



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Josafary Pereira da Silva Campêlo

**Detecção de múons atmosféricos a 556 m.s.n.m. usando
um detector Cherenkov de água (Caju)**

Campina Grande, Paraíba, Brasil
Fevereiro de 2020

JOSAFARY PEREIRA DA SILVA CAMPÊLO¹

**DETECÇÃO DE MÚONS ATMOSFÉRICOS A 556 m.s.n.m. USANDO UM
DETECTOR CHERENKOV DE ÁGUA (CAJU)**

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Diego Cogollo e do Prof. Dr. Mauricio Suárez, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte
Coorientador: Prof. Dr. Mauricio Suárez Durán

Campina Grande, Paraíba, Brasil
Fevereiro de 2020

¹Este trabalho contou com o subsídio financeiro da CAPES

C193d Campêlo, Josafary Pereira da Silva.
Detecção de múons atmosféricos a 556 m.s.n.m. usando um detector Cherenkov de água (Caju) / Josafary Pereira da Silva Campêlo. – Campina Grande, 2020.
55 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2020.
"Orientação: Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte, Prof. Dr. Mauricio Suárez Durán".
Referências.

1. Astropartículas. 2. Raios Cósmicos. 3. Cascatas Atmosféricas Extensas. 4. Detector Cherenkov de Água.. I. Aponte, Diego Alejandro Cogollo. II. Durán, Mauricio Suárez. III. Título.

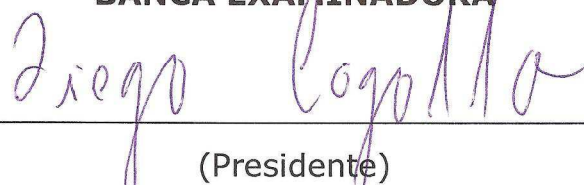
CDU 524.1:539.12(043)

JOSAFARY PEREIRA DA SILVA CAMPÊLO

**DETECÇÃO DE MÚONS ATMOSFÉRICOS A 556 m.s.n.m. USANDO UM
DETECTOR CHERENKOV DE ÁGUA (CAJU)**

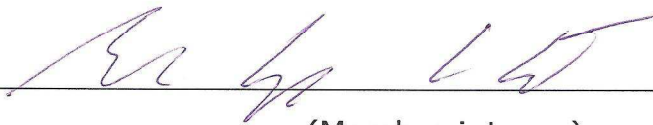
Dissertação aprovada em 19/02/2020

BANCA EXAMINADORA



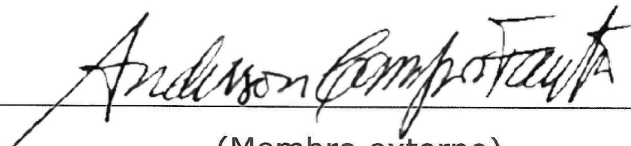
(Presidente)

Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro interno)

Prof. Dr. Marcelo Vargas dos Santos
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro externo)

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth
Instituto de Física Gleb Wataghin- UNICAMP

Estes anos de estudo, esforço e dedicação,
estão inteiramente dedicados ao que tenho de
mais valioso na vida...
MINHA FAMÍLIA.

Agradecimentos

Aos meus pais, em especial à minha mãe, que me apoiaram incondicionalmente e foram meus alicerces nesses anos de estudo.

Ao Prof. Diego Cogollo, pela orientação e motivação durante esses dois anos de trabalho, por me inserir na Colaboração LAGO e me apresentar a grandes pesquisadores da área.

Ao Prof. Mauricio Suárez, que foi fundamental para o desenvolvimento e conclusão deste trabalho, também pela orientação e paciência, mesmo à distância.

Ao Prof. João Rafael, que à frente da coordenação da pós-graduação foi de fundamental ajuda sempre que precisei.

Aos meus grandes amigos colombianos Yohan Mauricio e Emilse Cabrera, por me ensinarem o idioma espanhol e me ajudarem pacientemente nas disciplinas.

À Geisa Gama, por ter sido uma das melhores amigas que a vida me trouxe nesse último ano, por ser uma inspiração pessoal e profissional, por me ajudar nas contas deste trabalho e por ser a melhor companheira de compras.

À Renata Lacerda e Carmen Laura, grandes amigas que sempre ouviam meus lamentos e alegrias, sempre me incentivando e me impulsionando pra cima, cada uma do seu jeito.

À Rhimon Souza, Ícaro Samir e Vinícius Fernando por serem estes grandes amigos desde a graduação, pelos conselhos, conversas de roda em frente ao CEGEN e pela amizade que permanece até hoje.

À todos os amigos e professores que estiveram presentes nesta caminhada e que contribuíram direta ou indiretamente para o meu crescimento.

Muito obrigado...

J. Campêlo

Resumo

O detector *Cherenkov* Caju, localizado na Unidade Acadêmica de Física (UAF) da Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), faz parte de um conjunto de detectores Cherenkov de água (WCD, do inglês *Water Cherenkov Detector*) da colaboração LAGO (*Latin American Giant Observatory*), sendo esta uma rede colaborativa não-centralizada composta por 10 países latino americanos e Espanha, que tem como principal objetivo a pesquisa em três áreas da Astrofísica de Partículas: universo extremo, fenômenos meteorológicos espaciais e radiação atmosférica ao nível do solo. Tais detectores medem a passagem de partículas ultra-relativísticas carregadas na superfície terrestre através da emissão de radiação Cherenkov, partículas estas produzidas a partir de colisões de Raios Cósmicos primários (CR, do inglês *Cosmic Rays*) com núcleos atmosféricos, formando assim as chamadas cascatas atmosféricas extensas (EAS, do inglês *Extensive Air Shower*).

Funcional desde fevereiro de 2018, o detector Caju têm por principal objetivo o estudo de eventos solares e como esses afetam o fluxo de partículas que chegam à Terra. É composto por um tanque de água com um volume efetivo de aproximadamente $3,88m^3$ e uma fotomultiplicadora (PMT, do inglês *Photomultiplier Tube*) Hamamatsu R5912 acoplada à uma placa digitalizadora, efetuando medidas de sinais quase ininterruptamente, sinais estes provenientes da passagem de elétrons/pósitrons, múons gerados durante a evolução da cascata e também elétrons/pósitrons gerados a partir do decaimento de múons dentro do tanque. Sendo possível, com esses dados, calcular o fluxo de partículas secundárias ao nível do solo (cerca de 556 m de altitude, para Campina Grande-PB).

Apresentamos neste trabalho, a estrutura física completa do tanque e suas componentes, o procedimento de purificação da água e de calibração do detector através da identificação da Região Estável de Trabalho e da caracterização por VEM. Caracterizou-se também a curva do tempo de vida média do múon e por fim, apresentamos os resultados iniciais originados do processamento de dados coletados no segundo trimestre de 2019 junto com correções realizadas através da pressão atmosférica local.

Palavras chave: Raios cósmicos, Cascatas atmosféricas extensas, Detector Cherenkov de água.

Abstract

The Caju Cherenkov detector, located at the Academic Physics Unit (UAF, from the portuguese *Unidade Acadêmica de Física*) of the Federal University of Campina Grande (UFCG, from the portuguese *Universidade Federal de Campina Grande*), it is part of a set of water Cherenkov detectors (WCD) of the LAGO collaboration (Latin American Giant Observatory), this being a non-centralized collaborative network composed of 10 Latin American countries and Spain, which has as main objective the research in three areas of Particle Astrophysics: extreme universe, space weather phenomena and atmospheric radiation at the ground level. Such detectors measure the passage of charged ultra-relativistic particles on the Earth's surface through the emission of Cherenkov radiation, particles produced from collisions of primary Cosmic Rays (CR) with atmospheric nuclei, thus forming the so-called extensive air showers. Functional since February 2018, the Caju detector's main objective is the study of solar events and how they affect the flow of particles that reach Earth. It consists of a water tank with an effective volume of approximately $3.88m^3$ and a Hamamatsu R5912 photomultiplier coupled to a digitizer plate, making signal measurements almost continuously, signals coming from the passage of electrons / positrons, muons generated during the evolution of the cascade and also electrons / positrons generated from the decay of muons inside the tank. With this data, it is possible to calculate the flow of secondary particles at ground level (about 556 m altitude, for Campina Grande-PB).

In this work, we present the complete physical structure of the tank and its components, the water purification procedure and the calibration of the detector through the identification of the Stable Working Region and the characterization by VEM. The muon average lifetime curve was also characterized and, finally, we present the initial results originated from the processing of data collected in the second quarter of 2019 along with corrections carried out through the local atmospheric pressure.

Keywords: Cosmic rays, Extensive air shower, Water Cherenkov detector.

Lista de Figuras

2.1	Espectro de energias para diversos elementos que compõem os CR	22
2.2	Distribuição da densidade de energia em raios cósmicos.	23
2.3	Ilustração para o modelo de aceleração de Fermi de segunda e de primeira ordem.	24
2.4	Imagem composta da remanescente de supernova SN 1006 e formação da frente de choque.	27
2.5	Esquema simplificado da evolução de uma EAS.	28
2.6	Visão esquemática de uma cascata eletromagnética e hadrônica.	29
2.7	Polarização de um material dielétrico pela passagem de uma partícula carregada a baixa velocidade e a alta velocidade.	32
2.8	Formação de ondas planas a partir do princípio de Huygens.	33
2.9	Índice de refração da água líquida como função da frequência angular.	34
3.1	Detector Caju revestido com isolante fotônico e estrutura interna em PVC revestido com tyvek.	36
3.2	Curva de absorbância da água utilizada no detector Caju.	37
3.3	PMT Hamamatsu R5912 e esquema ilustrado do funcionamento interno.	38
3.4	Sistema eletrônico de aquisição de dados do TD Caju composta pela placa digitalizadora (placa superior) e a FPGA Nexys2 (placa inferior).	39
3.5	Pulso característico registrado pela eletrônica.	40
4.1	Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um fóton com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$	44
4.2	Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um próton com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$	45
4.3	Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um núcleo de Ferro com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$	46
4.4	Gráfico para identificação da região estável de trabalho.	47
4.5	Histograma de carga.	48
4.6	Gráfico característico da vida média do múon.	49
4.7	Gráfico de anticorrelação entre pressão atmosférica e fluxo de múons.	50
4.8	Cálculo do coeficiente barométrico	51

Lista de Tabelas

- 3.1 Canais ativos durante o pulso registrado. 39
- 3.2 Descrição dos metadados ao fim de cada segundo. 41

Conteúdo

Referências	1
1 Introdução	19
2 Revisão Teórica	21
2.1 Raios Cósmicos	21
2.1.1 Espectro de energias	21
2.1.2 Densidade de energia dos raios cósmicos	22
2.2 Aceleração de partículas	23
2.2.1 Mecanismo de Fermi	23
2.3 Cascatas Atmosféricas Extensas	27
2.3.1 Cascatas eletromagnéticas	28
2.3.2 Cascatas Hadrônicas	30
2.3.3 Número de múons e elétrons e profundidade atmosférica	31
2.4 Radiação Cherenkov	32
3 Detector Caju	35
3.1 O tanque	35
3.2 A água	35
3.3 A fotomultiplicadora	36
3.4 Eletrônica e estrutura de dados	37
3.4.1 Bloco de versão	38
3.4.2 Bloco de cabeçalho	38
3.4.3 Sub-bloco de tempo	39
3.4.4 Sub-bloco de pulsos	39
3.4.5 Sub-bloco de metadados	41
4 Resultados	43
4.1 Simulações para o Detector Caju	43
4.2 Calibração	46
4.2.1 Região estável de trabalho para a PMT	46
4.2.2 Equivalente múon vertical	47
4.2.3 Decaimento do múon	48
4.3 Correções devido à fatores atmosféricos	49
5 Conclusões	53
Bibliografia	55

Capítulo 1

Introdução

Em 1911, o físico italiano Domenico Pacini (1878-1934), procurando identificar a origem da radiação que produzia íons responsáveis pela condutividade residual do ar no interior de um eletroscópio, observou que o instrumento descarregava mais lentamente ao nível do solo do que em elevadas altitudes¹ [1]. Em 1912, o físico austríaco Victor Franz Hess (1883-1964), a bordo de um balão à 5.350m de altitude, mediu através de um eletroscópio associado a um detector de ionização, um aumento dos efeitos ionizantes. Com isso ficou evidente que a radiação não tinha origem nem na Terra nem na atmosfera, só poderia estar penetrando a atmosfera a partir do espaço [2]. Inicialmente chamada de "radiação ultrapenetrante", assim foi descoberta a *radiação cósmica*, que cerca de uma década depois seria denominada desta forma pelo físico norte-americano Robert Millikan (1868-1953).

Desde sua primeira detecção, os Raios Cósmicos vêm sendo objeto de estudo de diversos físicos, abrindo uma nova área de investigação. Muitas perguntas foram respondidas e diversas outras permanecem um mistério como, quais mecanismos são capazes de acelerar tais partículas a energias da ordem de $10^{20}eV$. A Organização Européia para Pesquisa Nuclear (CERN, do francês *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*²), responsável pelo maior laboratório de física de partículas do mundo e que possui base na região noroeste de Genebra, Suíça, opera o Grande Colisor de Hádrons (LHC, do inglês *Large Hadron Collider*), o maior acelerador de partículas do planeta, a uma energia de centro de massa máxima da ordem de $10^{12}eV$.

Grandes descobertas nos estudos de astropartículas marcaram a década de 1930, entre elas a descoberta do múon e do pósitron em meio aos raios cósmicos, por Seth Neddermeyer (1907-1988) e Carl Anderson (1905-1991). A primeira partícula sendo hoje categorizada como um lépton e "irmão mais gordo" do elétron e a segunda comprovando a predição do físico britânico Paul Dirac (1902-1984) para antipartículas. Também tivemos a descoberta das chamadas Cascatas Atmosféricas Extensas, pelo físico francês Pierre V. Auger (1899-1993), esta se tratando do resultado da interação dos raios cósmicos primários com a atmosfera terrestre, gerando uma série de novas partículas, denominadas secundários e que podem ser detectadas ao nível do solo. Na década de 1940, o físico brasileiro César M. G. Lattes (1924-2005), utilizando chapas de emulsão nuclear, descobriu o méson pi (píon) em meio aos CR no alto do Pico Chacaltaya, Bolívia. A descoberta desta nova partícula desvendou o mistério da estabilidade do núcleo atômico (por que os prótons, que possuem carga positiva, não se repeliam, colapsando o núcleo). De fato, o campo científico conhecido hoje como Astrofísica de Partículas, reúne colaborações interdisciplinares de diversas outras áreas e nesse contexto, surge em 1991 o Observatório Pierre Auger, localizado na cidade de Malargüe, Argentina, hoje consistindo de um sistema híbrido de detectores: um conjunto de 1660 WCD e 27 telescópios de fluorescência cobrindo uma área

¹Lago de Bracciano, localizado ao norte da província de Roma, Itália. Está a cerca de 164m sobre o nível do mar

²Nome de origem, hoje denominada *Organisation Européen pour la Recherche Nucléaire*

de cerca de 3000km^2 . A partir das experiências do Observatório Pierre Auger, surge em 2006 o *Latin American Giant Observatory* (LAGO) com o objetivo de detectar componentes de alta energia de Explosões de Raios Gama (GRB, do inglês *Gamma Ray Bursts*) usando detectores Cherenkov de água. Atualmente, o projeto LAGO trata-se de um observatório de astropartículas de escala global, operada pela Colaboração LAGO, uma rede colaborativa não centralizada que envolve a participação de 30 instituições em dez países na América Latina (Argentina, Bolívia, Brasil, Chile, Colômbia, Equador, Guatemala, México, Peru e Venezuela) junto com a recente incorporação de instituições da Espanha [3].

Três principais objetivos orientam as pesquisas da Colaboração LAGO: "estudar eventos gama de alta energia em sítios localizados a elevadas altitudes, entender fenômenos de clima espacial através do monitoramento em escala continental e decifrar o impacto (direto e indireto) da radiação cósmica nos fenômenos atmosféricos" [3]. Para isso, a rede colaborativa conta com arranjos simples ou pequenos de detectores de astropartículas em cada sítio, os já citados detectores Cherenkov de água, que consistem em tanques plásticos com capacidade entre 1m^3 a 40m^3 de água, que passa por um criterioso processo de purificação. No topo do tanque localizam-se de uma a quatro fotomultiplicadoras, que coletam a radiação Cherenkov produzida pela passagem de partículas carregadas ultra-relativísticas através do seu volume interno. Comumente, nos detectores da colaboração LAGO usam-se três tipos de fotomultiplicadoras: Hamamatsu R5912, Photonis XP1805 e Electron Tubes 9353KB.

Considerando os CR de baixa energia³ que chegam à Terra, temos o Sol como principal fonte e modulador, ejetando partículas com composição similar à sua própria, com energias entre $\sim 10^7$ a 10^{10}eV através de explosões solares e ejeção de massa coronal (CME, do inglês *Coronal Mass Ejection*). Tal estudo foi realizado primeiramente pelo físico norte americano Scott E. Forbush (1904-1984) através de observações ao nível do solo.

O Brasil passa a integrar a colaboração LAGO em 2014, através dos esforços do Prof Dr Diego Cogollo, realizando inicialmente trabalhos com simulações de cascatas atmosféricas extensas e finalmente em 2018 foi instalado um tanque detector na Unidade Acadêmica de Física da Universidade Federal de Campina Grande (UAF/UFCG), com o objetivo de obter dados provenientes de múons atmosféricos e realizar análises a respeito da física solar. Tais estudos têm sua importância centrada não só no fato de nos trazer uma maior compreensão das fontes de CR e fenômenos astrofísicos de alta energia (interações de estrelas de neutrons, explosões de supernovas, etc...), mas também por nos dar mais informações sobre interações e decaimento de partículas elementares. O presente trabalho traz os conceitos físicos fundamentais nos quais se apoiam o funcionamento de um detector Cherenkov de água (capítulo 2), apresenta também toda a descrição física do detector Caju (capítulo 3), sua calibração e principais resultados obtidos em 2019 (capítulos 4).

³No contexto de astropartículas, são partículas com energia abaixo de $\sim 10^{14}\text{eV}$

Capítulo 2

Revisão Teórica

2.1 Raios Cósmicos

A radiação cósmica primária consiste predominantemente de prótons (90%), partículas alfa (9%) e núcleos pesados (1%), influenciados por campos magnéticos intergalácticos, interplanetários, magnetosféricos e geomagnéticos. Em meio à radiação, encontram-se também elétrons e pósitrons, que acredita-se serem originados da colisão entre núcleons de alta energia e gás interestelar produzindo píons carregados, estes decaem em múons que por fim, decaem em elétrons/pósitrons. A maior parcela dessas partículas são relativísticas e uma pequena parcela possui energias ultrarelativísticas (chegando até $10^{20}eV$).

Os raios cósmicos são originados em geral, em diversos eventos astrofísicos como, por exemplo, explosões de supernovas que são, em tese, eventos cataclísmicos durante os estágios finais de algumas estrelas, onde são expulsos para o espaço cerca de 90% da sua matéria. Sabe-se que, quase todos vêm de fora do sistema solar porém, dentro de nossa galáxia. Ao entrar na heliosfera, os raios cósmicos galácticos (GCR, do inglês *Galactic Cosmic Rays*) atravessam um plasma magnetizado e devido a isso seu espectro de energias nas proximidades da Terra é significativamente diferente do espectro interestelar local (LIS, do inglês *Local Interstellar Spectrum*) que é o espectro além dos limites da heliosfera [4]. Com isso surgem modificações dependentes do tempo no espectro de energias e na intensidade do fluxo de GCR [5], tal fenômeno é conhecido como *modulação solar* e relacionado a esta atividade temos o ciclo solar de 11 anos, a mais importante e dominante escala de tempo em CR [6]. Tal ciclo de atividades está associado à geração de fortes campos magnéticos no interior do Sol e manifesta-se através de manchas negras em sua superfície, conhecidas como *manchas solares*. Este fenômeno pode causar tanto aumento (mínimo solar) como diminuição (máximo solar) do fluxo de primários que atinge a atmosfera da Terra.

Muito se conhece a respeito das propriedades da radiação primária nas proximidades da Terra, em especial a componente de baixa energia que, devido a absorção na atmosfera, só pode ser estudada por balões atmosféricos ou por detectores a bordo de satélites. Porém, a medida que a energia aumenta, a intensidade da radiação diminui rapidamente, dificultando as medições. Logo, relativamente pouco se conhece sobre as propriedades e a natureza dos chamados raios cósmicos de Alta e Ultra Alta Energia (HE e UHE, do inglês High Energy e Ultra High Energy, respectivamente), cujo espectro vai de $10^{14}eV$ extendendo-se até (e possivelmente além) $10^{20}eV$.

2.1.1 Espectro de energias

Definimos espectro diferencial de CR como o fluxo de partículas como função da energia. Na figura 2.1 é mostrado o espectro para vários elementos que compõem a radiação cósmica primária. São descritos por uma simples lei de potência da forma

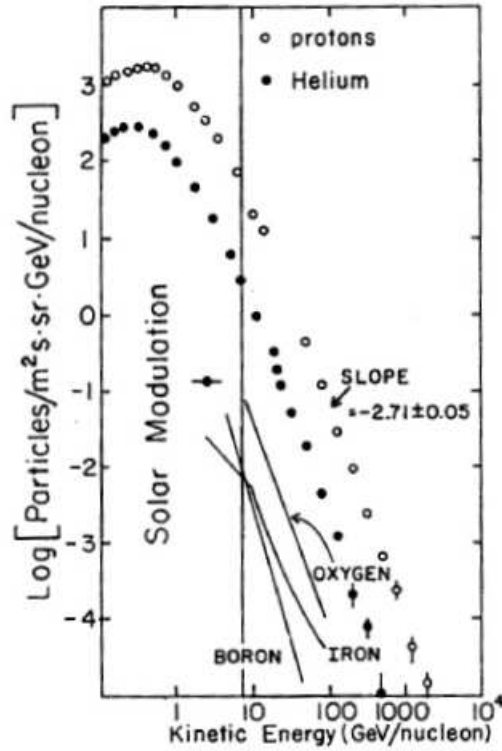


Figura 2.1: Espectro de energias para diversos elementos que compõem os CR. Compilados da revisão feita por Ormes e Freier (1978). Para energias a esquerda da linha vertical (próximo a 10 GeV/nucleon) varia significativamente durante o ciclo solar. Fonte: [7]

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (2.1)$$

em que $\gamma \approx 2,7$ a $10^2 GeV$.

Para valores acima dos descritos na figura, temos $\gamma \approx 1,7$ a $10^6 GeV$ e $\gamma \approx 2,0$ acima de $10^8 GeV$.

2.1.2 Densidade de energia dos raios cósmicos

Podemos relacionar o espectro de energia e a densidade de energia a partir da relação entre o fluxo e a densidade de CR, ρ_{cr} :

$$Fluxo = \frac{dN}{dE} = \frac{\rho_{cr}\beta c}{4\pi} \Rightarrow \rho_{cr} = \frac{4\pi}{\beta c} \frac{dN}{dE} \quad (2.2)$$

onde $\beta = \frac{v}{c}$ é a relação usual relativística.

Logo, a densidade de energia é dada por:

$$\rho_e = 4\pi \int E \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c} = \int \frac{4\pi E^2}{\beta c} \frac{dN}{dE} d\ln E = \int \rho_{cr} E^2 d\ln E \quad (2.3)$$

$$d\rho_e = \rho_{cr} E^2 d\ln E \Rightarrow \frac{d\rho_e}{d\ln E} = \rho_{cr} E^2 \quad (2.4)$$

A distribuição gerada pela equação 2.4 é mostrada na figura 2.2 para o espectro do próton nos períodos de mínimo (como ocorrido em 1977) e máximo solar (como ocorrido em 1982) comparados com o LIS.

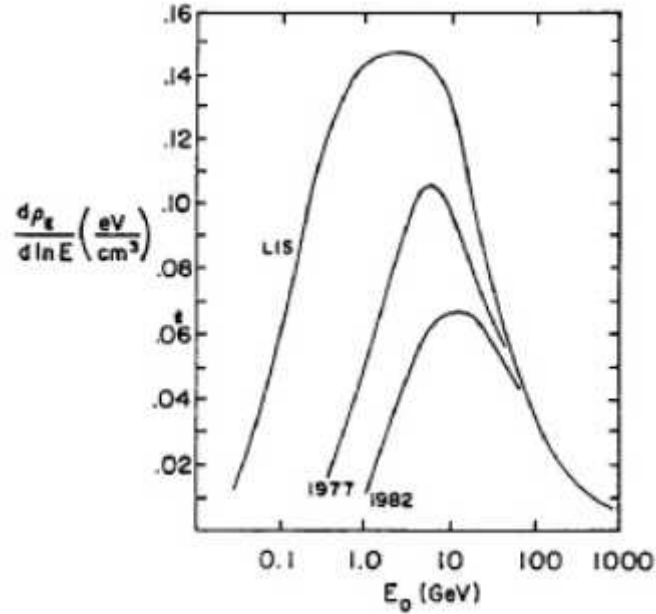


Figura 2.2: Distribuição da densidade de energia em raios cósmicos. Fonte: [7]

2.2 Aceleração de partículas

Uma das principais perguntas durante o estudo dos CR é quais processos de aceleração podem fornecer, a estas partículas, energias comparáveis a de objetos macroscópicos (da ordem de $10^{20} eV \simeq 16J$).

Temos dois principais modelos que explicam tal fenômeno, uma delas chamada *top-down*, se baseia na instabilidade de partículas supermassivas que decaem em quarks e léptons. Porém, este modelo foi recentemente descartado pelas atuais observações da Radiação Cósmica de Fundo (CMB, do inglês Cosmic Microwave Background)[8]. Descrevemos neste trabalho o mecanismo de Fermi, que faz parte do modelo de aceleração conhecido como *bottom-up*.

2.2.1 Mecanismo de Fermi

Se baseia na interação do plasma magnetizado, contido em nuvens de gás que podem chegar até $10^4 M_{\odot}$ e $300 \text{anos} - luz$, com partículas individuais carregadas, aumentando sua energia para valores muito acima do inicial.

Consideremos uma região composta por nuvens de gás ionizado (como ilustrado na figura 2.3a) que se move com velocidade própria de tal modo que $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$ e $\gamma \simeq 1$. Um CR ingressa nessa região com velocidade $v_{cr} \lesssim c$ formando um ângulo θ_1 com a direção v e energia E_1 . No referencial da nuvem, sua energia será

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.5)$$

Após uma "colisão" com a nuvem ("colisão" nesse contexto indica interação das partículas com o plasma magnetizado, por isso o uso das aspas, pois numa colisão no sentido clássico haveriam perdas de energia, impedindo a aceleração dos CR) o CR passa a ter energia E_2 na direção θ_2 . Dentro da nuvem as "colisões" são causadas pelo movimento do campo magnético e portanto, são elásticas. Logo a energia da partícula após a primeira "colisão", no referencial da nuvem é

$$E'_2 = E'_1 \quad (2.6)$$

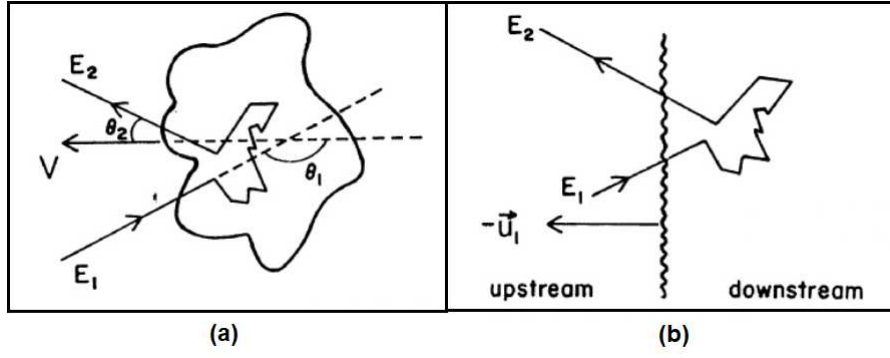


Figura 2.3: Ilustração do modelo de aceleração de Fermi por (a) uma nuvem de gás ionizado em movimento e (b) por uma onda de choque plana. Fonte: [7]

A transformação de E'_2 para um referencial em repouso com relação à nuvem é dada por $E_2 = \gamma E'_2(1 + \beta \cos \theta'_2)$ e portanto

$$E'_2 = \frac{E_2}{\gamma(1 + \beta \cos \theta'_2)} \quad (2.7)$$

Substituindo 2.5 e 2.7 na equação 2.6, temos:

$$\begin{aligned} \frac{E_2}{E_1} &= \gamma^2(1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta'_2) \\ \frac{E_2}{E_1} - 1 &= \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)(1 + \beta \cos \theta'_2)}{1 - \beta^2} - 1 \\ \frac{\Delta E}{E_1} &= \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 + \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Podemos inferir, com os resultados obtidos em [9], a média sobre $\cos \theta_1$ e $\cos \theta'_2$ como sendo

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{1}{3}\beta, \quad \langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (2.9)$$

Substituindo 2.9 na 2.8, obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1} &= \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 = \frac{4\beta^2}{3(1 - \beta^2)}, \text{ como } \beta \ll 1 \\ \langle \Delta E \rangle &\simeq \frac{4}{3}\beta^2 E_1 \end{aligned} \quad (2.10)$$

A equação 2.10 nos indica que a energia da partícula aumenta por um fator proporcional à sua energia ao entrar na região da nuvem, sendo este fator quadrático e devido a isso, este mecanismo é denominado de segunda ordem [9].

Seja E_0 a energia inicial do CR, baseado na equação 2.10, após n "colisões", sua energia, será

$$E_n = E_0 \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E_0} \right)^n \quad (2.11)$$

e podemos determinar a quantidade de interações necessárias para a partícula atingir uma dada energia E_n

$$\ln E_n = n \ln \left[E_0 \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E_0} \right) \right] \Rightarrow n = \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle/E_0)} \quad (2.12)$$

Seja agora p_e a probabilidade, a cada "colisão", da partícula escapar da região de aceleração, após n "colisões" a probabilidade da partícula permanecer na região de aceleração é $(1 - p_e)^n$. Logo, o número N de CR acelerados a energias maiores que E_n será o quantitativo de partículas que sofreram $m \geq n$ interações e permanecem na região, valor que é proporcional à probabilidade da partícula permanecer dentro da nuvem, ou seja:

$$N(\geq E_n) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_e)^m = \frac{(1 - p_e)^n}{p_e}$$

$$\ln N(> E_n) = n \ln(1 - p_e) - \ln p_e \quad (2.13)$$

Substituindo 2.12 em 2.13

$$\ln N(> E_n) = \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle / E_0)} \ln(1 - p_e) - \ln p_e$$

Definindo

$$\alpha \equiv \frac{\ln(1 - p_e)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle / E_0)} \quad (2.14)$$

$$\ln N(> E_n) = \alpha \ln(E_n/E_0) - \ln p_e = \frac{\ln(E_n/E_0)^\alpha}{\ln p_e}$$

e simplificando os termos

$$N(> E_n) \propto \left(\frac{1}{p_e}\right) \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^\alpha \quad (2.15)$$

O mecanismo de Fermi leva diretamente à lei de potências (equação 2.1) porém, os resultados obtidos com as equações 2.14 e 2.15 não estão em acordo com os índices espectrais observados. Outro fator que desfavorece o mecanismo de segunda ordem é que $\beta \ll 1$, tornando-o extremamente ineficiente. Axford, Lear e Skadron, em seu trabalho intitulado '*The acceleration of cosmic rays by shock waves*', modificaram a teoria original de Fermi demonstrando que a inserção de uma frente de choque resulta num mecanismo de aceleração de primeira ordem em β .

Ocorre que, uma frente de choque plana (e podendo ser considerada infinita) move-se com velocidade u_1 (fig. 2.3b) enquanto que o plasma interestelar move-se com velocidade $u_2 \ll u_1$. Observando de um referencial comóvil à frente de choque, o gás interestelar atravessa-a com velocidade $v_1 = u_1$ (*upstream*), passando a se mover, na região atrás da frente (*downstream*), com velocidade $v_2 = u_1 - u_2$. Neste referencial, temos que $\beta = \frac{u_2}{c}$.

A principal diferença entre os mecanismos de primeira e segunda ordem surge quando tomamos as médias angulares para determinar a fração média de ganho de energia por "colisão", $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1}$. Dos resultados obtidos em [9] para as integrais angulares, temos:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}, \langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3} \quad (2.16)$$

substituindo as eq. 2.16 na equação 2.8

$$\begin{aligned} \frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1} &= \frac{1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{2}{3}\beta - \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \\ &= \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{5}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} \simeq \frac{4}{3}\beta + \vartheta(\beta^2) \end{aligned}$$

e substituindo o valor de β

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1} \simeq \frac{4 u_2}{3 c} \quad (2.17)$$

Comparado ao mecanismo de segunda ordem (equação 2.10), o de primeira ordem (equação 2.17) é cerca de 10^{10} vezes mais eficiente. Enquanto que no primeiro caso as partículas podem ganhar ou perder energia em uma dada "colisão", dependendo dos ângulos, no segundo caso, um CR sempre ganhará energia ao cruzar uma frente de choque, independente de sua direção. A energia de um CR após n "colisões" continua sendo determinada pela equação 2.11 porém, o fator de ganho $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E_1}$, agora é dado pela equação 2.17.

Considerando que o gás entra na frente de choque com densidade ρ_1 e passa para uma região com densidade ρ_2 (atrás da frente de choque), a relação de compressão para ondas de choque não relativísticas é dada por

$$R = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{c_p/c_v + 1}{c_p/c_v - 1} \quad (2.18)$$

onde $\frac{c_p}{c_v}$ é a relação termodinâmica dos calores específicos. Pela conservação do fluxo de massa [10] $v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2$, logo

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = R \quad (2.19)$$

Substituindo os valores de v_1 e v_2 na equação 2.19, podemos obter a velocidade da frente de choque como função das propriedades do meio:

$$\frac{u_1}{u_1 - u_2} = R \Rightarrow u_1 = \frac{R}{R - 1} u_2 \quad (2.20)$$

Considerando novamente a probabilidade, a cada interação, de que um CR escape da região de aceleração, esta deve ser a razão entre o fluxo de partículas que se perde atrás da frente de choque e as que ingressam à frente da mesma:

$$p_e \simeq \frac{4u_1}{Rc} \quad (2.21)$$

Realizando o mesmo procedimento executado para o mecanismo de segunda ordem, teremos:

$$N(> E_n) \propto \frac{(1 - p_e)^n}{p_e}$$

$$\ln N(> E_n) = n \ln(1 - p_e) - \ln p_e$$

substituindo novamente o resultado da equação 2.12

$$\ln N(> E_n) = \frac{\ln(E_n/E_0)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle/E_0)} \ln(1 - p_e) - \ln p_e \quad (2.22)$$

onde novamente definimos $\alpha \equiv \frac{\ln(1 - p_e)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle/E_0)}$.

Considerando $\alpha = \gamma$ na lei de potências (equação 2.1), teremos:

$$\alpha + 1 = \frac{\ln(1 - p_e)}{\ln(1 + \langle \Delta E \rangle/E_0)} + 1 \simeq \frac{p_e}{\langle \Delta E \rangle/E_0} + 1$$

substituindo as equações 2.17 e 2.21

$$\alpha + 1 = \frac{4u_1/Rc}{4u_2/3c}$$

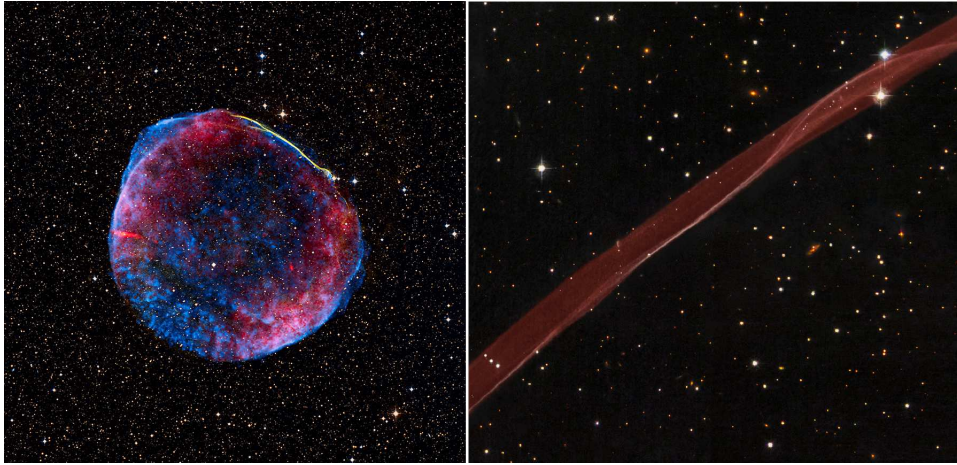


Figura 2.4: Imagem composta da remanescente de supernova SN 1006 (esquerda), localizada a cerca de $2,2kpc$ da Terra. Formação da frente de choque (direita) onde a onda expansiva se encontra com o meio interestelar. Fonte: [11]

da equação 2.20

$$\alpha + 1 = \frac{\frac{R}{R-1} \frac{u_2}{Rc}}{\frac{1}{3} \frac{u_2}{c}} + 1 = \frac{3}{R-1} + 1$$

$$\alpha + 1 = \frac{2 + R}{R - 1} \quad (2.23)$$

Para um gás monoatômico (o que é uma boa aproximação para o gás interestelar) $\frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3}$ e portanto $R = 4$. Substituindo este resultado na equação 2.23, $\alpha + 1 = 2$ e a lei de potências assume a forma

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2} \quad (2.24)$$

O resultado obtido na equação 2.24, mesmo que partindo de um modelo simplificado, explica em parte o espectro observado. Em contrapartida este modelo não considera alguns efeitos, como a pressão dos CR sobre a frente de choque, por exemplo.

As frentes de choque consideradas para o mecanismo de Fermi de primeira ordem são produzidas naturalmente em explosões de supernovas em que, a massa da estrela original é ejetada a altíssimas velocidades para o meio interestelar (figura 2.4)

2.3 Cascatas Atmosféricas Extensas

Cascatas atmosféricas extensas são uma composição de processos extremamente complexos que envolvem diferentes interações fundamentais.

A maior parte das EAS são produzidas por hádrons originados de RC primários que ao entrar na atmosfera, geram um grande número de partículas, denominadas secundárias, devido a interação sucessiva com núcleos atômicos de componentes atmosféricos (em geral N_2 , O_2 Ar). As interações subsequentes são dominadas por hádrons, formando as chamadas cascatas hadrônicas.

A partir desta "cascata mãe", são geradas outras duas cascatas distintas, as cascatas eletromagnéticas e muônicas, derivadas respectivamente do decaimento de píons neutros e carregados.

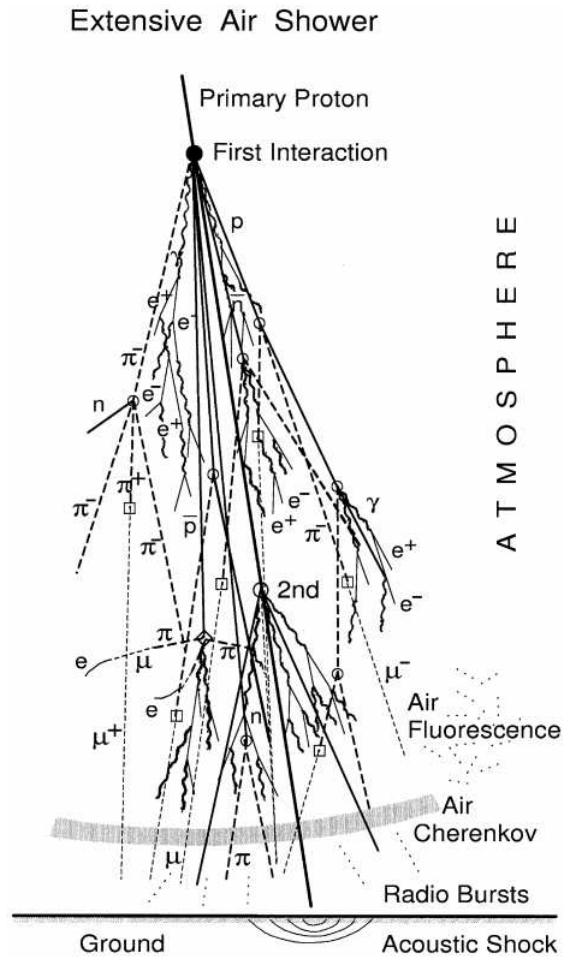


Figura 2.5: Esquema simplificado da evolução de uma cascata atmosférica, mostrando os principais componentes detectados.

Como ilustrado na figura 2.5, um único primário de alta energia pode gerar uma grande quantidade de secundários que, em eventos suficientemente energéticos, podem chegar ao nível do solo.

2.3.1 Cascatas eletromagnéticas

Para entender a evolução de uma cascata hadrônica, precisamos entender o modelo de Heitler para cascatas eletromagnéticas (EM)[12]. A idéia geral é que cada partícula cada partícula se divide após atravessar uma distância fixa e o número total de partículas após n divisões, deve ser proporcional a energia inicial E_0 da partícula primária.

Suponha uma cascata iniciada por um fóton que, após atravessar um **comprimento de divisão** $d = \lambda_r \ln 2$ (onde λ_r é o comprimento de radiação no meio), se divide em um par e^+e^- que, após atravessarem a mesma distância emitem um fóton cada, via efeito *Bremsstrahlung*, e cada fóton irá novamente se dividir em outro par e^+e^- , como ilustrado na figura 2.6a. Após n comprimentos de divisão, a uma distância $x = n\lambda_r \ln 2$, o número total de partículas (fótons e elétrons¹) é $N = 2^n = e^{x/\lambda_r}$.

O número de partículas pára de crescer quando a energia da partícula é muito baixa para produzir um par e^+e^- ou gerar o efeito *Bremsstrahlung*. A essa energia é dada o nome de

¹A partir daqui, não há distinção entre e^+ ou e^- ao citar "elétron"

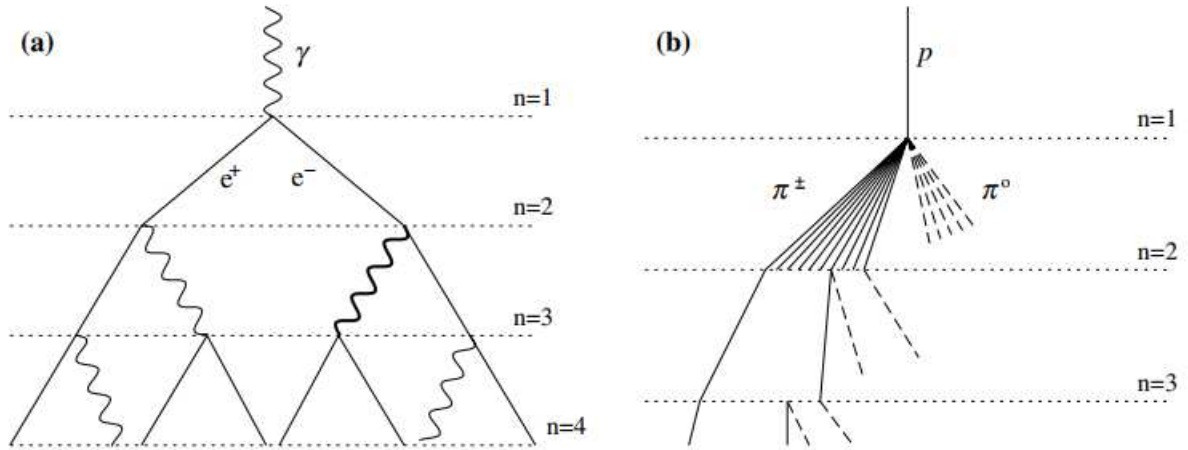


Figura 2.6: Visão esquemática de uma cascata (a) eletromagnética e (b) hadrônica. Na cascata hadrônica, as linhas tracejadas indicam píons neutros que não reinteragem, decaindo e produzindo subcascatas eletromagnéticas (não mostradas). Fonte: [12]

energia crítica ξ_c^e . Na atmosfera $\xi_c^e = 85 \text{ MeV}$ [12].

Considerando que o fóton inicial tenha energia E_0 , a cascata atingirá o número máximo de partículas N_{max} quando todas elas possuírem energia ξ_c^e , portanto:

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} \quad (2.25)$$

Com isso, podemos determinar o número n_c de comprimentos de divisão necessários para que a energia por partícula se reduza a ξ_c^e :

$$\begin{aligned} N_{max} &= \frac{E_0}{\xi_c^e} = 2^{n_c} \\ \ln\left(\frac{E_0}{\xi_c^e}\right) &= n_c \ln 2 \\ n_c &= \frac{\ln(E_0/\xi_c^e)}{\ln 2} \end{aligned} \quad (2.26)$$

e conseqüentemente a profundidade atmosférica X_{max} , definida como o ponto em que a cascata atinge o tamanho máximo:

$$\begin{aligned} X_{max}^\gamma &= n_c \lambda_r \ln 2 \\ X_{max}^\gamma &= \frac{\ln(E_0/\xi_c^e)}{\ln 2} \lambda_r \ln 2 \\ X_{max}^\gamma &= \lambda_r \ln\left(\frac{E_0}{\xi_c^e}\right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Substituindo a equação 2.25 na 2.27, obtemos o número máximo de partículas, como função da profundidade atmosférica, para uma cascata EM:

$$\frac{X_{max}^\gamma}{\lambda_r} = \ln(N_{max})$$

$$N_{max} = e^{X_{max}^{\gamma}/\lambda_r} \quad (2.28)$$

Mesmo possuindo algumas limitações [12], o modelo de Heitler nos mostra duas particularidades da evolução das cascatas EM:

- O tamanho máximo da cascata é proporcional a energia inicial E_0 ;
- A profundidade atmosférica máxima aumenta logaritmicamente com a energia.

Tais características são confirmadas tanto por simulações quanto por experimentos.

2.3.2 Cascatas Hadrônicas

Podemos usar também um modelo similar ao apresentado na subseção anterior para descrever uma cascata iniciada por um hádron. Nesse caso, tratamos a atmosfera como possuindo camadas de espessura fixa $\lambda_I \ln 2$, onde λ_I é o comprimento de interação de partículas fortemente interagentes (assume-se que λ_I é constante).

Após atravessar uma camada, hádrons interagem com núcleos atmosféricos e produzem um número N_{ch} de píons carregados e $\frac{1}{2}N_{ch}$ de píons neutros². Os π^0 decaem rapidamente em fótons, iniciando uma cascata eletromagnética, enquanto que π^\pm continuam atravessando a próxima camada e interagem novamente, como ilustrado na figura 2.6b. O processo se repete até que a energia dos π^\pm caia abaixo da energia crítica ξ_c^π (adotamos um valor constante $\xi_c^\pi = 20\text{GeV}$ [12]), onde assume-se que todos decaem em múons.

Considerando um único próton entrando na atmosfera com energia E_0 , após n camadas (interações) teremos um total de $N_\pi = (N_{ch})^n$ píons carregados e com energia total de $\left(\frac{2}{3}\right)^n E_0$, se assumirmos uma divisão igualitária de energia (o $\frac{1}{3}$ restante é carregado pela cascata EM a partir do decaimento dos π^0). Após a n -ésima camada, a energia da partícula será:

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)^n} \quad (2.29)$$

Utilizando o mesmo raciocínio que nos levou à equação 2.25, sabemos que:

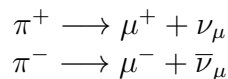
$$\frac{2}{3}E_0 = N_{max}^\pi \xi_c^\pi \quad (2.30)$$

e com isso podemos determinar o número n_c de camadas necessárias para que $E_\pi = \xi_c^\pi$:

$$N_{max}^\pi = \frac{2}{3} \frac{E_0}{\xi_c^\pi} = (N_{ch})^{n_c}$$

$$n_c = \frac{\ln(E_0/\xi_c^\pi)}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)} \quad (2.31)$$

A partir deste ponto, píons carregados decaem através dos processos



²Embora píons sejam produzidos em abundância, também são produzidos kaons, outros mésons, hyperons e pares núcleons-antinúcleons porém, em bem menos quantidade

e o número de múons será $N_\mu = N_{max}^\pi$.

A soma da energia dos N_π píons e das N_{max} partículas eletromagnéticas (γ e e^\pm) nos dá a energia da partícula primária

$$E_0 = \xi_c^e N_{max} + \xi_c^\pi N_\mu \quad (2.32)$$

e para extrair o número de elétrons do número total de partículas EM no modelo de Heitler [12], usamos o fator de correção $N_e = \frac{N_{max}}{10}$ e a equação 2.32 se torna

$$E_0 = 10\xi_c^e N_e + \xi_c^\pi N_\mu \quad (2.33)$$

que representa a conservação de energia.

2.3.3 Número de múons e elétrons e profundidade atmosférica

A partir da suposição feita na seção 2.3.2, em que todos os píons que atingem a energia crítica decaem em múons, podemos determinar o número de múons na cascata utilizando $N_\mu = N_{max}^\pi = (N_{ch})^{n_c}$ e escrevendo em função da energia, usando a equação 2.31, temos:

$$\ln N_\mu = n_c \ln N_{ch}$$

$$\ln N_\mu = \frac{\ln(E_0/\xi_c^\pi)}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)} \ln N_{ch}$$

definindo $\beta \equiv \frac{\ln N_{ch}}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)}$

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi}\right)^\beta \quad (2.34)$$

e o número de elétrons surge facilmente utilizando o fator de correção e a equação 2.25:

$$N_e = \frac{E_0}{10\xi_c^e} \quad (2.35)$$

Para determinar a profundidade máxima da cascata é necessário considerar cada subcascata originada a partir da primeira e somá-las adequadamente porém, tal abordagem vai além do modelo simplificado apresentado neste trabalho. Em contrapartida, consideramos a dependência com a energia tanto da multiplicidade das partículas produzidas na primeira interação quanto da seção de choque da primeira interação [12].

Para uma cascata de energia $\frac{E_0}{3N_{ch}}$ iniciada por um fóton a uma profundidade inicial $X_0 = \lambda_I \ln 2$, podemos usar o mesmo procedimento que nos levou à equação 2.27 para obter:

$$X_{max}^\Gamma = X_0 + \lambda_r \ln\left(\frac{E_0}{3N_{ch}\xi_c^e}\right) \quad (2.36)$$

Para uma cascata iniciada por um próton reescrevemos a equação 2.36 como

$$X_{max}^\Gamma = X_{max}^p = X_{max}^\gamma + X_0 - \lambda_r \ln(3N_{ch}) \quad (2.37)$$

onde X_{max}^γ é a profundidade atmosférica máxima de uma cascata EM (eq. 2.27).

E finalmente uma cascata iniciada por um núcleo de número atômico Z e energia total E_0 , temos:

$$X_{max}^Z = X_{max}^p - \lambda_r \ln Z \quad (2.38)$$

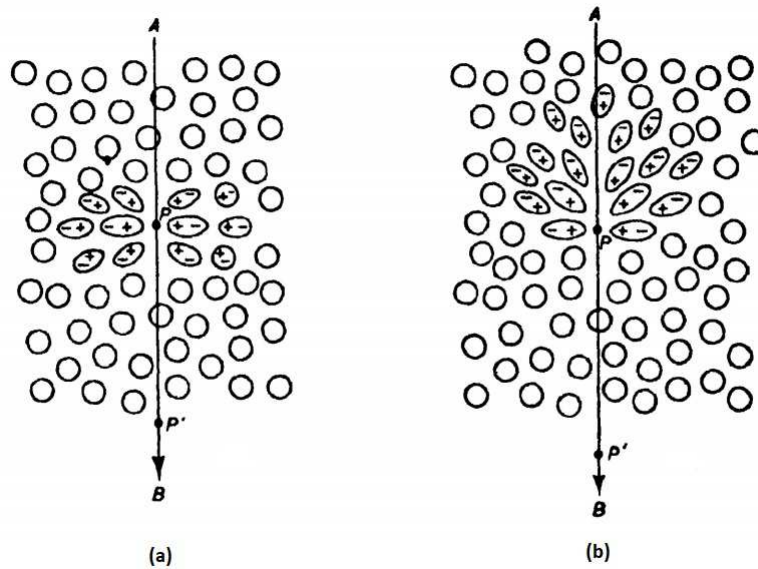


Figura 2.7: Polarização de um material dielétrico pela passagem de uma partícula carregada (a) a baixa velocidade e (b) a alta velocidade. Fonte: [13].

Para obtermos a equação 2.38 consideramos cada núcleo como sendo Z prótons individuais com energia $\frac{E_0}{Z}$ cada, atuando independentemente e por fim somados como se iniciados a partir do mesmo ponto.

Como esperado, os resultados previstos pelas equações 2.36, 2.37 e 2.38 possuem valores que diferem de resultados obtidos em simulações detalhadas, obra do negligenciamento feito nas subcascatas produzidas porém, este modelo simplificado baseado no modelo de Heitler para cascatas eletromagnéticas nos dá ótimas aproximações, como mostraremos na seção 4.1.

2.4 Radiação Cherenkov

Primeiramente suponhamos uma partícula carregada atravessando um meio dielétrico de um ponto A à um ponto B a uma velocidade relativamente baixa ($v \ll c$). Na região próxima à passagem da partícula em um determinado instante de tempo, os átomos do meio material são distorcidos pelo campo elétrico da partícula, ou seja, por um breve momento, os átomos se tornam dipolos elétricos como ilustrado na figura 2.7a. A medida que a partícula se move através do material, os átomos da região anterior retornam à forma original e emitem um pulso eletromagnético. "Devido à completa simetria do campo de polarização ao redor da partícula, não haverá campo resultante a longas distâncias e conseqüentemente não haverá radiação." [13]

Porém, se a partícula atravessa o material a uma velocidade $v > \frac{c}{n(\omega)}$ (em que $n(\omega)$ é o índice de refração do meio como função da frequência), o campo de polarização ao longo do eixo da trajetória da partícula não é simétrico e portanto, a resultante não é nula (figura 2.7b). Em outras palavras, cada elemento do material na região próxima à trajetória da partícula emite um breve pulso eletromagnético ao retornar à forma original que não é cancelado pelo pulso emitido do elemento diametralmente oposto.

Partindo do princípio de Huygens, ao longo da trajetória da partícula, cada ponto pode ser considerado como uma fonte de radiação que formam uma frente de onda plana (reta BC na figura 2.8). No regime em que $v > \frac{c}{n(\omega)}$, a partícula percorre a distância $\overline{AB} = v\Delta\tau$ no mesmo intervalo de tempo em que o fóton emitido no ponto A percorre a distância $\overline{AC} = \frac{c}{n(\omega)}\Delta\tau$.

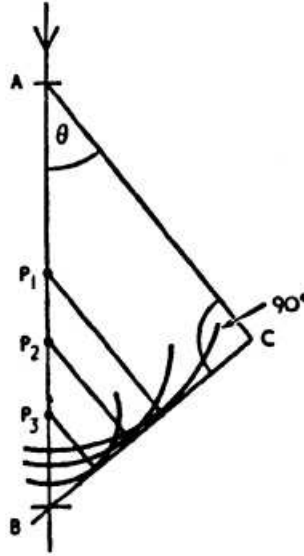


Figura 2.8: Formação de ondas planas a partir do princípio de Huygens. Fonte: [13].

A partir dessa construção temos que:

$$\cos \theta = \frac{c}{vn(\omega)} = \frac{1}{\beta n(\omega)}, \text{ em que } \beta = \frac{v}{c} \quad (2.39)$$

Essa expressão é conhecida como **Relação de Cherenkov** e θ é o ângulo em que a radiação pode ser observada.

O resultado obtido na equação 2.39 traz as seguintes consequências:

1. Existe uma velocidade crítica para que a partícula emita radiação Cherenkov:

$$\beta_{min} = \frac{1}{n(\omega)}$$

2. Existe um ângulo máximo de emissão da radiação para uma partícula ultra relativística ($\beta = 1$)

$$\theta_{max} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n(\omega)} \right)$$

3. Em materiais em que $n > 1$, fótons Cherenkov estão principalmente na região superior do espectro visível e próximos do visível.

Devido a interação com o material dielétrico, uma partícula carregada movendo-se através deste, sofrerá perdas de energia. Se tratando de um meio absorvente (como a água), a perda de energia ao atravessar uma distância dl é dada pela fórmula de Frank-Tamm:

$$\frac{dE}{dl} = \left(\frac{Ze}{c} \right)^2 \int_{\beta^2 n(\omega)^2 > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2} \right) \omega d\omega \quad (2.40)$$

Segundo a equação 2.40, após percorrer uma distância l na água, serão produzidos N fótons Cherenkov. Como mostrado na figura 2.9, $n(\omega)$ é aproximadamente constante na região visível

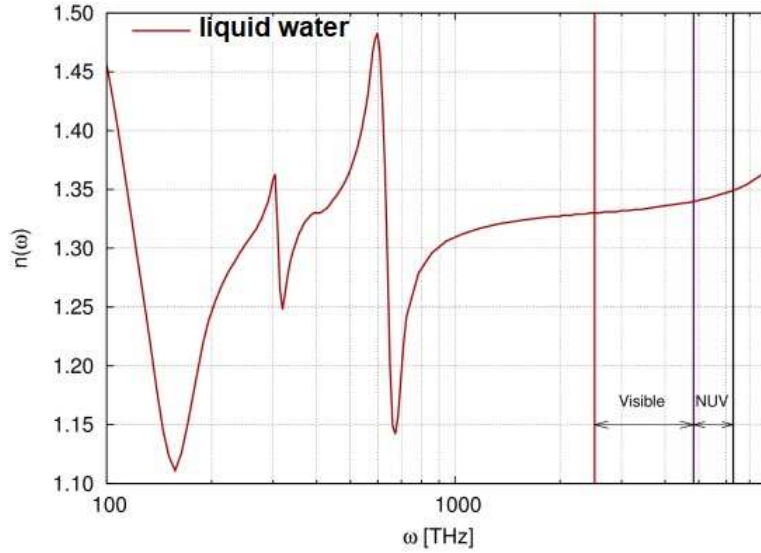


Figura 2.9: Índice de refração da água líquida como função da frequência angular. Fonte:[9]

e NUV (*Near Ultraviolet*) do espectro eletromagnético, logo podemos simplificar a equação 2.40 usando a aproximação $n(\omega) \simeq n$ para calcular o número de fótons Cherenkov por unidade de comprimento produzidos em um intervalo λ_1 a λ_2 . Lembrando que a energia de um fóton com comprimento de onda λ é dado por $E_\lambda = 2\pi\hbar c/\lambda$, temos que:

$$\frac{N}{l} = N_l = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (2.41)$$

em que $\alpha \equiv \frac{e^2}{\hbar c}$ é a constante de estrutura fina.

Substituindo a equação 2.39 na equação 2.41, por fim obtemos:

$$N_l = 2\pi\alpha \sin^2(\theta) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (2.42)$$

Considerando, por exemplo, um múon produzido na EAS que chega ao solo e entra no tanque com velocidades próximas a da luz, com um valor médio de $v = 0,998c$ [14] e que emita fótons dentro da faixa de comprimento de onda entre $400nm$ e $500nm$, utilizando a equação 2.42 podemos estimar o número de fótons Cherenkov emitidos por unidade de comprimento $N_l = 9959$ fótons.

Capítulo 3

Detector Caju

Detectores Cherenkov de água consistem em dispositivos que utilizam o princípio de radiação Cherenkov para detectar o rastro de partículas carregadas (em geral, múons e elétrons) produzidas nas EAS. Após a partícula atravessar uma certa quantidade de água purificada, a radiação Cherenkov emitida é detectada por uma fotomultiplicadora que também amplifica o sinal e este é convertido em um sinal digital e registrado pela eletrônica. Nas próximas seções são descritos em detalhes os componentes do detector utilizado para este trabalho, daqui em diante chamado de tanque detector Caju (TD, do inglês *Tank Detector*).

3.1 O tanque

Um reservatório de água com capacidade para 5.000 L, feito de plástico reforçado com fibra de vidro, envolto por uma manta negra plástica como mostrado na Figura 3.1a, que atua como isolante fotônico, impedindo assim, a entrada de radiação visível.

Dentro do tanque, submerso na água, foi instalado uma estrutura cilíndrica de PVC revestida com tyvek (Figura 3.1(b) e (c)), material sintético que garante uma alta porcentagem de difusão e refletividade dos fótons no interior do TD [15]. Mede 1860mm de diâmetro e 1420mm de altura, o que dá ao TD um volume efetivo de aproximadamente $3,88\text{m}^3$.

3.2 A água

Para garantir uma baixa absorção da luz Cherenkov e também alta estabilidade da água para minimizar a necessidade de manutenção, é indispensável um alto grau de pureza da água. Para isso, o tanque deve estar completamente livre de microorganismos e a água deve ser deionizada.

O seguinte procedimento foi executado, na ordem descrita, no intuito de obter o maior grau de pureza da água:

1. Filtração: Para eliminar partículas entre $15\mu\text{m}$ à $30\mu\text{m}$. Consiste em passar a água através de um filtro purificador comum.
2. Deionização: Para eliminar íons não naturais presentes na água. Consiste em passar a água através de uma coluna de carvão ativado seguido de uma coluna de resina mista em gel com base de poliestireno e divinilbenzeno.
3. Cloração: Para desinfecção (destruição dos microorganismos patogênicos)[16]. Após atingir 1000L de água adicionaram-se $10,2\text{g}$ de cloro granulado.



Figura 3.1: (a) Detector Caju revestido com isolante fotônico. (b) Estrutura cilíndrica de PVC revestida com tyvek. (c) Posicionamento da estrutura cilíndrica, dando ao TD um volume efetivo de aproximadamente $3,88m^3$.

4. Decantação: Para separar através da ação da gravidade partículas suspensas mais densas que a água. Após o abastecimento completo do tanque (cerca de $4000L$) adicionaram-se $10,1g$ de $Al_2(SO_4)_3$ (sulfato de alumínio) e a água foi deixada em repouso por 1 semana para melhor ação do composto.

Testes de absorbância realizados através de um espectrômetro de UV-Visível e visualizados na figura 3.2 mostram que, após o procedimento de purificação da água, a absorção de luz em torno da região de maior eficiência quântica [17] da fotomultiplicadora ($\sim 400nm$) é quase nula.

3.3 A fotomultiplicadora

A fotomultiplicadora é um detector de radiação eletromagnética de extrema sensibilidade. É composta por um fotocátodo, que ao ser atingido por um fóton, ejeta elétrons via efeito fotoelétrico. Esses elétrons são acelerados por uma série de eletrodos, chamados de dinodos, que estão conectados a uma série de diferenças de potencial em cascata [15], e ao atingir o ânodo convertem-se em um sinal de tensão. Um desenho esquemático de uma fotomultiplicadora está ilustrado na figura 3.3(a).

O fluxo de corrente gerado pelo efeito fotoelétrico aumenta de acordo com o aumento de tensão ao qual a PMT está submetida, fazendo surgir três regiões de trabalho características, que dependem da forma como os elétrons se desprendem do material que compõe os eletrodos, são elas as regiões **linear**, **estável** e **exponencial**. A medida que se aumenta a tensão, os eletrodos ejetam elétrons acelerados gerando um fluxo de corrente linear. A partir de certo valor de tensão, a ejeção de elétrons se estabiliza, gerando um fluxo constante de elétrons mesmo com o aumento da tensão. Esta faixa de tensão é denominada **Região Estável de Trabalho** e como o nome sugere, esta é a região de interesse para os detectores Cherenkov. Aumentando ainda mais a tensão, elétrons mais internos do material que compõe os eletrodos passam a ser ejetados, gerando um fluxo de corrente que cresce exponencialmente a medida que se aumenta a tensão. Estas três regiões para o detector Caju estão ilustradas no capítulo 4. Um fenômeno comum em PMTs relativamente grandes, é o chamado *Afterpulse*, que consiste em um pequeno sinal, que surge após o pulso principal da PMT [18]. É causado principalmente

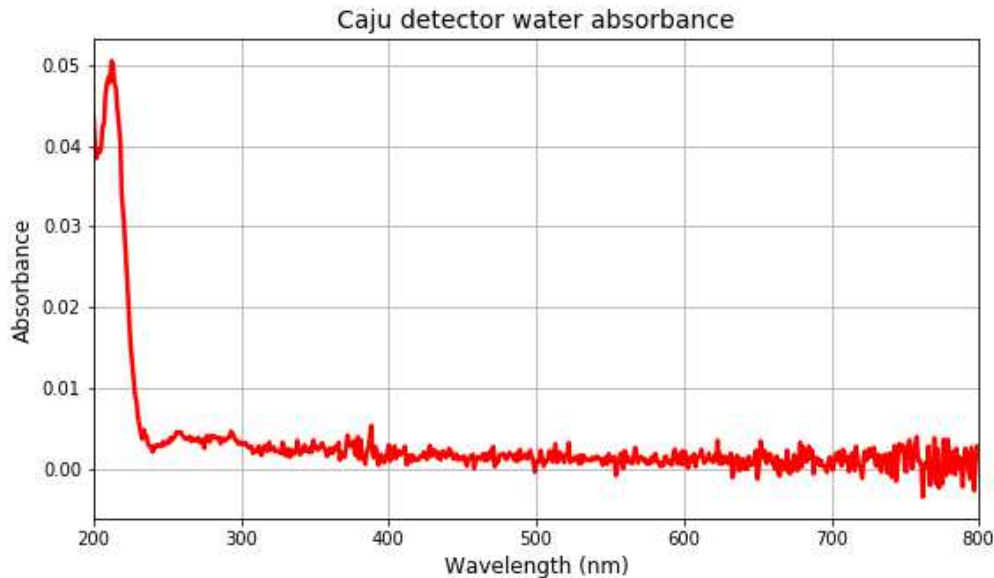


Figura 3.2: Curva de absorvância da água utilizada no detector Caju. Background de teste feito com água deionizada.

devido ao surgimento de íons positivos, gerados pela ionização do gás residual dentro da PMT e não podem ser diferenciados de um "pulso real" pela eletrônica do TD, causando interferências desagradáveis nos resultados obtidos.

A PMT utilizada no detector Caju é a R5912, ilustrada na figura 3.3(b), desenvolvida pela Hamamatsu Photonics. Conta com 10 estágios de dinodos linearmente focados, possuindo eficiência quântica do fotocátodo de 25% para um comprimento de onda de 400nm [17]. Possui também uma base eletrônica que permite controlar a tensão aplicada à PMT, assim como controlar e transmitir os sinais da PMT à estação local.

3.4 Eletrônica e estrutura de dados

O sistema eletrônico utilizado no TD Caju consiste em duas placas. A primeira, uma placa digitalizadora, projetada especialmente para o Caju, permite a conexão com até três PMT simultaneamente. A segunda, uma placa de circuito integrado (FPGA, do inglês *Field Programmable Gate Array*) Nexys2, que é uma plataforma de desenvolvimento de circuitos completa, baseada em um FPGA Xilinx Spartan 3E [19] e pode ser previamente programada diretamente de um computador através da porta USB. A montagem da estação eletrônica é mostrada na figura 3.4.

O pacote de aquisição de dados utilizado no Projeto LAGO, chamado ACQUA, contém os códigos de aquisição para operar os três tipos de eletrônica utilizadas pela colaboração¹ (DAQ-BRC, DAQ-MEX e DAQ-AUG), usando sistemas operacionais e hardwares de código aberto (Linux, Raspberry pi e RedPitaya).

Por padrão, o sistema utilizado no projeto LAGO produz arquivos com extensão `.dat`, contendo todos os pulsos adquiridos durante uma hora de funcionamento seguindo o formato

```
siteName_YYYY_MM_DD_HHh00.dat
```

e cada arquivo de dados é acompanhado de um arquivo de metadados que possui o mesmo nome

¹Informações sobre requisitos, instalação e configuração do sistema ACQUA estão disponíveis na página oficial da colaboração LAGO. [20]

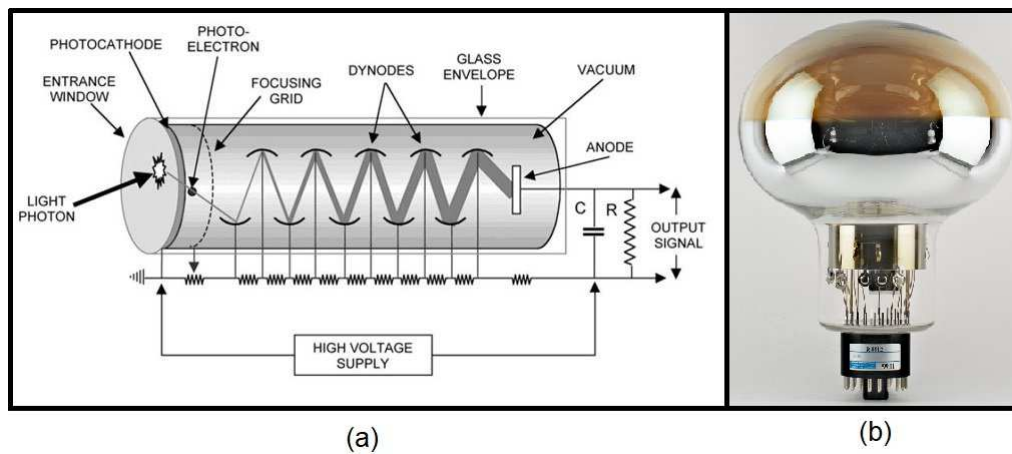


Figura 3.3: (a) Esquema de funcionamento de uma PMT. (b) Fotomultiplicadora R5912 de 8-in, desenvolvida pela Hamamatsu Photonics K.K.

porém, com extensão .mtd

```
siteName_YYYY_MM_DD_HHh00.mtd
```

Arquivos de dados são divididos em blocos e sub-blocos com símbolos identificadores:

- Linhas começando com símbolo "###": comentários.
- Linhas começando com símbolo "#": metadados de aquisição (tempo, temperatura, pressão, gps, etc).
- Linhas sem símbolo: sinais.

A divisão dos blocos dentro dos arquivos de aquisição é dada da seguinte forma:

1. Bloco de versão (1 linha por arquivo);
2. Cabeçalho;
3. 3600 blocos de sinais:
 - (a) sub-bloco de tempo (1 linha por segundo);
 - (b) sub-bloco de sinais ($n+2$ linhas de pulso, onde n é o número de bins temporais de aquisição de cada sinal, sendo igual a 12 nas versões atuais do ACQUA);
 - (c) sub-bloco de metadados (1 bloco por segundo, dependendo dos sensores instalados)

3.4.1 Bloco de versão

Uma linha única no topo do arquivo que identifica a versão do ACQUA utilizada, por exemplo:

```
# v 5
```

para a versão atual no momento da produção deste trabalho.

3.4.2 Bloco de cabeçalho

Descrição de informações que ajudam o usuário a entender o conteúdo do arquivo. Possui também informações de copyright, valores dos registros que configuram a aquisição (valores de triggers, tensão de polarização, GPS, etc), se o GPS está em funcionamento e a hora local do sistema.



Figura 3.4: Sistema eletrônico de aquisição de dados do TD Caju composta pela placa digitalizadora (placa superior) e a FPGA Nexys2 (placa inferior).

3.4.3 Sub-bloco de tempo

Começando com o identificador "# x h", informa o segundo de começo do bloco de sinais, exemplo:

```
# x h 03:00:00 10/03/2012 1331348400
```

onde estão descritos a hora, data e segundo em tempo Unix², respectivamente.

3.4.4 Sub-bloco de pulsos

Em seguida inicia-se um grande bloco que contém todos os pulsos registrados no segundo atual. A eletrônica utilizada pela colaboração LAGO permite realizar medições em três canais independentes, ou seja, pode-se utilizar até três fotomultiplicadoras para cada tanque e são

²Definido como a quantidade de segundos transcorridos desde às 0h UTC de 1 de Janeiro de 1970, sem contar segundos intercalares

decimal	binário	canais
1	0b001	canal 1
2	0b010	canal 2
3	0b011	canais 1 e 2
4	0b100	canal 3
5	0b101	canais 1 e 3
6	0b110	canais 2 e 3
7	0b111	canais 1, 2 e 3

Tabela 3.1: Canais ativos durante o pulso registrado.


```

49 50 51
49 50 51
646 49 50
244 51 51
186 50 51
48 49 50
61 50 51
53 50 51
52 49 50
48 49 51
64 50 51
50 50 51
# t 1 262690
# c 904294

```

Figura 3.5: Pulso característico registrado pela eletrônica. Nota-se que apenas o canal 1 está ativo e que o valor mínimo para todos os canais é de $50ADC(\pm 1)$, chamado linha de base.

registrados os pulsos que superam um nível de trigger prefixado, usando-se o valor padrão de $85 ADC^3$, independente para cada canal (cada canal corresponde a uma coluna de um pulso característico, como mostra a figura 3.5). Se a condição de trigger em ao menos um canal for verificada, ou seja, se a tensão no canal for maior ou igual ao valor de trigger predefinido, é registrado um pulso para cada um dos canais. Esta verificação se dá no terceiro bin temporal (terceira linha no pulso característico).

A eletrônica utilizada trabalha com um relógio interno de $40MHz$, o que faz com que a duração de um bin temporal seja de aproximadamente $25ns$, totalizando $300ns$ para cada pulso. Cada vez que se produz um sinal do relógio, a tensão é convertida em sinais digitais (de modo que $2V = 1023ADC$) que são armazenados temporariamente em um buffer na FPGA. Caso a condição de trigger não seja satisfeita, o sistema aguarda o próximo pulso do relógio e reinicia o ciclo. Se a condição de trigger é satisfeita, a fim de garantir uma boa caracterização da rampa de subida do pulso, é iniciado a aquisição deste, registrando o valor que superou a condição do trigger e recuperando do buffer os dois valores anteriores. A esta forma do pulso dá-se o nome de FRED (do inglês Fast Rise and Exponencial Decay). Após isso a aquisição continua e são registrados os 9 bins temporais posteriores, totalizando 12 bins.

Como mostrado na figura 3.5, o sub-bloco é completado com duas linhas adicionais de metados de aquisição:

```

# t <channels_triggered_bit_mask> <clock_counter>
# c <count_counter>

```

O primeiro valor da etiqueta "# t" representa quais canais foram disparados, na forma de um número decimal entre 1 e 7 que corresponde ao código binário descrito na tabela 3.1. O segundo valor da etiqueta "# t" indica a contagem do relógio interno da FPGA no momento de registro do terceiro bin temporal, ou seja, no momento em que se cumpriu a condição de valor do trigger. Multiplicando este número por $25ns$ temos o tempo decorrido desde o início do segundo atual ($\# \times h$) até o instante de ocorrência deste pulso.

³Analog-to-Digital Converter, unidade genérica utilizada em eletrônica para conversão de um sinal analógico (corrente, tensão, etc...) em um código digital, normalmente binário

Etiqueta	Descrição
# x f	Frequência do relógio interno. Se o GPS estiver inativo ele marca o valor máximo para o segundo 39.999.999. Podem-se realizar estudos de estabilidade do relógio interno com este valor.
# x r D2	Saída do sensor de pressão/temperatura HP03, byte mais significativo.
# x r D1	Saída do sensor de pressão/temperatura HP03, byte menos significativo.
# x s	Temperatura ($^{\circ}C$), pressão (hPa), altura calculada com a pressão (m a.s.l).
# x g	Latitude, longitude e altitude determinadas pelo GPS com a posição geográfica do detector. Estudos de variabilidade ionosférica podem ser realizados com esses valores.

Tabela 3.2: Descrição dos metadados ao fim de cada segundo, dentro do sub-bloco de pulsos

O valor indicado na etiqueta "# c" é um contador de pulsos. Sendo incrementado em 1 à um contador interno da FPGA sempre que se cumpre a condição do trigger. Este valor é utilizado para o cálculo da vida média do múon e também pode ser usado para determinar o número de pulsos perdidos (por problemas de comunicação, por exemplo). Este sub-bloco se repete a cada pulso registrado pelo detector.

3.4.5 Sub-bloco de metadados

Ao atingir a marca de 39.999.999 do contador do relógio interno (caso o GPS esteja inativo) o sub-bloco de segundo é finalizado informando os metadados de aquisição deste segundo:

```
# x f 40000280
# x r D2 34451
# x r D1 35774
# x s 27.2 C 918.53 hPa 820 m
# x g -41.11728 -71.415363 821
```

A descrição para cada um desses valores encontra-se na tabela 3.2.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Simulações para o Detector Caju

Na seção 2.3.3 obtivemos três importantes resultados para a evolução da EAS utilizando o modelo de Heitler aplicado à cascatas hadrônicas iniciadas por um fóton, um próton e um núcleo atômico (equações 2.36, 2.37 e 2.38, respectivamente). Em posse dessas equações, onde os valores constantes utilizados foram:

$$\begin{aligned}\xi_c^e &= 85MeV \\ \xi_c^\pi &= 20GeV \\ \lambda_r &= 37g.cm^{-2} \\ \lambda_I &= 120g.cm^{-2} \\ N_{ch} &= 10 \\ Z &= 26 \text{ (núcleo de Ferro)}\end{aligned}$$

e calculando analiticamente as profundidades atmosféricas máximas, considerando um primário com energia $E_0 = 10^5 GeV$, chega-se aos seguintes resultados:

$$\begin{aligned}X_{max}^\Gamma &= X_{max}^p \simeq 474,3g.cm^{-2} \\ X_{max}^{Fe} &\simeq 353,7g.cm^{-2}\end{aligned}$$

Valores médios¹ para profundidade atmosférica máxima obtidos a partir de simulações realizadas em CORSIKA² utilizando os parâmetros (latitude, longitude, altitude, geometria do detector, etc...) do TD Caju e mostradas nas figuras 4.1 (quando iniciadas por um fóton), 4.2 (quando iniciadas por um próton) e 4.3 (quando iniciadas por um núcleo de Ferro) nos dão os seguintes resultados:

$$\begin{aligned}\langle X_{max}^\Gamma \rangle &= 446g.cm^{-2} \\ \langle X_{max}^p \rangle &= 520g.cm^{-2} \\ \langle X_{max}^{Fe} \rangle &= 345g.cm^{-2}\end{aligned}$$

Comparando os resultados analíticos com as simulações obtemos erros de 6,8%, 8,8% e 2,5% para cascatas iniciadas por um fóton, um próton e um núcleo de Ferro, respectivamente, comprovando assim, a efetividade do modelo apresentado nas seções 2.3.2 e 2.3.3.

¹Média aritmética entre o número de fótons, de elétrons, de múons e de hádrons gerados na EAS

²COsmic Ray SImulation for KAskade, trata-se de um software para simulação de EAS induzidos por raios cósmicos de alta energia.[21]

Evolução de cascatas iniciadas por um fóton

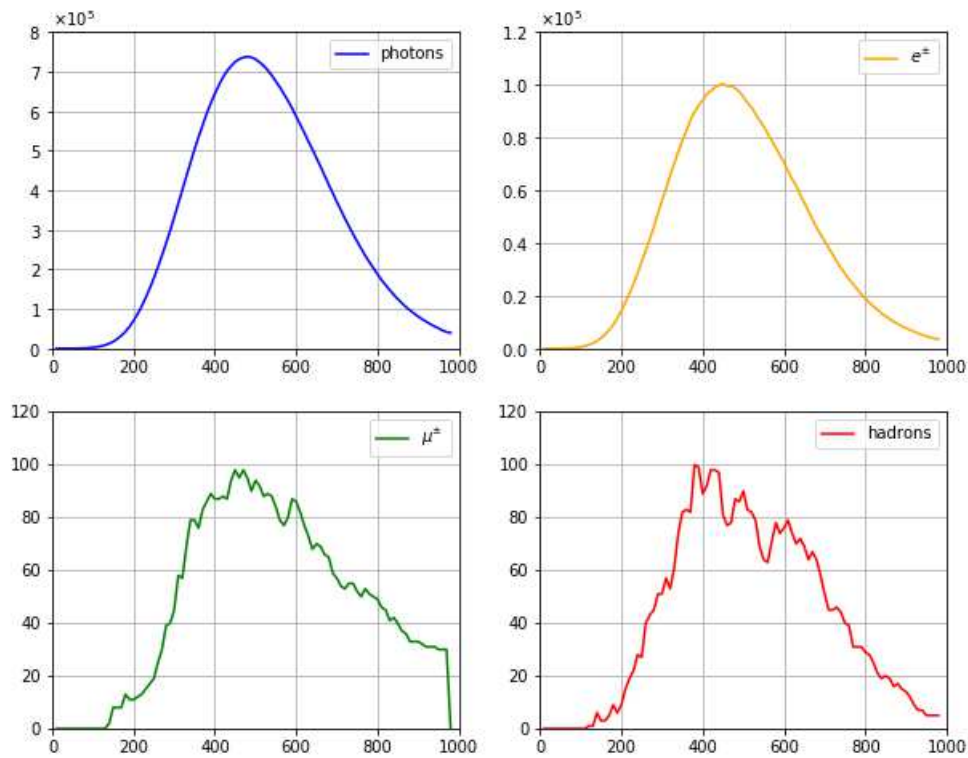


Figura 4.1: Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um fóton com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$.

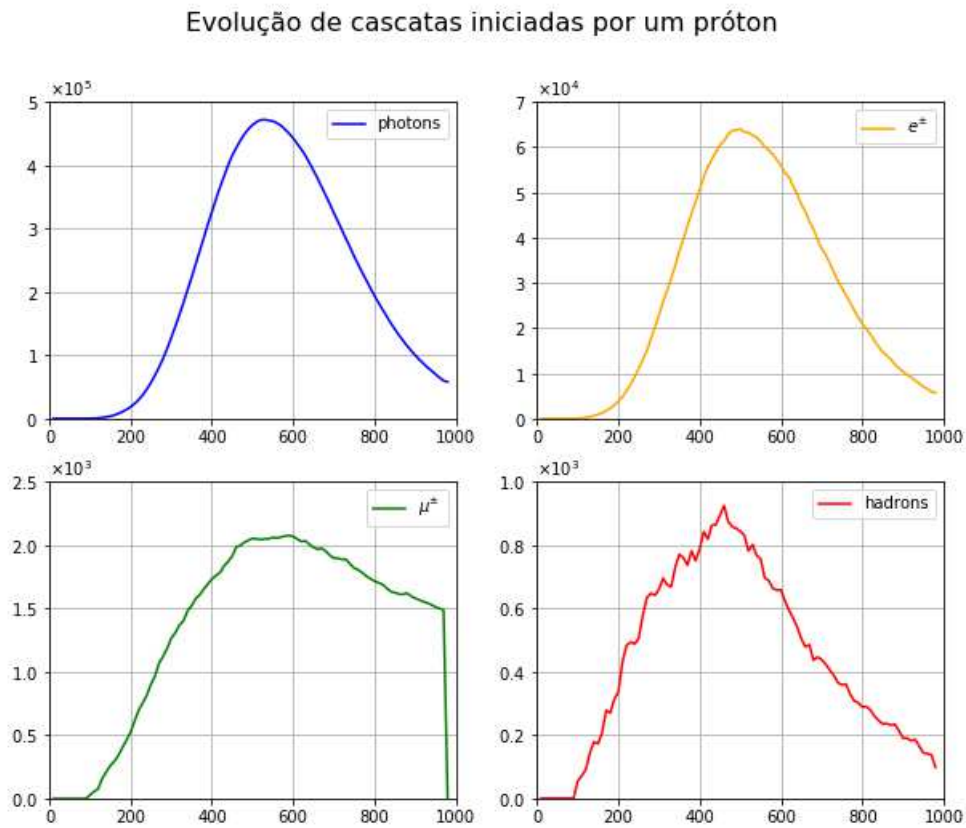


Figura 4.2: Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um próton com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$.

Evolução de cascatas iniciadas por um núcleo de Fe

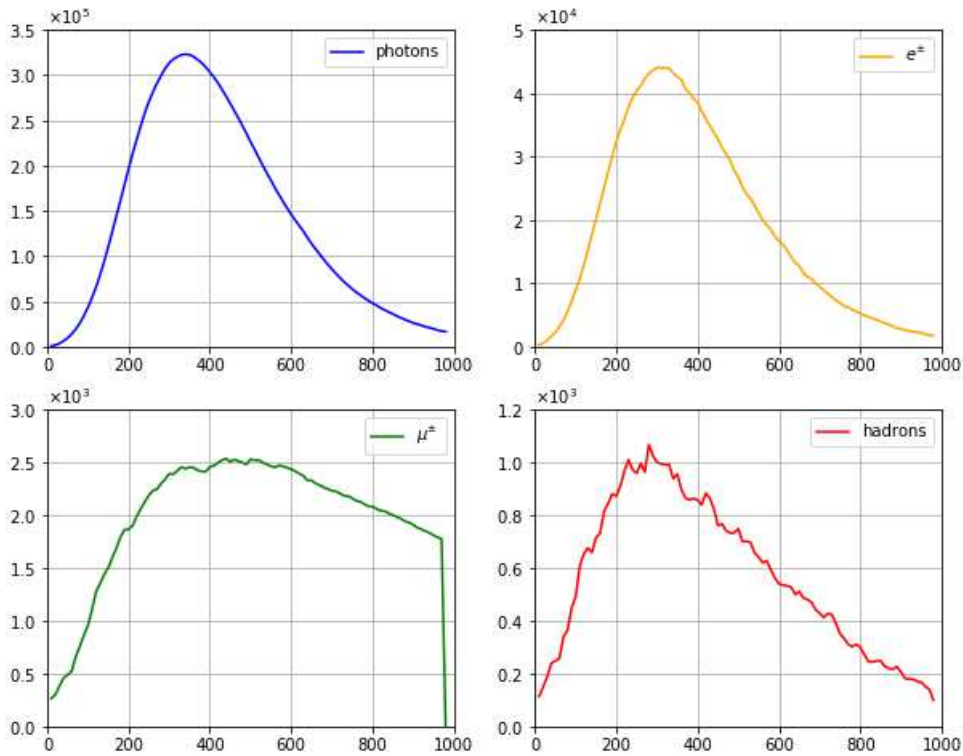


Figura 4.3: Simulação em CORSIKA para uma EAS iniciada por um núcleo de Ferro com energia $E_0 = 10^5 GeV$. Os eixos verticais indicam o número de partículas enquanto que os eixos horizontais indicam a profundidade atmosférica, em unidades de $g.cm^{-2}$.

4.2 Calibração

A calibração do WCD Caju consistiu em determinar a região estável de trabalho para a PMT (como definido na seção 3.3) e um segundo procedimento que foi caracterizar os histogramas de carga e pico (a serem definidos adiante) como função das componentes muônicas.

4.2.1 Região estável de trabalho para a PMT

Para determinar a região estável para a PMT aplicou-se o seguinte procedimento:

- Estabeleceu-se um valor fixo de trigger de $80ADC$;
- Estabeleceu-se uma faixa de voltagens (medidas em ADC), iniciando em $600ADC$ e finalizando em $750ADC$, em passos de $10ADC$. Em cada valor de voltagem, realizou-se uma tomada de dados durante durante $300s$ (varredura em voltagens);
- Finalizado a varredura realiza-se a análise dos dados obtidos.

Como ilustrado na figura 4.4, foi possível identificar a região estável entre $700ADC$ e $710ADC$, pois observa-se neste ponto uma menor inclinação da curva de fluxo, ou seja, a variação da contagem de eventos se torna aproximadamente constante.

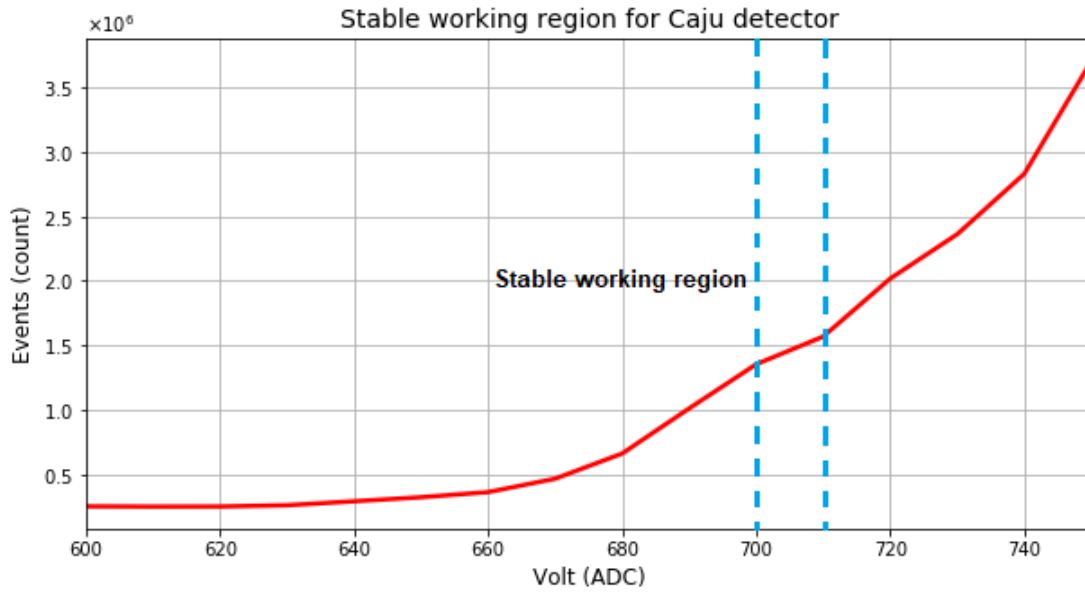


Figura 4.4: Gráfico da varredura em voltagens realizada para o detector Caju. Identifica-se entre as linhas verticais tracejadas a Região Estável de Trabalho para a PMT.

4.2.2 Equivalente múon vertical

Para caracterizar os histogramas de carga e pico utilizamos o conceito de calibração conhecido por VEM (por sua sigla em inglês, Vertical Equivalent Muon), que é definido como a energia total depositada por um múon que atravessa um WCD verticalmente pelo centro da tampa e saindo pela base. Esta calibração tem por objetivo obter o valor de $1VEM$ em unidades de ADC, que será distinto para cada detector, devido a diversos fatores (geometria do tanque, altitude local, entre outros).

Um histograma de carga, definido como o histograma de energias integradas os pulsos registrados pela PMT durante um certo período de tempo, possui um comportamento específico baseado nas seguintes características:

- Cascatas iniciadas por primários ultra energéticos possuem uma componente EM dominante em número comparada à componente muônica;
- Os pulsos de menor energia integrada são gerados em grande parte por fótons e elétrons (componente EM);
- O valor de energia integrada depositada pela componente muônica é muito maior que o da componente EM;
- O máximo da curva do sinal integrado associado aos múons atmosféricos está interligado a passagem de múons centrais verticais.

Tendo isto em consideração, a figura 4.5 mostra um histograma de calibração de carga produzido com os dados do detector Caju, onde se observa claramente as características citadas acima: um primeiro pico que domina a região de baixa energia integrada, correspondente à distribuição de sinais produzidas pela componente EM e um segundo pico, menor em contagem de eventos porém, de maior valor de energia integrada, associado à passagem de múons centrais verticais que, por definição, está relacionado com o valor do VEM. Realizando um ajuste quadrático na posição do segundo pico [9] e usando o valor da carga q neste mesmo ponto,

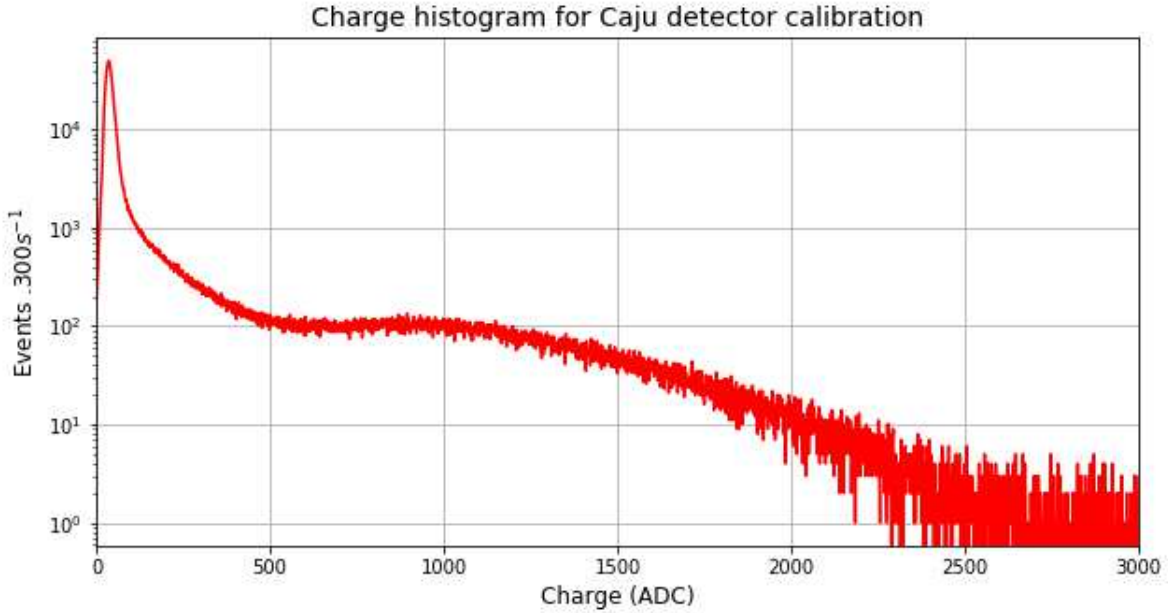


Figura 4.5: Histograma de carga registrado durante a calibração do detector Caju.

podemos determinar o valor de $1VEM$ como segue:

$$1VEM = \frac{q}{1,03}ADC \quad (4.1)$$

em que o valor apresentado no denominador ao centro da equação 4.1 é devido a medições feitas com telescópios de múons.

A partir dos dados apresentados na figura 4.5, para o detector Caju, o valor máximo de contagem de múons durante a calibração (o que corresponde à passagem de múons verticais) correspondeu a $q = 876ADC$, logo, da equação 4.1 temos: $1VEM = 850,5ADC$

4.2.3 Decaimento do múon

Uma outra forma de calibração, que para os propósitos deste trabalho, foi utilizada como forma de validar o procedimento realizado na seção 4.2.1, é o de decaimento de múons dentro do tanque. Esta técnica se baseia no fluxo de múons secundários produzidos nas EAS que, ao nível do mar, é cerca de $250muons/m^2.s$ [22]. Múons atmosféricos com energia de até $300MeV$, ao atravessarem o volume de água dentro do tanque, sofrem perdas de energia e decaem. O sinal do decaimento do múon é caracterizado por dois pulsos consecutivos da PMT, separados por um intervalo de tempo de $2\mu s$: o primeiro pulso corresponde ao múon que decai e o segundo pulso ao elétron produzido no decaimento. A figura 4.6 mostra a distribuição característica que segue um comportamento exponencial da forma

$$f(x) = ae^{(-x/\tau)} + b \quad (4.2)$$

que é representada pela curva sólida em que $\tau = 2,19\mu s$ é o tempo de vida média do múon. Na mesma figura é possível identificar dois picos relacionados aos afterpulses (definidos na seção 3.3), um em torno de $1,6\mu s$ e outro em torno de $7\mu s$ de intervalo entre pulsos.

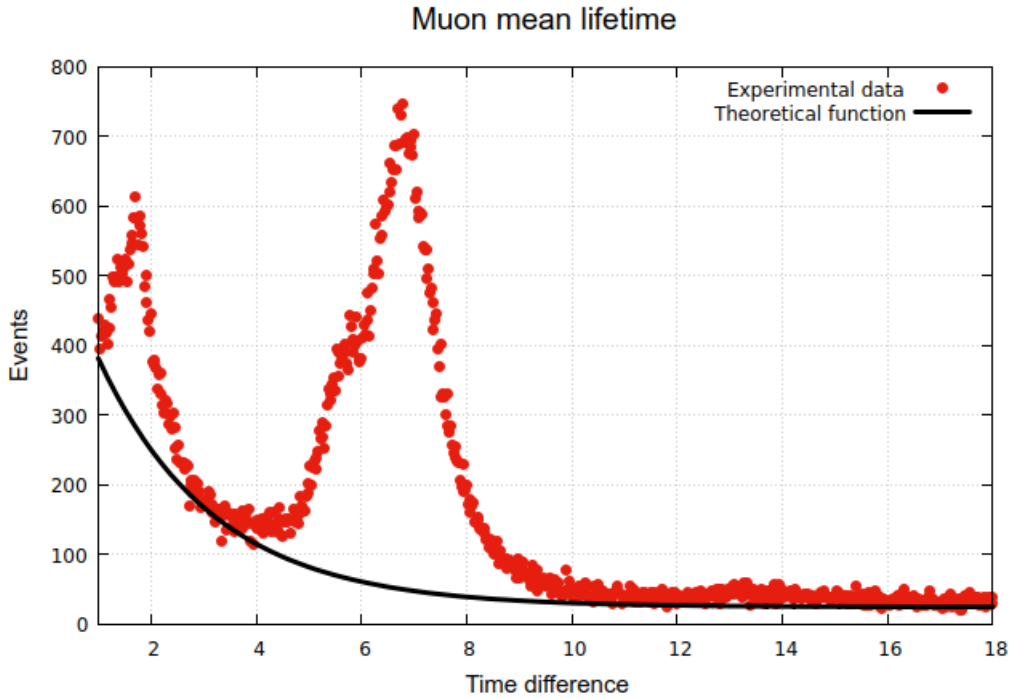


Figura 4.6: Gráfico característico para o tempo de decaimento do múon, onde observa-se o comportamento exponencial (pontos em vermelho acompanhando a linha sólida negra) juntamente com duas regiões de *afterpulses*.

4.3 Correções devido à fatores atmosféricos

A evolução da cascata de secundários depende essencialmente da interação dos primários com as moléculas que compõem a atmosfera, logo, depende da quantidade de matéria presente ao longo de suas trajetórias. Se tratado como um gás ideal, a densidade do ar atmosférico pode ser escrita em termos da temperatura e da pressão [10], que são os fatores mais importantes que influenciam a evolução da cascata e conseqüentemente modificam a contagem de secundários nos WCD. Trataremos aqui apenas da correção por efeitos da pressão atmosférica.

A pressão atmosférica pode ser definida como a força que uma coluna de ar exerce sobre uma dada superfície, ou seja, quanto maior a pressão local, maior é a quantidade de ar que as partículas devem atravessar. Dessa forma podemos prever, qualitativamente, o comportamento da evolução da cascata: a contagem de secundários deve ser menor em regiões ou em períodos em que a pressão atmosférica é maior, pois com o aumento da pressão (e conseqüentemente da densidade atmosférica), aumenta-se a probabilidade de absorção das partículas. Chamamos este efeito de anticorrelação e é mostrado na figura 4.7, para três dias diferentes (um em cada mês) com dados coletados pelo Caju entre Maio e Julho de 2019.

Consciente disso, faz-se necessária uma correção devido à variação diária da pressão atmosférica, esta que provoca uma modulação indesejada na leitura dos detectores. Para a correção barométrica, a relação entre a contagem de eventos e a pressão atmosférica é dada por:

$$\frac{dN}{N} = -\beta dP \quad (4.3)$$

onde $\frac{dN}{N}$ é a variação percentual (devido a pressão) da contagem de eventos, dP é a variação de pressão e β é chamado de *coeficiente barométrico*. Integrando a equação 4.3, obtemos:

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\beta(P - P_0) \quad (4.4)$$

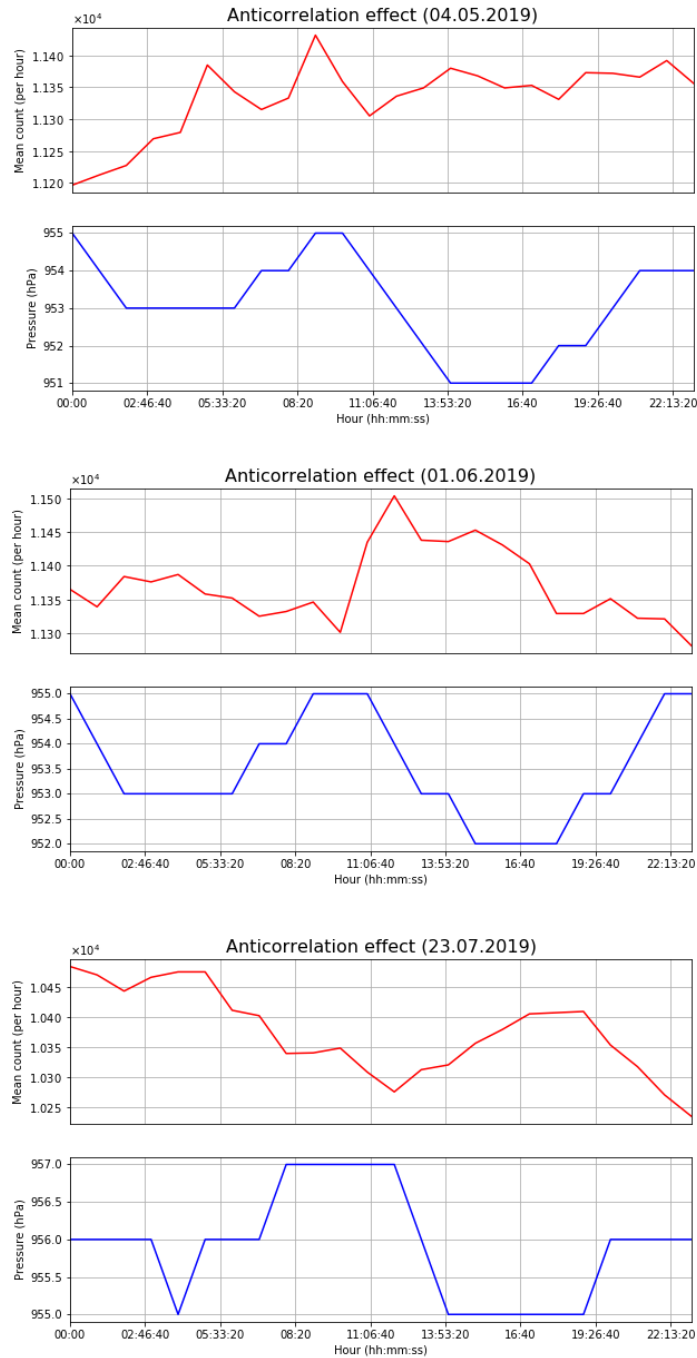


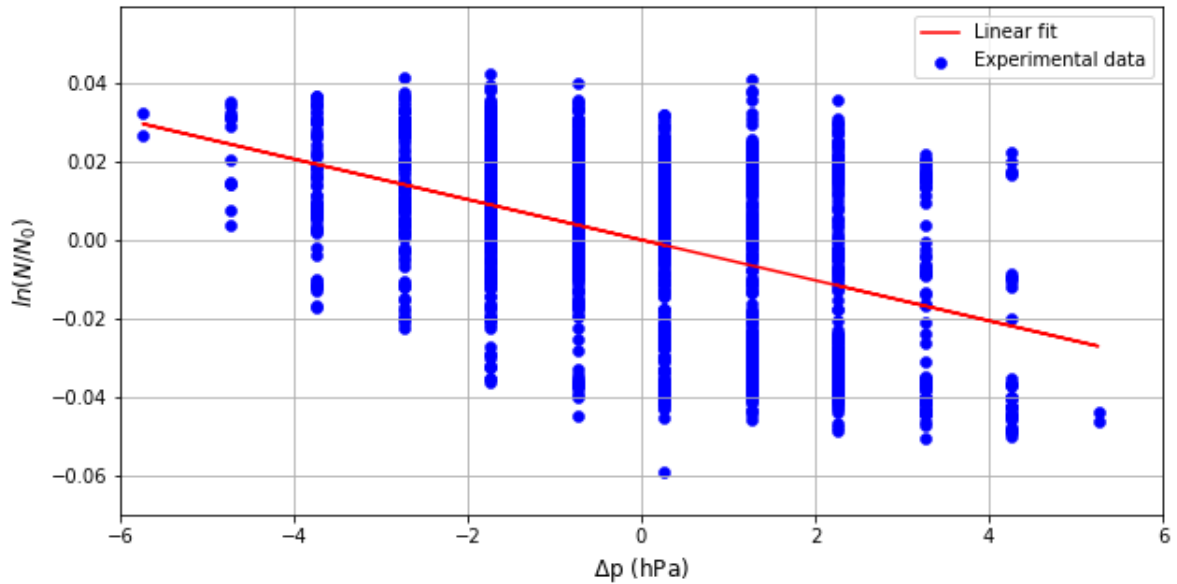
Figura 4.7: Efeito de anticorrelação entre pressão atmosférica e fluxo de múons em três dias diferentes entre os meses de Maio e Julho de 2019 à 556 m.s.n.m.

onde N_0 e P_0 são as médias da contagem de eventos e pressão atmosférica, respectivamente, no período estudado.

Para calcular P_0 e conseqüentemente ΔP , utilizamos um conjunto de dados meteorológicos de qualidade, obtidos da estação meteorológica da Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas da UFCG, e juntamente com os dados do TD Caju foi possível realizar a análise do comportamento do fluxo de múons atmosféricos detectados pelo Caju como função da pressão atmosférica na cidade de Campina Grande-PB. Foram utilizados 1620 medições, realizadas entre 4 de Maio e 19 de Julho de 2019, para construir o gráfico apresentado na figura 4.8 e através do ajuste linear realizado baseando-se na equação 4.4, obteve-se o coeficiente barométrico:

$$\beta = -0,51 \pm 0,03\%/hPa$$

Tal resultado está em acordo com outros resultados experimentais e, visto que o coeficiente barométrico depende da energia média dos múons, este valor mostra que os múons que atingem o TD Caju possuem energia média um pouco maior que os detectados em [23].



Capítulo 5

Conclusões

Obteve-se completo êxito na instalação, calibração e tomada de dados com o detector Caju, sendo possível através dele, registrar a passagem de partículas secundárias resultantes da interação de CRs com a atmosfera terrestre, a 556 m.s.n.m. Com isso, a Universidade Federal de Campina Grande, como primeira representante brasileira na colaboração LAGO, vêm contribuindo ativamente transmitindo os dados coletados para o servidor central da colaboração, localizado em Bucaramanga, Colômbia. Além disso, é feito um trabalho em conjunto com outros integrantes da colaboração, tanto nacionais como internacionais, com o objetivo de troca de informações, seja dos dados registrados ou outros aspectos dos WCD, em especial para aperfeiçoamento das técnicas utilizadas.

Através do histograma de carga, é possível não apenas realizar a calibração dos detectores Cherenkov, mas também utilizá-lo como medidor da qualidade da água utilizada no tanque. Como descrito na sessão 4.2.2 e mostrado na 4.5, os histogramas de carga possuem um comportamento característico e casos em que a curva muônica não aparece claramente e distinta da curva eletromagnética, ou casos em que numa análise de evolução temporal, a curva muônica se desloca para a região de baixa energia (mais a esquerda no gráfico), a principal causa para estes efeitos é a degradação da água utilizada no tanque. Este último caso passou a ocorrer entre os meses de Julho e Agosto de 2019 com o TD Caju, nos indicando uma perda de contagem de múons. A fim de evitar que tal resultado ocorra em curtos períodos de tempo, a colaboração LAGO durante o XI LAGO Workshop, realizado em Outubro de 2019 na cidade de Buenos Aires, Argentina, pôs em desenvolvimento um protocolo padrão de purificação da água para todos os detectores que fazem parte do grupo.

A análise feita através da curva da vida média do múon (figura 4.3), deixa ainda mais evidente o sucesso da calibração realizada e da qualidade dos dados obtidos através do detector. Mesmo o inconveniente apresentado pelos afterpulses, encontrou-se dentro dos valores esperados segundo [17]. Observa-se que, excluindo os picos gerados por este efeito, os dados experimentais estão em ótimo acordo com a curva teórica apresentada.

Finalmente, a boa qualidade dos dados coletados entre os meses de Maio, Junho e Julho corrobora para a instalação bem sucedida do detector Caju. Isto fica assegurado primeiramente pela análise temporal onde observa-se o efeito de anticorrelação diário e também, analisando o fluxo de múons como função da pressão atmosférica que, após um processamento mais detalhado nos resultou na figura 4.8, mostra compatibilidade com o comportamento esperado, como definido na sessão 4.3.

A instalação do detector Caju deixa clara as possibilidades acadêmicas e pedagógicas que um WCD pode exercer dentro de uma instituição de ensino superior. Sendo possível desenvolver trabalhos de instrumentação, devido à aparelhagem envolvida, bem como de análise de dados e simulações computacionais, considerando a quantidade massiva de dados coletados diariamente. Segue-se com a perspectiva de continuação do funcionamento do detector Caju, em

estado avançado de análise de dados, juntamente com os detectores da cidade de São Paulo e de Campinas e outros sítios ativos da colaboração LAGO, buscando informações a respeito de eventos solares aos quais são responsáveis pela modulação do fluxo de primários que atinge a Terra e conseqüentemente, altera o fluxo de secundários detectados na superfície. Planeja-se também, um aprofundamento nas técnicas de análise de dados para minimização dos efeitos provocados pelos Afterpulses na curva da vida média do múon. Todas as informações detalhadas sobre instalação, calibração e medições usando WCDs estão disponibilizadas na página eletrônica da colaboração LAGO.

Bibliografia

- [1] Pacini, D. **La radiazione penetrante alla superficie ed in seno alle acque.** Il Nuovo Cimento, VI(3): 97-100, 1912.
- [2] Bustamante, M. C. **A descoberta dos raios cósmicos ou o problema da ionização do ar atmosférico.** Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 35, n. 2, 2603 (2013).
- [3] Sidelnik, I.; Asorey, H.; LAGO Collaboration. **LAGO: the Latin American Giant Observatory.** astro-ph.IM, 2019.
- [4] Bertucci, B.; Fiandrini, E.; Khiali, B.; Tomassetti, N. **New results in solar modulation modeling in light of recent cosmic-ray data from space.** Proceedings of Science, 2019.
- [5] Bertucci, B.; Fiandrini, E.; Khiali, B.; Tomassetti, N. **Time lag in cosmic-ray modulation and global properties of the Solar Cycle.** Proceedings of Science, 2019.
- [6] Potgieter, M. S. **Solar modulation of cosmic rays.** Physics.space-ph, 2013.
- [7] Gaisser, T. **Cosmic rays and particle physics.** Cambridge University Press, Cambridge - 1993.
- [8] Vega, H. J.; Sanchez, N. **Extreme energy cosmic rays: bottom-up vs. top-down scenarios.** astro-ph, 2003.
- [9] Asorey, H. **Tesis de doctorado: Los detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación.** Centro Atómico Bariloche, Bariloche - 2012.
- [10] Nussenzveig, M. **Física Básica vol. 2: fluidos, oscilações e ondas, calor.** 4º ed. - Rio de Janeiro: Editora Blucher, 2002.
- [11] <https://chandra.harvard.edu/photo/2008/sn1006c/>. Acessado em 18 de Novembro de 2019.
- [12] Matthews, J. **A Heitler model of extensive air shower.** Astroparticle Physics, n. 22, p. 387-397, 2005.
- [13] Jelley, J. V. **Cherenkov radiation and its applications.** London: Pergamon Press, 1958.
- [14] Fauth, A.C.; Penereiro, J.C.; Kemp, E.; Grizolli, W.C.; Consalter, D.M.; Gonzalez, L.F.G. **Demonstração experimental da dilatação do tempo e da contração do espaço dos múons da radiação cósmica.** Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 29, p. 585-591, 2007.

- [15] Suarez, M. D. **Tesis de grado: Instalación de un detector Cherenkov de agua para la detección de trazas de rayos cósmicos a 956 metros sobre el nivel del mar.** Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga - 2011.
- [16] Meyer, S. T. **O uso do cloro na desinfecção de águas, a formação de Trihalometanos e os riscos potenciais à saúde pública.** Cad. Saúde Pública, n. 10, p. 99-110, 1994.
- [17] Wang, W. et. al. **Performance of the 8-in. R5912 photomultiplier tube with superbiakali photocathode.** Journal of Instrumentation, n. 10, 2015.
- [18] Akgun, U. et. al. **Afterpulse timing and rate investigation of three different Hamamatsu Photomultiplier Tubes.** Journal of Instrumentation, n. 3, 2008.
- [19] Digi-Key Electronics. **Digilent Nexys2 Board Reference Manual.** Minnesota, 2012.
- [20] <http://wiki.lagoproject.net/index.php?title=ACQUA>. Acessado em 9 de Dezembro de 2019.
- [21] <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>. Acessado em 19 de Março de 2020.
- [22] Alarcón, M. et. al. **Calibration and monitoring of water Cherenkov detectors with stopping and crossing muons.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, n. 420, p. 39-47, 1998.
- [23] Souza, H. V. **Tese de mestrado: Estudo da atividade solar com detectores de partículas situados em solo terrestre.** Universidade Estadual de Campinas, Campinas - 2017.