

Observação do excesso e déficit de múons no nível do mar em associação com eventos solares transientes

CARLOS ROBERTO A. AUGUSTO

Orientador:

DR. CARLOS E. NAVIA OJEDA

UFF

Niterói

7 de março de 2006

Observação do excesso e déficit de múons no nível do mar em associação com eventos solares transientes

CARLOS ROBERTO A. AUGUSTO[†]

Orientador:

DR. CARLOS ENRIQUE NAVIA OJEDA

*Dissertação apresentada ao Instituto de Física
da Universidade Federal Fluminense como parte
dos requisitos para obtenção do título de Doutor
em Física.*

Niterói

7 de março de 2006

[†]Este trabalho contou com apoio financeiro da FAPERJ.

A meus filhos
Carlos Vinícius - in memoriam
e Fabrício

Agradeço

ao Prof. Carlos Enrique Navia Ojeda pelo incentivo e orientação desta Tese.

ao Prof. Akinori Ohsawa da Universidade de Tokyo pela ajuda nos primeiros estágios do experimento.

a FAPERJ pelo apoio financeiro na construção do telescópio Tupi.

a Nelson Carvalho do Rosario pelos serviços prestados na oficina mecânica.

a Marcos Basílio Robba pela confecção da parte eletrônica para o rastreamento do telescópio.

a comissão de espaço do IF-UFF, na época integrada pelos Profs. Andréa Latgé, Beatriz M. Boechat Ponciano e Dante F. Franceshini Filho, por ter permitido a mudança do Laboratório de Altas Energias viabilizando assim a operação do telescópio Tupi, e em especial ao Prof. Mucio Amado Continentino na época diretor do IF-UFF.

a Luis Paulo Fernandes Liberto Linares pela configuração do formato para a edição da Tese.

e finalmente a todos os Professores e Funcionários deste Instituto por proporcionar condições favoráveis e um ambiente agradável para realização do nosso trabalho.

Resumo

Nesta tese apresentamos os primeiros resultados de um estudo em andamento sobre uma possível associação entre excesso e déficit de múons observados no nível do mar pelo telescópio Tupi e eventos transitórios originados pela atividade solar. Uma análise dos fenômenos observados utilizando dados de satélites tais como GOES e ACE mostra que o excesso de múons, na maioria dos casos, tem potencial para uma associação com “flares” solares de pequena escala e o déficit de múons apresenta uma anti-correlação com a chegada de partículas solares na região dos keV. A boa performance do telescópio Tupi é em parte uma consequência da alta taxa de contagem do sistema de aquisição de dados e que chega até 100 kHz e em parte devido ao sistema de rastreamento do telescópio e que permite que o eixo do telescópio aponte próximo às linhas do campo magnético interplanetário. Aqui é também discutida uma origem dos eventos sem uma aparente associação com “flares” e partículas solares energéticas.

Abstract

In this thesis we present the first results of a study in progress about a possible association among excess and deficit of muons observed at sea level by the Tupi telescope and transient events originated for the solar activity. An analysis of the observed phenomena using satellite data such as GOES and ACE show that the muons excess in the majority of the cases has potential for an association with solar flares of small scale and the muons deficit presents an anti-correlation with the arrival of solar particles in the keV energy region. The good performance of the Tupi telescope is partly a consequence of the high counting rate of the acquisition data system and that arrives up to 100 kHz and partly due to the tracking system of the telescope and that allows that the telescope's axis points close to the lines of the interplanetary magnetic field. Here it is also discussed an origin of the events without an apparent association with flares and energetic solar particles.

Sumário

1 Raios C3smicos	7
2 O Telesc3pio Tupi de Múons	11
2.1 Introduç3o	11
2.2 Fotomultiplicadoras	13
2.3 Cintiladores pl3sticos	14
2.4 Fator Geom3trico	14
2.5 Resoluç3o Angular	15
2.6 Sistema de Aquisiç3o de Dados	15
2.7 Rastreamento	18
2.8 Limiar de detecç3o de múons	19
3 Medidas utilizando a t3cnica de rastreamento	21
3.1 S3ries temporais “raw data”	21
3.2 Correç3o da contagem de muons pela press3o e intensidade relativa . .	21
3.3 Intensidade de múons e o efeito Leste-Oeste	23
4 Eventos solares transientes	25
4.1 Classificaç3o dos eventos	25
4.2 A sensibilidade do telesc3pio Tupi para eventos solares transientes . . .	27
4.3 GLE associado com um “flare” solar	29
4.3.1 Associaç3o entre um “flare” e uma CME	29
4.3.2 Propagaç3o das part3culas solares energ3ticas no espaço interpla- net3rio	30
4.4 Crit3rios para a associaç3o de um GLE com uma explos3o solar/CME .	32
5 GLEs observados pesquisando o Centro Gal3ctico	33
5.1 Dados Experimentais	33
6 GLEs observados com o telesc3pio apontando para as IMF	42
6.1 Dados Experimentais	42
7 GLEs candidatos a sinais de GRBs	47
7.1 Introduç3o	47
7.2 O GLE “FRED” do experimento Tupi	48
7.3 Produç3o de múons por raios gama e GRBs	48

8	Eventos do tipo Forbush	55
8.1	Introdução	55
8.2	Dados Experimentais	57
9	Conclusões	64
	Bibliografia	67
	Apêndice	70
A	Energia perdida continuamente por um lépton carregado	70
B	Resultados do FLUKA	72

Lista de Figuras

1.1	Fluxo vertical dos raios cósmicos (primários e secundários) na atmosfera, para $E > 1$ GeV [6]	8
1.2	Espectro de energia dos raios cósmicos primários.	9
2.1	Fotografia do telescópio Tupi.	11
2.2	Esquema do telescópio Tupi.	12
2.3	Unidade de detecção.	12
2.4	Fotomultiplicadora Hamamatsu.	13
2.5	Esquema para a determinação do fator geométrico do telescópio Tupi.	15
2.6	Sinais analógicos (detectores A e B) em coincidência observados na tela de um osciloscópio.	16
2.7	Lógica do sistema de aquisição de dados.	16
2.8	Painel de comando no Lab-view do telescópio Tupi.	17
2.9	Espectro bidimensional das saídas analógicas dos detectores A (upper) e B (lower), satisfazendo as condições de “trigger”. Pontos a direita da linha vertical e pontos acima da linha horizontal representam coincidências verdadeiras.	18
2.10	Montagem equatorial para o sistema de rastreamento.	19
2.11	Esquema da produção de múons devido a interação de um próton primário na atmosfera.	20
3.1	Distribuição das médias horárias da pressão atmosférica, obtidas em 2003 IF-UFF Niterói.	22
3.2	Intensidade integral de múons durante uma seção de rastreamento. A taxa de contagem (“raw data”) do telescópio é mostrada na parte superior.	24
4.1	Classificação das explosões solares de acordo com a sua intensidade de radiação de raios X, observada a 1,0 AU pelo satélite GOES[17].	25
4.2	Esquema mostrando a ejeção de massa solar na coroa solar “CME” [19].	26
4.3	Aceleração de partículas solares por ondas de choque em explosões solares (tipo eruptivo) e CMEs (tipo gradual).	27
4.4	Representação esquemática do hemisfério sul, mostrando as linhas do IMF do tipo “garden hose” conectando o Sol e a Terra (eixo do telescópio Tupi) durante uma seção de rastreamento. O esquema é para condição de ângulo de pitch $\theta = 45^0$.	28
4.5	Esquema da propagação de partículas energéticas solares no espaço interplanetário [25].	31
5.1	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES-background), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 28 e 29/09/2004.	35

5.2	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 21/08/2003.	36
5.3	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 23/10/2003.	37
5.4	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 02/12/2003.	38
5.5	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 10/09/2004.	39
5.6	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 14/09/2004.	40
5.7	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 21/10/2004.	41
6.1	Montagem de rastreamento equatorial do telescópio Tupi apontando na direção das linhas do campo interplanetário (IMF) com ângulo de pitch de 45°	42
6.2	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 05/05/2005 e 10/05/2005.	43
6.3	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 13/05/2005.	44
6.4	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 31/05/2005.	45
6.5	Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 14/06/2005.	46
7.1	Esquema do GCN (Gamma ray burst Coordinates Network). Os alarmes de GRBs (coordenadas) obtidos nos satélites são repassados a detectores no solo em tempo real.	47
7.2	Perfil de tempo do GRB de maior duração observado pelo BATSE na faixa de energia dos keV (quadro superior) e perfil de tempo do GLE do tipo FRED observado pelo Tupi em 16/12/2003 na faixa de energia dos GeV (quadro inferior).	51
7.3	Perfis de tempo do GLE do tipo FRED do Tupi para várias alturas de discriminação dos pulsos analógicos nos detectores.	52
7.4	Razão Sinal Ruído esperada no nível do mar devido a um evento transiente GRB de 100 segundos de duração, para vários valores do índice do espectro de energia do tipo potência de acordo com os resultados do FLUKA e parâmetros do Tupi.	53

7.5	Perfil de tempo da taxa de contagem “raw data” observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 10/07 e 11/07/2003. O quadro menor mostra a estrutura do GLE.	54
8.1	Propagação na ionosfera de ejetos(plasma e campo magnético) emitidos pelo Sol numa CME[40].	55
8.2	Ilustração do efeito de blindagem produzida pela chegada do ejetos solar e sua interação com a magnetosfera da Terra.	56
8.3	Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 16/02/2005.	58
8.4	Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 17/02/2005.	59
8.5	Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 24/02/2005.	60
8.6	Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 03/03/2005.	61
8.7	Perfis de tempo do fluxo de prótons observados pelos detectores SIS e EPAM, a bordos do satélite ACE, e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 15/03/2005.	62
8.8	Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 25/04/2005 e 26/04/2005.	63
9.1	Localização dos experimentos de raios cósmicos[49].	66
B.1	Espectro integral de múons com energia maior do que E_μ a distância < 10 km do centro do chuveiro. Em cada curva está indicada a energia do fóton primário[36].	72
B.2	Distribuição radial da produção vertical de múons (pontilhada) e de múons no nível do mar (sólida). Os resultados são para um fóton primário com energia de 3, 10, 100, 10^3 e 10^4 GeV respectivamente da curva inferior para a superior[37].	73

Lista de Tabelas

3.1	Alguns valores da simetria Leste-Oeste, no experimento Tupi e no experimento Okayama [15]	23
4.1	Características de alguns detectores no solo de partículas solares.	28
5.1	Cronologia e principais características dos GLEs obtidos pelo telescópio Tupi.	34

Capítulo 1

Raios Cósmicos

Raios cósmicos são partículas energéticas cuja origem é o cosmos, isto é, o espaço exterior, se propagam a uma velocidade quase igual à da luz e “bombardeiam” a Terra em todas as direções. Os raios cósmicos são constituídos em sua maioria por núcleos de átomos e varia do mais leve (prótons) aos elementos pesados da tabela periódica. Raios cósmicos também incluem elétrons de alta energia, pósitrons, e outras partículas subatômicas. O termo “raios” cósmicos normalmente se refere a raios cósmicos galácticos que se originam em fontes fora do sistema solar distribuídos ao longo de nossa galáxia. Porém, este termo também passou a incluir outras classes de partículas energéticas no espaço, inclusive núcleos e elétrons acelerados em associação com eventos energéticos do Sol (chamadas partículas energéticas solares), e partículas aceleradas no espaço interplanetário.

Os raios cósmicos foram descobertos em 1912 por Victor Franz Hess [1, 2], quando ele observou que um eletroscópio descarregava mais rapidamente à medida que ele ascendia em um balão. Ele atribuiu isto a uma fonte de radiação proveniente da parte superior da atmosfera, e, em 1936, foi premiado com o Nobel de Física por esta descoberta. Por algum tempo acreditou-se que a radiação era de natureza eletromagnética, conseqüentemente, o nome “raios” cósmicos. Porém, durante os anos trinta do século XX foi observado que os raios cósmicos devem ser carregados eletricamente (predominantemente positivos) porque eles são afetados pelo campo magnético da Terra.

Nos anos quarenta e cinquenta, antes que os aceleradores de partículas artificiais alcançassem energias muito altas, os raios cósmicos serviram como uma fonte de partículas para investigações em física de altas energias, e conduziram à descoberta de partículas subatômicas que incluíram o pósitron, o múon, o pión [3], o kaon e inclusive a primeira evidência experimental das partículas charmosas. Resultados sobre interações hadrônicas utilizando câmaras de emulsão nuclear pela Colaboração Brasil-Japão [4]

de raios cósmicos foram confirmados pelo acelerador $Spp\bar{S}$ do CERN. Embora estas aplicações continuem [5], o enfoque principal da pesquisa de raios cósmicos foi e é dirigido para investigações de aspectos astrofísicos, tais como a sua origem, como eles são acelerados a velocidades tão altas, que papel eles representam na dinâmica da Galáxia, qual a sua composição dentro e fora do sistema solar etc.

A hipótese mais aceita é que os raios cósmicos galácticos têm origem nas explosões de supernovas que acontecem aproximadamente a cada 50 anos em nossa Galáxia. A intensidade observada (fluência) de raios cósmicos nestas explosões requer sejam liberadas energias de 10^{44} J em forma de raios cósmicos. Há evidências de que os raios cósmicos sejam acelerados por ondas de choque nestas explosões.

Quando os raios cósmicos de alta energia sofrem colisões com os átomos da atmosfera superior, eles produzem uma cascata de partículas secundárias que se propagam pela atmosfera em direção à superfície da Terra. Os raios cósmicos secundários incluem píons que decaem produzindo múons, neutrinos e raios gama através dos processos $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$ e $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. A maioria das partículas dos raios cósmicos secundários que alcançam a superfície da Terra é composta de múons e neutrinos, com uma intensidade aproximada de 100 partículas por m^2 e por segundo. A Fig. 1.1 mostra a variação do fluxo vertical da radiação cósmica primária e secundária com a profundidade atmosférica. A radiação cósmica primária é estimada como um fluxo de núcleos $p + n$. Em todos os casos os fluxos são obtidos para $E > 1$ GeV.

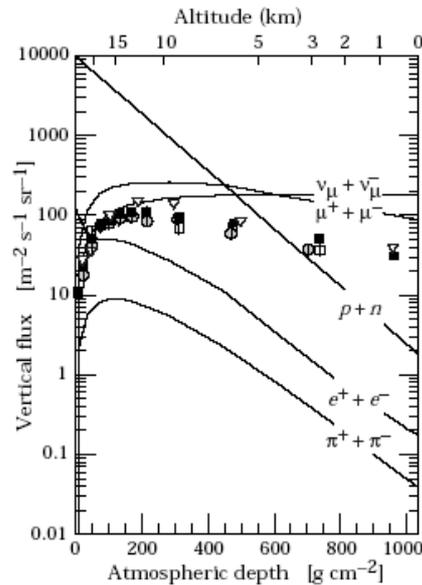


Figura 1.1: Fluxo vertical dos raios cósmicos (primários e secundários) na atmosfera, para $E > 1$ GeV [6]

Embora milhares de raios cósmicos atravessem nossos corpos a cada minuto, os níveis de radiação resultante são relativamente baixos e correspondem, no nível do mar, a aproximadamente 20% da radiação de fundo natural.

O número de partículas que alcançam um dado nível de observação na superfície da Terra está relacionado à energia do raio cósmico que iniciou a cascata na parte superior da atmosfera. Os raios cósmicos com energia maior que 10^{14} eV são estudados com detectores distribuídos em grandes superfícies (da ordem de km^2). A frequência de chuviros na atmosfera é de aproximadamente 100 por m^2 por ano para energias da ordem de 10^{15} eV e aproximadamente 1 por km^2 por século para energias maiores do que 10^{20} eV. A Fig. 1.2 mostra o espectro de energia da radiação cósmica primária.

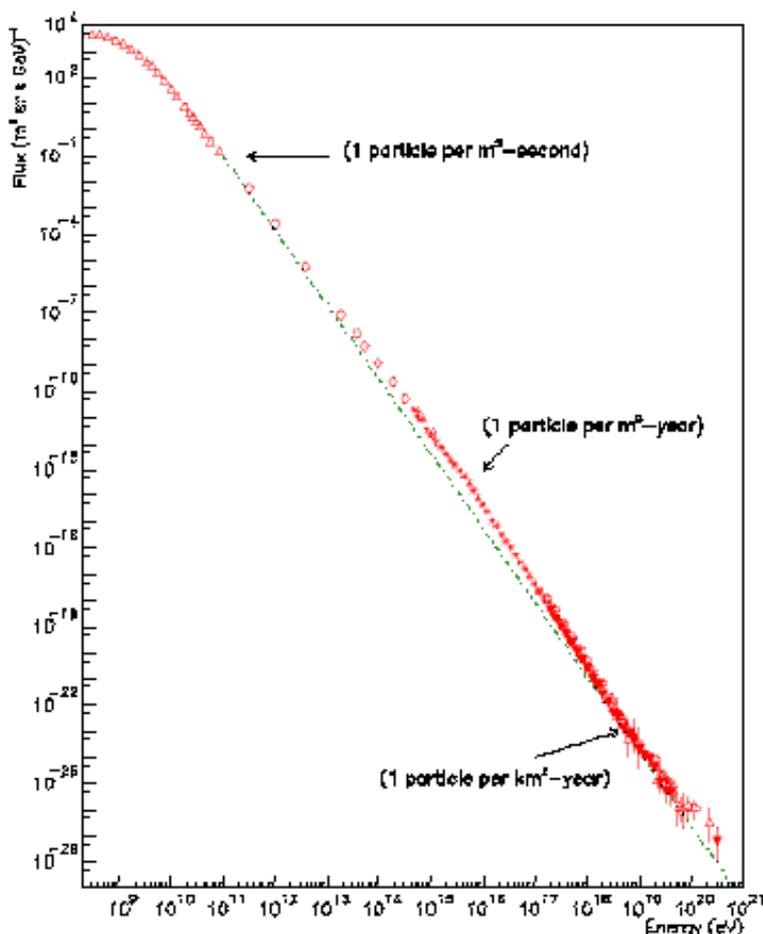


Figura 1.2: Espectro de energia dos raios cósmicos primários.

Tanto os neutrinos primários como os secundários produzidos na interação dos raios cósmicos com a atmosfera são estudados por detectores grandes colocados profundamente em minas ou debaixo de água e gelo.

O Sol também é uma fonte esporádica de núcleos e elétrons de altas energias que são acelerados por ondas de choque que viajam pela coroa solar, e por energia magnética lançada em explosões solares (“flares”). Durante tais ocorrências, a intensidade de partículas enérgicas no espaço pode aumentar por horas por um fator de 10^2 a 10^6 . Tais eventos de partículas solares são muito mais frequentes durante a fase ativa do ciclo solar. A energia máxima alcançada em eventos de partículas solares é tipicamente

de 10 MeV a 100 MeV. Porém, acreditava-se que a energia máxima alcançaria de 1 GeV ocasionalmente (aproximadamente uma vez por ano) até 10 GeV (aproximadamente uma vez por década). Porém, neste trabalho é mostrado que mesmo os eventos solares (flares) de pequena escala ejetam partículas com energia máxima na faixa de GeV.

Uma outra componente dos raios cósmicos inclui elementos que são difíceis de serem ionizados tais como He, N, O, Ne, e Ar, denominados como raios cósmicos anômalos por causa de sua composição incomum. Os raios cósmicos anômalos se originam de partículas interestelares eletricamente neutras que entraram no sistema solar inalteradas pelo campo magnético do vento solar e são paulatinamente ionizados. São então acelerados por ondas de choque formadas quando o vento solar reduz a sua velocidade como resultado da sua interação com o gás interestelar. Esta interação acontece em algum lugar entre 75 e 100 AU do Sol (AU - unidade astronômica é a distância média da Terra ao Sol).

Capítulo 2

O Telescópio Tupi de Múons

2.1 Introdução

O telescópio Tupi em uma montagem equatorial é constituído por dois detectores fixos e outros dois que podem ser orientados de modo a detectar partículas provenientes de uma determinada direção. O telescópio está instalado no Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense cuja localização obtida via GPS é $22^{\circ}54'33''$ de latitude Sul, $43^{\circ}08'39''$ de longitude Oeste e no nível do mar [7].



Figura 2.1: Fotografia do telescópio Tupi.

A parte principal do telescópio é formada por dois detectores A e B colocados nos extremos de uma estrutura rígida com a forma de paralelepípedo medindo $0,50\text{ m} \times 0,50\text{ m} \times 3,0\text{ m}$, como mostrado na Fig. 2.1. Essa estrutura é montada de modo a permitir a rotação em torno de dois eixos ortogonais entre si e que permite o rastreamento de uma determinada fonte. Estes dois detectores estão ligados em coincidência e constituem o primeiro estágio de disparo (“trigger”) do telescópio.

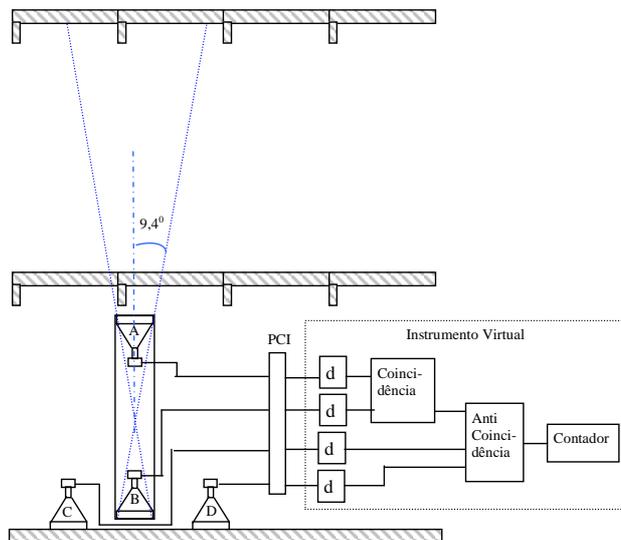


Figura 2.2: Esquema do telescópio Tupi.

O telescópio tem outros dois detectores C e D (“veto detectors”) colocados fora do seu eixo principal (ver Fig. 2.2). O objetivo principal destes detectores é não considerar as coincidências entre os detectores A e B e um dos detectores C ou D, produzidas por chuviscos ou partículas que atinjam o telescópio com direção diferente da estabelecida. Estes detectores estão ligados através de uma função *or* e a saída desta é ligada em anticoincidência com os detectores A e B e constitui o segundo estágio de disparo do telescópio. Na Seção 2.6 é descrito em detalhe o sistema de aquisição de dados.

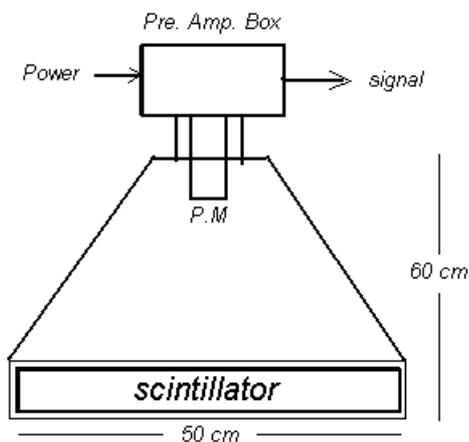


Figura 2.3: Unidade de detecção.

Em cada detector, ver Fig. 2.3, há um cintilador plástico medindo 0,50 m x 0,50 m x 0,035 m colocado na base da caixa piramidal. Esta caixa hermética é confeccionada com uma chapa de zinco de 1,0 mm de espessura e pintada internamente na cor branca. No vértice da pirâmide encontra-se uma caixa contendo uma fotomultiplicadora Hamamatsu RS21 (PM), cuja saída está conectada a um pré-amplificador.

Quando uma partícula carregada rápida, por exemplo um múon, atravessa o cintilador, este emite luz fluorescente que é captada pela fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora converte a luz de baixa intensidade em um sinal elétrico, que é pré-amplificado até uma amplitude suficiente para facilitar uma posterior análise. Cada unidade necessita de fontes estáveis de potência sendo, uma com -900 V para a fotomultiplicadora e outra com +12 V, 0 V e - 12 V para alimentar o pré-amplificador.

Os principais componentes do telescópio são descritos a seguir:

2.2 Fotomultiplicadoras

As fotomultiplicadoras são sensores ópticos extremamente sensíveis a luz [8]. Uma fotomultiplicadora típica consiste de um fotocátodo, um focalizador de elétrons, um multiplicador de elétrons (constituído por vários dínodos) e um anodo ou coletor de elétrons, hermeticamente acondicionados num tubo de vácuo, ver Fig. 2.4.

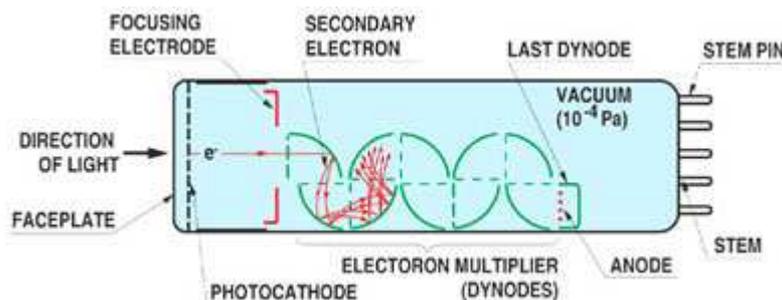


Figura 2.4: Fotomultiplicadora Hamamatsu.

Quando a luz incide na fotomultiplicadora, os fótons alcançam o fotocátodo arrancando elétrons que são direcionados (focalizados) para o multiplicador de elétrons. Esses elétrons são multiplicados por um processo secundário de emissão até formarem um pulso elétrico. No telescópio Tupi são utilizadas fotomultiplicadoras Hamamatsu RS21. Este tubo tem a capacidade de multiplicar elétrons em até 2×10^6 vezes, quando alimentadas por um fonte de -900 V. As fotomultiplicadoras fornecem um tempo de resposta muito rápido, menor do que 50 ns.

2.3 Cintiladores plásticos

A eficiência relativa na detecção de partículas carregadas pelos cintiladores plásticos em relação aos cristais NaI(Tl) é aproximadamente de 50%. A emissão de luz pelo cintilador plástico não alcança a região de frequência ótima da fotomultiplicadora. Assim, a desexcitação e a consequente emissão de luz nem sempre ocorrem em um mesmo nível de excitação das impurezas. Assim, o comprimento de onda da intensidade máxima de emissão ocorre em uma faixa de comprimentos de onda. Além disso, a eficiência também está comprometida, porque o acoplamento entre o cintilador e o fotocátodo (guia de luz) em nosso experimento é o ar e há a possibilidade de reflexão nas paredes da caixa na qual a unidade de detecção está instalada. Conseqüentemente, duas partículas carregadas podem fornecer pulsos de luz com amplitudes diferentes. Em contra partida o tempo de resposta (tempo de subida mais tempo de decaimento) é da ordem de nano segundo.

2.4 Fator Geométrico

No telescópio Tupi o fator geométrico é determinado basicamente pela geometria da montagem dos detectores A e B. O fator de proporcionalidade relacionando a taxa de coincidências C e a intensidade I de múons é chamado fator geométrico G [9] e pode ser expresso quando a intensidade é isotrópica como:

$$C = GI, \quad (2.1)$$

com,

$$G = \int_{\Omega} \int_{S_2} (d\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) d\omega, \quad (2.2)$$

$$\text{e } d\omega = \vec{r} \cdot d\vec{\sigma}_1 / r^2$$

em que, $d\omega$ é o elemento de ângulo sólido; Ω é o domínio de ω , este está limitado pelo outro sensor do telescópio; \vec{r} é o vetor na direção ω ; $d\vec{\sigma}_1$ e $d\vec{\sigma}_2$ são os elementos de área respectivamente em cada sensor do telescópio a serem penetrados, ver Fig. 2.5. Consideramos somente o caso no qual a eficiência para a detecção de múons, $\epsilon(E)$, depende somente da energia E , em que I é definido como

$$I = \int_0^{\infty} J_0(E) \cdot \epsilon(E) \cdot dE, \quad (2.3)$$

em que $J_0(E)$ é a intensidade espectral dos múons em $(s.cm.sr.E)^{-1}$. Nessa apro-

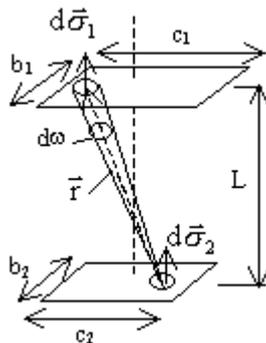


Figura 2.5: Esquema para a determinação do fator geométrico do telescópio Tupi.

ximação, o fator geométrico depende somente do tamanho do telescópio e levando em consideração o fato da simetria cilíndrica do telescópio com os dois detectores quadrados de lado a e separados pela distância L , o fator geométrico é dado por [11]:

$$G = L^2 \ln \left[\frac{(L^2 + a^2)^2}{(L^2 + 2a^2)L^2} \right] + 4a(L^2 + a^2)^{1/2} \tan^{-1} \left[\frac{a}{(L^2 + a^2)} \right] - 4aL \tan^{-1} \left(\frac{a}{L} \right). \quad (2.4)$$

No nosso telescópio $L = 3,0$ m e $a = 50$ cm, obtendo $G = 65,6$ $cm^2 \cdot sr$

2.5 Resolução Angular

A resolução angular do telescópio é definida pela distância de 3,0 m entre os cintiladores plásticos dos detectores A e B e as dimensões destes. Sob essas condições, o ângulo de abertura entre o eixo do telescópio e o plano que passa por um dos lados do cintilador A e o lado oposto do cintilador B é de $9,4^\circ$, ver Fig. 2.2. Um cone com uma abertura angular igual terá um ângulo sólido dado por:

$$\omega = \int_{\Omega} \frac{dS}{r^2} = \int_0^{2\pi} \int_0^{9,4^\circ} \sin \theta d\theta d\phi = 0,084 \text{ sr} \quad (2.5)$$

2.6 Sistema de Aquisição de Dados

O sinal analógico fornecido por cada detector tem a forma mostrada na Fig. 2.6, onde os dois sinais em coincidência nos detectores A e B são mostrados na tela de um osciloscópio.



Figura 2.6: Sinais analógicos (detectores A e B) em coincidência observados na tela de um osciloscópio.

Os sinais analógicos dos quatro detectores são ligados às entradas analógicas de uma placa Advantech PCI-1711/73 que foi instalada e configurada num “slot” de um computador PC. Nestas condições, a taxa de leitura de cada canal analógico é feita com uma frequência de até 100 kHz. Utilizando a técnica de instrumentos virtuais e as ferramentas do “software” Lab-View foram escritas várias sub-rotinas que executam diversas tarefas, tais como a discriminação dos sinais analógicos e a parte lógica que define o “trigger” do telescópio, tal como é resumido na Fig. 2.7.

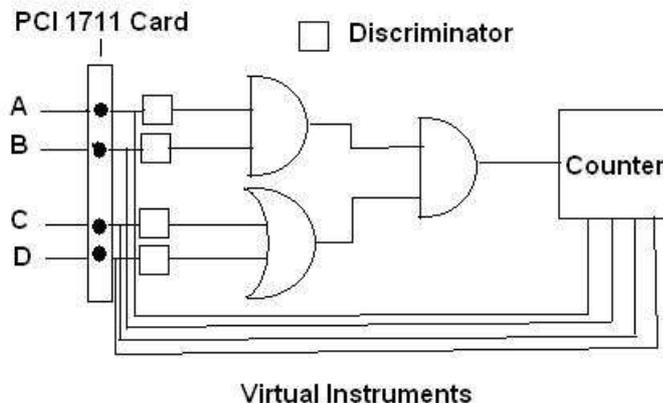


Figura 2.7: Lógica do sistema de aquisição de dados.

A Fig. 2.8 mostra a tela de um microcomputador PC onde o painel de comando do Lab-View para o sistema de aquisição de dados do telescópio Tupi é colocado em destaque.

O número de contagem de múons ou coincidências satisfazendo as condições de “trigger” depende da altura escolhida para discriminar os pulsos, e esta não pode ser nem muito baixa (para evitar o ruído aleatório das fotomultiplicadoras) nem muito alta (já que sinais verdadeiros poderiam ser eliminados). O telescópio Tupi utiliza uma altura fixa de discriminação ($-0,015\text{ V}$). Esta altura é denominada “on-line”. Entretanto, cada vez que as condições de “trigger” são satisfeitas a altura dos pulsos



Calibra_3.vi

C:\Arquivos de programas\National Instruments\labVIEW\Examples\Advantech\Calibra_3.vi

Last modified on 01/03/05 at 09:26

Printed on 19/08/05 at 10:18

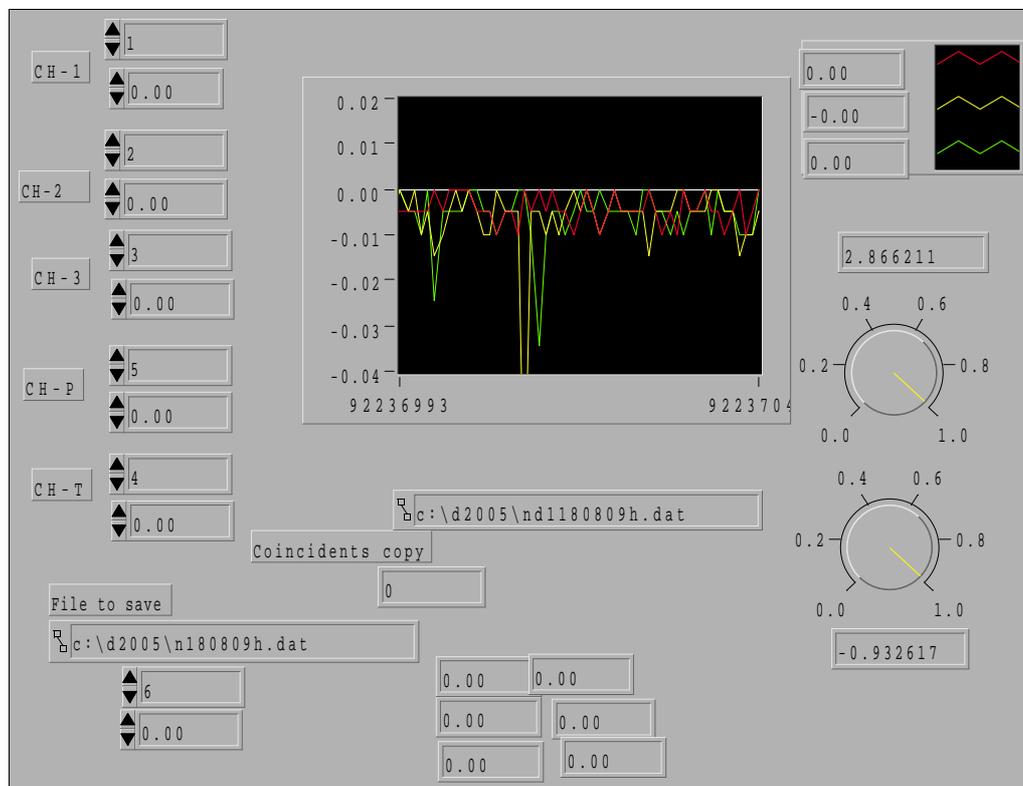


Figura 2.8: Painel de comando no Lab-view do telescópio Tupi.

dos quatro detectores é registrada. Isto permite fazer uma análise “off-line”, ou em outras palavras, discriminadores com alturas maiores do que a altura “on-line” podem ser utilizadas na análise. Este processo define um filtro, muito útil para confirmar possíveis excesso de múons em uma dada direção. Um sinal verdadeiro geralmente sobrevive ou passa por um discriminador de altura um pouco maior do que a altura do discriminador on-line. Tanto as coincidências quanto as anti-coincidências são realizadas dentro de uma janela temporal de até $10 \mu s$ (por default no Lab-View). O número de coincidências aleatórias nesta configuração é obtido através de uma correlação entre as alturas dos pulsos nos detectores A e B cada vez que as condições de “trigger” são satisfeitas. A Fig. 2.9 resume a situação. Pulsos em coincidências verdadeiras tendem a se agrupar na região acima de $x = 0,02 \text{ V}$ (detector A) e $y = 0,02 \text{ V}$ (detector B). Entretanto, cálculos do tipo Monte Carlo utilizando o programa GEANT para os cintiladores em coincidência têm mostrado que dois pulsos simultâneos muito pequenos (neste caso menores do que $0,02 \text{ V}$), ou um deles muito pequeno e o outro muito

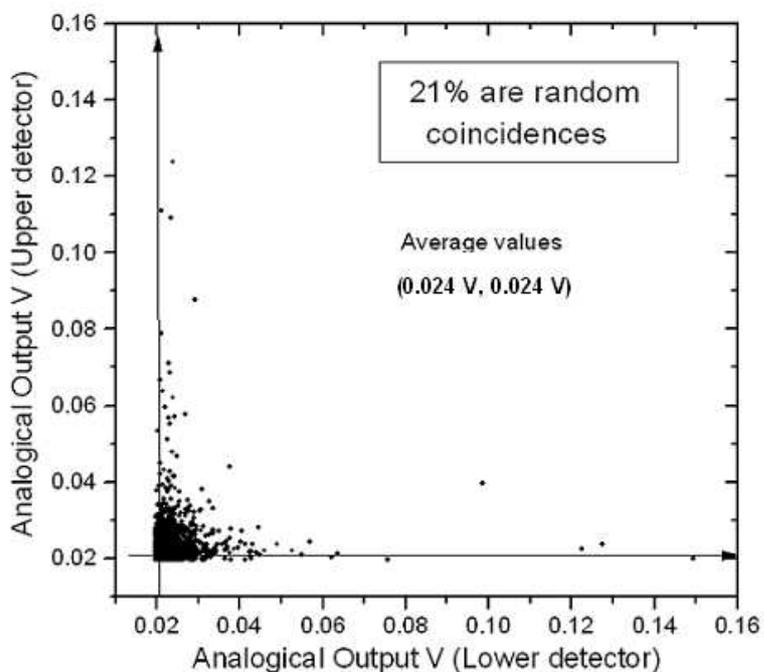


Figura 2.9: Espectro bidimensional das saídas analógicas dos detectores A (upper) e B (lower), satisfazendo as condições de “trigger”. Pontos a direita da linha vertical e pontos acima da linha horizontal representam coincidências verdadeiras.

grande, podem ser considerados como coincidências aleatórias [10], as linhas vertical e horizontal na Fig. 2.9 limitam esta região de corte. Pela presente análise o número de coincidências aleatórias é estimado em 21%.

2.7 Rastreamento

Devido ao movimento de rotação da Terra em torno de seu eixo, um ponto da esfera celeste tem um movimento aparente em relação à Terra, em sentido oposto ao da rotação da Terra em torno de seu eixo. E o acompanhamento por várias horas de um ponto celestial só poderá ser feito compensando a rotação da Terra. Por exemplo, num telescópio com montagem equatorial (ver Fig. 2.10), apenas o ângulo horário da estrela varia enquanto a sua declinação permanece constante. Portanto, o rastreamento da estrela é obtido girando-se o telescópio em torno de seu eixo polar, paralelo ao eixo da Terra, no sentido oposto ao da rotação da Terra.

O direcionamento do telescópio para rastrear uma estrela a partir do instante t_0 , depende do tempo sideral e das coordenadas da estrela (ascensão reta e declinação)

obtidos pela efeméride ou mediante o programa SkyMap v5.0.17. O tempo sideral T_s [12] no instante t é igual a ascensão reta de qualquer estrela que esteja passando pelo meridiano do lugar (meridiano que passa pelo Zênite e pela direção Norte-Sul), neste instante. O ângulo horário de uma estrela com ascensão reta α em um instante de observação t_0 , posterior ao instante t , é dado por:

$$H_0 = T_s + t_0 - t \quad (2.6)$$

se $H_0 < \alpha$, $h_1 = 24 : 00 : 00 + H_0 - \alpha$

se $H_0 > \alpha$, $h_1 = H_0 - \alpha$

h_1 é dado no formato h:m:s (hora:minuto:segundo) cujo valor em graus é dado por:

$h_2 = h \times 15 + m \times 0,25 + s \times 0,00416$, na direção oeste.

Este é o ângulo, no instante t_0 , a partir do qual deverá iniciar o rastreamento da estrela.

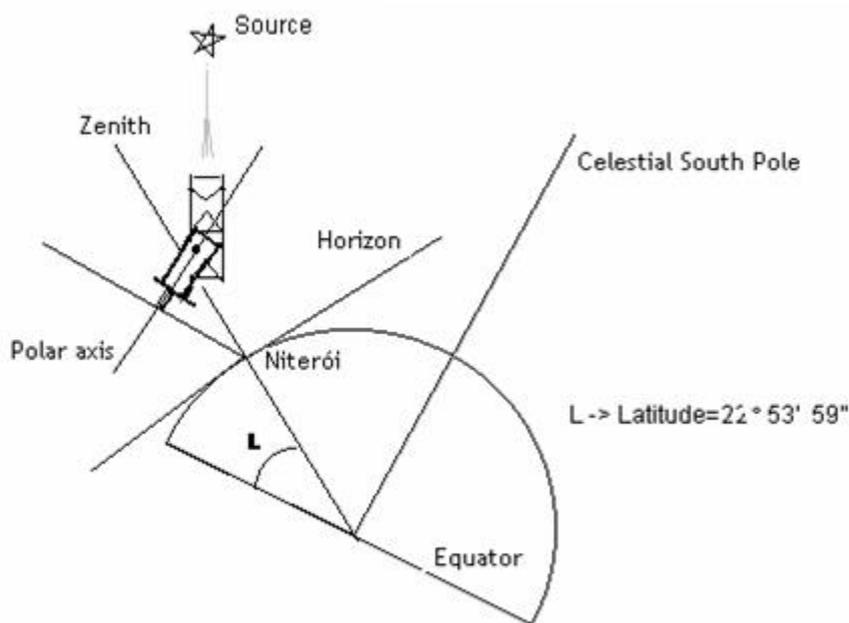


Figura 2.10: Montagem equatorial para o sistema de rastreamento.

2.8 Limiar de detecção de múons

O fluxo de múons observado no nível do mar “múon background” é produzido principalmente pela radiação cósmica (prótons e íons) primária de origem galáctica. A Fig. 2.11 mostra esquematicamente este processo.

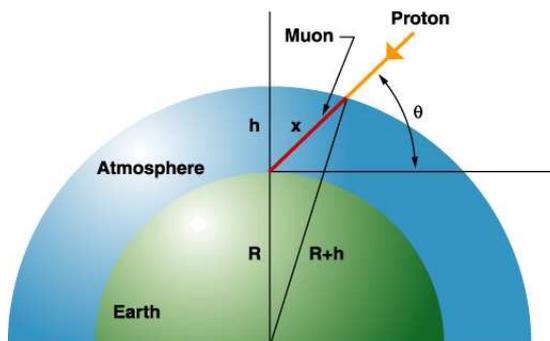


Figura 2.11: Esquema da produção de múons devido a interação de um próton primário na atmosfera.

Na região de energia de MeV para GeV as partículas mais abundantes no nível do mar são os múons ($\sim 97\%$). Eles têm uma energia média de ~ 4 GeV e seu espectro de energia é uma distribuição quase uniforme para energias menores do que 1 GeV inclinando-se paulatinamente para uma distribuição do tipo lei de potência e que reflete para um espectro primário $\sim \alpha E^{-2.7}$ para energias maiores do que 10 GeV [6]. Cada um dos quatro detectores do telescópio Tupi (conjunto cintilador mais fotomultiplicadora) tem um limiar de detecção para partículas carregadas de ~ 8 MeV.

Entretanto, o limiar de detecção dos múons, como é demonstrado no apêndice A, é de $\sim 0,1$ a $0,3$ GeV. Este valor limite é exigido para que os múons possam penetrar as duas lajes de concreto da sala onde está montado o telescópio (ver Fig. 2.2) ou as paredes da sala quando o telescópio aponta para um ponto próximo da horizontal.

Capítulo 3

Medidas utilizando a técnica de rastreamento

3.1 Séries temporais “raw data”

Num dos objetivos do telescópio Tupi, enquadra-se o processo denominado astronomia gama, isto é tentar observar excesso de muons (“photo-muons”) de uma direção predeterminada, originada pelos raios gama primários. O nosso alvo inicial foi o centro da Via Láctea cujas coordenadas são $\delta = -29^0$, $\alpha = 17 : 42h$. Os dados obtidos pelo telescópio consistem em medidas durante o rastreamento com o eixo do telescópio apontando para o centro galáctico, sendo essas medidas denominadas “on-source” e as medidas apontando para fora da região do centro galáctico, medidas denominadas “off-source”. Cada medida de rastreamento tem uma duração de 12 horas que é em cada 24 horas o tempo aproximado em que centro galáctico está acima do horizonte. Em cada medida de rastreamento é obtida uma série temporal a qual denominaremos de “raw data” onde a contagem de muons é registrada a cada 10 s.

3.2 Correção da contagem de muons pela pressão e intensidade relativa

Com objetivo de levar em consideração o efeito da pressão atmosférica na intensidade do múon, a taxa de contagem de múons é transformada em “intensidade relativa” utilizando a Representação Logarítmica Natural (NLR¹) [13]. O algoritmo

¹Natural Logarithmic Representation

vem da dependência exponencial da taxa de contagem com a pressão atmosférica

$$N = N_0 \exp[-\beta(P - P_0)], \quad (3.1)$$

em que β é o coeficiente barométrico. Este tem um valor de aproximadamente 1% por mbar, em experimentos com monitores de nêutron. Porém, para a componente do múon, β tem um valor abaixo de 0,7% por mbar, variando de uma estação do ano para outra. No caso do telescópio Tupi o coeficiente barométrico é estimado entre 0,2% e 0,3%. E P_0 é a pressão atmosférica média.

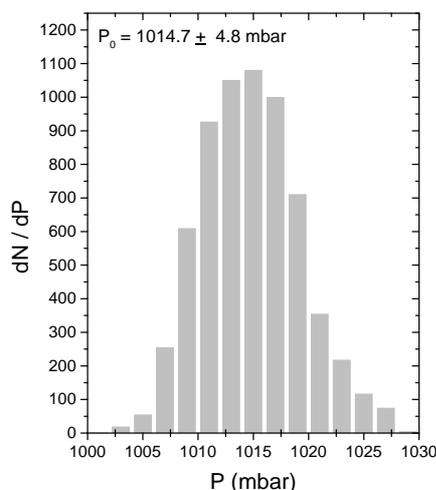


Figura 3.1: Distribuição das médias horárias da pressão atmosférica, obtidas em 2003 IF-UFF Niterói.

A Fig. 3.1 mostra a distribuição média da pressão atmosférica a cada hora, em 2003, na cidade de Niterói, sendo o valor médio $P_0 = (1014,7 \pm 4,8)$ mbar. N_0 é a taxa de contagem média. Na representação NRL, a intensidade relativa é definida como

$$W = 10^2 \times \ln(N/N_0), \quad \text{em unidade de \%}. \quad (3.2)$$

Deste modo, considerando a correção de pressão, a intensidade relativa é dada por,

$$W_p = W - \beta \times (P - P_0). \quad (3.3)$$

Seguindo a última relação, é possível ver que a intensidade relativa de múon está anticorrelacionada com a pressão, ou em outras palavras, se a pressão atmosférica P é maior do que o valor médio P_0 a intensidade relativa de múon diminui e vice-versa. Após o rastreamento, a série temporal é dividida em intervalos de 15 minutos e então aplicamos o algoritmo de correção de pressão. Na Fig. 3.1 é possível ver que a extensão da banda de variação de pressão é em torno $P \approx 4,8$ mbar (a 95% do nível de confiança) e corresponde a uma variação na intensidade relativa de até $\approx 3,4\%$.

Experimento	Azimute	Zênite (deg.)	Rigidez (GV)	Energia (GeV)	Assimetria (L-O)
Tupi (a)	Sudeste - Sudoeste	60	9.8	> 0.2	15 ± 3
Tupi (b)	Leste - Oeste	20	9.8	> 0.2	18 ± 3
Okayama	Leste - Oeste	20	12.0	1 – 3	17 ± 4

Tabela 3.1: Alguns valores da simetria Leste-Oeste, no experimento Tupi e no experimento Okayama [15]

3.3 Intensidade de múons e o efeito Leste-Oeste

O fluxo de múons observado ao nível do mar (“múon background”) é produzido principalmente pela radiação cósmica primária (prótons e íons) de origem galáctica. Na região de energia de MeV para GeV, este fluxo apresenta uma dependência com o ângulo zenital. A distribuição angular zenital é aproximadamente correlacionada com uma função do tipo $\cos^n \theta$ com $n \sim 2$. Entretanto, se as medidas são realizadas em regime de rastreamento, aparece a dependência azimutal do fluxo de múons com o campo magnético da Terra. Assim, a distribuição zenital e, conseqüentemente, o fluxo absoluto dos múons são um pouco diferentes em lugares diferentes da Terra.

São dois os principais efeitos geomagnéticos sobre o fluxo de múons no nível do mar:

(a) O efeito Leste-Oeste: O fluxo de múons é maior na direção Oeste e menor na direção Leste. Este efeito é causado pelo fato de a radiação cósmica primária, da qual originam os múons, ser predominantemente positiva [14].

(b) O excesso de múons negativos na direção Leste: Este efeito é uma conseqüência da deflexão geomagnética ser diferente para múons positivos e negativos, uma vez que o percurso médio dos múons tem dependência com o ângulo azimutal. Os múons positivos vindos da direção Leste têm percurso médio maior que os múons negativos [14].

No presente experimento, um resultado quantitativo sobre o efeito Leste-Oeste durante uma seção de rastreamento pôde se obtido observando o fluxo em dois pontos simétricos (Leste-Oeste) e que tenham o mesmo ângulo zenital. Na Fig. 3.2 (parte superior) é apresentada uma série temporal típica obtida numa seção de rastreamento e na mesma figura (parte inferior) é apresentado o fluxo relativo obtido (sem correções) a partir da série temporal. Claramente, um excesso na direção Oeste pode ser observado. Na Tabela 3.1 são mostrados os resultados sobre a assimetria Leste-Oeste definida como a razão entre os fluxos $[(O - L)/(O + L)]$. Esta grandeza não necessita de calibrações.

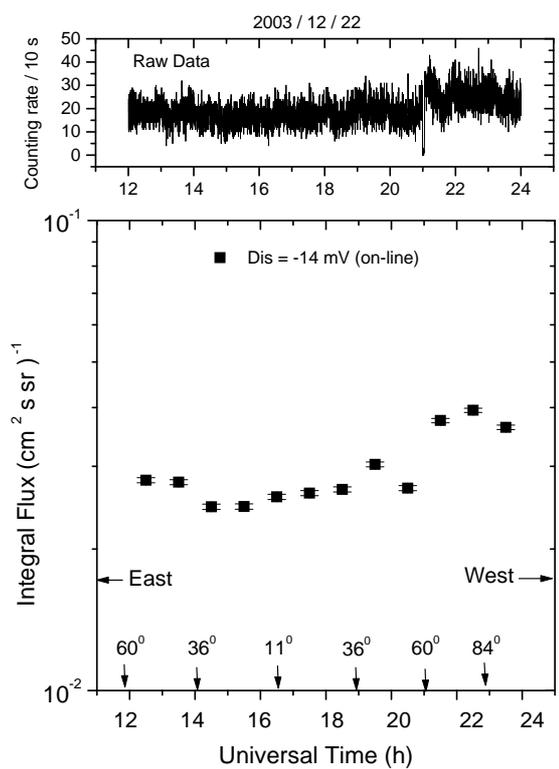


Figura 3.2: Intensidade integral de múons durante uma seção de rastreamento. A taxa de contagem (“raw data”) do telescópio é mostrada na parte superior.

Capítulo 4

Eventos solares transientes

4.1 Classificação dos eventos

Uma explosão solar (“flare”) ocorre quando houver uma grande e rápida mudança no campo magnético do Sol, liberando repentinamente a energia magnética armazenada na atmosfera solar [16]. Enquanto a energia magnética está sendo liberada, partículas, incluindo elétrons, prótons e núcleos pesados são aquecidos e acelerados na atmosfera solar. A energia liberada numa explosão solar é da ordem de 10^{27} erg/s. Em geral a região solar que produziu a erupção tem uma configuração magnética complexa. A classificação dos “flares” é feita pela intensidade dos raios X que eles emitem e que é observado pelos satélites: *GOES12* em órbita geocêntrica e *SOHO* orbitando nas proximidades da Terra (ponto de Lagrange). A figura 4.1 mostra esta classificação.

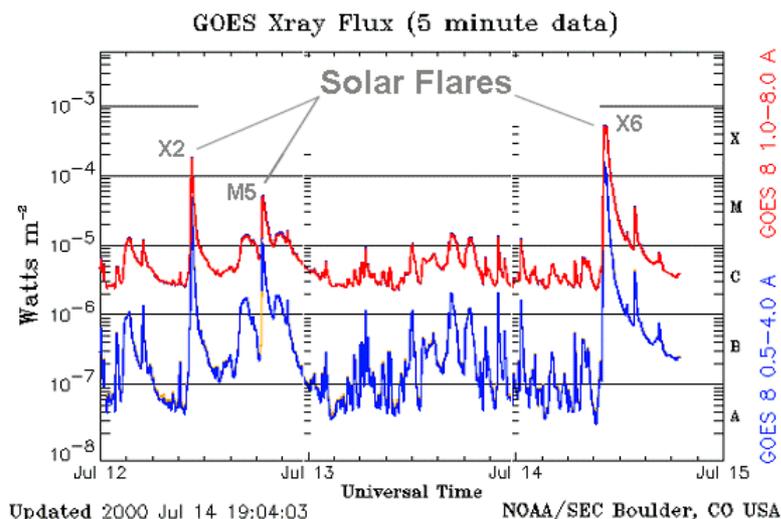


Figura 4.1: Classificação das explosões solares de acordo com a sua intensidade de radiação de raios X, observada a 1,0 AU pelo satélite GOES[17].

Observações de “flares” em satélites e no solo têm levado a identificar dois tipos de acelerações, impulsiva (eruptiva) e gradual [18]. O mecanismo mais aceito para

acelerar partículas solares na explosão solar é a onda de choque impulsiva, isto é, no momento da erupção, conseqüentemente eles têm uma curta duração (algumas horas). O conjunto das partículas aceleradas apresenta um excesso de elétrons em relação aos prótons e íons. Provavelmente, esta característica seja uma das razões pelas quais praticamente só as explosões solares mais poderosas, aquelas classificadas como do tipo X, são observadas com detectores instalados em Terra.

As explosões solares podem disparar a denominada CME (Coronal Mass Ejection) ou vice-versa. Entretanto, pode acontecer uma CME sem ser disparada por uma explosão solar. O processo de CME acontece sempre quando houver uma grande e rápida mudança no campo magnético numa região do Sol. Neste processo é ejetado material solar (plasma) da ordem de 10^{10} kg com velocidade acima de 1000 km/h para o espaço interplanetário, como é ilustrado na Fig. 4.2.



Figura 4.2: Esquema mostrando a ejeção de massa solar na coroa solar “CME” [19].

As partículas solares energéticas associadas às CMEs são aceleradas por ondas de choque poderosas produzidas pelas erupções. O processo acontece na parte superior da coroa solar. O conjunto de partículas aceleradas por este processo caracteriza-se por um excesso de prótons e íons, quando comparado aos elétrons e que reflete a composição da coroa solar. À medida que a onda de choque se propaga pelo espaço interplanetário e caso ainda tenha energia suficiente, ela acelerará partículas na ionosfera solar. Uma conseqüência deste processo é sua longa duração e o aspecto gradual desta. A Fig. 4.3 mostra esquematicamente os processos de aceleração de partículas energéticas pelas explosões solares e CMEs respectivamente.

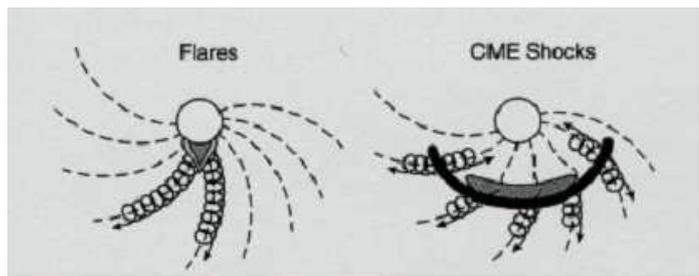


Figura 4.3: Aceleração de partículas solares por ondas de choque em explosões solares (tipo eruptivo) e CMEs (tipo gradual).

4.2 A sensibilidade do telescópio Tupi para eventos solares transientes

É comumente aceito que uma explosão solar deva ter uma emissão poderosa para ser candidata associada a um evento observado no solo com excesso de partículas. Estes eventos observados no solo chamaremos de GLE “ground level enhancement”. Inicialmente, não acreditávamos que as explosões solares de pequena escala tal como as da classe C pudessem desencadear excesso de muons no nível do mar. Entretanto, após uma série de resultados experimentais obtidos com o telescópio Tupi, temos agora fortes evidências que isto realmente acontece. Nesta seção, tentaremos responder à pergunta: quais são os fatores principais que aumentam a sensibilidade do telescópio Tupi?

a) Os GLEs observados pelo telescópio Tupi no nível do mar são caracterizados por um pico impulsivo, isto é, com um tempo de subida rápido, esta é uma assinatura indicativa que o sinal é constituído por um pacote de muons produzidos na atmosfera pela chegada de um pulso de partículas coerentes provavelmente do Sol. Isto significa que as partículas da frente do pulso chegam à Terra quase simultaneamente. Para discriminar (contar) um pequeno pulso de partículas coerentes é necessário ter um detector com o tempo de resposta bastante rápido acima de mili-segundo afim de reduzir o tempo morto, tempo durante o qual o detector pode não responder a radiação incidente. O telescópio Tupi tem uma taxa de contagem de até 100 kHz e nessa frequência é possível obter um tempo de resposta de $\approx 10 \mu\text{s}$. A Tab. 4.1 mostra as características de vários detectores de partículas solares no solo, incluindo o telescópio Tupi. Seguindo a tabela é possível ver que experimentos típicos que utilizam monitores de nêutron (NM), do tipo NM-64 e do tipo cintilador, são operados com uma taxa de contagem de $\approx 1\text{kHz}$. Isto significa que sua resolução temporal é ao redor de mili-segundo.

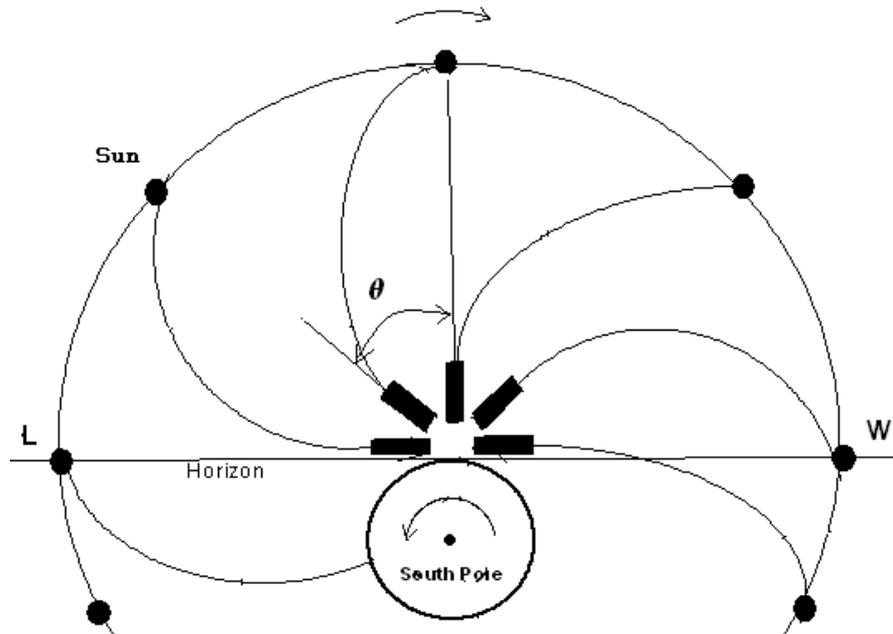


Figura 4.4: Representação esquemática do hemisfério sul, mostrando as linhas do IMF do tipo “garden hose” conectando o Sol e a Terra (eixo do telescópio Tupi) durante uma seção de rastreamento. O esquema é para condição de ângulo de pitch $\theta = 45^\circ$.

Telescópio de muons no solo				
Experimento	Local (grau)	Altitude (m)	Taxa de contagem(kHz)	Rig. cutoff (GV)
Nagoya(multi-directional)	35,2N;136,9E	77	0,16	11,5
Tupi (tracking system)	22,9S;43,3W	3	~ 100	9,8
GRAND (muon EAS)	41,7N;86,2W	220	1,75	2,2
Monitores de neutrons				
Experimento	Local (grau)	Altitude (m)	Taxa de contagem (kHz)	Rig. cutoff (GV)
Yangbaging (NM-64)	30,1N;90,5E	4300	2,9	14,1
Chacaltaya (Scintillator)	16,3S;221,8W	5220	~ 1,2	13,1
Climax (IGY)	39,4N;253,8E	3400	4,3	2,99
Haleakala (IGY)	20,7N;203,7E	3030	1,5	12,91

Tabela 4.1: Características de alguns detectores no solo de partículas solares.

b) O ângulo de pitch é definido como o ângulo entre a direção do Sol e a direção do eixo do telescópio. O sistema de rastreamento do telescópio Tupi mantém este ângulo constante durante o rastreamento. Provavelmente, essa característica fornece uma condição adicional para aumentar a sensibilidade, porque a propagação de uma partícula solar energética e carregada segue as linhas de campo magnético interplanetário (IMF), que é do tipo espiral de Arquimedes. O ângulo de pitch do IMF a 1 AU é $\approx 45^\circ$. Se o eixo do telescópio estiver orientado próximo da direção dessas linhas IMF, como está esquematizado na Fig. 4.4, as fontes de partículas solares estarão magneticamente bem conectadas à direção do eixo do telescópio e a eficiência da

deteção estará próxima do máximo. Esta situação favorável aumenta a sensibilidade do telescópio.

4.3 GLE associado com um “flare” solar

4.3.1 Associação entre um “flare” e uma CME

A ocorrência de GLE (excesso de muons) como observado pelo telescópio Tupi pode ser interpretada como uma evidência da chegada nas camadas superiores da atmosfera de um pacote de prótons e ou íons com energia superior a produção de píons e acima do corte geomagnético local que é de 9,8 GV. Porém, a questão central é: eles estão associados com “flares” solares de pequena escala? Em caso afirmativo, quais são os critérios para estabelecer esta associação e quais os mecanismos de aceleração para atingir energias com ordem de grandeza de GeV? Com o propósito de dar uma resposta convincente a essas questões foi feita uma análise com base nos dados dos satélites GOES12 e SOHO/LASCO.

Os estudos estatísticos na associação entre as informações de CME pelo SOHO/LASCO e da explosão solar cuja emissão de raios X é informada pelo GOES, nos fornece ferramentas úteis para análise sobre a natureza dos GLEs. No caso de eventos graduais, isto é, associado com uma CME, uma explicação plausível entre outras para a baixa taxa de GLEs associados às explosões solares de pequena escala é o assim chamado “efeito filtrante” [20, 21, 22]. Esse efeito foi obtido a partir de recentes observações solares com base no SOHO/LASCO CME Catalog e no Solar Geophysical Data (SGD), para o mesmo período. Os resultados têm revelado que a ejeção de massa é onipresente nas explosões solares. Porém, se a explosão é menos energética, o plasma quente é cercado por um campo magnético forte e não pode escapar do coroa solar. Neste caso, não há CME ejetada para o espaço interplanetário, há somente emissão de raios X.

A associação de “flares” solares com os GLEs via CME é pouco compreendida. Os “flares” solares e as CMEs frequentemente ocorrem juntos, mas não necessariamente porque o “flare” dispara a CME ou vice-versa. Há especialmente durante o máximo solar CMEs sem um “flare” solar associado. Porém, o efeito pode ser devido à alta atividade solar, porque o background dos raios X é alto e os “flares” solares com uma emissão de raios X em pequena escala podem ser mascarados, enquanto os “flares” solares de pequena escala sem CMEs associadas são mais frequentes devido ao “efeito filtrante”.

As condições sob as quais uma CME está associada a um “flare” solar são

estabelecidas buscando relações entre suas posições, o instante de início do “flare” e o surgimento da CME. A associação entre as CMEs observadas pelo SOHO/LASCO e as “flares” cuja emissão de raio X (comprimento de onda de 1,0 a 8,0 Å) é observada pelo GOES-8 [23] mostram que as CMEs, excluindo as do tipo II ¹, têm um atraso em relação ao início do “flare” de $(30 \pm 43,3)$ minutos. O pico na intensidade de raios X desses “flares” tem um valor médio de $6,5 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2}$, conseqüentemente a maior parte deles são da classe C. As CMEs do tipo II estão associadas mais com as explosões solares da classe M.

4.3.2 Propagação das partículas solares energéticas no espaço interplanetário

A associação entre um “flare” solar e um GLE exige levar em consideração o intervalo de tempo entre o início do “flare” e o aparecimento da CME, somado ao tempo de percurso do Sol à Terra das partículas muito energéticas. Esse tempo de percurso é estimado a partir dos resultados de simulações [24], onde se supõe que a propagação de partículas energéticas sejam lançadas no espaço interplanetário por uma CME, formando pulsos coerentes de partículas. Elas seguem trajetórias que acompanham as linhas do Campo Magnético Interplanetário (IMF), que têm a forma de espiral de Arquimedes em torno do Sol. Resumimos aqui, o resultado da simulação para um arco, ao longo da linha de campo magnético, com comprimento médio $\langle z \rangle = 1,3 \text{ AU}$, que pode ser expresso como função da distância S , percorrida pela partícula na trajetória helicoidal,

$$\langle z \rangle = \alpha(\lambda)S. \quad (4.1)$$

A constante de proporcionalidade, $\alpha(\lambda)$, depende do livre caminho médio de espalhamento λ , e satisfaz a condição de vínculo $\alpha(\lambda) = 1$ para $\lambda = 1,0 \text{ AU}$, às vezes a condição é chamada de “scatter free” e implica num fluxo de partículas que se propagam seguindo as linhas do campo como pulso de partículas coerentes.

Há dois casos extremos para a propagação de partícula solar de alta energia a 1 AU, e que depende de como as partículas são injetadas no meio interplanetário:

1- Quando o livre caminho médio de espalhamento é muito pequeno comparado ao comprimento de escala do IMF (por exemplo $\lambda \leq 0,3 \text{ AU}$). A propagação das partículas segue trajetórias helicoidais em torno das linhas do IMF. As flutuações de pequena escala do IMF atuam como centros de espalhamento de partículas e a propagação é predominantemente difusa.

¹CMEs sem associação com ondas de rádio de comprimento de onda da ordem de metro

2- Em contraste, quando o livre caminho médio de espalhamento é compatível com a distância à fonte de partículas (por exemplo $\lambda \approx 1$ AU), o efeito focalizador das linhas do IMF torna-se dominante e a propagação das partículas energéticas é como pulsos coerentes, seguindo trajetórias ao redor das linhas do IMF.

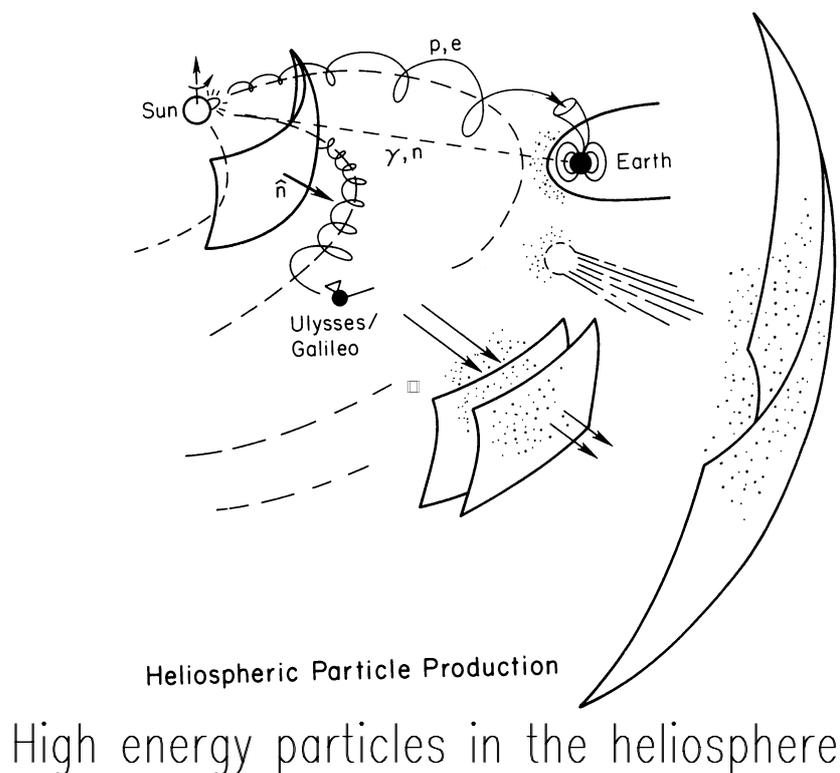


Figura 4.5: Esquema da propagação de partículas energéticas solares no espaço interplanetário [25].

Os GLEs constituídos pelos pacotes de múons, detectados no nível do mar por um telescópio direcional, são sinais de partículas primárias chegando ao topo da atmosfera com uma forte anisotropia na distribuição dos “pulsos coerentes” com o ângulo de pitch. O tempo de subida muito curto desses pulsos no perfil de tempo dos GLEs sugere um transporte do pulso de partículas coerentes não-difusoras. Sob a suposição de transporte não-difusor para um valor médio típico de $\lambda = 0,9$ AU, o tempo de voo dos pulsos coerentes de partículas energéticas com uma rigidez magnética média de 10 GV é estimada como (35 ± 30) minutos.

4.4 Critérios para a associação de um GLE com uma explosão solar/CME

Pelo exposto na seção anterior, a associação de um GLE com um “flare” é feita procurando o “flare” mais energético (com maior pico de emissão de raios-X), dentro uma janela temporal de $(1,08 \pm 1,57)$ h. O critério vem do “efeito de filtragem”, porque a probabilidade para ocorrer uma CME associada com uma explosão aumenta com a energia. Por outro lado, a janela de $(1,08 \pm 1,57)$ h leva em conta o atraso entre o início da explosão e a aparição da CME somado ao tempo de vôo entre o Sol e a Terra de partículas muito energéticas.

Por outro lado, até mesmo em GLEs associados com grandes explosões solares, o mecanismo de aceleração produzindo partículas de até várias dezenas de GeV não é bem entendido. A situação torna-se até mais crítica no caso de GLEs associados com explosões solares de pequena escala. Aqui, discutimos a possibilidade de uma “scatter free” para a distribuição do espectro de energia das partículas aceleradas pelas ondas de choque ligadas com as CMEs. Essa possibilidade vem da forma do espectro de energia das partículas estar intimamente relacionada com a distribuição do tipo lei de potência. Porque as distribuições de lei de potência são caracterizadas como distribuições de escalas livres. O índice do espectro de energia depende do tempo num mesmo evento e de um evento para outro, isto mostra que o processo de aceleração é estocástico. Geralmente, a inclinação do espectro de energia de um GLE é menor nos primeiros estágios do processo, aumentando paulatinamente, ou seja, ele é mais empinado nos estágios finais do processo [26]. Em resumo, fluxos intensos e pouco intensos de partículas solares associados a grandes e pequenas explosões respectivamente, têm a mesma distribuição de energia, isto é, do tipo potência, em ambos os casos estes fluxos têm espectros de energia que se estendem até energias além do processo de produção de pions (dezenas de GeV). Este resultado necessita de futura confirmação.

Capítulo 5

GLEs observados pesquisando o Centro Galáctico

5.1 Dados Experimentais

A pesquisa tentando observar excesso de múons produzidos por fótons provenientes do centro galáctico teve seu início em junho de 2003, e até fevereiro de 2005 foram completadas 2160 horas de observação constituindo 180 seções de rastreamento de 12 horas cada.

Aqui apresentamos seis eventos com GLEs, observados nestas condições, todos eles têm uma grande probabilidade de estarem associados com explosões solares de acordo com os critérios estabelecidos na seção 4.4. Em todos os casos exceto na Fig. 5.3, os GLEs foram detectados com um nível de confiança maior do que 3σ , quando as séries temporais “raw data” são utilizadas para a análise. Porém, se a análise é feita utilizando a intensidade relativa, todos os GLEs são observados com um nível de confiança maior do que 3σ . Estes resultados fazem parte de nosso artigo publicado em Physical Review D71 (2005) [27].

A Fig. 5.1 corresponde a uma seção de rastreamento sem a presença de “flare”. Esta ausência pode ser verificada no gráfico superior, que mostra o fluxo sem picos, de raios X, emitido pelo Sol e observado pelo satélite GOES12. A potência de emissão deste “background” de raios X é em torno de $\sim 10^{-7} W/m^2$ no satélite GOES12.

A parte central e inferior da Fig. 5.1 corresponde aos perfis de tempo da série temporal (raw data) e a intensidade relativa, respectivamente. Ressaltamos que apesar da baixa resolução angular do telescópio (abertura de $9,4^\circ$) e especialmente do tempo reduzido de 12 horas para cobrir uma ampla faixa angular é possível observar uma característica já comentada, o efeito Leste-Oeste, isto é, um excesso de contagem quando

Data	Início UT(h)	Nível de confiança	RA (grau)	Decl. (grau)	Pitch angle (grau)	atraso (h)
21/08/2003	18,79	4, 1 σ	258,7	-29	111	1,38
23/10/2003	19,96	2, 0 σ	318,7	-29	102	0,23
02/12/2003	23,02	6, 6 σ	273,7	-29	Sol abaixo do horiz.	1.50
10/09/2004	18,32	14, 4 σ	258,7	-29	91	1,63
14/09/2004	15,50	4, 7 σ	258,7	-29	88	1,60
21/10/2004	18,02	4, 4 σ	258,7	-29	52	2,5

Tabela 5.1: Cronologia e principais características dos GLEs obtidos pelo telescópio Tupi.

o telescópio aponta na direção Oeste.

A tabela 5.1 apresenta as principais características dos GLEs e nas figuras 5.2, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7 apresentamos os respectivos perfis de tempo que correspondem as seis seções de rastreamento onde os GLEs foram observados. Cada uma das figuras é constituída por três gráficos: o gráfico superior corresponde ao perfil de tempo da emissão de raios-X das explosões solares observadas pelo satélite GOES as quais são relatadas pelo NOAA Space Enviromet Center[28]. O gráfico do meio corresponde a série temporal “raw data”, que é construída registrando a contagem no telescópio a cada 10 segundos onde é mostrado o GLE ou os GLEs durante a seção de rastreamento e o gráfico inferior corresponde a intensidade relativa em “bins” de 15 minutos após ter sido feita a correção devido a variação da pressão atmosférica.

Cada vez que uma explosão solar é associada a um GLE, este é marcado pelo seu código, por exemplo na Fig. 5.2 a explosão solar marcada com C1.3 representa um “flare” de intensidade $1,3 \times 10^{-6} W/m^2$.

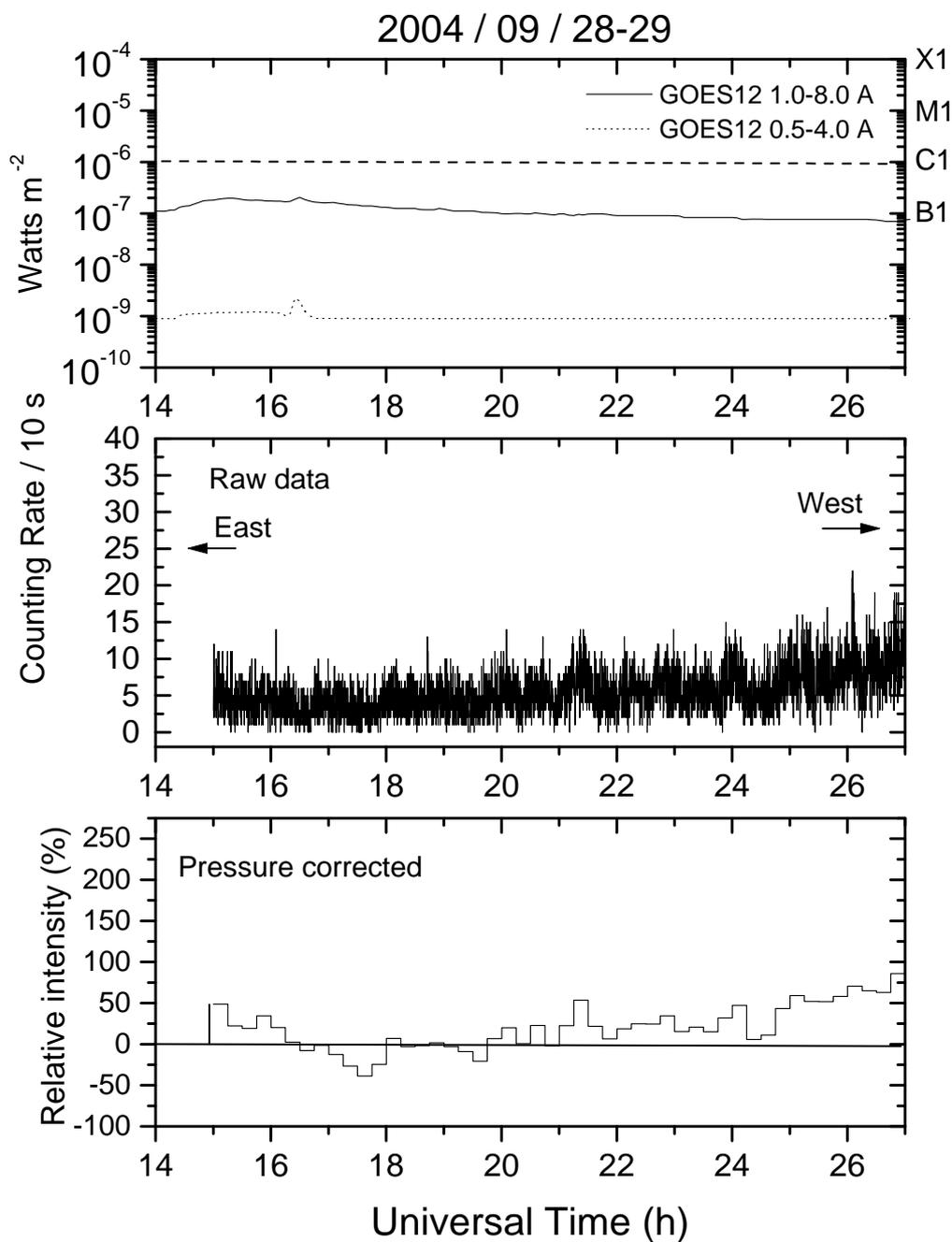


Figura 5.1: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES-background), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 28 e 29/09/2004.

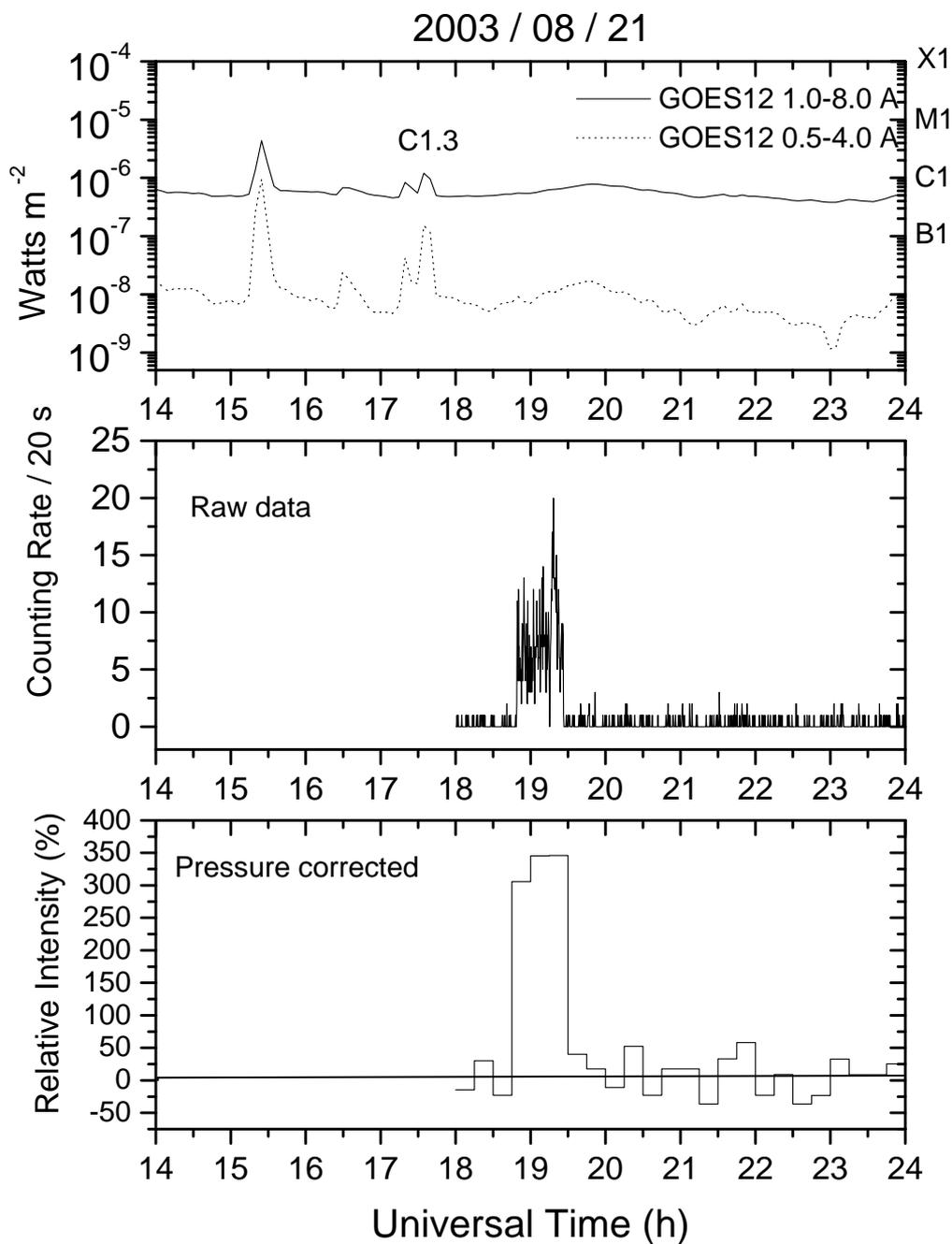


Figura 5.2: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 21/08/2003.

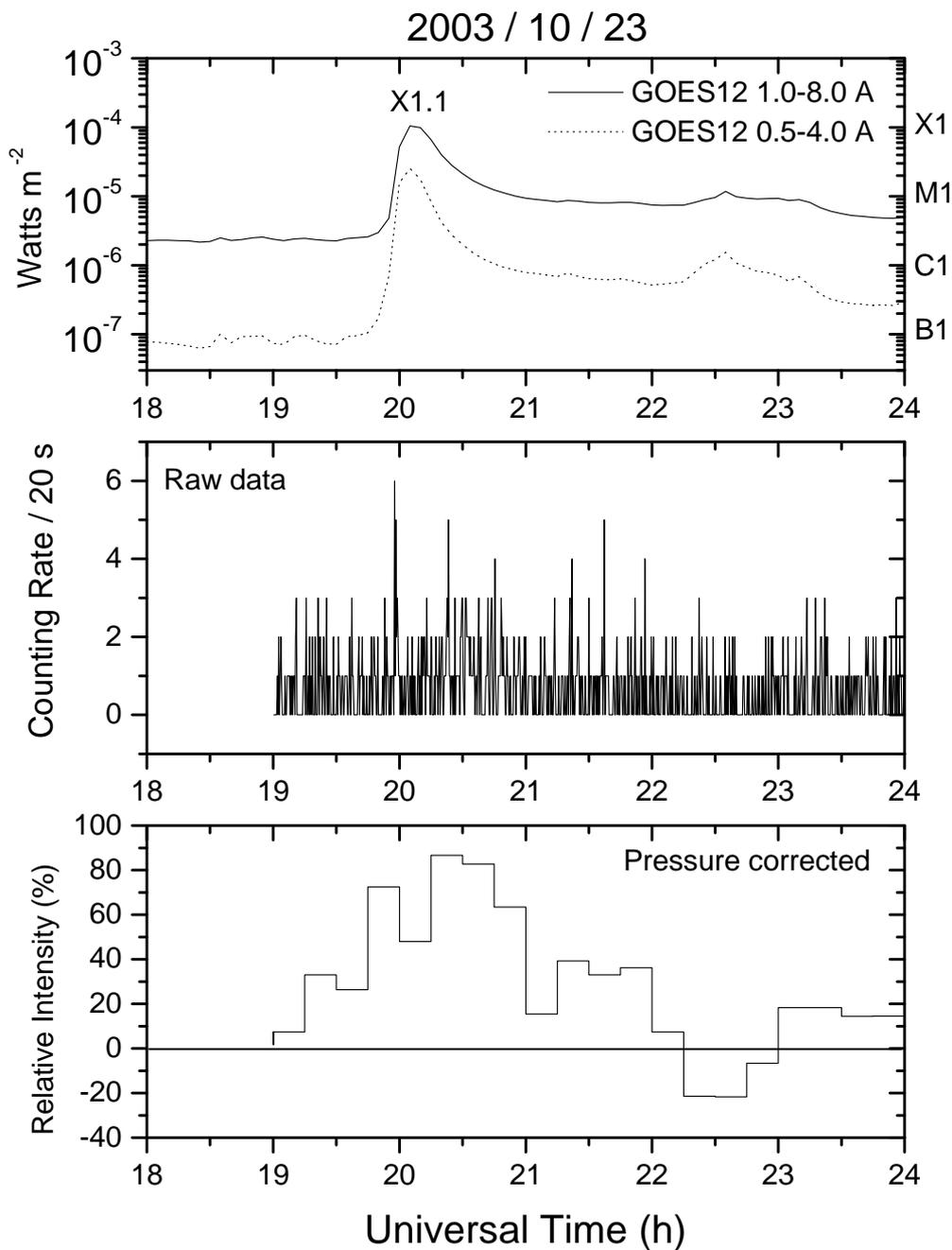


Figura 5.3: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 23/10/2003.

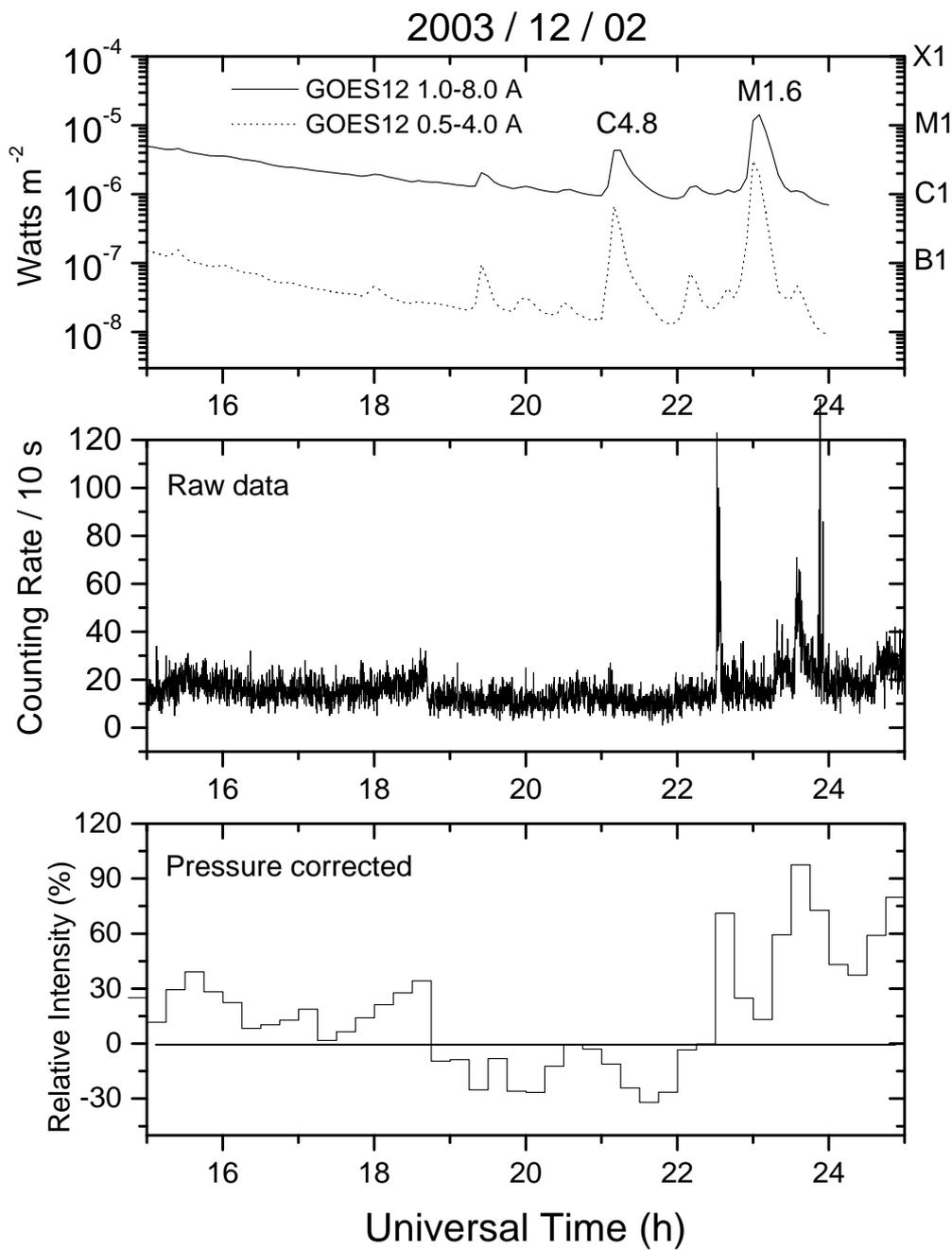


Figura 5.4: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 02/12/2003.

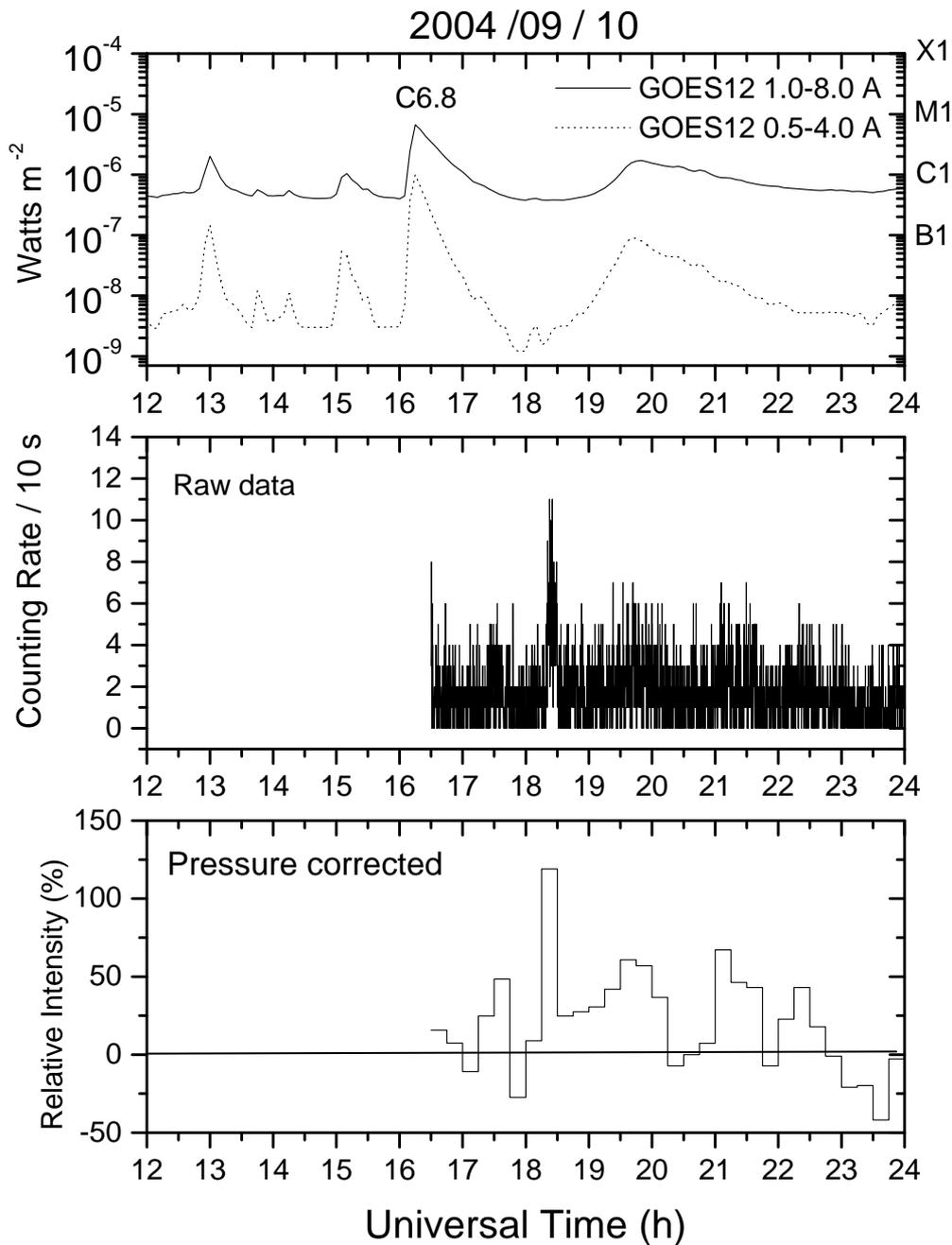


Figura 5.5: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 10/09/2004.

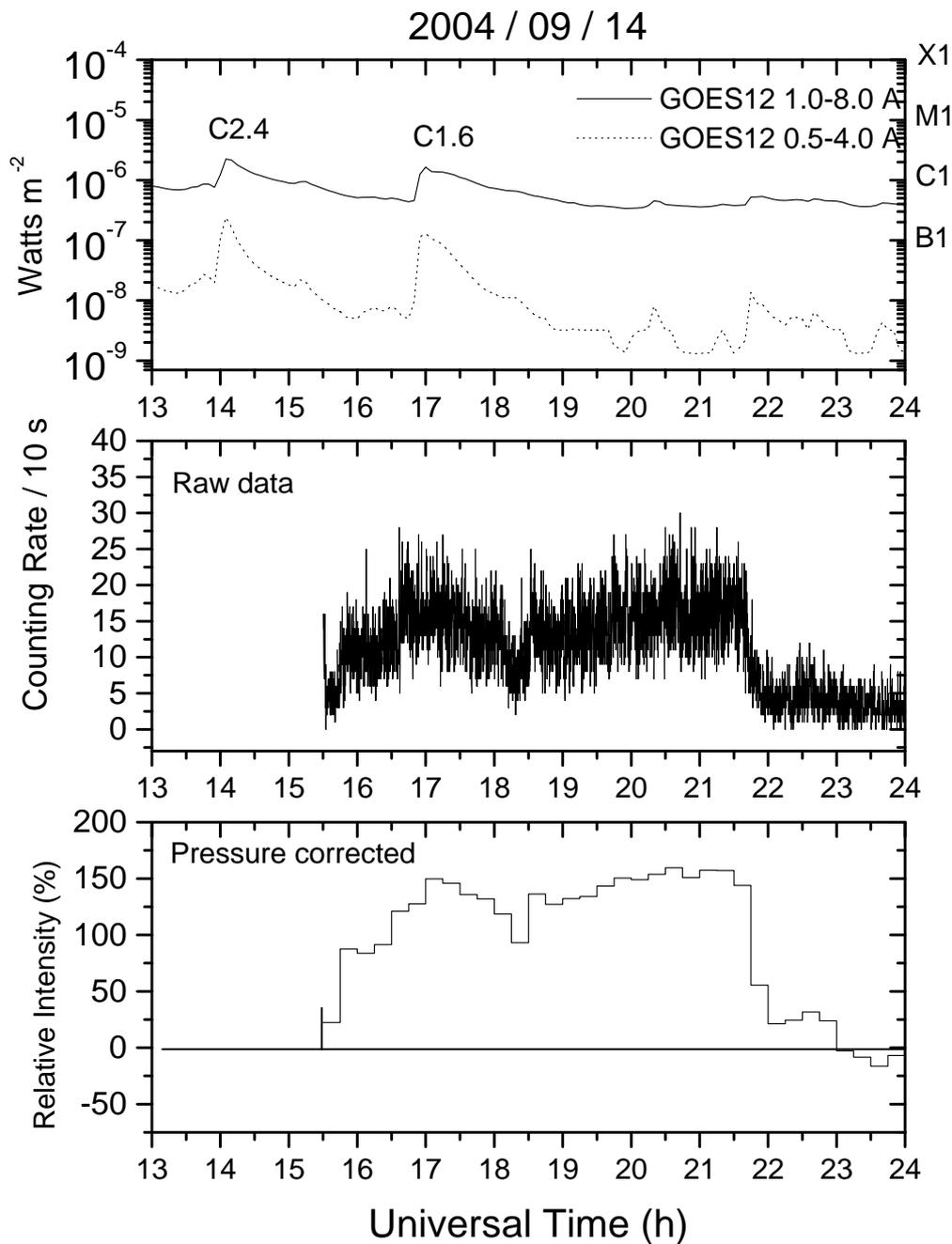


Figura 5.6: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 14/09/2004.

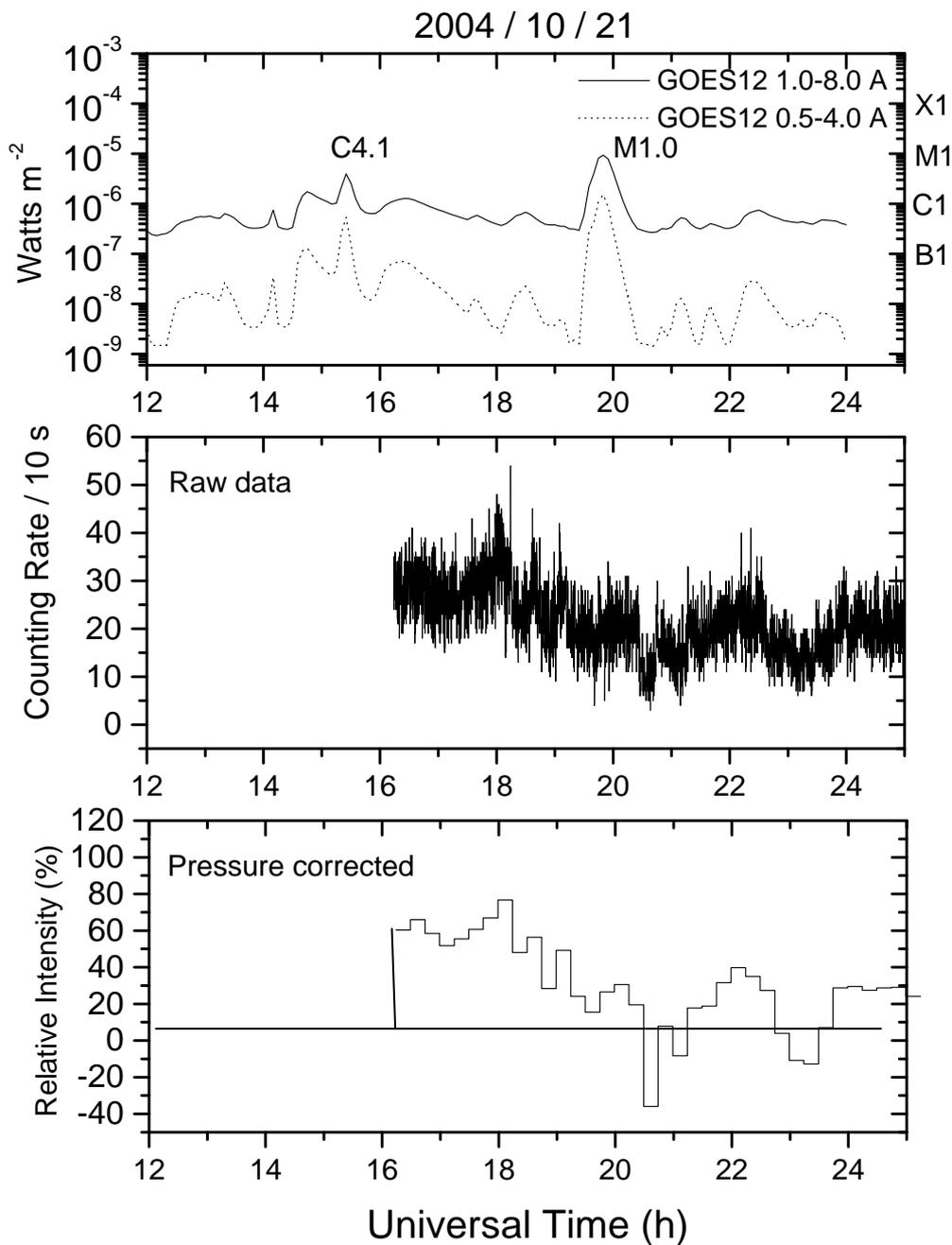


Figura 5.7: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 21/10/2004.

Capítulo 6

GLEs observados com o telescópio apontando para as IMF

6.1 Dados Experimentais

A partir de fevereiro de 2005 o telescópio foi orientado de modo a rastrear o Sol, isto é, apontando na direção das linhas do campo magnético interplanetário (IMF). A figura 6.1 esquematiza esta situação onde o ângulo de pitch (seção 4.2b) é de 45° . Até junho de 2005, 18 novos GLEs foram observados nestas novas condições e apresentamos aqui, cinco exemplos nas Figs. 6.2, 6.3, 6.4 e 6.5. Esses resultados foram aceitos para publicação na 29th International Cosmic Ray Conference Pune, India (2005) [29].

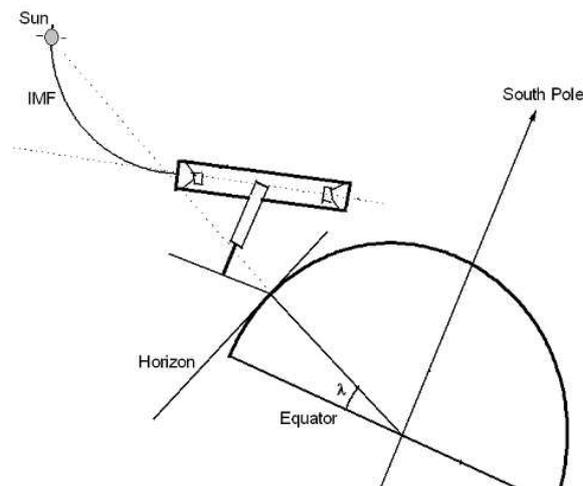


Figura 6.1: Montagem de rastreamento equatorial do telescópio Tupi apontando na direção das linhas do campo interplanetário (IMF) com ângulo de pitch de 45° .

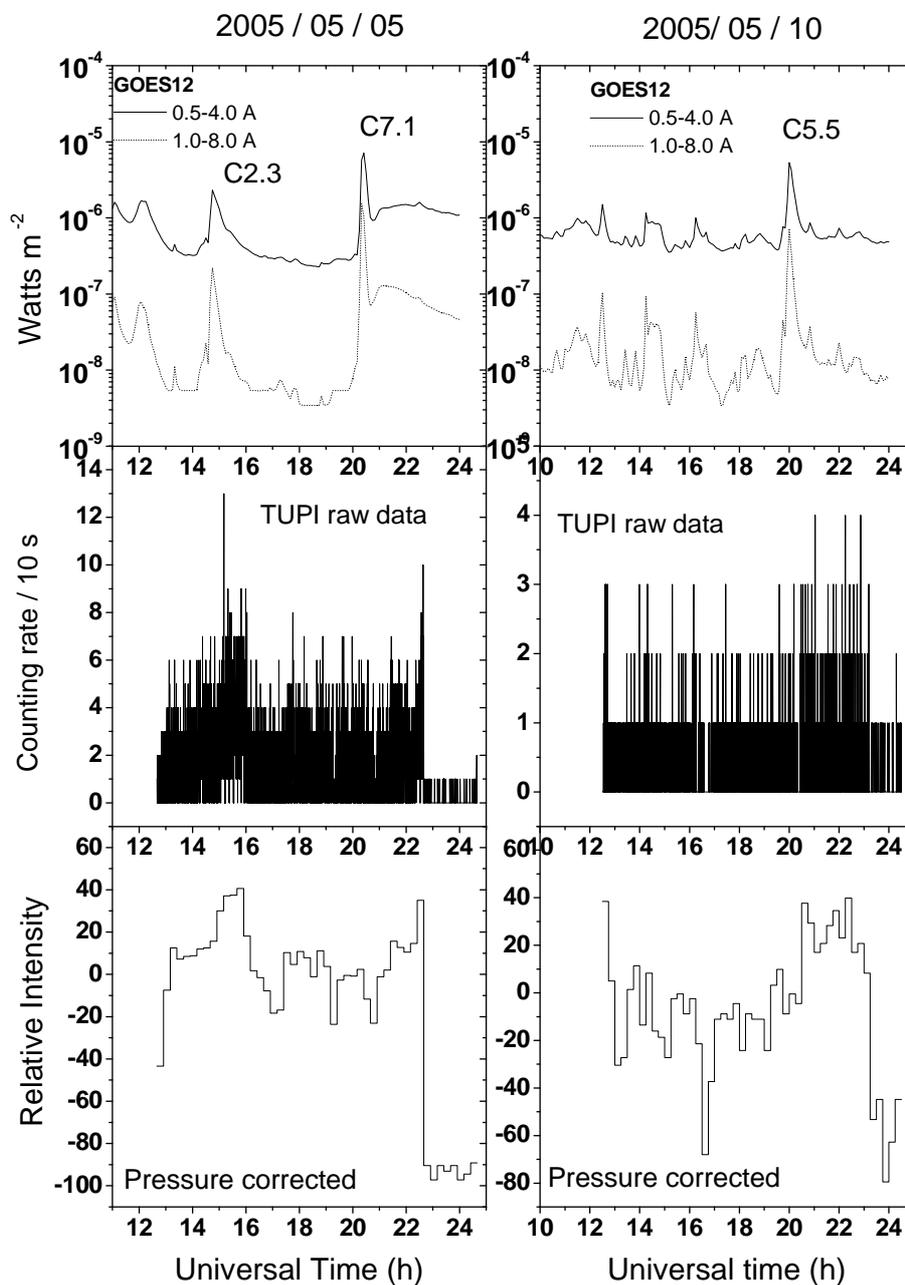


Figura 6.2: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 05/05/2005 e 10/05/2005.

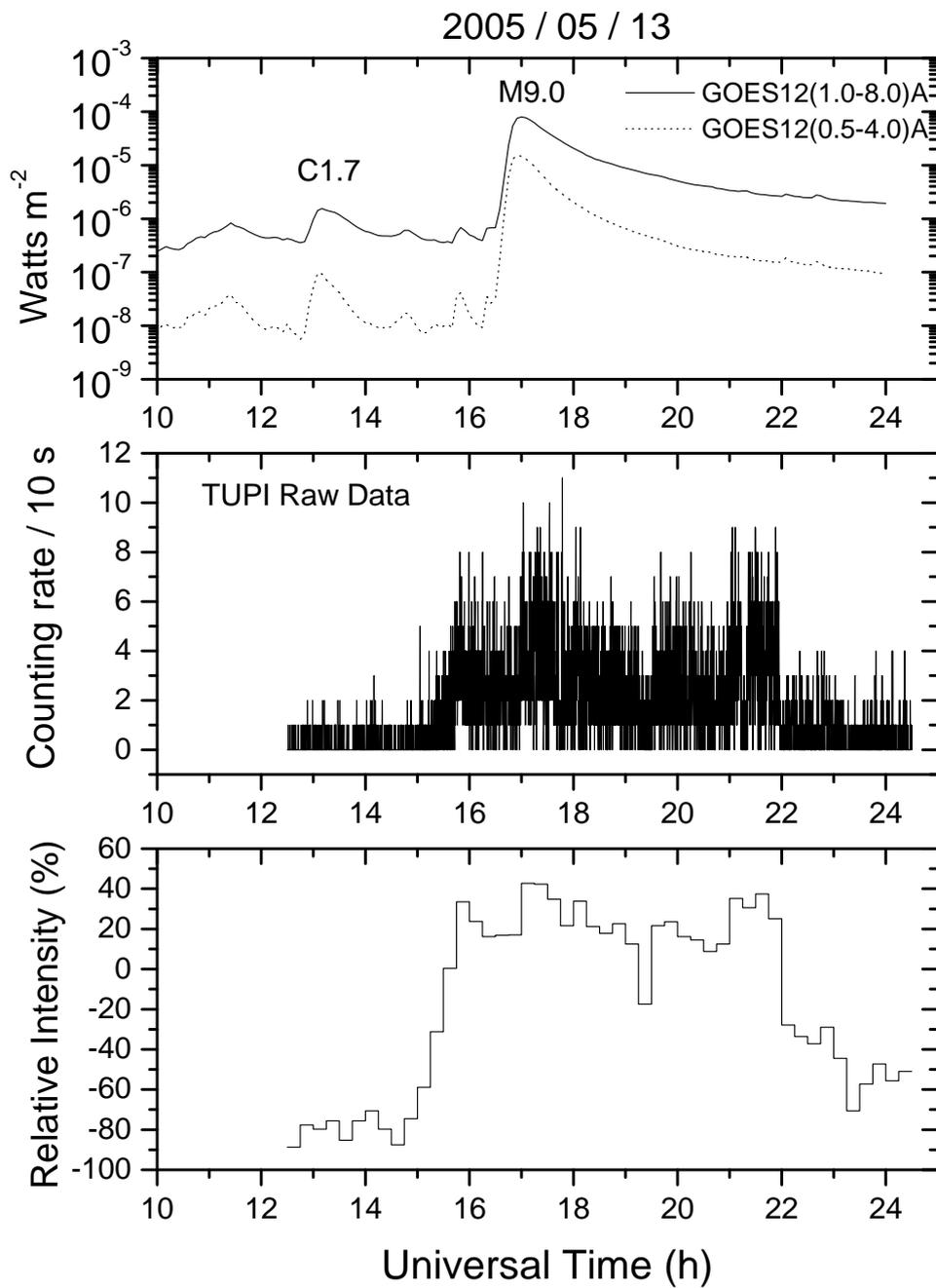


Figura 6.3: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 13/05/2005.

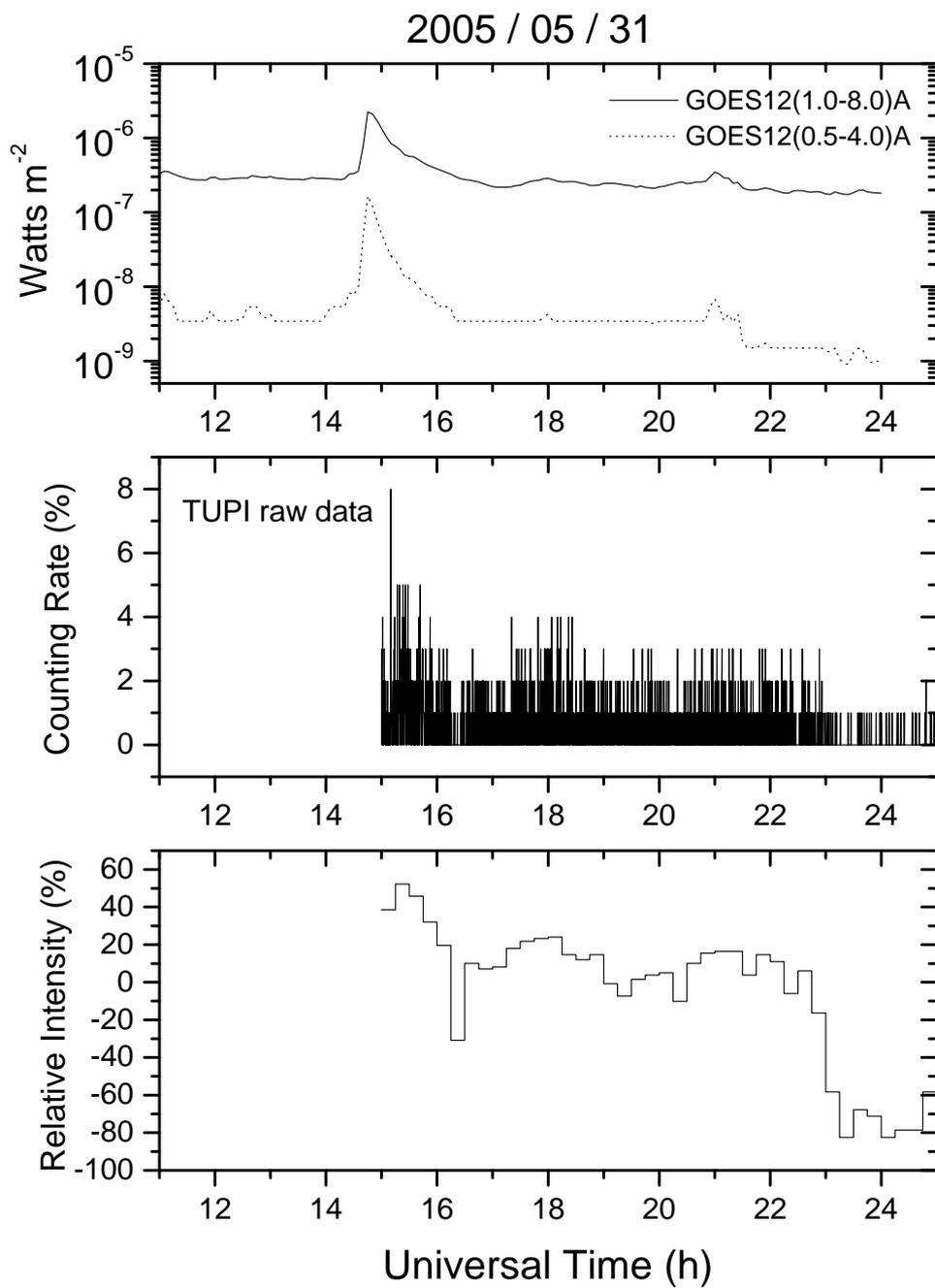


Figura 6.4: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 31/05/2005.

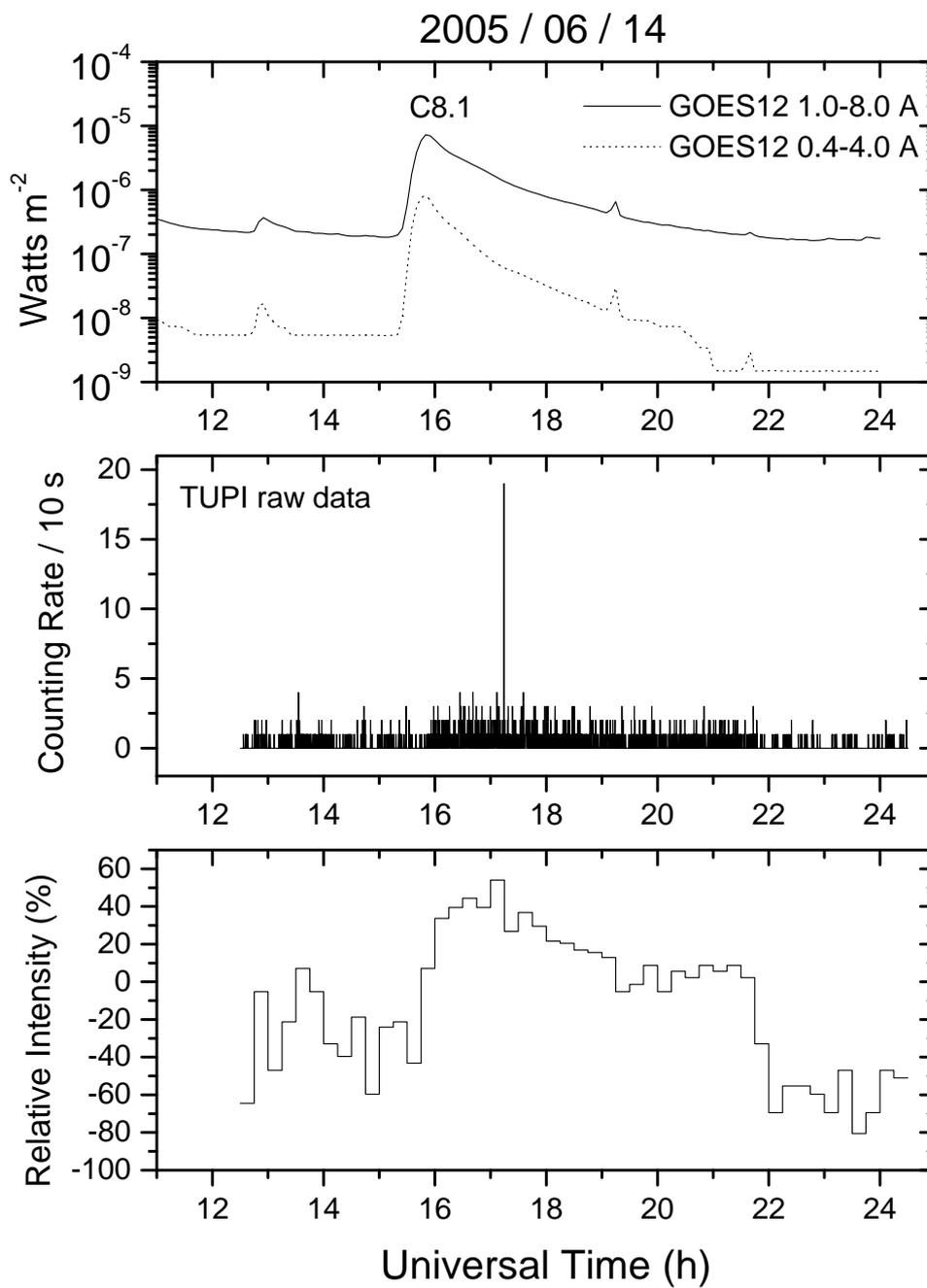


Figura 6.5: Perfis de tempo da emissão solar de raios X (GOES), da taxa de contagem “raw data” e da intensidade relativa observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 14/06/2005.

Capítulo 7

GLEs candidatos a sinais de GRBs

7.1 Introdução

Durante algumas seções de rastreamento descritas nos capítulos 5 e 6, foram encontrados GLEs sem uma aparente associação com “flares”/CMEs, pelo menos dentro dos critérios de associação estabelecidos no capítulo 4. Estes GLEs apresentam picos com um nível de confiança maior do que 3σ . A análise dos perfis de tempo destes eventos utilizando discriminadores “off-line” com alturas maiores que a altura “on-line” mostra que estes eventos não são meras flutuações do ruído das fotomultiplicadoras ou alguma outra coisa ligada com a eletrônica.

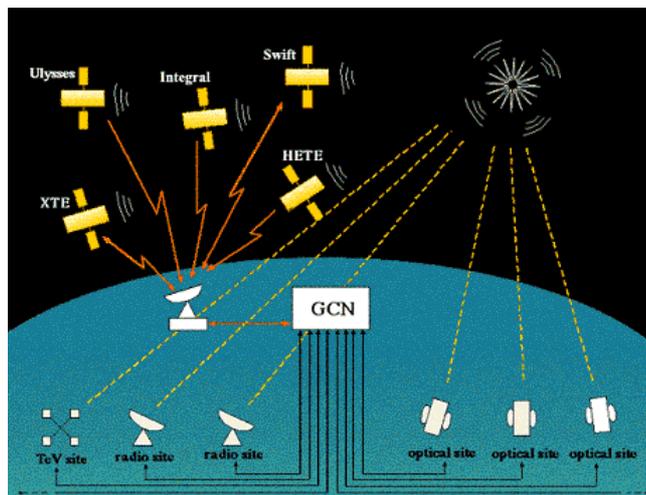


Figura 7.1: Esquema do GCN (Gamma ray burst Coordinates Network). Os alarmes de GRBs (coordenadas) obtidos nos satélites são repassados a detectores no solo em tempo real.

Uma possibilidade para explicar a origem destes eventos é estabelecer uma associação com os denominados “Gamma Ray Bursts” (GRBs). O detector BATSE a bordo do satélite Compton observou GRBs com uma frequência de pelo menos um por dia. É também conhecido que aproximadamente 30% dos eventos que dispararam os detec-

tores BATSE são catalogados como explosões solares. Isto mostra que a frequência de GRBs é compatível com as explosões solares.

Vários modelos sobre GRBs [30, 31, 32] predizem que eles têm uma componente de alta energia na região de GeV a TeV. No momento atual, não é possível a detecção desta componente pelos satélites, pois a sua área é reduzida. Nestas circunstâncias, um dos objetivos dos detectores colocados no solo é a detecção desta componente, entretanto, um critério inicialmente necessário é a detecção de GRB no solo em coincidência com os satélites.

Infelizmente, a frequência de observação de GRBs pelos denominados satélites GCN [33] (ver Fig. 7.1), Swift, Konus, Integral e Hete, em coincidência com o campo de visão até mesmo de experimentos no solo de grande porte como o MILAGRO é muito pequeno. Isto significa que a chance de observar um GRB no solo e em coincidência com satélites é menor do que 3% [34].

7.2 O GLE “FRED” do experimento Tupi

Uma análise de um GLE observado pelo experimento Tupi, qualificando-o como candidato em potencial a GRB, foi um dos objetivos da publicação no *Astrophysical Journal* (2005) [35]. O evento foi observado em 16/12/2003 e é do tipo FRED (fast rising exponential decay) tal como é mostrado na Fig. 7.2. Aqui destacamos algumas semelhanças entre dois eventos do tipo FRED, o detectado pelo Tupi e o GRB detectado pelo BATSE, entre as quais destacamos a sua duração.

Na Fig. 7.3 é mostrada uma análise “off-line”, onde são mostrados os perfis de tempo para várias alturas de discriminação do evento FRED. O sinal é mais intenso do que o “background”, já que ele persiste mesmo quando uma altura maior do discriminador é utilizada. Isto mostra que o sinal não pode ser considerado uma mera flutuação.

7.3 Produção de múons por raios gama e GRBs

Nesta seção apresentamos uma análise híbrida (analítica e numérica) com o intuito de obter a condição mínima que seria possível para a detecção de um GRB na região de energia de GeV até TeV pelo telescópio Tupi. Neste sentido são utilizados resultados sobre a produção fóton-múon e a sua propagação na atmosfera obtidos pelo método de Monte Carlo utilizando o programa FLUKA [36] e algumas características do telescópio Tupi tal como o seu fator geométrico.

A análise começa estimando o número de múons que alcançam o solo, os quais são produzidos quando um raio gama primário chega nas camadas superiores da atmosfera. Por simplicidade, foram consideradas unicamente incidências verticais de gamas primários. O espectro de energia dentro uma distância radial $R = 10 \text{ km}$, a partir do centro do chuveiro é estimada como (ver apêndice B)

$$\frac{dN_{\mu}(> E_{\mu})}{dE_{\gamma}} \sim \frac{N_{\mu}^0}{A(R)} \left(\frac{E_{\gamma}}{\text{GeV}}\right)^{\alpha} \left(\frac{E_{\mu}}{\text{GeV}}\right)^{-\beta}, \quad (7.1)$$

onde a energia é medida em GeV e os parâmetros são $N_{\mu}^0 \sim 3,1 \times 10^{-4} \text{ múons/s GeV}$, $\alpha \sim 1,3$ e β é próximo de zero (“integral flat distribution”) na região de energia de 0,3 GeV até $\sim 20 \text{ GeV}$ e $A(R) = \pi \times R^2$. Se o chuveiro estiver dentro do campo de visão do telescópio, uma pequena fração destes múons será detectada. A aceitância do telescópio a_{μ} aumenta com a energia e é estimada como

$$a_{\mu} = a_{\mu}^0 \left(\frac{E_{\gamma}}{\text{GeV}}\right)^{\delta} \Delta(r), \quad (7.2)$$

onde $a_{\mu}^0 \sim 3,44 \times 10^{-5}$ e $\delta \sim 1,88$, $\Delta(r)$ é a fração de múons que atinge o telescópio quando o centro do chuveiro está a uma distância r do centro do telescópio.

A fração $\Delta(r)$ é calculada utilizando a distribuição lateral de múons. De acordo com os resultados mostrados na Fig. B.2 [37], e para energias entre 3 GeV e 10^4 GeV , a distribuição lateral de múons estende-se por mais de 10 km. Porém, no nível do mar, esta distribuição é quase uniforme até $r \sim 2 \text{ km}$. Isto significa que $\Delta(r) \sim 1$, para até $r \sim 2 \text{ km}$.

A maior incerteza de um GRB na região de GeV até TeV é na forma de seu espectro de energia. Aqui é assumido que um GRB é constituído por N_{γ}^0 fótons por $\text{cm}^2 \text{ s GeV}$, com um espectro de energia do tipo lei de potência

$$\frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma}} = N_{\gamma}^0 \left(\frac{E_{\gamma}}{\text{GeV}}\right)^{-\gamma}, \quad (7.3)$$

na faixa de energia de $E_{min}(\sim 1,0 \text{ GeV})$ até E_{max} (vários TeV) e com uma duração de ΔT . O GRB mais energético observado pelo EGRET [38] sugere fluxos em torno de $N_{\gamma}^0 \sim 10^{-5} \text{ fótons/cm}^2 \text{ s GeV}$ e um índice espectral em torno de $\gamma \sim 2,0$ para energias próximas de $E_{\gamma} \sim 1,0 \text{ GeV}$. Estes valores são utilizados na análise.

Perante estas condições, o número de múons na faixa de energia dos GeV alcançando o telescópio, pode ser expresso como:

$$N_{\mu}(> E_{\mu}) \sim A_{eff} \times \Delta T \times a_{\mu}^0 \times (N_{\mu}^0/A(R)) \times N_{\gamma}^0 \int_{E_{min}}^{E_{max}} \left(\frac{E_{\gamma}}{GeV}\right)^{\alpha-\gamma+\delta} dE_{\gamma} \int_0^R \Delta(r) 2\pi dr. \quad (7.4)$$

em que $A_{eff} = G/\omega \sim 781 \text{ cm}^2$ é a área efetiva, $G = 65,6 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ é o fator geométrico e $\omega = 0,084 \text{ sr}$ é ângulo sólido do telescópio.

O sinal no detector, $S = N_{\mu}(> E_{\mu})$, deve ser comparado com a raiz quadrada do ruído, \sqrt{N} , dado por

$$\sqrt{N} = \sqrt{I_{\mu} \times \Delta T \times G}, \quad (7.5)$$

onde I_{μ} é a intensidade do “background” de múons produzidos pela radiação cósmica.

Para que um sinal seja considerado válido é necessário que o valor de S/\sqrt{N} seja maior ou igual 4. A sensibilidade do telescópio Tupi para GRBs é mostrada na Fig. 7.4, para vários valores do índice do espectro de energia e para um GRB com a duração de $\Delta T = 100 \text{ s}$. Esta análise mostra que a observação de um GRB no solo é fortemente limitada pelo valor do índice espectral e pelo valor máximo de energia do espectro. As chances para a observação no solo de um GRB aumentam quando o GRB é de longa duração, valor alto da energia máxima do espectro e um espectro de energia não muito inclinado. A presente análise com base no FLUKA mostra uma possibilidade real de observar perante certas condições um GRB utilizando o telescópio Tupi.

A porcentagem de GLEs observados no experimento Tupi sem uma aparente associação com flares/CMEs é de 7%. Entretanto, aqui daremos destaque ao GLE observado em 10/07/2003 e que é apresentado na Fig. 7.5. O GLE que foi observado com um nível de confiança de 7σ tem o seu início em aparente coincidência temporal com um GRB informado pelo KONUS/WIND [33]. O GLE está 3 minutos atrasado em relação ao sinal do KONUS/WIND. Infelizmente, o KONUS não fornece as coordenadas do GRB sendo conhecido apenas o início de seu perfil temporal.

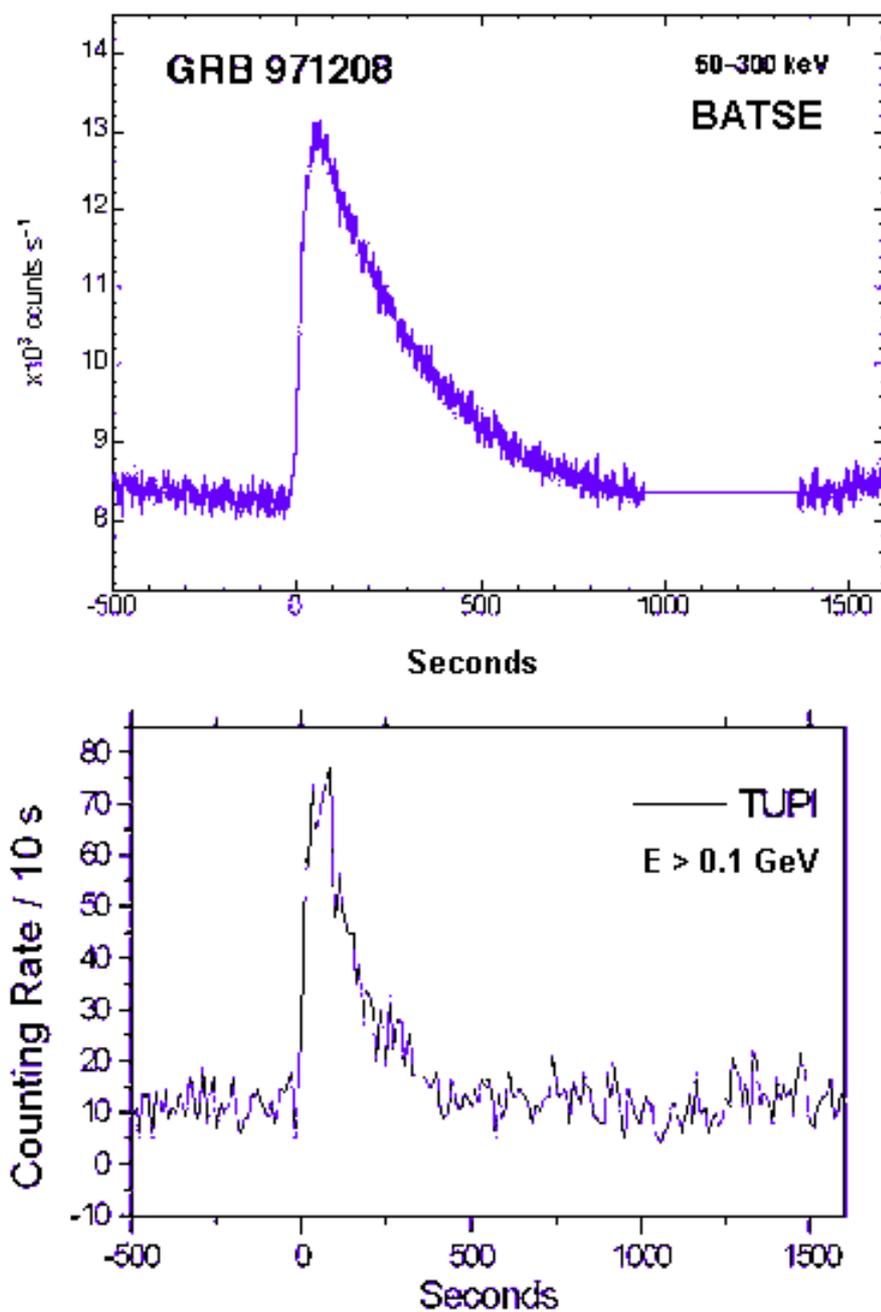


Figura 7.2: Perfil de tempo do GRB de maior duração observado pelo BATSE na faixa de energia dos keV (quadro superior) e perfil de tempo do GLE do tipo FRED observado pelo TuPI em 16/12/2003 na faixa de energia dos GeV (quadro inferior).

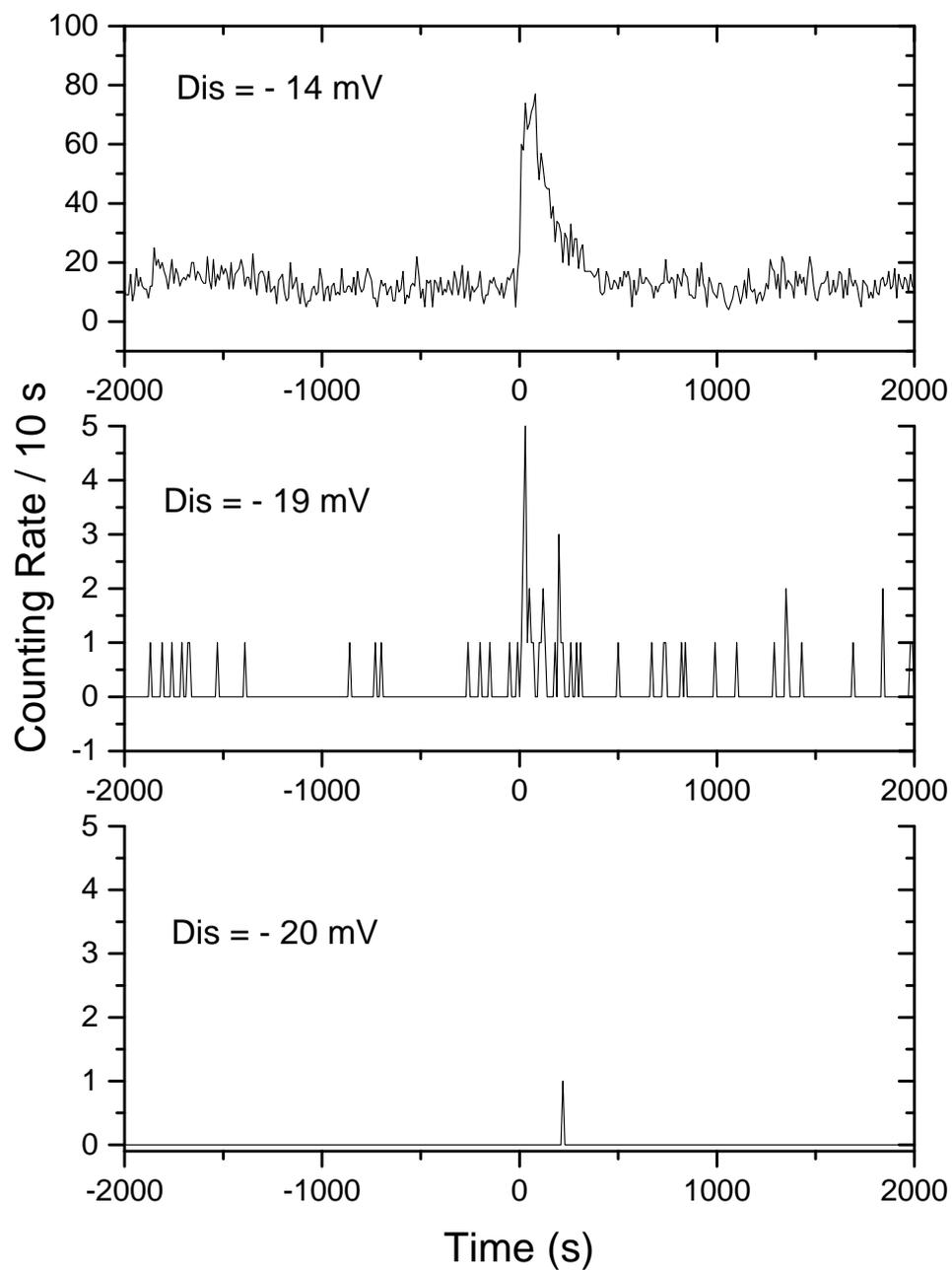


Figura 7.3: Perfis de tempo do GLE do tipo FRED do Tupi para várias alturas de discriminação dos pulsos analógicos nos detectores.

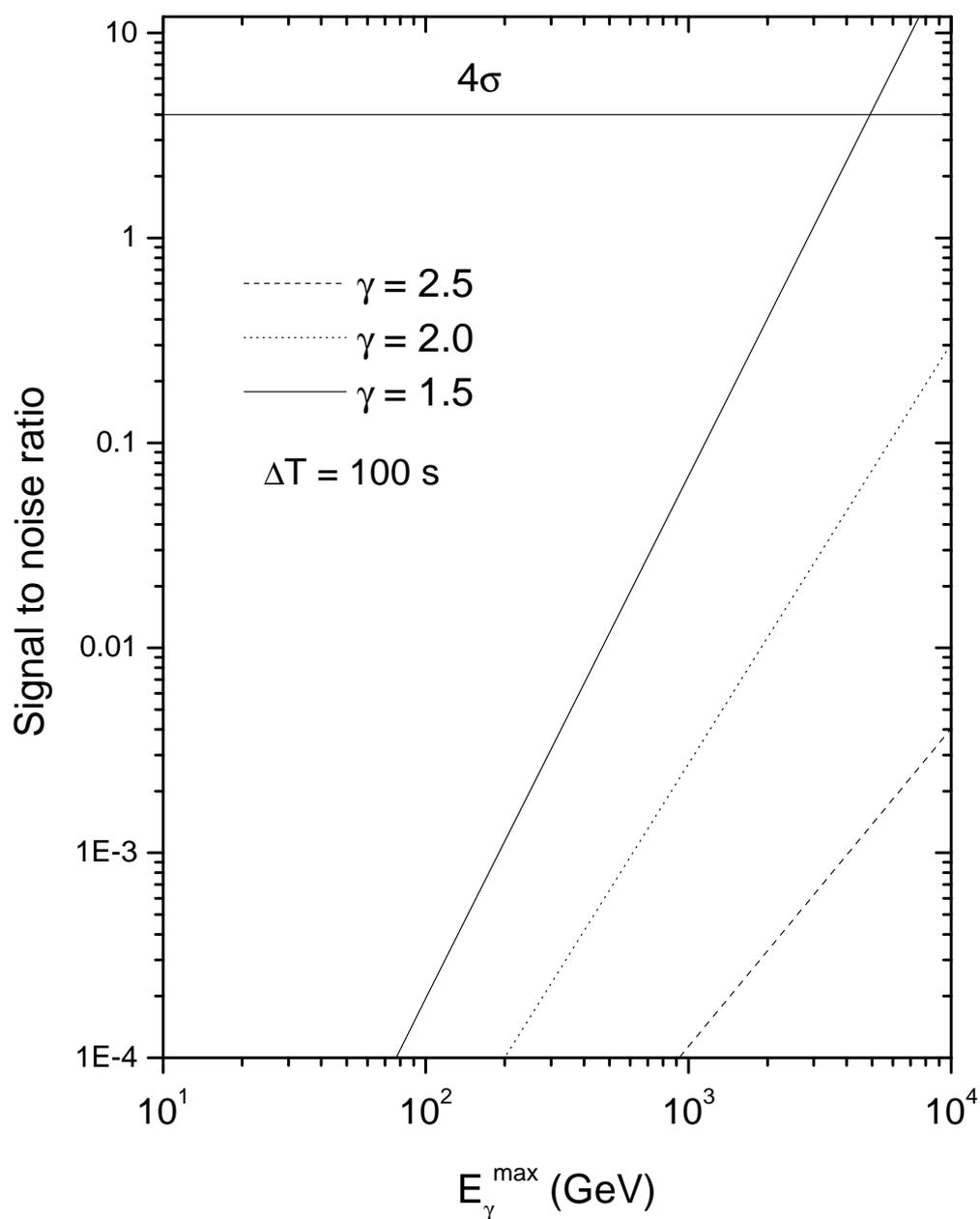


Figura 7.4: Razão Sinal Ruído esperada no nível do mar devido a um evento transiente GRB de 100 segundos de duração, para vários valores do índice do espectro de energia do tipo potência de acordo com os resultados do FLUKA e parâmetros do Tupi.

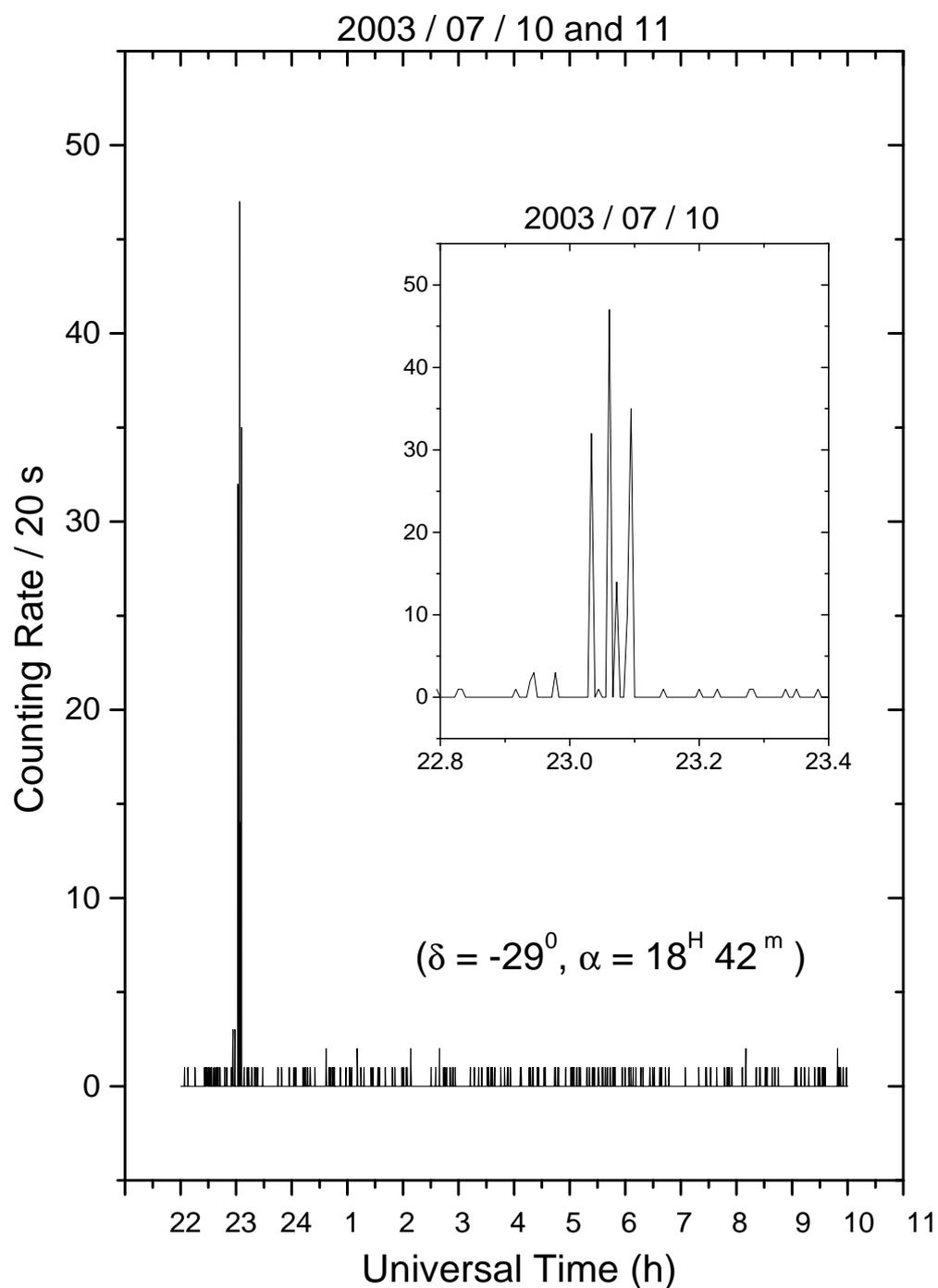


Figura 7.5: Perfil de tempo da taxa de contagem “raw data” observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 10/07 e 11/07/2003. O quadro menor mostra a estrutura do GLE.

Capítulo 8

Eventos do tipo Forbush

8.1 Introdução

Experimentos utilizando monitores de nêutrons têm observado depressões transitórias na intensidade dos raios cósmicos, alcançando um valor mínimo em aproximadamente um dia seguido por uma gradual recuperação de até uma semana. Estes fenômenos denominados como Forbush são conhecidos desde os anos 30 no século passado[39].

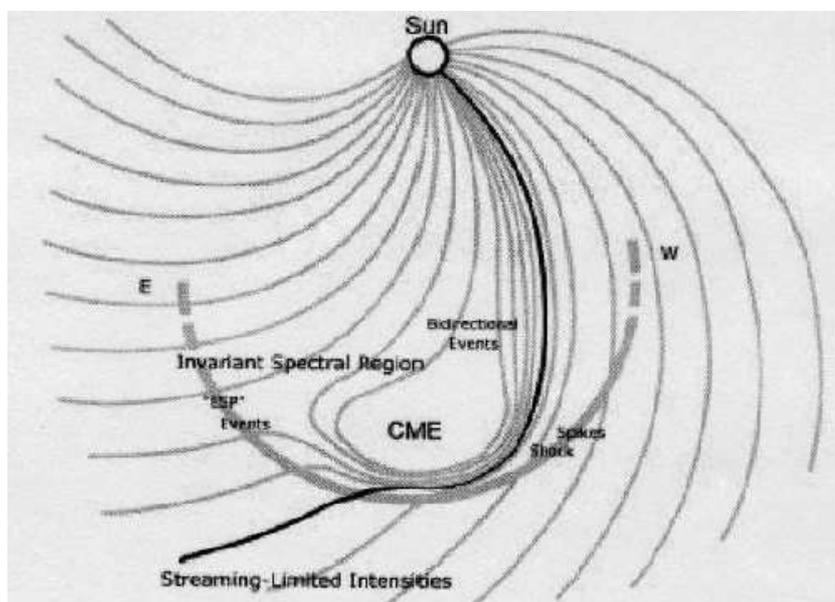


Figura 8.1: Propagação na ionosfera de ejetos(plasma e campo magnético) emitidos pelo Sol numa CME[40].

Sabe-se agora que eles são associados a passagem de uma perturbação (plasma e ondas de choque magnéticas interplanetária) pelas proximidades da Terra e na maioria dos casos elas são consideradas como manifestações interplanetárias de CMEs. A Fig.

8.1 mostra a propagação de uma destas perturbações. A redução drástica na intensidade na radiação cósmica galáctica é causada pelo efeito de blindagem, tal como é mostrado esquematicamente na Fig 8.2.



Figura 8.2: Ilustração do efeito de blindagem produzida pela chegada do ejetos solar e sua interação com a magnetosfera da Terra.

Efeitos do tipo Forbush têm sido observados nos experimentos em satélites [41], nos experimentos de chuviros atmosféricos extensos [42] e telescópio de múons [43]. Aqui apresentamos os eventos do tipo Forbush observados pelo telescópio Tupi no período de fevereiro a abril de 2005 quando foram realizadas 729 horas de observações, ou 60 seções de rastreamento de 12 horas cada uma.

Destacamos que a intensidade das depressões depende de vários fatores tais como do limiar de detecção das partículas no nível do solo, do corte no valor geomagnético do lugar onde o detector está instalado e de como os dados são apresentados, por exemplo as médias horárias da intensidade apresentam depressões mais profundas do que as médias diárias da intensidade. No experimento Tupi as médias da intensidade a cada 15 minutos têm sido utilizadas para a apresentação dos eventos Forbush.

Um aspecto importante observado na grande maioria (90%) dos eventos Forbush pelo telescópio Tupi é que seu início coincide com a chegada de partículas energéticas solares na faixa de keV e às vezes na faixa de MeV no satélite ACE [44], cuja missão é a de monitorar todos os aspectos do chamado vento solar.

Se todos os eventos Forbush fossem manifestações interplanetárias de CMEs seria esperada uma relação de 1 : 1 entre as CMEs e Forbush. Entretanto, se levarmos em conta só aquelas perturbações que estejam cruzando a vizinhança da Terra, deveria ser

esperada uma relação de 7 : 1 [45]. A frequência com que as CMEs são observadas (em épocas próximas do mínimo solar) é de $\sim 0,7$ por dia, ou seja, 3 por mês. Entretanto, um resultado preliminar da presente análise mostra uma frequência de Forbush maior do que 9. Isto sugere um segundo mecanismo para a origem de eventos do tipo Forbush, como por exemplo os denominados “co-rotating high speed streams” [46]. Este mecanismo sugere que quando uma camada de vento solar (plasma) alcança uma outra camada propagando-se com uma velocidade menor podem ser formadas nesta interação ondas de choque. É a propagação destas ondas de choque nas proximidades da Terra que dariam origem ao mini-Forbush.

8.2 Dados Experimentais

Nas Figs. 8.3, 8.4, 8.5, 8.6, 8.7 e 8.8 apresentamos 7 exemplos de eventos do tipo Forbush observados pelo telescópio Tupi e que são mostrados na parte inferior das figuras. Na parte superior das figuras é mostrado os perfis de tempo dos prótons na região de energia de keV, detectadas pelo satélite ACE. Esses resultados fazem parte de nossa publicação no Physical Review, D72 (2005) [47] e também foram apresentados na 29th International Cosmic Ray Conference Pune, India (2005) [48].

Além da coincidência do início dos eventos do tipo Forbush observados no experimento Tupi com a chegada de partículas solares energéticas registradas no satélite ACE “EPAM prótons” na faixa de energia de keV, apresentamos aqui, alguns comentários relevantes sobre os dados experimentais.

(a) Todos os eventos relatados nesta seção foram observados com um ângulo de pitch igual a 45^0 , isto é, apontando para as linhas do IMF. Nestas condições, só é possível obter medidas durante 12 horas a cada 24 horas, esta limitação impede conhecer com exatidão a duração das depressões. Entretanto, a Fig. 8.8 mostra seções de rastreamento em dois dias consecutivos, à esquerda mostrando o início da depressão e a direita o fim da depressão, mostrando que a duração da depressão não excede a 23 horas.

(b) Em alguns eventos (Fig. 8.6 e Fig. 8.8 da esquerda) é observado que imediatamente antes do início das depressões, há um pico na intensidade de múons conhecido como pré-Forbush. A origem deste pico é causada em parte pela aceleração de raios cósmicos na frente da perturbação magnética “efeito espelho”. Também existe a possibilidade de uma componente muito energética (prótons) propagando-se justamente na frente da perturbação.

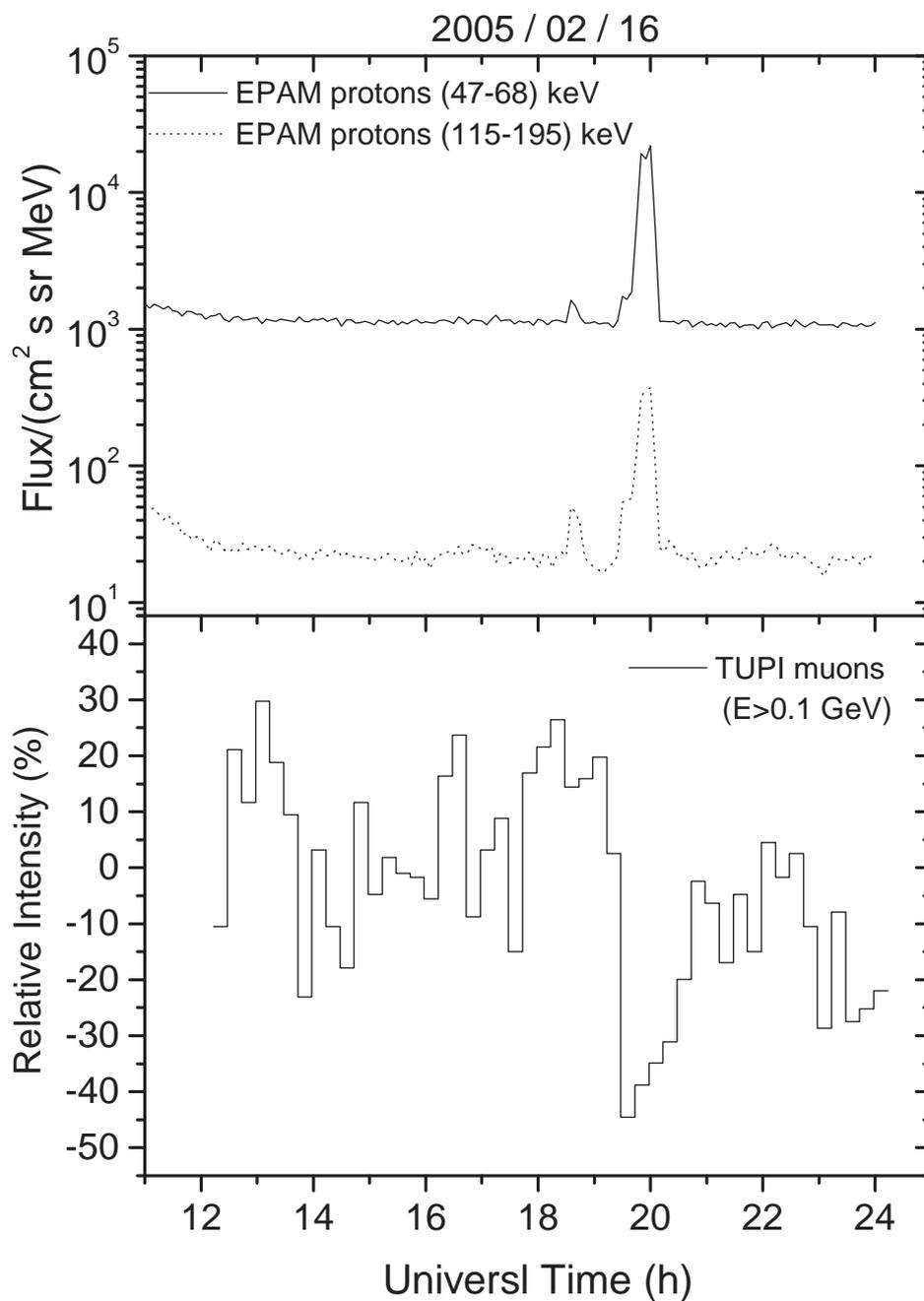


Figura 8.3: Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 16/02/2005.

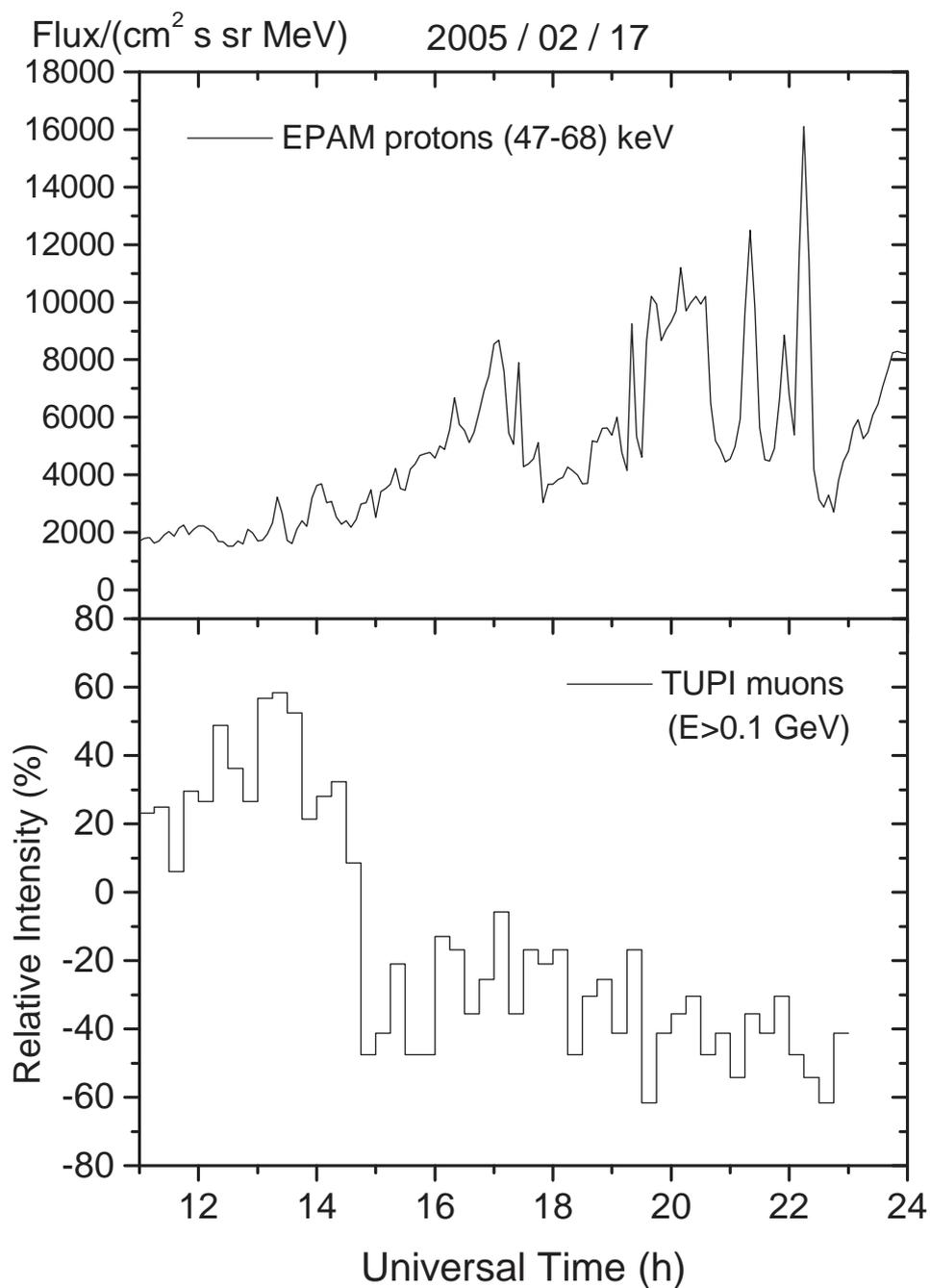


Figura 8.4: Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 17/02/2005.

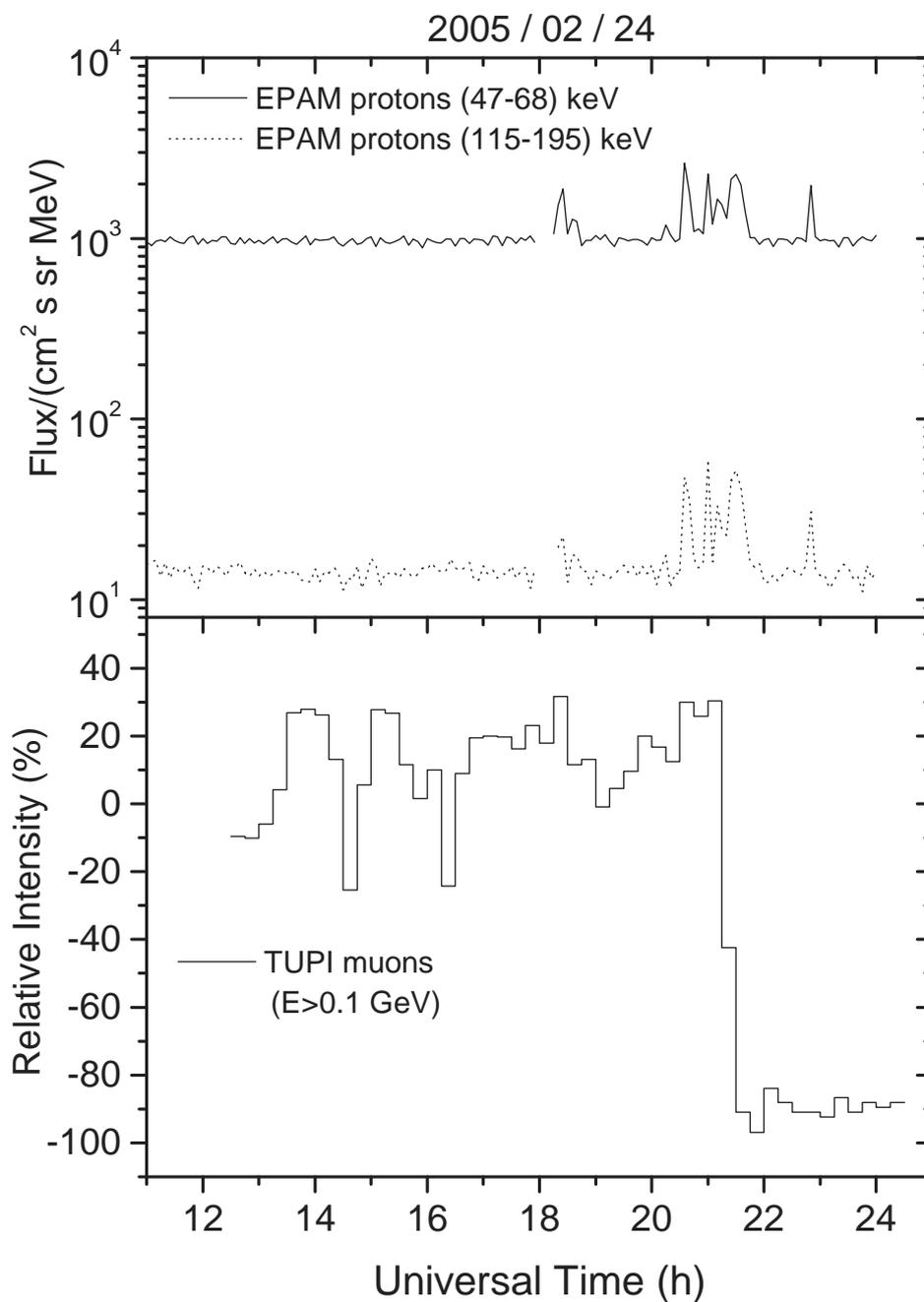


Figura 8.5: Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 24/02/2005.

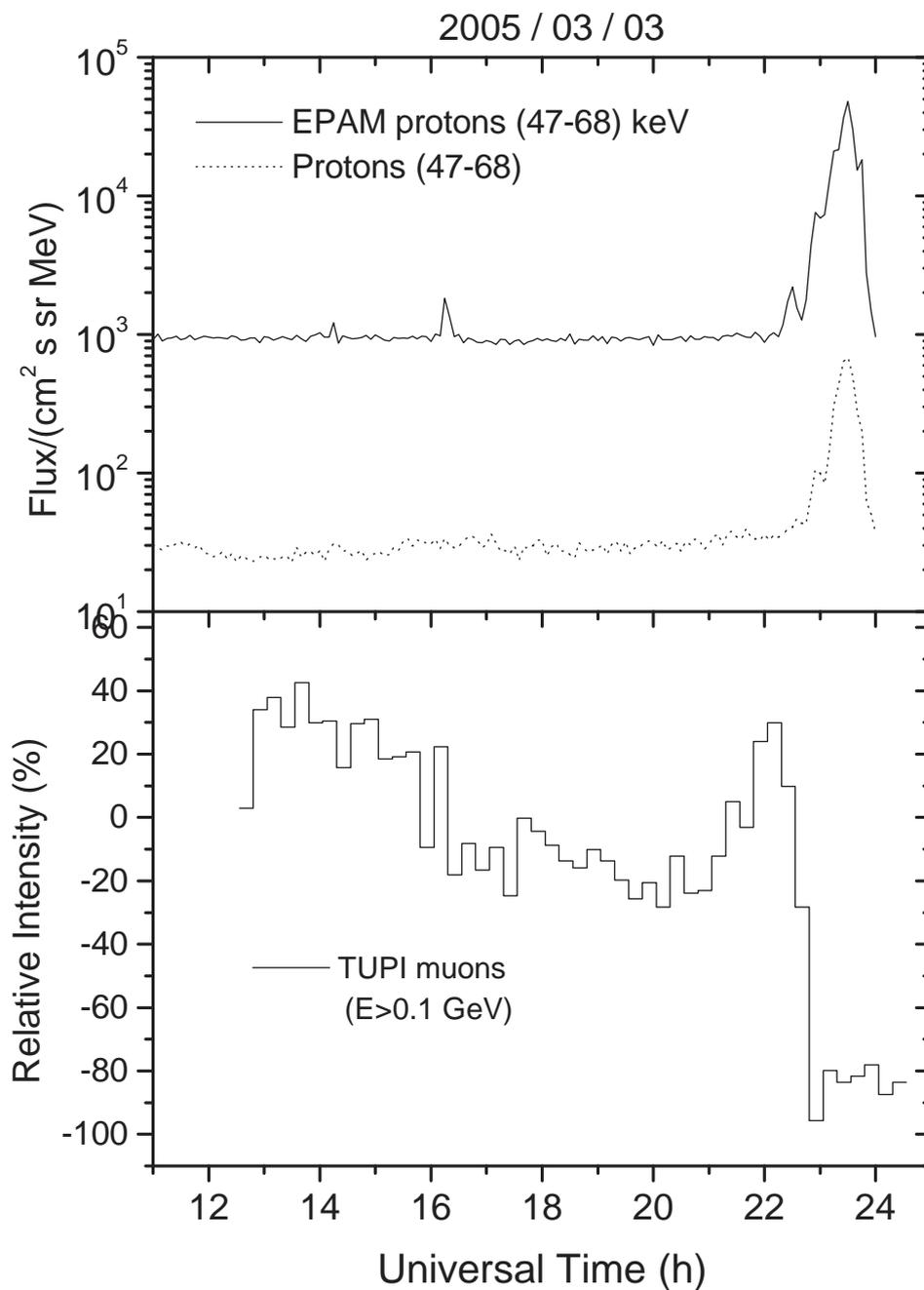


Figura 8.6: Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 03/03/2005.

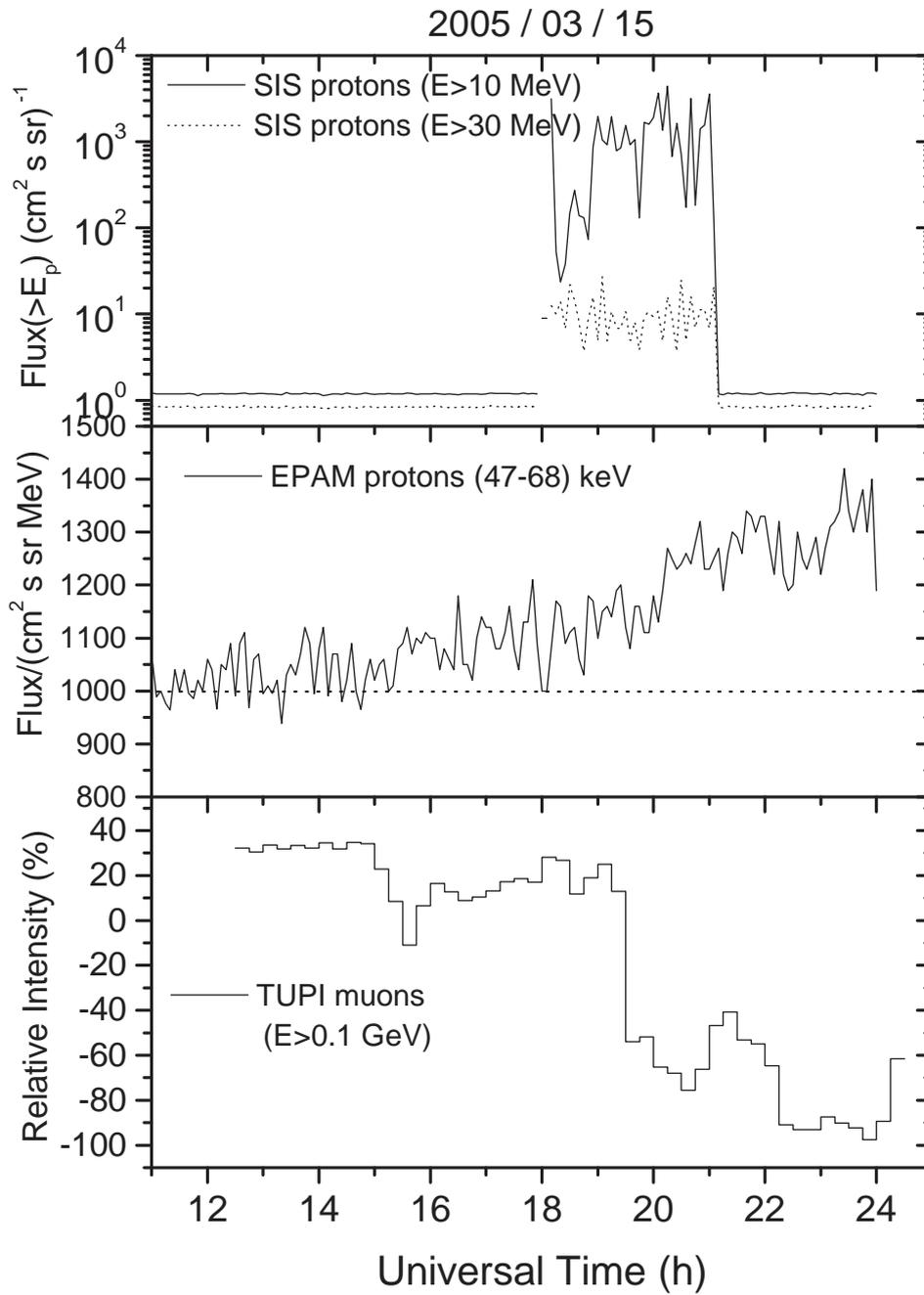


Figura 8.7: Perfis de tempo do fluxo de prótons observados pelos detectores SIS e EPAM, a bordos do satélite ACE, e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 15/03/2005.

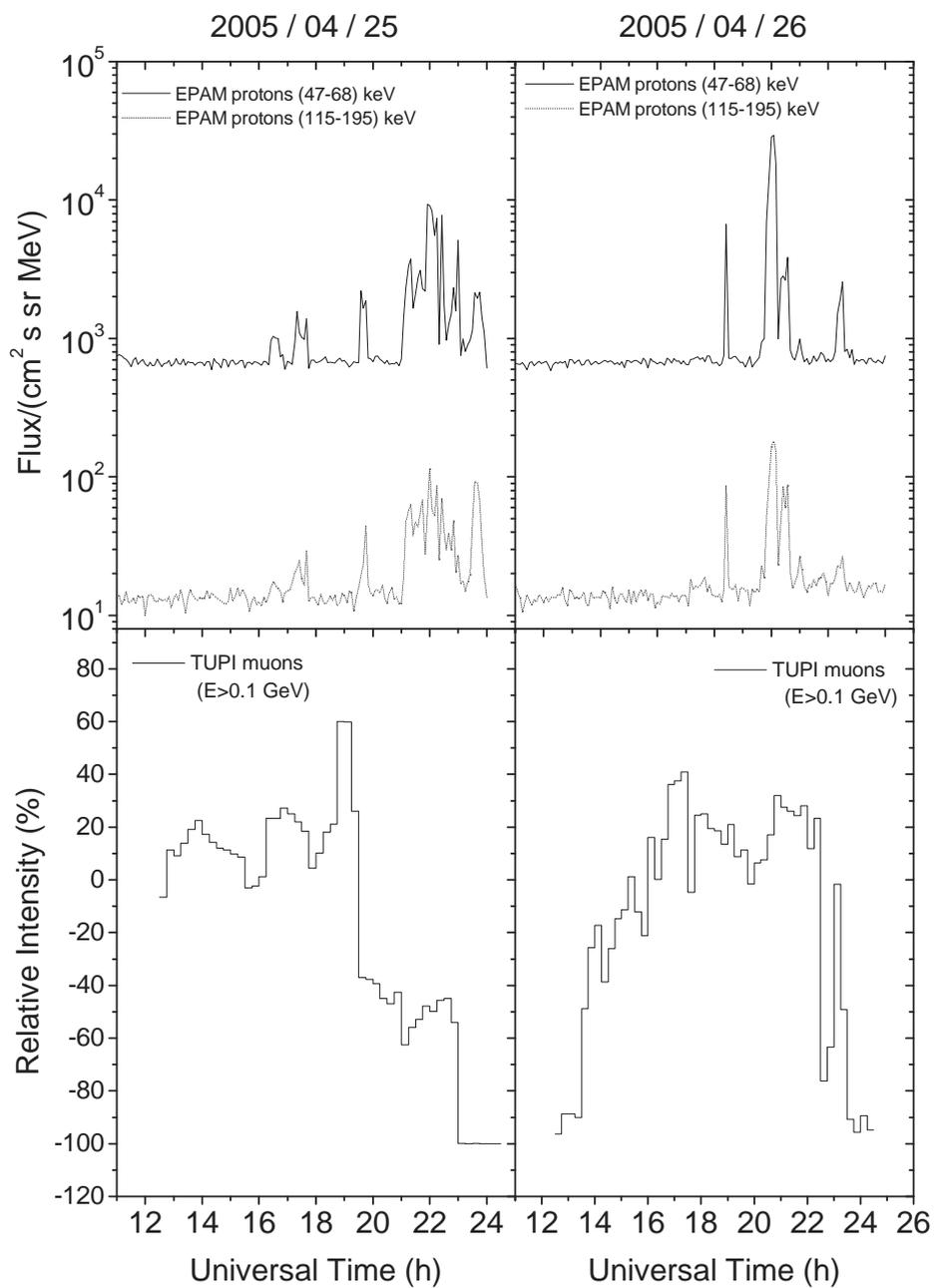


Figura 8.8: Perfis de tempo do fluxo de prótons observado pelo satélite ACE-EPAM e da intensidade relativa de múons observada pelo telescópio Tupi durante a seção de rastreamento de 25/04/2005 e 26/04/2005.

Capítulo 9

Conclusões

Foram apresentadas descrições e análise de excessos e déficit no fluxo de múons observados no nível do mar (GLEs) pelo telescópio Tupi em associação com eventos solares transientes. As principais conclusões são resumidas a seguir como:

(a) O telescópio Tupi detecta múons no nível do mar com energias maiores do que 0, 1 ou 0, 3 GeV. Esse limiar de detecção é estabelecido pelo fato de que unicamente múons com energias maiores do que estes valores conseguem penetrar as duas lajes e/ou paredes que circundam o telescópio.

(b) A eficiência do “trigger” do telescópio Tupi é da ordem de 79%, ou, em outras palavras, o telescópio trabalha com uma taxa de coincidências aleatórias da ordem de 21%. Mesmo nestas condições, o fluxo de múons (background) apresenta o efeito Leste-Oeste durante uma seção de rastreamento.

(c) Os excessos de múons, isto é, os GLEs detectados durante as seções de rastreamento aqui apresentadas, foram observados com um nível de confiança maior do que 3σ . Estes GLEs não podem ser atribuídos a modulações por fatores externos, tais como mudanças de pressão e temperatura, já que a escala temporal dos GLEs não é compatível (é muito menor) com a escala temporal destas modulações. Além do mais, não foram observadas mudanças bruscas na pressão atmosférica e nem na temperatura, em coincidência com os GLEs.

(d) A observação dos GLEs não está restrita a uma simples observação de excessos. No nosso caso, também é possível ver as suas estruturas em detalhe, por exemplo, picos duplos nos perfis de tempo. Uma grande porcentagem de GLEs (acima de 90%) admite uma associação com eventos solares transientes, dentro dos critérios estabelecidos no capítulo 4 e que foram obtidos com base nos dados dos experimentos em satélites e simulações do tipo Monte Carlo.

(e) Dois fatores fazem do telescópio Tupi sensível a uma variedade de eventos solares transientes, mesmo aqueles de pequena escala, por exemplo, “flares” do tipo C. O primeiro é o tempo de resposta da ordem de $10\mu s$, isto é, a taxa de contagem dos pulsos analógicos nos detectores é feita com uma frequência de até 100 kHz. Isto favorece a detecção de pulsos coerentes que atingem o detector quase simultaneamente. O segundo é o sistema de rastreamento do telescópio, pois é possível orientar o eixo do telescópio de forma tal que o ângulo de pitch seja constante, ou, em outras palavras, é possível colocar o telescópio na rota das partículas solares ou das produzidas por estas.

(f) Uma porcentagem (7%) dos GLEs no Tupi aparentemente não tem uma associação com “flares”/CMEs. Estes eventos são candidatos potenciais a uma associação com GRBs. Com base no programa FLUKA é mostrado que sob certas condições existe a possibilidade de detecção no solo pelo Tupi de GRBs com energia na faixa de GeV a TeV. Aliás, em detectores de GRB no espaço (satélites) uma expressiva porcentagem $\sim 30\%$ são na realidade “flares” solares. Isto mostra de certa forma que se um detector no solo for sensível a “flares” solares de pequena escala será sensível também, sob certas circunstâncias, a GRBs.

(g) Os resultados do experimento Tupi incluem dois “records” mundiais: Os GLEs associados a “flares” solares de menor intensidade (tipo C) [27] e o menor Forbush registrado no mundo em associação com a chegada de prótons com energia na faixa de KeV no satélite ACE (EPAM prótons) [48]. Após a publicação dos primeiros resultados do Tupi, uma grata surpresa foi a constatação da inclusão do telescópio Tupi no mapa onde os experimentos de raios cósmicos são indicados pelo grupo russo Izmiran da Universidade de Moscow [49] e que é mostrado na Fig. 9.1.

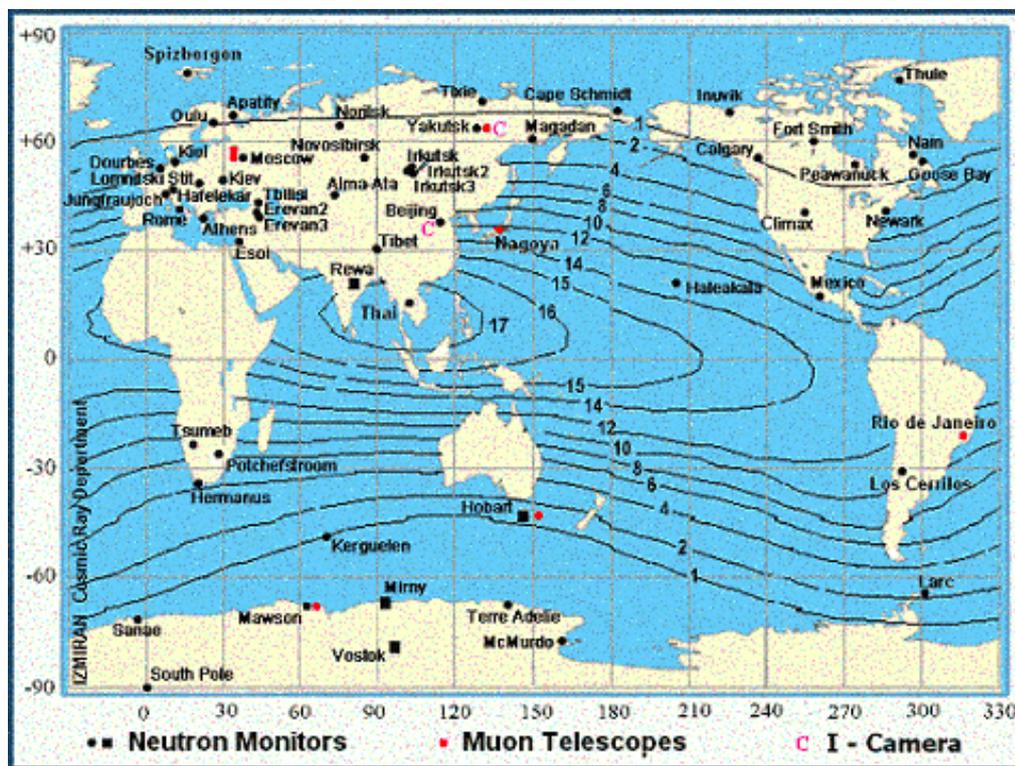


Figura 9.1: Localização dos experimentos de raios cósmicos[49].

Referências Bibliográficas

- [1] V. F. Hess, Phys. Zeits., 12, 998(1911).
- [2] V. F. Hess, Phys. Zeits., 13, 1084(1912).
- [3] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini e C. F. Powell, Nature, 160, 453(1949).
- [4] C. M. G. Lattes, Y. Fujimoto e S. Hasegawa, Phys. Rep., 65, 65(1980).
- [5] L. W. Jones, Nucl. Phys. B, 97, 89 (2001).
- [6] T. K Gaisser and T. Stavev, Phys. Lett. B, V592, 228 (2004).
- [7] C. R. A. Augusto, C. E. Navia e M. Robba, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A, 503, 554 (2003).
- [8] G. G. Eichholtz e J. W. Poston, Principles of Nuclear Radiation Detection, Ann Arbor Science Publishers Inc (1979).
- [9] J. D. Sullivan, Nucl. Instr. and Meth., 95, 5 (1971).
- [10] E. I. Esch et al., preprint astro-ph/0408486 v1.
- [11] A. Velarde, Tesis de Grado, UMSA, La Paz, (1979).
- [12] R. Boczko, Conceitos de Astronomia, São Paulo, Edgard Blücher, (1984).
- [13] Nagoya Multi-Directional Muon Telescope, <http://www.stelab.nagoya-u.ac.jp>
- [14] S. Hayakawa, Cosmic Ray Physics: Nuclear and Astrophysical Aspect(New York: Wiley (1969).
- [15] M. Tokiwa, et al., in 28th ICRC, Tsukuba, 2709 (2003).
- [16] <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/sfttheory/>
- [17] The Classification of X-ray Solar Flares,
<http://www.spaceweather.com/glossary/flareclasses.html>

- [18] D. F. Smart, *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis. C* 19, 765 (1996).
- [19] <http://science.nasa.gov/headlines/y2000/ast13sep1.htm>.
- [20] I. Aoki et al., preprint astro-ph/0401352 vl.
- [21] N. B. Crosby, N. J. Aschwanden and B. R. Dennis, *Solar Phys.* 143, 271 (1993).
- [22] M. S. Wheatland, *Solar Phys.* 214, 361 (2003).
- [23] A. Shanmugaraju, Y. J. Moon, M. Dryer and S. Umapathy, *Solar Phys.* 217, 3001 (2003).
- [24] D. Ruffolo and T. Khumlumlert, in 24th ICRC, Rome, 4, 277 (1995).
- [25] Y. Matsubara, School of Cosmic Ray and Astrophysics, La Paz (2004).
- [26] V. M. Dvoraikov and V. E. Sdobnov, in 24th ICRC, Rome, 4, 235 (1995).
- [27] C. R. A. Augusto, C. E. Navia and M. B. Robba, *Phys. Rev. D* 71, 103011 (2005).
- [28] NOAA Space Environment Center Website, <http://www.sec.noaa.gov>.
- [29] C. E. Navia, C. R. A. Augusto e M. B. Robba, in 29th ICRC, Pune, 00, 101 (2005).
- [30] Totani, *ApJ*, 11, 451 (1999).
- [31] Dermer, et al., *ApJ*, 537, 785 (2000).
- [32] Pilla et al., *ApJ*, 494, L167 (1998).
- [33] The Gamma Ray Bursts Coordinates Network, World Wide Web: <http://gcn.gsfc.nasa.gov>.
- [34] A. J. Smith, Proc. in 27th ICRC, (Hamburg), 2731(2001).
- [35] C. E. Navia, C. R. A. Augusto, M. B. Robba, M. Malheiro and H. Shigueoka, *ApJ*, 621, 1137 (2005).
- [36] Fassò, A. and Poirier, J., *Phys Rev. D* 63, 036002 (2001); preprint(astro-ph/0006196).
- [37] Poirier, J., Roesler, S. and Fassò, A., preprint(astro-ph/0103030).
- [38] Hurley. H., et al., *Nature*, 372, 652 (1994).
- [39] H. V. Cane, I. G. Richardson and T. T. von Roseninge, *J. Geophys. Res.*, 101, 21561 (1996).

- [40] D. V. Reames, Space Radiation, Japan, 3, 69 (2002).
- [41] H. V. Cane, I. G. Richardson and G. Wibberenz, J. Geophys. Res., 102(A4), 7075 (1997).
- [42] A. Mahrous et al., in 27th ICRC, Hamburg, 3477 (2001).
- [43] K. Fujimoto, I. Okada, T. Aoki, K. Mitsui, H. Kojima and Y. Ohasi, in 27th ICRC, Hamburg, 3525 (2001).
- [44] ACE Real-Time Solar Wind Data Website, World Wide Wide:
<http://www.sec.noaa.gov/ace/>
- [45] H. Cane, Space Science Review 93, 55 (2000).
- [46] N. Iucci et al., Nuovo Cimento 2C, 421 (1979).
- [47] C. E. Navia, C. R. A. Augusto, K. H. Tsui and M. B. Robba, Phys. Rev. D72, 103001 (2005).
- [48] C.E. Navia, C. R. A. Augusto e M. B. Robba, Aceito pela 29th ICRC, Pune, Agosto (2005).
- [49] Worldwide Network of Cosmic Ray Stations: <http://cgm.iszf.irk.ru/irkt/info.htm>
- [50] H. Bichsel e S. R. Klein, Phys. Lett. 592, 242 (2004).

Apêndice A

Energia perdida continuamente por um lépton carregado

A taxa média da energia perdida pelo muon[50], em sua propagação através de um material, é dada por

$$- \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = \alpha(E) + \beta(E) \times E, \quad (\text{A.1})$$

onde X é a espessura do material em unidades de g/cm^2 . O primeiro termo leva em consideração a energia perdida por ionização ($\alpha(E) \sim 2,0 \text{ MeV}cm^2/g$) e o segundo termo ($\beta(E) \sim 6,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/g$) representa a energia perdida devido ao processo radiativo, e este processo é dominante somente na região de energia acima da energia crítica (várias centenas de GeV), enquanto que, para energias de sub-GeV até GeV, a ionização torna-se o processo dominante na perda de energia dos muons. Sob essas suposições a equação (A.1) pode ser escrita como

$$-\Delta E \approx 2,0 \times \Delta X \text{ MeV}cm^2/g. \quad (\text{A.2})$$

O telescópio TUPI está no interior de uma sala e abaixo de duas lajes de concreto como mostrado na Fig. 2.2. A espessura das lajes tem uma dependência com o ângulo zenital, com o valor médio de $\Delta X \sim 150 \text{ g}/cm^2$. Conseqüentemente, as lajes aumentam o limiar de energia para detecção de muon, porque o telescópio detectará muons com energia maior do que 0,1 a 0,3 GeV que é exigida para penetrar as duas lajes. No caso dos elétrons, a energia perdida por bremsstrahlung torna-se dominante acima de algumas dezenas de MeV e é quase independente da energia. Para elétrons com 100 a

1000 MeV, a energia perdida pode ser expressa aproximadamente como

$$-\frac{\Delta E}{\Delta X} \sim 0,15(g/cm^2)^{-1} \times E(MeV). \quad (A.3)$$

Com o decréscimo rápido e contínuo da energia dos elétrons via bremsstrahlung, e para energias abaixo do valor crítico($\sim 20MeV$), o processo de ionização torna-se mais dominante e eles são absorvidos pelas lajes cuja espessura é aproximadamente $150 g/cm^2$. Isto significa que as duas lajes são opacas aos elétrons.

Apêndice B

Resultados do FLUKA

O objetivo deste apêndice é justificar os resultados obtidos no Capítulo 7 sobre GRB, os quais são baseados no FLUKA. O programa FLUKA utiliza o método Monte Carlo para calcular os efeitos da produção hadrônica pela incidência na atmosfera de raios cósmicos primários. Aqui foi calculada a produção e propagação de múons na atmosfera a partir de um fóton primário, com incidência vertical na atmosfera e a 80 km acima do nível do mar. Os cálculos foram realizados em 10 anéis concêntricos com raio variando de 10 m a 10 km. A Fig. B1 mostra os espectros de energia dos múons a 222 m acima do nível do mar produzidos por um fóton primário com energia de 1 GeV até 10^4 GeV.

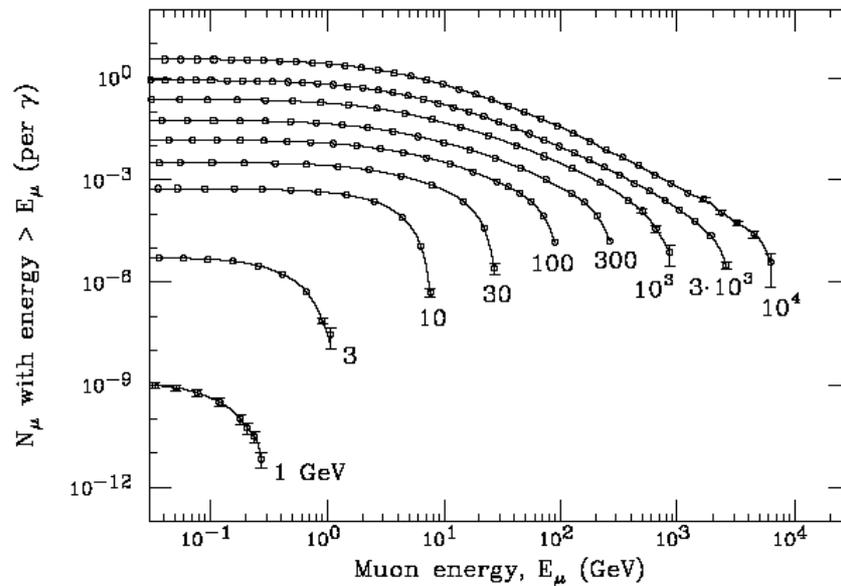


Figura B.1: Espectro integral de múons com energia maior do que E_μ a distância < 10 km do centro do chuviro. Em cada curva está indicada a energia do fóton primário[36].

Na Fig. B2 são mostradas as distribuições radiais de múons nos seus vértices de produção e no nível do mar. A quantidade dN/dA representa o número de múons por unidade de área e por fóton primário. A distância ao eixo do chuva é designada por R .

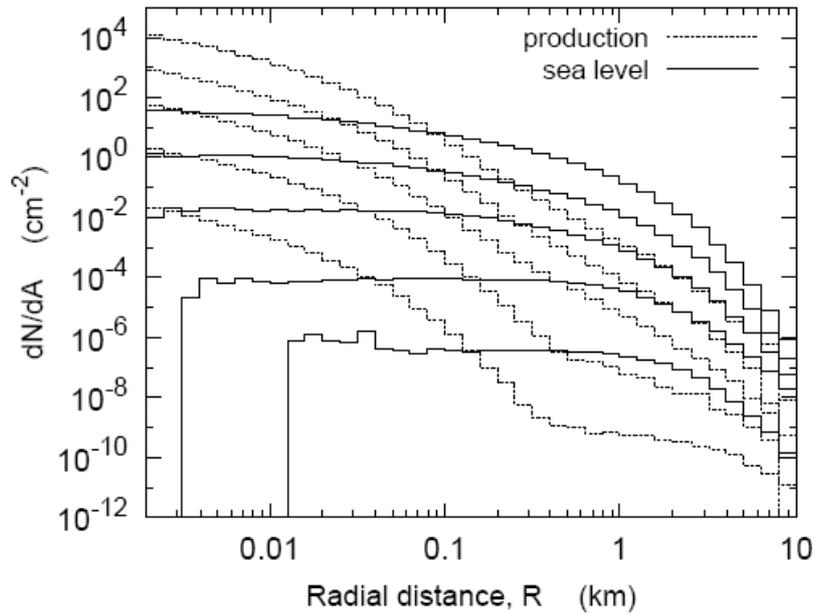


Figura B.2: Distribuição radial da produção vertical de múons (pontilhada) e de múons no nível do mar (sólida). Os resultados são para um fóton primário com energia de 3, 10, 100, 10^3 e 10^4 GeV respectivamente da curva inferior para a superior[37].