

CBPF

CARACTERIZAÇÃO DE RPC'S PARA
PROJETO MARTA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

OTTO CARLOS LIPPMANN
9 DE OUTUBRO DE 2017

Agradecimentos

Agradeço ao meu pai Alexandre por ter me ensinado o amor à Ciência e sempre enxergar o melhor em mim. Agradeço à minha mãe Neuza pelos valores ensinados, essenciais a um cientista. Ao meu irmão Gabriel, pela amizade verdadeira e confiança. Agradeço à minha noiva Patricia pelo amor e paz, e por apoiar meus sonhos, muitas vezes mais que eu mesmo. Agradeço ao Professor Doutor Ronald Cintra Shellard pela orientação, não apenas através do vasto conhecimento científico, mas pelo exemplo do que é ser um verdadeiro Físico, com o espírito questionador, inquieto e inconformista de um autêntico homem da Ciência. Ao Doutor Ulisses Barres de Almeida, por me mostrar o que é ser um Físico brilhante e exemplar, e por sempre estar disponível no meu desenvolvimento acadêmico. Agradeço também a Luis Miguel Mendes, por transmitir com humildade seu conhecimento e experiência no MARTA, e pelo tempo que passamos no laboratório, seu trabalho foi primordial para essa dissertação.

Resumo

A presente dissertação tem como objeto o trabalho de caracterização e calibração dos detectores de Múons do Projeto MARTA (Muon Array for Tagging Air Shower). Os detectores foram instalados no laboratório MARTA-RIO, no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. A função do Marta é detectar partículas geradas pela colisão de Astropartículas no alto da atmosfera, que são partículas extremamente energéticas produzidas em objetos astrofísicos relativísticos, e carregam informações sobre suas fontes. Podemos dividi-las em dois grupos, Raios Cósmicos, que são partículas carregadas e raios gama, fótons de altíssima energia. Essas partículas, chamadas de primárias, viajam grandes distâncias até atingirem a Terra e desencadear um processo de produção em cascata de muitas outras partículas, chamadas de secundárias, formando um chuveiro atmosférico. Dentre as partículas desse chuveiro estão os múons, que atravessam a atmosfera e podem ser detectados no solo. Através de técnicas matemáticas é possível obter parâmetros a respeito do raio cósmico, como direção e energia, utilizando a detecção das partículas secundárias. Nesta dissertação é feita uma discussão teórica sobre a física dos raios cósmicos, sua importância, parâmetros, técnicas de detecção e experimentos. Também é apresentada a descrição construtiva e técnica do Projeto MARTA. Com essa base teórica, são apresentados os resultados do trabalho desenvolvido, ou seja, as simulações, rotinas de aquisição, análise, algoritmos de calibração, reconstrução do fluxo e direção dos múons. A importância desse desenvolvimento se deve ao fato dos detectores MARTA serão utilizados em experimentos de Astropartículas em colaborações internacionais, como o observatório Auger, Lattes e o CTA, e os resultados desse trabalho irão contribuir com isso.

Palavras chave: Raios Cósmicos, Astropartículas, RPC, MARTA, Múon, Detector de Partículas, Auger.

Abstract

The scope of this dissertation is the characterization and calibration of MARTA (Muon Array for Tagging Air Shower) detectors. The detectors were installed in MARTA-RIO laboratory, at the Brazilian Center for Physical Research. Marta's function is to detect particles generated by the collision of astroparticles in the higher atmosphere, which are extremely energetic particles produced in relativistic astrophysical objects, and give us information about their sources. We can separate them into two groups, Cosmic Rays, which are charged particles, and Gamma Rays, photons of very high energy. These particles, called primaries, travel large distances until they reach the Earth and create a cascade process of many other particles, called secondary, generating an extensive air shower. Among the particles in this shower are the muons, which pass through the atmosphere and can be detected in the ground. Using mathematical techniques, it is possible to obtain parameters regarding the cosmic ray, such as direction and energy, by secondary particles detection. In this dissertation a theoretical discussion is made about the physics of the Cosmic Rays, their importance, parameters, detection techniques and experiments. The constructive and technical description of the MARTA Project is also presented. With this theoretical basis, it is presented the results of the work developed, that is, the simulations, routines of data acquisition, analysis, calibration algorithms, flux reconstruction and muon direction. The importance of this work is due the MARTA detectors will be used in Astroparticle experiments in international collaborations, such as Observatory Auger, Lattes and CTA observatory, and the results of this work will contribute to this.

Key words: Cosmic Rays, Astroparticles, RPC, MARTA, Muon, Particle Detector, Auger.

Conteúdo

1	Introdução	3
2	Física dos Raios Cósmicos	7
2.1	Física dos Raios Cósmicos	9
2.2	Experimentos atuais	26
2.3	Questões abertas em raios cósmicos	33
3	Projeto MARTA	37
3.1	RPC's	37
3.2	Aplicações	38
3.3	MARTA Rio	39
3.4	Simulações	42
4	Resultados	51
4.1	Aquisição de dados	51
4.2	Calibração das RPC's	55
4.3	Análise dos dados	57
4.4	Ferramenta para caracterização e calibração das RPCs	67
5	Conclusões	69

Capítulo 1

Introdução

Sumário: Introdução contendo os pontos apresentados na dissertação.

A História dos raios cósmicos teve seu evento chave em 1912, quando o físico austríaco Victor Hess descobriu que a ionização do ar em grandes altitudes era maior que ao nível do mar. Hess instalou um eletroscópio de folhas em um balão de ar quente e percebeu que o tempo de descarregamento do mesmo diminuía com a altitude. Ele observou que a 5000 metros o tempo de descarregamento era metade do tempo medido no solo. Como a ionização está relacionada a radiação presente no ar, concluiu que havia uma radiação de extrema energia, taxa constante e omini-direcional alcançando a Terra [36]. Essa radiação não tinha relação com a radioatividade natural advinda da Terra, e foi batizada de Raios Cósmicos. Essa descoberta lhe rendeu o Prêmio Nobel de Física em 1936.

Nos anos seguintes os cientistas perceberam que os raios cósmicos não eram uma radiação, mas sim partículas extremamente energéticas, em sua maioria prótons. Ao atingir a atmosfera, geravam uma cascata de outras partículas, fótons, elétrons e múons. Muito embora a natureza dos raios cósmicos tivesse sido esclarecida, sua origem seguia um mistério. Não se conhecia o fenômeno capaz de acelerar essas partículas a velocidades próximas a da luz, com energia até 100 bilhões de vezes maior que a alcançada nos aceleradores mais avançados.

O estudo dessas fontes de raios cósmicos segue sendo um promissor campo da Física atual, e vários experimentos se dedicam a investigação de sua natureza e origem. Além de ser um importante subsídio para a pesquisa em astrofísica, os raios cósmicos oferecem uma fonte de física de altas energias muito superior a possível atualmente no LHC, e assim vem cada vez mais sendo utilizados em pesquisas em Físicas de Partículas.

Nesta dissertação vamos estudar as características de uma classe de detectores chamada de Câmara de Placas Resistivas [33, 48] (RPC, da sigla do nome em inglês *Resistive Plate Chamber*), desenvolvidas originalmente para medir em áreas extensas a passagem de partículas carregadas a um custo baixo. Estudaremos, em particular, as RPCs desenvolvidas no âmbito do Observatório Pierre Auger [4], onde o elemento resistivo nas câmaras é vidro, o Projeto MARTA (Muon Array for Tagging Air Shower) [49].

Nosso principal objetivo é a caracterização dos detectores do tipo RPC, medindo sua performance e eficiência, para determinação do fluxo de múons em uma determinada região. No contexto do Observatório Pierre Auger, a importância dessa medição se deve ao fato que o fluxo de múons no solo tem relação com as características físicas da partícula primária do chuveiro, que por sua vez permite modelar as diferentes fontes astrofísicas que geram o espectro de energia dos raios cósmicos.

Para realizar esta caracterização foi montado um arranjo com duas RPCs, no laboratório do Projeto MARTA no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. As câmaras foram construídas pelos colaboradores do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP), em Coimbra, Portugal. Criamos, para esta análise, programas para simulação da performance das RPCs e para a análise dos dados experimentais coletados, usando a linguagem ROOT [20]. O resultado das análises foi confrontado com as simulações. O trabalho realizado permitirá a caracterização de RPC's para aplicações em experimentos de raios cósmicos, como o Observatório Pierre Auger [41] e o projeto LATTES [15].

O capítulo 2 irá apresentar uma resenha sobre a física que envolve os raios cósmicos. Expomos uma descrição dos conceitos importantes associados aos raios cósmicos, com um breve histórico mostrando o desenvolvimento dessa área da física de altas energias. Nela exploramos sua natureza, detalhando a composição e características, examinando sua origem, ou seja, as fontes de raios cósmicos e a física dos mecanismos de produção e aceleração, parâmetros associados à caracterização dos raios cósmicos. O espectro de energia, com detalhamento do significado físico de cada região, assim como a descrição das componentes dos chuviros atmosféricos e as técnicas de detecção, relacionando as principais tecnologias e como são utilizadas em experimentos, são também abordadas. Após isso, teremos uma seção sobre os principais experimentos, detalhando as características construtivas, a física que os envolve, status e possibilidades futuras. Essa seção é de especial importância para a dissertação, pois os resultados da caracterização e calibração de RPC's apresentadas aqui serão utilizados em experimentos de raios cósmicos. A seção final desse capítulo contempla as questões abertas em física de raios cósmicos, dentre elas as regiões do *tornozelo* e *joelho* do espectro de energia, fontes galácticas e extra-galácticas e anisotropia. A busca de respostas para essas questões em aberto são o foco da pesquisa e dos experimentos em raios cósmicos.

O capítulo 3 detalha o Projeto MARTA (*Muon Array for Tagging Air Shower*), que é o projeto objeto dessa dissertação. São apresentadas as características dos detectores RPC utilizados no arranjo, tais como detalhes construtivos, suas dimensões, a região de detecção, e as características funcionais (resolução temporal e espacial) e os parâmetros de funcionamento e supervisão. Além disso é discutido o arranjo de detectores e o motivo e consequências para esse arranjo. Em seguida são apresentadas as aplicações para o projeto MARTA e como poderia ser utilizado em experimentos de raios cósmicos e obter resultados e dados por si só. Também será exposto o arranjo montado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), chamado de MARTA Rio, arranjo onde foram produzidos os dados apresentados e analisados nesta dissertação.

Na seção seguinte são apresentados os detalhes da eletrônica utilizada no MARTA, com suas características e componentes e a lógica de gatilho usada. Também são abordadas as simulações feitas, suas premissas, a linguagem utilizada e os resultados gerados, em confronto com os dados obtidos pelo detector para validação, análise e confirmação de premissas.

No capítulo 4 são apresentados os resultados das aquisições, das análises e as ferramentas criadas para a caracterização e calibração dos detectores utilizados no projeto MARTA Rio. Mostramos primeiro, como é realizada a aquisição dos dados brutos advindos da eletrônica do arranjo, com detalhes sobre as janelas de armazenamento utilizadas, os mapeamentos e conversões e os parâmetros importantes para as análises. Após isso, são apresentadas as rotinas para tratamento desses dados brutos, com a linguagem utilizada, suas premissas e motivação. A seção seguinte mostra o algoritmo utilizado para calibração interna dos detectores, ou seja, para o cálculo das eficiências relativas. A seguir é demonstrada

a análise dos dados através das camadas de processamento e análise, desde os dados brutos, passando pela exclusão de eventos e ruído até a calibração dos detectores, com os gráficos e histogramas associados a cada camada.

Depois os resultados finais desse processamento são confrontados com as simulações, discutindo-se o alcance dos modelos utilizados e validação dos resultados. Em seguida, temos uma seção que utiliza os dados processados para determinação do fluxo de múons no solo, bem como a reconstrução de suas direções de chegada ao detector. A próxima seção apresenta uma ferramenta de calibração das RPC's que pode ser utilizada em um processo seriado, na sua fabricação no CBPF.

O capítulo final 5 apresenta as conclusões dessa dissertação, ou seja, um sumário com os resultados encontrados (fluxo de muons, distribuição angulares, ferramentas de análise e calibração), as consequências e passos futuros para utilização dos mesmos.

Capítulo 2

Física dos Raios Cósmicos

Sumário: Revisão geral sobre os raios cósmicos.

Charles-Augustin de Coulomb descobriu, em 1785, que eletroscópios – instrumentos inventados para medir a carga elétrica dos objetos – descarregavam espontaneamente com o tempo, um paradoxo, uma vez que o ar era considerado um material elétrico isolante. Posteriormente, já em 1879, o físico britânico William Crookes observou que a velocidade de descarregamento de eletroscópios isolados diminuía conforme a pressão atmosférica no ambiente da medida era reduzida.

A descoberta dos elementos radioativos e de sua emissão espontânea – emissão de partículas por instabilidade nuclear, – por Antoine Henry Becquerel em 1896, levou os cientistas a perceber que elementos radioativos eram capazes de descarregar os eletroscópios. Esses instrumentos usados para a observação de fenômenos eletrostáticos, são baseados no movimento de peças metálicas sob a influência de forças elétricas atrativas ou repulsivas. Ele é constituído por uma haste metálica onde duas folhas de ouro são presas em sua extremidade inferior e com uma esfera é fixada na extremidade superior. As folhas ficam dentro de uma campânula para evitar movimentação do ar. Quando uma carga de teste é aproximada da esfera, ocorre a movimentação de cargas fazendo que as folhas adquiram potenciais de mesmo sinal e assim se repelindo (ver a figura 2.1). O descarregamento dos eletroscópios ocorria porque a emissão de partículas carregadas ionizaria o ar, permitindo a movimentação de cargas. Conclui-se então que o descarregamento espontâneo dos eletroscópios era provocado pela ionização do ar em seu interior. Isso acarretou um questionamento ainda mais importante: O que gerava a ionização da atmosfera na ausência de materiais radioativos?

Foi Charles Thomson Rees Wilson, na Inglaterra, o primeiro a sugerir uma origem extraterrestre para essa radiação, em contradição com a hipótese mais simples, de que a radiação era proveniente de materiais radioativos nas imediações dos equipamentos, ou seja, a partir de fontes terrestres. No entanto, ele não foi capaz de provar sua teoria, já que experimentos no interior de rochas não mostraram redução na ionização. Em 1909 experimentos mostraram que o descarregamento espontâneo também ocorria em ambientes isolados por escudos metálicos. Isso eliminou a possibilidade dessa radiação ser formada por partículas α e β , uma vez que possuíam penetração conhecida nesses materiais. Das três radiações conhecidas na época, sobrara apenas a radiação γ , e assumiu-se que era a responsável pela ionização. Três possibilidades para a fonte dessa radiação foram levantadas, radioatividade proveniente da crosta terrestre, da atmosfera e extraterrestre (Sol).

Pensava-se que das três possibilidades, a proveniente da crosta terrestre possuía a maior

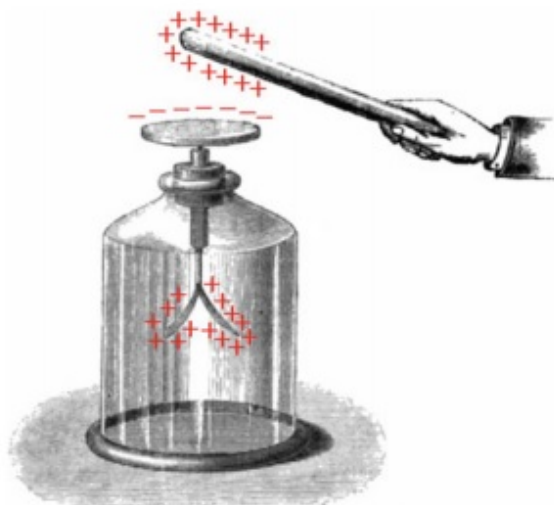


Figura 2.1: Eletroscópio.

contribuição. Com isso, foram feitos cálculos para modelar a variação do descarregamento em função da altura em relação a superfície da Terra. O cientista alemão, o jesuíta Theodor Wulf, realizou um experimento para verificar essa influência. Fez medições a 300 metros, no topo da torre Eiffel. Os cálculos mostravam que a essa altura apenas uma pequena porcentagem da radiação da crosta sobreviveria. A despeito das previsões teóricas, observou-se que a radiação não era sequer metade da observada no solo. Apesar dos resultados, sua conclusão foi que a explicação mais plausível para esse fenômeno continuava sendo a radiação da crosta terrestre.

Domenico Pacini questionou essa ideia, através de experimentos subaquáticos realizados no Mar do Golfo de Gênova e no Lago de Bracciano [26]. Ele identificou diminuição de 20% na taxa de descarregamento 3 metros abaixo do nível do mar e concluiu que a radiação não vinha do interior da Terra. Após esse resultado os cientistas voltaram sua atenção novamente para a influência da altitude na radiação. Como o experimento de Wulf não havia sido conclusivo, o próximo passo seria a utilização de balões atmosféricos para as medições. Albert Gockel realizou medições com balões a 3000 metros de altitude e observou que a taxa de ionização não diminuía com a altitude, como sugeria a teoria da origem terrestre. Mesmo assim, sua conclusão ainda não foi totalmente favorável a teoria extraterrestre. Ele afirmou que havia uma componente não desprezível na radiação que independia das substâncias radioativas na Terra.

Foi o físico austríaco Victor Hess que consolidou definitivamente a teoria da origem extraterrestre da radiação que causava a ionização atmosférica. Ele realizou 7 voos com diferentes instrumentos de medição. Em seu último voo chegou 5200 m. Os resultados mostraram que a taxa de ionização diminuía logo acima da superfície e depois aumentava consideravelmente. A 3000 metros o aumento era de 50% do total de radiação observada no solo. Entre 4000 e 5200 o aumento chegava a 100% (Figura 2.2). Ele concluiu que essa radiação era feita de raios γ de altíssima energia vindos de todas as direções do espaço. Pouco depois Werner Kolhöster usando um eletrômetro mais preciso, chegou até a altitude de 6 300 m (Figura 2.2), obtendo dados de maior qualidade. Referências históricas podem ser encontradas

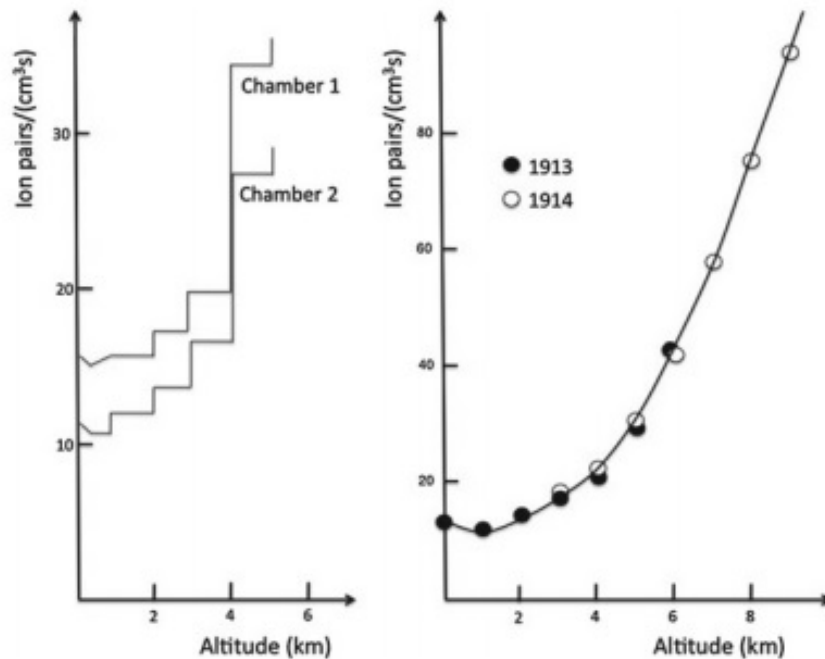


Figura 2.2: Variação da ionização com a altitude. *Esquerda:* Último experimento de Hess. *Direita:* Resultado do experimento de Kolhörster (1913, 1914)

no número especial da revista *Astroparticle Physics* [52]. O termo *raios cósmicos* só veio a ser cunhado em 1928, pelo físico norte-americano Robert Andrews Millikan [44].

A teoria de que os raios cósmicos eram formados por radiação γ foi sustentada devido ao seu poder penetrante, uma vez que não se conhecia muito bem as características de partículas carregadas relativísticas. O primeiro experimento a lançar luz sobre a natureza dos raios cósmicos verificou que havia relação entre a latitude e a intensidade da radiação. O físico holandês Jacob Clay [22] identificou um aumento na intensidade com a latitude. Isso evidenciou que os raios cósmicos interagiam com o campo magnético da Terra, e portanto apresentavam carga elétrica. Em 1933 três experimentos independentes, realizados por Luis Walter Alvarez e Arthur Holly Compton, Thomas H. Johnson [37] e Bruno Rossi [47], mostraram que próximo ao equador havia mais radiação advinda do oeste que do leste. Esse efeito era explicado pela interação de cargas positivas com o campo magnético terrestre. A conclusão final foi de que os raios cósmicos eram predominantemente formados por partículas carregadas, mais especificamente positivas, ou seja, provavelmente prótons. Essa natureza foi confirmada mais tarde com o uso de eletroscópios mais sofisticados.

2.1 Física dos Raios Cósmicos

A descoberta da natureza cósmica, da radiação incidente na Terra, deu origem a um estudo detalhado da natureza destas partículas. Sabe-se, hoje, que entre os núcleos que são parte da composição química dos raios cósmicos, encontra-se quase todos os elementos químicos estáveis da tabela periódica, numa composição não muito diferente do que a composição de matéria do sistema solar (Figura 2.3). Essa matéria, provavelmente injetada

no espaço pela explosão de super novas, viaja milhões de anos até atingir a Terra, essencialmente à velocidade da luz.

Os raios cósmicos detectados na superfície da Terra são formados por componentes secundários, fruto da interação hadrônica de um componente primário com núcleos da atmosfera. Raios cósmicos sofrem interações também com a matéria do espaço intergaláctico.

A interação da componente primária de um raio cósmico com os núcleos da atmosfera geram fragmentos, que por sua vez sofrem novas colisões, gerando novos fragmentos e esse processo vai se multiplicando – gerando o que se convencionou chamar de chuva atmosférica – até o ponto onde os fragmentos já não tem energia suficiente para gerar novos fragmentos. Uma fração significativa dos fragmentos são píons, carregados e neutros. Os píons carregados, ou sofrem novas interações ou decaem em múons e neutrinos, em contraste com os píons neutros que decaem imediatamente em dois fótons energéticos, que por sua vez vão produzir pares elétron-pósitron e mais fótons, formando a componente eletromagnética de um chuva atmosférica. Já os múons, carregam muita energia por partícula, enquanto que os neutrinos tipicamente escapam detecção. Quanto mais energética a componente primária dos raios cósmicos, maior o número de partículas secundárias geradas e maior a área onde esses fragmentos estarão distribuídos ao atingir o solo.

Raios cósmicos carregados aproximam-se do sistema solar após serem defletidos pelo campos magnéticos no interior da Galáxia, de aproximadamente $1 \mu\text{G}$, e por campos extragalácticos, dependendo de sua origem. Ao se aproximarem da Terra, raios cósmicos carregados começam a interagir com campos magnéticos muito mais fortes, da ordem de 1 G . Dependendo da energia podem ser suscetíveis ainda ao campo magnético oriundo do ciclo solar.

Raios cósmicos são formados fundamentalmente por prótons (90%), e núcleos mais pesados. O fluxo de elétrons e pósitrons é aproximadamente de 1 para cada 1000 raios cósmicos regulares (prótons), mas seu entendimento, o fluxo dos pósitrons em particular, pode trazer informações importantes de fontes de Matéria Escura e por isso vem sendo cada vez mais estudado em experimentos, como o *Alpha Magnetic Spectrometer II* (AMS II), um detector de partículas instalado na Estação Espacial Internacional [11, 50]. O espectro de energia destas partículas é dominado por elétrons emitidos por aceleradores locais ou pelo decaimentos de elementos pesados nas proximidades, uma vez que os elétrons/prótons de altas energias tem uma curta propagação devido a perda de energia por processos Synchrotron e Compton Inverso. O fluxo de antiprótons é ainda menor, 4 ordens de grandeza abaixo e até onde se sabe são, em sua totalidade, raios cósmicos secundários formados por interações hadrônicas no meio interestelar. Em relação a anti-núcleos não há evidências de sua participação no espectro dos raios cósmicos.

Os raios cósmicos no solo: Múons

Como foi descrito anteriormente, a maior parte dos raios cósmicos que chegam no alto da atmosfera são prótons e uma pequena fração de núcleos mais pesados. No entanto, ao interagirem com o ar geram diversas outras partículas, como píons, múons, fótons, elétrons/pósitrons, neutrinos e outras de menor estabilidade.

Não há múons primários, pois quando criados viajam distâncias curtas, devido ao seu reduzido tempo de vida ($\tau \sim 2\mu\text{s}$, outra maneira de materializar este número é calcular $c\tau \sim 660 \text{ m}$). No entanto, esse tempo de vida é suficiente para que múons secundários alcancem a superfície, evidenciando a contração do espaço, segundo a Teoria da Relatividade, pois na

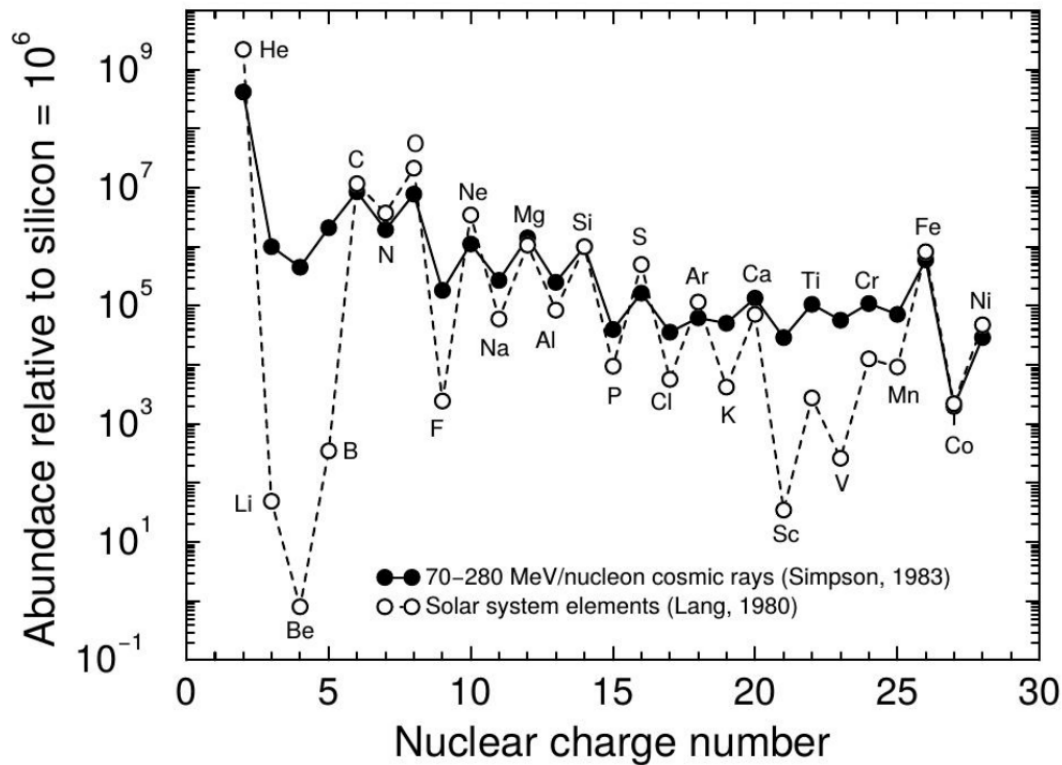


Figura 2.3: Abundância relativa entre os principais componentes hadrônicos dos raios cósmicos que chegam a Terra e ao Sistema Solar [42].

perspectiva dos múons, dependendo de sua energia, as dezenas de quilômetros da atmosfera são contraídos para centenas de metros e os múons conseguem alcançar a superfície. Um múon com 5 GeV de energia possui $\gamma \sim 50$ e pode-se expandir a $L = c\gamma\tau = 30$ km. A grande maioria dos múons é produzida a uma altitude média de 15 km. Ao atravessarem a atmosfera, os múons perdem menos de 3 GeV por ionização. Ao nível do mar a grande maioria das partículas carregadas são múons 2.4, com uma energia média de 4 GeV.

O fluxo de múons ao nível do mar é aproximadamente de $70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ [2]. Um detector horizontal eficiente registra, ao nível do mar, aproximadamente um múon por cm^2 por minuto. A distribuição zenital para múons com $E \sim 3$ GeV varia com $\cos \theta$. A distribuição é mais íngreme para baixas energias e mais suave para altas energias. Isso ocorre porque múons com energias mais baixas decaem antes de atingirem a superfície em ângulos zenitais mais altos.

O espectro energético e distribuição angular dos múons na superfície são frutos da combinação entre o espectro de produção, perda de energia e decaimento. Múons com maior energia possuem uma distância de decaimento maior que múons menos energéticos. Isso acarreta um maior fluxo de múons mais energéticos para ângulos zenitais maiores, uma vez que os que possuem energia mais baixa decaem antes de atravessar a atmosfera. A figura 2.5 mostra esse efeito através do espectro energético dos múons para dois ângulos diferentes.

A quantidade de μ^+ e μ^- produzidas não é igual. Isso se deve ao fato de haver um excesso de π^+ sobre π^- e de K^+ sobre K^- em sua colisão primária aliado ao fato de existirem

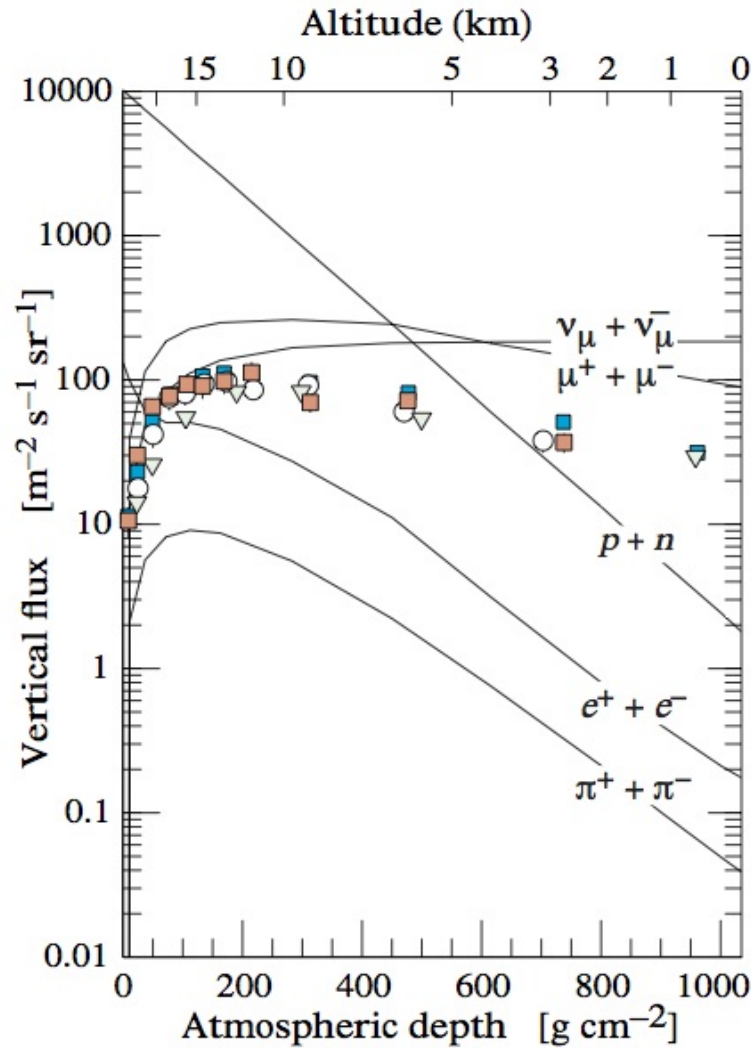


Figura 2.4: Fluxo de Raios Cósmicos com $E > \text{GeV}$ em função da altitude [31].

mais prótons que nêutrons no espectro inicial. A razão μ^+/μ^- 2.6 aumenta com a energia. Isso pode ser explicado pelo aumento da contribuição de Kaons na faixa de TeV [10] pela produção $p \rightarrow \Lambda + K^+$.

Apenas neutrinos e múons alcançam profundidades significativas. O fluxo de múons a 1 km de água equivalente (400 m de rocha) é de $10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. A 10 km de água equivalente o fluxo cai para $10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, já os neutrinos penetram em qualquer quantidade de matéria, atravessando, inclusive toda a Terra.

2.1.1 Importância do estudo de raios cósmicos

O estudo dos raios cósmicos acarretou diversas descobertas importantes, na primeira metade do século XX na História da Física das Partículas, incluindo a descoberta de uma nova partícula, o méson π pelo grupo do qual fazia parte o físico brasileiro Cesar Lattes. Ironicamente, foi o trabalho de Lattes e Eugene Gardner [21], quando identificaram píons nos

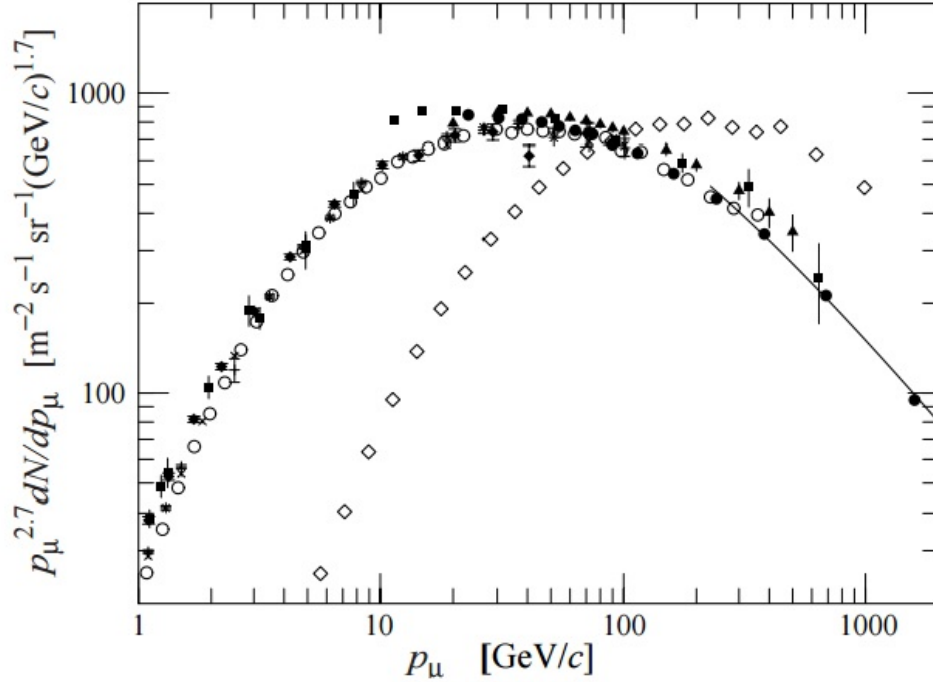


Figura 2.5: Espectro de múons ao nível do mar para $\theta = 0^\circ$ ($\blacklozenge$ [29], $\blacksquare$ [12], $\blacktriangledown$ [45], $\blacktriangle$ [16], $\times$, $+$ [40], $\circ$ [35], $\bullet$ [19]) e para $\theta = 75^\circ$ ($\diamond$ [38]).

fragmentos de colisões produzidas no *Cyclotron* de 184 polegadas de Berkeley, que mudou a direção da Física de Partículas da exploração dos raios cósmicos para a Física em aceleradores, onde as condições são mais controladas. O ressurgimento do estudo dos raios cósmicos aconteceu no final do século XX, com a identificação de partículas ultra energéticas, com o uso de novas tecnologias e com o advento do estudo dos raios gama. Embora nos últimos anos o desenvolvimento de poderosos aceleradores como LHC tenham dado subsídio a descobertas importantes, os raios cósmicos oferecem energias muito superiores as possíveis nos detectores.

Além disso, os raios cósmicos trazem informações a respeito das fontes astrofísicas que os produzem. O estudo destes mensageiros cósmicos permitem entender fenômenos astrofísicos extremos, como supernovas, buracos negros massivos e explosões de raios gamma (GRB¹). Assim, os raios cósmicos tem impacto não apenas na física de altas energias, mas também no estudo dos fenomenos astrofísicos relativísticos, podendo esclarecer aspectos da evolução de entes astrofísicos e do universo.

Recentemente descobriu-se que o estudo dos raios cósmicos pode trazer elucidacões importantes sobre a Matéria Escura, e por isso experimentos para detecção de raios cósmicos de pósitrons vem ganhado importância nos últimos tempos.

Além da pesquisa básica, o desenvolvimento de experimentos cada vez mais sofisticados gerou diversas evoluções tecnológicas para serem utilizadas nos observatórios e detectores.

¹Do inglês *Gamma Ray Bursts*

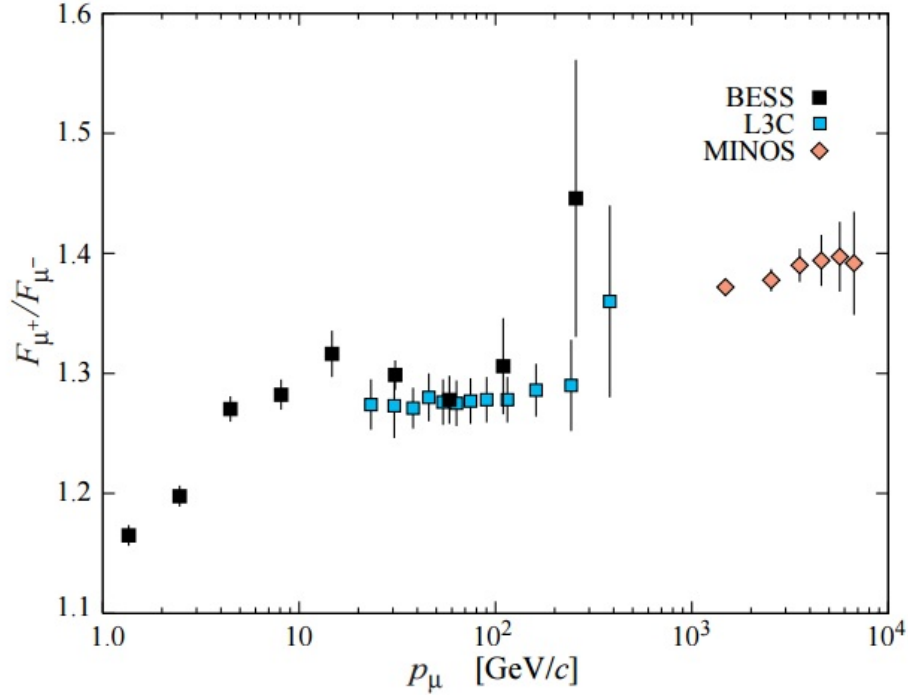


Figura 2.6: Razão μ^+/μ^- em função do momento do múon [10, 19, 35].

2.1.2 Origem dos raios cósmicos

Fritz Zwicky e Walter Baade [17, 18] propuseram em 1934 que estrelas maciças tinham o seu término de vida em uma grande explosão, que produziria raios cósmicos. Esses eventos astronômicos foram batizados de supernova, e dependendo de sua massa podem gerar uma estrela degenerada de nêutrons ou um buraco negro. 16 anos mais tarde Enrico Fermi [32] apresentou um modelo matemático que explicava essa ideia. Atualmente a comunidade científica está convencida que os remanescentes de supernovas (SNR²) ou outro remanescente de colapso gravitacional são os responsáveis pela aceleração de raios cósmicos nossa Galáxia.

A geração de raios cósmicos envolve duas etapas, a ejeção de partículas carregadas em diversas fontes astrofísicas e sua aceleração. Dentre as fontes de emissão temos ejeções de massa coronal (CME³) em estrelas, núcleos ativos de galáxias (AGN⁴) e explosões de supernovas.

Mecanismo de aceleração de raios cósmicos

Em um primeiro momento podemos pensar em campos elétricos e magnéticos como possíveis aceleradores dessas partículas carregadas. No entanto, não são esses os responsáveis pelo mecanismo de aceleração. Campos magnéticos fixos não podem acelerar partículas carregadas e campos elétricos estáticos seriam facilmente neutralizados. Campos magnéticos

²Do inglês *Super-Nova Remnant*.

³Do inglês *Coronal Mass Ejection*

⁴Do inglês *Active Galactic Nuclei*

variáveis induzem campos elétricos variáveis que poderiam acelerar partículas, mas isso demandaria vários ciclos.

O modelo de Fermi propõe um mecanismo onde as partículas carregadas são aceleradas através de colisões estocásticas. Esse mecanismo está associado a regiões remanescentes de colapsos gravitacionais, como SNR's ou discos de acreção em AGN's.

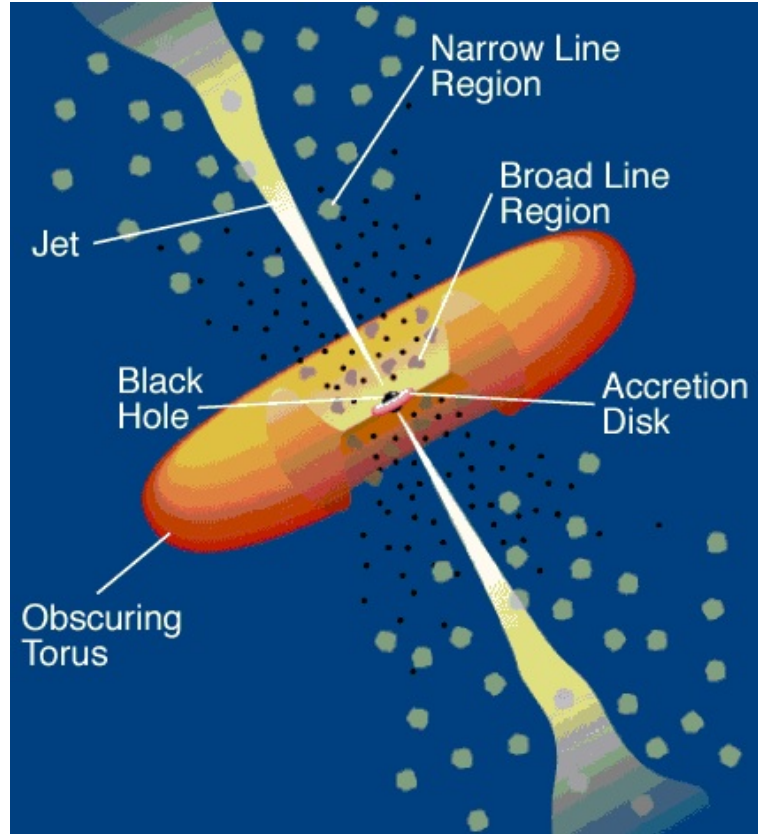


Figura 2.7: Equema de uma AGN [1].

Suponha uma partícula com energia E_1 e velocidade v na perspectiva do laboratório espalhada em uma nuvem (fig. 2.8), ou seja, uma fronteira entre duas regiões de densidades diferentes movendo-se com velocidade V . A energia da partícula E_1^* no referencial da nuvem é (desprezando sua massa em relação a energia cinética):

$$E_1^* = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.1)$$

No referencial da nuvem sabe-se que $E_1^* = E_2^*$, pois pode ser vista como uma colisão com um muro intrasponível. Já no referencial do laboratório temos que a energia após a colisão é dada por:

$$E_2 = \gamma E_2^* (1 + \beta \cos \theta_2) \quad (2.2)$$

Como as energias antes e depois no referencial da nuvem são iguais, podemos substituir (2.1) em (2.2):

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 + \beta \cos \theta_2)(1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.3)$$

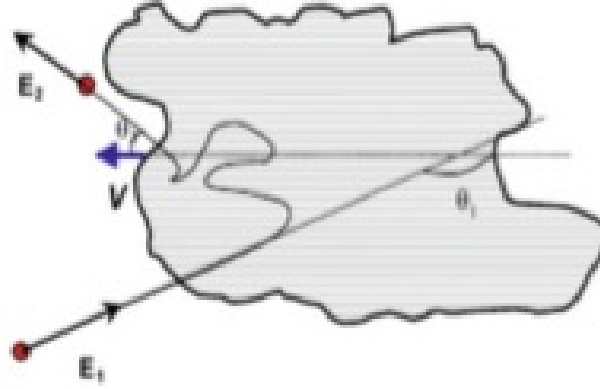


Figura 2.8: Espalhamento de raio cósmico em uma nuvem interestelar [27].

Utilizando (2.3), e como $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(1 + \beta \cos \theta_2)(1 - \beta \cos \theta_1)}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.4)$$

As colisões no interior da nuvem são aleatórias, e dessa forma não existe direção privilegiada para o espalhamento, portanto a média do $\cos \theta_2$ é zero, assim:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{(1 - \beta \cos \theta_1)}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.5)$$

O mesmo raciocínio não é válido para o valor do ângulo inicial, pois a probabilidade de colisão com a nuvem é função da velocidade relativa entre partícula e nuvem:

$$P \propto (v - V \cos \theta_1) \approx (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.6)$$

Integrando o valor de $\cos(\theta_1)$ pela probabilidade de colisão temos que:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_1 (1 - \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1}{\int_{-1}^1 (1 - \beta \cos \theta_1) d \cos \theta_1} = \frac{\beta}{3} \quad (2.7)$$

Assim chegamos ao valor aproximado do aumento de energia:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{4}{3} \beta^2 \quad (2.8)$$

Assim, o incremento de energia da partícula varia quadraticamente com a velocidade da nuvem. Essa velocidade usualmente é baixa ($\beta \simeq 10^{-4}$) e não é suficiente para explicar o processo de aceleração de raios cósmicos de acordo com o espectro de energia observado experimentalmente (próxima seção).

Para modelar satisfatoriamente esse mecanismo, precisamos abandonar a premissa que a direção θ_2 do ângulo de espalhamento é uniformemente distribuída por todos os ângulos. Vamos assumir que a direção da onda choque apresenta uma forte correlação, gerando uma onda plana.

Imagine uma onda de choque formada por uma explosão de Supernova deslocando-se em velocidade supersônica. Essa onda de choque irá criar uma região altamente comprimida, cuja fronteira podemos aproximar por uma seção plana dada a dimensão das partículas a serem aceleradas em relação a seção de choque (fig:2.9)

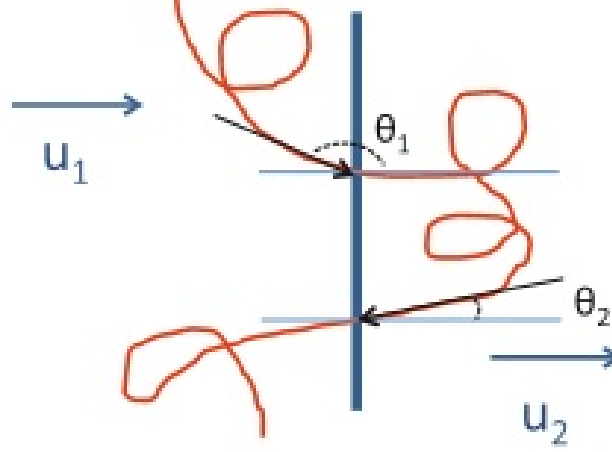


Figura 2.9: Esquemático da onda de choque plana e partícula refletida

No referencial da onda de choque a velocidade do meio "externo" a onda de choque é u_1 , enquanto a velocidade do gás no meio interno a onda de choque é u_2 . No referencial de uma partícula viajando na direção do meio *externo* para o interno, ela se chocará um gás magnetizado viajando a velocidade $V = u_1 - u_2$. A partícula será espalhada elasticamente várias vezes no interior do gás até inverter sua direção de propagação. Ao sair da onda de choque irá cruzar múltiplas vezes essa fronteira.

Com essa nova modelagem os ângulos finais e iniciais da partícula apresentam limitações geométricas, $-1 \leq \cos \theta_1 \leq 0$ e $0 \leq \cos \theta_2 \leq 1$. Além disso a probabilidade da partícula atravessar a fronteira da onda de choque é proporcional ao cosseno do ângulo. Assim:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{-1}^0 \cos^2 \theta_1 d \cos \theta_1}{\int_{-1}^0 \cos \theta_1 d \cos \theta_1} = -\frac{2}{3} \quad (2.9)$$

$$\langle \cos \theta_2 \rangle = \frac{\int_0^1 \cos^2 \theta_2 d \cos \theta_2}{\int_0^1 \cos \theta_2 d \cos \theta_2} = \frac{2}{3} \quad (2.10)$$

Substituindo em (2.4), temos:

$$\frac{\Delta E}{E} = \epsilon \simeq \frac{4}{3} \beta \quad (2.11)$$

Com dito anteriormente, os campos magnéticos turbulentos irão fazer com que a partícula atravesse a fronteira da onda de choque diversas vezes. Em cada iteração a partícula irá ganhar energia, de modo que após n ciclos, a partícula terá energia:

$$E_n = E_0 (1 + \epsilon)^n \quad (2.12)$$

Para que a partícula atinja o valor final de energia E , o número de iterações necessárias é:

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) \frac{1}{\ln(1+\epsilon)} \quad (2.13)$$

Seja P_{E_n} a probabilidade da partícula escapar da onda com energia superior a E_n , onde n é o número de ciclos até o escape, e P_i a probabilidade da mesma escapar da fronteira em uma iteração i . Sabe-se que a probabilidade P_i é proporcional a velocidade V . Então a probabilidade o valor de P_{E_n} é dado por:

$$P_{E_n} = P_i \sum_{j=n}^{\infty} (1 - P_j)^n = (1 - P_i)^n \quad (2.14)$$

Substituindo (2.13) em (2.14) temos:

$$\frac{N}{N_0} = P_{E_n} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_i)}{\ln(1+\epsilon)}} = \frac{E^{-\alpha}}{E_0} \quad (2.15)$$

E assim:

$$\frac{dN}{dE} \propto \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.16)$$

Como ϵ e P_i são proporcionais a β , essa modelagem de Fermi mostra que o fluxo de raios cósmicos segue uma lei de potência com fator praticamente constante. Como veremos na próxima seção esse fator varia ao longo do espectro determinando diferentes comportamentos de fluxos em função da faixa de energia considerada.

2.1.3 Espectro energético dos raios cósmicos

O espectro de energia dos raios cósmicos pode ser modelado através de uma lei de potência do tipo E^{-p} , onde p , o índice espectral, é um número positivo 2.10 com valor próximo a 3 em grande parte do espectro, ou seja,

$$\frac{dN(E)}{E} \propto E^{-p}$$

Podemos identificar 3 grandes regiões no espectro:

- a região de baixas energias é dominada por raios cósmicos oriundos do sol, e nessa região o espectro tem inclinação mais suave, depois da região de transição inicial, onde a lei de potência não se aplica;
- uma segunda região com inclinação mais acentuada e valores de energias de até 1000 TeV. Essa banda é dominada por raios gerados por fontes astrofísicas em nossa Galáxia, e possui valor $p = 2,7$;
- a terceira região com energias mais elevadas apresenta uma nova inclinação chamada de *joelho* (após o joelho a inclinação aumenta para 3,1). Acredita-se que seja dominada por raios de origem extragaláctica, provavelmente buracos negros supermassivos no centro de galáxias.

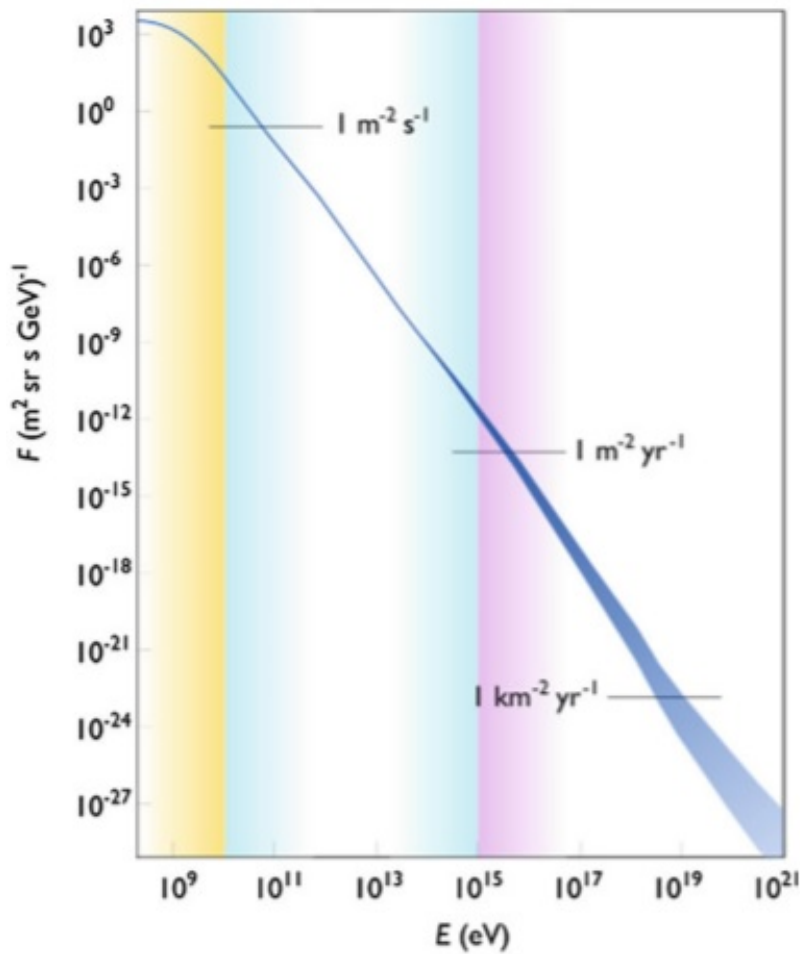


Figura 2.10: Espectro de energia (número de partículas incidentes por unidade de energia, por segundo, por unidade de área, por unidade de ângulo sólido) dos raios cósmicos. A banda à esquerda compreende o espectro de energia dominado por raios cósmicos solares. A banda central corresponde majoritariamente a raios cósmicos de origem na Via Láctea. A banda mais à direita é, acredita-se, formada por raios de origem extragaláctica.

Para energias superiores a um milhão de TeV, a inclinação se torna mais suave, o que dá a essa região o nome de tornozelo, onde o valor de p volta a ser de 2,7. Não se sabe muito sobre a fonte dos raios nessa região. Para energias ainda mais altas ocorre uma supressão abrupta no espectro. Isso ocorre devido ao efeito da interação das partículas viajantes com a radiação de fundo do Universo. Pode-se fazer uma analogia e dizer que a partir de uma determinada energia o Universo deixa de ser transparente e fica "enevado" pela radiação de fundo. Esse efeito ocorre pelo aumento da seção de choque da partícula que acarreta uma grande probabilidade de interação com o gás intergaláctico.

A quantidade de energia que os raios cósmicos carregam é colossal. A energia no limiar da região do joelho é de 1000 TeV. Isso corresponde a 150 vezes a energia dos feixes do LHC. Outro dado interessante é que uma partícula primária com mais de 10 J atravessa a atmosfera por minuto. Essa energia é 100 milhões de vezes a maior energia alcançada no mais poderoso acelerador de prótons existente.

Pode-se classificar os raios cósmicos primários em 4 faixas de energia:

- Raios cósmicos com Energias Altas (HECR de *High-Energy Cosmic Rays*):
 $E_0 \sim 10^9$ eV (GeV)
- Raios cósmicos com Energias Muito Altas (VHECR de *Very High-Energy Cosmic Rays*):
 $E_0 \sim 10^{12}$ eV (TeV)
- Raios cósmicos com Energias Ultra Altas (UHECR de *Ultra High-Energy Cosmic Rays*):
 $E_0 \sim 10^{15}$ eV (PeV)
- Raios cósmicos com Energias Extremas (EHECR de *Extreme High-Energy Cosmic Rays*):
 $E_0 > 10^{15}$ eV ($\geq$ EeV)

Para $E_0 < 100$ TeV o fluxo é suficientemente grande para permitir a medição das partículas primárias diretamente, ou seja, com a utilização de detectores em satélites ou balões em altitudes onde o raio primário ainda não foi desfeito. Para energias superiores a 100 TeV o fluxo se reduz de tal maneira que não é possível realizar medições dos raios primários diretamente, uma vez que a área dos detectores não pode ser suficientemente grande para gerar estatística adequada. Nesses casos as detecções ocorrem no solo de maneira indireta, ou seja, através das partículas secundárias. Para isso são utilizadas redes⁵ de detectores com enormes áreas coletoras.

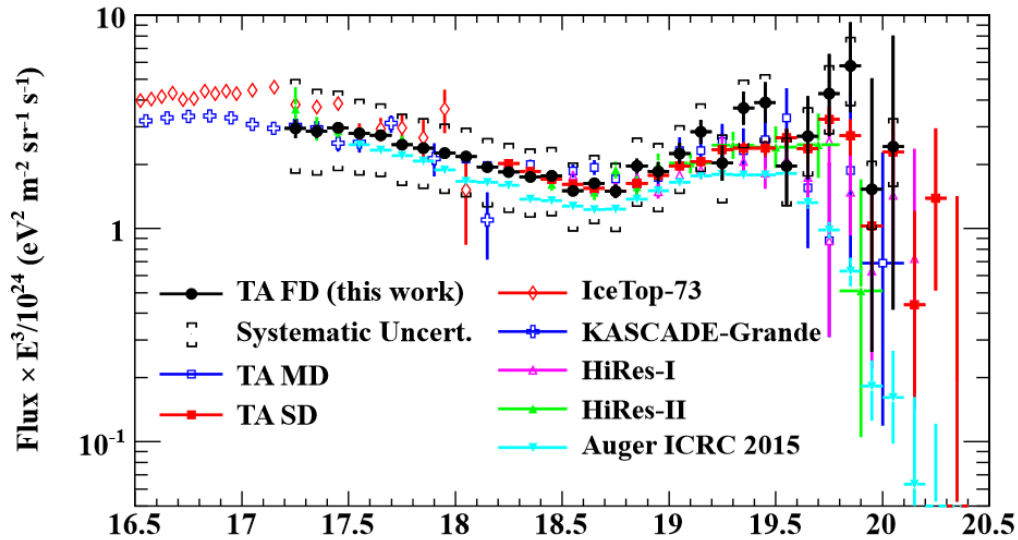


Figura 2.11: Compilação de espectro de raios cósmicos reportados por IceTop–73 [24], KASCADE Grande [13], HiRes [23], Auger [3] e outros detectores como TA [8], [7].

2.1.4 Descrição e características de chuviros de raios cósmicos

Quando hádrõs, fótons e elétrons de alta energia interagem no alto da atmosfera com núcleos, geralmente O_2 e N_2 , tem-se um processo em cascata de gerações e interações de partículas criando um chuviro de partículas (EAS⁶). Apesar da Física dos chuviros eletro-

⁵Arrays.

⁶Extensive Air Shower.

magnéticos e hadrônicos ser similar, iremos focar nos chuueiros hadrônicos.

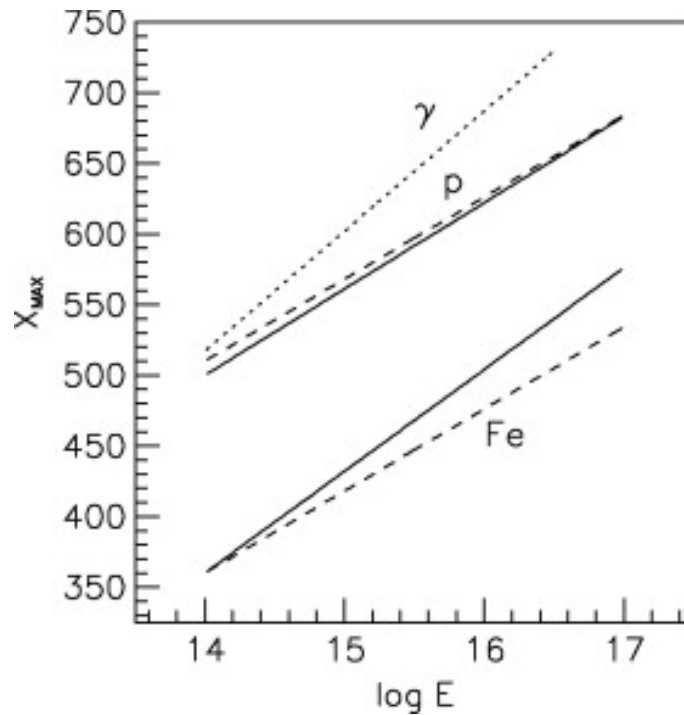


Figura 2.12: Profundidade máxima do chuveiro em função da partícula primária [43]

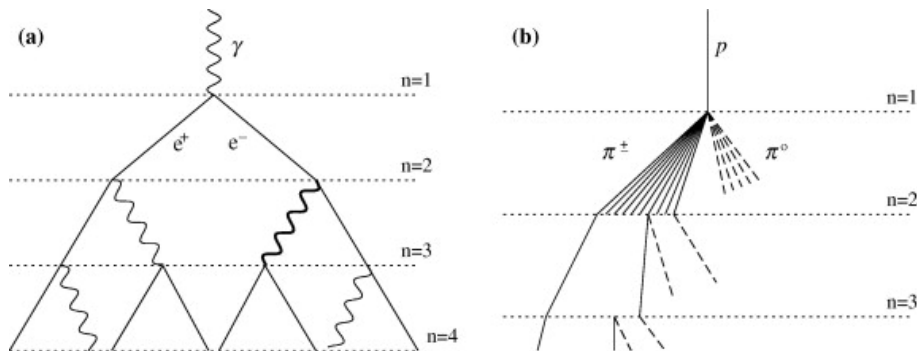


Figura 2.13: Representação esquemática de dois chuueiros de raios cósmicos, iniciado por fótons (esquerda) e iniciado por um próton (direita) [43]

Pode-se dividir o chuveiro em 3 componentes, múonica, hadrônica e eletromagnética. O chuveiro pode ser visto com um disco de partículas que varia em número à medida que se aproxima do solo. O número de partículas secundárias produzidas é função da energia da partícula primária, e como será visto na próxima seção, nos oferece uma forma experimental de se medir a energia da partícula primária indiretamente.

Para modelar um EAS é necessário entender os processos de decaimento das partículas, perda de energia e como a seção de choque da partícula primária depende de sua energia e índice relativístico γ . Do total de partículas geradas em um chuveiro hadrônico temos a seguinte distribuição aproximadas: 90% de pósitrons, elétrons e fótons (componente eletromagnética), 9% de múons e apenas 1% de hádrons (prótons e píons carregados).

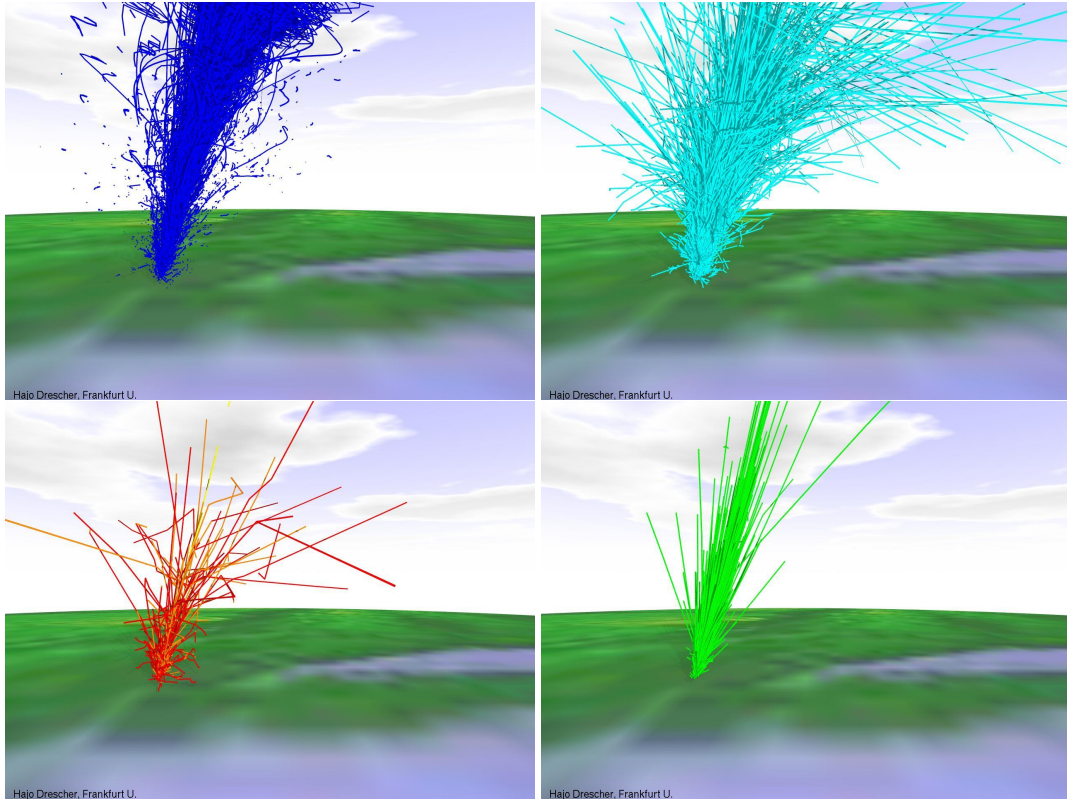


Figura 2.14: Simulação Montecarlo para de chuvaire de raios cósmicos. Elétrons/Pósitrons em azul escuro, hádrõns em vermelho, múõns em verde e fótons em azul claro. [30].

Quando um próton primário colide com um núcleo, produz diversas partículas: hádrõns e suas antipartículas em menor quantidade, mésons k e majoritariamente píõns carregados e neutros. Os píõns carregados (π^+ e π^-) de maior energia sofrem um menor espalhamento e seguem na direção de colisão produzindo novos hádrõns (componente hadrônica). Já os de menor energia sofrem um grande espalhamento e decaem em μ^+ μ^- . Como os píõns possuem um tempo de vida muito pequeno (10^{-18} s), a grande maioria decai antes de sofrer a próxima interação forte. Esse é o mecanismo da componente múonica.

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Os píõns neutros decaem quase instantaneamente ($\sim 10^{-16}$ s) em um par de fótons, que podem decair em um par elétron/pósitron ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Os elétrons e pósitrons podem ser desacelerados pelos campos elétricos dos núcleos e emitir fótons (efeito *Bremsstrahlung*). O fóton gerado pode produzir novamente um par eletrón/pósitron. Essa alternância entre fóton e par elétron/pósitron é o que gera a componente eletromagnética do chuvaire. Com a evolução do chuvaire os elétrons/pósitrons resultantes vão perdendo energia e o número de partículas geradas começa a diminuir depois de um pico. Além das componentes muônicas e eletromagnéticas há um núcleo colimado hadrônico, composto de fragmentos dos núcleos, mésons π e K .

Conforme dito, os píons apresentam tempo de decaimento curto, mas os múons apresentam tempo de vida muito maior ($2 \mu\text{s}$). Como detalhado em seção anterior, esse tempo só é suficiente para que os múons alcancem o solo devido a dilatação do tempo relativística. Mesmo assim, nem todos os múons alcançam o solo e alguns sofrem o seguinte decaimento por interação fraca:

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu\end{aligned}$$

2.1.5 Técnicas de Detecção

Como já mencionado anteriormente, raios cósmicos são partículas carregadas, normalmente prótons, mas também núcleons mais pesados.

Ao atingir os núcleos da atmosfera, os raios cósmicos se fragmentam, gerando novos hádrons e também partículas eletromagnéticas, gerando novos fragmentos, desenvolvendo o que se convencionou chamar de chuviros atmosféricos. As partículas carregadas geram outro efeito ao propagar-se pela atmosfera, colidindo e excitando as moléculas do ar, gerando uma radiação fluorescente isotrópica, na região do ultra-violeta. Também, as partículas carregadas, tem energias relativísticas, com velocidades maiores do que a da propagação da luz na atmosfera, gerando radiação de Cherenkov. Esta radiação, descoberta por Pavel Cherenkov é emitida quando uma partícula carregada atravessa um meio dielétrico com velocidade maior do que a de propagação da luz naquele meio. Tipicamente é uma radiação na região da luz ultra-violeta e se propaga a partir de um cone tendo como eixo a direção de propagação da partícula. A abertura do cone está associada à velocidade da partícula.

A estrutura dos chuviros atmosféricos, tanto no seu desenvolvimento longitudinal, quanto sua distribuição lateral no solo carrega informações importantes a respeito da partícula primária.

Há várias técnicas para medir as características de raios cósmicos com energia muito alta, porém todas medem ou diretamente as partículas ao atingir o solo, ou medem a radiação fluorescente emitida pelo chuviro atmosférico, ou ainda a radiação de Cherenkov, induzida pelas partículas do chuviro.

O Espectro de energia dos raios cósmicos impõe restrições aos processos de detecção. Como o fluxo tem diminuição exponencial com o aumento da energia, são necessários detectores com grandes áreas para partículas muito energéticas, onde o fluxo é baixo. Por questões práticas isso limitou a construção de detectores para altas energias no espaço ou em balões. Os observatórios terrestres são os responsáveis por medições das partículas mais energéticas (acima de 1 PeV), e demandam muitos km^2 de área para isso. Os observatórios utilizam várias técnicas de detecção simultaneamente, e o processamento conjunto desses dados é que fornece informação sobre o raio primário. Iremos a seguir falar dessas técnicas de medição indireta, ou seja, que detectam partículas secundárias ou radiação gerada no EAS.

Fluorescência

Conforme as partículas carregadas do chuviro se deslocam, a atmosfera (tipicamente N_2) é ionizada e emite radiação eletromagnética na forma de luz visível e Ultravioleta (entre

300 nm e 430 nm de comprimento de onda). Dessa forma, todo EAS possui uma componente em UV associada. A fluorescência possui como desvantagem não carregar informação da direção do chuveiro. Além disso, sua emissão só é significativa para altas energias. Possui a vantagem de carregar a informação da fração de energia que o chuveiro perdeu em seu desenvolvimento, pois a energia liberada em UV é proporcional a energia dissipada pelo chuveiro, mesmo que apenas uma parte dessa energia perdida seja convertida em fluorescência. É um método normalmente utilizado para complementar outras técnicas.

Radiação Cherenkov

A radiação Cherenkov ocorre quando uma partícula carregada se desloca com velocidade superior à velocidade da luz no meio material em questão. Isso provoca uma onda de choque similar ao cone de Mach, e faz com que fótons se acumulem em uma camada na fronteira de uma onda plana. Esses fótons podem estar na faixa do visível, como nas piscinas de reatores nucleares por exemplo, que geram uma luz azulada.

Um detector baseado em efeito Cherenkov possui duas componentes. O primeiro componente um meio material que produza radiação Cherenkov com a passagem de partículas de alta energia. Esse meio é chamado de radiador, e pode ser um tanque de água, como no Observatório Pierre Auger, ou gelo, como no experimento Ice Cube. Raios gamma produzem radiação Cherenkov ao entrarem na atmosfera, e não necessitam de um meio radiador. O segundo componente é formado por detectores de fótons. A produção de fótons Cherenkov é muito mais intensa que fótons UV, e faz com que esses detectores tenham alto rendimento.

A quantidade de fótons produzida e o ângulo de espalhamento são funções da massa da partícula. Dessa forma, os detectores Cherenkov podem ser utilizados para identificar a partícula.

O limiar de detecção desses detectores é definido pela velocidade da partícula no meio, verificando se a partícula possui momento suficiente para gerar radiação Cherenkov. Detecções abaixo desse limiar são descartadas. O limiar de energia para um elétron ao nível do mar é 21 MeV e para um múon é 44 GeV.

Assim como o cone de Mach, a radiação Cherenkov apresenta um ângulo de abertura que depende da velocidade da partícula no meio.

$$\cos \theta = \frac{1}{n} \frac{c}{v}$$

Um próton com $\beta = 1$ apresenta ao nível do mar um ângulo Cherenkov de 1° . Já a componente eletromagnética do chuveiro apresenta abertura de $0,5^\circ$, e por isso a abertura do cone de luz é predominantemente de radiação Cherenkov. Um próton de 1 TeV gera no solo um raio de emissão Cherenkov de 120 metros e a máxima emissão Cherenkov ocorre a 8km. Usualmente os detectores Cherenkov são instalados a uma altitude de 2000 metros acima do nível do mar. Nessa altitude, para esse mesmo chuveiro de 1 TeV, tem-se um fluxo de 150 fótons por metro quadrado.

A atmosfera altera o espectro Cherenkov e também provoca atenuação, por efeito Rayleigh e espalhamento aerossol por exemplo. Essa supressão afeta predominantemente a faixa UV, mas mesmo assim é a componente prioritária da radiação Cherenkov.

Cintiladores

Cintiladores são construídos com placas de materiais orgânicos ou inorgânicos que possuem a propriedade de emitir fluorescência ao serem ionizados. Os fótons gerados são capturados por fotomultiplicadoras que transformam os sinais luminosos produzidos pela excitação, usualmente muito fracos, em sinais elétricos com intensidade conveniente para serem processados. O sinal luminoso pode ser modelado por um decaimento exponencial com um tempo de queda muito rápido, aproximadamente 1 ns. A quantidade de fótons geradas em um cintilador é aproximadamente 10^4 fótons por MeV. Devido a natureza do sinal dos cintiladores, geralmente são utilizados como gatilho para outros detectores.

Um bom material cintilador deve apresentar algumas características:

- Converter a energia cinética de partículas absorvidas em fótons, com boa eficiência.
- A quantidade de fótons gerados deve ser linearmente proporcional a energia absorvida.
- Ser transparente aos fótons por ele gerados, de modo que a luz possa ser transmitida a um dispositivo capaz de captá-la.
- O processo de emissão deve ter curta duração, para que seja viável a contagem de partículas.

A fotomultiplicadora é formada por dois componentes: o fotocátodo e o dínodo. O fotocátodo tem como função transformar em elétrons os sinais luminosos originados pela interação com a radiação. Já o dínodo funciona como um elemento de multiplicação, o elétron que sai do estágio anterior, é acelerado pelo dínodo seguinte, ganha energia, e ao colidir com a superfície do dínodo arranca um número maior de elétrons, que são atraídos e acelerados para o próximo estágio e assim sucessivamente e podem possuir um fator de multiplicação de 10^5 a 10^6 .

RPC

O detector RPC (*Resistive Plate Chamber*) é feito para detecção de partículas carregadas. Basicamente é construído com duas placas de material com alta resistência, vidro usualmente, separados por alguns milímetros preenchidos com um gás à pressão atmosférica. Uma alta diferença de potencial é aplicada entre as placas, da ordem de 10 kV. Essa câmara é isolada por um escudo de alumínio normalmente.

Quando a partícula carregada atravessa o gás, ioniza o mesmo, gerando um par íon/elétron. O elétron arrancado a molécula do gás é então acelerado pela ddp. Ao ser acelerado, o elétron ioniza outros átomos do gás, acarretando um efeito em cascata. Os íons também são acelerados, mas devido a sua maior massa, geram um efeito desprezível em relação aos elétrons. O sinal elétrico da avalanche é lido por tiras metálicas fixadas nas extremidades da câmara e separadas da alta tensão por um isolante. As RPC's podem ser divididas em pads, para otimizar a resolução espacial, que será função da dimensão dos pads.

As RPC's possuem alta eficiência, da ordem de 90%, e uma excelente resolução temporal, aproximadamente 1 ns. Por essas características, são ótimos detectores de gatilho, assim como os cintiladores, mas apresentam um custo reduzido. O Projeto MARTA, objeto dessa dissertação, utiliza RPC's, e suas especificidades construtivas e de desempenho serão discutidas na sessão sobre o 3.1.

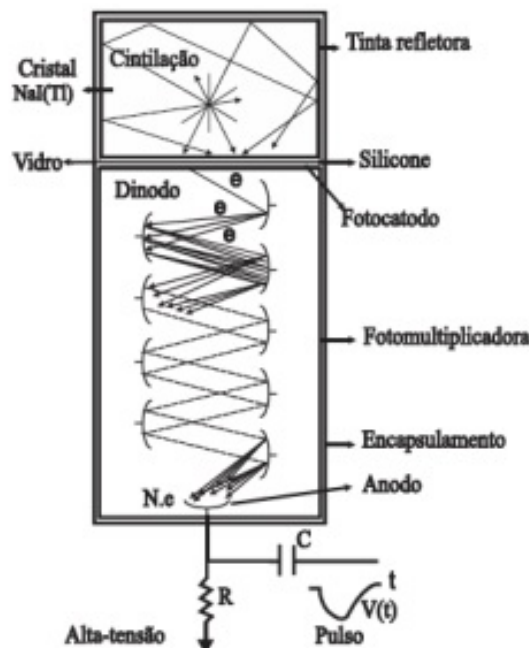


Figura 2.15: Esquema de um cintilador

2.2 Experimentos atuais

A detecção de raios cósmicos pode ser realizada no espaço, com satélites, no alto da atmosfera ou no solo. A decisão do local de instalação dos detectores depende do objetivo do experimento, ou seja, da faixa de energia de interesse, orçamento e tecnologia empregada. Em geral, os experimentos no solo tem como escopo a faixa acima de uma dezena de GeV. Os experimentos utilizam as características do EAS para reconstrução da partícula primária, e assim determinar sua direção de chegada na atmosfera, energia e natureza, o que envolve um trabalho de análise e tratamento dos dados. Iremos focar em três importantes experimentos que possuem relação com o trabalho desenvolvido no Projeto MARTA.

2.2.1 Observatório Pierre Auger

O observatório Pierre Auger fica localizado em Malargue, Argentina, na província de Mendoza, a uma altitude de 1600 metros acima do nível do mar. Essa região possui características que contribuem para o sucesso do experimento. A altitude é compatível com o desenvolvimento máximo do chuva. Fica em uma região isolada sem grandes cidades próximas e com uma umidade reduzida. Assim, a reduzida poluição atmosférica e o céu cristalino estabelecem as condições necessárias para a eficiência dos telescópios de fluorescência. O objetivo do experimento é estudar os chuviscos atmosféricos com energia da partícula primária acima 10^{18} eV. A reconstrução do raio cósmico original nos permite responder diversas questões que ainda não estão totalmente resolvidas sobre os raios cósmicos. Entre essas questões temos a origem dos raios cósmicos e seus mecanismos de aceleração; o motivo da existência do joelho, tornozelo e região de supressão no espectro de energia;

entender as anisotropias (será detalhado na seção sobre questões abertas); e questões sobre física de partículas, uma vez que os raios cósmicos fornecem energias muito superiores aos aceleradores existentes.

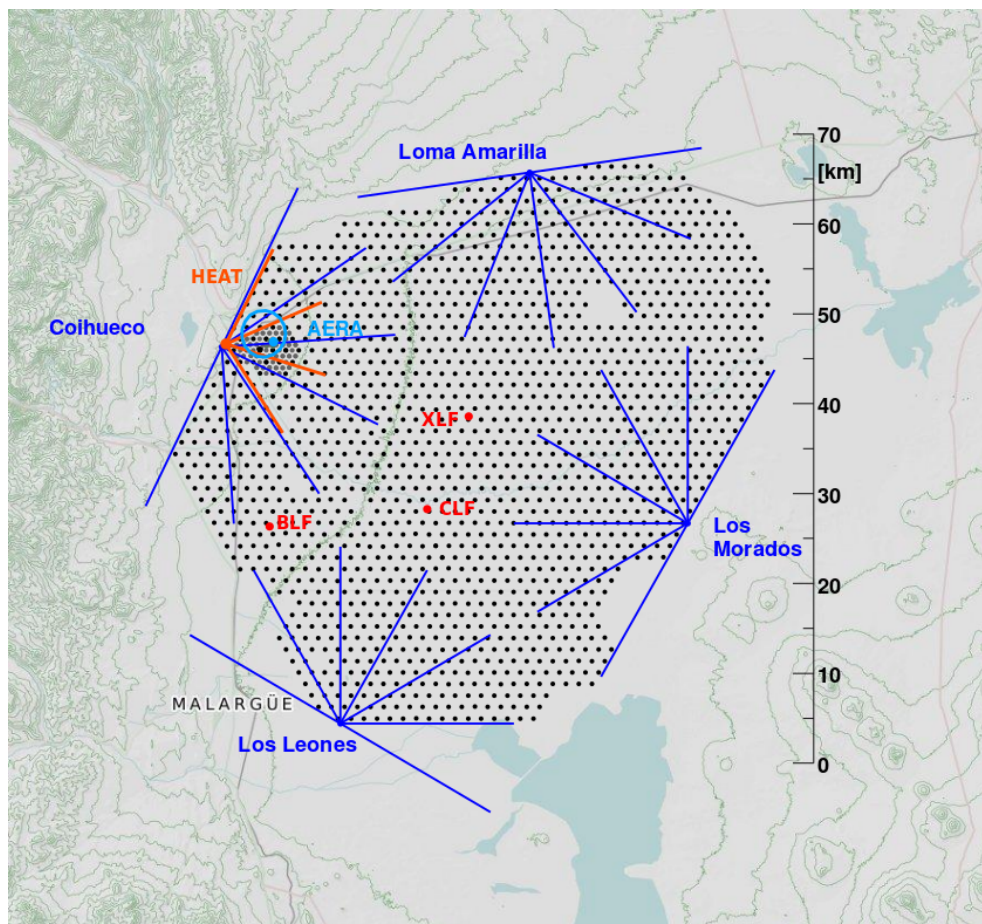


Figura 2.16: Visão aérea do observatório Pierre Auger. Cada ponto corresponde a um tanque, distantes entre si 1,5 km. As sítios azuis correspondem as unidades dos telescópios fluorescentes [51]

Possui uma área de coleta de 3000 km^2 através de uma rede de 1600 tanques de água (detectores de superfície, ou DS) para detecção de radiação Cherenkov e, consequentemente, das partículas carregadas secundárias do chuva. Além disso, possui um conjunto com 24 telescópios de fluorescência (detectores de fluorescência, ou DF) espalhados em 4 estações, cada uma com 6 telescópios, que observam o céu acima da rede de tanques e detectam a radiação UV gerada no desenvolvimento do chuva. É o maior experimento para detecção de raios cósmicos já construído.

Cada tanque possui 12 toneladas de água e uma área de coleta de 10 m^2 . Quando uma partícula carregada atravessa a água gera radiação Cherenkov. Essa radiação é refletida pelas paredes internas do tanque que são revestidas de material refletivo, e é captada por três fotomultiplicadoras. Os tanques se comunicam via rádio com a central de comunicação, possuem fonte de energia solar e um conexão gps para sincronização.

Os telescópios possuem uma janela de observação do céu de 30° em azimute e 30° em elevação. Dessa forma, cada estação varre 180° em azimute. Os telescópios possuem um



Figura 2.17: A esquerda foto de uma das instalações (Los Leones) de telescópios fluorescentes e a direita foto de um tanque do Observatório Auger [25]

filtro UV de 1,1 m de raio posicionado na frente de um espelho de 3,4 m de raio, que direciona os fótons UV para uma câmera com 440 fótomultiplicadoras. As medições utilizando os telescópios de fluorescência podem ser realizadas em apenas 13% do ano, pois a radiação UV só pode ser detectada satisfatoriamente durante noites sem lua. Já os tanques operam 100% do tempo.

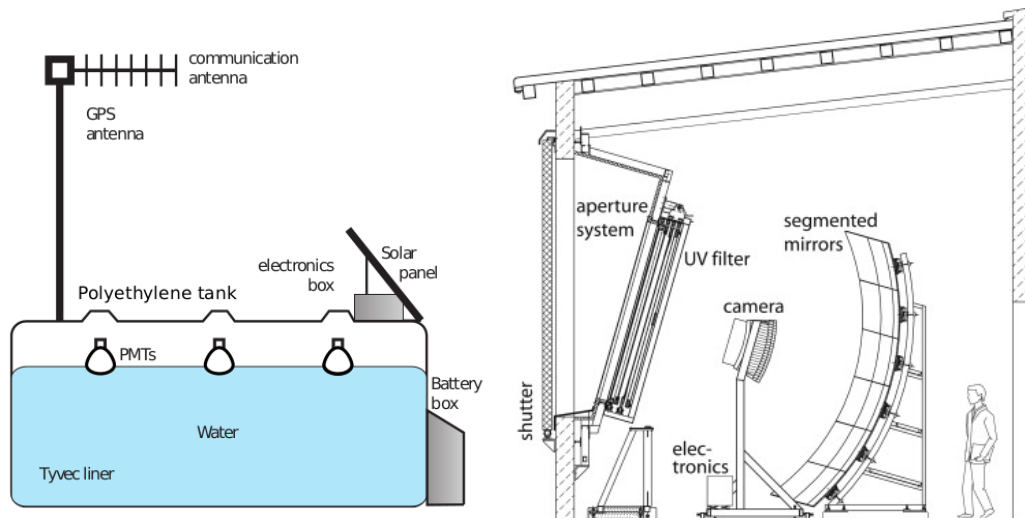


Figura 2.18: A direita esquemático de um tanque de detecção [39] e a esquerda de um telescópio de fluorescência [6]

Como discutido na seção sobre detectores por fluorescência, a quantidade de fótons gerada nas desexcitações é proporcional à energia depositada pelo chuvaire na atmosfera. Esse fator é chamado de produção de fluorescência atmosférica e seu valor é bem conhecido. A câmera mapeia a energia UV em função da profundidade atmosférica. Ao integrar-se essa energia em todo o perfil longitudinal da atmosfera, temos a energia total do chuvaire aproximada (falta a energia dos múons e neutrinos gerados no chuvaire, chamada de energia invisível). Para determinação da componente invisível de energia do chuvaire utiliza-se uma relação experimental. Sabe-se que a energia invisível é proporcional ao total de múons no chuvaire, que por sua vez pode ser determinado pelo sinal dos tanques a 1000 metros do

centro do chuveiro, $S(1000)$. O limiar de energia do gatilho dos tanques que permite estimar de maneira satisfatória a energia do chuveiro é 10^{18} eV. Finalmente, somando-se a energia de fluorescência com a invisível é possível saber a energia total do chuveiro, que é basicamente a energia da partícula primária.

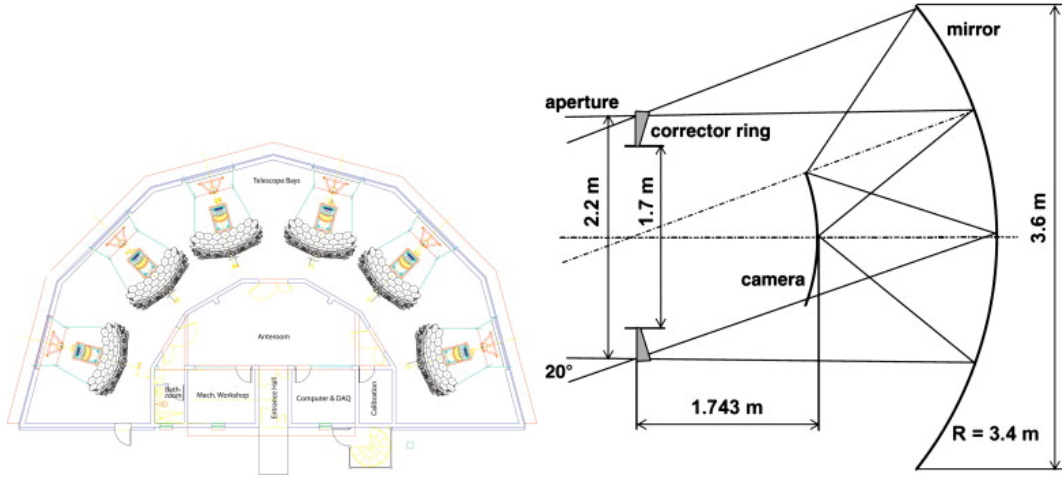


Figura 2.19: A esquerda esquema de uma instalação de telescópios de fluorescência e a direita esquema geométrico de detecção [6].

O sinal medido em cada tanque é convertido em número de VEM (vertical equivalent múon). Isso acarreta um referencial único para os tanques, uma vez que o chuveiro ilumina diversos tanques em uma área de vários Km^2 . Para se determinar o eixo do chuveiro, verifica-se o tempo de chegada da primeira partícula em cada tanque iluminado. O sinal então é medido em VEM em função da distribuição lateral ao centro do chuveiro (lateral distribution function, LDF). Esses valores para cada tanque são interpolados para minimizar as flutuações estatísticas, e a função $S(x)$ é plotada.

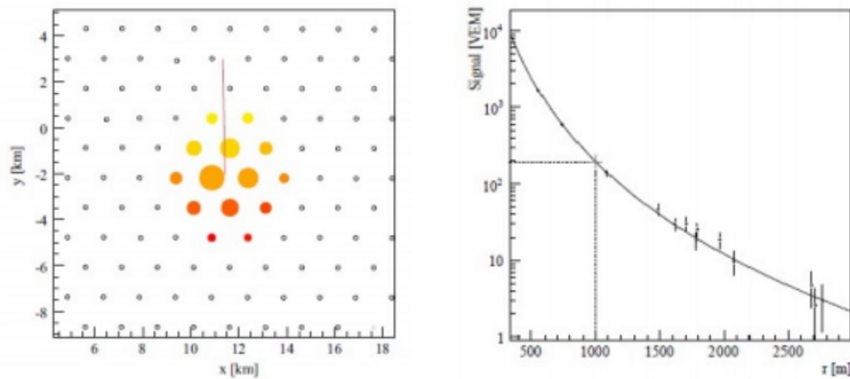


Figura 2.20: A esquerda gráfico de tanques iluminados por um chuveiro de 10^4 EeV com ângulo zenital de 25° . A área dos círculos é proporcional ao logaritmo do sinal e as cores ao tempo de chegada, do amarelo para o vermelho. A direita um gráfico da função LDF e o valor $S(1000)$ é proporcional a energia do chuveiro

2.2.2 CTA

Apesar da discussão ter se concentrado até o momento em raios cósmicos, ou seja, partículas carregadas, eles fazem parte de um grupo mais geral chamado de astropartículas. É o caso de fótons de altíssima energia, na faixa dos raios gama, que ao entrarem na atmosfera geram um chuva similar ao dos raios cósmicos. O estudo dos raios gama tem algumas particularidades em relação aos raios cósmicos. Por se tratarem de partículas neutras, os raios gama não sofrem deflexão por campos eletromagnéticos intergalácticos, e assim, é possível saber exatamente a direção das fontes. Outro ponto importante é que seu estudo se relaciona com eventos astronômicos extremos, como GRB (gamma ray bursts), AGN (active galactic nuclei) e SNR (supernova remnant). O espectro de energia dos raios gama também se diferencia dos raios cósmicos.

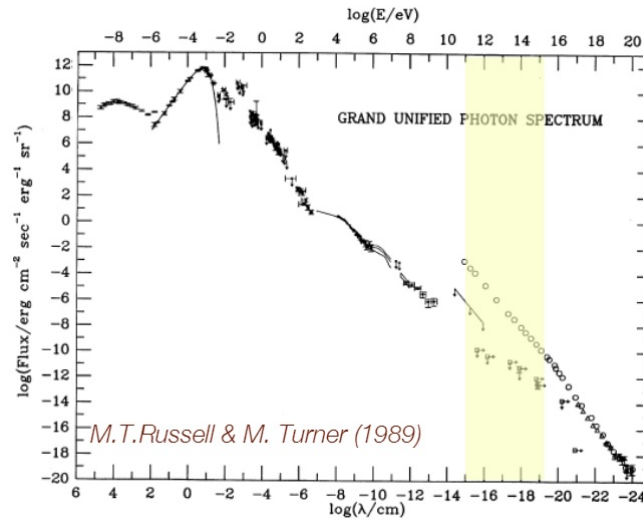


Figura 2.21: Espectro de energia dos Raios Gama

Com o objetivo de se detectar e estudar VHE (Very High Energy) gamma rays, está sendo construído o CTA (Cherenkov Telescope Array). A previsão para instalação dos primeiros equipamentos para testes e comissionamento é para meados de 2017. O observatório terá duas instalações, a principal no hemisfério sul, no European Southern Observatory (ESO) em Cerro Paranal, Chile a uma altitude de 2800 m. Esse local será mais focado em estudar as fontes de raios gama no centro da Galáxia, uma vez que aponta para o disco Galáctico. O segundo complexo ficará no hemisfério norte para estudo de fontes extragalácticas, e ficará localizado nas Ilhas Canárias, no Observatorio Roque de Los Muchachos, do IAC, Instituto Astrofísico de Canárias, a 2200 metros do nível do mar.

O CTA possuirá sensibilidade de detecção entre dezenas de GeV até centenas de TeV, sendo que uma significativa parte dessa faixa não é explorada atualmente por outros experimentos. O CTA se baseia no fato de os raios gama viajarem acima da velocidade da luz no ar, produzindo radiação Cherenkov. Essa radiação será detectada por uma rede de telescópios instalados no solo. Serão 3 tipos diferentes de telescópios distribuídos em 10 km^2 no observatório sul e em 3 km^2 no norte. Seu campo de visão será de 7° para a faixa de TeV, o que representa um avanço de sensibilidade em relação aos experimentos atuais.

Além da luz Cherenkov, os raios gama também produzem um chuva atmosférico, e

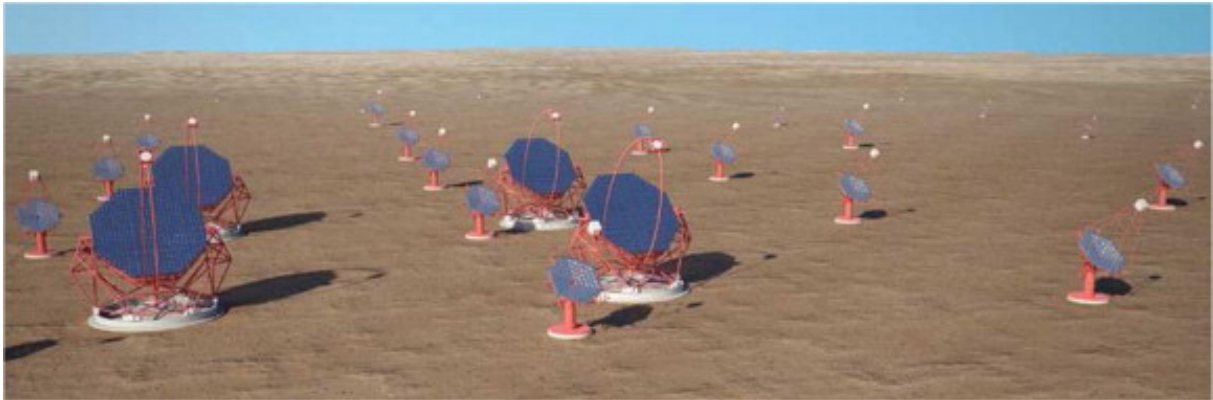


Figura 2.22: Representação dos telescópios do CTA [9]

detectores de partículas carregadas poderão ser utilizados para acionar os telescópios. Como os telescópios enxergam 7° , serão utilizados experimentos auxiliares que monitorem todo o céu e informem aos telescópios para qual região devem se direcionar. É o caso do HAWK, instalado no México, o Observatório Pierre Auger na Argentina, o Telescope Array nos EUA. Além disso está em fase de desenvolvimento conceitual outro experimento que poderá trabalhar em conjunto com o CTA, o LATTES que será descrito na próxima seção.

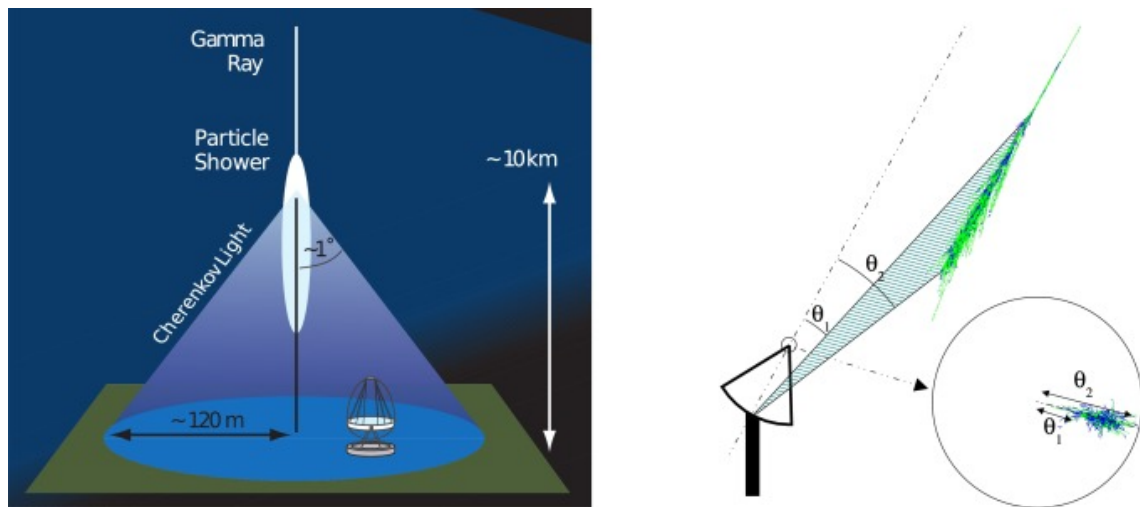


Figura 2.23: Esquemático de um IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) do experimento CTA [28].

2.2.3 LATTES

O Projeto MARTA tem forte ligação com o LATTES, uma vez que as RPC's caracterizadas e calibradas deverão ser usadas no futuro experimento. O LATTES (*Large Array Telescope for Tracking Energetic Sources*) será um detector de raios gama projetado para funcionar 100% do tempo, com larga janela de visão do céu, $\pi \text{ rad}^2$. Atualmente não existe nenhum experimento de detecção de raios gama no hemisfério sul que monitore todo o céu com sensibilidade para baixas energias (100 GeV a 10 TeV). Portanto, estamos cegos para essas fontes no centro da

Galáxia.

Seu projeto será baseado em um conceito misto com tanques de água para radiação Cherenkov (CESAR, Calorimeter Electromagnetic for Studying Air gammas) em conjunto com duas unidades MARTA. Esse desenho híbrido permitirá uma dimensão reduzida, baixo custo e uma melhor sensibilidade para baixas energias em comparação com outros experimentos de solo. Diferentemente do CTA, o Lattes não detectará a radiação Cherenkov produzida pelos raios gama na atmosfera, mas sim as partículas carregadas geradas pela interação do EAS de raios gama com um material radiante instalado na superfície das unidades, no caso, uma camada de chumbo. Deverá ser instalado em uma altitude aproximada de 5000 metros.

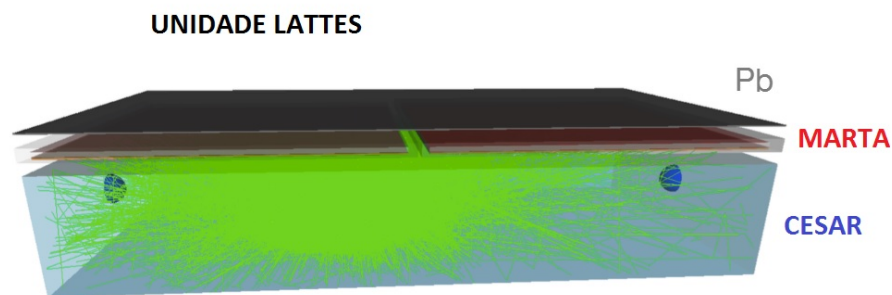


Figura 2.24: Esquemático de uma unidade Lattes do array de detectores [14]. A unidade é formada por uma camada de chumbo correspondente a 1 comprimento de onda (5,6 mm), 2 unidades MARTA com 4x4 Pads cada e uma unidade CESAR com duas fotomultiplicadoras de 15 cm de diâmetro e com dimensão de 1,5 m x 3 m x 0,5 m

A rede de detectores será formado por 60 x 30 unidades Lattes cobrindo uma área de 100 x 100 m², o que significa uma dimensão bastante reduzida em comparação a outros experimentos de raios gama. As unidades MARTA terão uma resolução temporal de 1 ns e serão responsáveis por acionar os tanques. Os tanques serão os detectores de múons e calorímetros.

Chuveiros de raios gama geram como partículas secundárias fótons, elétrons e pósitrons. Como a 5000 metros a quantidade de partículas carregadas para faixa de energia de interesse é insuficiente, por isso a necessidade de um conversor de raios gama para partículas carregadas, no caso, uma camada de chumbo acima dos detectores.

Esse sistema de detecção combinado oferece algumas vantagens:

- Oferece um sistema de gatilho mais apurado, economizando processamento e armazenamento de dados.
- Possibilidade de calibração cruzada, otimizando os modelos de análise dos dados.
- Maior discriminação entre chuueiros hadrônicos/gama.
- O processo de emissão deve ter curta duração, para que seja viável a contagem de partículas.

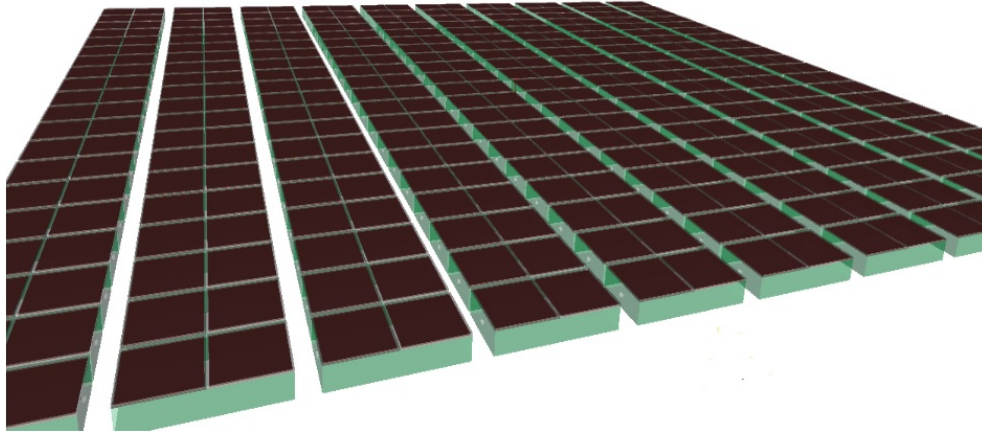


Figura 2.25: Array de detectores Lattes [14]

2.3 Questões abertas em raios cósmicos

O estudo dos raios cósmicos nos permite entender mecanismos astrofísicos complexos, uma vez que os mesmos carregam informações a respeito de suas fontes, mecanismos de aceleração e regiões por onde viajam. Apesar do grande desenvolvimento nessa área nos últimos anos, essas questões seguem abertas e são um rico campo para pesquisa. Iremos discutir algumas dessas questões a seguir.

2.3.1 Região do Joelho

Como discutido na seção sobre o espectro de energia dos raios cósmicos, existe uma quebra, de 2,7 para 3,1 no índice espectral, aproximadamente em $3 \cdot 10^{15}$ eV, chamada de joelho. Acredita-se que esse seja o limiar de máxima energia para aceleradores galácticos, ou seja, para raios cósmicos advindos da Via Láctea.

O mecanismo de aceleração dos raios cósmicos mais satisfatório foi discutido na seção 2.1.2 é chamado de mecanismo de aceleração de Fermi de primeira ordem, e basicamente diz que o ganho de energia é ocasionado por ondas de choque de explosões de supernova, e varia linearmente com β , que é a razão entre a velocidade da onda de choque e a velocidade da luz. Esse modelo explica muito bem o espectro de energia de lei de potência observado para os raios cósmicos.

Para calcular a máxima energia que uma partícula pode adquirir em um meio magnetizado temos que o raio da trajetória da partícula é dado por:

$$R = \frac{E}{Z \cdot B}$$

Onde E é a energia da partícula, B o campo magnético e Z sua carga. Sendo L a dimensão da região magnetizada, para $R > L$ a partícula escapará deixando de acelerar. Dessa forma, o valor máximo de energia ocorre quando $R = L$. O parâmetro $B \cdot L$ assume o valor de 10^{15} para fontes galácticas como remanescentes de Supernovas. Assim o valor de energia máximo é dado por:

$$E_{max} = Z.B.L \simeq Z.10^{15} \text{ eV}$$

Assim, prótons atingem em nossa galáxia (o parâmetro $L.B = 10^{15}$ é próprio para a Via Láctea) a energia máxima de 10^{15} eV. Para outros núcleos, como o ferro, a energia é maior. Logo, o joelho também representa o limiar transição entre fluxo de partículas mais leves para mais pesadas.

2.3.2 Fontes Galácticas e Extra Galácticas

Como demonstrado na seção anterior, a máxima energia que um próton pode adquirir no interior da Galáxia e continuar confinado no campo magnético galáctico é 10^{15} eV. A Via Láctea é um disco preenchido por um meio magnetizado de intensidade típica da ordem de μG , uma espessura de poucos kpc e um diâmetro de 30 kpc. Calculando o valor do raio de rotação de um próton de 10^{15} aprisionado num campo magnético temos o valor de 30 kpc. Conclui-se que prótons com valores de energia superiores a 10^{15} só podem ter origem extragaláctica.

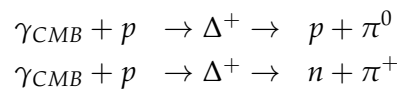
Como o raio de confinamento é inversamente proporcional a Z , raios cósmicos mais pesados, como núcleos de ferro, conseguem atingir energias superiores a 10^{15} eV e ainda sim estarem confinados na galáxia. Dessa forma a energia de 10^{15} marca o limite de prótons galácticos e a partir desse limiar as fontes extragalácticas começam a aumentar o fluxo, até se tornarem dominantes em 10^{19} eV.

Da mesma forma que partículas galácticas podem escapar da Via Láctea, partículas extragalácticas podem adentrar na Galáxia. Se formos considerar uma distância mínima de 10 Mpc, apenas prótons com energia superior a 2.10^{17} e núcleos de ferro com energia acima de 5.10^{18} podem nos alcançar em um intervalo inferior ao tempo de Hubble.

2.3.3 Região do Tornozelo

Como visto na seção anterior, a partir de 10^{19} eV as partículas extragalácticas dominam as partículas galácticas. Como o número de fontes fora da Galáxia é maior, começamos a ver uma flexão positiva no fluxo de raios cósmicos em 5.10^{18} eV. Esta região é conhecida como tornozelo. Outra contribuição para esse efeito se deve ao fato de que a partir de 10^{17} eV os raios cósmicos começam a perder energia através da interação com a radiação de fundo de universo, através da produção de par elétron/pósitron. Essa perda de energia faz com que partículas mais energéticas sejam transferidas para uma região menos energética do espectro, e esse acúmulo provoca essa flexão na curva.

Para energias mais altas, acima de 10^{20} eV, a interação dos raios cósmicos com a radiação de fundo começa a produzir píons:



Esse efeito provoca uma supressão no espectro, chamado de efeito GZK, calculado de maneira independente por Kenneth Greisen [34], Vadim Kuzmin e Georgiy Zatsepin [53], em 1966. Assim de 10^{20} eV a distância de interação para produção de pión é de 10 Mpc, o que faz com que essa interação seja muito provável para fontes extragalácticas, que dominam

essa faixa do espectro. Além disso, a perda de energia nesse caso é de 20%, o que explica a supressão no espectro.

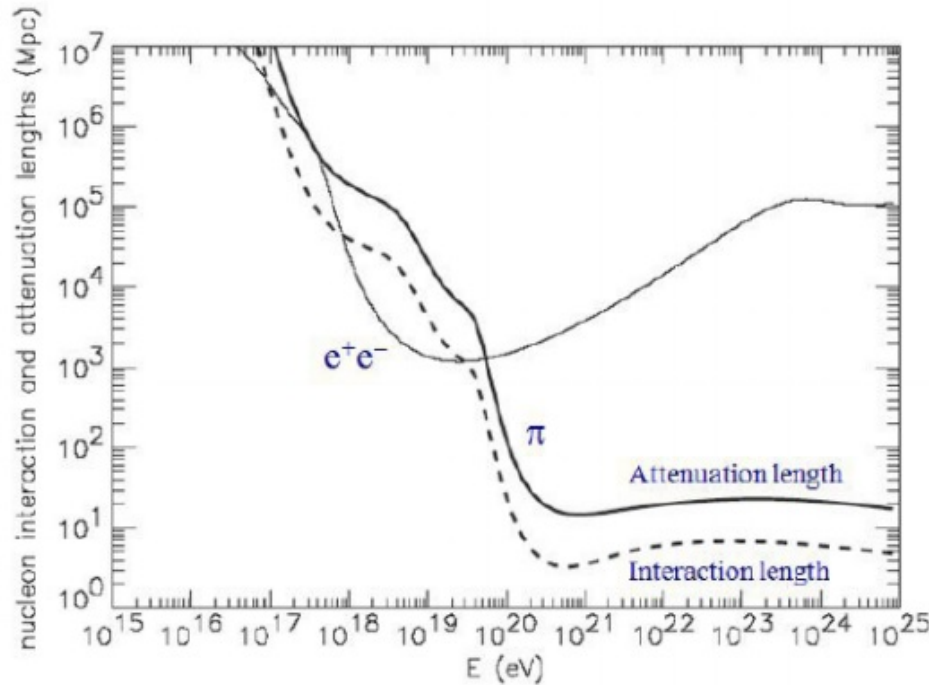


Figura 2.26: Comprimento de interação e atenuação para produção de píons e elétrons/pósitrons por interação de prótons com a radiação de fundo do universo em função da energia do próton

Muito embora a previsão do efeito GZK explique satisfatoriamente a supressão, o seu valor teórico é superior ao medido experimentalmente. Uma linha possível é investigar se existe um limite de energia para as fontes aceleradoras, o que poderia explicar o conflito com a previsão teórica.

2.3.4 Anisotropia

Os dados da concentração de direções de chegada dos raios cósmicos a Terra não possuem evidência significativa de anisotropia, o que conflita com os catálogos astronômicos conhecidos. Os modelos não conseguem explicar satisfatoriamente o motivo de alguns pontos do céu não possuírem maior fluxo de raios cósmicos. Para baixas energias o campo magnético galáctico provoca defleções significativas na trajetória das partículas, o que impossibilita reconstruir a direção de origem da mesma. Já para valores maiores de energia, da ordem de alguns EeV, a mudança de trajetória é pequena e é possível reconstruir a direção.

Outro problema na pesquisa sobre a ausência de anisotropia, é que o efeito GZK limita para altas energias a distância de fontes, o que diminui drasticamente a quantidade de candidatas. Para partículas com energia de 60 EeV, a distância máxima permitida pelo efeito GZK é de 200 Mpc, o que limita significativamente as fontes. Mesmo assim, sabe-se que geradoras de raios cósmicos mais próximas não estão distribuídas uniformemente, e pesquisas para observar essas concentrações seguem.

Os experimentos Pierre Auger e Telescope Array identificaram concentrações de raios

cósmicos de VHE na direção da rádio galáxia Centauros A embora a estatística ainda seja reduzida para comprovação definitiva.

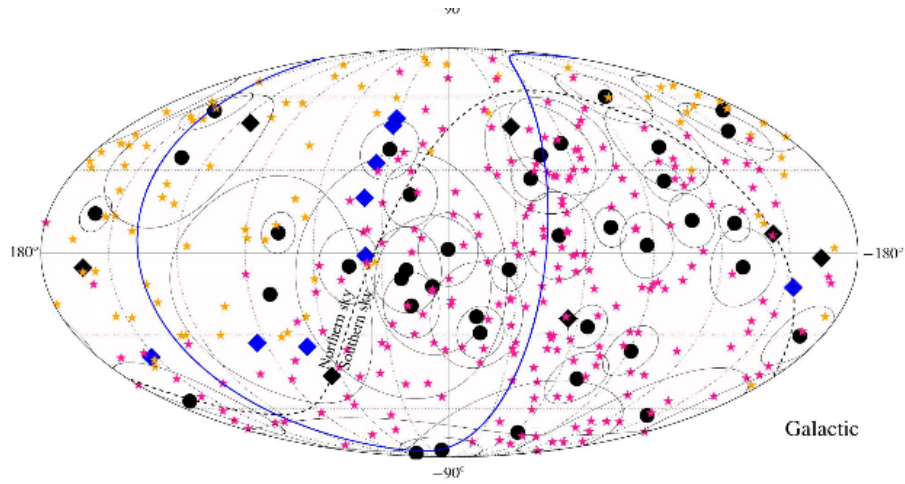


Figura 2.27: Catálogo de coordenadas galáticas das direções de UHECR's detectados pelo observatório Auger em magenta, pelo Telescope Array em laranja e de neutrinos de altíssima energia (preto e azul) detectados pelo experimento IceCube [5].

Capítulo 3

Projeto MARTA

Sumário: Descrição do Projeto MARTA e do arranjo utilizado.

MARTA (Muon Array for Tagging Air Shower) é uma colaboração internacional com participação de Brasil, Portugal, Itália, Espanha e República Tcheca. Basicamente o detector é formado por uma ou mais RPC's, dependendo da arquitetura, para detecção de múons do chuveiro atmosférico de raios cósmicos ou gama. A RPC é dividida em PAD's para aumentar a resolução espacial. Além disso, o MARTA também possui uma eletrônica embarcada para aquisição de dados e controle das RPC's. A detecção ocorre evento a evento, com eficiência da ordem de 90%, e boa resolução (15% a $10^{19,5}$). As RPC's são bastante robustas, apresentando uma alta confiabilidade. Apresentam uma larga faixa de temperatura de operação, o que é um requisito fundamental para operação em campo. A resolução espacial é determinada pela dimensão dos PAD's, (15 x 20 cm). Possui resolução temporal da ordem de ns, o que significa que pode-se diferenciar eventos que ocorram com diferença dessa diferença de tempo.

O MARTA pode ser utilizado em estações combinadas com outros detectores, seja em tanques de radiação Cherenkov, cintiladores ou outra RPC. Esse tipo de montagem facilita a calibração, pois pode ser feita de maneira cruzada. A definição de qual detector será o gatilho vai depender das resoluções temporais e eficiências de cada um.

3.1 RPC's

Cada RPC possui um rede de 64 (8 x 8) PAD's de 15 x 20 cm (região coletora efetiva 14 x 18 cm) formando uma área total de $1,245 \times 1,55 \text{ m}^2$. Dessa área total, 85% corresponde a área coletora. Cada PAD possui um canal dedicado, podendo ler 64 eventos simultaneamente. Os PAD's são separados por anéis isolantes ligados ao potencial de terra, o que impede interferência entre pads adjacentes. O desenho interno apresenta três eletrodos de vidro espesso, separados por 2 gaps de gás de 1 mm. Os eletrodos são separados por monofilamentos de Nylon. Esse sanduíche é fechado por placas de acrílico. Os eletrodos são conectados a alta tensão utilizando uma cola resistiva. O módulo é envolto em placas de alumínio de 3 mm de espessura, que além de aprisionar o gás no interior da RPC, também a protege de condições ambientais desfavoráveis.

A aplicação de alta tensão gera um campo elétrico constante de 50 kV/cm nos gaps de gás. Como detalhado a seção 2.1.5, quando uma partícula carregada atravessa o gás, io-

niza seus átomos gerando pares íon/elétron que são acelerados ionizando novos átomos e provocando uma avalanche.

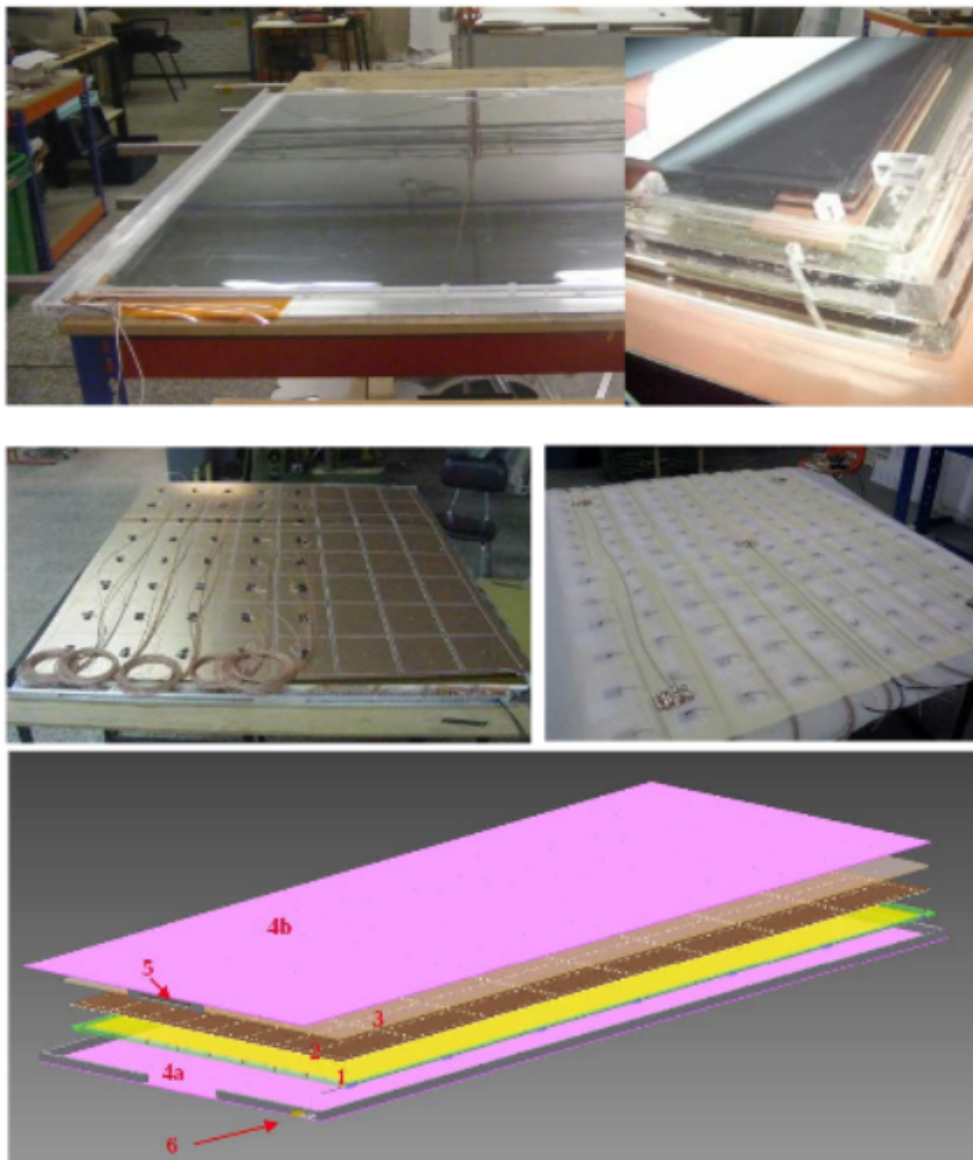


Figura 3.1: Fotos de diferentes etapas da montagem das RPC's. A esquerda as 3 camadas de vidro. Na foto superior direita temos o grid de 8 x 8 pads com os cabos conectados aos eletrodos. Na foto inferior direita temos a caixa de alumínio externa da RPC

Cada centro de PAD é ligado à eletrônica por um cabo axial, formando 64 canais paralelos por RPC. Esses cabos são conectados a duas placas, 32 canais por placa, com conectores MMCX. O sinal gerado segue uma subida abrupta seguida de uma queda exponencial semelhante ao descarregamento de circuito RC, com tempo total de alguns nanossegundos. A avalanche gera dezenas de pC de carga, acarretando alta eficiência da RPC.

A câmara apresenta duas conexões para gás, uma de entrada e uma de saída, para que seja possível controlar o fluxo no interior. O gás que preenche a RPC é tetrafluore-

tano (R-134a), usualmente utilizado para refrigeração. O fluxo de gás é 10 cc/min. Alguns parâmetros influenciam na corrente de fundo do detector, que está ligada a sua sensibilidade. A umidade relativa do ar e pressão atmosférica tem pouca relação com o ruído. No entanto, a temperatura apresenta correlação significativa. Sensores monitoram essas variáveis, e de acordo com a variação de temperatura, a alta tensão é ajustada de modo a controlar a corrente de fundo para o valor desejado.

Para que seja possível a operação com baixa manutenção em regiões isoladas e de difícil acesso, as RPC's devem ser capazes de operar com baixo fluxo de gás, o que já foi comprovado em testes no observatório Pierre Auger. Outra funcionalidade importante é a capacidade de supervisão e controle remoto da HV, do fluxo, umidade e temperatura, através da internet.

3.2 Aplicações

Conforme descrito na seção sobre os experimentos atuais, o MARTA pode ser utilizado em conjunto com outros detectores para melhoria de desempenho. Uma possibilidade é ser utilizado em conjunto com tanques de detecção Cherenkov, possivelmente em uma atualização nos tanques do observatório Pierre Auger. Outra aplicação é a utilização no arranjo dos detectores do futuro experimento Lattes. As RPC's são alternativas baratas e robustas para detecção de múons, se comparadas com cintiladores por exemplo. Diversas configurações são possíveis, com diferentes características de gatilho. As RPC's podem ser instaladas abaixo, acima ou em ambas as posições em relação ao tanque.

3.3 MARTA Rio

O Projeto MARTA Rio consiste em caracterizar e calibrar duas RPC's fabricadas no LIP, em Coimbra, e medir o fluxo de partículas secundárias criadas pelos chuveiros atmosféricos. As RPC's estão fixadas em prateleiras de uma estante metálica no laboratório MARTA Rio no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. As câmaras estão na posição horizontal, paralelas e alinhadas, separadas por uma distância de 80 cm. Esse arranjo permite reconstruir a trajetória das partículas, simplesmente mapeando os pads ativados em cada RPC em uma janela de tempo determinada. Através desse par de PAD's é possível saber a direção entre seus centros com uma resolução associada a dimensão real dos mesmos. Assim, são geradas distribuições de ângulos azimutais e zenitais que são confrontadas com as simulações. Uma vez que uma RPC serve de gatilho para a outra, são computados apenas eventos que iluminam as duas RPC's. Isso faz com que o fluxo de eventos não seja uniforme em toda a RPC. Através da geometria do arranjo é possível reconstruir o fluxo real, esse sim constante.

Além das RPC's, o arranjo possui uma fonte de alta tensão que alimenta as duas RPC's. Essa fonte é conectada a internet de modo a possibilitar o monitoramento e controle da HV remotamente através de PC. Sensores de temperatura, pressão e umidade também são ligados a internet. Como dito anteriormente, o controle desses parâmetros é fundamental, uma vez que afetam o ganho dos PAD's e consequentemente a eficiência das RPC's. Há um sistema de controle automático que altera a HV em função da temperatura, mantendo o ganho constante. Essa relação entre HV e temperatura é inversamente proporcional, fazendo com que a eletrônica suba o valor da alta tensão em caso de queda de temperatura. A pressão

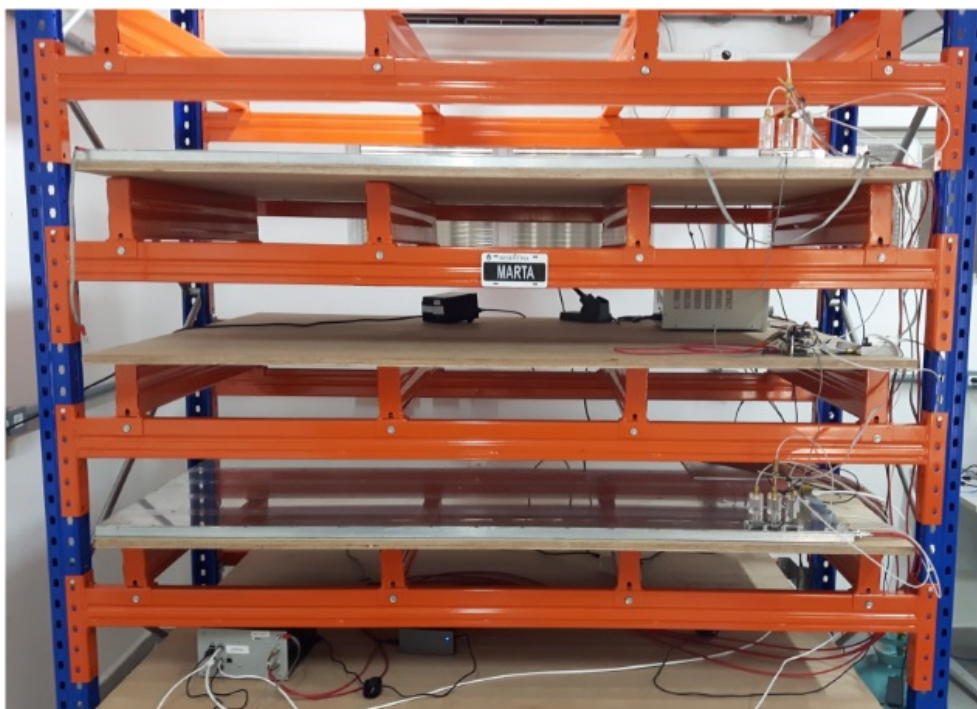


Figura 3.2: Foto da montagem das RPC's no laboratório MARTA Rio - CBPF

atmosférica é constante (nível do mar) e a umidade relativa possui pouco impacto, e por isso são apenas monitoras e não entram no sistema de controle automático.

Outro componente do arranjo é o cilindro de tetrafluoreetano, instalado abaixo da estante. O gás é ligado à entrada da RPC passando antes por um tubo de segurança, que previne uma falha em caso desobstrução da saída. Após entrar na RPC, o gás sai novamente e entra em outro tubo. Esse tubo são preenchidos por um óleo que borbulha com o fluxo de gás. O número de bolhas é relacionado ao fluxo, e é monitorado através de um contador de bolhas. Esse parâmetro também é disponibilizado via link internet.

O sinal produzido pela ativação do PAD é enviado a duas placas de aquisição, MARTA DAQ #8 e MARTA DAQ #9. Essas placas possuem alimentação de 5V, e após processamento desse sinal, fornece uma tensão de 3,5 V ao chip MARROC. Para que o gatilho externo e interno sejam possíveis, essas duas placas estão conectadas. A Placa MARTA DAQ #9 possui um módulo FPGA¹ responsável pelo gatilho interno. Os sinais processados pelo chip Marroc são enviados pela FPGA que direciona ao módulo de gatilho na DAQ #9. Nela são verificadas coincidências, através de um circuito lógico simples (fig. 3.3). Em uma janela de tempo 12,5 ns é gerado um sinal "or" entre todos os canais de cada RPC. Esses dois sinais são enviados para uma porta "and" e esse produto é o sinal de coincidência. O tamanho dessa janela temporal é um "compromisso" entre perder eventos reais e gerar falsos eventos. Se for muito pequeno, a probabilidade de se perder uma coincidência aumenta, pois precisa-se levar em consideração o tempo de processamento, tempo de viagem da partícula entre as RPC's, diferenças nos cabamentos etc. Se for muito grande a probabilidade de se gerar falsos eventos aumenta, pois podemos considerar partículas distintas na mesma janela como

¹Field Programmable Gate Array.

um evento.

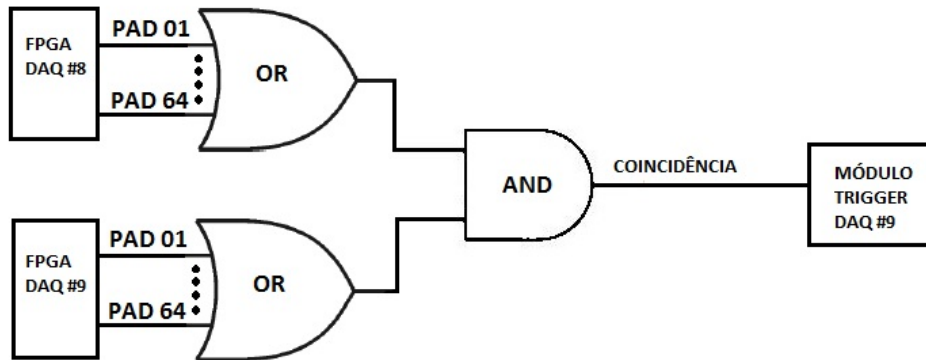


Figura 3.3: Esquema do circuito que gera o sinal de coincidência

Ao mesmo tempo, cada FPGA coloca o estado de cada um dos 64 PADS em um buffer FIFO². Sempre que ocorrer um sinal de coincidência, o módulo responsável pelo gatilho na DAQ #9 gera uma palavra de 24 bits, que é o identificador do evento, e envia para cada FPGA um sinal de gatilho. Assim, os dados do buffer são salvos em arquivo .bin, através de uma conexão USB entre as placas e um computador. A necessidade do buffer se deve ao fato que o sinal de gatilho é gerado usualmente 100 ns após a coincidência, e sem esse mecanismo, a informação seria perdida. Dessa forma temos uma registro do estado de cada PAD em uma janela que compreende instantes anteriores e posteriores ao gatilho. Uma análise posterior desses dados é necessária para filtrar falsos eventos e garantir que a janela de tempo é suficiente, o que é facilitado pelo histórico dos estados dos PAD's. Detalhes maiores sobre a lógica de análise dos dados na seção 4.1.

3.3.1 Arranjo

O Arranjo do Projeto Marta consiste em duas RPC's de $1,245 \times 1,55 \text{ m}^2$ instaladas em uma estante de modo a suas superfícies estarem no plano horizontal paralelo ao solo. As RPC's são paralelas e alinhadas, e assim cada uma delas enxerga o céu em $\pi \text{ rad}^2$. Cada RPC é dividida em 64 PAD's de efetiva $14 \times 18 \text{ cm}$. Essa área é responsável pela resolução espacial. Para minimizar a faixa angular possível para cada uma das 64×64 direções do arranjo, as RPC's são afastadas por uma distância de 80 cm. Quanto maior a distância entre as RPC's maior a resolução espacial, mas em contrapartida a janela de observação é reduzida, uma vez que o arranjo conta com um gatilho interno e computa apenas eventos que atravessam ambas as RPC's. A figura 3.4 mostra esse compromisso entre resolução e janela de abertura do detector.

²First in, First Out.

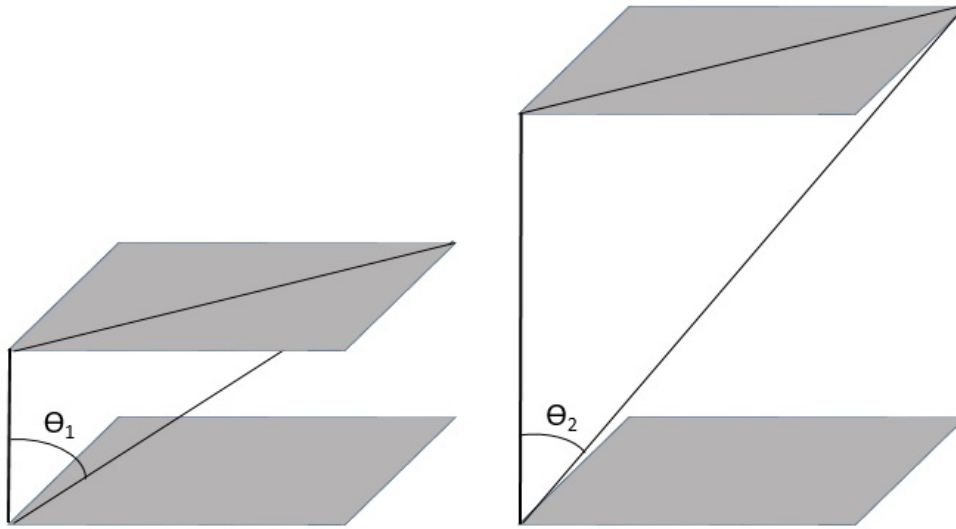


Figura 3.4: O arranjo da esquerda possui uma menor distância entre as RPC's que o arranjo da direita. Isso possibilita um ângulo máximo de detecção em gatilho interno $\theta_1 > \theta_2$, ou seja, maior janela de observação. No entanto, o arranjo da esquerda possui menor resolução espacial, pois cada coincidência possui uma faixa de ângulos possíveis maior que o arranjo da direita. Esse compromisso deve ser levado em conta no momento da definição da distância entre as RPC's e dependerá do objetivo do experimento.

O arranjo também conta com uma eletrônica responsável pela aquisição, lógica de gatilho e supervisão, detalhada na seção 3.3.2, com fontes de alta tensão responsáveis pela diferença de potencial na câmara, botijões de gás para alimentar a câmara com o gás que será ionizado pela partícula e com um computador para onde são enviados os dados adquiridos.

3.3.2 Eletrônica

A eletrônica que lê os 128 sinais provenientes dos PAD's é chamado de MARTA DAQ³. Seu firmware foi desenvolvido no LIP em Coimbra e testado em Lisboa. A MARTA DAQ é dividida em 3 componentes principais: a entrada USB, um módulo FPGA e um chip MARROC. O MARROC é um chip de leitura de sinais que foi originalmente desenvolvido para o Detector Atlas pelo grupo OMEGA para ler 64 canais de fótomultiplicadoras. Portanto, sua aplicação na leitura dos 64 canais dos PAD's é bastante natural. A primeira parte do circuito de leitura é um pré-amplificador para cada um dos 64 canais com ganho variável, entre 0 e 4 x. Esse ganho é setado por uma palavra de 8 bits, podendo assumir os valores de 0 a 255. O pré-amplificador possui baixa impedância de entrada (50Ω) e baixo ruído para evitar interferência entre os canais. A interferência entre canais é da ordem de 0,5%.

Essa corrente amplificada alimenta dois geradores de onda rápidos, um unipolar e um bipolar, ligados a um comparador. O valor de limiar é configurado por uma palavra de 10 bits, chamada de DAQ0 para o primeiro comparador. Sempre que a saída do gerador de onda ultrapassa o valor de limite, é gerado um sinal de gatilho. Outro comparador com um ganho menor também faz essa ação para partículas com cargas maiores. A saída dos com-

³Data AcQuisition.

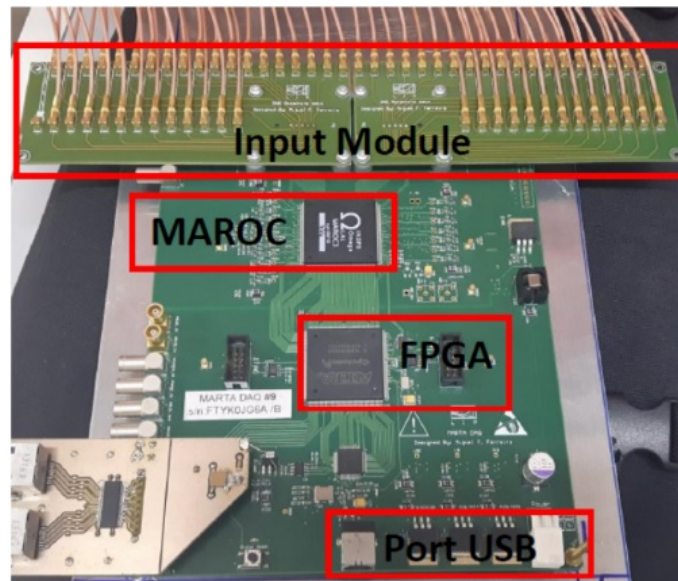


Figura 3.5: Placa MARTA DAQ, com seus principais módulos [46].

paradores é um sinal digital, e os 64 sinais de gatilho para cada comparador são processados por portas OR, gerando os sinais OR1 e OR2. Esses sinais são utilizados pela FPGA para geração da lógica do gatilho.

A porta USB é controlada por um chip FT2232H com uma fila FIFO e frequência de 5 MHz, possuindo dois canais de comunicação independentes. Um dos canais realiza a programação da FPGA e o outro a transferência de dados propriamente dita. O *firmware* da FPGA permite a comunicação com o MARROC pela porta USB. A placa de FPGA, que é um hardware flexível, podendo ser alterado pela programação, realiza a lógica do gatilho final, através dos sinais OR1 e OR2 do Marroc. Para o gatilho interno, é verificada uma porta AND durante 12,5 ns para esses dois sinais.

3.4 Simulações

Simulações foram realizadas para que fosse possível confrontar os resultados das aquisições com modelos matemáticos. Essa abordagem permite identificar possíveis erros de análise ou na aquisição, na lógica de gatilho, refinar os resultados e ajustar o ganho dos PAD's de modo a calibrar as RPC's.

3.4.1 Linguagem utilizada

A linguagem utilizada para as simulações foi C++ com o pacote ROOT [20]. C++ é uma linguagem de programação multi paradigma, ou seja, suportando linguagens imperativas, orientadas a objeto e genérica. Foi desenvolvida por Bjarne Stroustrup em 1983 no Bell Labs, e é uma evoluçãoda linguagem C. Sua grande inovação em relação ao C foi a utilização de classes. Já a linguagem ROOT é um pacote de funções e bibliotecas escritos em C++ (originalmente em Fortran) desenvolvido pelo CERN para aplicações em processamento de dados, análise estatística e visualização gráfica em físicas de altas energias. Possui diversas funcio-

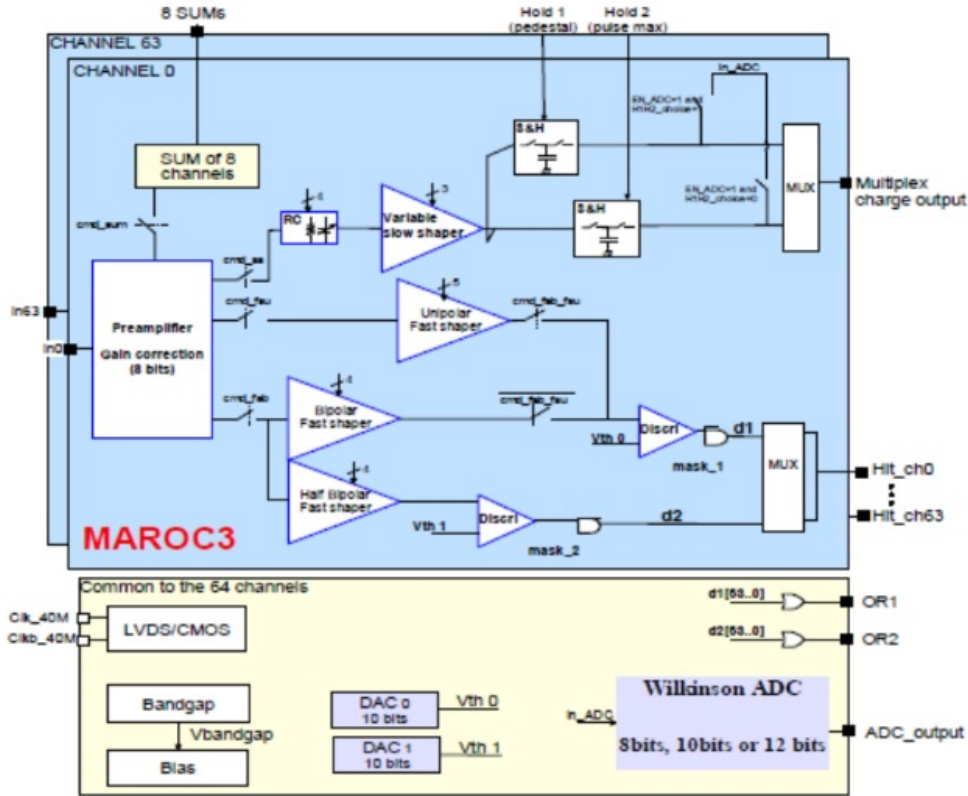


Figura 3.6: Esquema dos circuito do chip Marroc ref xx.

nalidades que incluem a criação e manipulação de histogramas, manipulação dos gráficos, plotagem de curvas, ferramentas estatísticas e geração de eventos Monte Carlo. Além disso, permitem criar estrutura de dados em programas ROOT, possibilitando que usuários manipulem os dados e gerem suas próprias rotinas de análise.

3.4.2 Premissas

Para a simulação foram criadas as seguintes constantes: $L_x = 165$ cm e $L_y = 128,5$ cm, e $D = 80$ cm (fig. 3.7), e as seguintes variáveis variáveis, x_1 , y_1 (posição na RPC 1), x_2 , y_2 (posição na RPC 2), φ (ângulo azimutal), θ (ângulo zenital). A sequência do programa é a seguinte: Primeiro é gerado um número aleatório entre 0 e L_x cm que é salvo na variável x_1 e um número aleatório entre 0 e L_y cm que é salvo na variável y_1 . Dessa forma estamos escolhendo um ponto de origem para a direção da partícula simulada, de forma a povoar uniformemente a RPC 1. Após isso são geradas direções aleatórias para as partículas. A variável φ é gerada segundo uma distribuição uniforme entre 0 e 2π , uma vez os múons de chuviscos de raios cósmicos apresentam isotropia azimutal. Já a variável θ possui uma distribuição mais complicada. Existem dois efeitos que impactam na distribuição zenital. O primeiro é puramente geométrico. Supondo que os pontos da atmosfera onde são gerados os raios cósmicos podem ser modelados por uma semi-esfera, temos que para ângulos próximos de zero existe uma área menor de origem de partículas, e essa quantidade aumenta com o ângulo zenital (fig. 3.8). Assim, esse efeito gera uma distribuição senoidal para os φ ,

sendo que a distribuição é nula para ângulos verticais e máxima para horizontais. O segundo efeito tem relação com a atenuação na atmosfera, pois quanto maior o ângulo zenital, maior a distância percorrida e consequentemente maior a probabilidade de sofrer atenuação e não alcançar a superfície. A distribuição global desse efeito no solo é proporcional a $\cos(\theta)^2$ [2]. Essa distribuição é característica para múons com energia de 3 GeV. Para energias menores, a distribuição é mais íngreme e para energias maiores mais suave [2]. Para essa configuração de RPC's são considerados apenas múons que iluminam ambas as RPC's, por isso temos um ângulo de corte devido a geometria do arranjo. Os dois efeitos foram combinados na geração dos ângulos zenitais da simulação.



Figura 3.7: Esquema das constantes consideradas no programa de simulação

Em posse dessas variáveis geradas aleatoriamente, calculamos o ponto onde essa partícula irá atravessar o plano da outra RPC. Isso é feito através do seguinte cálculo meramente geométrico:

$$x_2 = x_1 + D \cdot \sin \varphi \cdot \tan \theta$$

$$y_2 = y_1 + D \cdot \cos \varphi \cdot \tan \theta$$

Após isso é realizado um teste lógico com as variáveis x_2 e y_2 , onde se verifica se x_2 está entre 0 e L_x cm, e se y_2 está entre 0 e L_y . Esse teste é para simular o gatilho interno, pois são considerados apenas os eventos que ativam as duas RPC's. Em caso positivo, as variáveis são salvas em histogramas. Também são salvos os números dos PAD's correspondentes a x_1, y_1 e x_2, y_2 . Esse processo é repetido até que se gere estatística suficiente, e então são plotados os histogramas com os resultados da simulação, e uma tabela com cada evento, contendo o número do PAD da RPC 1 e o número do PAD da RPC 2.

3.4.3 Resultados

Iremos agora apresentar os resultados das simulações. Foram simulados 10^6 eventos no programa em ROOT. As figuras 3.9 e 3.10 mostram os gráficos dos Histogramas gerados para as variáveis de entrada.

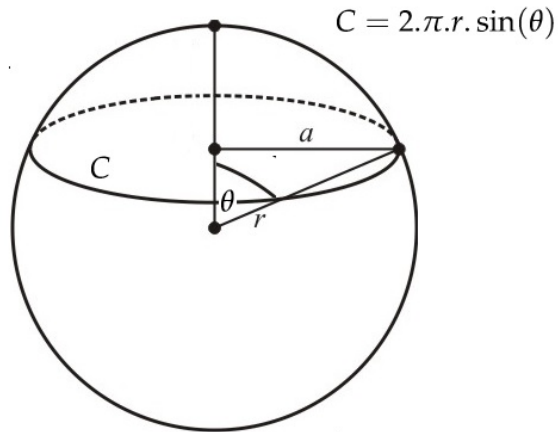


Figura 3.8: A quantidade de partículas para cada ângulo zenital é proporcional ao comprimento C descrito na figura, que possui dependência senoidal com θ .

As figuras 3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15 e 3.16 mostram os histogramas gerados após a verificação de coincidência, ou seja, após o gatilho interno:

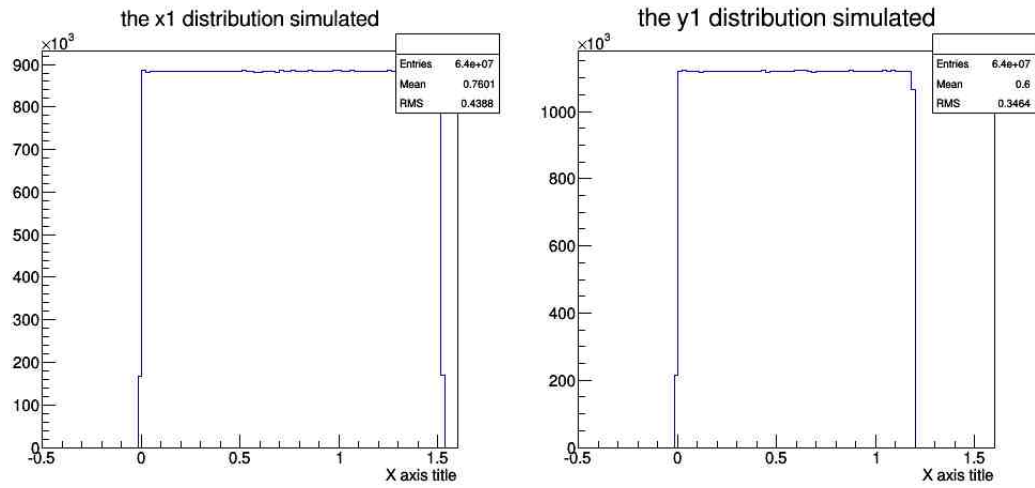


Figura 3.9: Distribuição uniforme para a origem dos raios na RPC 1

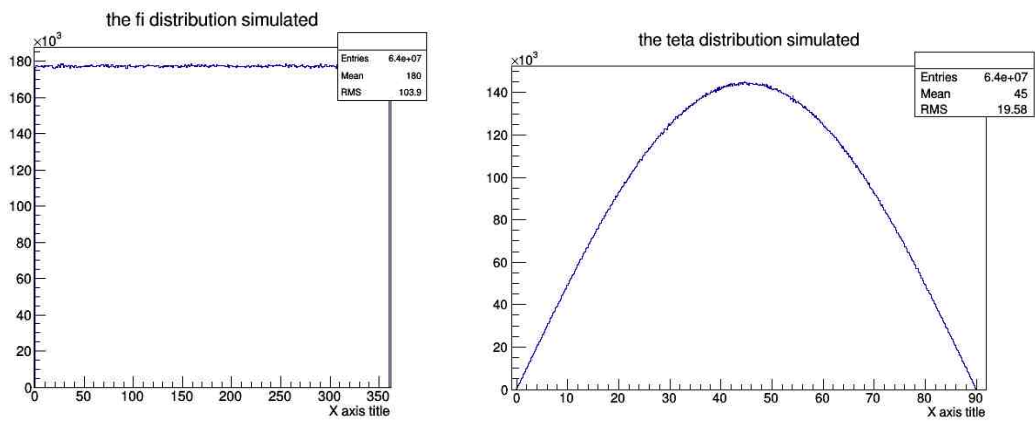


Figura 3.10: Distribuição uniforme para o ângulo azimutal de origem da partícula e distribuição senoidal para o ângulo zenital de origem da partícula.

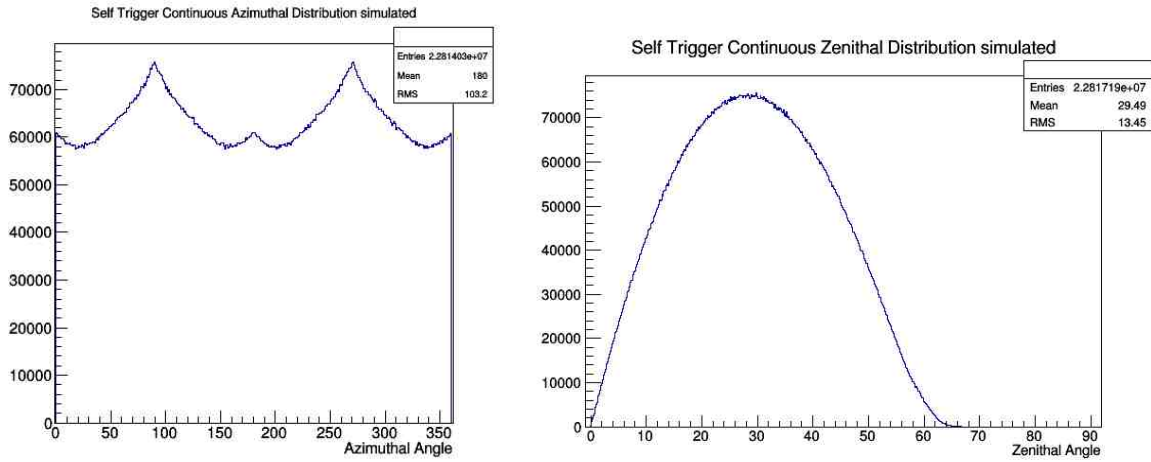


Figura 3.11: Distribuição dos ângulos azimutais e zenitais respectivamente das partículas que geram coincidência. Essa distribuição apresenta o ângulo simulado sem considerar-se o centro do PAD, e por isso, é contínua. No entanto, os dados reais não podem nos informar qual o ângulo exato de trajetória, devido a sua resolução espacial, e temos que considerar o ângulo entre os centros dos PAD's.

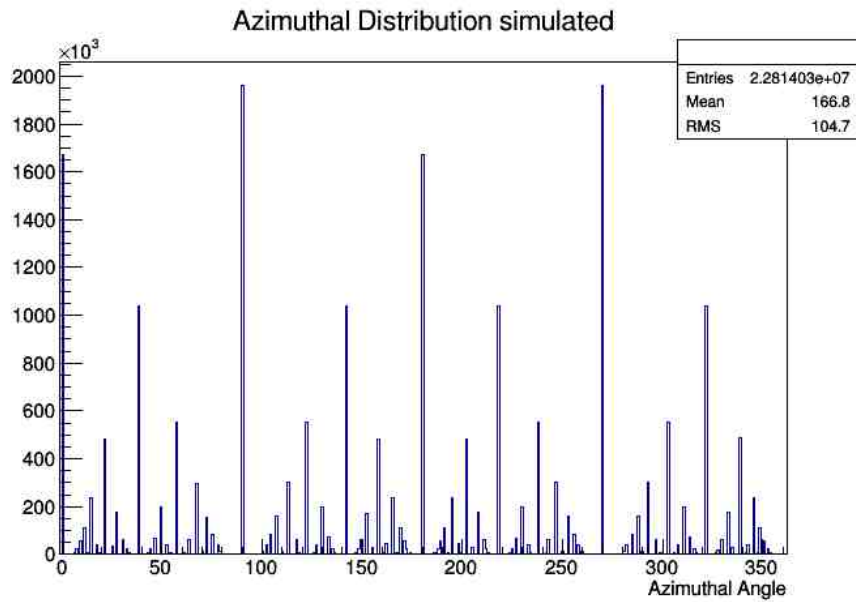


Figura 3.12: Distribuição dos ângulos azimutais das partículas que geram coincidência considerando o ângulo entre o centro dos PAD's. Essa distribuição pode ser confrontada com os dados adquiridos no MARTA

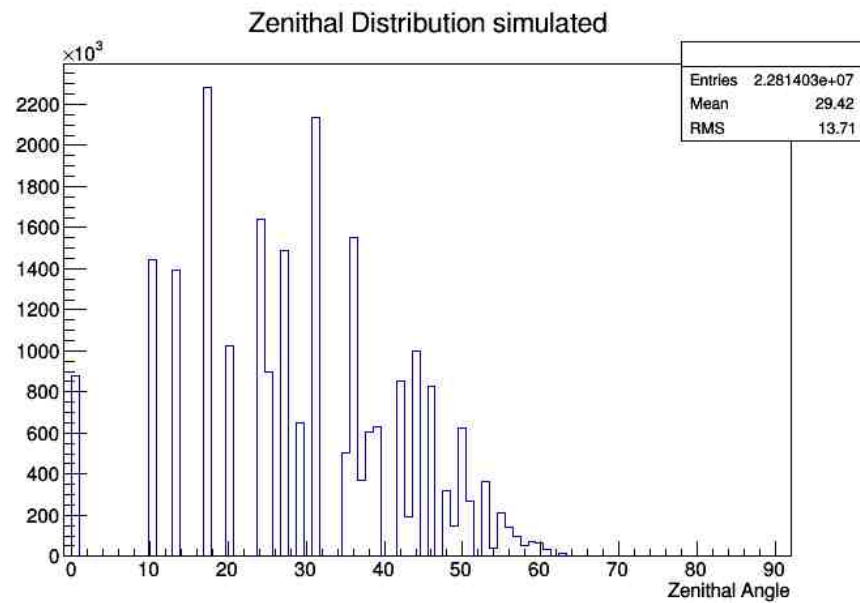


Figura 3.13: Distribuição dos ângulos zenitais das partículas que geram coincidência considerando o ângulo entre o centro dos PAD's.

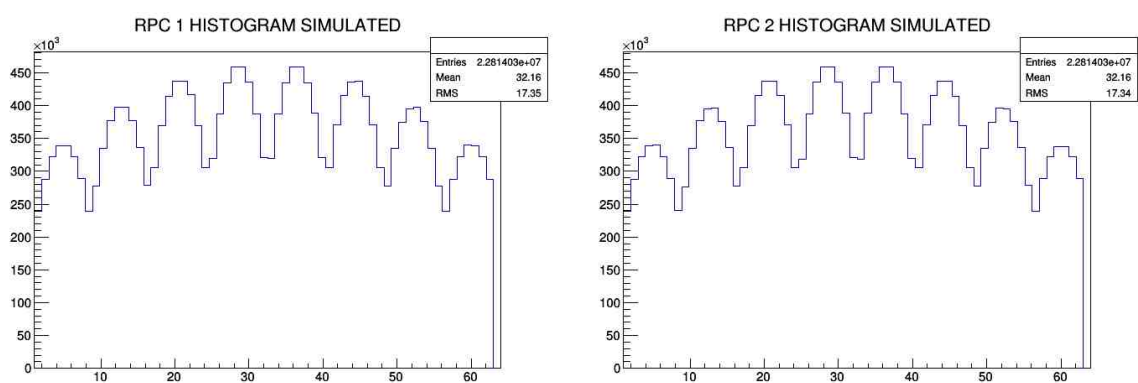


Figura 3.14: Distribuição por PAD para cada RPC

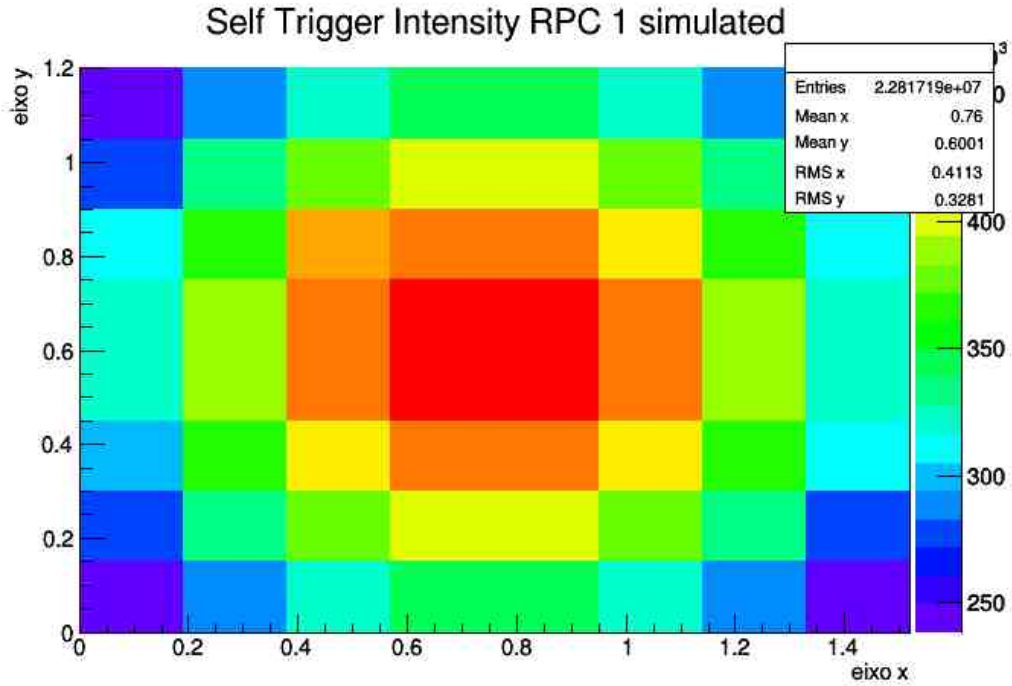


Figura 3.15: Histograma bidimensional de intensidade de eventos na RPC 1. Os PAD's das extremidades apresentam menor quantidade de eventos porque a probabilidade de uma partícula atravessar as duas RPC's nessa região é menor, já que mais partículas escapam

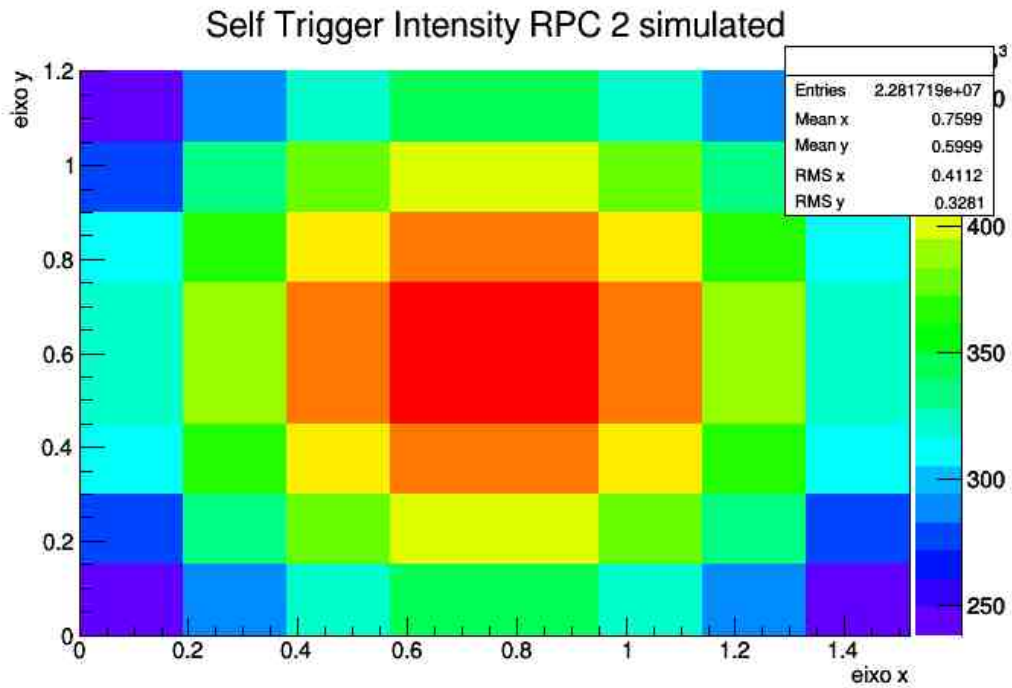


Figura 3.16: Histograma bidimensional de intensidade de eventos na RPC 2.

Capítulo 4

Resultados

Sumário: Discussão dos resultados produzidos no desenvolvimento do trabalho.

Esse capítulo detalha os programas desenvolvidos para a aquisição e análise dos dados do MARTA, premissas utilizadas, lógica de gatilho e confronta os resultados com as simulações e previsões teóricas para o fluxo de raios cósmicos. Também é apresentada uma metodologia para caracterização e calibração das RPC's que as mesmas sejam fabricadas e caracterizadas no laboratório MARTA Rio para serem utilizadas em experimentos futuros, como o Lattes e Auger.

4.1 Aquisição de dados

Como descrito no capítulo anterior, a eletrônica do detector verifica se há uma coincidência na janela de tempo determinada e salva o *buffer* contendo o estado dos 64 PAD's em dois arquivos .bin, um para cada RPC, no computador do arranjo. Para cada evento é gerado um identificador de 24 bits. A sequência de bits gerada é dividida em 127 janelas de tempo, chamadas de bins. Cada bin contem 64 bits informando o estado de cada PAD, 0 significando pad inativo e 1 pad ativo. No final da palavra é acrescentado 64 bits para o ID, sendo que apenas 24 são utilizados. Dessa forma, temos um total de 128×64 bits para cada evento (fig. 4.1). Importante ressaltar que devido ao atraso intrínseco da aquisição, parte dos bins corresponde a um tempo anterior a coincidência. Cada bin corresponde a $12,5 \text{ ns}$. Portanto, cada evento possui uma fotografia de $127 \times 12,5 \text{ ns} = 1,5875 \mu\text{s}$ do estado de cada PAD.

T=-126				T=-125				T=-124				T=-123			
C0	C1	C2	...	C61	C62	C63		C0	C1	C2	...	C61	C62	C63	
T=-122												T=-3			
C0	C1	C2	...	C61	C62	C63		...				C0	C1	C2	...
T=-2				T=-1				T=0				ID*			
C0	C1	C2	...	C61	C62	C63		C0	C1	C2	...	C61	C62	C63	
												0	0	0	...
												ID2	ID1	ID0	

										Most Significant Bit		Less Significant Bit	
* 24 bits ID. First 40 bits of the 64 bits word are zeros. Last 24 bits are the ID:										ID24	ID23	ID22	...
										ID2	ID1	ID0	

Figura 4.1: Descrição da palavra de bits gerada para cada evento.

A numeração dos PAD's segue o seguinte mapeamento na RPC:

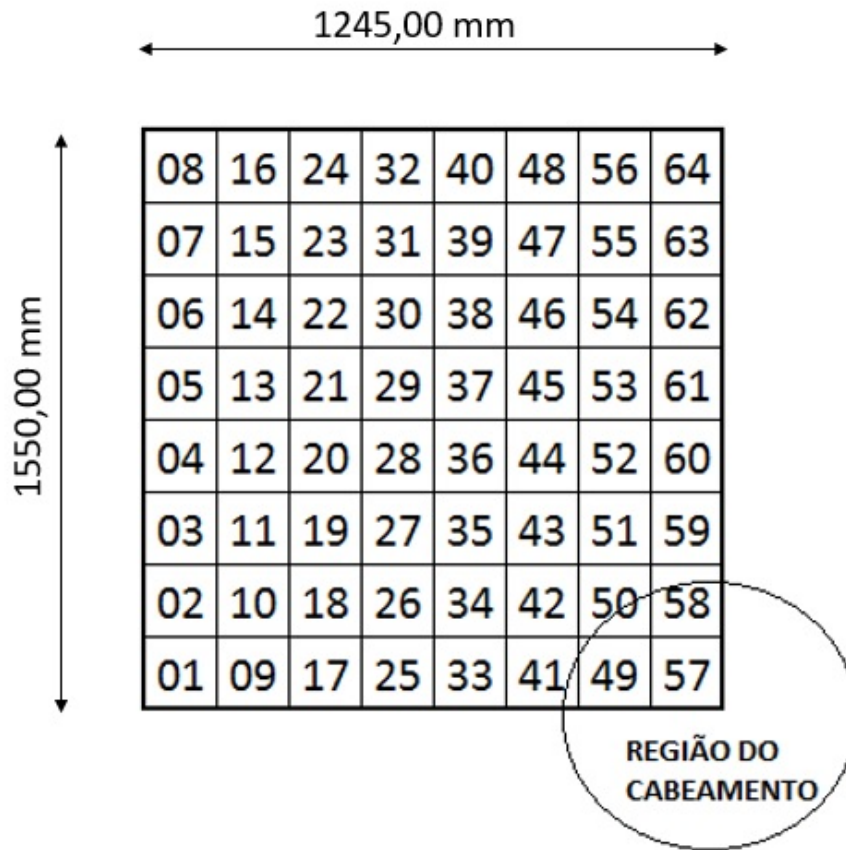


Figura 4.2: Esquema de uma RPC dividida em 64 PAD's e sua numeração lógica.

No entanto, essa ordem de PAD's não é seguida na sequência de bits de cada bin, sendo necessário realizar uma conversão 4.3.

A primeira parte do desenvolvimento consistiu em transformar essa sequência de 0's e 1's de dois arquivos bins em algo inteligível e compactado. Foi criado um programa para pré-processamento dos dados, gerando a seguinte tabela:

Tabela 4.1

RPC	PAD	BIN	ID	JANELA
1	20	31	1	1
2	35	32	1	2

Na primeira linha do exemplo acima temos que na RPC 1 o PAD 20 ficou ativado a partir do bin 31 durante a janela de 1 bin e o identificador dessa coincidência gerado pela eletrônica é 1. Na segunda linha temos que a RPC 2 teve o PAD 35 ativo a partir do bin 32 durante a janela de 2 bins com ID 1. Como essas duas linhas possuem o mesmo ID, esse caso poderia ser interpretado como uma coincidência cuja partícula atravessou o PAD 20 da RPC



PAD - RPC	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
Ch Mezzanine	IN19	IN18	IN17	IN16	IN15	IN14	IN13	IN12	IN11	IN10	IN9	IN8	IN7	IN6	IN5	IN4	IN3	IN2	IN1
Ch MAROC	31	20	29	22	27	24	25	26	23	28	21	30	19	7	9	11	13	15	17
PAD - RPC						52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	
Ch Mezzanine						IN32	IN31	IN30	IN29	IN28	IN27	IN26	IN25	IN24	IN23	IN22	IN21	IN20	
Ch MAROC						0	1	2	3	4	5	6	8	10	12	14	16	18	



PAD - RPC	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
Ch Mezzanine	IN50	IN49	IN48	IN47	IN46	IN45	IN44	IN43	IN42	IN41	IN40	IN39	IN38	IN37	IN36	IN35	IN34	IN33	IN32
Ch MAROC	63	62	61	60	59	58	44	33	42	35	40	37	38	39	36	41	34	43	32
PAD - RPC	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51						
Ch Mezzanine	IN63	IN62	IN61	IN60	IN59	IN58	IN57	IN56	IN55	IN54	IN53	IN52	IN51						
Ch MAROC	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57						

Figura 4.3: Conversão entre o número do PAD, número do conector (Ch Mezzanine), e canal do MAROC. A ordem dos bits geradas na palavra em cada bin segue a ordem do canal MAROC.

1 e o PAD 35 da RPC 2. Essa interpretação de eventos será detalhada nas próximas seções. Com essa estrutura temos todas as informações relevantes sobre a coincidência, eliminando informação desnecessária e criando uma base de dados para ser utilizada na geração de gráficos e análises feitas com outras rotinas. O detalhamento da lógica das rotinas de pré-processamento e análise será feito nas próximas seções.

4.1.1 Linguagem utilizada

Os programas de pré-processamento e análise dos dados foram feitos em ROOT [20], ou seja, a mesma linguagem utilizada nas simulações. A grande vantagem da utilização de ROOT é a possibilidade de criação de histogramas dos dados. Os dados acumulados em histogramas podem facilmente ser cruzados com outros histogramas para gerar os gráficos. Conhecendo a estrutura da base de dados qualquer membro do projeto pode desenvolver suas próprias rotinas ROOT para análises específicas, o que facilita a compatibilização das informações. Outra vantagem consiste na facilidade de comparação com as simulações, uma vez que os histogramas criados são os mesmos. Além disso, o pacote ROOT possui uma enorme quantidade de tipos de gráficos, podendo gerar histogramas bidimensionais de intensidade, gráficos 3D, curvas, gráficos de superfície e etc. Isso permite que os dados sejam plotados de maneira customizada à aplicação em questão.

4.1.2 Premissas

Para a análise foram criados duas rotinas principais, uma chamada de pré-processamento, e uma de análise. Vamos exibir as premissas utilizadas em cada etapa.

O Pré-processamento

O programa de pré-processamento basicamente tem como entrada o arquivo .bin com as sequências de 8192 bits e transforma em uma tabela contando em cada linha o número da RPC, PAD, bin de início, ID, e quantidades de bins onde o PAD ficou ativo. O Programa divide cada ID em 128 bins, e verifica qual PAD está ativo em cada bin. Se um mesmo PAD continua ativo em bins subsequentes, apenas um evento é computado, mas é salvo a janela de bins. Isso ocorre porque o tempo de descarregamento dos PAD's pode ser superior a 12,5 ns. Nesse caso não é possível saber se outra partícula ativou o PAD exatamente no bin seguinte, ou se trata-se de uma persistência natural. Além dessa tabela em txt, o programa gera diversos gráficos, como o histograma de eventos por PAD, por bin, a distribuição angular e gráficos de intensidade nas RPC's.

Análise

Essa base de dados gerada pelo pré-processamento fica disponível para as rotinas de análise. A rotina de análise desenvolvida para esse projeto lê essa tabela, verifica as condições de coincidência e expurga possíveis falsos eventos, coincidências onde não é possível reconstruir a trajetória da partícula e ID's ruidosos (a lógica de exclusão de eventos é detalhada na seção 4.1.4). A saída desse programa é uma tabela contendo em cada linha o par de PAD's da coincidência após os tratamentos devidos e o ID do evento. Além disso, são gerados os gráficos dos histogramas dos dados após essa análise.

4.1.3 Lógica de gatilho

Podemos dividir o gatilho em duas camadas, uma realizada a nível de *firmware* pela eletrônica, e uma posterior realizada a nível de software. O primeiro gatilho foi detalhado na seção 3.3.2, e consiste basicamente na geração de um sinal de coincidência sempre que houver pelo menos um PAD ativo em cada RPC em um intervalo de tempo de 12,5 ns. São salvos então os estados dos PAD's e alocados em um ID em dois arquivos. A segunda camada de gatilho consiste em buscar nos arquivos .bin de cada RPC os eventos que possuam a mesma identificação. Teoricamente cada ID deve possuir uma coincidência, mas isso é verificado através de software. Esse segundo check nos previne contra erros no gatilho eletrônica.

4.1.4 Exclusão de eventos

Verificou-se nos dados do pré-processamento que as coincidências concentravam-se em torno dos bins 20 a 40 (fig 4.6). Isso permitiu concluir que eventos distantes desse bin são na verdade ruídos gerados pela corrente de fundo do detector. O primeiro filtro de exclusão realizado foi para eventos com persistência superior a 5 bins. Após isso verifica-se dentro da janela dos bins 20 a 40 se existem mais de um PAD ativo na mesma RPC. Se isso ocorrer, o evento é descartado, pois não é possível saber qual a trajetória da partícula. Se ocorrer uma coincidência dentro dessa janela, mas houver um PAD ativo fora, o evento não é descartado,

pois pressupõe-se que o PAD ativo fora da janela de tempo é fruto de ruído. Se houver PAD's ativos apenas fora da janela, o evento também é descartado.

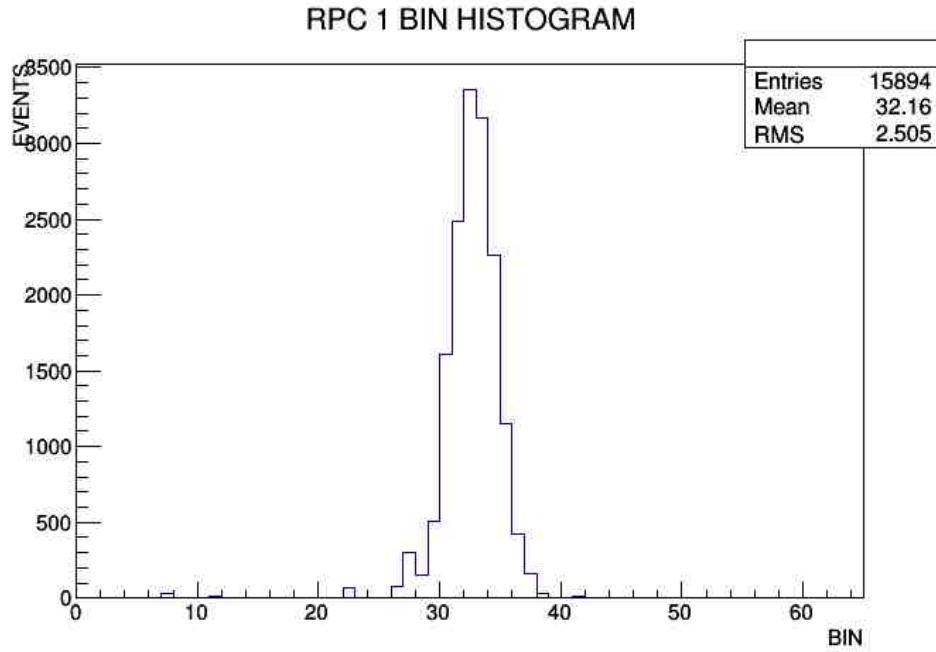


Figura 4.4: Distribuição de eventos em função do bin após o pré-processamento.

BINS	127 - 41	40 - 20	19 - 1	EVEN TO COMPUTADO?
NÚMERO DE PAD'S ATIVOS	QUALQUER	1	QUALQUER	SIM
	QUALQUER	> 1	QUALQUER	NÃO
	QUALQUER	0	QUALQUER	NÃO

Figura 4.5: Tabela de exclusão de eventos.

4.2 Calibração das RPC's

Após o processamento dos dados, exclusão de eventos e análise é realizado o processo de calibração das RPC's. Cada um dos PAD's possui uma eficiência associada que caracteriza a capacidade dos PAD's em detectar as partículas carregadas emitidas pela fonte, no caso, o fluxo de múons do chuva atmosférico. Podemos expressar o número de partículas detectadas pela seguinte expressão:

$$N_{det} = N_{fon} \cdot S \cdot \epsilon^u \cdot \epsilon^d$$

Onde N_{fon} é o número de partículas geradas pela fonte em um dado intervalo de tempo, N_{det} é o número de partículas detectadas nesse mesmo intervalo, S é o fator geométrico do arranjo, ϵ^u é a eficiência da RPC superior e ϵ^d é a eficiência da RPC inferior. O fator S é necessário pois devido à geometria e ao auto gatilho, nem todas as partículas da fonte geram eventos. Podemos calcular a eficiência absoluta do detector pela seguinte expressão:

$$\frac{N_{det}}{N_{fon}} = S \cdot \epsilon^u \cdot \epsilon^d = \epsilon_{abs}$$

Essa eficiência é importante para reconstruir o fluxo da fonte em função do fluxo detectado. A calibração está interessada em reconstruir o fluxo que deveria ser detectado por um detector perfeito. Para isso, necessita-se da eficiência intrínseca do detector:

$$\frac{N_{det}}{N_{fon} \cdot S} = \epsilon^u \cdot \epsilon^d = \epsilon_{int}$$

Cada par de PAD's possui uma eficiência intrínseca, um fator geométrico $S_{a\beta}$ e um número de partículas detectadas $N_{a\beta}$. Portanto podemos reescrever o número de partículas detectadas em cada par de PAD's da seguinte maneira:

$$N_{a\beta} = N_{fon} \cdot S_{a\beta} \cdot \epsilon_a \cdot \epsilon_\beta$$

Para facilitar a notação vamos indexar a eficiência do PAD superior com letras latinas e a eficiência do PAD inferior com letras gregas, sendo que letras correspondentes nos dois alfabetos (a e α por exemplo) correspondem a PAD's equivalentes nas duas RPC's, ou seja, paralelos e alinhados. Como dito, a calibração visa determinar as eficiências intrínsecas de cada PAD para reconstruir o fluxo que seria medido se o detector fosse perfeito. Para isso utilizamos duas premissas:

- O número de partículas detectadas em PAD's alinhados (direção vertical) deveria ser constante em todo o arranjo: $N_{fon} \cdot S_{a\alpha} = N_{fon} \cdot S_{b\beta}$.
- O número de partículas detectadas na direção $a \rightarrow \beta$ deveria ser igual ao número de partículas detectadas na direção $b \rightarrow \alpha$: $N_{fon} \cdot S_{a\beta} = N_{fon} \cdot S_{b\alpha}$

Essas premissas são bastante gerais para o nosso arranjo, e independem do conhecimento da distribuição zenital do fluxo de partículas e da distância entre as RPC's. Para que sejam satisfeitas basta que as RPC's estejam alinhadas e paralelas e que a distribuição azimutal do fluxo seja uniforme.

Para o cálculo das eficiências dos PAD's, vamos primeiramente determinar suas eficiências relativas. Isso permite determinar a eficiência de todos os PAD's a partir de um. Das premissas temos:

$$N_{fon} \cdot S_{a\alpha} = N_{fon} \cdot S_{b\beta} \Rightarrow \frac{N_{a\alpha}}{\epsilon_a \cdot \epsilon_\alpha} = \frac{N_{b\beta}}{\epsilon_b \cdot \epsilon_\beta}$$

$$N_{fon} \cdot S_{a\beta} = N_{fon} \cdot S_{b\alpha} \Rightarrow \frac{N_{a\beta}}{\epsilon_a \cdot \epsilon_\beta} = \frac{N_{b\alpha}}{\epsilon_b \cdot \epsilon_\alpha}$$

Reescrevendo as expressões temos:

$$\epsilon_b \cdot \epsilon_\beta = \epsilon_a \cdot \epsilon_\alpha \cdot \frac{N_{b\beta}}{N_{a\alpha}} \quad (4.1)$$

$$\frac{\epsilon_b}{\epsilon_\beta} = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_\alpha} \cdot \frac{N_{b\alpha}}{N_{a\beta}} \quad (4.2)$$

Multiplicando (4.1) por (4.2) temos:

$$\epsilon_b = \epsilon_a \cdot \sqrt{\frac{N_{b\beta} \cdot N_{b\alpha}}{N_{a\alpha} \cdot N_{a\beta}}} \quad (4.3)$$

Dividindo (4.1) por (4.2) temos:

$$\epsilon_\beta = \epsilon_\alpha \cdot \sqrt{\frac{N_{b\beta} \cdot N_{a\beta}}{N_{a\alpha} \cdot N_{b\alpha}}} \quad (4.4)$$

Com isso é possível calcular todas as eficiências ϵ_b da RPC superior em função da eficiência de um PAD específico da mesma RPC, ϵ_a . Analogamente, calculamos todos os ϵ_β da RPC inferior em função de ϵ_α . Em outras palavras, isso permite saber as eficiências relativas dos 64 PAD's de cada RPC. Para determinar a eficiência real de todos os PAD's basta encontrar a eficiência de qualquer PAD através de outro detector de eficiência conhecida, um cintilador por exemplo. A reconstrução do fluxo detectado após a calibração utiliza a seguinte expressão:

$$N_{fon} \cdot S_{a\beta} = \frac{N_{a\beta}}{\epsilon_a \cdot \epsilon_\beta} \quad (4.5)$$

4.3 Análise dos dados

Os dados são processados por 3 programas, ou camadas. O primeiro é o pré-processamento que transforma a sequência de bits da eletrônica em dados inteligíveis e comprime os arquivos. Após isso um programa processa os dados já comprimidos e expurga falsos eventos. A seguir, esses dados são utilizados para determinar a eficiência dos PAD's e assim gerar os dados já calibrados. Iremos expor os resultados nessa sequência para evidenciar a evolução dos mesmos nas 3 camadas de processamento até o resultado final.

Foram adquiridos 10^6 ID's, os resultados do pré-processamento estão apresentados na figura 4.6.

Note que apesar de terem sido gerado 10^6 ID's, o número de eventos em cada RPC é maior. Em teoria cada ID deveria corresponder a uma única coincidência gerada pelo gatilho da eletrônica. Isso não ocorre porque dentro de um mesmo gatilho, mais de um PAD pode ser ativado. Além disso existem outros efeitos que podem gerar falsos eventos, como ruído e interferência. Para entender como isso contamina os dados foram geradas distribuições com número de eventos por PAD x bin, apresentadas na figura 4.7.

Essa distribuição mostra que as coincidências se concentram próximas ao bin 30 em todos os PAD's. Além disso, pode-se observar que os eventos distantes do bin 30 seguem uma distribuição randômica, não respeitando a geometria do arranjo, enquanto os eventos próximos ao bin 30 são distribuídos de maneira esperada, ou seja, com maior intensidade nos PAD's centrais. Isso leva a conclusão que esses eventos são frutos de ruído de fundo do detector e devem ser expurgados da análise. Definiu-se com janela de evento verdadeiro os que ocorrem entre o bin 25 e 35. Também foram expurgados eventos múltiplos (mais de um pad ativo em pelo menos uma RPC) dentro dessa janela, uma vez que não é possível reconstruir a direção da partícula. A figura 4.8 mostra a distribuição por bin que determinou essa janela.

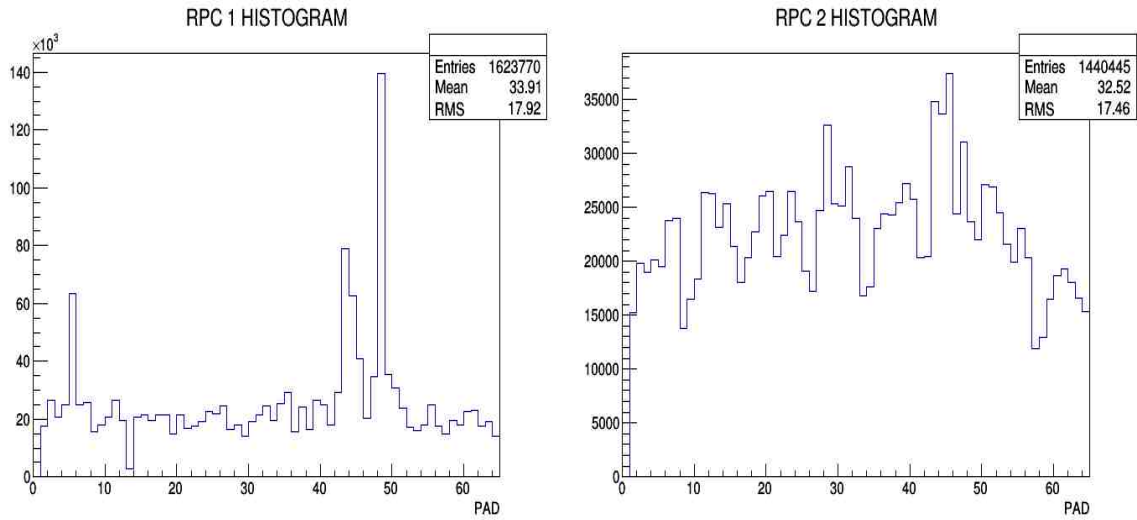


Figura 4.6: Número de eventos por PAD para cada RPC antes de expurgar falsos eventos e antes de calibração

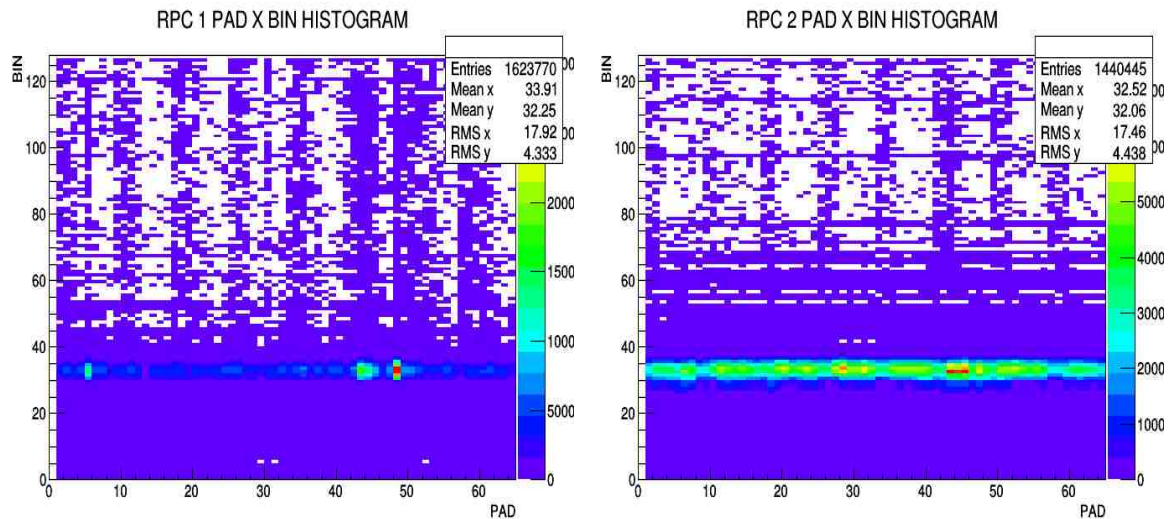


Figura 4.7: Número de eventos por PAD x bin para cada RPC antes de expurgar falsos eventos e antes de calibração

Agora iremos mostrar os resultados após o processamento dos dados. A lógica que foi utilizada para expurgar eventos foi detalhada na seção 4.1.4. As figuras 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12 detalham o resultado da exclusão de eventos.

Os dados resultantes da segunda camada são utilizados pelo próximo nível (programa de calibração) para determinar as eficiências relativas dos PAD's e calibrar as RPC's. Optou-se por realizar o ajuste dos dados por software, mas poderíamos utilizar as eficiências encontradas para ajustar o ganho de cada canal de modo a compensar as diferenças de eficiência dos PAD's. O programa de calibração recebe da camada anterior uma lista com todas as contagens $N_{a\beta}$, ou seja, o número de partículas detectadas nas 64 x 64 direções possíveis do arranjo. Como detalhado na seção 4.2, essa matriz 64 x 64 gera as 64 eficiências relativas

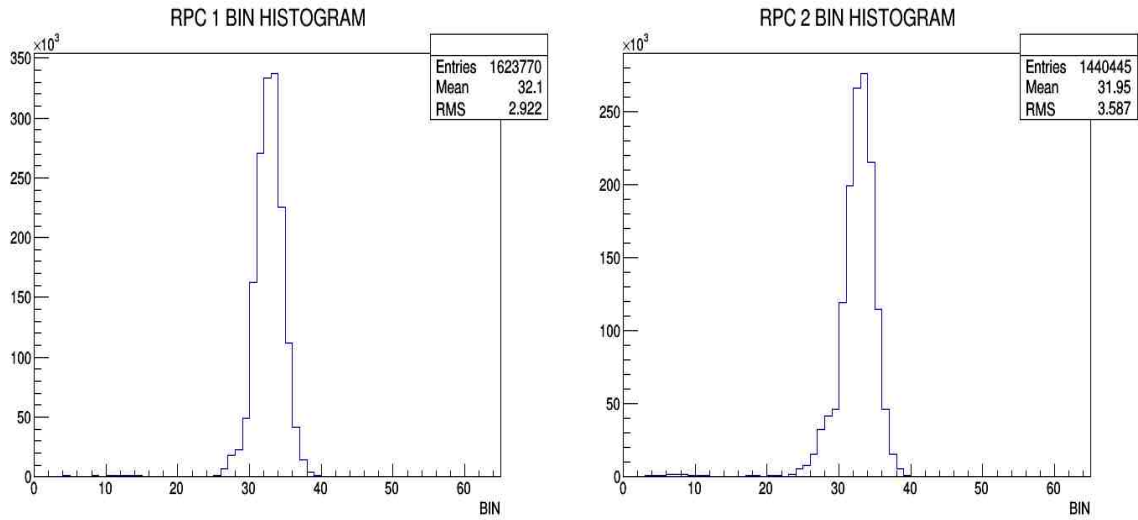


Figura 4.8: Número de eventos por bin para cada RPC antes de expurgar falsos eventos e antes de calibração

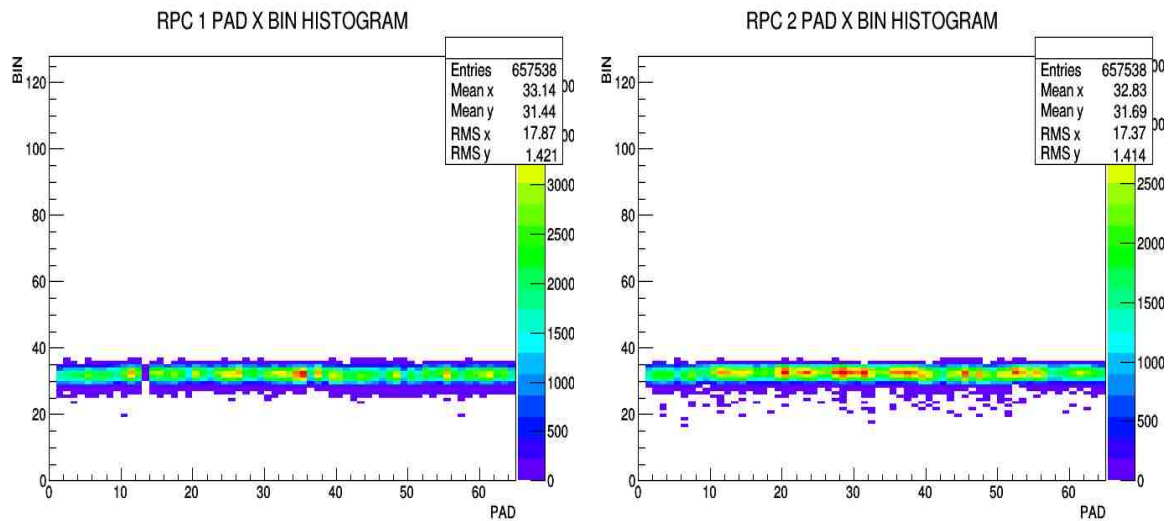


Figura 4.9: Número de eventos por PAD x bin para cada RPC após expurgar falsos eventos e antes de calibração

em cada RPC. Neste primeiro momento optou-se por arbitrar a eficiência do PAD com mais eventos em cada RPC com o valor 1. Apesar dessa estratégia não refletir o número real de eventos, exprime com exatidão a forma dos gráficos gerados, uma vez que um fator multiplicativo iria alterar proporcionalmente as contagens de eventos preservando a forma de onda. Para determinação do fluxo real que atravessa o detector é necessário utilizar um gatilho externo e esse processo será detalhado na seção 4.3.2. Os resultados após a calibração estão nas figuras 4.13, 4.14 e 4.15.

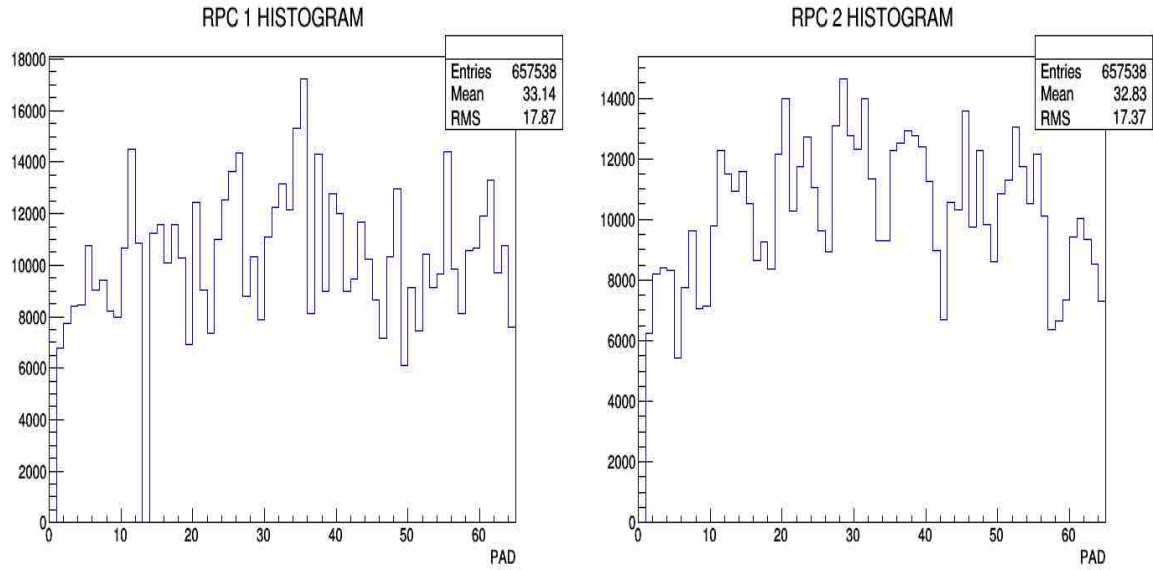


Figura 4.10: Número de eventos por PAD RPC após expurgar falsos eventos e antes de calibração

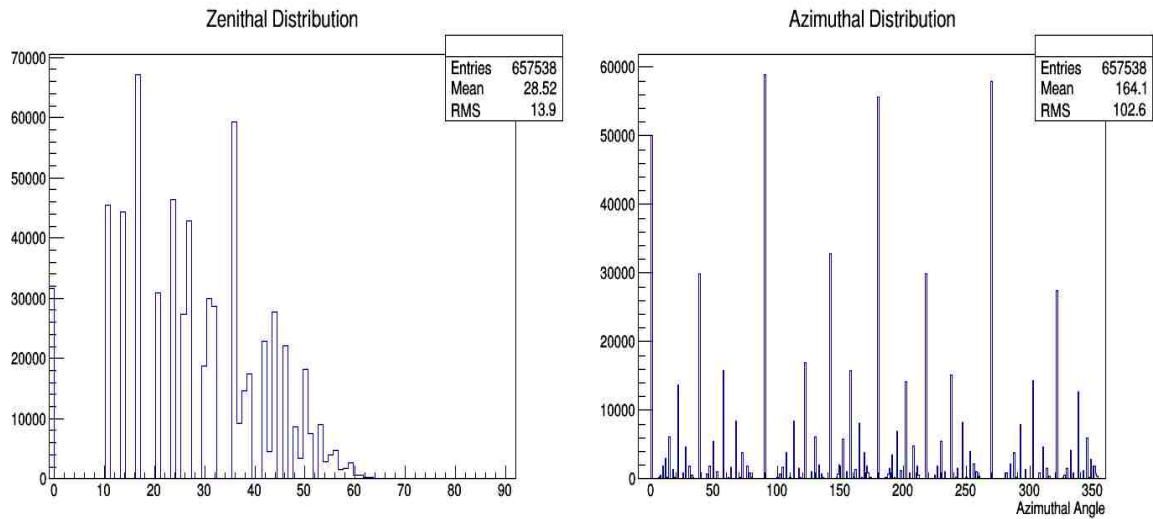


Figura 4.11: Distribuição angular após expurgar falsos eventos e antes de calibração

4.3.1 Confronto dos dados com a Simulação

Os dados após a calibração relativa foram confrontados com a simulação. Como discutido na seção 3.4.2, a distribuição Zenital varia com o cosseno elevado a uma potência k . Segundo a literatura esse fator k é aproximadamente 2. Esse fator k foi variado até que se encontrasse a distribuição angular zenital mais próxima dos dados adquiridos. As figuras 4.16, 4.17 e 4.18 mostram a comparação com os dados e a simulação para $k=1,9$; $1,95$ e 2 . Os histogramas foram normalizados para que as diferenças entre o número total de eventos adquiridos e simulados não impactassem na escala do gráfico.

O valor de k que melhor ajustou a simulação aos dados foi de $1,9$, e esse parâmetro foi utilizado no confronto dos dados. A figura 4.19 mostra a comparação entre as distribuições

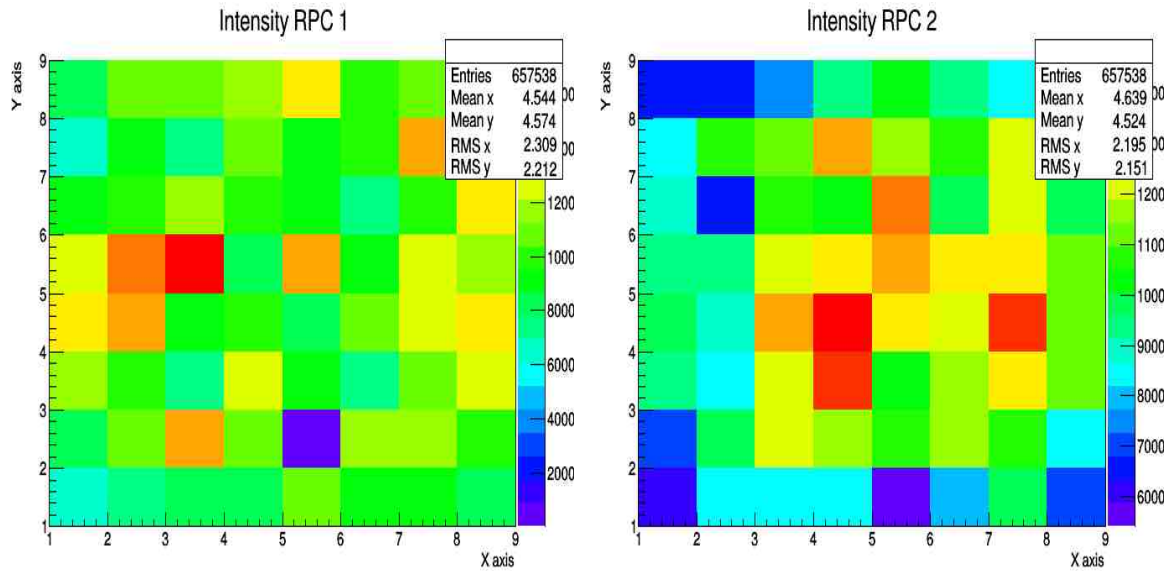


Figura 4.12: Histograma de intensidade para cada PAD após expurgar falsos eventos e antes de calibração

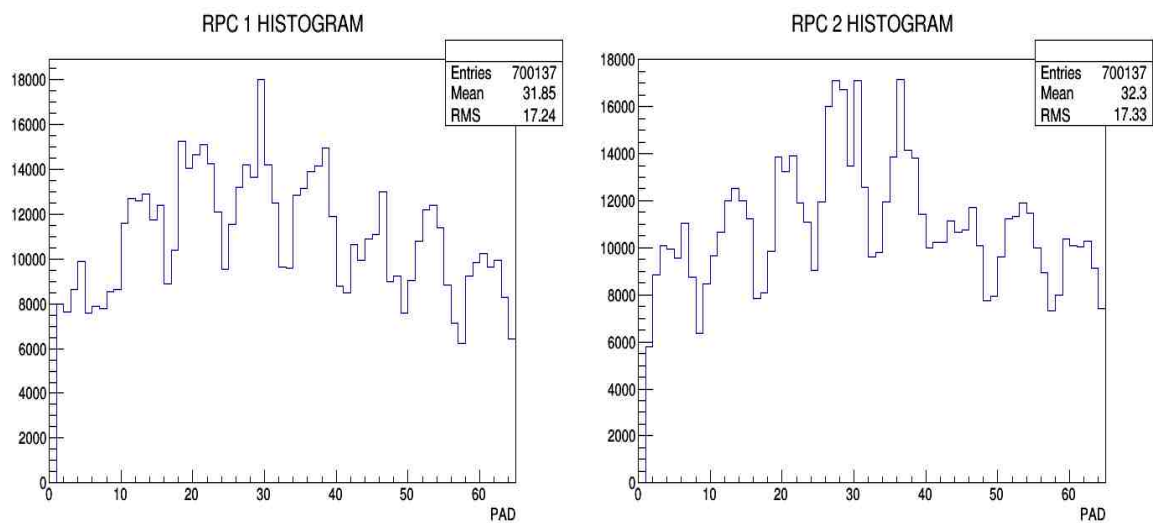


Figura 4.13: Histograma de eventos para cada PAD após calibração

angulares. A figura 4.20 confronta o histograma de eventos por PAD para cada RPC. E a figura 4.21 compara os gráficos de intensidade.

4.3.2 Fluxo de Múons

Para determinação do fluxo de múons são necessárias duas informações: a eficiência absoluta de cada PAD do arranjo e a eficiência geométrica do detector. Vamos definir a eficiência geométrica como a razão entre o número de partículas que atravessam as RPC's e o número de partículas que geram gatilho interno nessa configuração, ou seja, o número de partículas que atravessam as duas RPC's. Essa informação é importante pois apenas uma

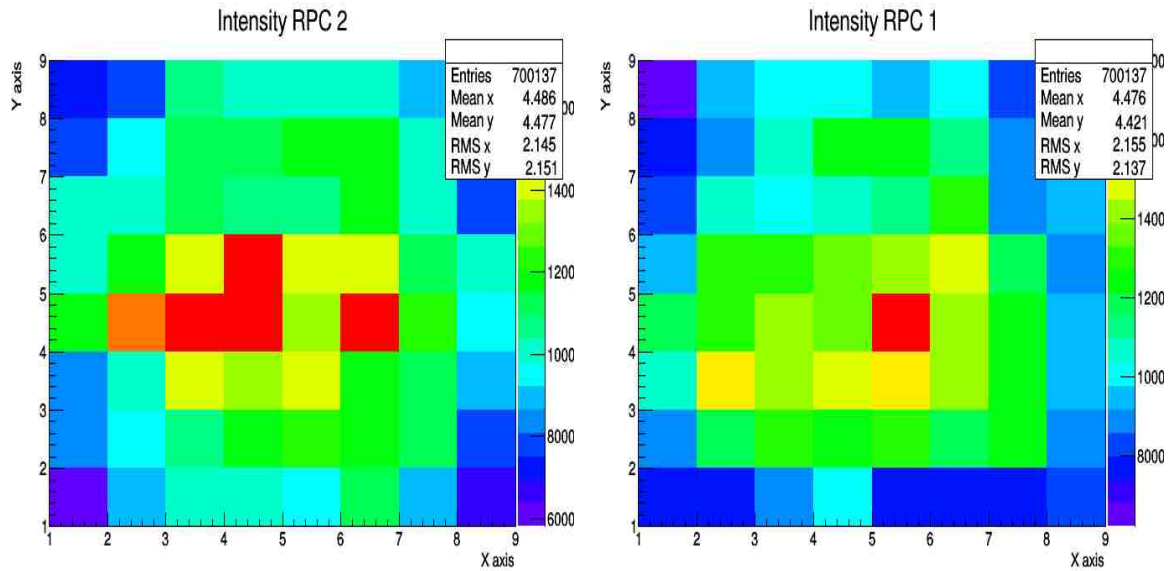


Figura 4.14: Histograma de intensidade para cada PAD após calibração

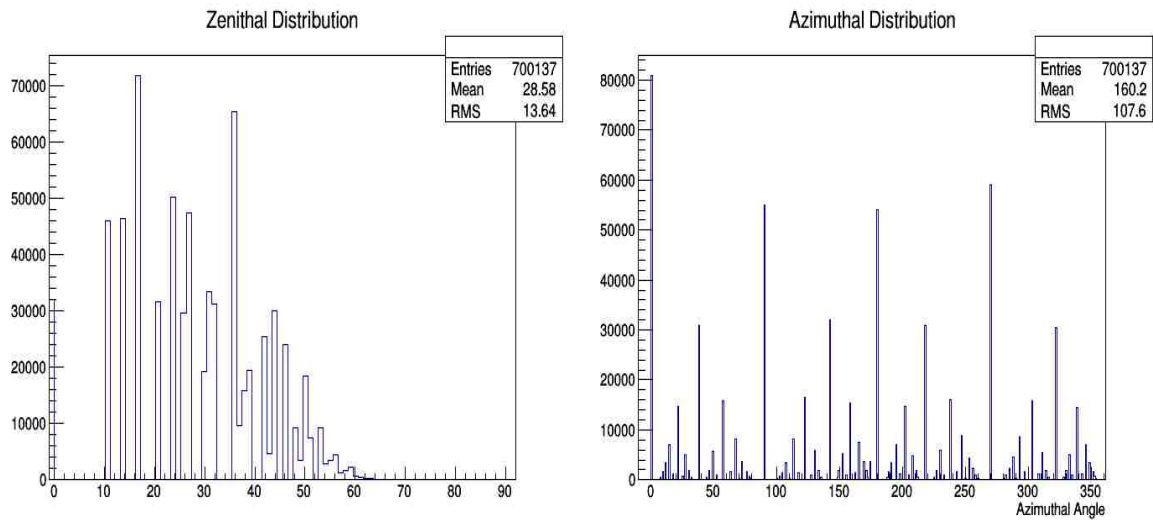
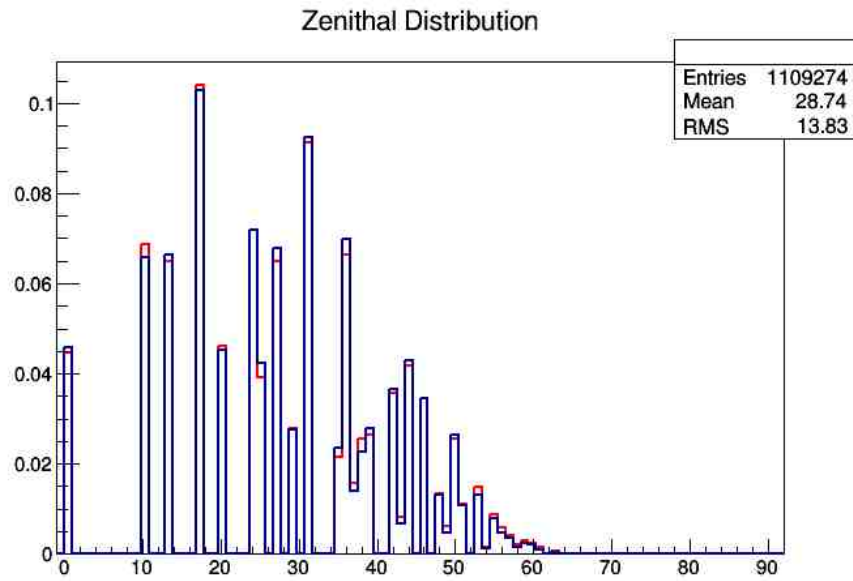
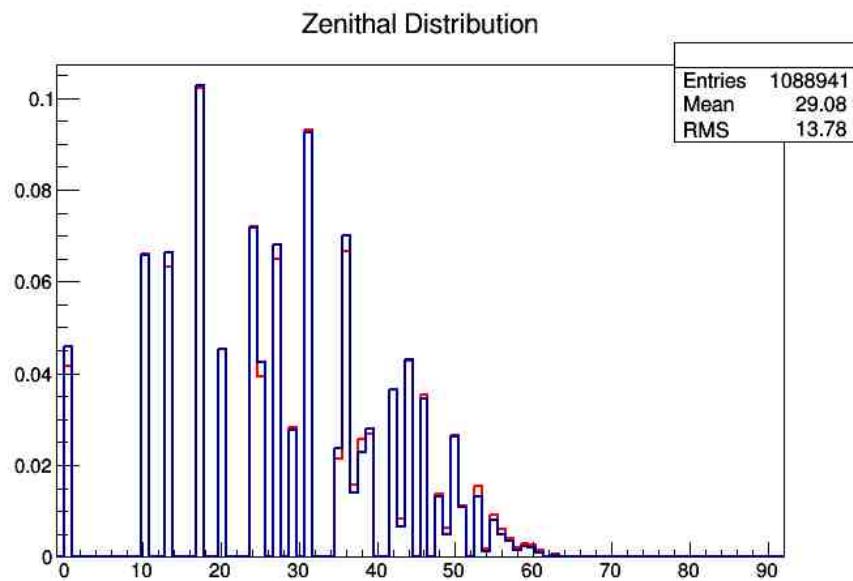


Figura 4.15: Distribuição angular após calibração

fração das partículas que atravessam a RPC superior irão atravessar a RPC inferior.

A eficiência geométrica é determinada pela simulação. A confirmação de que as premissas da simulação estão corretas veio do confronto com os dados normalizados. Isso é possível pois as eficiências relativas eram conhecidas e assim o detector foi tratado como ideal, com os ganhos de todos os PAD's iguais, exatamente como a simulação. Esse valor foi calculado na simulação através da razão entre os eventos gerados e os que geraram coincidência entre as RPC's. Seu valor é de 37%, o que significa a porcentagem de múons que iluminam ambas as RPC's.

Em relação a eficiência absoluta de cada PAD bastou determinar a de um único PAD, uma vez que as relações eram conhecidas pela calibração interna. Para isso foi construído

Figura 4.16: Comparação com a simulação para $k=1,9$ Figura 4.17: Comparação com a simulação para $k=1,95$

um arranjo com gatilho externo. Dois cintiladores sobrepostos foram alinhados com o PAD 21, e uma coincidência entre os cintiladores aciona as RPC's. Mesmo não sabendo a eficiência dos cintiladores, temos que apenas uma fração dos eventos gatilho iriam adquirir dados no PAD de interesse. Essa relação independe da eficiência dos cintiladores e pode ser utilizada para determinar o ganho do PAD de interesse, e consequentemente, de todos.

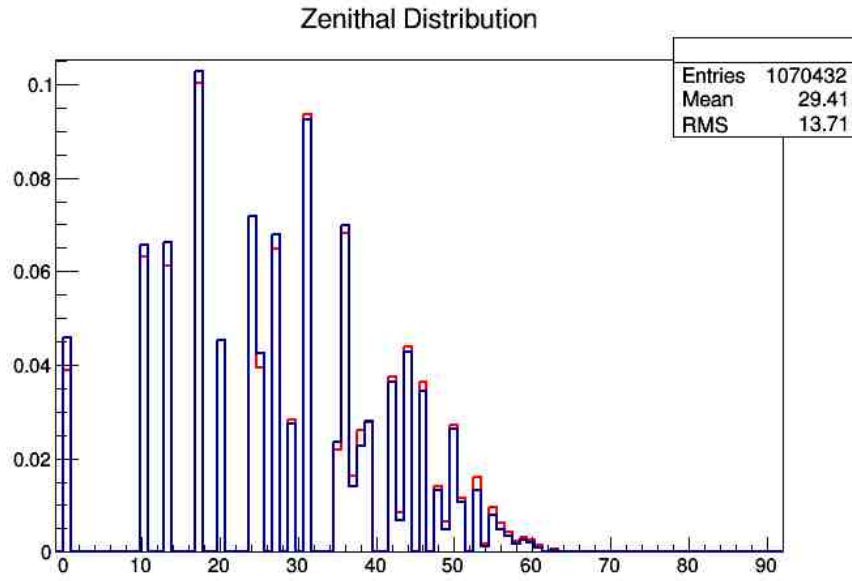


Figura 4.18: Comparação com a simulação para k=2

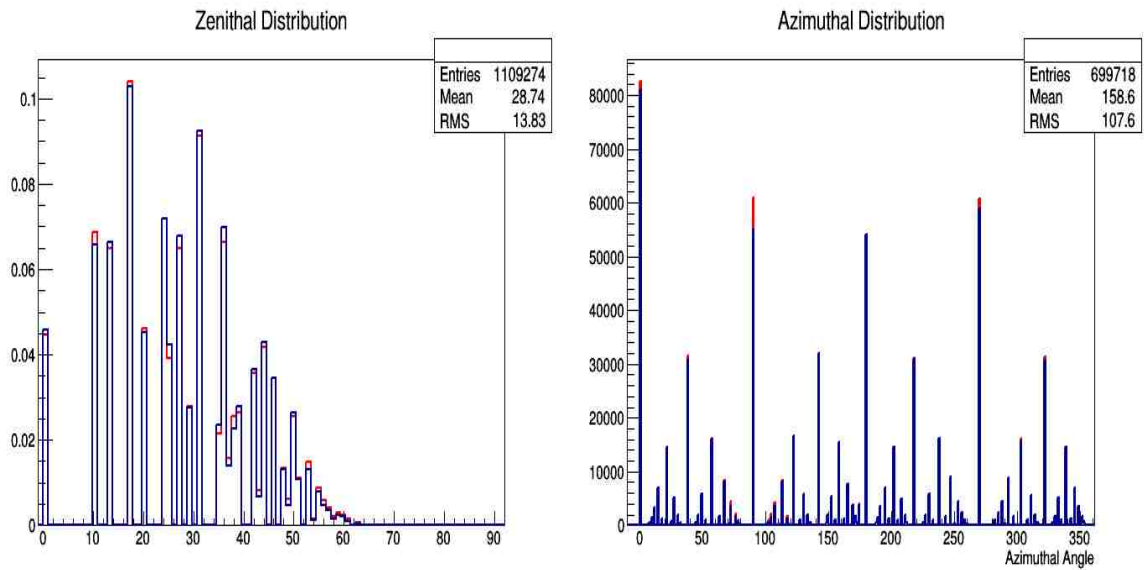


Figura 4.19: Em vermelho as distribuições angulares simuladas e em azul as adquiridas

4.3.3 Reconstrução das direções

Uma direção é expressa por dois pontos no espaço. Dessa forma, sabendo a posição que a partícula a travessa as RPC's superior e inferior é possível calcular os ângulos zenitais e azimutais da direção da partícula no sistema de coordenadas esféricas. Sejam x_1, y_1, z_1 as coordenadas na RPC superior e x_2, y_2, z_2 as coordenadas na RPC inferior temos:

$$\theta = \arctan\left(\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}\right) \quad (4.6)$$

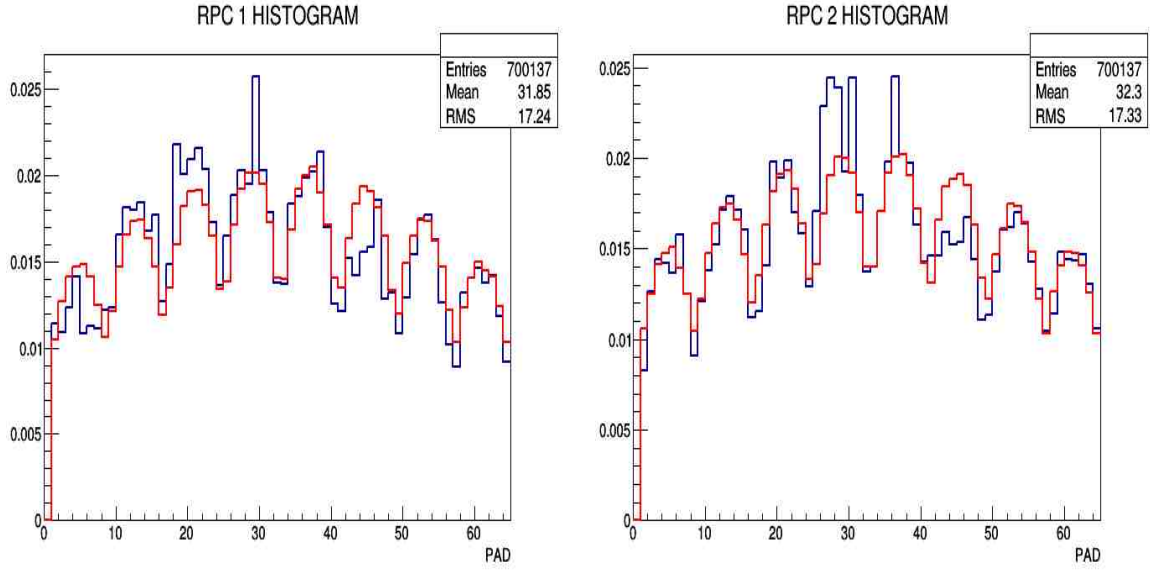


Figura 4.20: Em vermelho os histogramas por PAD simulados e em azul os adquiridos

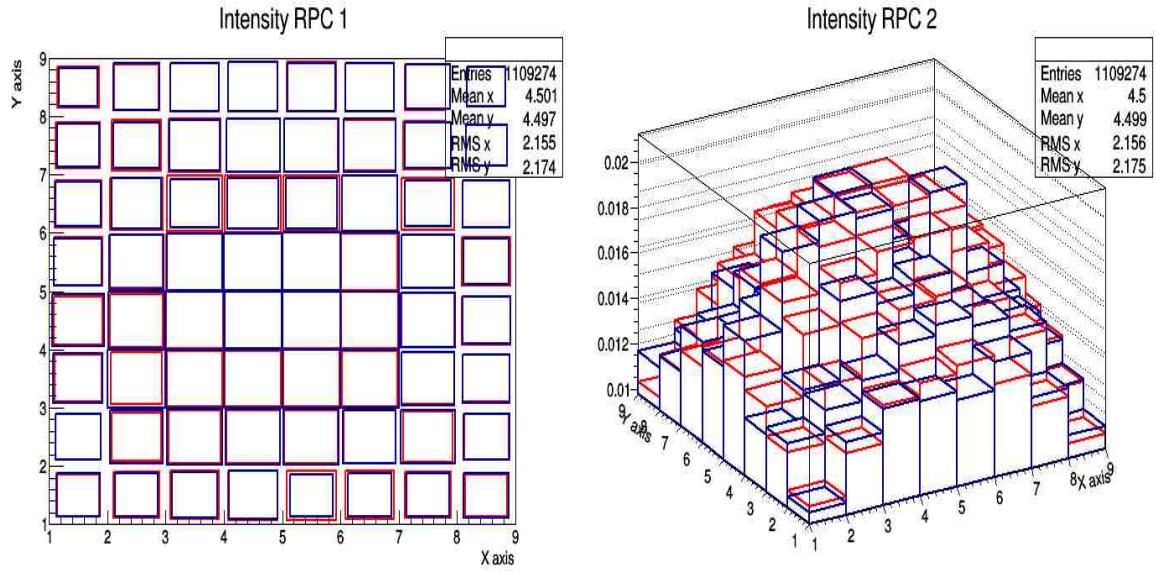


Figura 4.21: Em vermelho os gráficos de intensidade em cada RPC simulados e em azul os adquiridos

$$\varphi = \arctan\left(\frac{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}}{z_2 - z_1}\right) \quad (4.7)$$

Como z_1 e z_2 são conhecidas bastaria determinar as posições x e y em cada RPC. No entanto, essa determinação é limitada, uma vez que só é possível saber qual PAD a partícula ativou. Como premissa para a reconstrução da direção das partículas, consideramos que a direção passa pelo centro do PAD. Assim, ao invés de termos uma distribuição angular contínua temos uma distribuição discreta, já que nem todas as direções estão disponíveis nesse caso. A figura 4.22 mostra o efeito dessa consideração para um fluxo simulado em

nosso arranjo.

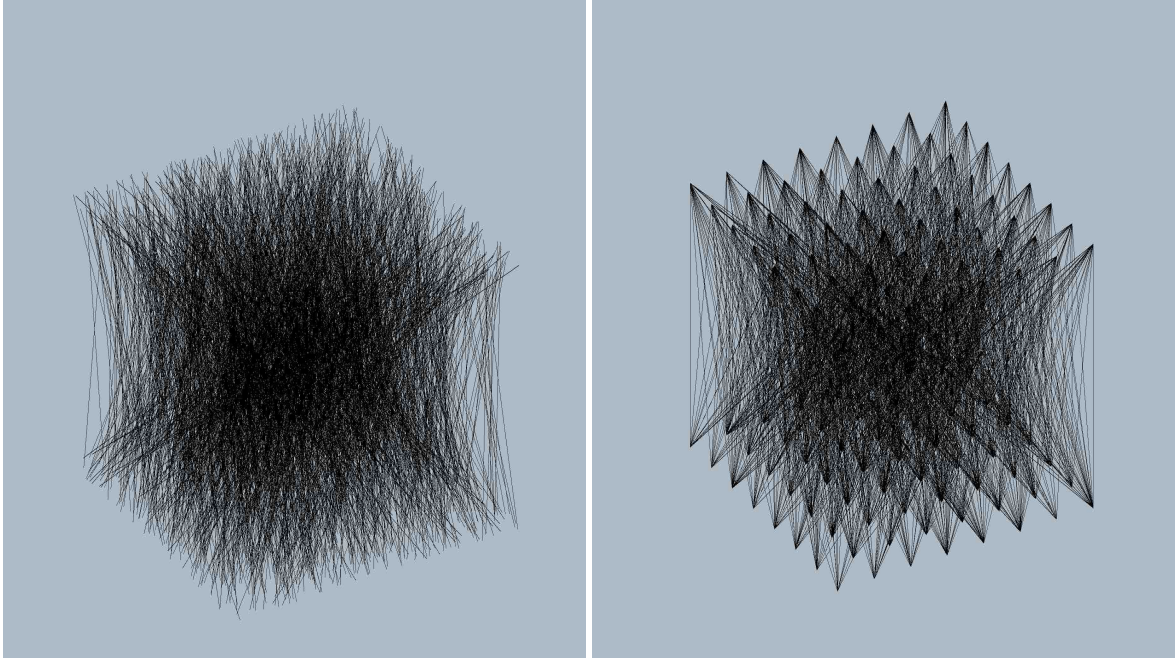


Figura 4.22: A figura à esquerda mostra as trajetórias em uma simulação com 6000 eventos. A figura à direita mostra a mesma simulação considerando que as partículas atravessam apenas os centros dos PAD's.

As figuras 4.23 e 4.24 mostram as distribuições angulares simuladas contínua e discreta.

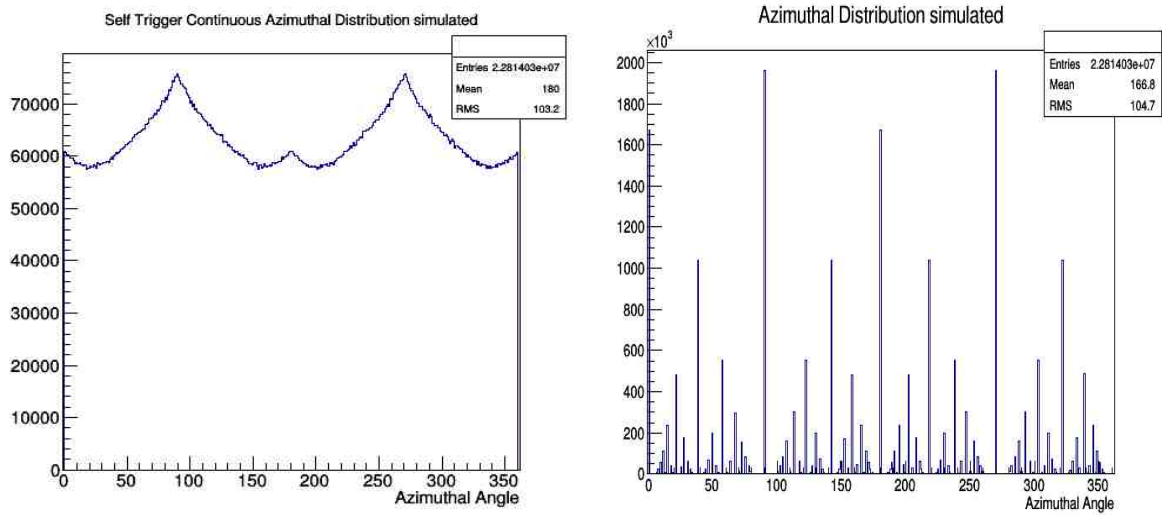


Figura 4.23: Comparação entre distribuição azimuthal contínua e discreta simuladas.

A figura 4.25 mostra a reconstrução das direções para dados adquiridos após a calibração das RPC's.

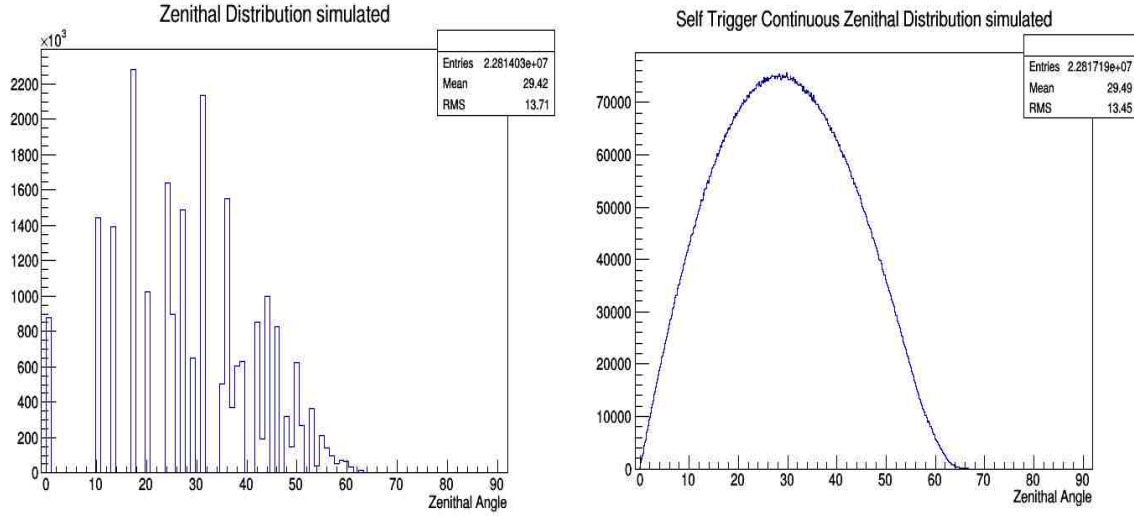


Figura 4.24: Comparação entre distribuição zenital contínua e discreta simuladas.

4.4 Ferramenta para caracterização e calibração das RPCs

Na seção 4.2 mostramos como calibrar duas RPC's através de um terceiro detector calibrado, no caso um cintilador. Nessa seção iremos apresentar uma ferramenta que permite calibrar uma RPC apenas utilizando o arranjo atual com uma RPC já calibrada. Essa estratégia permitirá que após a calibração de uma RPC pelo processo mostrado anteriormente, as RPC's sejam calibradas em série. Após a calibração das duas RPC's é possível saber o valor esperado de partículas nas direções verticais $a \rightarrow \alpha$ em um dado intervalo de tempo:

$$N_{fon} \cdot S_{a\alpha} = \frac{N_{a\alpha}}{\epsilon_a \cdot \epsilon_\alpha} \quad (4.8)$$

Esses valores $N_{fon} \cdot S_{a\alpha}$ são determinados para um intervalo de referência Δt_{ref} e são salvos na rotina da ferramenta de calibração. Além disso, são salvos os valores ϵ_α da RPC já calibrada que será utilizada no arranjo. São feitas aquisições para medir os valores de $N_{a\alpha}$ em um intervalo de tempo Δt_{med} . Sabemos que:

$$\frac{N_{a\alpha}}{\Delta t_{med}} = \frac{N_{fon} \cdot S_{a\alpha}}{\Delta t_{ref}} \cdot \epsilon_a \cdot \epsilon_\alpha \quad (4.9)$$

Os valores $\frac{N_{fon} \cdot S_{a\alpha}}{\Delta t_{ref}}$ e ϵ_α são conhecidos e salvos na rotina. O valor $\frac{N_{a\alpha}}{\Delta t_{med}}$ é medido. Com isso podemos determinar os valores das eficiências da RPC não calibrada:

$$\epsilon_a = \frac{N_{a\alpha}}{N_{fon} \cdot S_{a\alpha}} \cdot \frac{\Delta t_{ref}}{\Delta t_{med}} \cdot \frac{1}{\epsilon_\alpha} \quad (4.10)$$

Ou ainda:

$$\epsilon_a = \frac{\Phi_{a\alpha}}{\Phi_{a\alpha_{ref}}} \cdot \frac{1}{\epsilon_\alpha} \quad (4.11)$$

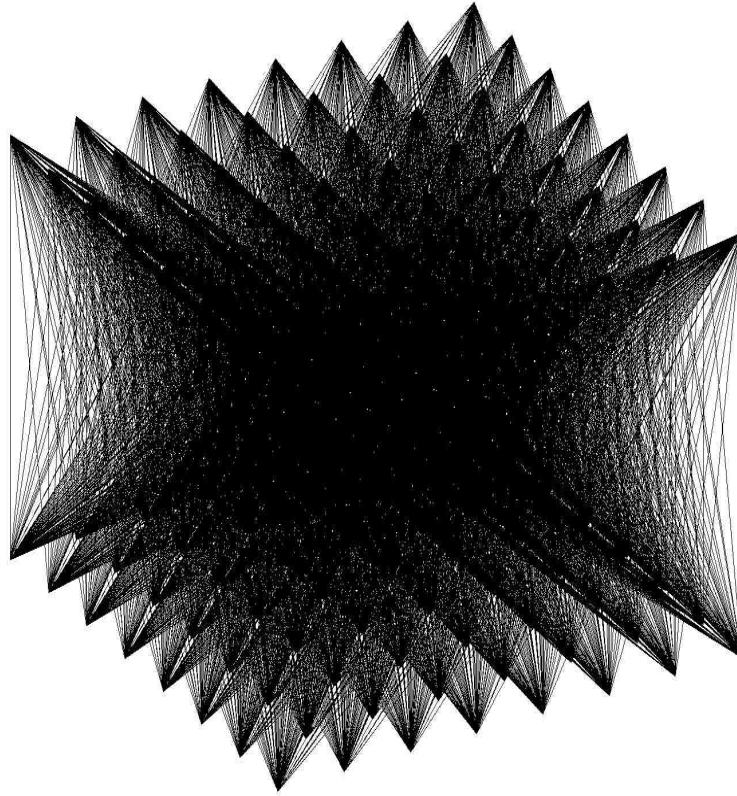


Figura 4.25: Reconstrução de direções 1 milhão de dados adquiridos após calibração.

Onde Φ é o fluxo de partículas. Sendo $\Phi_{a\alpha_{ref}}$ uma constante conhecida, a rotina de calibração é bastante simples.

Capítulo 5

Conclusões

Sumário: Conclusões e próximos passos do Projeto.

Apresentamos nessa seção os resultados e conclusões gerados por essa dissertação. O primeiro resultado foi o programa em ROOT que simula o arranjo do MARTA com gatilho interno e geometria utilizada. Essa simulação apresentou resultados em acordo com os dados adquiridos e esse fato confirma que a distribuição angular utilizada está correta. Portanto, pode-se concluir que a distribuição azimutal do fluxo de múons é uniforme e a distribuição zenital segue uma função cossenoidal elevada a potência k , cujo valor mais próximo aos dados foi 1,9. O programa de simulação é flexível e poderá ser utilizado para prever outros arranjos e gatilhos.

Outro resultado deste trabalho foram os programas de processamento e análise dos dados. Essas rotinas feitas em ROOT possibilitam comprimir, interpretar, tratar, filtrar os dados brutos provenientes da eletrônica do detector, bem como apresentar os resultados de maneira gráfica e confrontar com as simulações. Essas rotinas são importantes pois, além de mostrar em linguagem inteligível os dados, eliminam falsos eventos e ruídos que o sistema de aquisição não é capaz de identificar. Os histogramas gerados por essas rotinas também foram utilizados para refinar o processo de gatilho, pois mostram em qual janela de tempo estão os eventos reais.

Também foi criado um algoritmo que possibilitou calcular as eficiências relativas entre todos os Pads das RPC's. Esse cálculo utilizou premissas bastantes gerais relacionadas a simetrias do detector, o que acarretou uma distribuição de eventos relativos para cada direção bastante confiável.

Essa distribuição relativa de eventos para cada par de PAD's do arranjo mostrou as distribuições angulares, que foram confirmadas pelas simulações em processo iterativo. Com isso, foi possível reconstruir a direção das partículas, limitando-se a resolução espacial do detector.

Utilizando um arranjo de gatilho externo com cintiladores foi possível determinar a eficiência absoluta de um PAD específico de cada RPC. Uma vez que as eficiências relativas já eram conhecidas, pode-se estimar a eficiência absoluta do detector. Com essa informação e utilizando a simulação para estimar a eficiência geométrica do detector, o valor de fluxo de múons ao nível do mar foi estimado. Esses dados ainda podem e serão refinados com a utilização de fontes com fluxo conhecidos por exemplo.

Também foi criada uma rotina de calibração que permite, em conjunto com uma RPC já calibrada, calibrar uma RPC qualquer. Essa rotina de calibração será utilizada no processo

de construção em série das RPC's, que já sairão do laboratório com as eficiências absolutas conhecidas para serem utilizadas em experimentos de raios cósmicos.

Podemos concluir que o conjunto de softwares e algoritmos resultantes são suficientes para caracterização e calibração MARTA, melhoria do sistema de aquisição e cálculo de fluxo de múons e sua distribuição angular.

Bibliografia

- [1] Active galactic nuclei (agns). <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/agns/>. Acessado em 20 de Abril de 2017.
- [2] Review of particle physics particle data group. 86(1), 2012.
- [3] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E. Ahn, I. A. Samarai, I. Albuquerque, I. Allekotte, P. Allison, A. Almela, J. A. Castillo, et al. The pierre auger observatory: Contributions to the 34th international cosmic ray conference (icrc 2015). *arXiv preprint arXiv:1509.03732*, 2015.
- [4] A. Aab et al. The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A798:172–213, 2015.
- [5] M. Aartsen, K. Abraham, M. Ackermann, J. Adams, J. Aguilar, M. Ahlers, M. Ahrens, D. Altmann, T. Anderson, I. Ansseau, et al. Search for correlations between the arrival directions of icecube neutrino events and ultrahigh-energy cosmic rays detected by the pierre auger observatory and the telescope array. *arXiv preprint arXiv:1511.09408*, 2015.
- [6] J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta, C. Aguirre, E. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, J. Alvarez-Muniz, et al. The fluorescence detector of the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2):227–251, 2010.
- [7] T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen, R. Anderson, R. Azuma, E. Barcikowski, J. Belz, D. Bergman, S. Blake, R. Cady, et al. The energy spectrum of telescope array’s middle drum detector and the direct comparison to the high resolution fly’s eye experiment. *Astroparticle Physics*, 39:109–119, 2012.
- [8] T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen, R. Anderson, R. Azuma, E. Barcikowski, J. Belz, D. Bergman, S. Blake, R. Cady, et al. The cosmic-ray energy spectrum observed with the surface detector of the telescope array experiment. *The Astrophysical Journal Letters*, 768(1):L1, 2013.
- [9] B. Acharya, M. Actis, T. Aghajani, G. Agnetta, J. Aguilar, F. Aharonian, M. Ajello, A. Akhperjanian, M. Alcubierre, J. Aleksić, et al. Introducing the cta concept. *Astroparticle Physics*, 43:3–18, 2013.
- [10] P. Adamson, C. Andreopoulos, K. Arms, R. Armstrong, D. Auty, S. Avvakumov, D. Ayres, B. Baller, B. Barish, P. Barnes Jr, et al. Measurement of the atmospheric muon charge ratio at tev energies with the minos detector. *Physical Review D*, 76(5):052003, 2007.

- [11] M. Aguilar et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5 to 350 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 110:141102, 2013.
- [12] O. Allkofer, K. Carstensen, and W. Dau. The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level. *Physics Letters B*, 36(4):425–427, 1971.
- [13] W. Apel, J. Arteaga-Velazquez, K. Bekk, M. Bertaina, J. Blümer, H. Bozdog, I. Brancus, P. Buchholz, E. Cantoni, A. Chiavassa, et al. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with kascade-grande. *Astroparticle Physics*, 36(1):183–194, 2012.
- [14] P. Assis, U. B. de Almeida, A. Blanco, R. Conceição, B. Piazzoli, A. De Angelis, M. Doro, P. Fonte, L. Lopes, G. Matthiae, et al. Design and expected performance of a novel hybrid detector for very-high-energy gamma astrophysics. *arXiv preprint arXiv:1607.03051*, 2016.
- [15] P. Assis et al. LATTES: a new gamma-ray detector concept for South America. In *6th Roma International Workshop on Astroparticle Physics (RICAP16) Roma, Italy, June 21-24, 2016*, 2017.
- [16] C. Ayre, J. Baxendale, C. Hume, B. Nandi, M. Thompson, and M. Whalley. Precise measurement of the vertical muon spectrum in the range 20-500 gev /c. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 1(5):584, 1975.
- [17] W. Baade and F. Zwicky. Cosmic rays from super-novae. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 20(5):259–263, 1934.
- [18] W. Baade and F. Zwicky. On super-novae. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 20(5):254–259, 1934.
- [19] P. Biallass and T. Hebbeker. Parametrization of the cosmic muon flux for the generator cmscgen. *arXiv preprint arXiv:0907.5514*, 2009.
- [20] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:81–86, 1997.
- [21] J. Burfening, E. Gardner, and C. M. G. Lattes. Positive Mesons Produced by the 184-inch Berkeley Cyclotron. *Phys. Rev.*, 75:382–387, 1949.
- [22] J. Clay, A. van Gemert, and J. Wiersma. Decrease of primaries, showers and ionisation of cosmic rays under layers of lead and iron. *Physica*, 3(7):627–640, 1936.
- [23] H. Collaboration et al. First observation of the greisen-zatsepin-kuzmin suppression. *arXiv preprint astro-ph/0703099*, 2007.
- [24] I. collaboration et al. Measurement of the cosmic ray energy spectrum with icetop-73. *arXiv preprint arXiv:1307.3795*, 2013.
- [25] P. A. Collaboration et al. The pierre auger cosmic ray observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 798:172–213, 2015.

- [26] A. De Angelis. *L' Enigma dei raggi cosmici – Le più grandi energie dell' universo*. Springer-Verlag Italia, 2012.
- [27] A. De Angelis and M. J. M. Pimenta. *Introduction to Particle and Astroparticle Physics: Questions to the Universe*. Springer, 2015.
- [28] M. de Naurois and D. Mazin. Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy. *Comptes Rendus Physique*, 16(6):610–627, 2015.
- [29] M. De Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R. Golden, C. Grimani, B. Kimbell, S. Stephens, S. Stochaj, W. Webber, G. Basini, et al. Absolute spectrum and charge ratio of cosmic ray muons in the energy region from 0.2 gev to 100 gev at 600 m above sea level. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 98(A3):3501–3507, 1993.
- [30] H.-J. Drescher. Cosmic ray air shower pictures. <http://fias.uni-frankfurt.de/~drescher/CASSIM/>, 2017 (Accessado em 18 Abril 2017).
- [31] C. P. et al (Particle Data Group). The review of particle physics (2016). *Chin. Phys. C*, 40:100001, 2016.
- [32] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation,. *Physical Review*, 75:1169–1174, 1949.
- [33] P. Fonte. Survey of physical modelling in Resistive Plate Chambers. *JINST*, 8:P11001, 2013.
- [34] K. Greisen. End of the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16:748, 1966.
- [35] S. Haino, T. Sanuki, K. Abe, K. Anraku, Y. Asaoka, H. Fuke, M. Imori, A. Itasaki, T. Maeno, Y. Makida, et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the bess-tev spectrometer. *Physics Letters B*, 594(1):35–46, 2004.
- [36] V. Hess. Observations of the penetrating radiation on seven ballon flights. *Physik. Zeitschr.*, 13:1084, 1912.
- [37] T. H. Johnson. The azimuthal asymmetry of the cosmic radiation. *Physical Review*, 43(10):834, 1933.
- [38] H. Jokisch, K. Carstensen, W. Dau, H. Meyer, and O. Allkofer. Cosmic-ray muon spectrum up to 1 tev at 75 zenith angle. *Physical review D*, 19(5):1368, 1979.
- [39] K.-H. Kampert and A. A. Watson. Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays: a historical review. *The European Physical Journal H*, 37(3):359–412, 2012.
- [40] J. Kremer, M. Boezio, M. e. Ambriola, G. Barbiellini, S. Bartalucci, R. Bellotti, D. Bergström, U. Bravar, F. Cafagna, P. Carlson, et al. Measurements of ground-level muons at two geomagnetic locations. *Physical Review Letters*, 83(21):4241, 1999.
- [41] L. Lopes et al. Resistive Plate Chambers for the Pierre Auger array upgrade. *JINST*, 9(10):C10023, 2014.
- [42] S. G. Mashnik. On solar system and cosmic rays nucleosynthesis and spallation processes. *arXiv preprint astro-ph/0008382*, 2000.

- [43] J. Matthews. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5):387–397, 2005.
- [44] R. Millikan and G. H. Cameron. The origin of cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 32:533, 1928.
- [45] B. Rastin. An accurate measurement of the sea-level muon spectrum within the range 4 to 3000 gev /c. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 10(11):1609, 1984.
- [46] D. Romagnoli. Characterization of an rpc-type muon detector for the marta high-energy cosmic ray experiment. Master’s thesis, Università degli Studi di Milano, Facolt’a di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali, 2016.
- [47] B. Rossi. Interaction between cosmic rays and matter. *Nature*, 132(3326):173–174, 1933.
- [48] R. Santonico and R. Cardarelli. Development of Resistive Plate Counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, 187:377–380, 1981.
- [49] R. Sarmento et al. Muon Array with RPCs for Tagging Air showers (MARTA). *PoS, ICRC2015*:629, 2016.
- [50] M. Vecchi. Precise measurement of cosmic ray fluxes with the AMS-02 experiment. *AIP Conf. Proc.*, 1693:060006, 2015.
- [51] J. Vicha, J. Chudoba, P. A. Collaboration, et al. Data processing at the pierre auger observatory. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 608, page 012077. IOP Publishing, 2015.
- [52] M. Walter, C. Spiering, and J. Knapp. 100 years of cosmic rays: The anniversary of their discovery by v. f. hess. *Astroparticle Physics*, 53:1 – 2, 2014. Centenary of cosmic ray discovery.
- [53] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz’mín. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *J. Exp. Theo. Phys. Lett.*, 4:78, 1966.