários processos de interações eletromagnéticas dão origem à cascata eletromagnética (CEM). Através destes processos, Figura 3-1, ela se propaga até que o processo de perda dominante seja por ionização, a partir deste momento a perda de energia das partículas se dá sem a geração de secundários e a cascata caminha ao seu término. Quando isto ocorre, a energia depositada no calorímetro deve ser igual à energia original da radiação primária. O valor da energia da partícula é proporcional à quantidade de material que ela consegue atravessar, ou seja deve ter relação direta com o comprimento de traço T que ela percorre no aparato. Na prática este traço é subdividido num esquema de árvore com vários ramos que formam a cascata e o valor da energia é obtido através da soma de todos os traços registrados pelos detectores do calorímetro.

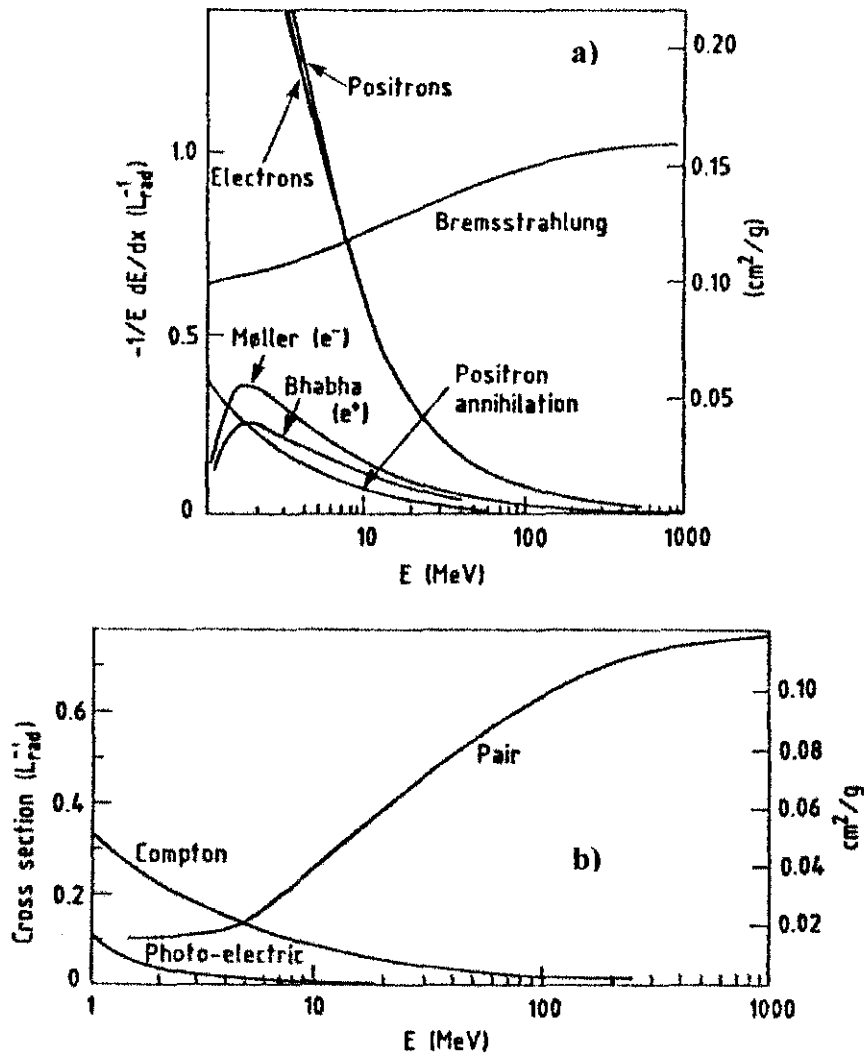


Figura 3-1: a) Energia dissipada, por comprimento de radiação (ordenada esquerda) e por espessura de material atravessado (ordenada direita) em função da energia do elétron. b) Secção de choque do fóton em função da sua energia. Ambos propagando em chumbo.

A cascata eletromagnética é totalmente descrita pela eletrodinâmica quântica e o seu desenvolvimento depende essencialmente da densidade de elétrons do material absorvedor. Por esta razão é possível descrever a dimensão longitudinal das cascatas eletromagnéticas de alta energia ($E > 1$ GeV) independentemente do material, usando o comprimento de radiação X_0 . Desta forma podemos descrever a perda de energia ΔE por bremsstrahlung, processo dominante em altas energias, no comprimento Δx por:

$$(\Delta E)_{\text{radiação}} = -E(\Delta x / X_0) \quad \text{Eq. 3-1}$$

onde podemos aproximar para materiais com $13 \leq Z \leq 92$:

$$X_0 = 180A / Z^2. \quad \text{Eq. 3-2}$$

O desenvolvimento longitudinal da CEM é então determinado pelo comprimento de radiação X_0 . Já o desenvolvimento transversal da cascata é devido principalmente ao espalhamento múltiplo de elétrons que não irradiam, mas possuem energia suficiente para se distanciarem do centro. A energia do elétron que perde tanta energia por colisão quanto por radiação é definido como *energia crítica* ϵ , tal que a unidade de espalhamento transversal de um chuva produzido por um elétron de energia ϵ depois de atravessar um comprimento X_0 é dado por:

$$R_M = \frac{E_\epsilon}{\epsilon} X_0. \quad \text{Eq. 3-3}$$

Esta quantidade é o raio de Moliere, onde E_ϵ é uma constante que aparece na teoria de espalhamento múltiplo e equivale a 21 MeV. A energia crítica ϵ depende exclusivamente do material absorvedor e tem o valor aproximado de $\epsilon = 550 Z^{-1}$ MeV, sempre no intervalo $13 \leq Z \leq 92$. Podemos então reescrever uma forma aproximada do raio de Moliere:

$$R_M = 7 \frac{A}{Z} \frac{g}{\text{cm}^2}. \quad \text{Eq. 3-4}$$

A quantidade ϵ/X_0 é a perda mínima por colisão que é simplificada através das aproximações anteriores para:

$$\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_{\min} = \frac{\epsilon}{X_0} \approx 3 \frac{Z}{A} \text{MeV} \frac{\text{cm}^2}{g}. \quad \text{Eq. 3-5}$$

B. Rossi fez uma descrição analítica do desenvolvimento longitudinal da CEM baseando-se em algumas suposições, a chamada aproximação B [5]:

- a secção de choque para ionização é independente da energia;
- o espalhamento múltiplo é desprezado e a CEM é tratada unidimensionalmente;
- o espalhamento Compton é desprezado.

Como principais resultados deste estudo estão as quantidades da Tabela 3-1.

<i>Quantidade</i>	<i>Elétrons incidentes</i>	<i>Fótons incidentes</i>
Máximo do CEM, $t_{\max}$	$1.0 (\ln y - 1)$	$1.0 (\ln y - 0.5)$
Centro de gravidade, t_{med}	$t_{\max} + 1.4$	$t_{\max} + 1.7$
Num. de $e^+ e^-$ no pico	$0.3 y (\ln y - 0.37)^{-1/2}$	$0.3 y (\ln y - 0.31)^{-1/2}$
Compr. Total T	y	y

Tabela 3-1. Quantidades obtidas com a aproximação B de Rossi, onde $y=E/\epsilon$ e T é medido em unidades de X_0 .

Para representar o desenvolvimento espacial do chuveiro é usada a distribuição diferencial do comprimento de traço T citado anteriormente. A quantidade T depende da energia limiar η que é a energia cinética mínima para que o elétron seja detectado, ou seja, depende do sistema de detecção usado. Quando $\eta=0$ o comprimento do traço expresso em X_0 é igual a E/ϵ . Para valores não nulos de η o comprimento de traço medido é na verdade

$$T = F \frac{E}{\epsilon} \quad \text{Eq. 3-6}$$

onde F é a fração de redução do traço visível. Seu valor para $E \gg \eta$ ($\xi = 2.29\eta/\epsilon$) é determinada como

$$F(\xi) \approx e^{\xi} \left[1 + \xi \ln \left(\frac{\xi}{1.526} \right) \right] \quad \text{Eq. 3-7}$$

Esta equação é válida com precisão de 10% para $\xi \leq 0.3$ e a medida calorimétrica é possível porque $T \propto E$.

3.1.1 Flutuações na Medida de Energia em CEM

A resolução que se obtém na medição da energia é determinada por flutuações na propagação do chuveiro. Isto impõe um limite para a resolução em energia que, exemplificando, para um elétron primário de 1 GeV fica em torno de 1% a 2%. Porém, na prática devem ser considerados outros componentes adicionais que acabam por piorar ainda mais a resolução final. Uma importante contribuição para a resolução de energia vem do problema da não contenção de toda a cascata no calorímetro, ou seja, *vazamento de energia* (energy leakage), como é mostrado na Figura 3-2. A contenção longitudinal média pode ser parametrizada como:

$$L(98\%) = t_{\max} + 4\lambda_{\text{at}} \quad \text{Eq. 3-8}$$

onde $L(98\%)$ é o comprimento longitudinal necessário para conter 98% da CEM. A quantidade λ_{at} caracteriza o comportamento exponencial da CEM após a profundidade de máximo que é expresso por:

$$\frac{dE}{dt} \approx e^{\frac{-t}{\lambda_{\text{at}}}} \quad \text{Eq. 3-9}$$

O valor de λ_{at} independe da energia, mas depende do material absorvedor e tem valor próximo do livre caminho médio de fótons com mínima atenuação neste meio. O efeito da contenção da CEM na resolução de energia é consistente com a parametrização:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{f=0} \times \left[1 + 2\sqrt{E(\text{GeV})} \times f \right] \quad \text{Eq. 3-10}$$

onde f é a fração de energia perdida por vazamento. A Eq. 3-10 tem validade para $f < 0.2$ e $E < 100$ GeV. Como mostrado na Figura 3-2, o vazamento longitudinal tem maior efeito que o transversal, por que a flutuação média na perda de energia longitudinal é muito maior que na transversal.

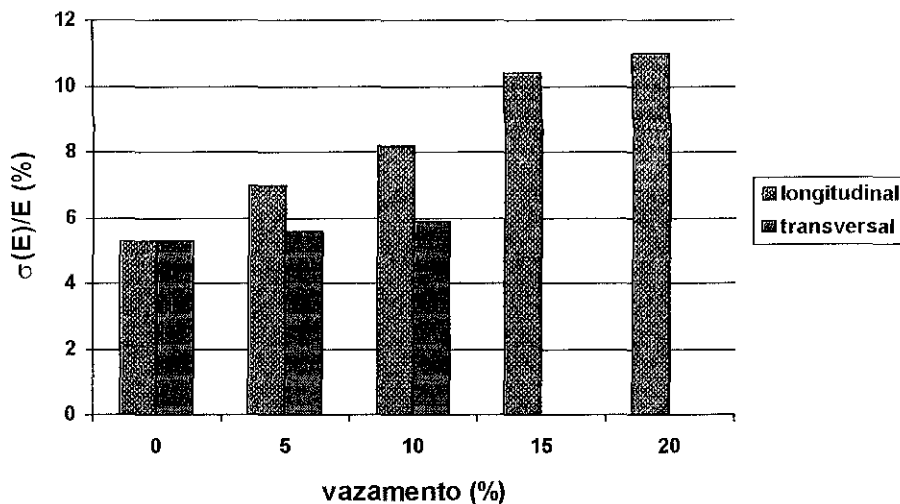


Figura 3-2. Efeito da perda longitudinal e lateral da cascata na resolução de energia de elétrons de 15 GeV medida no calorímetro do CHARM [6].

3.1.2 Flutuações em Calorímetros de Amostragem

O detector EASTOP-MHD é um calorímetro de amostragem, nos quais a parte de degradação de energia (material passivo) independente da parte de detecção (material ativo). As duas partes são distribuídas alternadamente para formar o corpo do calorímetro. Esta estrutura traz grandes vantagens na otimização do uso dos detectores apresentando boas características de: resolução espacial, uniformidade na coleta de sinais, alta frequência de aquisição etc. A principal desvantagem é que a medição de energia é feita através da amostragem de apenas uma fração da cascata, acarretando uma adicional flutuação de amostragem na resposta de energia. A *flutuação intrínseca de amostragem* expressa a flutuação estatística do número de pares de e^+e^- que atravessam os planos de material ativo

e pode ser estimada usando a aproximação B. O número de partículas N que atravessam o detector é dado por:

$$N = \frac{T}{d} = \frac{E}{\varepsilon d} = \frac{E}{\Delta E} \quad \text{Eq. 3-11}$$

onde d é a distância entre os planos ativos e ΔE é a energia gasta para atravessar d , considerando $\eta=0$. A contribuição na resolução de energia é dado por:

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{\text{amost}} = \frac{\sigma(N)}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = 3.2\% \left[\frac{\Delta E(\text{MeV})}{E(\text{GeV})} \right]^{1/2} \quad \text{Eq. 3-12}$$

Na prática, porém, o valor da flutuação intrínseca de amostragem é maior que o da equação acima, pois a aproximação B não leva em conta o espalhamento múltiplo e também η nunca é nulo, por isso a Eq. 3-7 deve ser levada em conta. Portanto, a Eq. 3-12 deve ser interpretada como um limite inferior na flutuação de amostragem, e considerando os efeitos citados ela se torna:

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{\text{amost}} \geq 3.2\% \left\{ \frac{\Delta E(\text{MeV})}{F(\xi) \cos\left(\frac{21}{\varepsilon\pi}\right) E(\text{GeV})} \right\}^{1/2} \quad \text{Eq. 3-13}$$

onde $\theta \approx (21/\varepsilon\pi)$ representa o ângulo característico do espalhamento múltiplo.

3.1.3 Flutuação de Landau e de Comprimento de Traço

Estes dois tipos de flutuação tem relação direta com o processo de detecção e densidade do material ativo, com efeito mais pronunciado em detectores a gás (que é o nosso caso) e que contribui com um fator nada desprezível na flutuação de amostragem.

Quando partículas de mínima ionização atravessam uma quantidade x de material produzem uma distribuição assimétrica de energia depositada E com valor rms próximo de

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{2}{\ln(4W/E_m)} \quad \text{Eq. 3-14}$$

onde W é a energia acima do qual em média um raio δ é produzido na espessura x :

$$W(\text{MeV}) = 0.15 \frac{Z}{A} x (g/cm^2) \quad \text{Eq. 3-15}$$

e E_m é a energia mínima de um raio δ (normalmente encontram-se ≈ 30 eV). Combinando as duas equações obtemos a flutuação de Landau:

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{\text{Landau}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{2}{\ln[10^4 x (g/cm^2)]} \quad \text{Eq. 3-16}$$

Para um detector de $x = 1 \text{ g/cm}^2$ o aumento na flutuação de amostragem é de menos de 3%. Já em um detector a gás com $x \approx 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ a resolução sofre um alargamento de um fator $\approx \sqrt{2}$. Na realidade a situação é ainda pior, pois a fórmula de Landau não leva em conta a energia de ligação dos elétrons [7].

O largo espalhamento angular dos elétrons de baixa energia traz grandes flutuações no caminho que eles percorrem dentro do material ativo. O efeito causado por flutuações

desta natureza é também muito maior em detectores a gás do que em sólidos, por duas razões:

1. os detectores a gás possuem um limiar de detecção baixo e elétrons de baixa energia que passam ao longo do plano sensível deixam muito mais energia do que aqueles que o atravessam perpendicularmente;
2. em um material mais denso o espalhamento múltiplo é muito maior do que em gás, assim os elétrons tendem a sair do material reduzindo o caminho percorrido e consequentemente a flutuação devida a ele.

A flutuação do comprimento de traço no volume sensível pode contribuir tanto quanto a de Landau na resolução de detectores a gás. Na Figura 3-3 temos o resultado de cálculos feitos por Fisher [8] das várias contribuições da flutuação para um calorímetro de amostragem usando detectores a gás. A contribuição média do detector é de $\approx 12\%$, que combinada quadraticamente a uma flutuação de amostragem de $\approx 7\%$ resulta num valor de flutuação total da ordem de $\approx \frac{18\%}{\sqrt{E}}$.

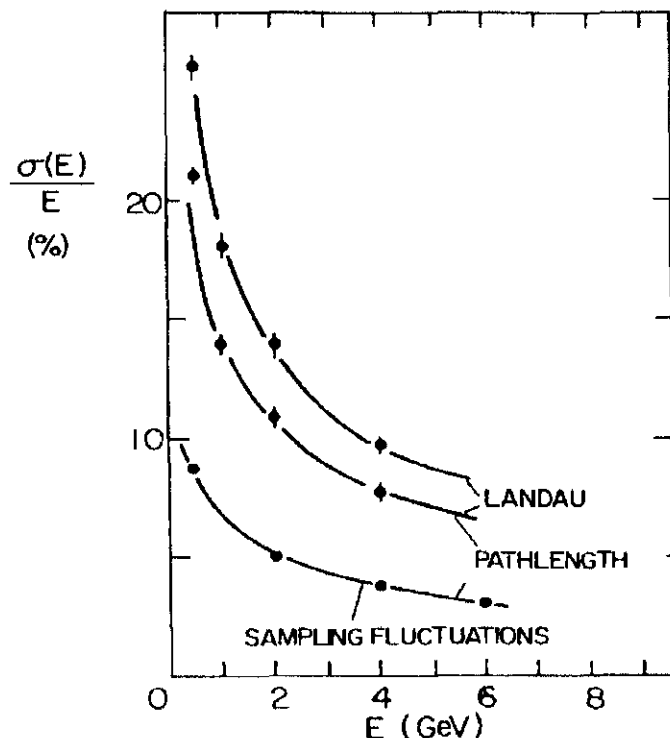


Figura 3-3. Contribuição de flutuações de Landau, amostragem e comprimento de traço para um calorímetro usando detectores a gás.

3.1.4 Efeito de Transição

Em calorímetros de amostragem ocorre um importante efeito que afeta diretamente o valor absoluto da energia que é medida. Este efeito é observado quando o calorímetro é calibrado com partículas de momento conhecido (por exemplo múons) que incidem perpendicularmente através de planos passivos e ativos de espessuras x_p e x_a respectivamente. A altura do pulso registrado P_{1p} em qualquer um dos planos ativos é definida como o equivalente a uma partícula. Assim, o número de partículas equivalente n_{eq} num evento com chuva totalmente contido no aparato será dado por:

$$n_{eq} = \frac{P_{sh}}{P_{1p}} \quad \text{Eq. 3-17}$$

onde P_{sh} é a altura do sinal do evento registrado. E a energia medida é:

$$E_{vis} = \left[\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_a x_a + \left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_p x_p \right] n_{eq} \quad \text{Eq. 3-18}$$

onde E é a energia do elétron incidente.

Mas o que ocorre experimentalmente é que E_{vis}/E é sempre menor que 1. Os resultados vão de 0.52 a 0.85, dependendo do tipo dos materiais passivo e ativo. Este fenômeno é atribuído a *efeitos de transição* na fronteira entre um plano passivo e um ativo [9], ou seja, a um abrupto aumento da perda por colisão do elétron. Nesta região embora a frequência de materialização por X_0 continue a mesma, a perda por colisão (isto é, a energia crítica) cresce em grande proporção, pois $\epsilon \approx 1/Z$, isto perturba o equilíbrio elétron-fóton com a consequente diminuição do fluxo de elétrons. Medidas diretas do fluxo de elétrons em bloco de chumbo intercalado com uma camada de acrílico de 0,9 cm mostra uma redução de $\approx 20\%$ [9]. A medição foi feita através de filmes fotosensíveis ($\epsilon \approx 0$).

Existem ainda dois outros efeitos que reduzem o fluxo de elétrons: 1) quando o material passivo (Z grande) é intercalado pelo material ativo (Z pequeno) o comprimento de traço (E/ϵ) diminui porque a energia crítica média aumenta; 2) Devido ao espalhamento múltiplo, o comprimento de percurso do elétron é relativamente maior no material passivo do que no plano ativo.

Pode-se concluir que para um melhor entendimento da resposta do detector é importante calibrar a resposta a elétrons numa escala absoluta de energia com um padrão reproduzível, como o fornecido pelos múons.

3.2 Cascata Hadrônica

O desenvolvimento da cascata hadrônica (CH) é mais complicada que o da CEM e não existe nenhum tratamento analítico simplificado. Isto ocorre devido à complexidade dos processos de interações envolvidos, embora os processos elementares sejam bem estudados.

A multiplicidade cresce muito lentamente com o A do material absorvedor. Na produção de pares a inelasticidade do fóton é 1, enquanto a inelasticidade média numa interação hadrônica é $1/2$, tal que metade da energia é transmitida às partículas secundárias (píons e núcleons na maioria). Pode-se identificar dois fatores como principais limitadores da resolução de calorímetros hadrônicos:

1. Uma parte considerável dos secundários são π^0 s, que se propagam desenvolvendo uma CEM, sem qualquer outra interação nuclear. O número de π^0 s na cascata é altamente dependente da produção na primeira interação inelástica, por isto a flutuação no tamanho da cascata é considerável.
2. Uma grande quantidade da energia disponível é convertida em excitação ou quebra de núcleos, da qual apenas uma pequena parcela será convertida em “energia visível”.

Estes dois fatores, intimamente correlacionados, levam ao desenvolvimento de CHs de diferentes estruturas, para hádrons de mesmo tipo e energia, produzindo respostas de detecção diferentes. Juntos eles impõem a limitação intrínseca na performance de calorímetros hadrônicos.

Na Tabela 3-2 temos indicações da importância relativa dos processos elementares que competem no desenvolvimento da CH [2]. São dados na Figura 3-4 [10] alguns exemplos usando simulações que mostram a dependência da energia dos principais efeitos. Os vários processos contribuem de forma diversa para a energia visível da CH, e uma considerável fração, como energia de ligação e neutrinos, é perdida em forma de “energia invisível”.

Na CH a energia depositada nos primeiros planos absorvedores inicialmente cresce em função da profundidade. No ferro este crescimento se deve parcialmente à componente eletromagnética. Depois do máximo da CH a deposição de energia decresce lentamente e o processo se torna essencialmente devido à componente hadrônica.

A distribuição média longitudinal e transversal da CH dão uma boa estimativa para dimensão necessária para a total contenção do chuveiro no calorímetro. A distribuição longitudinal média mostra uma dependência do comprimento de absorção nuclear λ ($\approx 35A^{1/3} \text{ g/cm}^2$). A distribuição transversal depende da profundidade, como na CEM, e o centro do chuveiro é normalmente bem estreito ($\text{FWHM} \approx 0.1 - 0.5\lambda$) aumentando com a profundidade. O centro da cascata, altamente energética e colimada, é circundada por partículas de baixa energia (relativa) de forma tal que 95% da energia é contido em um cilindro de raio $R \approx 1\lambda$ em torno do centro. A dimensão longitudinal para conter 95% do chuveiro é dado por:

$$L_{95\%}(\lambda) \approx t_{\max} + 2.5\lambda_{\text{at}}, \quad \text{Eq. 3-19}$$

onde

$$t_{\max}(\lambda) \approx 0.2 \ln E(\text{GeV}) + 0.7 \quad \text{Eq. 3-20}$$

e $\lambda_{at} \approx \lambda[E(\text{GeV})]^{0.13}$ a quantidade que descreve a atenuação exponencial depois do ponto de máximo do chuveiro.

Fenômeno	Propriedades	Influência na resolução por	Tempo característico(s)	Comprimento característico (g/cm^2)
Produção de hádrons	Multipl. $\approx A^{0.1} \ln s$ Inelast. $\approx 1/2$	π^0/π^+ Perda da en. de lig.	10^{-22}	comp. de ab. $\lambda \approx 35A^{1/3}$
Desexcitação nuclear	En. de evap. $\approx 10\%$ En. de lig. $\approx 10\%$ Nêutrons $\approx 40\%$ Prótons $\approx 40\%$	Perda da en. de lig. Nêutron não produz sinal. Pouco sinal da parte lenta e γ 's.	$10^{-18} - 10^{-13}$	$n \lambda_n \approx 100$ $p \lambda_p \approx 20$
Decaimento de píons e múons	Fração de en. de μ 's e ν 's $\approx 5\%$	Perda de ν 's.	$10^{-8} - 10^{-6}$	$\gg \lambda$

Tabela 3-2. Propriedades características da cascata hadrônica.

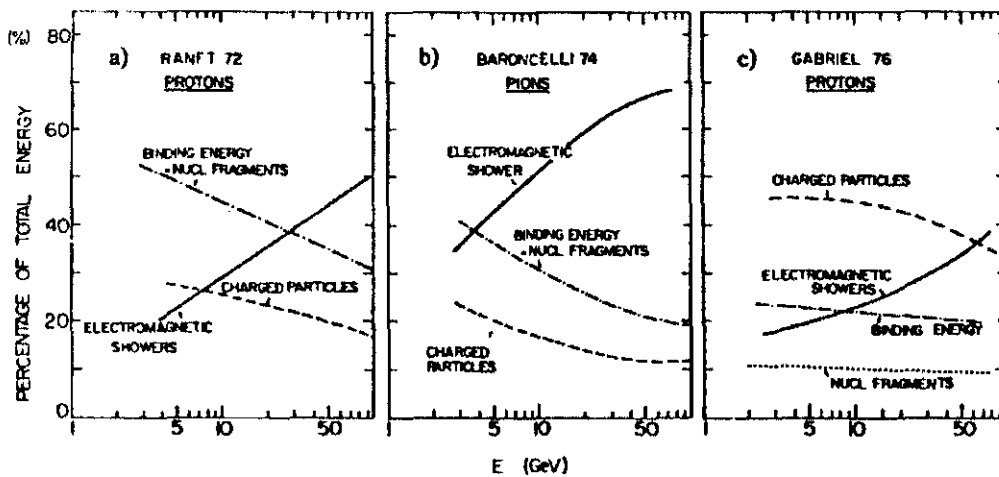


Figura 3-4. Contribuições relativas dos mais importantes processos na energia dissipada na CH. Resultados obtidos através de simulações.

Embora a profundidade total para conter quase todo o chuveiro aumente apenas logaritmicamente com a energia, são necessários, por exemplo, 8λ para conter mais de 95% de um pión de 350 GeV.

3.2.1 Resolução Intrínseca de Energia

Como foi colocado anteriormente, o desenvolvimento da CH envolve fatores intrínsecos que limitam a resolução final que se pode obter com um calorímetro. O valor da flutuação é da ordem de 50% para energias da ordem de 1 GeV, em claro contraste com o caso da CEM que é de 1%. As evidências experimentais disponíveis e os resultados de simulações indicam que a resolução intrínseca de energia é:

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{\text{intr}} \approx \frac{0.45}{\sqrt{E(\text{GeV})}}. \quad \text{Eq. 3-21}$$

O nível dos efeitos nucleares, ou nível da energia invisível causadora da flutuação intrínseca, pode ser medido comparando a resposta de um calorímetro a elétrons e a hádrons de mesma energia “disponível”. Na Figura 3-5 temos alguns dados do comportamento da razão e/h, isto é energia medida do elétron sobre a energia medida do hádron para calorímetros de composições diversas. Todos os calorímetros, exceto aqueles usando urânio (como será comentado no próximo parágrafo), registram para hádrons energias da ordem de 70% em relação ao medido por primários elétrons. Este percentual aumenta lentamente com a energia devido ao crescimento da componente eletromagnética a altas energias. Por outro lado, quando a energia é menor que ≈ 1.5 GeV, a natureza da CH muda: a energia passa a ser degradada apenas por ionização e a resposta do hádron se torna parecida com a de múons (mas maior que de elétrons). Neste limite de baixa energia todos os calorímetros, inclusive os que usam urânio, respondem de forma similar. A resolução tem uma melhora relativa neste espectro: $\sigma/E < 0.45E^{-1/2}$.

Existem dois métodos de compensação dos efeitos de flutuação na resolução de energia de CH. O primeiro, e menos oneroso, é a detalhada análise evento a evento de forma a distinguir as componentes do chuveiro e aplicar correções adequadas na resposta da parte hadrônica e eletromagnética [11]. O segundo depende da intervenção direta no

aparato, procurando melhorar a relação e/h (aproximar de 1) na sua fonte. Ou seja, reduzir a resposta da componente eletromagnética ou aumentar a resposta da hadrônica. Esta última opção é a mais eficiente e se faz usando U^{238} como material absorvedor [12]. Neste material uma parte da energia invisível da quebra nuclear provoca fissões nêutron-induzida, que por sua vez produzem energia visível pelo calorímetro. A resolução intrínseca com calorímetros a base de U^{238} melhora sensivelmente chegando à ordem de $\approx 0.22\sqrt{E(GeV)}$.

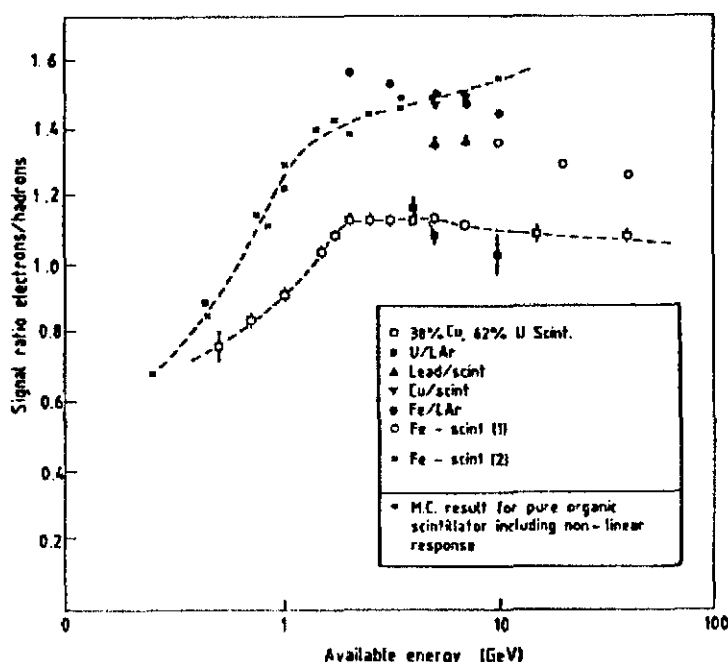


Figura 3-5. Razão entre a resposta eletromagnética e hadrônica em função da energia para calorímetros com diferentes composições de material passivo/ativo.

3.2.2 Flutuação de Amostragem

Os calorímetros hadrônicos estão também sujeitos às flutuações de amostragem, mas neste caso não se dispõe de um estudo detalhado como no caso eletromagnético.

Medidas experimentais (Figura 3-6) mostram que as flutuações desta natureza são compatíveis com a parametrização:

$$\left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{\text{amost}} = 0.09 \sqrt{\frac{E(\text{GeV})}{\Delta E(\text{MeV})}} \quad \text{Eq. 3-22}$$

A quantidade ΔE é a perda de energia por célula de amostragem para partículas de mínima ionização. A flutuação de amostragem é algo em torno de duas vezes a da componente eletromagnética, no mesmo calorímetro. Diferentemente do caso eletromagnético, no entanto, a flutuação de amostragem é muito menor que a componente intrínseca trazendo pouca contribuição à resolução final.

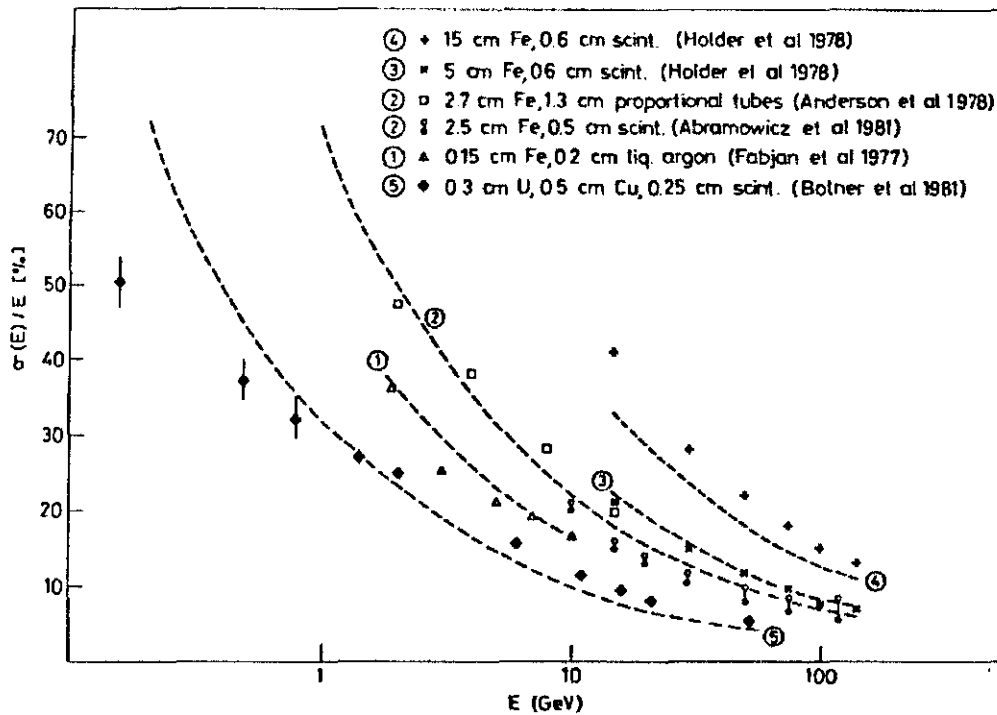


Figura 3-6. Resolução de energia medida para calorímetros de amostragem usando ferro ou urânio e diferentes tipos de detectores.

3.2.3 Vazamento de Energia

O vazamento de energia devido à contenção parcial do chuveiro não só piora a resolução da energia medida, mas cria também um comportamento assimétrico da resolução em função da energia. Experimentos com produção de jatos com grande p_t tem, por esta razão, uma forte necessidade de contenção próxima de 100%. Entretanto, novamente como no caso eletromagnético, a flutuação longitudinal é muito maior que a transversal, e por isto o vazamento longitudinal é mais crítico na performance do calorímetro. Para frações de vazamento da ordem $f \leq 0.3$ a degradação da energia pode ser expressada por:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \left[\frac{\sigma(E)}{E} \right]_{f=0} \times (1 + 4f) \quad \text{Eq. 3-23}$$

sendo que o efeito é um pouco mais pronunciado com o aumento da energia, para um mesmo valor de f .

3.3 Referências

- [1] U. Amaldi, *Physica Scripta*, vol.23, 409 (1981)
- [2] C. W. Fabjan, *Calorimetry in High Energy Physics*, CERN-EP/85-54.
- [3] R. Wigmans, *Techn. and Conc. of HEP VI*, 325 (1990).
- [4] R. Wigmans, *Nucl. Instrum. Methods* A265, 273 (1988).
- [5] B. Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice Hall, New York (1964).
- [6] A. N. Diddens et al., *Nucl. Instrum. Methods* 178, 27 (1980).
- [7] A. P. Onuchin and V. I. Telnov, *Nucl. Instrum. Methods* 120, 365 (1974).
- [8] G. Fisher, *Nucl. Instrum. Methods* 156, 81 (1978)
- [9] C. J. Crannel, *Phys. Rev.* 182, 1435 (1969)
- [10] J. Ranft, *Particles Accelerators* 3, 129 (1972);
A. Baroncelli, *Nucl. Instrum. and Methods* 118, 445 (1974);
T. A. Gabriel et al., *Nucl. Instrum. and Methods* 134, 271 (1976).
- [11] H. Abramowics et al., *Nucl. Instrum. and Methods* 180, 429 (1981).
- [12] C. W. Fabjan et al., *Nucl. Instrum. and Methods* 141, 61 (1977).

4. O Experimento EAS-TOP

O experimento EAS-TOP está instalado na região de Abruzzo, na Itália central. Localiza-se a 2005 m acima do nível do mar (anm), sobre o *Gran Sasso d'Italia*, onde está montado um complexo de experimentos dedicados à física dos raios cósmicos (Figura 4-1). Estes experimentos (EAS-TOP, LVD, MACRO, GALEX etc.) constituem o *Laboratorio Nazionale del Gran Sasso* (LNGS).

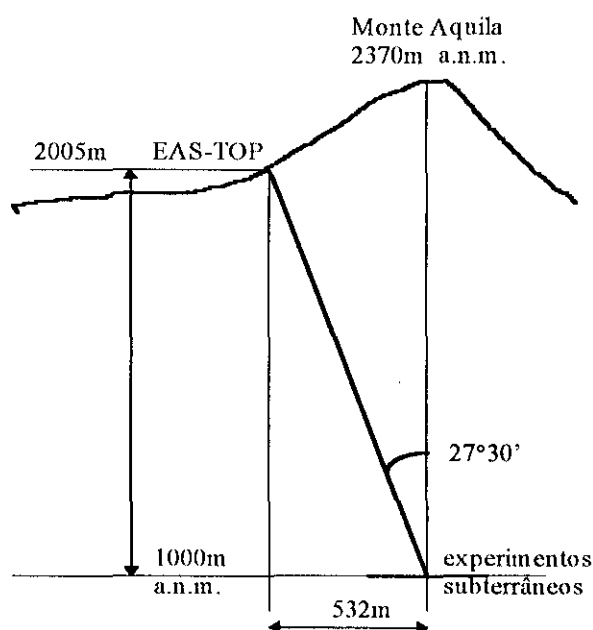


Figura 4-1. Perfil da montanha com a localização do EAS-TOP, em relação ao laboratório subterrâneo (latitude: 42°27' Norte - longitude: 13°34' Oeste).

A localização do EAS-TOP sobre o laboratório subterrâneo do Gran-Sasso, onde existem experimentos como LVD e MACRO que fazem detecção de múons, é altamente conveniente. A análise da multiplicidade e distribuição lateral dos múons nestes experimentos em correlação com dados da componente eletromagnética vindos de detectores instalados na superfície é uma ótima forma de melhorar a informação sobre a radiação primária [1]. Para tanto o experimento foi instalado em uma posição onde a

distância ao laboratório subterrâneo fosse mínima, mas formando um ângulo razoável para a observação de eventos EAS em coincidência com o laboratório sob a montanha. A posição escolhida é a indicada na Figura 4-1, onde a profundidade correspondente entre os dois laboratórios é de $x \approx 3200 \text{ hg/cm}^2$. Esta quantidade de matéria a atravessar, impõe um limiar de $E_0 = 1.7 \text{ TeV}$ ao múon que chega à superfície do EAS-TOP para que este atinja o laboratório subterrâneo e seja detectado.

Ao mesmo tempo, o EAS-TOP é um experimento autônomo e desenhado dentro da filosofia de obter informações sobre a radiação primária com um mínimo de dependência de modelos. Por esta razão o EAS-TOP é um experimento multicomponente, sendo constituído atualmente por 4 diferentes tipos de detectores (Figura 4-2):

- o conjunto eletromagnético (EMD) com 35 módulos de 10m^2 de cintilador plástico cada;
- o calorímetro MHD (*Muon and Hadron Detector*), que é o principal assunto desta tese;
- 8 (6 em operação) módulos detectores de imagem Cerenkov;
- 3 antenas receptoras de ondas de RF (rádio frequência) associadas a EAS.

A seguir é feita uma breve descrição dos detectores do EAS-TOP.

4.1 Detector Eletromagnético (EMD)

O EMD (Eletromagnetic Detector) tem por função as medidas de densidade de partículas e de direção de chegada do EAS, através da componente eletromagnética. Isto é feito através dos 35 módulos distribuídos em uma área de $\approx 10^5 \text{ m}^2$ que compõe o detector. A amplitude do sinal elétrico registrada por cada módulo cintilador traz a informação de densidade local de partículas. Por esta amostragem se obtém a distribuição lateral das partículas, usando a função NKG descrita no capítulo II. Assim obtém-se a idade s e o tamanho N_e do chuveiro. A direção de chegada do EAS é obtida pelo método de tempo de voo, através do registro de tempo do disparo de cada módulo detector.

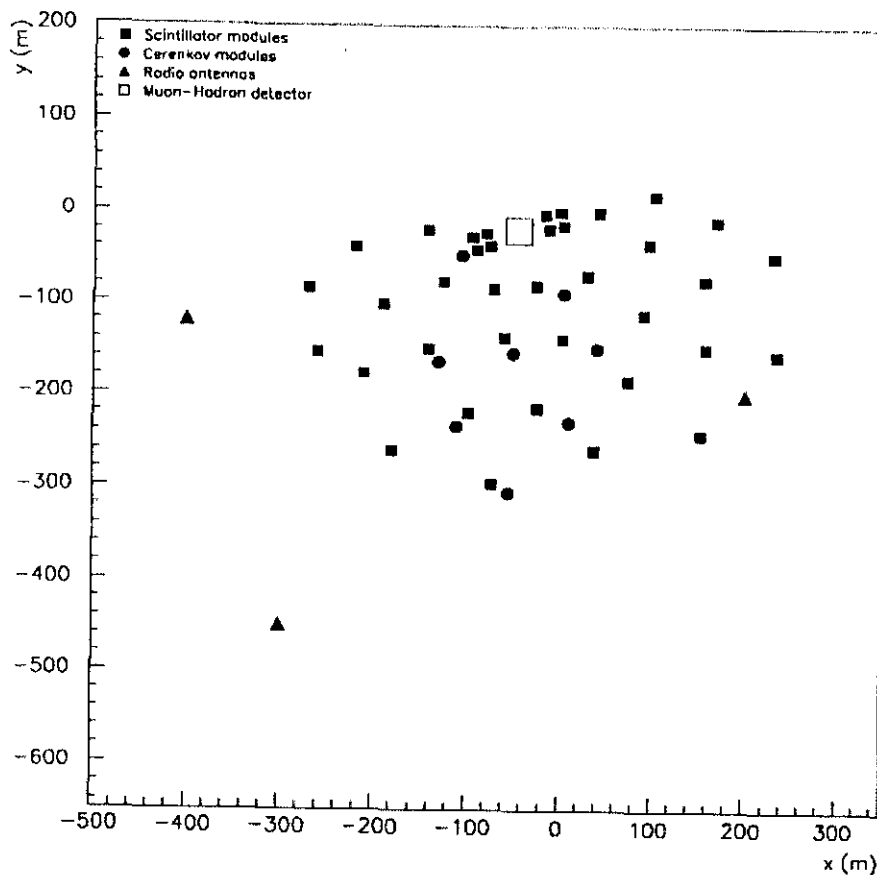


Figura 4-2. Disposição dos detectores do EAS-TOP, de todas as componentes.

4.1.1 Os Módulos Cintiladores

Cada um dos módulos de 10 m^2 é dividido em 16 cintiladores NE102A, de $80 \times 80 \text{ cm}^2$ de área e 4 cm de espessura. Cada cintilador é visto por uma fotomultiplicadora PHILIPS XP3462B com tempo de subida de 3 ns, ganho de 2×10^6 a $V=1850\text{V}$, e linearidade até 100 mA (alto ganho, HG) para medida de tempo e até 200 mA (baixo ganho, LG) para medida de amplitude de sinal. A escala dos ADCs e o ganho das fotomultiplicadoras foram ajustadas para cobrir duas faixas de densidade:

- HG: $n_p \leq 120$ partículas/módulo;
- LG: $100 \leq n_p \leq 10^5$ partículas/módulo.

Cada um dos quatro cintiladores centrais dos módulos é equipado com uma fotomultiplicadora extra, usando um divisor de máxima linearidade para a medida de alta densidade (≈ 400 partículas/m²). O invólucro de cada cintilador é feito de aço inoxidável de 1 mm de espessura no formato de um tronco de pirâmide com a base menor para baixo, tendo seu lado interno pintado com tinta branca. A fotomultiplicadora fica localizada 30 cm abaixo do cintilador.

Os módulos são ainda equipados com toda a eletrônica de alimentação, teste e aquisição de dados, e ligados ao centro de controle por fibras óticas. Os equipamentos de cada módulo são abrigados por construções de ferro com 2.7 mm de espessura média, internamente termoequilibrada em $\pm 3^\circ\text{C}$, em qualquer condição externa.

4.1.2 Disparo de Aquisição (Trigger)

A formação do *trigger* de aquisição e a coleta de dados são feitas na sala de controle, localizada na construção principal que também abriga o MHD. Com exceção de oito módulos organizados em 2 configurações quadradas próximos ao calorímetro, todos os restantes formam 10 subconjuntos, que incluem um módulo central e 6 ou 5 módulos posicionados em círculos de raio entre 50 e 80 metros, interconectados entre si. Qualquer coincidência ($\Delta t \approx 350\text{ns}$) entre o módulo central e mais 3 do círculo correspondente dispara a aquisição de todo o detector. São feitas medidas relativas de tempo de voo interno ao subconjunto, que permitem uma resolução de $\approx 0.5\text{ns}$ com a eletrônica utilizada. A informação de tempo é estendida para todo o conjunto, através dos módulos dos outros subconjuntos. A coincidência entre um subconjunto e outro é feita em *patern unit* ($\Delta t \approx 4\mu\text{s}$).

4.1.3 Reconstrução de dados

A reconstrução do tamanho, idade e posição do centro é feita através do teste de χ^2 comparando a densidade de partículas registrada em cada módulo com a função teórica de

distribuição lateral NKG [2] descrita no capítulo II. O processo de aproximação da curva é feita nos seguintes passos:

- em primeiro lugar, a localização do centro é determinado algebricamente como o baricentro dos 4 módulos com maior densidade de partículas (aqui limitamo-nos a eventos internos, ou seja com o centro interno ao EMD).
- Aproximam-se os valores de s e N_e com o centro em posições fixas em uma grade de ± 15 m com passos de 5 m em torno da posição determinada anteriormente. Os parâmetros com o mínimo valor de χ^2 são escolhidos como valores iniciais para a aproximação final.
- É feita a aproximação final dos quatro parâmetros (x_c , y_c , s , N_e) com os valores iniciais obtidos no passo anterior. É conveniente fazer independentemente os dois conjuntos (x_c , y_c) e (s , N_e).

A curva de resolução da densidade de partículas é obtida pela comparação entre os números de partículas registrados por módulos equidistantes do centro do chuveiro (Figura 4-3a). A linha tracejada indica a flutuação devida a vários fatores instrumentais [3]. Na Figura 4-3b temos a distribuição lateral média experimental, que se mostra em boa concordância com a aproximação teórica da função NKG.

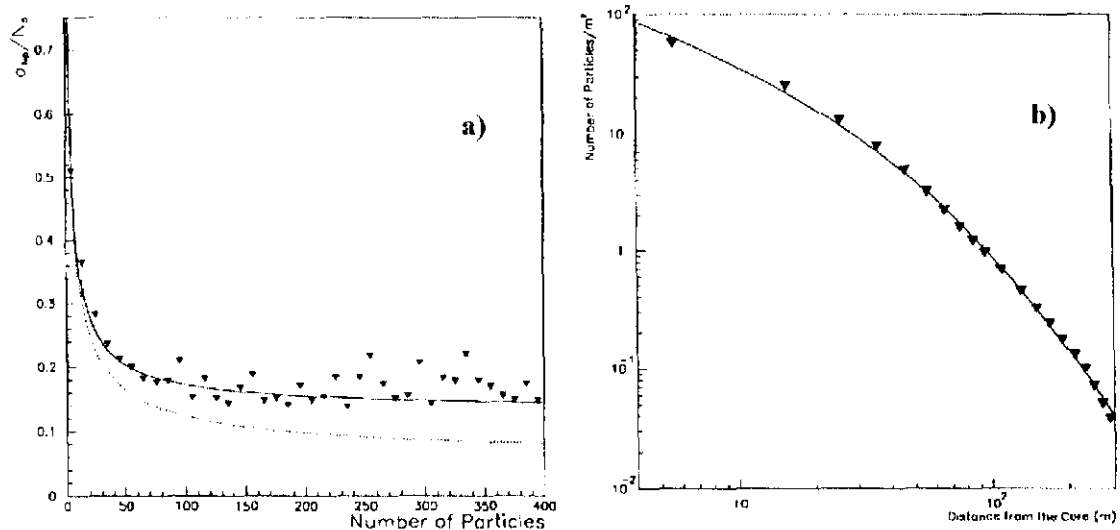


Figura 4-3. a) Flutuação do número de partículas registrado em um módulo em função do número de partículas N_p ; b) distribuição lateral média para eventos de $N_e > 10^5$ aproximado à função NKG ($s = 1.24$).

O método de reconstrução da direção de chegada leva em conta várias incertezas instrumentais e intrínsecas do método [3]. O procedimento padrão inclui o uso da posição do centro encontrada no procedimento anterior (x_c , y_c), e a análise da curvatura da frente de partículas. Um dos testes para a avaliação da resolução angular se faz separando os subconjuntos (com 7 módulos) em dois. Fazendo a reconstrução alternadamente usando o módulo central e 3 periféricos por vez, obtém-se dois valores de direção, ψ_1 e ψ_2 . Sendo σ_ψ a largura da distribuição $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$, o erro na direção de chegada será $\sigma_\alpha = \sigma_\psi/2$ quando todos os detectores do subconjunto são usados. Na Figura 4-4a temos a distribuição integral de $\Delta\psi$ para chuveiros com ângulo zenital $\theta < 40^\circ$, para eventos internos S_i e externos S_e . Os pontos experimentais são comparados com curvas gaussianas com diferentes valores σ_ψ . Uma simples gaussiana não se aproxima o suficiente dos dados, mas 70% dos eventos internos estão contidos em $\sigma_\psi < 1.8^\circ$ e os externos em $\sigma_\psi < 3.2^\circ$. Ou seja, para eventos internos $\sigma_\alpha \approx 0.9^\circ$, e para os externos levando-se em conta o efeito da distância do centro $\sigma_\alpha \approx 3.4^\circ$. Para eventos internos temos na Figura 4-4b a mesma distribuição para diferentes valores de N_e , a resolução melhora com a densidade de partículas como se espera.

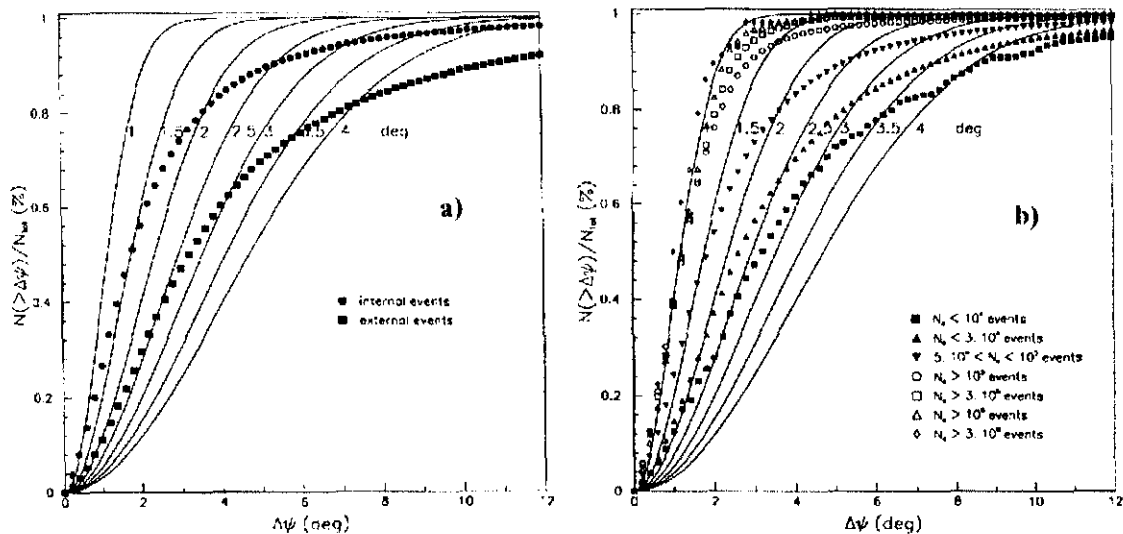


Figura 4-4. a) distribuição integral da diferença da direção de chegada registrada por cada metade de um subconjunto para eventos internos e externos. b) distribuição integral de eventos internos em diferentes faixas de N_e .

Uma forma de se fazer uma medida absoluta da resolução é observando a “sombra” da lua que possui diâmetro angular de $\approx 0.52^\circ$, sendo a resolução angular do experimento menor que 1° , tal calibração é factível. A técnica usada é a ON-OFF, com 681 horas de dados analisados de um total de 20 meses, a medição foi restrita para eventos com ângulo zenital $< 40^\circ$. Na Figura 4-5a temos o comportamento integral do “excesso” (déficit) em função da distância angular θ do centro da lua. O déficit observado tem a significância de 4 desvios padrão, sendo que entre 1.6° são contados 179 eventos (contra 4717 na região OFF). Dado o fluxo de raios cósmicos primários, isto corresponde a um déficit de 2×10^{-13} eventos $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, o que dá uma idéia da sensibilidade do EMD. Uma avaliação do espalhamento do déficit com o deslocamento do centro permite determinar a *função espalhamento de ponto* (PSF)[3]. Na Figura 4-5b temos a PSF com a curva de uma esperada resolução de 1° . A melhor aproximação da curva se dá com $\sigma_\alpha = 0.97^\circ \pm 0.11^\circ$, mas levando-se em conta que o ângulo zenital médio de observação foi 31.5° , podemos corrigi-lo para obter a resolução vertical do detector que será de $\sigma_{\alpha \text{ vert}} = 0.8^\circ \pm 0.1^\circ$.

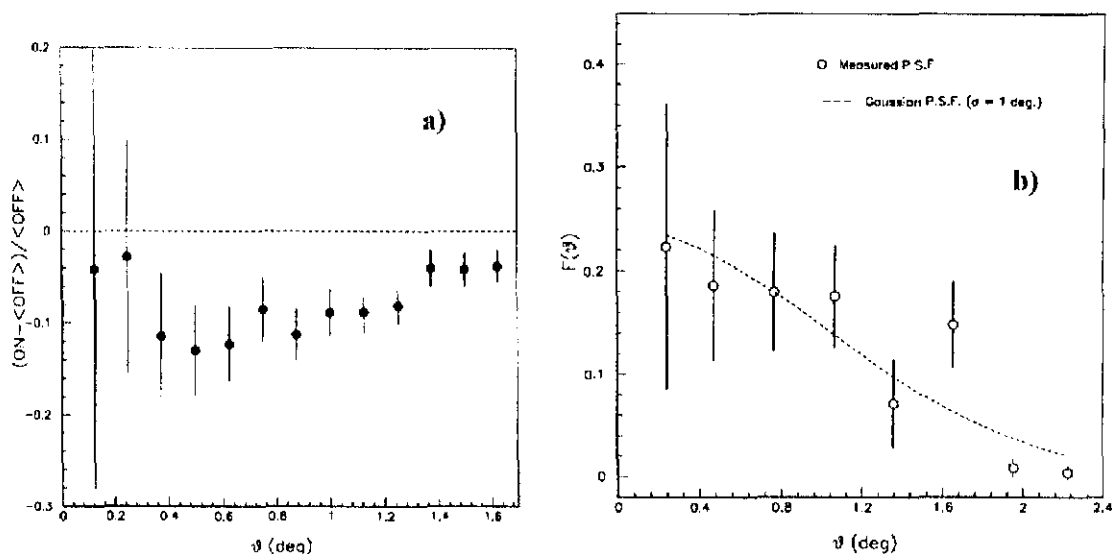


Figura 4-5. a) Comportamento integral do déficit de eventos na direção da lua em função do ângulo de abertura em relação ao seu centro. b) Função de espalhamento do ponto (PSF), a curva traçada supõe uma distribuição gaussiana com $\sigma = 1^\circ$.

4.1.4 Resultados

Os diversos tipos de medidas requeridos no estudo de raios cósmicos foram extremamente explorados na componente eletromagnética pelos experimentos espalhados no mundo todo, sendo a forma clássica de detecção de EAS. O EMD vem operando desde 1987, quando entraram em funcionamento os seus 11 primeiros módulos e gradativamente foram implementados os restantes.

O espectro de tamanho (N_e) dos EAS é umas das principais ferramentas para o estudo dos raios cósmicos primários de $E_0 > 10^{14}$ eV [4]. Os eventos usados para o espectro de N_e são aqueles com o centro localizados dentro de uma área de $1.1 \cdot 10^4 \text{ m}^2$ no centro do EMD, e com ao menos 6 ou 7 módulos disparados. Na Figura 4-6 temos o espectro registrado para 3 diferentes profundidades [5], selecionados por 3 faixas de inclinação do eixo do chuveiro ($\sec \theta = 1.0 - 1.05$, $1.1 - 1.15$, $1.25 - 1.3$), sendo as últimas duas faixas correspondentes à profundidade dos experimentos de Akeno [6] e MSU [7]. As medidas mostram boa concordância com as dos outros experimentos, uma redundância que serve também como uma aferição do funcionamento do aparato.

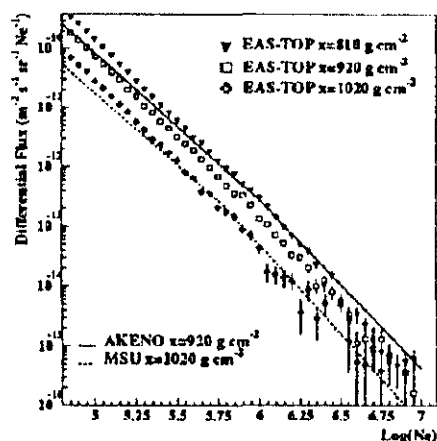


Figura 4-6. Espectro diferencial medido a diferentes ângulos, correspondendo a profundidades diversas.

4.2 Detector Cerenkov

A detecção da luz Cerenkov atmosférica no EAS-TOP tem por objetivo:

- a medida da energia depositada pelo chuveiro na atmosfera até o nível de observação, o que significa uma verdadeira medida calorimétrica para chuveiros completamente absorvidos;
- reconstrução geométrica do desenvolvimento da CEM na atmosfera, por tempo de voo ou distribuição angular dos fótons;
- o aumento do espectro de investigação do EAS-TOP, com a diminuição do limiar de energia;
- estudo de fontes $\approx$ TeV candidatas a fontes γ .

A técnica de luz Cerenkov também reduz o limiar para análise de dados em coincidência com o laboratório subterrâneo, possibilitando medidas a energias de primários de ≈ 10 TeV. Ou seja, bem próximo do limiar de 1.7 TeV dos múons que chegam à superfície. A técnica de imagem usando fotomultiplicadora multi-ânodo permite reduzir de maneira decisiva o sinal de fundo de raios cósmicos na procura de fontes γ .

4.2.1 Os telescópios Cerenkov

O sistema de luz Cerenkov atmosférica do EAS-TOP consiste de 8 telescópios (4 montados e operando) direcionáveis separados por ≈ 100 m um do outro. Cada um é equipado com 3 espelhos de 90 cm de diâmetro e 65 cm de distância focal, sendo que um deles é visto por uma fotomultiplicadora Philips XP1704 multi-ânodo (96 pixels) com campo visual de 1.5×10^{-5} sr para a formação de imagem [8]. Cada um dos outros espelhos é visto por uma fotomultiplicadora Philips XP3462, com fotocátodo de 7.5 cm de diâmetro cujo campo visual é reduzido para se igualar ao do multi-ânodo. O sinal da FM de imagem é lida por 3 módulos ADC CAEN C-205 de 32 canais cada. A resolução obtida do conjunto ADC/FM é de 4 contagens/fotoelétron. A precisão de direcionalidade de cada telescópio é de 0.05° .

A coincidência entre o detector Cerenkov e o EMD é feita posteriormente, através de um *flag* inserido nos dados e por comparação da informação do tempo absoluto. Pode-se avaliar o funcionamento do detector pela checagem da sensibilidade dos parâmetros “comprimento” (*length*) e “largura” (*width*) [9] com a inclinação do eixo do EAS em relação ao eixo ótico do telescópio. Na Figura 4-8 temos o gráfico de tais parâmetros comparados com o resultado de simulações. Os dados experimentais mantêm boa concordância com a simulação.

4.3 Detector de Ondas de Rádio - EASRADIO

Desde a década de setenta tem-se observado que a intensidade da emissão de sinais de RF por EAS aumenta em baixas frequências ($< 6 \text{ MHz}$) [10]. Mais recentemente [11] algumas evidências mostraram um forte aumento na intensidade do pulso emitido em frequências muito baixas ($\approx 100 \text{ kHz}$). O entendimento do mecanismo de radio emissão dos EAS requer um maior número de dados, particularmente em correlação com sistemas tradicionais de detecção de EAS com boa sensibilidade e resolução de reconstrução.

O detector de ondas de rádio do EAS-TOP (EASRADIO) tem como objetivo o estudo da componente de rádio emitida por EAS operando em conjunto ou independentemente dos detectores das outras componentes. Consiste de 3 estações distribuídas na periferia do conjunto EMD, a uma distância de 200, 400 e 500 m do centro (Figura 4-9). Cada estação inclui:

- Uma antena vertical de 15 m de altura (100 KHz - 30 MHz) em fibra de vidro, adaptado para baixas frequências;
- uma antena de banda-larga, pré-amplificada, de 1 m de altura com ganho constante, instalado no teto do módulo que contém os equipamentos; é usada como calibração do campo elétrico devido ao bom conhecimento das suas características;
- um rádio receptor com 3 canais sintonizáveis e com bandas selecionáveis, projetado e construído para o experimento. Duas bandas podem ser selecionadas: 350-500 KHz e 1.8-5 MHz; elas foram escolhidas por estarem livres de interferências;

- um sistema digital de gravação de sinal, com base em um microcomputador IBM-AT equipado com um cartão A/D de 3 canais. Cada canal possui um FADC de 8 bits e 10 M-amostragens/s e um FIFO de 2048 bytes com buffer circular.

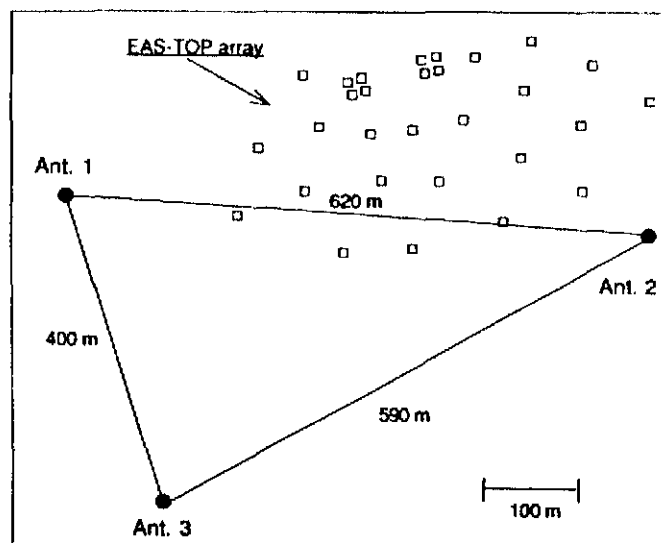


Figura 4-9. Posicionamento das 3 estações do sistema EASRADIO no EAS-TOP.

4.3.1 Aquisição de Dados EASRADIO

O sistema de aquisição é disparado pelo EMD quando ao menos 14 módulos são atingidos, selecionando assim eventos mais energéticos. A aquisição é totalmente automatizada, coletando e armazenando dados de tempo, tipo de trigger e forma do sinal.

Existe também um *auto-trigger* disponível, que ocorre quando há a coincidência das três antenas. Quando um campo elétrico detectado pelas antenas ultrapassa um certo valor limiar, o sistema de aquisição das 3 antenas envia um sinal (largura ajustável) a uma unidade lógica. Se há a coincidência os dados são salvados. O menor nível de *trigger* aplicável no sistema deve ser a coincidência de ao menos duas antenas, dada a alta interferência local de rádio das mais diversas fontes. A Figura 4-10 mostra um exemplo de

signal de rádio detectado simultaneamente pelas 3 antenas, usando uma largura de coincidência (*gate*) de $0.5 \mu\text{s}$.

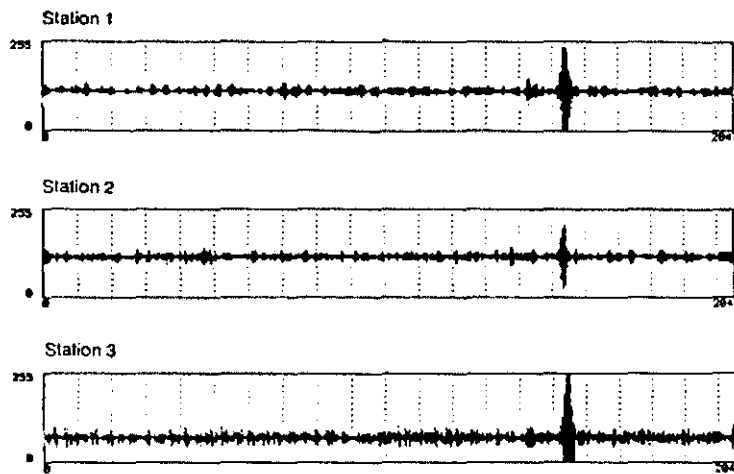


Figura 4-10. Exemplo de evento adquirido na configuração *auto-trigger*.

4.4 Calorímetro Hadrônico (MHD)

O calorímetro MHD (*Muon and Hadron Detector*) foi planejado para a medição da energia de hádrons e análise do conteúdo de múons dos EAS. Consistirá, na sua configuração final, de dois módulos de $12 \times 12 \times 3 \text{ m}^3$ divididos em 9 planos alternados de ferro como material absorvedor e detectores a gás (tubos streamer e proporcionais). Os dois módulos serão localizados na construção central do EAS-TOP, que abriga também toda a eletrônica de *trigger* e aquisição de dados dos outros detectores. Um dos módulos do MHD está pronto desde 1995 e em fase final de ajustes, mas vem adquirindo dados a partir de 1993 quando foram instaladas a eletrônica dos primeiros planos. No seu plano superior, porém, não foi colocado o material absorvedor como planejado inicialmente. Desta forma, com os detectores proporcionais sem qualquer blindagem, é possível identificar estruturas na distribuição lateral eletromagnética próximo da região central do EAS, e efetuar estudos como o dos eventos *multicore* [12]. Assim como os outros detectores o MHD pode operar independentemente ou em conjunto. Vários tipos de

medição são possíveis e uma avaliação geral delas foi feita recentemente [13]. No capítulo seguinte será feita uma detalhada descrição do MHD.

4.5 Referências

- [1] M. Aglietta et al., *Il Nuovo Cimento*, 9C, 262 (1986) .
- [2] G. Cocconi, *Handbuch der Physik* 46/1 (Springer, Berlin, 1961).
- [3] M. Aglietta et al., *Nucl. Instrum. and Methods*, A336, 310 (1993).
- [4] M. Aglietta et al., *Proc. 23th ICRC*, Calgary, 4, 247 (1993).
- [5] M. Aglietta et al., *Proc. 24th ICRC*, Rome, 2, 732 (1995).
- [6] M. Nagano et al., *J. Physics G*, 10 (1984).
- [7] Yu. A. Fomin et al., *Proc. 22nd ICRC*, Dublin, 2, 85 (1991).
- [8] M. Aglietta et al., *Il Nuovo Cimento*, C15, 357 (1992).
- [9] T. C. Weekes et al., *The Astrophysical Journal*, 342 (1989).
- [10] J. R. Prescott et al., *Acta Phys. Hung.*, 29, Supp. 3, 717 (1970).
- T. J. Hough et al., *Nature Phys. Science*, 232, 14 (1971).
- [11] F. Kakimoto et al., *Proc. 21th ICRC*, Adelaide, 9, 212 (1990).
- [12] T. Hara et al., *Proc. 19th ICRC*, La Jolla, 7, 77 (1985).
- [13] P. Antonioli, *Tesi di Dottorato*, Ist. di Fis. Gen. dell Univ. di Torino (1994).

5. O Calorímetro MHD EAS-TOP

Pelo que foi mostrado no capítulo II, a medida da componente hadrônica e muônica dos EAS em correlação com o seu tamanho N_e aumenta a sensibilidade à composição da radiação primária. Observações prévias da componente hadrônica mostram grandes discrepâncias atribuídas principalmente à diferença de resposta dos detectores utilizados. Para uma boa medição desta componente é necessária uma melhor resolução espacial e energética dos hádrons.

O MHD foi projetado com o objetivo de atender estas necessidades. Suas características principais são:

- superfície de detecção = 144 m^2 ($12 \times 12 \text{ m}^2$);
- absorvedor de ferro, total de 920 g/cm^2 (7 comprimentos de interação nuclear) divididos em 9 camadas;
- detectores a gás (baixo limiar de detecção e alta eficiência), câmaras proporcionais para calorimetria e tubos streamer para trajetografia;
- células de leitura (*pads*) de $40 \times 38.4 \text{ cm}^2$ usadas para as câmaras proporcionais, e $3 \times 3 \text{ cm}^2$ (*strips*/câmara) para os tubos streamers.

O conjunto calorimétrico junto da parte de trajetografia de múons faz do MHD um detector com boas características para o estudo de composição da radiação primária. Neste capítulo é feita uma descrição geral deste primeiro módulo do MHD incluindo a calibração, ajustes e o estudo da flutuação de resposta do detector proporcional.

5.1 Estrutura Geral

Como mencionado anteriormente o detector MHD do EAS-TOP é enquadrado na categoria dos calorímetros de amostragem. Ou seja, é composto de várias camadas (planos) alternadas por detectores e material absorvedor, por onde passa a partícula (ou a

cascata produzida por ela) a ser analisada. Cada camada do MHD é composto de 13 cm de ferro e três subcamadas de detectores, uma de tubo proporcional e duas de tubos streamer (Figura 5-1).

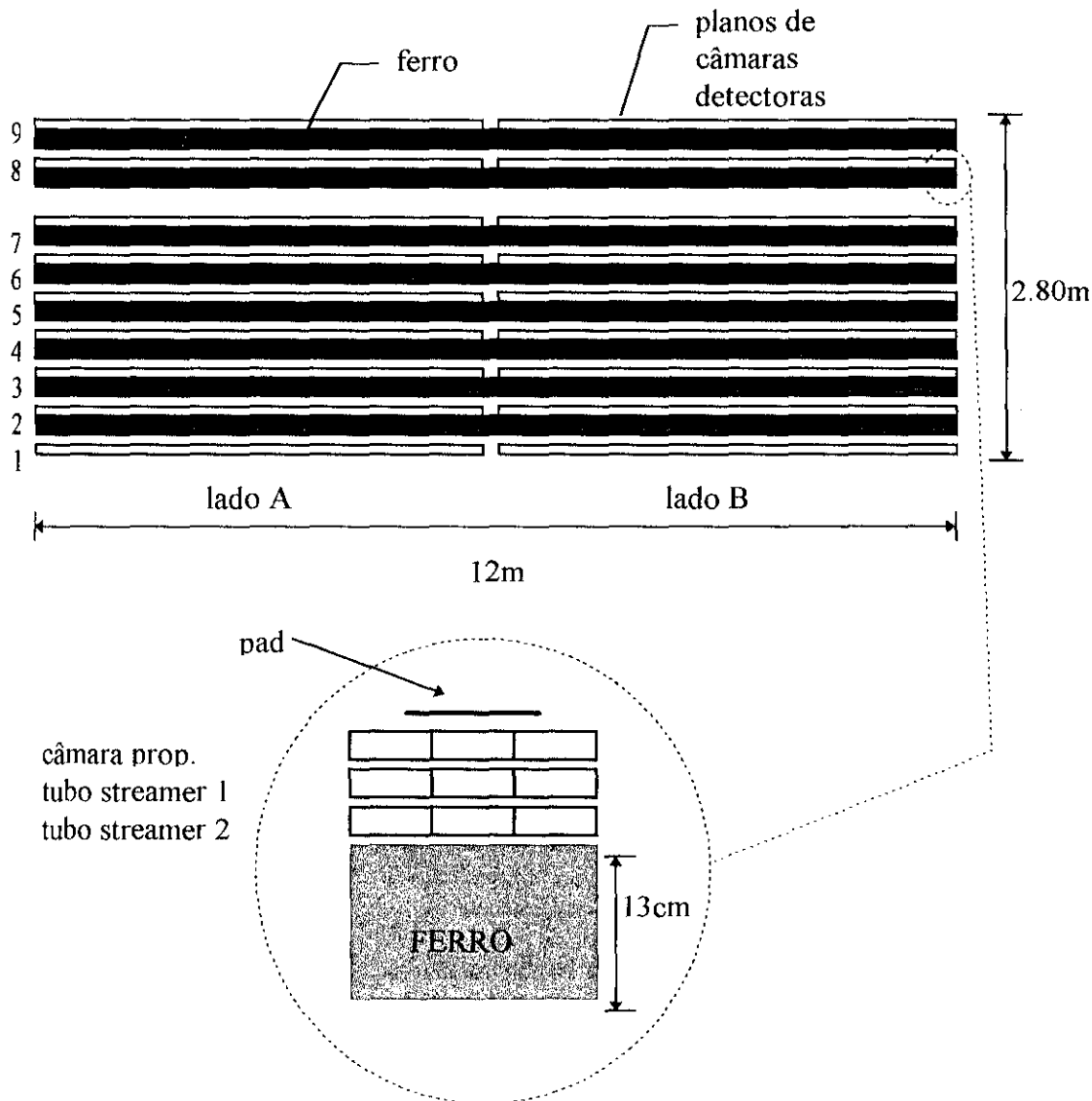


Figura 5-1. Visão da estrutura principal do calorímetro (projeção XZ). No detalhe, um dos planos do calorímetro. O nono plano não está blindado.

O módulo é dividido em dois submódulos (lado A e B), que são completamente independentes tanto na parte de eletrônica como na alimentação de gás. Esta é uma solução técnica para os problemas mecânicos, eletrônicos e de fluxo de gás. Mas é também muito útil para a verificação de consistência na fase de ajustes, uma vez que são fisicamente dois detectores distintos. São 23 colunas de câmaras/semiplano (46 streamers e 23 proporcionais) num total de 138 câmaras/plano. Uma parede de 6 cm de ferro separa os dois submódulos. Além disto, também a parte calorimétrica é independente da trajetografia. Os tubos proporcionais e streamers não compartilham da mesma eletrônica. O maior espaçamento entre o sétimo e o oitavo plano permite a inserção de outros detectores no MHD. Atualmente existem cintiladores plásticos entre estes dois planos que, em conjunto com outros instalados na superfície do nono plano, possibilitam a temporização de eventos hadrônicos em correlação com EAS.

5.2 Câmaras Proporcionais

A parte calorimétrica do MHD fica a cargo das câmaras proporcionais cuja performance é decisiva na resolução de energia. Trata-se de um dos detectores a gás mais comuns usados em calorimetria de altas energias, tendo sido introduzido no final dos anos 40. O uso deste tipo de detector apresenta as seguintes vantagens:

- Baixo limiar de detecção (algumas dezenas de eV).
- Alta eficiência ($> 90\%$).
- Baixo custo por metro quadrado de detecção.

No apêndice A é feita uma descrição geral do funcionamento dos detectores a gás com ênfase aos detectores proporcionais. No calorímetro MHD foram usadas câmaras proporcionais que inserem oito células (ou subcâmaras). A secção transversal é quadrada (Figura 5-2), diferentemente do que é exemplificado no apêndice A. No entanto, o campo elétrico na região de multiplicação não se altera substancialmente e cada célula se comporta

como um longo detector cilíndrico. Cada câmara possui uma estrutura interna feita de PVC (1.5 mm de espessura) com oito cavidades em forma de U, sendo que a parte interna é pintada com uma solução de grafite criando uma camada condutora. Os fios são presos nas extremidades opostas desta estrutura interna e apoiada por peças plásticas em vários pontos, para manter o seu alinhamento. Todo este conjunto é inserido num invólucro também de PVC. O fio utilizado possui 50 μm de diâmetro, escolha feita entre outros de menor espessura para garantir a sua resistência mecânica, dado o longo comprimento das câmaras. Cada célula tem secção transversal de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e comprimento de 12 m.

A leitura do sinal é feita por superfícies finas de alumínio com formato quadrado de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, são as chamadas *pads*. A corrente produzida na descarga em uma certa região do tubo induz um sinal proporcional na pad adjacente, localizando também a região de incidência da radiação. As pads são montadas em estruturas de PVC flexível, sendo que no lado oposto à pad é feita uma blindagem elétrica.

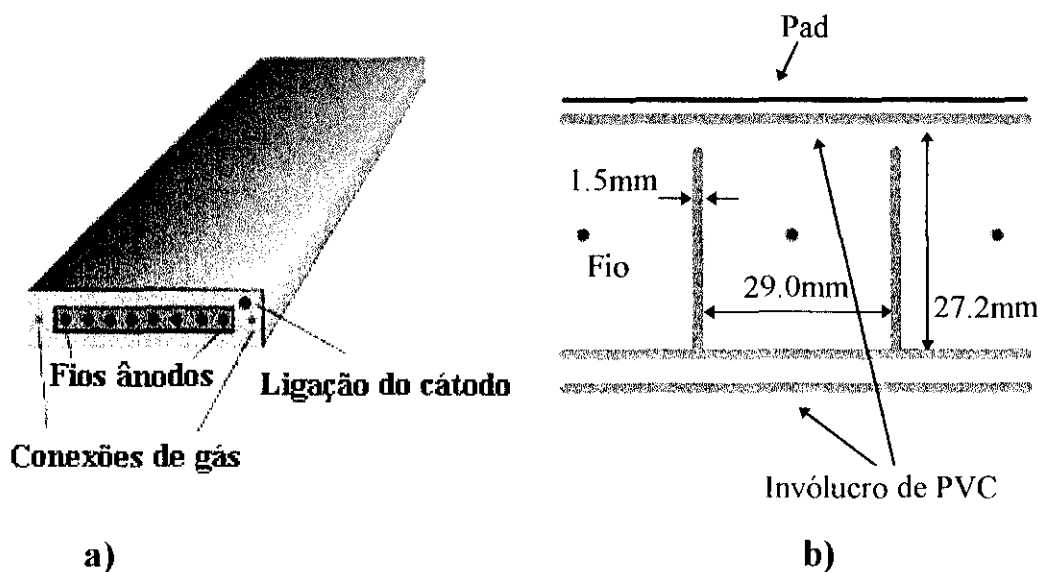


Figura 5-2. Estrutura das câmaras usadas no MHD. Cada câmara contém oito células de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de secção transversal e 12 m de comprimento. a) Visão da parte frontal de uma câmara destacando as suas conexões, na parte posterior existem apenas conexões de gás. b) Secção transversal de uma câmara com as dimensões de uma célula, as três paredes que envolvem a célula são grafitadas com uma resistividade de superfície de 200 $\text{k}\Omega$. A pad é colocada sobre a superfície superior, onde a célula é “aberta” permitindo a melhor transparência do sinal.

5.3 Tubos Streamer

5.3.1 Regime de Operação

Os tubos streamers operam no chamado regime *streamer limitado*. É também um modo saturado como o Geiger-Mueller (Apêndice A), mas com algumas sofisticacões que o diferem. No regime Geiger-Mueller átomos excitados pela colisão de elétrons que se deslocam em direção ao ânodo emitem fótons ultravioleta. Estes fótons se propagam no volume do detector e criam novas avalanches, podendo se estender por toda a extensão do fio, terminando apenas quando o espaço de carga (íons positivos) reduz o campo elétrico não permitindo a formação de novas avalanches.

No regime streamer limitado a propagação destes fótons é controlada. Isto é feito usando uma mistura de gás com alto poder de apagamento (*quenching*), ou seja, uma composição que absorve fortemente os fótons UV. Desta forma é evitada a formação de avalanches longe da região dos íons primários, ficando a descarga streamer altamente limitada a um filete de 100-200 μm de espessura. Por esta razão, um detector operando em regime streamer limitado é sensível à posição e sua resolução depende basicamente do tamanho de cada célula.

5.3.2 Os tubos streamers do MHD

Os detectores streamer usados no MHD possuem a mesma estrutura dos proporcionais, com 8 células de $3 \times 3 \text{ cm}^2$, mas diferem no diâmetro do fio que é de 100 μm e também na resistividade de superfície que é de $\approx 1 \text{ K}\Omega$. A localização da descarga é feita através da projeção em coordenadas retangulares x e y . A coordenada x é determinada pelo sinal do fio de cada célula e a y é obtida pelas *strips*, que são fitas de alumínio colocadas sobre os tubos ortogonalmente à direção dos fios. Como nas pads, a corrente de descarga induz o sinal nas strips, mas neste caso não é proporcional ao número de íons produzidos na descarga, pois ela é saturada. As strips possuem 3 cm de largura e 6 m de comprimento (um submódulo).

5.4 Eletrônica dos Tubos Streamer

A eletrônica de aquisição de dados do MHD tem a parte de trajetografia completamente independente da parte calorimétrica, embora ambas compartilhem o mesmo trigger. Os sinais provenientes dos tubos streamer (trajetografia), devido ao seu caráter saturado, são interpretados como estados binários (presença ou não de sinal), sendo por isto mais fáceis de serem tratados e armazenados. A Figura 5-3 mostra o diagrama em blocos da eletrônica usada para a leitura dos tubos streamer. O pulso produzido pela partícula ionizante é lido na coordenada X através da carga depositada no fio ânodo. A cada câmara é conectado um cartão de leitura com 8 entradas, de onde os sinais dos fios são enviados a discriminadores de limiar fixo cuja saída acusa a presença de partícula formatando um sinal de 16 μ s.

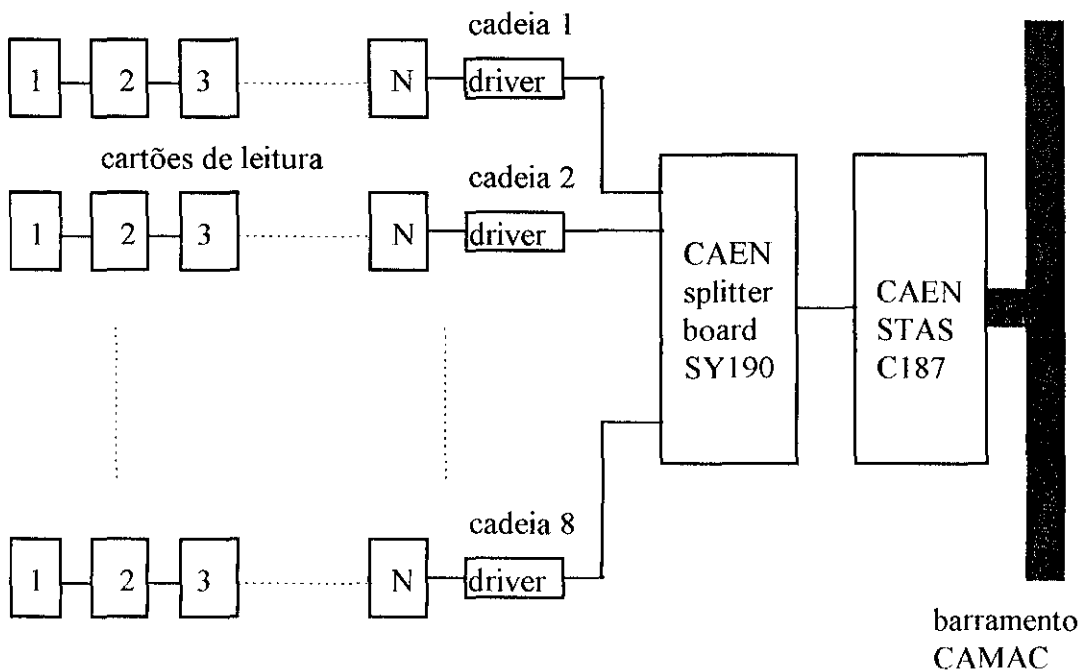


Figura 5-3. Diagrama da eletrônica de aquisição de dados dos tubos streamers. N vale 368 para coordenada X e 352 para Y. Todos os cartões usados são da SGS Thompson. Cada splitter board tem capacidade para 8 cadeias, sendo necessários no total, para a leitura de todos fios e strips, 9 circuitos como o da figura.

Nestes mesmos cartões, a informação digital dos fios é armazenada em *shift-registers* que conduzem a informação serialmente em sincronismo com um *clock* externo. Os cartões são interconectados formando uma cadeia em que os seus *shift-registers* são também ligados serialmente. A cadeia é feita de forma que na saída do último cartão físico obtém-se o sinal serial de todos os cartões (e portanto todos os fios) da cadeia. Esta saída é então levada ao cartão *driver*, encarregado de estabilizar a tensão de alimentação dos cartões de leitura e reforçar o sinal para o envio à eletrônica mais distante. Cada cadeia é formada de 23 tubos (184 fios), o equivalente a um semiplano (plano de um submódulo), no total são $18 + 18 = 36$ cadeias na coordenada X.

A eletrônica das strips (Y) é similar a dos fios, com diferenças no cartão de leitura onde o limiar de discriminação é ajustável, necessário para se compensar as variações da distância entre strips e câmaras. O limiar deve ser ajustado com o compromisso da melhor eficiência sem degradar a resolução espacial, o que foi encontrado em 50 mV. Também a formatação do sinal é diferente: 10 μ s. Cada cadeia é composta de 352 strips, que equivale a um semiplano Y. Pode-se notar que o número de strips é quase o dobro do número de fios, isto acontece porque o calorímetro é repartido nos dois submódulos pela coordenada X, sendo assim necessário segmentar cada strip na metade do seu comprimento. Cada parte da strip é lida por uma eletrônica, o que aumenta o número de canais nesta coordenada.

O sinal do driver é enviado através de *flat-cables* à *splitter board* CAEN modelo SY190 localizado junto à eletrônica central. Cada *splitter board* recebe o sinal de até oito cadeias de cartões e os liga a um módulo STAS (Streamer Tube Acquisition System) CAEN C187. Quando há um sinal de trigger a STAS envia o sinal de carregamento dos *shift-registers* com o sinal dos discriminadores, inicia então o ciclo de aquisição dos dados fornecendo o *clock* de transferência. A aquisição é finalizada com o recebimento do último bit. A STAS codifica cada conjunto de bits 1 sucessivos em um número que indica o seu endereço, tamanho e a cadeia correspondente [1]. Esta codificação proporciona grande vantagem, eliminando os canais nulos no armazenamento da informação.

5.5 Eletrônica dos Tubos Proporcionais

Diferentemente dos tubos streamer o sinal induzido nas pads tem amplitude variável, dependendo basicamente do número de descargas sob a pad em questão. Isto exige uma eletrônica mais sofisticada que faça o tratamento do sinal analógico para então armazená-los. Os sinais das pads tem a sua impedância transformada ainda no corpo do calorímetro de 50 para 110 Ω , sendo então transportados por 60 m de cabos de par trançado até a eletrônica de sinal. Os cabos são conectados a módulos ADC (Analog to Digital Converter) CAEN C205 que possuem 32 canais cada. Um módulo gerador de sinal formatado (*gate*) LeCroy 2323A é encarregado de fornecer o sinal de integração de 1500 ns e de limpeza da memória ao C205. Os módulos C205 operam em duas escalas dinâmicas: o ADC 0 de 12 bits que converte 4.5 canais/pC com fundo de escala de 800 pC; e o ADC 1 de 15 bit (alcance dinâmico) que faz 31 canais/pC e alcança 120 pC. O ADC 1 é usado na fase de calibração para medir o sinal de uma partícula, dada a sua maior resolução. A relação da resposta entre as duas escalas é da ordem de 7.5. Devido ao seu maior alcance o ADC 0 é o usado na leitura normal. Na Figura 5-4 temos o diagrama em blocos da eletrônica.

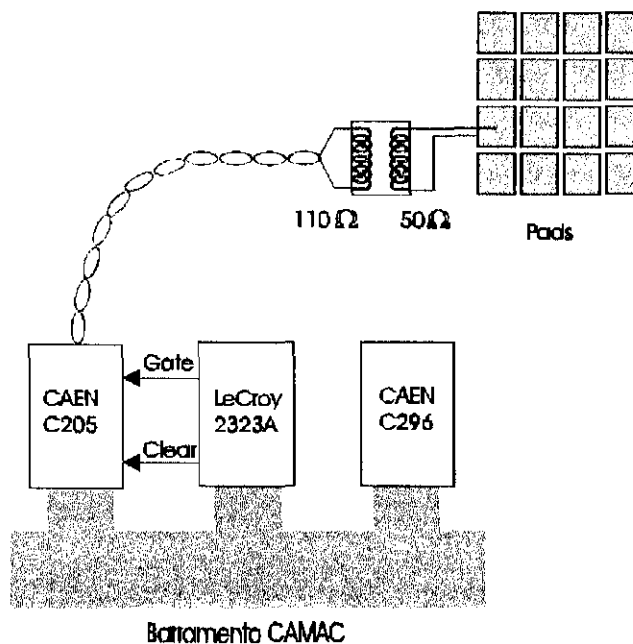


Figura 5-4. Diagrama em blocos da eletrônica de aquisição de dados dos tubos proporcionais.

As 900 pads de cada plano do calorímetro são divididas em 30 filas de 30 pads cada. Para cada fila é usado um C205, sobrando 2 canais. As 30 filas são divididas nos dois semiplanos de 15 filas, cuja eletrônica ocupa um *crate* CAMAC contendo um módulo 2323A, quinze C205, um processador C296 e o controlador de *crate*. Quando há um trigger o módulo 2323A gera o *gate* aos C205 que fazem a conversão de todas as suas 32 entradas. O processador C296 compara então a informação de cada um dos canais com um valor limiar registrado em sua memória, se o dado ultrapassa este valor ele é escrito no barramento CAMAC, caso contrário é descartado. Estabelecendo um limiar acima do pedestal de cada canal é possível com o C296 otimizar o tamanho da informação de cada evento, evitando o armazenamento de dados sem significância. Sendo no total 8100 pads a leitura de todos os canais, cada um com duas respostas (12 e 15 bits), somaria 32 kbytes por evento. Sem contar a parte de trajetografia.

5.6 Trigger

O calorímetro MHD foi projetado para operar conjuntamente com os outros detectores do EAS-TOP, principalmente com o detector eletromagnético. A boa informação de tamanho, idade e direção de chegada que o EMD pode fornecer possibilita a correlação direta dos eventos de EAS com o que é registrado pelo MHD. No entanto, foram projetados outros triggers que permitem ao calorímetro uma operação independente, possibilitando o estudo de outras características dos EAS. Atualmente existem cinco diferentes triggers de aquisição que são descritos a seguir.

◊ Trigger da Componente Eletromagnética

Este é o trigger básico fornecido pelo EMD. Ele ocorre sempre que é disparado algum subconjunto do detector eletromagnético, sua frequência é de ≈ 6 Hz. Quando há este trigger apenas os dados dos tubos streamer são lidos. A maior parte destes eventos são de chuveiros de baixa energia, por isso são medidas dedicadas a análise do conteúdo de

múons no chuveiro. Este tipo de análise é importante no estudo de composição do primário e astronomia γ .

◊ Trigger de Chuveiros

Consegue-se com este trigger a seleção de chuveiros de forma independente dos outros detectores. Ele é formado pela discriminação da soma dos sinais analógicos fornecidos pelos cartões de leitura dos fios dos tubos streamer do plano superior (nono). Observando o conteúdo de partículas em eventos com centro visível, foi escolhido um valor limiar equivalente a 200 partículas. Quando ele ocorre são lidas todas as pads e também os tubos streamer. Procura-se com este trigger selecionar chuveiros com o centro localizado sobre o calorímetro, fazendo a sua análise tanto na componente EM, através das pads do nono plano, como na hadrônica, pelos sinais dos planos internos. Este é o principal trigger usado na análise de absorção dos EAS, que será discutida em capítulo a parte.

◊ Trigger de Evento Hadrônico

Este trigger é tecnicamente feito da mesma forma como o anterior, mas usando o sexto plano ao invés do nono. Quando é registrada uma quantidade limiar equivalente a 50 partículas neste plano, pode-se inferir a existência de hádrons que interagiram nas camadas superiores. Exigindo a anticoincidência com o trigger de chuveiros, selecionam-se eventos de hádrons isolados, sem a componente EM. Todos os detectores são lidos. A frequência do trigger é de ≈ 0.2 Hz.

◊ Trigger Multimúons

É obtido usando o sinal digital dos cartões de leitura do quarto e sexto planos, exigindo ao menos cinco cartões disparados em cada plano. A frequência é de ≈ 0.5 Hz. É lida apenas a parte digital dos tubos streamer. Este trigger é dedicado ao estudo do fluxo de múons e composição do primário.

◊ Trigger de Múons Isolados

Este trigger é feito pela coincidência dos telescópios cintiladores montados no lado A do calorímetro. Cada telescópio é constituído de dois cintiladores plásticos da dimensão de uma pad, sendo um localizado sobre o plano 9 e o outro sobre o plano 7. Um dos telescópios fica localizado próximo à região de entrada do gás e outro à saída.

Consegue-se com ele a seleção de eventos de múons, a uma frequência de 0.3 Hz, nas três pads correspondentes aos planos 9, 8 e 7. São lidos apenas as pads destes planos. Este trigger permite o estudo da resposta das pads com a variação das condições de pressão e temperatura, através da carga registrada pelos eventos de múons. Estão sendo instalados dois novos telescópios no lado B do calorímetro.

5.7 Calibração das Pads

Uma vez estabelecido o funcionamento dos tubos e eletrônica é necessário calibrar a resposta de cada pad, ou seja, é preciso conhecer a carga induzida pelas pads à passagem de uma partícula. A calibração é feita obtendo para cada pad espectros de carga induzida pela passagem de múons no tubo sob ela. Periodicamente são programadas aquisições de dados exclusivamente para a calibração do detector, cujo procedimento será descrito a seguir.

5.7.1 O Trigger

O trigger de múons isolados é obtido através da imposição de uma coincidência entre tubos streamer do oitavo e do segundo plano. A intenção é selecionar uma fila de pads (coordenada X fixa) por vez, desta forma é possível aumentar a frequência de aquisição de dados inibindo eventos fora desta região. A seleção de uma fila de pads é feita usando duas câmaras (2 x 25 cm) por plano, largura mínima necessária para cobrir uma pad (40 cm). A Figura 5-5 ilustra a lógica do trigger. Outra razão para a escolha desta configuração é a possibilidade de analisar a resposta do detector em função do ângulo de incidência dos múons. A geometria restringe a distribuição angular ϑ_x da projeção X-Z em $0^\circ \leq \vartheta_x \leq 12^\circ$ e da projeção Y-Z em $0^\circ \leq \vartheta_y \leq 81^\circ$. Assim a dependência da carga induzida em função do ângulo formado com o fio (ϑ_y) pode ser estudado em um intervalo maior, até 81° . O sinal usado para este tratamento é proveniente da saída analógica de cada cartão de

leitura, uma vez que o sinal digital sofre grande retardo para sua formação em comparação com o das pads.

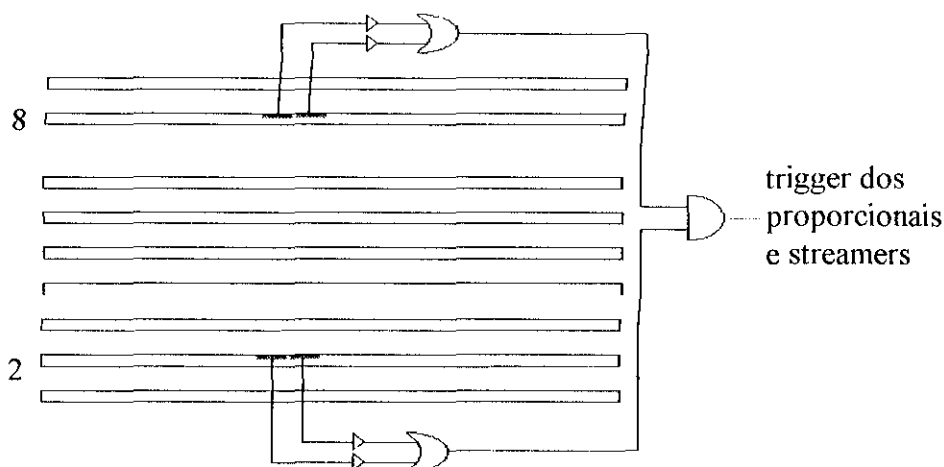


Figura 5-5. Formação da lógica do trigger para a seleção de dados de múons isolados em uma fila de pads.

5.7.2 Procedimento de Calibração

A análise dos dados obtidos com o trigger descrito é feita através de uma série de programas que fornecem para cada pad as seguintes quantidades:

- o valor médio de carga induzida por partícula e o desvio padrão desta quantidade;
- a ineficiência da pad, ou seja, a probabilidade de haver um sinal nulo tendo passado uma partícula pela pad.

Fazendo a reconstrução de traços, com a geometria do detector computada, identificam-se as pads que o múon atravessa em cada plano. São feitos, desta forma, os histogramas apresentados na Figura 5-6. Espera-se que a carga total produzida no processo de avalanche no tubo proporcional siga uma distribuição lognormal [2][3], portanto a carga induzida na pad também deverá ter este comportamento. Assim, sendo q a carga induzida por um certo comprimento de traço, esta quantidade flutuará de acordo com a distribuição:

$$f(q)dq \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{1}{q} \exp\left(-\frac{(\log q - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) dq, \quad \text{Eq. 5-1}$$

onde μ é o valor médio da distribuição e σ o desvio padrão.

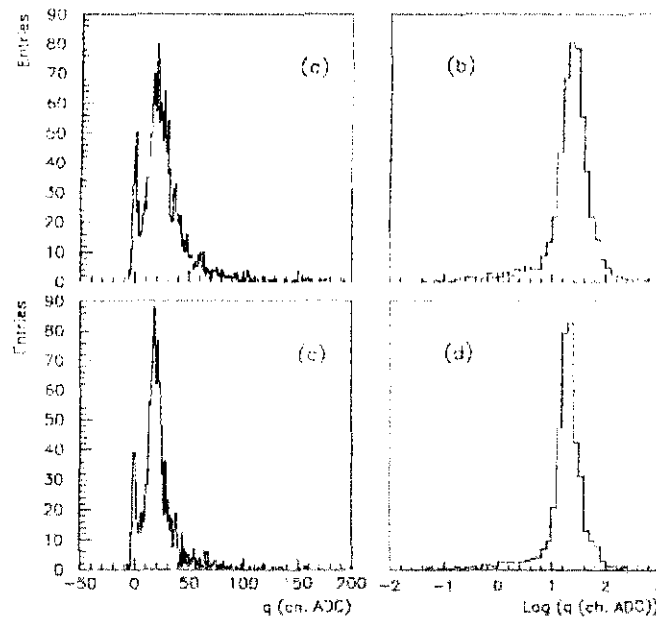


Figura 5-6. Espectro de carga de uma pad (a) e no logaritmo da carga (b), que foi multiplicado por 1000 para evitar divergências. Os espectros c e d são obtidos com correção angular.

Os espectros obtidos de cada pad, como na Figura 5-6, são colocados à parte para serem sucessivamente analisados. As quantidades q e σ_q são respectivamente o valor médio e o desvio padrão do espectro da Figura 5-6a. A primeira coisa a fazer é extrair do espectro a ineficiência de detecção, ou seja a região do pedestal. Para isso é efetuado um ajuste gaussiano sobre o pico da distribuição da Figura 5-6b, começando a partir de 5 canais à esquerda do valor médio. O ajuste obtido, que se vê na Figura 5-7a, é depois estendido do lado esquerdo até a região que corresponde à ineficiência da pad. Esta zona é delimitada como sendo a região à esquerda do valor médio, onde a contagem de um canal é duas vezes maior que o indicado pelo prolongamento do ajuste gaussiano. A seta indica o ponto de ineficiência na Figura 5-7a. O valor da ineficiência é encontrado comparando a

contagem nesta região com o total do espectro. Subtraindo esta zona obtém-se a carga de calibração do valor médio da distribuição q_f . O mesmo procedimento é adotado para os espectros da Figura 5-6c e d com correção angular. Trata-se, ao final, de uma normalização da carga produzida por eventos inclinados ($\vartheta > 0$) para o correspondente valor na vertical ($\vartheta = 0$). O valor final obtido com esta correção q_f^a é a carga de calibração usada. Na Figura 5-7b temos o espectro obtido, onde a região de ineficiência (pedestal) obtida pelo procedimento está sombreada.

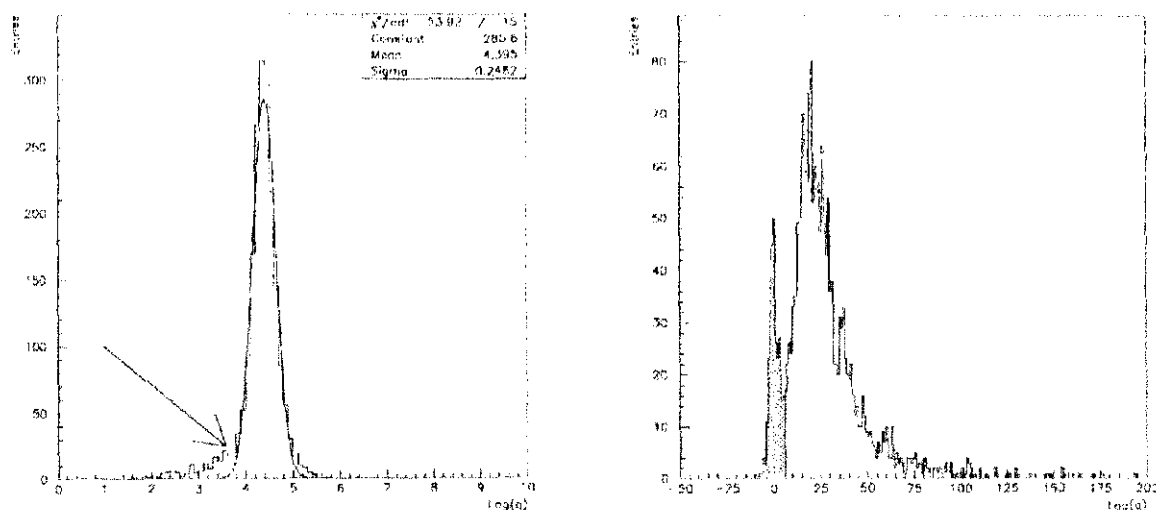


Figura 5-7. a) Ajuste sobre a distribuição lognormal de carga. A flecha delimita a região de ineficiência da pad. b) Espectro de carga reanalisado, após o fit. A região sombreada indica a região de ineficiência, o valor médio do espectro excluindo esta região fornece o valor de calibração.

É necessário ter também em conta a variação da resposta do detector em função das condições de pressão e temperatura em que ele se encontra. Na verdade o tratamento é feito em função de X , a relação P/T (em $mbar/K$). Foi estudada a dependência da carga induzida q em função de X , e obteve-se:

$$q = \kappa(X - X_0) + q_0, \quad \text{Eq. 5-2}$$

onde q_0 é o valor da carga medida a um certo X_0 e κ vale -39.0, quando o tubo proporcional é submetido a 2900 V. As cargas q e q_0 são medidas na resolução de 15 bits do ADC.

Assim, para um evento em que o ADC de 12 bits registra q contagens a um valor X , cuja pad teve seus valores de carga de calibração q_f^α e ineficiência ε medidos a um valor X_0 , o número de partículas estimado será dado por:

$$N = \frac{q \cdot 7.5}{[q_f^\alpha + \kappa(X - X_0)](1 - \varepsilon)} \quad \text{Eq. 5-3}$$

onde o fator 7.5 corrige a resposta entre os ADCs de 15 e 12 bits usados respectivamente na medida de calibração e análise normal.

5.8 Medida da Flutuação de Resposta das Câmaras Proporcionais

À parte as limitações impostas pelas flutuações inerentes aos processos de desenvolvimento da cascata eletromagnética e hadrônica no calorímetro, discutidas no capítulo II, o primeiro estágio de processamento da informação de energia vem da resposta dos detectores proporcionais. O limite teórico da melhor resolução possível será dado em função da flutuação de resposta destes detectores. Nesta secção é apresentada uma medida da flutuação do conjunto proporcional+pad+eletrônica, ou seja, a precisão real que se tem nos dados registrados pelo calorímetro.

Para quantificar a flutuação de um conjunto proporcional+pad+eletrônica é necessário observar a sua resposta para vários eventos com mesmo número de partículas, para toda extensão possível de número de partículas. Para efetuar esta operação com o detector montado dispomos apenas de uma única fonte, a própria radiação cósmica. A idéia consiste basicamente em selecionar eventos EAS, fazendo a leitura do sinal de diferentes quantidades de partículas em uma dada pad. Quando a pad em questão localiza-se em uma região do chuveiro suficientemente distante do centro, onde a distribuição lateral torna-se suave, pode-se inferir que a quantidade média de partículas nas pads circunvizinhas será igual à central. Assim, escolhendo um conjunto de 9 pads, uma central e oito vizinhas, podemos estabelecer a comparação entre suas leituras para os eventos selecionados e determinar a flutuação média do conjunto. Assumimos então uma configuração de pads como ilustrado na Figura 5-8.

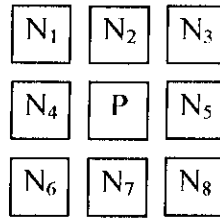


Figura 5-8. Configuração de pads usadas para avaliar a flutuação usando o método de “pads vizinhas”.

Para cada evento comparamos a medição de número de partículas obtida pela pad central P, com a média das suas vizinhas N_i. Isto é feito calculando a quantidade:

$$R = \frac{P - N}{\frac{P + N}{2}}, \quad \text{Eq. 5-4}$$

onde

$$N = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 N_i$$

e P é o número de partículas na pad central obtido pela Eq. 5-3. O desvio padrão de R será obtido por:

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\partial R}{\partial P} \right)^2 \sigma_P^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial N} \right)^2 \sigma_N^2, \quad \text{Eq. 5-5}$$

onde para as pads vizinhas

$$\sigma_N^2 = \left(\frac{1}{8} \right)^2 \sum_{i=1}^8 \sigma_i^2.$$

Supondo que a flutuação das pads do conjunto são iguais ($\sigma_i^2 \approx \sigma_P^2$) e que o valor médio da carga da pad central é igual ao das vizinhas, teremos que:

$$\left(\frac{\sigma_P}{P} \right)^2 = \frac{8}{9} \sigma_R^2 \quad \text{Eq. 5-6}$$

A Eq. 5-6 representa o valor da flutuação de uma pad do conjunto. Como exemplo, na Figura 5-9 e Figura 5-10 temos a distribuição da quantidade R medida para diversas bandas de partículas. Com o valor de σ_R extraído do ajuste gaussiano de cada histograma e usando Eq. 5-6, obtemos o gráfico da flutuação mostrado na Figura 5-11. Para isto foi estabelecida a condição de que o valor médio $|\langle R \rangle|$ de cada distribuição fosse menor que 0.1, para assegurar a validade da Eq. 5-6. Esperamos que o comportamento da flutuação seja do tipo:

$$\frac{\sigma_P}{P} = a + \frac{b}{\sqrt{N}}, \quad \text{Eq. 5-7}$$

onde no ajuste da Figura 5-11, $P1=a$, $P2=b$ e $N=P$.

O mesmo procedimento foi usado para todas as pads do nono plano. Na análise para obter os gráficos de flutuação foram requeridas ao menos quatro bandas de partículas dentro do valor médio aceitável, selecionando-se apenas as pads dentro de um valor máximo de χ^2 no ajuste σ_P/P , procurando assim um resultado de maior confiabilidade. Esta seleção, no entanto, limita a quantidade de pads avaliadas, ao final somente cerca de 6% das pads de cada semiplano foram medidas. Mas tratando-se de uma avaliação geral da resolução obtida com as pads esta quantidade já é representativa. A flutuação média das pads do nono plano é mostrada na Figura 5-12. Foram separados os semiplanos A e B, pois um mau funcionamento de alguns ADCs de A, no período de medição, elevou a sua flutuação média. Vale dizer que a estatística necessária para estas medidas foram conseguidas em um período de 5 meses, tempo suficiente para a ocorrência de eventuais danos na eletrônica. Adotando o valor obtido para o semiplano B, livre de intervenções no período, obtém-se que para uma quantidade de 100 partículas em uma de suas pads a flutuação média será de 26%. O limite para alta densidade de partículas é dado pelo valor de $\underline{a}$, ou seja, 8% de menor flutuação. Estes valores são exclusivos para o nono plano que, segundo dados da fase de calibração onde se tem a resposta de uma partícula, apresentam maior flutuação. Esta diferença poderia ser atribuída ao fato de que os tubos do nono plano são continuamente ionizados, por estar ele completamente descoberto. Isto levaria à formação de um espaço de carga (Apêndice A) constantemente renovado, o que reduziria o

campo elétrico interno, com a consequente redução da carga média induzida e aumento da flutuação. De fato estes dois efeitos são verificados na fase de calibração, mas é ainda um estudo a ser aprofundado. O valor obtido do nono plano é importante porque nos traz uma boa idéia da flutuação de resposta das pads, sendo que para os outros planos ela deverá ser ainda menor.

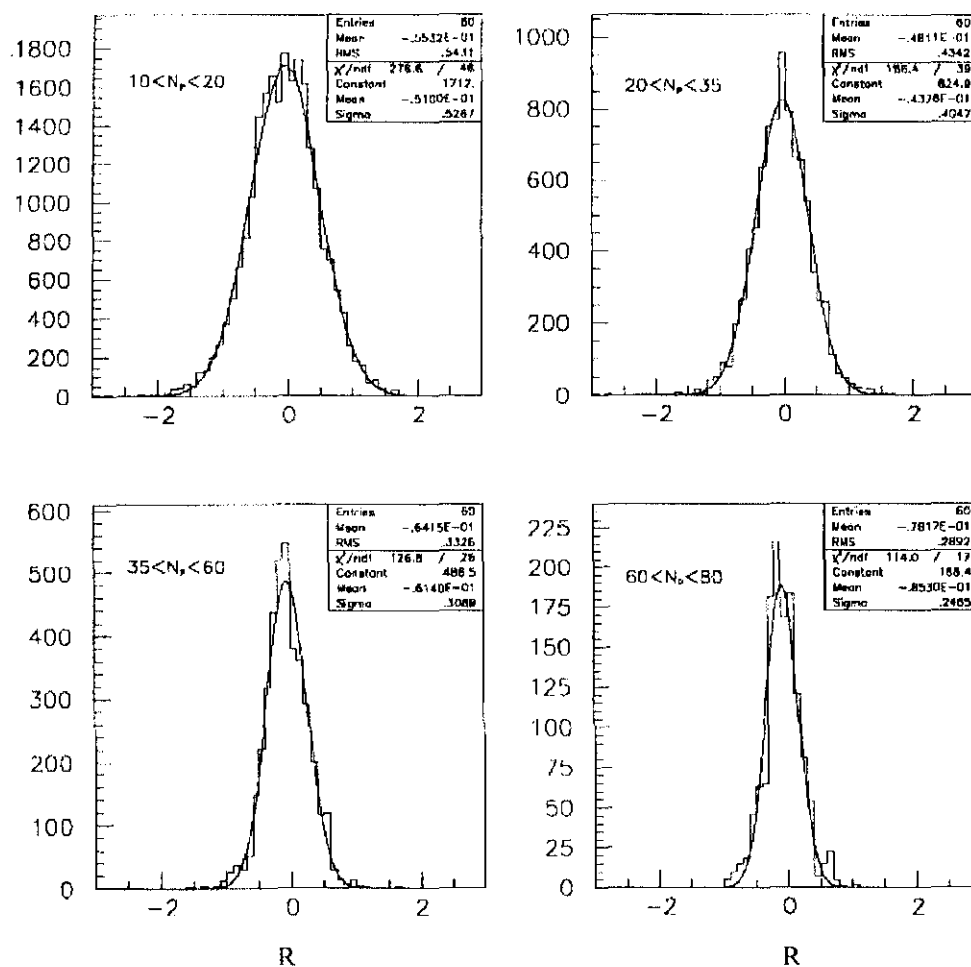


Figura 5-9. Distribuições da quantidade R contada para a pad 553 ($X=18$, $Y=13$), plano 9, para cada banda de partículas. A ordenada indica a contagem de eventos.

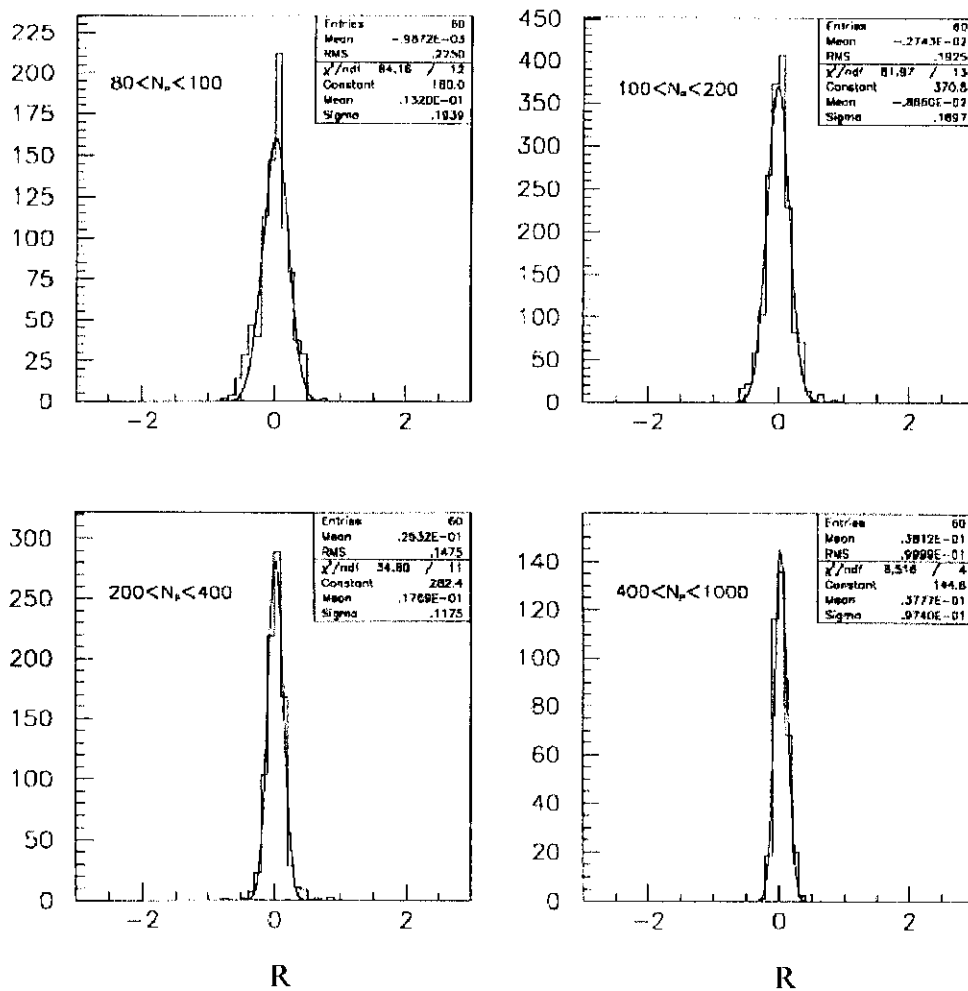


Figura 5-10. Distribuições da quantidade R para bandas superiores de partículas da mesma pad da figura anterior (553). O eixo das ordenadas representa número de eventos.

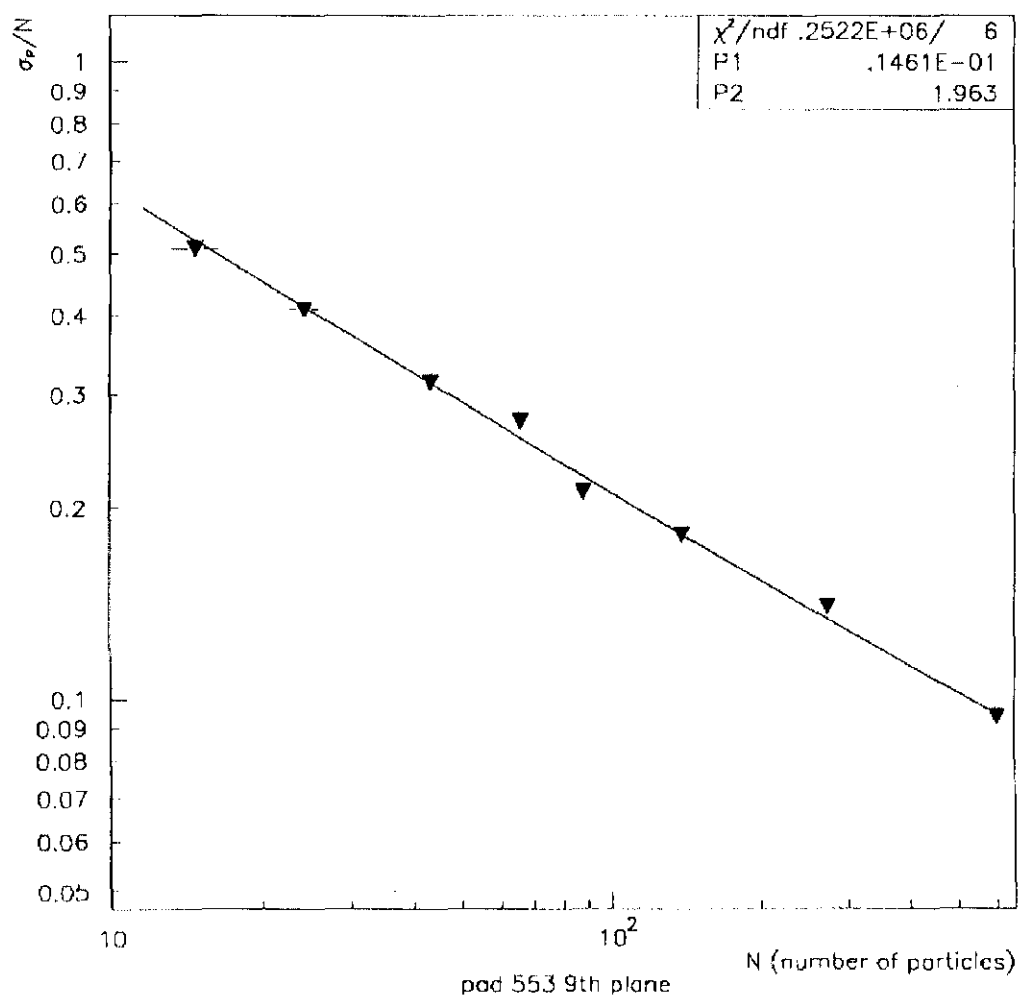


Figura 5-11. Gráfico da flutuação da pad 553 do nono plano. Aqui N representa o número de partículas na pad central.

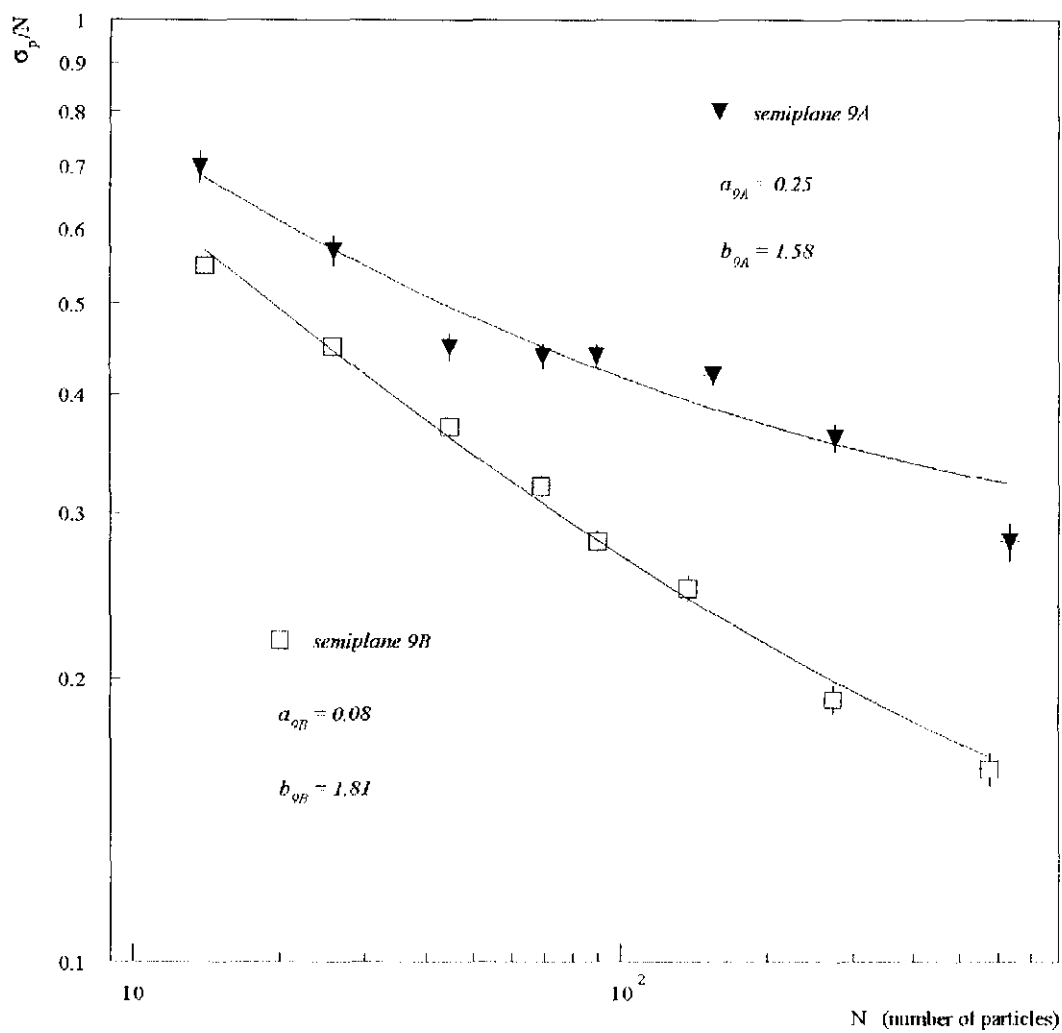


Figura 5-12. Flutuação obtida para as pads do plano 9. O semiplano A apresenta maior flutuação devido à problemas em um conjunto de ADCs durante o período de medição.

5.9 Referências

- [1] Manual de operação CAEN C187.
- [2] B. D’Ettorre-Piazzoli et al, *Astroparticle Physics*, 2, 199 (1994).
- [3] P. Antonioli, *Tesi di Dottorato*, Ist. di Fis. Gen. della Univ. di Torino (1994).

6. Estudo da Parte Central dos EAS

6.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos alguns resultados preliminares da medida de EAS com o calorímetro, procurando mostrar tipos de análises possíveis com o MHD.

As partículas dos EAS são resultados da superposição de várias interações a altas energias, o que dificulta a obtenção de uma informação unívoca sobre qualquer característica específica das interações. Além disto, os raios cósmicos primários possuem composição diversa, de gamas e prótons até núcleos pesados como o ferro. A grande flutuação em cada interação individual associada à abrupta curva do espectro também complicam a interpretação dos dados experimentais. Por esta razão, para se obter informações sobre a radiação primária é necessário comparar as observações com resultados obtidos de simulações usando métodos analíticos ou de Monte Carlo.

A região central dos EAS carrega a maior densidade de informação sobre as interações sucedidas no seu desenvolvimento. Da mesma forma, uma grande percentagem da energia do chuveiro é contida nesta região. Além disto, como mencionado no capítulo II, através de certos modelos [1] espera-se que seja possível a identificação da composição primária pela observação do conteúdo hadrônico dos chuveiros.

Usando a correlação com o EMD (detector eletromagnético), foram selecionados eventos de EAS cujo centro incide na região fiducial do calorímetro. Com estes dados, foi feita uma primeira análise do fluxo de energia registrado pelo MHD para estes eventos. Os resultados são confrontados com a resposta produzida por um código Monte Carlo desenvolvido com base no GEANT [2], interfaceado com o gerador de chuveiros CORSIKA [3]. Para este último as interações hadrônicas foram tratadas pelos códigos GHEISHA [4] para energias abaixo de 80 GeV e VENUS [5] para as acima. As interações eletromagnéticas foram tratadas pelo EGS4 [6]. No apêndice B é feita uma descrição da simulação do MHD, incluindo a resposta do detector proporcional.

6.2 Os Eventos Seleccionados

A seleção de eventos para a análise de absorção do centro do EAS é feito posteriormente à aquisição de dados, usando a correlação com o EMD. O primeiro critério de seleção é a ocorrência do trigger de chuveiros, ou seja, a leitura de ao menos 200 partículas no nono plano. Este é o número médio de partículas esperado para chuveiros iniciados por ferro de ≈ 70 TeV, escolhido para ser o limiar de energia uma vez que o aumento da massa do primário tende a suavizar a distribuição lateral, com a consequente diminuição da densidade no centro. Desta forma evita-se uma possível seleção indireta da composição do primário.

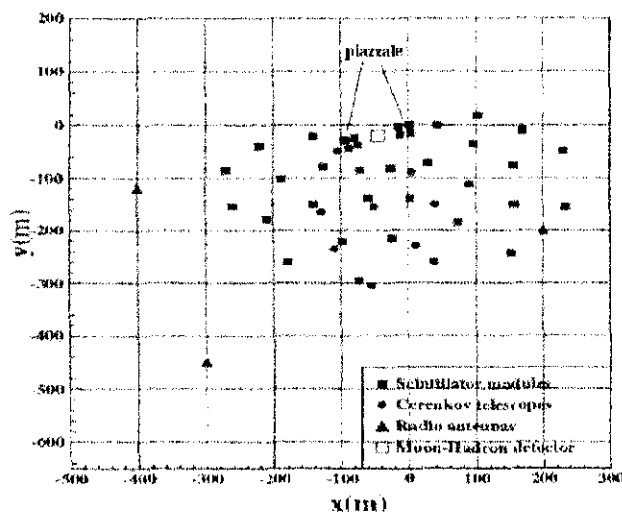


Figura 6-1. Layout da distribuição de detectores do EAS-TOP. Estão indicados os oito módulos que correspondem ao “piazzale”, que são associados à seleção de eventos com o centro sobre o MHD.

Dentre os vários subconjuntos que formam o EMD, são usados principalmente os oito módulos que constituem as duas configurações quadradas próximas à construção que abriga o calorímetro (Figura 6-1). É imposto que haja a coincidência de todos os oito módulos deste subconjunto, condição mínima para que o eixo de um chuveiro do limiar indicado esteja incidindo nas proximidades do MHD. Através da reconstrução dos eventos pelo EMD são selecionados os chuveiros com o centro sobre o calorímetro. A partir de

então, a posição do centro é refinada procurando um baricentro na distribuição de partículas registrada pelo plano 9 do MHD. A pad encontrada como sendo o centro do chuveiro deve contar mais de 80 partículas e estar localizada numa região que se distancie ao menos 3 pads da borda do aparato, o que corresponde a uma área fiducial de $10.1 \times 9.6 \text{ m}^2$. Finalmente, a distribuição lateral das partículas com o centro localizado é testada com a função NKG, cujo resultado aprova ou descarta o evento.

Para a análise efetuada nesta tese foi usado o conjunto de dados coletados no período entre julho de 1995 e janeiro de 1996, correspondentes às aquisições (*runs*) 1626 e 1791 respectivamente. Foi escolhido o início na 1626 por esta ser a primeira aquisição contando com o plano 1 (inferior), conferido e calibrado. Estes dados foram selecionados segundo os critérios citados.

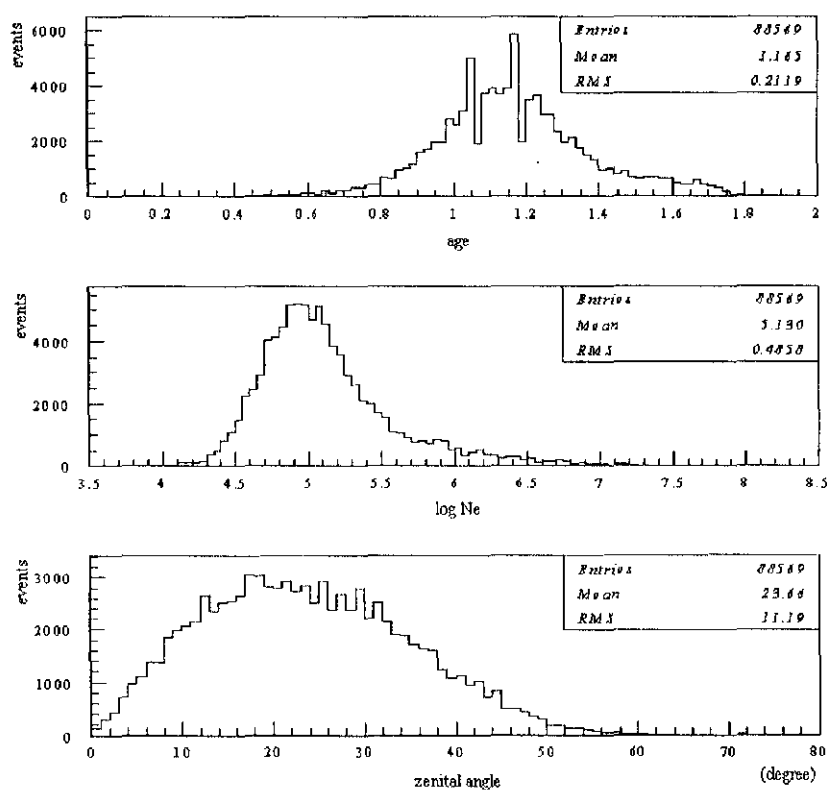


Figura 6-2. Eventos selecionados a partir da aquisição (*run*) 1626 até a 1791, correspondentes a dados entre julho de 1995 e janeiro de 1996. a) Distribuição da idade dos chuveiros adquiridos. b) Distribuição do Logaritmo de Ne. c) Distribuição zenital do eixo dos chuveiros.

Na Figura 6-2 temos uma representação dos eventos reconstruídos através das distribuições angular zenital, idade (s) e tamanho (Ne) dos chuveiros obtidos através da função NKG. A distribuição zenital (Figura 6-2c) mostra que não houve preferência de direção relevante por efeito do critério de seleção, dado que a distribuição integral dos eventos do EMD, sem correlação com o MHD, apresentam resultados semelhantes. O máximo na distribuição de Ne (Figura 6-2b) próximo de 1.3×10^5 é o resultado do corte imposto de 80 partículas sobre o plano 9.

6.2.1 A Calibração usada

Para a análise, foi usado o conjunto de dados de calibração coletado em novembro de 1995 (*run* 1776), o mais adequado por estar entre o período dos dados selecionados. As aquisições de calibração consistem na leitura de eventos de múons isolados, é encontrado a resposta equivalente a uma partícula para cada pad do calorímetro. Todo o procedimento de calibração é descrito na secção 5.7. Na Tabela 6-1 temos os valores médios de calibração para cada plano do detector.

Semiplano	Carga	Desvio Padrão
1	24.96	9.13
2	28.22	8.57
3	25.79	8.59
4	26.77	8.24
5	25.65	9.14
6	30.99	9.97
7	23.82	9.49
8	32.44	10.56
9	18.25	8.58

Tabela 6-1. Valor médio da carga equivalente a uma partícula de mínima ionização, em canais de ADC, usada na análise (1776) para cada plano e o desvio padrão da distribuição.

Da análise de calibração, algumas pads retornam altos valores de flutuação, ou mesmo valores finais incompatíveis com o esperado. Estas pads são consideradas malfunctionantes e suas respostas são ignoradas durante a análise.

6.3 A Absorção da Parte Central dos EAS

O que se espera através do estudo de absorção da região central dos EAS é obter alguma informação a respeito do conteúdo hadrônico que incide sobre o calorímetro e, consequentemente, sobre a origem do chuveiro. Uma das ferramentas para este tipo de análise são as curvas de transição dos eventos, ou seja, o gráfico do desenvolvimento longitudinal no calorímetro. Esta tarefa, no entanto, é dificultada pelo grande número e diferentes tipos de partículas incidentes em cada evento, pelo largo espectro energético das componentes e pelas flutuações inerentes aos processos de cascatas (Figura 6-3). Por esta razão a análise evento a evento traz poucas informações, sendo mais adequado o uso de conjuntos de eventos classificados por tamanho (N_e) e idade (s), obtidos através da formulação NKG. O auxílio de simulações neste caso é de extrema importância.

Em todo caso, pode-se inferir que nos planos mais altos do calorímetro haja uma grande quantidade de partículas, devido principalmente à alta densidade da componente eletromagnética. Ela deve ser rapidamente absorvida apresentando o comportamento exponencial indicado na Eq.3-9, ou seja $\exp(-t/\lambda_{at})$, onde o comprimento de atenuação λ_{at} , cujo valor coincide com o livre caminho médio de fótons no meio, tem valor próximo de 25 g/cm² no ferro. O livre caminho médio para uma colisão nuclear inelástica é de 132 g/cm² no ferro. Portanto, a cascata produzida por hádrons iniciará, tipicamente, logo após o primeiro plano de absorvedor (102.2 g/cm²). O máximo da cascata hadrônica é parametrizada pela Eq.3-20, que indica uma profundidade média entre o sexto e o quarto plano do MHD, dependendo da energia do hádron.

Este comportamento pode ser visto por simulações como mostra a Figura 6-4, onde temos o gráfico de transição de chuveiros induzidos por núcleos de ferro de 300 TeV. Os centros dos chuveiros foram sorteados na região com distância maior que dois metros da borda do plano superior do calorímetro, formando uma área fiducial de 10x10 m²,

simulando as condições de seleção dos dados experimentais. As partículas do chuveiro foram injetadas na simulação do MHD separando-se a componente eletromagnética da hadrônica.

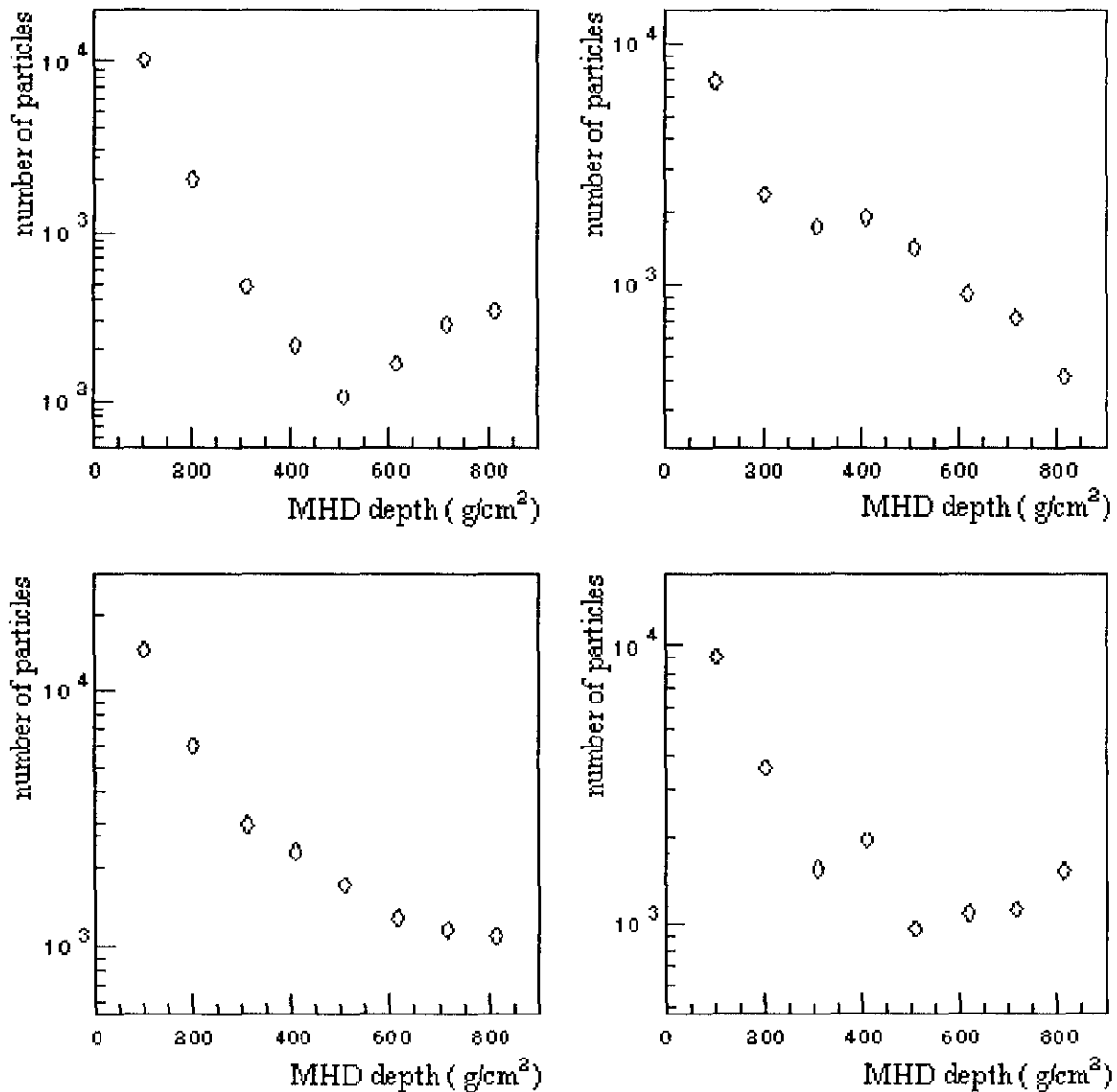


Figura 6-3. Exemplos de curvas de transição obtidas para eventos de mesma origem, chuveiros induzidos por núcleos de carbono a 100 TeV. Este resultado simulado inclui as flutuações de resposta do detector proporcional.

A parte eletromagnética cresce do nono plano (que não possui absorvedor) para o oitavo (102 g/cm^2) sendo então rapidamente absorvida. A 300 g/cm^2 ela já é praticamente nula. A cascata hadrônica, por sua vez, cresce até o sétimo plano, quando começa uma suave absorção que se estende até o último plano do calorímetro. Isto acontece devido às diferentes energias da composição hadrônica na região central, que diferenciam os pontos de máximo das várias cascatas, formando uma região de profundidade em que os planos do calorímetro registram números de partículas muito próximos. O resultado da soma destas duas componentes, adicionando os múons pode também ser visto na Figura 6-4. O plano superior (número 9) não é usado nas análises de absorção.

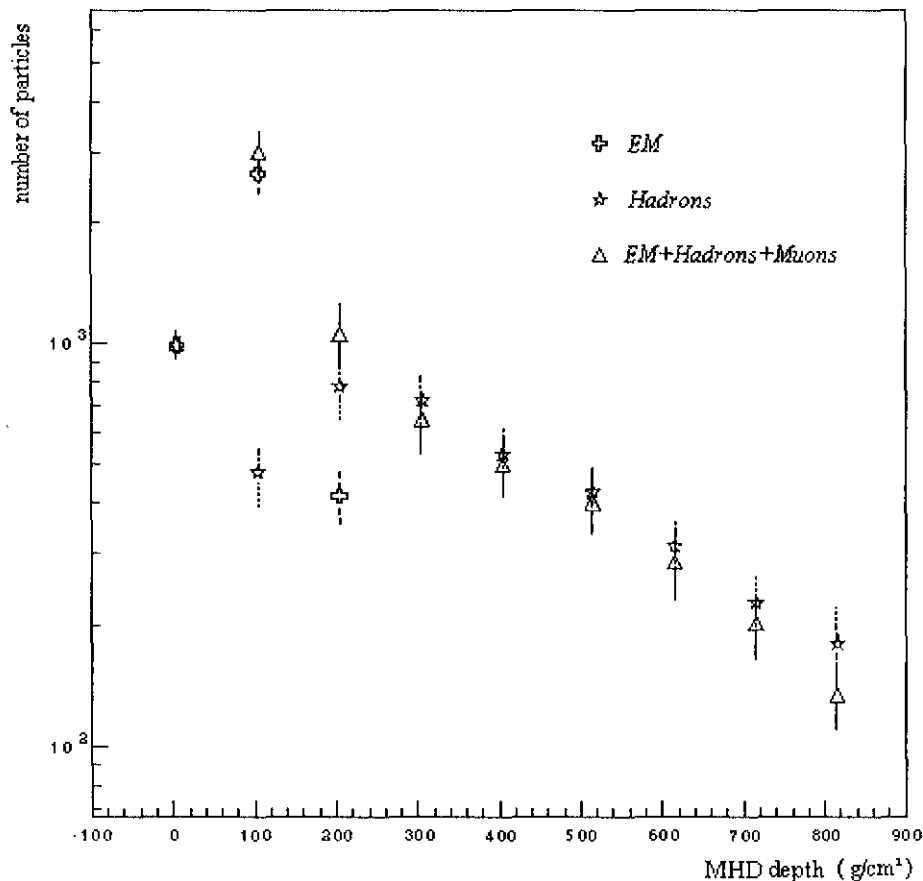


Figura 6-4. Gráfico de absorção de EAS produzidos por núcleos de ferro de 300 TeV. São mostradas as componentes eletromagnética e hadrônica distintamente. O resultado da superposição das componentes adicionando-se os múons é também destacado. O menor número de partículas na soma total, comparado com a componente hadrônica, é devido à flutuação dos eventos simulados, 50 eventos.

O conteúdo hadrônico dos chuviros possui uma clara dependência da composição primária. Como citado no capítulo II, o espectro dos hádrons de composições mais pesadas tendem a ser menos energéticos. Este resultado pôde ser reproduzido usando o CORSIKA, como mostra a Figura 6-5, onde foram simulados chuviros de primários prótons, carbono e ferro à energia fixa de 300 TeV.

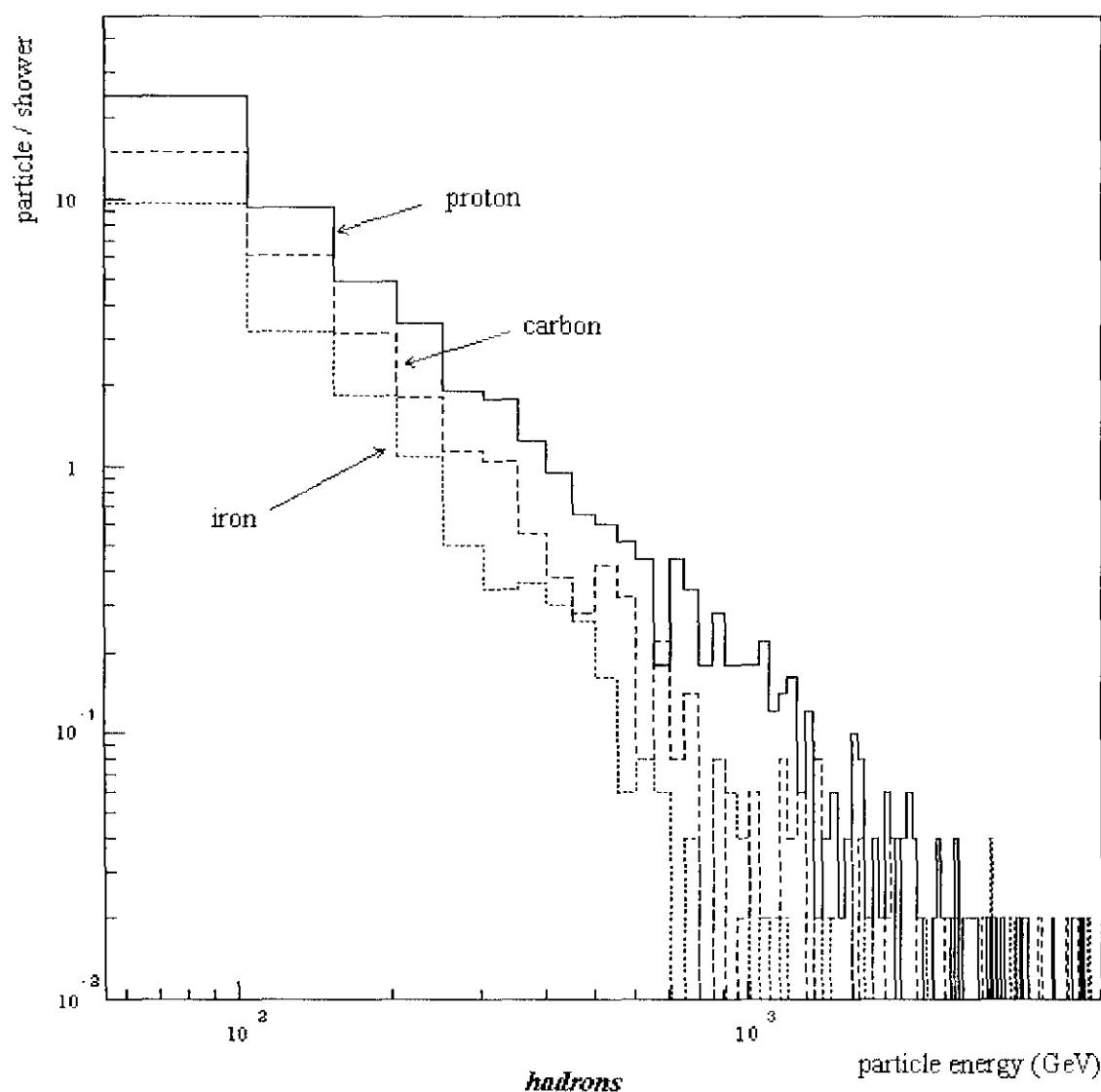


Figura 6-5. Espectro integral dos hádrons de chuviros gerados por prótons, núcleos de carbono e ferro com energia de 300 TeV.

Além de hádrons menos energéticos, os chuueiros de composições mais pesadas tendem a se desenvolver e a serem absorvidos mais rapidamente que os de prótons com mesma energia total, isto porque a energia disponível por núcleon é menor (modelo de superposição). Como consequência, a um determinado nível de observação, o número médio de partículas de chuueiros iniciados por composições diversas é diferente. De fato, isto pode ser notado na distribuição lateral das partículas de chuueiros simulados para as mesmas composições anteriores (Figura 6-6) observadas à altitude do EAS-TOP (2000 m).

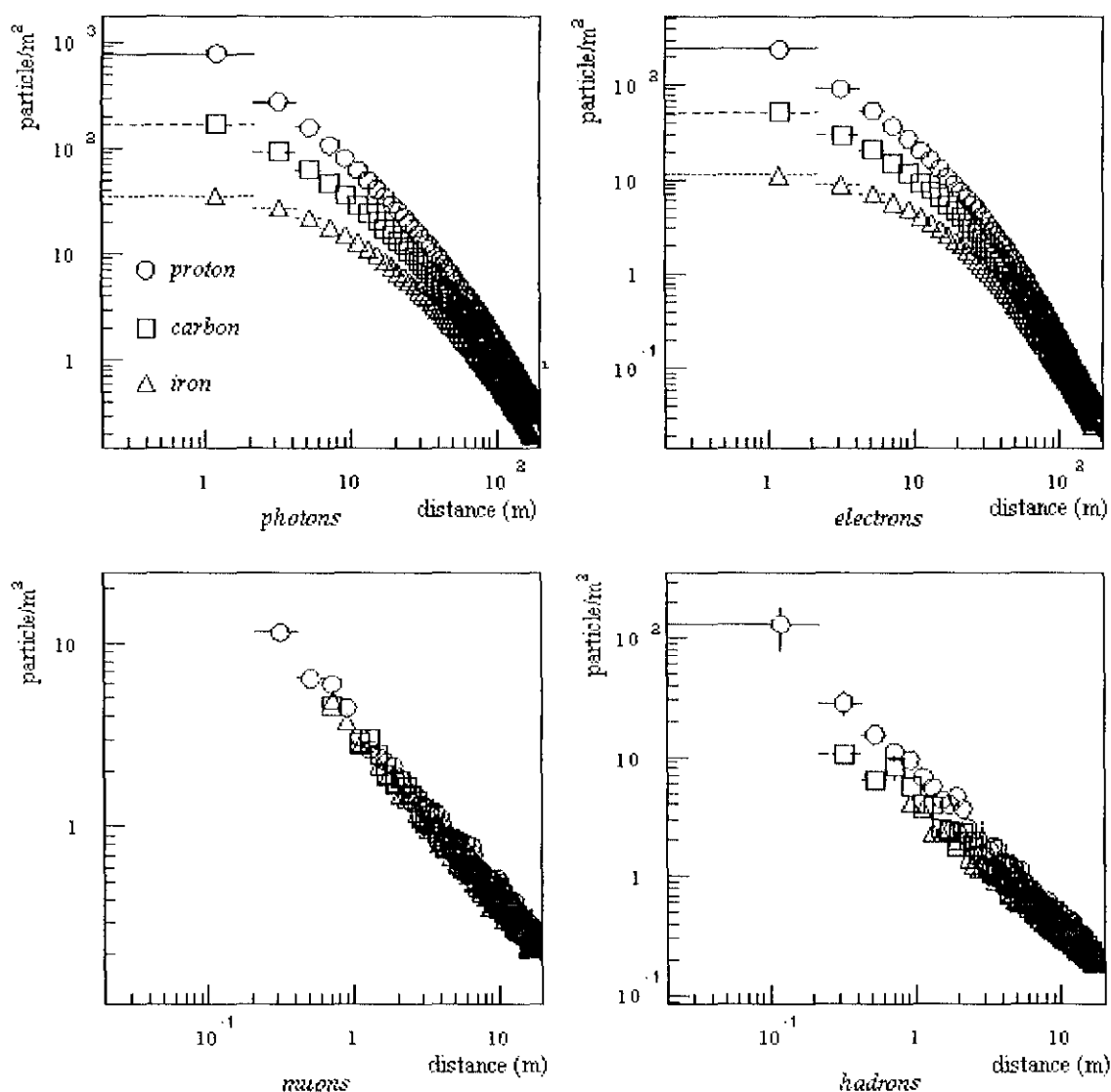


Figura 6-6. Distribuição lateral das componentes de chuueiros iniciados por próton, carbono e ferro com energia total de 300 TeV. O limiar de corte para estas simulações foi de 3 MeV para fótons e elétrons e 300 MeV para múons e hádrons.

Além da menor quantidade de partículas nos chuveiros de ferro, podemos também notar na Figura 6-6 o efeito do espalhamento dos hádrons da região central. Procurando saber como o calorímetro responde a diferentes primários usamos os mesmos chuveiros anteriores sobre a simulação do MHD. A resposta através das curvas de transição pode ser vista na Figura 6-7 e Figura 6-8.

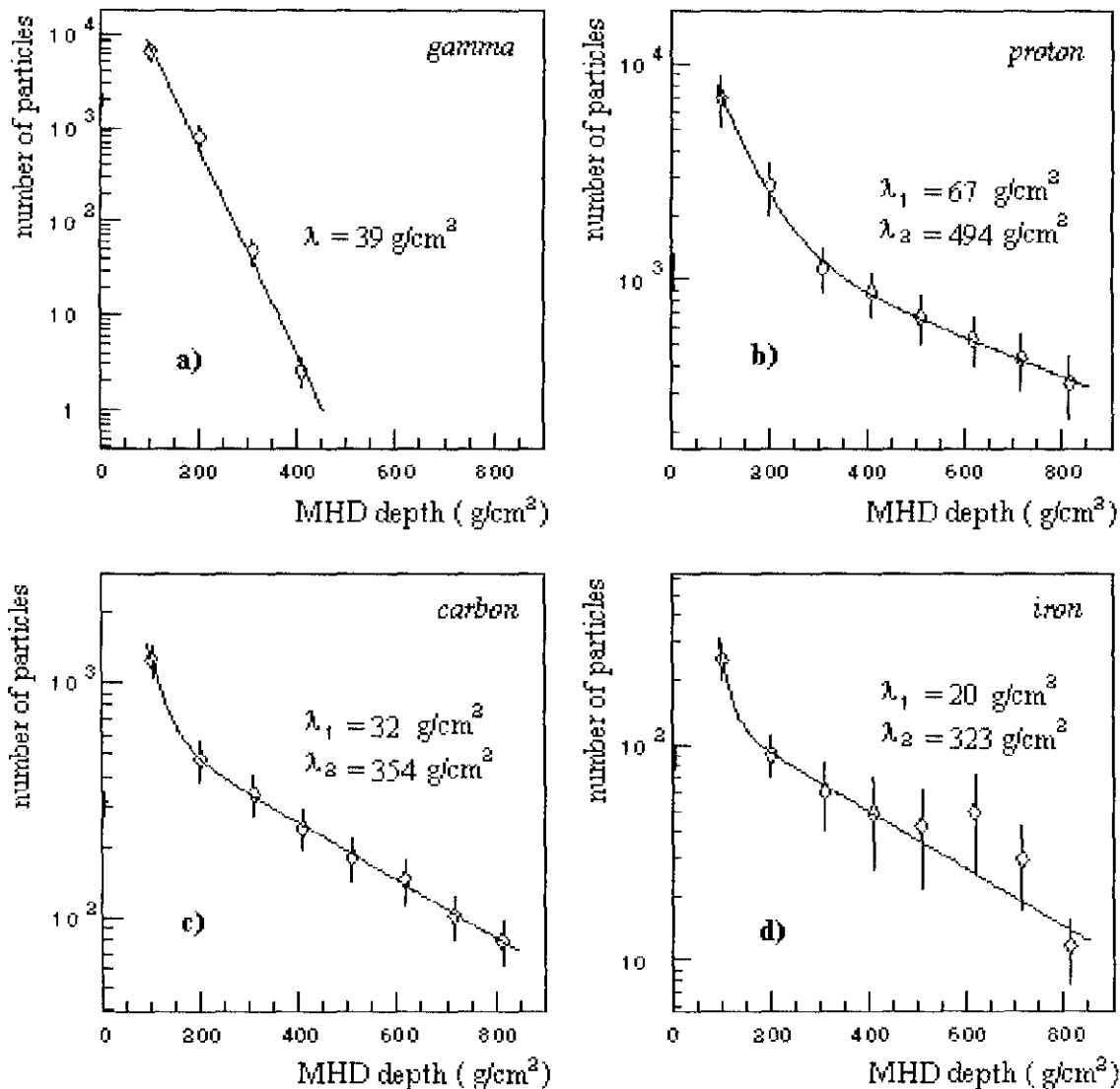


Figura 6-7. Gráficos de transição da resposta do MHD a chuveiros de diferentes composições primárias: gama, próton, carbono e ferro à energia de 100 TeV. Estão indicados os comprimentos de atenuação das diversas curvas, para o caso hadrônico temos dois valores: um relacionado com a absorção da componente eletromagnética nos planos superiores λ_1 e o outro com da componente hadrônica λ_2 .

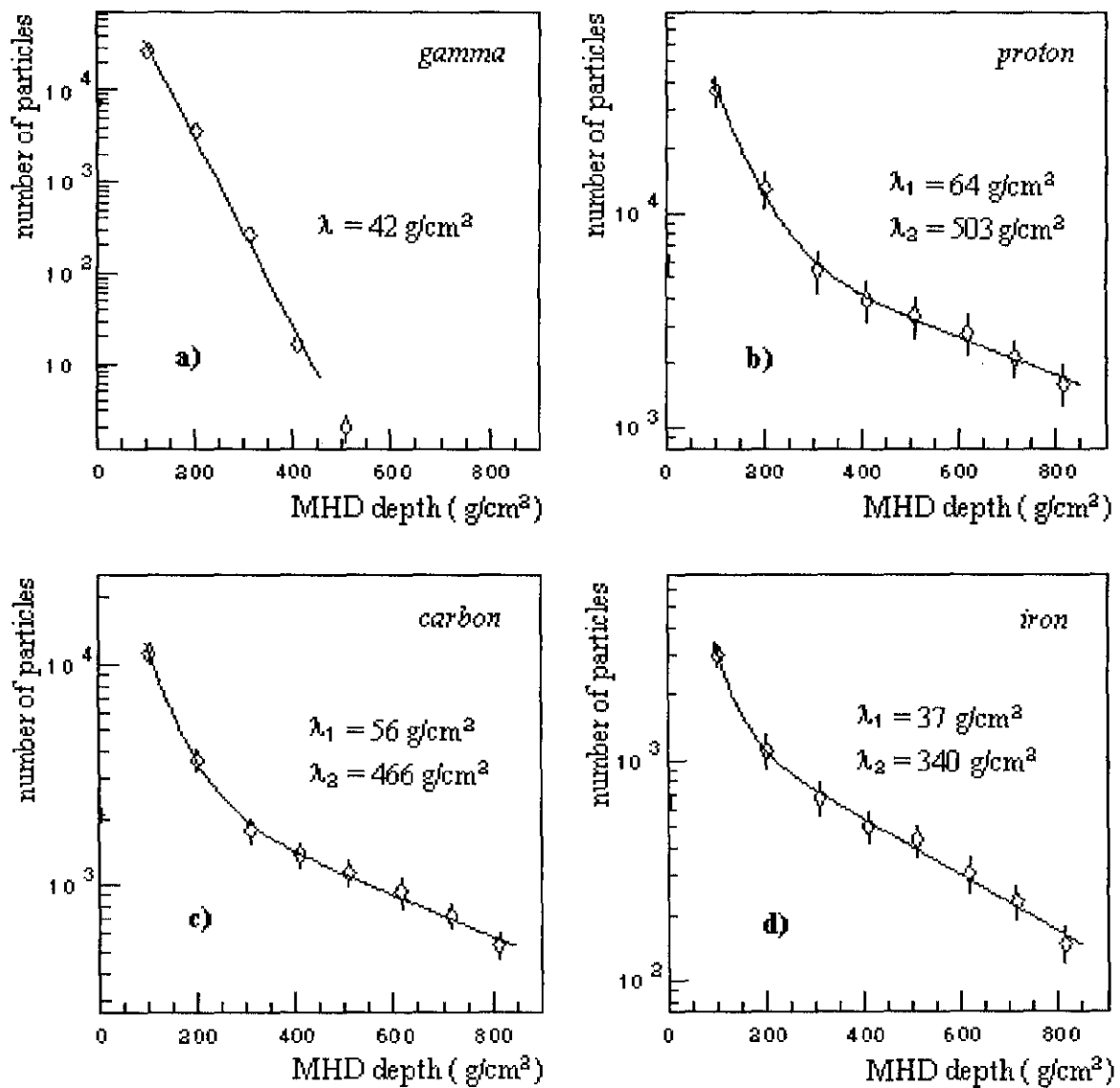


Figura 6-8. O mesmo que o gráfico anterior, mas para a energia de 300 TeV.

Com exceção dos chuveiros iniciados por gamas, para cada uma das outras composições foram obtidos dois comprimentos de atenuação através de uma função exponencial do tipo:

$$F(x) = N_1 e^{-\lambda_1 x} + N_2 e^{-\lambda_2 x}$$

Estes dois valores distinguem a absorção da componente eletromagnética (λ_1) nos planos mais altos do calorímetro da parte hadrônica (λ_2) do chuveiro. Os chuveiros iniciados por gamas apresentam uma simples curva de atenuação eletromagnética com valor próximo de $\lambda = 40 \text{ g/cm}^2$ até a extinção da cascata próximo a 500 g/cm^2 .

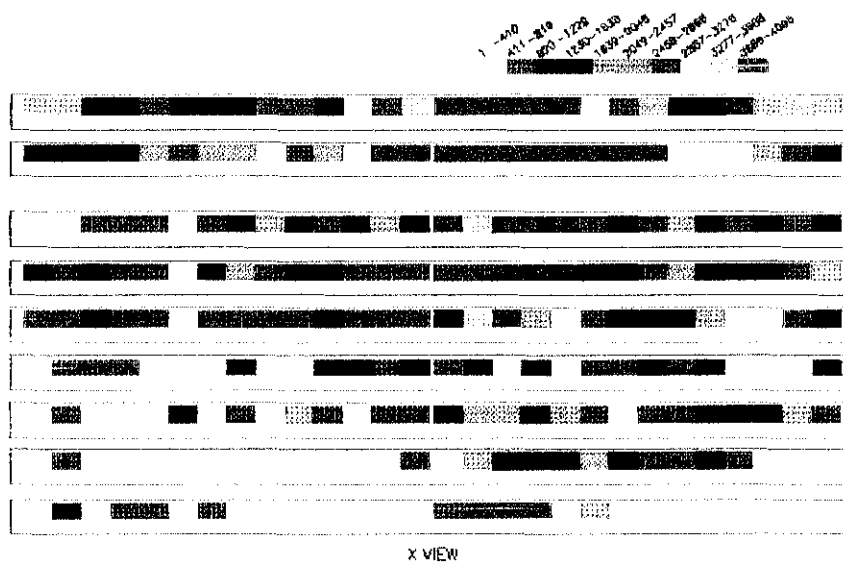
Como mostra a Figura 6-7 o comprimento de atenuação médio dos chuveiros de prótons é maior que os de composição pesada. Comparando com os EAS iniciados por ferro a diferença chega a 40%. Embora estas sejam medidas de apenas uma pequena região do centro do EAS ($10 \times 10 \text{ m}^2$), espera-se que elas sejam proporcionais à atenuação de todo o chuveiro. No EAS-TOP o comprimento de atenuação médio dos EAS, medido através da técnica de “seleção de intensidade constante” [7], é de 220 g/cm^2 . Estes resultados de simulações servem como base na análise das curvas de transição obtidas no calorímetro MHD.

6.3.1 Dados Experimentais de Absorção

A análise de absorção é aplicada agora aos dados experimentais coletados segundo os critérios descritos anteriormente. Como ilustração temos na Figura 6-9 a visualização do evento 763140 do RUN 1791 cujo centro do chuveiro incide sobre o calorímetro. Nota-se pela Figura 6-9a a clara absorção do chuveiro na sua propagação pelo corpo do calorímetro. Nas Figura 6-9b e Figura 6-9c temos respectivamente a projeção dos planos 9 (superior) e 8. O plano 9 não possui absorvedor, por isto as partículas registradas são da própria frente do chuveiro. Pode-se notar a multiplicação do número de partículas no plano 8 (Figura 6-9c), depois do primeiro estrato de absorvedor. Nesta profundidade ainda a maior parte das partículas é devida à componente eletromagnética.

RUN	EVENT	LENGTH	PATTERN	FILE N
1791	763140	15859	71	1200

19-01-96 20h38m45.651664



a)



b)



c)

Figura 6-9. Gráficos do programa para monitoragem de eventos do MHD, é mostrado o evento 763140 da aquisição 1791. As cores são proporcionais à carga registrada pelos ADCs, não existe o tratamento da calibração neste estágio. a) Projeção XZ. b) Projeção XY do nono plano. c) Projeção XY do oitavo plano.

As curvas de atenuação obtidas dos dados experimentais são tão variadas quanto as apresentadas na Figura 6-3, como podemos ver na Figura 6-10. Basicamente, apresentam as mesmas características da rápida absorção nos primeiros planos e a maior produção da cascata hadrônica nos planos internos.

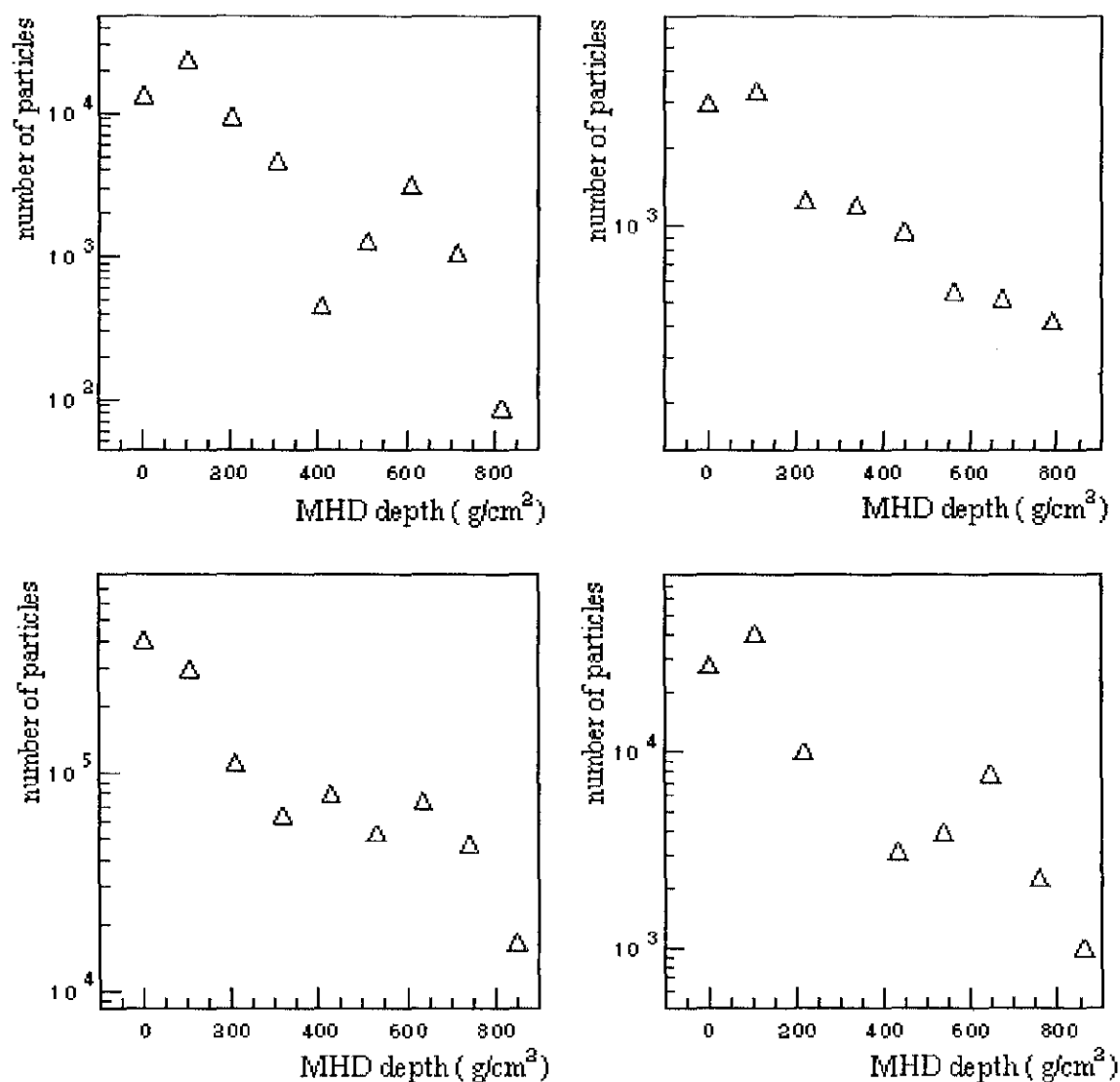


Figura 6-10. Gráficos de transição de 4 eventos experimentais do conjunto de dados selecionados para a análise. O nono plano (0 g/cm^2) não é usado no estudo de absorção.

Na pré-análise o terceiro plano ($\approx 650 \text{ g/cm}^2$) apresentou carga média superior ao esperado, dando indícios de uma possível falha de blindagem elétrica em algum ponto da eletrônica usada no ramo 3A ou 3B (referentes aos dois semiplanos). Por esta razão, evitamos o uso do sinal deste plano nas análises de absorção deste conjunto de dados.

O conjunto de eventos registrados em coincidência com o EMD permitem o estudo da absorção de chuveiros de diferentes idades (s) e tamanhos (Ne). Uma seleção de idade pode trazer importantes informações sobre os EAS, como o seu desenvolvimento longitudinal e a seleção da composição do primário, uma vez que isto está diretamente relacionado com a profundidade de máximo da cascata eletromagnética. Isto pode ser observado através de uma simulação feita com o CORSIKA como mostrado na Figura 6-11. Na Figura 6-12 temos os gráficos selecionados para uma faixa específica de número de partículas ($5.5 < \text{Log}(Ne) < 6.0$) e diferentes faixas de idade. Como se nota nos valores obtidos, parece haver uma leve dependência do comprimento de atenuação com a idade. Ela cresce de $0.9 < s < 1.0$ a $1.1 < s < 1.2$ e depois tende a decrescer novamente. É difícil descrever esta dependência em função do estágio da evolução da cascata principalmente porque, vale lembrar, trata-se da observação de apenas uma região de cerca de $10 \times 10 \text{ m}^2$ da região central do chuveiro. De qualquer forma, para chuveiros mais “novos” a densidade do conteúdo hadrônico na parte central deve ser maior que os mais “velhos”, visto o distanciamento que ocorre entre as partículas à medida que a cascata se desenvolve. Logo, seria de se esperar uma menor quantidade de hádrons com o aumento da idade. O resultado contrário, no entanto, põe em dúvida este simples raciocínio.

Uma possível preferência na seleção de diferentes composições primárias em função da idade poderia justificar o efeito observado. Sabendo que os chuveiros produzidos por primários mais leves tem a altura média de máximo desenvolvimento ($s=1$) em maior profundidade que os mais pesados, a massa A do primário pode estar diretamente relacionado com a idade. Quando fixamos Ne em um certo intervalo, a energia E_0 estimada para diferentes composições não é a mesma, pois em média os chuveiros produzidos estão em diferentes estágios de evolução. Usando simulações foi encontrada uma parametrização para o EAS-TOP segundo a qual:

$$Ne = m(A)E_0^{n(A)} \quad \text{onde} \quad m(A) = 177.8A^{-0.52} \quad \text{e} \quad n(A) = 1.107A^{0.035}$$

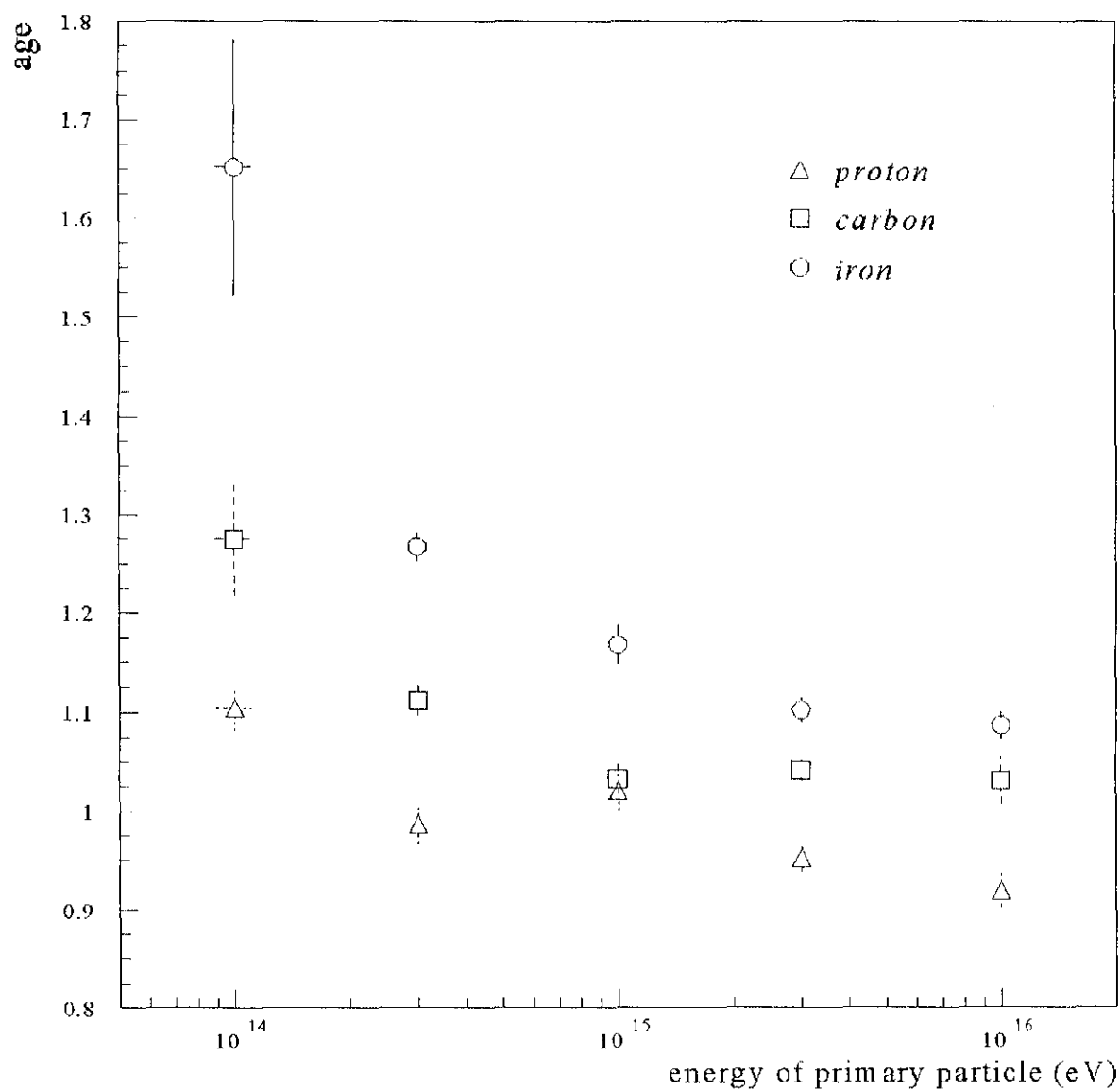


Figura 6-11. Idade dos chuveiros em função da energia do primário usando a Eq. 2-3. Resultado de simulação usando o código CORSIKA.

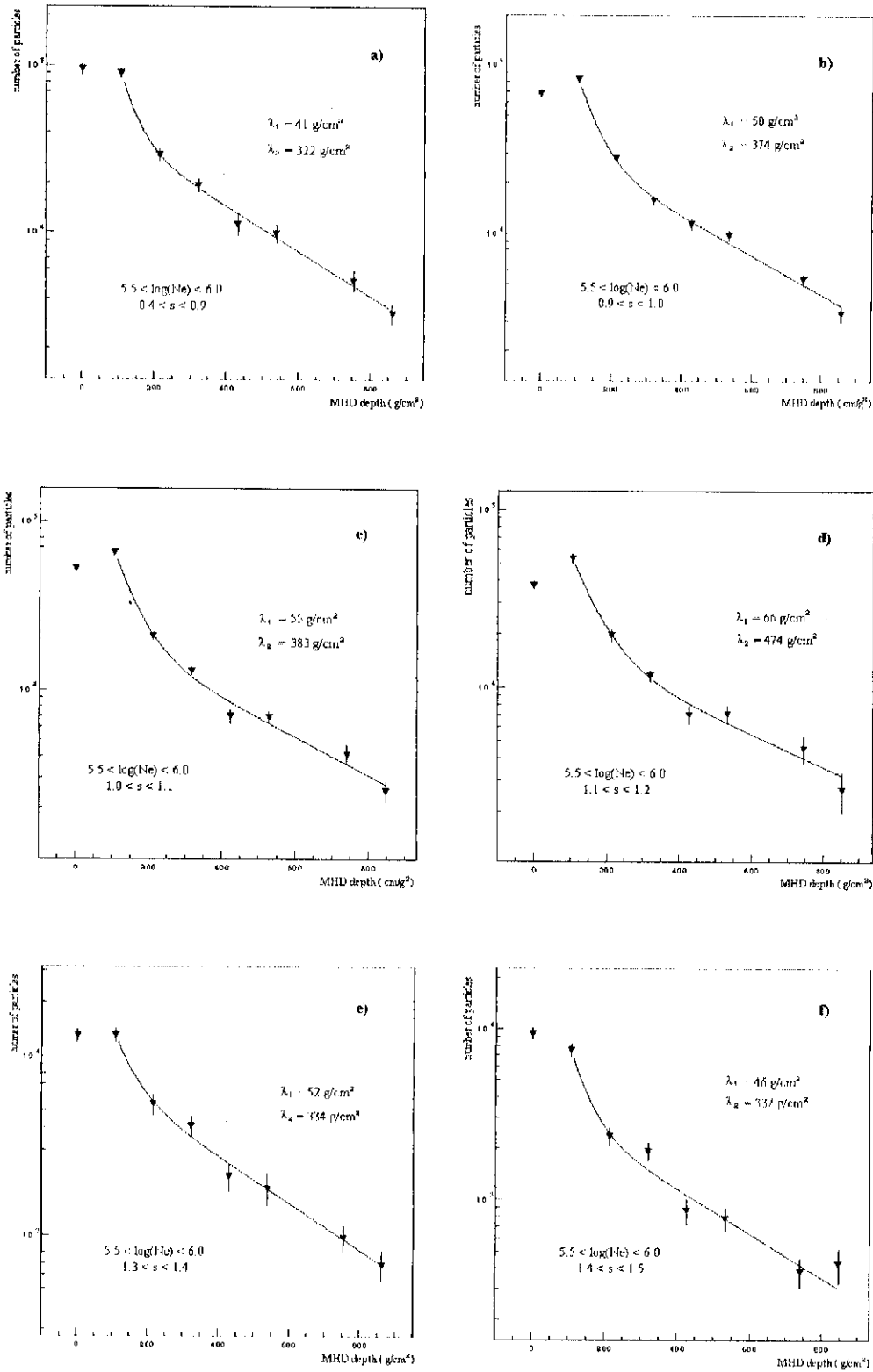


Figura 6-12. Gráficos de transição dos dados experimentais para a faixa de $5.5 < \text{Log}(N_e) < 6.0$ com seleção para vários intervalos de idades dos EAS.

Esta parametrização foi obtida com o mesmo código CORSIKA, mas usando o *dual parton model* [8][9] para a simulação das interações hadrônicas acima de 80 GeV. Se a seleção de composição realmente ocorre, devemos esperar que nos menores valores de idade estejam sendo preferidos os primários prótons e núcleos leves, e nos maiores valores os núcleos pesados como o de ferro. Segundo a parametrização, para EAS com tamanho médio de $N_e = A \log(5.75)$ a energia média do primário será de 1.5×10^{15} eV para prótons, 2.3×10^{15} eV para o carbono e 2.9×10^{15} eV para o ferro, como podemos ver na Figura 6-13. Ou seja, a energia do núcleo de ferro para desenvolver um chuvaire com a mesma quantidade de elétrons que o de prótons é quase o dobro. Logo, se há o aumento da massa do primário com a idade do chuvaire há também o aumento da energia, com o consequente crescimento do conteúdo hadrônico que explicaria o maior comprimento de atenuação.

É interessante notar na Figura 6-7 e Figura 6-8 a diferença entre chuvaire de prótons e os de carbono e ferro na profundidade entre o sétimo ($\approx 200 \text{ g/cm}^2$) e sexto ($\approx 300 \text{ g/cm}^2$) plano. Para os de prótons (Figura 6-7b e Figura 6-8b) nota-se que a atenuação mantém praticamente o mesmo comportamento do oitavo ao sexto plano, sendo devido à componente eletromagnética que vai sendo consumida. Nos chuvaire de ferro (Figura 6-7d e Figura 6-8d), principalmente, há uma rápida mudança da pendência entre o sétimo e sexto plano, o que pode indicar uma menor energia na componente eletromagnética. Em geral isto parece ser proporcional com a energia, ou seja, a relação entre a energia da componente eletromagnética com a da hadrônica E_{em}/E_h parece ser maior nos chuvaire de prótons do que nos de ferro, ao menos nas faixas de energia simulada de 100 e 300 TeV. Nos gráficos da Figura 6-12 vemos que para valores de idade entre 0.4 e 1.2 (a,b,c,d) a mudança da inclinação entre o sétimo e sexto plano é bem menos acentuada que na faixa entre 1.3 e 1.5 (e,f). Isto mostra o desequilíbrio da relação E_{em}/E_h entre estas duas faixas, o que pode caracterizar a mudança da composição da radiação.

Esta análise, no entanto, é muito preliminar, havendo a necessidade do uso intenso de simulações num mais amplo e refinado espectro energético. Desta forma poder-se-á melhor definir a possibilidade de identificar a composição através das curvas de transição.

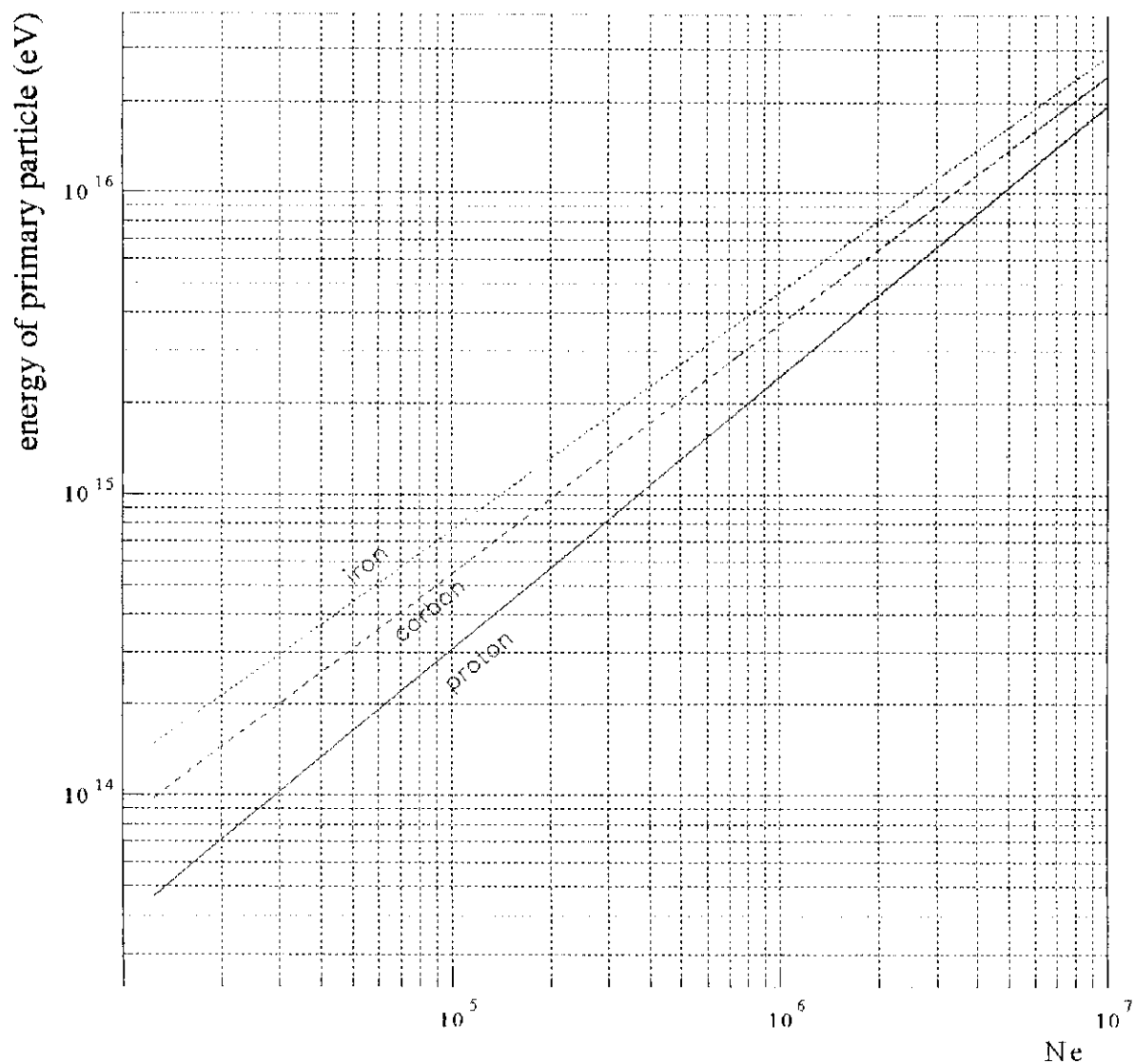


Figura 6-13. Gráfico da energia do primário em função do tamanho do chuveiro para a altitude de 2000 m. Resultado de simulação usando o código CORSIKA.

6.4 Medida de Energia

Para cada evento selecionado foi calculado um valor do comprimento de atenuação no MHD e a energia depositada no calorímetro. A energia é calculada usando a Eq. 3-6 somando a energia depositada sobre cada plano, ou seja:

$$E_{\text{dep}} = \sum_{i=1}^9 \frac{N_i T \varepsilon}{F},$$

onde N_i é o número de partículas no plano i , que atravessaram T comprimentos de radiação, ε é a energia crítica que para o ferro (absorvedor) vale 21 MeV. O fator de correção F é dado em função do limiar de energia η :

$$F(\xi) = e^{\xi} \left[1 + \xi \ln \left(\frac{\xi}{1.526} \right) \right],$$

onde $\xi = 2.29\eta/\varepsilon$. Sendo que no caso dos detectores proporcionais $\eta < 100$ eV, teremos $F \approx 1$.

Um problema que deve ser levado em conta na medida da energia, são as pads que não funcionam por defeito ou por terem sido consideradas malfuncionantes. No caso do conjunto de dados analisados as pads anuladas não fazem efeito muito significativo, como ilustra o gráfico da Figura 6-14.

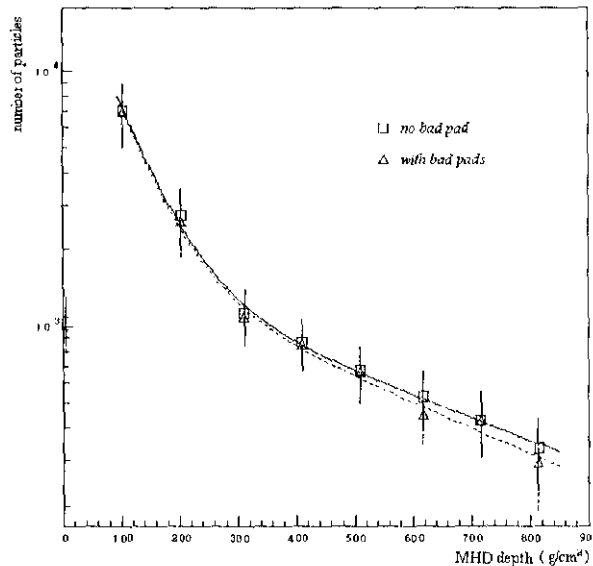


Figura 6-14. Gráfico que registra as curvas de transição para eventos simulados considerando ou não as pads malfuncionantes.

A Figura 6-14 mostra um gráfico de transição de simulações feitas considerando as pads faltantes e comparando com a resposta de todas as pads funcionando. O resultado é que a diferença de energia medida não é maior que 4%. Além disto esta diferença máxima é alcançada nos eventos mais energéticos, que disparam quase todas as pads, e neste caso pode-se fazer uma correção sistemática. Podemos então fazer uma medida da energia que é depositada no calorímetro em função do tamanho do chuveiro como é mostrado Figura 6-15.

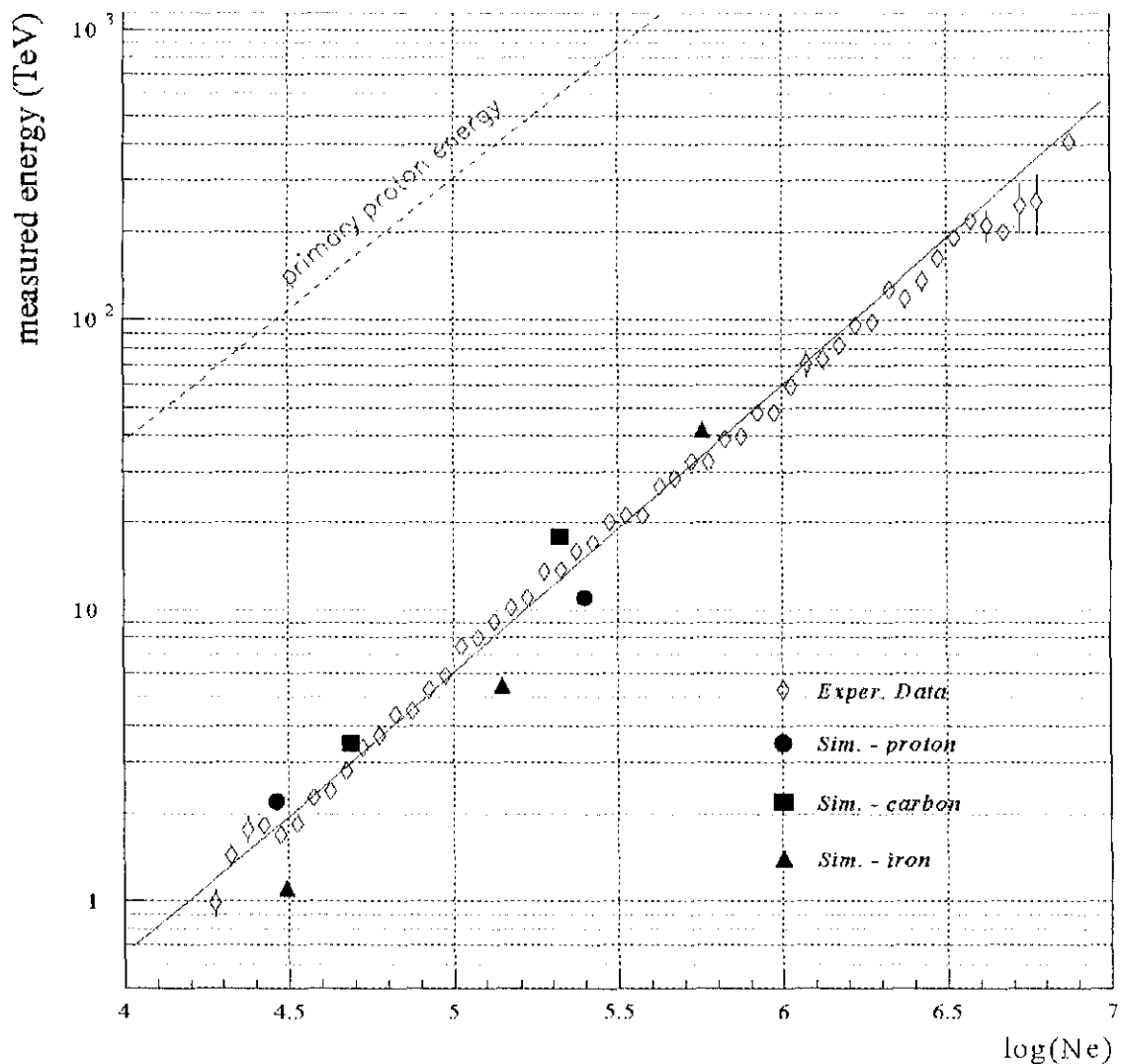


Figura 6-15. Energia depositada no calorímetro em função do tamanho do chuveiro; foram selecionados eventos com $0.9 < s < 1.1$. É feita uma comparação com alguns resultados de simulação. A linha tracejada representa o que se espera da energia total de um próton em função do tamanho do chuveiro produzido.

Como vimos anteriormente a conversão de Ne para energia depende da composição do primário. Mas quando selecionamos idades próximas à unidade temos chuviros cujo desenvolvimento encontra-se próximo do seu máximo. O número de partículas no máximo é a melhor medida calorimétrica que se pode extrair de uma cascata, sendo independente da composição da radiação primária. Por esta razão, um gráfico deste tipo serve como uma primeira calibração do detector à energia dos EAS. Como vemos na Figura 6-15, a energia depositada no calorímetro é uma função linear do tamanho do chuviro, como seria de se esperar. A proporcionalidade é muito próxima da energia do primário, quando comparado com o resultado da simulação de prótons, como é mostrado na figura. Os poucos pontos de simulação obtidos até o momento, referentes à energia depositada, apresentam-se muito próximos da curva experimental. Este é um resultado importante, pois indica que tudo o que conhecemos do calorímetro e que foi inserido no código Monte Carlo, resulta em quantidade numérica muito próxima à obtida experimentalmente, o que dá consistência à estas medidas.

6.5 Região $6.0 < \text{Log}(Ne) < 6.5$

É interessante observar a Figura 6-16 nas faixas de maior idade dos chuviros. Na faixa $1.1 < s < 1.2$ a energia depositada cresce até próximo a $Ne=10^6$, onde pára permanecendo constante até $Ne \approx 2.5 \times 10^6$, quando então começa a crescer novamente. Para as faixas $1.2 < s < 1.3$ e $1.3 < s < 1.4$ o comportamento é ainda mais curioso. Aproximando de $Ne=10^6$ acontece uma súbita descontinuidade, com um repentino aumento da energia depositada no calorímetro. As duas curvas dão continuidade ao crescimento com o mesmo comportamento anterior próximos do mesmo ponto $Ne \approx 2.2 \times 10^6$. Ao que tudo indica, parece haver algo de singular na região $6.0 < \text{Log}(Ne) < 6.5$. Talvez não por acaso esta é a região em que se encontra o joelho do espectro da radiação cósmica.

O joelho do espectro, como comentado no capítulo II, é a região de transição em que há uma súbita mudança do índice espectral e a intensidade dos raios cósmicos (detectados por EAS) passa a cair mais rapidamente com o aumento da energia. O joelho

têm sido mais intensamente estudado através do espectro de tamanho Ne dos chuueiros. Na Figura 6-17 temos uma síntese feita por Erlykin [10] das posições encontradas em função da profundidade, para diversos experimentos, incluindo o EAS-TOP. Parece não haver grande dependência da profundidade, embora as medidas estejam espalhadas por um amplo espectro. Recentemente foi feita uma medida atualizada do espectro de tamanho no EAS-TOP, o qual pode ser visto na Figura 6-18.

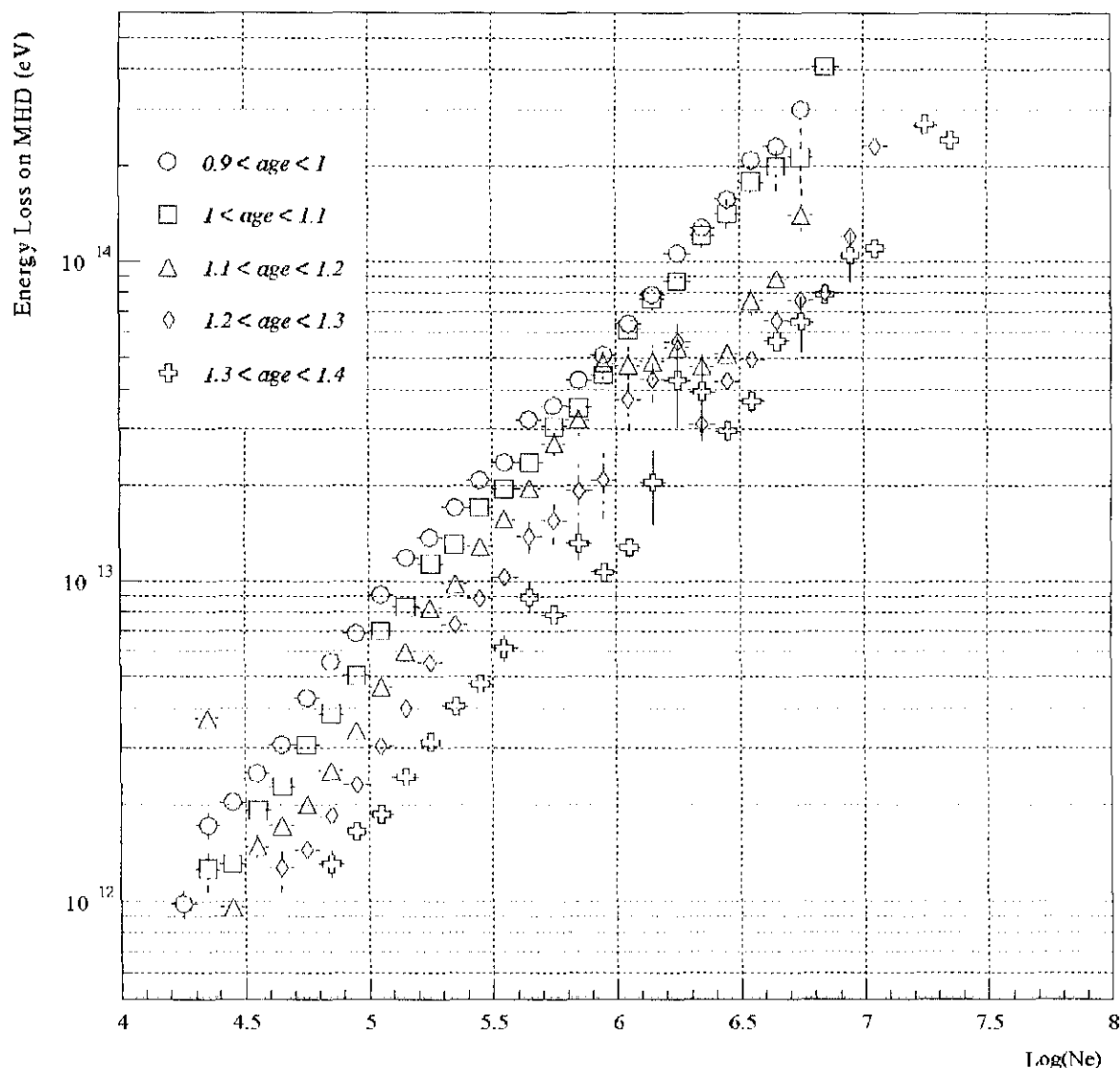


Figura 6-16. Gráfico da energia depositada no calorímetro em função do tamanho do chuueiro. São selecionadas diversas bandas de idade.

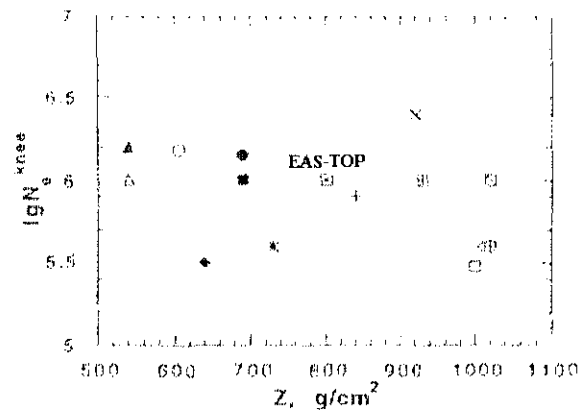


Figura 6-17. Distribuição das posições do joelho encontradas por diversos experimentos em função da profundidade local [10].

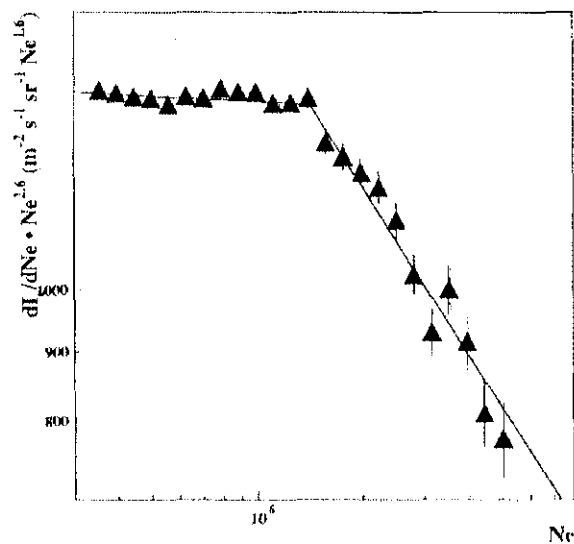


Figura 6-18. Espectro diferencial de tamanho dos EAS medido pelo EMD - EAS-TOP. O joelho do espectro aparece em torno de $Ne=1.5 \times 10^6$.

Como se vê na Figura 6-18 a posição do joelho, medido no EAS-TOP, está na mesma região em que se apresenta a descontinuidade da Figura 6-16, o que pode indicar uma interrelação entre estes dois efeitos. Podemos tentar interpretar os dados da Figura 6-16 à luz das informações que temos a respeito da composição da radiação cósmica na região próxima ao joelho. Das medidas de composição que tem sido feitas pelos principais experimentos, nota-se que grande parte delas convergem para uma composição leve no início do espectro que vai se tornando mais pesada até atingir a região do joelho, voltando então a se tornar mais leve. Sabemos também, como vimos anteriormente, que uma seleção em faixas de idades pode privilegiar composições mais leves ou pesadas.

Numa observação do fluxo de EAS num certo intervalo de Ne há sempre a tendência em se privilegiar chuueiros de prótons e núcleos leves, desde que a profundidade de observação seja próxima ao nível do mar. Isto acontece porque os chuueiros de núcleos mais pesados tendem a se desenvolver e a serem consumidos na atmosfera mais rapidamente que os mais leves. Este efeito pode ser explicado pelo modelo de superposição onde um núcleo de energia E_0 e massa A é considerado como A núcleons independentes, cada um com energia E_0/A , entrando na atmosfera. A profundidade de máximo do chuueiro gerado por este núcleo será dado por:

$$X_{\max} \propto \ln\left(\frac{E_0}{AE_c}\right), \text{ sendo } E_c \text{ a energia crítica no ar.}$$

Ou seja, quanto maior A , menor é a profundidade de máximo e consequentemente menor será o fluxo deste chuueiro a uma certa (e suficiente) profundidade em comparação com um de A menor. Para a altitude do EAS-TOP, 810 g/cm^2 , o pico da distribuição de idades está em torno de 1.1 como mostrado na Figura 6-2, e a maior parte destes eventos pode ser considerado como sendo de prótons.

Agora voltemos à Figura 6-16, observando os dados da faixa de idade $F3=1.1 < s < 1.2$ vemos que eles começam distanciados dos dados da faixa $F1=0.9 < s < 1.0$ (que provavelmente selecionam prótons e núcleos leves), mas vão se aproximando deles até que um pouco antes de $Ne=10^6$ eles praticamente se encontram. O que pode estar acontecendo é que F3 selecione primários de massa um pouco maior (que depositam menos energia) junto com uma contaminação de primários leves, mas que com o aumento

do tamanho do chuveiro ganham preferência os mais leves, que são mais numerosos, até que na região onde F1 e F3 se encontram a composição é praticamente a mesma. Até este ponto pode ser observado também o mesmo comportamento, porém mais sutil, para a faixa $F2=1.0 < s < 1.1$. Um pouco depois deste encontro é atingida a região do joelho onde a composição se torna pesada, com isto os chuveiros de F3 vão perdendo a contaminação da composição leve, depositam menos energia à medida que ocorre esta mudança, criando uma região em que a energia depositada permanece praticamente constante. Cessando a mudança F3 começa a crescer novamente e tende a ser contaminada outra vez com a composição leve, fazendo aproximar-se de F1.

Tal situação não ocorre para as faixas $F4=1.2 < s < 1.3$ e $F5=1.3 < s < 1.4$, onde os chuveiros de primários leves são mais raros. Por isto, F3 e F4 tendem a ser mais sensíveis à mudança para uma composição pesada à medida que se aproximam do joelho do que a uma crescente contaminação de primários leves. Isto justificaria o afastamento destes dados de F1 quando se aproximam do joelho. Mas um problema surge quando se atinge a região acima de $Ne=10^6$. Tanto F4 quanto F5 sofrem uma descontinuidade, aumentando subitamente a energia depositada a um nível próximo de F3. Este comportamento não pode ser explicado pela mudança de composição, pois o contínuo aumento da massa tenderia a diminuir o crescimento da energia em função de Ne . De fato, a mudança de composição não explica também F3 em torno do joelho. A região em que a energia depositada permanece constante exigiria uma mudança de composição muito rápida, que não condiz com os dados experimentais disponíveis [10] e nem mesmo com os modelos de difusão dos raios cósmicos. Estes efeitos poderiam então estar conectados com alguma transformação nos processos de cascata atmosférica nesta região ($\approx 3 \times 10^{15}$ eV).

Com o intuito de melhor observar o que acontece, temos na Figura 6-19 o gráfico do comprimento de atenuação registrado pelo MHD λ_{MHD} em função do logaritmo do tamanho do chuveiro. O comprimento de atenuação parece ter pouca dependência do tamanho até a região próxima de $Ne=8.0 \times 10^5$, onde ocorre um rápido e grande aumento, bem destacado na Figura 6-19. Este aumento vai de $\lambda_{MHD}=300 \text{ g/cm}^2$ em $Ne=7.0 \times 10^5$ para $\lambda_{MHD}=600 \text{ g/cm}^2$ a $Ne=1.2 \times 10^6$. Ou seja, um crescimento de 100% no comprimento de

atenuação em menos do dobro de energia. Este aumento tende a diminuir novamente e não tão rápido após $Ne=1.2 \times 10^6$.

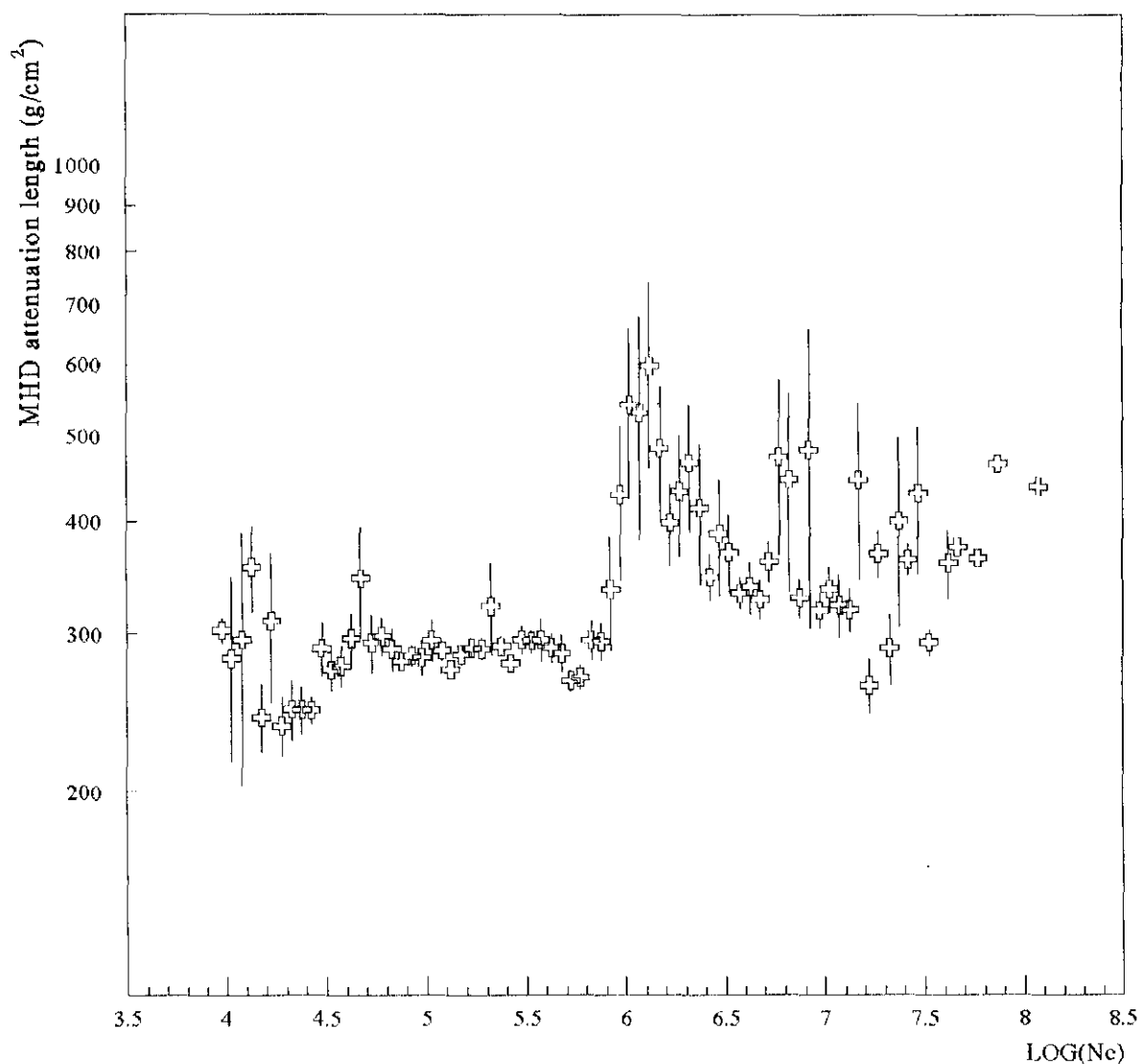


Figura 6-19. Comprimento de atenuação obtido da parte central incidente sobre o MHD em função do logaritmo do tamanho do EAS.

O aumento do comprimento de atenuação pode ser verificado também nos gráficos de transição, feitos com o acúmulo de eventos para esta faixa, como mostra a Figura 6-20. Foram feitas seleções de idade dos chuueiros, como na análise da secção 6.2.1.

Comparando os três gráficos observa-se um comprimento de atenuação muito maior (>3 vezes) na Figura 6-20b do que nas outras duas (a,c).

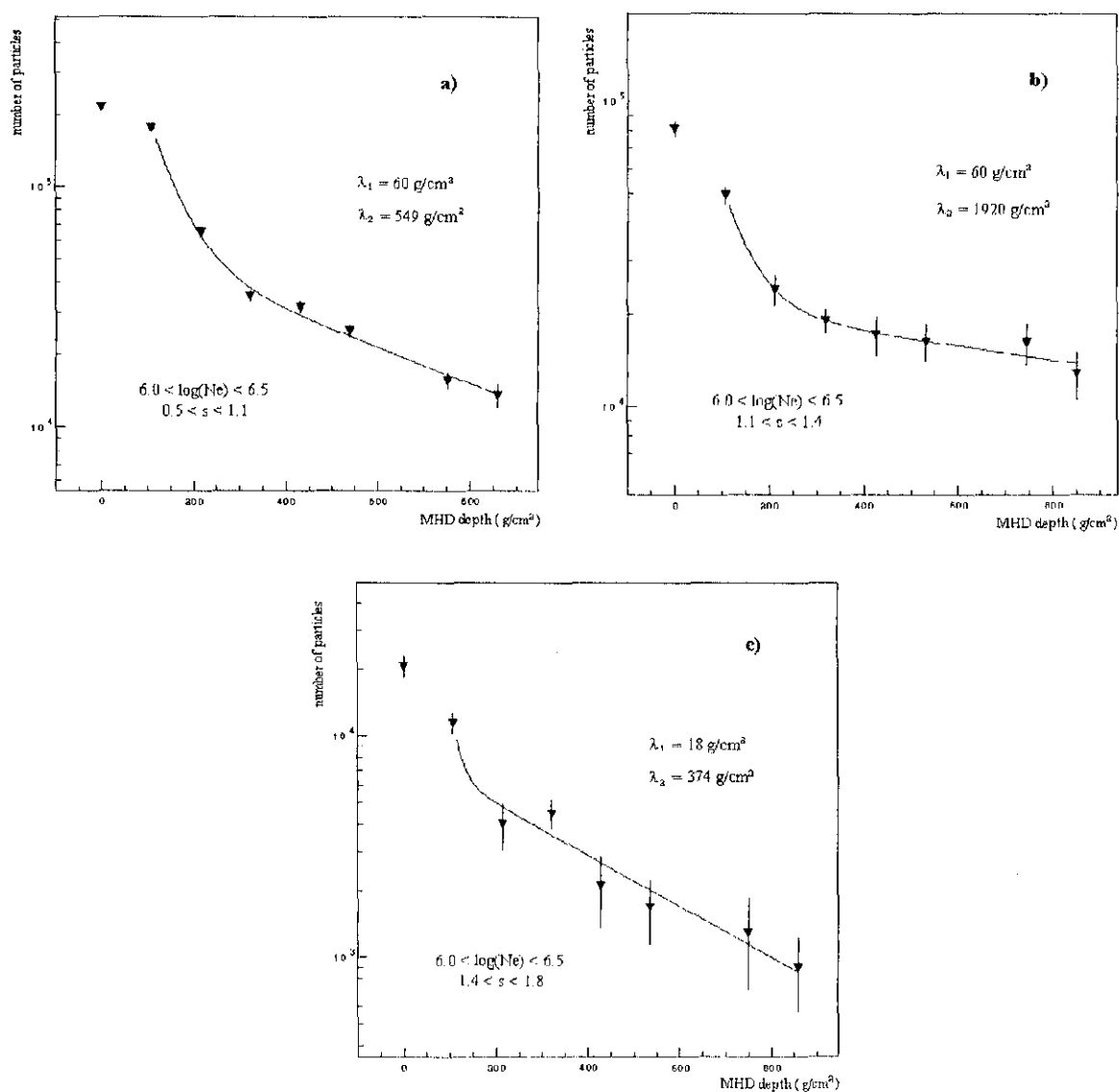


Figura 6-20. Curvas de transição de eventos selecionados no intervalo $6.0 < Ne < 6.5$, onde está o joelho do espectro.

Isto é devido à menor atenuação a partir da profundidade após 250 g/cm^2 , caracterizado provavelmente por um conteúdo hadrônico mais rico que nas outras faixas de idade. Observando a Figura 6-21, onde temos o gráfico do comprimento de atenuação de

cada evento em função da idade do chuva, nota-se que existe também uma leve dependência da idade. Novamente, é bem destacado o comportamento na região $6.0 < \text{Log}(\text{Ne}) < 6.5$, onde λ_{MHD} tende a crescer chegando ao máximo em idades em torno de $s=1.2$.

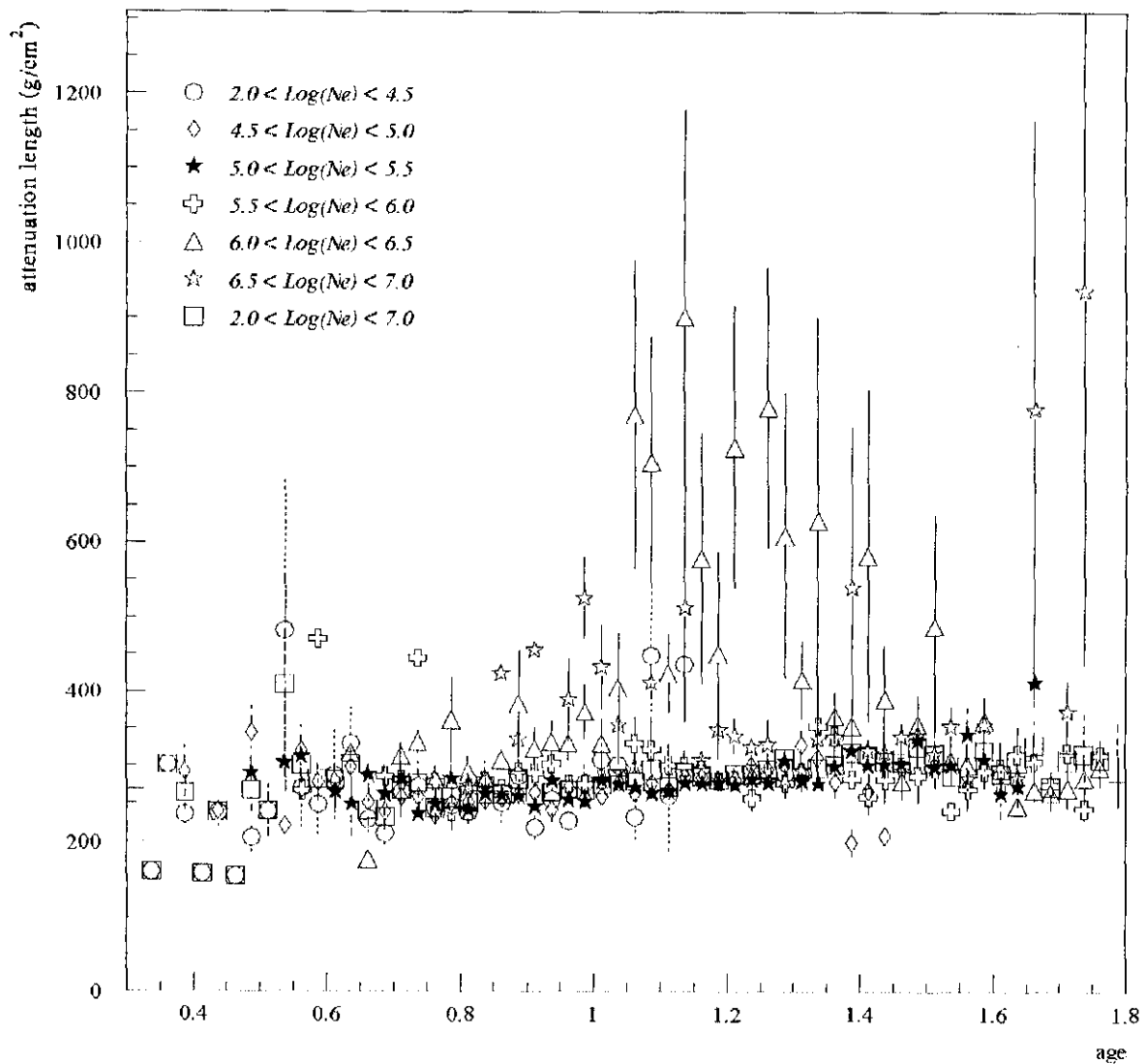


Figura 6-21. Comprimento de atenuação λ_{MHD} em função da idade do chuva. No geral nota-se uma leve dependência em função da idade, exceto na faixa $6.0 < \text{Log}(\text{Ne}) < 6.5$.

6.6 Conclusão

O que podemos concluir desta análise preliminar dos dados de chuviros com o calorímetro MHD, é que o aparato apresenta sensibilidade à idade dos chuviros atmosféricos. O comportamento da energia depositada em função da idade pode estar relacionado com a composição da radiação primária, o que indicaria que o calorímetro está sensível também a ela, razão principal pelo qual foi construído. Além disto, parece haver algo de diferente na região $6.0 < \log(N_e) < 6.5$. Isto poderia ser o resultado da saturação do calorímetro aos hádrons nesta faixa de energia, ou talvez o efeito de uma mudança nas características dos EAS. Qualquer resultado mais conclusivo, porém, deverá ser seguido à uma maior estatística dos dados de simulação.

Estas simulações deverão ser conduzidas no sentido de haver uma grande estatística de chuviros, particularmente no espectro de interesse entre 1×10^{15} e 3×10^{15} eV, com as mais diversas composições. Ajustando a distribuição lateral e obtendo o valor de idade e tamanho para cada chuviro criam-se as condições ideais para a comparação com os dados experimentais de absorção. Assim será possível, também, melhor avaliar a dependência da idade com a composição do primário.

6.7 Referências

- [1] Grieder P. K. F., *Il nuovo Cimento*, 84A, N° 4, 285, (1984).
- [2] Brum R. et al., GEANT 3.21 Manuals.
- [3] Knapp J., Heck D., *EAS Simul. with CORSIKA a User's Man.*, Institut für Kernphysik, Germany.
- [4] Fesefeldt H. C., *Technical Report PITHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum*, 5100, Aachen, Germany, September 1985.
- [5] Werner K., *Physics Reports*, 232, 87, (1993).
- [6] Nelson W. R. et al., *The EGS4 Code System, SLAC Report*, 265, (1985).
- [7] Nagano M. et al., *J. Phys. G*, 10, 1295, (1984).
- [8] Capella A., Thanh Van J. T., *Phys. Letters*, B93, 146, (1980).
- [9] Capdevielle J. N., *J. Physics G*, 15, 909, (1989).
- [10] Erlykin A. D., *Nuclear Physics B*, 39A, 215, (1995).

7. Comentários e Conclusão

Desde que está em funcionamento o MHD tem sido usado, principalmente, na sua parte de detecção de múons como forma de analisar a composição da radiação primária. O detector de múons utiliza apenas a parte de trajetografia do MHD, constituída de tubos streamer. Outra pesquisa que já vinha sendo feita é o estudo da estrutura da frente de partículas nos EAS. Para isto é usado o nono plano de detectores proporcionais, que, estando descoberto, permite a observação direta da componente carregada da frente.

O trabalho desenvolvido nesta tese apresenta a primeira análise da resposta de todos os planos dos detectores proporcionais, ou seja, o uso da parte calorimétrica do detector. Isto foi possível graças à interação com a parte de instrumentação do experimento, que ocupou grande parte do tempo desta tese. Parte dela foi feita *in-loco* em três estadias (3, 2 e 2 meses), executando as primeiras aquisições de calibração e testando os seus resultados com outros membros da colaboração, além de trabalhos técnicos de montagem.

O principal resultado original da tese na parte instrumental é a medida de flutuação do sinal das pads (secção 5.8). O desenvolvimento e uso do método de “pads vizinhas” desta tese produz os melhores resultados de medição da flutuação global proporcional+pad+ADC, conseguidos até o momento. Vale salientar que, no caso dos raios cósmicos, os detectores devem estar constantemente ativos e sua estabilidade deve ser testada sempre que possível. O método de pads vizinhas permite a avaliação da flutuação diretamente dos dados normais de aquisição, sem a necessidade da interrupção para preparação de um *trigger* específico para a sua quantificação. Como resultado temos atualmente a curva de flutuação da Figura 5-12, que indica uma flutuação média da ordem de 8% para alta densidade de partículas.

Outra parte do trabalho é a simulação do MHD. O Monte Carlo usado na tese teve a origem de um código já existente, preparado para o estudo de hádrons isolados. A preparação e uso deste código para chuveiros atmosféricos extensos implicou em uma série de modificações, necessárias em função do grande número de partículas incidentes no

MHD em um mesmo evento e cujo espectro de hádrons alcança facilmente a casa dos 10 TeV (limite superior do GEANT). O grande número de secundários gerados nestes eventos causavam grandes complicações na parte de digitalização da resposta dos detectores, devido à memória necessária para efetuá-la. A solução deste problema permite, hoje, a propagação e resposta dos detectores para as partículas de EAS até a faixa de 3×10^{15} eV, com restrições aos hádrons acima de 10 TeV.

A análise da parte central dos EAS apresentada no capítulo VI detectou, na região do joelho do espectro, um repentino aumento do comprimento de atenuação no calorímetro. Isto pode ser resultado de uma complicada conjunção de fatores como a saturação de pad/ADC dos planos inferiores, devido à alta multiplicidade causada pelos hádrons, associado ao número típico de hádrons dos EAS naquela faixa de energia. Uma maior simulação poderia indicar se isso é um efeito puramente instrumental, ou algo intrínseco à natureza dos EAS. A conclusão importante desta tese, portanto, é que os resultados apresentados de simulação, principalmente através das curvas de transição, mostram boa compatibilidade com os dados experimentais. Isto atesta o bom funcionamento do calorímetro e mostra o seu potencial como instrumento de pesquisa.

Apêndice A

Princípio de Funcionamento dos Detectores a Gás

Na figura A-1 temos o exemplo de um típico detector a gás. Uma estrutura (no caso cilíndrica) contendo gás sobre o qual é aplicado uma diferença de potencial, criando um campo elétrico interno. Nesta configuração a penetração de uma radiação ionizante cria pares elétron-íon que, sob a ação do campo elétrico, dá origem à migração de cargas. A coleta da carga produzida pelos devidos eletrodos produz o sinal elétrico usado para a detecção.

O contador proporcional aproveita-se do fenômeno de *multiplicação* dos íons produzidos no gás pela radiação que o atravessa para amplificar o sinal de medição. A multiplicação no gás é uma consequência da alta diferença de potencial a que o contador é submetido. A baixos valores do campo elétrico, os elétrons e íons criados pela radiação incidente apenas viajam até os seus devidos eletrodos. Durante esta migração eles se colidem com outras moléculas do gás. Se a energia dos elétrons é maior que a energia de ionização das moléculas, é possível que novos pares sejam criados. Uma vez que a energia média dos elétrons cresce com o aumento da intensidade do campo elétrico, existe um valor limiar deste campo acima do qual esta produção secundária ocorre. O elétron secundário é também acelerado pelo campo e pode também colidir produzindo ionizações adicionais. O processo de multiplicação dá início a uma cascata, conhecida como *avalanche de Townsend*.

A avalanche termina quando todos os elétrons livres são coletados pelo fio ânodo. Sobre condições adequadas, o número de ionizações secundárias é proporcional ao número inicial de pares formados, sendo que este número pode ser multiplicado milhares de vezes no processo de avalanche. Esta amplificação de carga no detector resulta num sinal de grande amplitude, reduzindo a necessidade de dispositivos eletrônicos de alta sensibilidade para a leitura.

O fator de multiplicação é determinado pela intensidade do campo elétrico interno à estrutura. Dependendo da voltagem aplicada se diferenciam os vários regimes de trabalho dos detectores a gás, como ilustra a figura A-2. Para baixos valores da diferença de

potencial aplicada o campo elétrico não é suficiente para evitar a recombinação dos pares originais, por isto a carga coletada no ânodo é menor que a produção original. Com o aumento da tensão atinge-se a região onde a recombinação é evitada e a carga original é completamente coletada no ânodo. Esta é a chamada região de saturação de íons. Aumentando novamente a tensão supera-se o limiar do campo elétrico necessário para a produção de pares secundários e desenvolve-se a avalanche de Townsend. Acima de um certo valor do campo elétrico atinge-se uma região onde a multiplicação é linear e a amplitude do sinal é proporcional ao número original de íons criados. Este é o regime de *verdadeira proporcionalidade*, no qual opera o contador proporcional convencional.

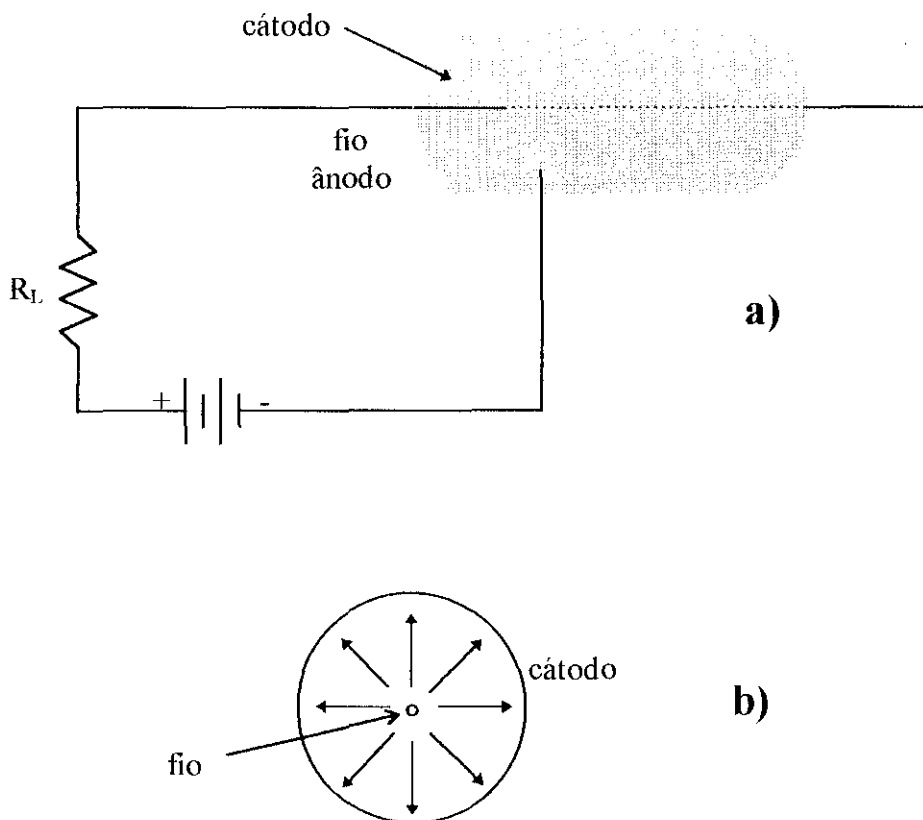


Figura A-1. a) Típico contador a gás de forma cilíndrica. b) Visão da secção transversal do contador, com linhas do campo elétrico formado pela diferença de potencial. A intensidade do campo cresce com a proximidade do fio.

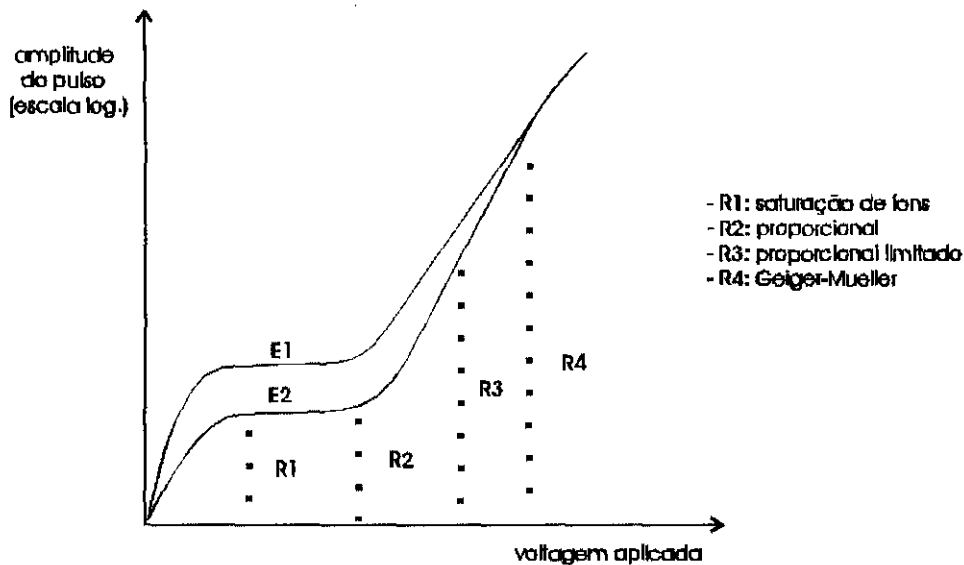


Figura A-2. As diferentes regiões de operação dos detectores a gás são obtidas em diferentes faixas de voltagem. São ilustrados o sinal de duas diferentes fontes, E1 e E2, que depositam energias diferentes na passagem pelo detector.

Aumentando ainda mais a tensão começam a surgir alguns efeitos de não linearidade. O mais importante deles é devido aos íons positivos que se deslocam lentamente ao cátodo. A cada avalanche que se forma é criada uma nuvem de íons que se dispersa lentamente à medida que caminha em direção ao cátodo. Mas se a concentração destes íons é suficientemente alta, eles passam a representar um espaço de carga que pode distorcer significativamente a forma do campo elétrico no detector. Com isto a proporcionalidade na multiplicação fica comprometida, uma vez que ela é altamente dependente do campo elétrico, e os efeitos de não linearidade aparecem. Esta é a região da *proporcionalidade limitada* em que o sinal cresce com o número de pares originalmente criado, mas não de forma linear.

Se a tensão aplicada é suficientemente alta o espaço de carga criado produz um efeito decisivo na formação do sinal. Nesta região o processo de avalanche ocorre até que o espaço de carga criado é suficiente para reduzir o campo interno abaixo do limiar de multiplicação. É um processo saturado, pois ele termina sempre com o mesmo número

máximo de íons formados, independente da quantidade original. É o chamado regime *Geiger-Mueller*, em que o sinal produzido tem sempre uma amplitude constante.

Os contadores proporcionais são tipicamente construídos com a forma cilíndrica da figura A-1. O ânodo consiste de um fino fio que é posicionado ao longo do eixo da estrutura cilíndrica eletricamente condutora que serve como cátodo. Esta estrutura é conveniente para o processo de multiplicação, sendo o campo elétrico dado por:

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad \text{Eq. A-1}$$

onde V é a voltagem aplicada, a é o raio do fio ânodo e b o raio interno do cátodo. Digamos que temos um detector de raio $b=3$ cm usando um fio de $a=0.005$ cm, e aplicamos sobre ele uma voltagem de $V=3000$ V. Sabendo que o processo de multiplicação tem como valor limiar do campo algo em torno de 10^6 V/m, teremos que a avalanche começa a se formar a um raio aproximado de 0.047 cm. Ou seja, cerca de 9.4 vezes o diâmetro do fio que representa $\approx 0.02\%$ do volume total do detector. Este resultado é muito importante por duas razões:

1. A alta intensidade do campo na região de multiplicação não é facilmente obtida em outras configurações, como por exemplo usando placas paralelas. Neste caso, a tensão aplicada teria que ser ao menos 10 vezes maior para se obter o mesmo campo elétrico.
2. Um fator importante no uso de detectores proporcionais é a uniformidade de resposta. Para isto é extremamente necessário que a região de multiplicação esteja restrita a um pequeno volume comparado com o volume sensível do detector. Desta forma, pode-se garantir que quase todos os elétrons primários serão criados externamente à região de multiplicação, e portanto, serão submetidos ao mesmo processo de amplificação.

A avalanche que se forma a cada par de ionização primária é confinada a uma pequena região, algo como 2-5 vezes o diâmetro do fio. Por esta razão é possível adotar métodos de detecção sensíveis à posição e localizar com boa precisão a radiação incidente.

Apêndice B

A Simulação do Calorímetro MHD

O Monte Carlo do calorímetro foi baseado no código GEANT 3.21 do Cern, que transporta as partículas injetadas por todo o corpo do MHD gerando a resposta dos detectores proporcionais. O GEANT integra como modelos de interação o EGS4 para a parte eletromagnética e o GHEISHA [1] ou FLUKA [2] para as interações hadrônica. Foi escolhido o uso do FLUKA na simulação do MHD, por melhor se ajustar aos dados experimentais [3]. A principal limitação da simulação desenvolvida está no intervalo de energia em que o GEANT opera 10 KeV - 10 TeV. O valor de 10 KeV do limite inferior de energia subestima o real limiar de resposta dos tubos proporcionais, que são sensíveis a partículas com energia inferior a 100 eV.

Geometria

A simulação leva em conta todo o material por onde a partícula atravessa. Com exceção do nono, cada plano do calorímetro é constituído dos seguintes materiais:

- 13.0 cm de ferro;
- Camada variável de ar, dependendo do número do plano;
- 0.3 cm de PVC da pad;
- 3.0 cm da mistura de gás isobutano/argônio do tubo proporcional;
- 0.2 cm da strip 1;
- 3.0 cm da mistura de gás isobutano/argônio do tubo streamer 1;
- 0.4 cm das paredes do tubo;
- 3.0 cm da mistura de gás isobutano/argônio do tubo streamer 2;
- 0.4 cm das paredes do tubo.

É nesta mesma sequência que uma partícula vertical cruza qualquer um dos planos completos do calorímetro (< 9). Cada um destes materiais possui, na projeção XY

(horizontal), a dimensão de um semiplano do calorímetro. São feitas duas cópias referentes aos semiplanos A e B, separados por uma parede vertical de 5.2 cm de ferro.

Produção de Sinal

O gás dentro do tubo é o material sensível do detector, e o caminho percorrido L por uma partícula carregada dentro dele produz uma carga total Q , que será a referência para o cálculo da carga induzida nas pads. Por cada ionização são criados, em média, cerca de $K=dq/dl=145$ e⁻/cm resultando num total de KL ionizações. Como sabemos a projeção do traço no fio é sensível à carga depositada. Assim a densidade de carga numa extensão Δy do fio pode ser dada por:

$$\delta = \frac{KL}{\sqrt{\Delta y^2 + d^2}},$$

onde $d \approx 0.1$ cm é um valor de difusão no gás.

A carga total Q produzida no tubo será:

$$Q = A_0 f(\delta) KL$$

onde $A_0 K$ é o valor assintótico $(Q/L)_{ass}$ quando $L/(\Delta y^2 + d^2)^{1/2} \rightarrow 1$. A função $f(\delta)$ foi determinada experimentalmente através de aquisições de dados usando o trigger de múons num dos telescópios cintiladores do lado A. Para tanto foram adquiridos eventos a vários ângulos ($L, \Delta y$) e com a respectiva resposta Q .

A carga induzida nas pads em função da carga gerada sob elas é dada por:

$$Q_{ind} = \frac{Q_d}{2\pi} \iint \frac{dx dy}{(d^2 + x_p^2 + y_p^2)^{3/2}}$$

onde x_p e y_p são as coordenadas dos pontos sobre a pad em relação à posição da carga gerada no tubo. Teste conduzidos no *Laboratorio Nazionale di Frascati* mostram que cerca de 37% da carga produzida na descarga é induzida nas pads.

Calibração da Simulação

A calibração da simulação foi feita com base em duas diferentes fontes. A primeira com dados do mesmo trigger de múons citado anteriormente, e o segundo através de chuveiros eletromagnéticos.

Com os dados experimentais do trigger de múons, distribuídos por vários bins angulares, obteve-se uma flutuação média da ordem de 80% na carga medida. Esta é a flutuação total obtida, onde estão incluídos os erros de reconstrução (direção de chegada e posição de impacto). Na simulação foram introduzidas as seguintes flutuações:

- a flutuação sobre a perda de energia da partícula incidente no tubo proporcional (flutuação de Landau);
- uma flutuação adicional de 10% na carga induzida devido à eletrônica, funcionamento de pads, cabeamento etc.

Rodando uma simulação com estas flutuações, incluindo incertezas na posição e direção de chegada dos múons, foi encontrado através da seleção dos mesmos bins angulares experimentais respostas muito próximas, como mostra a figura B1.

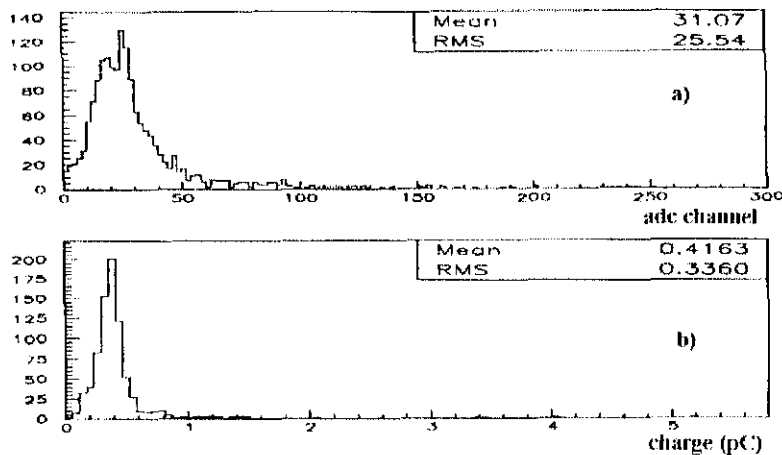


Figura B1. Histogramas de carga para eventos de múons. a) Experimental. b) Simulação.

O teste com chuvisos eletromagnéticos foi feito no CERN, pela exposição de um modelo do calorímetro constituído de três planos de 2 pads cada. O conjunto foi submetido à um feixe de pósitrons tendo um material absorvedor à frente (figura b2).

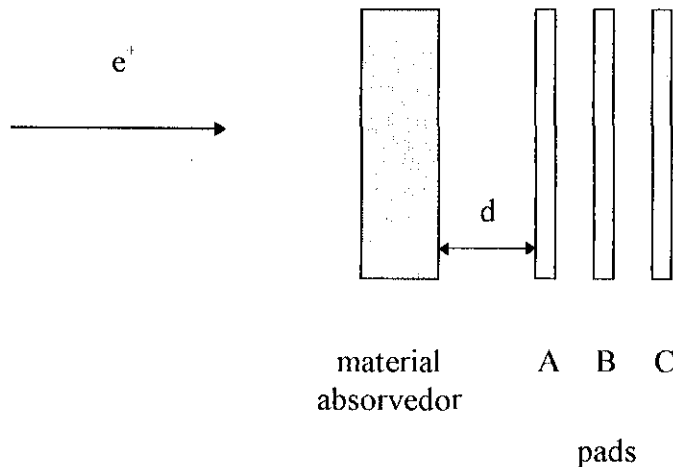


Figura B2. Esquema da montagem do protótipo do MHD para teste de resposta das pads à chuvisos eletromagnéticos. O material absorvedor foi alternado entre chumbo e ferro.

Segundo esta configuração, fielmente reproduzida na simulação, foram executadas três medidas buscando evidenciar diferentes características da resposta do conjunto câmara/pad:

- usando 4 cm de chumbo como material absorvedor e $d=5\text{cm}$ foi medida a resposta da pad B a um feixe de pósitrons de energia variável. A simulação mostra boa concordância com o experimento, como mostra a figura B3a. A diferença percentual a 50 GeV é da ordem de 2%. A densidade de partículas registrada à esta energia é próxima a de prótons da ordem de TeV que atravessam 13 cm de ferro (um plano do MHD). Logo a simulação está calibrada para resposta de hádrons no espectro de interesse.
- ainda com o absorvedor de chumbo foi testada a resposta com distância d variável e energia fixa de 50 GeV. O que se espera é uma medida de saturação à pequenas distâncias e uma resposta que depende essencialmente da geometria da pad a grandes distâncias (figura B3b). A diferença entre a simulação e os dados experimentais são inferiores a $\approx 3\%$, com excessão do último ponto.

- foi observado o desenvolvimento longitudinal da cascata no ferro, usando como material absorvedor o ferro com espessura variável, $d=5\text{cm}$, e o feixe de energia fixa a 50 GeV. O resultado está na figura B3c, onde a diferença entre a experiência e a simulação está próximo de 5%.

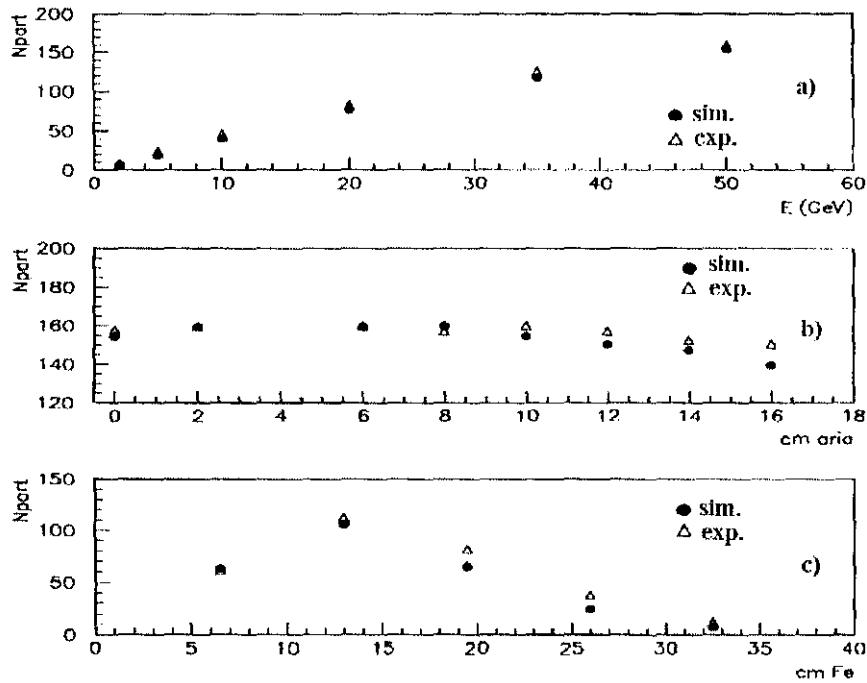


Figura B3. Comparação das medidas realizadas no CERN usando um feixe de pósitrons no protótipo da figura B2. a) Medida com feixe de energia variável e 4 cm de chumbo como material absorvedor; $d = 5\text{ cm}$. b) Medida com d variável; energia fixa em 50 GeV; 4 cm de chumbo. c) Medida do desenvolvimento longitudinal no ferro; energia fixa em 50 GeV, $d = 5\text{ cm}$ e espessura de ferro variável.

Referências

- [1] Fesefeldt H. C., *Technical Report PTTHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum*, 5100, Aachen, Germany, September 1985.
- [2] Aarnio P. A. et al., *FLUKA User's Guide. Technical Report TIS-RP-190*, CERN, 1987, 1990.
- [3] Fassò A. et al., *Nuclear Instrum. and Methods*, A332, 459, 1993.