



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Instituto de Física Armando Dias Tavares

Silas Santos de Jesus

**Estudos de um sistema experimental para observação de píons
cósmicos ao nível do mar através de simulações**

Rio de Janeiro

2022

Silas Santos de Jesus

Estudos de um sistema experimental para observação de píons cósmicos ao nível do mar através de simulações



Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Orientador: Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião
Coorientador: Prof. Dr. Hélio Nogima

Rio de Janeiro
2022

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/ REDE SIRIUS / BIBLIOTECA CTC/D

J58e

Jesus, Silas Santos de.

Estudos de um sistema experimental para observação de píons cósmicos ao nível do mar através de simulações / Silas Santos de Jesus. - 2022.

68 f. : il.

Orientador: Dilson de Jesus Damião.

Coorientador: Hélio Nogima.

Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Píons – Métodos de simulação – Teses. 2. Partículas (Física nuclear) – Teses. 3. Monte Carlo, Método de – Teses. 4. Detectores nucleares – Teses. I. Damião, Dilson de Jesus. II. Nogima, Hélio. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.126.3

Bibliotecária: Teresa da Silva CRB7/5209

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta dissertação, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Silas Santos de Jesus

Estudos de um sistema experimental para observação de píons cósmicos ao nível do mar através de simulações

Dissertação apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre, ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 02 de Setembro de 2022.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Dilson de Jesus Damião (Orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Hélio Nogima (Coorientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Prof. Dr. Rogério Menezes de Almeida
Universidade Federal Fluminense

Prof. Dr. José Augusto Chinellato
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Dr. Wagner de Paula Carvalho
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Profa. Dra. Eliza Melo Costa
Instituto de Física Armando Dias Tavares – UERJ

Rio de Janeiro

2022

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha esposa Daiane que, mesmo em momentos difíceis, sempre me motivou e esteve ao meu lado durante essa importante jornada no mestrado.

Eu amo você, minha vida!

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer à Deus por me permitir concluir este mestrado e sempre me fortalecer e me manter em seus caminhos.

Agradeço à minha esposa, família e comunidade por me apoiar e incentivar durante estes dois anos de mestrado.

Quero agradecer de maneira especial aos meus orientadores Dilson de Jesus Damiano e Helio Nogima, por me ensinar muitas coisas durante esse período tão difícil. Sou muito grato à eles pela grande disponibilidade de tempo, paciência e muito incentivo e conselhos para eu terminar o meu mestrado.

Agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Física (PPGF) da UERJ por todos os auxílios durante o desenvolvimento deste trabalho.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

RESUMO

JESUS, S. S. *Estudos de um sistema experimental para observação de píons cósmicos ao nível do mar através de simulações*. 2022. 68 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2022.

Os raios cósmicos são partículas provenientes do espaço, em sua maioria prótons, que ao interagirem com a atmosfera terrestre produzem chuviros de partículas secundárias. Esses chuviros podem ser divididos em três componentes: eletromagnética (e^\pm , γ), hadrônica (n, p, π^\pm , π^0 , dentre outras) e muônica (μ^\pm). Os múons são as partículas de altas energias mais abundantes ao nível do mar, com um fluxo da ordem de um por centímetro quadrado por minuto. A maior parte deles são produtos do decaimento de píons (π^\pm) que possuem curto tempo de vida média (26 ns) e baixo fluxo ao nível do mar. Por essa razão, e para propósitos práticos, os píons não são tão interessantes quanto os múons. Esta é provavelmente também a razão da falta de novas medidas diretas de píons atmosféricos ao nível do mar e da maior parte delas serem de mais de 40 anos atrás. Particularmente, não há registros de medidas feitas no Brasil. Neste trabalho é apresentado um estudo de simulação de um pequeno sistema experimental para identificar os píons através do seu tempo de vida médio. O objetivo principal é caracterizar um arranjo experimental para medir o fluxo de píons em determinadas faixas de energia. Para isso, uma simulação GEANT4 completa do sistema experimental foi construída, incluindo cintiladores, fotomultiplicadora, materiais absorvedores e processos físicos relevantes. A eficiência e aceitação do sistema candidato em função da energia dos píons são estimadas. Melhoramentos são também discutidos.

Palavras-chave: Física de partículas elementares. Detectores. Método de Monte Carlo. Geant4.

ABSTRACT

JESUS, S. S. *Simulation studies for observation of cosmic ray pions at sea level*. 2022. 68 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2022.

Cosmic rays are high-energy particles from space, primarily protons, which produce showers of secondary particles when interacting with the Earth's atmosphere. These showers can be divided into three components: electromagnetic (e^\pm , γ), hadronic (n, p, π^\pm , π^0 , among others), and muonic (μ^\pm). Muons are the most abundant high-energy particles at sea level, with a flux of approximately one particle per square centimeter per minute. Most of them are products of the decay of pions (π^\pm) that have a short lifetime (26 ns) and low flux at sea level. For this reason and practical purposes, pions are not as interesting as muons, and most atmospheric pions' direct measurements are more than 40 years old. In particular, there are no records of measurements made in Brazil. In this work, we present a study of a small experimental setup to identify pions using simulations. The main objective is to design a setup to measure the flux of pions in specific energy ranges. A GEANT4 simulation code, including scintillators, photomultiplier, absorber materials, and relevant physical processes, was built. The efficiency and acceptance of the candidate system as a function of pion energy are estimated. Improvements are also discussed.

Keywords: Elementary particle physics. Detectors. Monte Carlo method. Geant4.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	- Partículas Elementares do Modelo Padrão	16
Figura 2	- Ilustração do chuvaire de raios cósmicos secundários	18
Figura 3	- Detecção do pión através da emulsão nuclear	21
Figura 4	- Fluxo diferencial de energia $\pi^+ + \pi^-$ ao nível do mar	22
Figura 5	- Razão π^\pm/μ^\pm em função da energia cinética ao nível do mar	22
Figura 6	- Passagem de partículas (μ , π e p) através da matéria	24
Figura 7	- Interação da radiação γ com a matéria	28
Figura 8	- Emissão de luz Cherenkov e ângulos de frente de onda.	29
Figura 9	- Representação pictórica do sistema de cintilação.	30
Figura 10	- Categoria de classes do Geant4	35
Figura 11	- Diagrama básico do sistema experimental	36
Figura 12	- Esquema representativo do arranjo experimental e sua localização	38
Figura 13	- Unidade detectora composta por: material cintilador, guia de luz e fotomultiplicadora.	38
Figura 14	- Visão aérea da construção civil da UERJ	39
Figura 15	- Espectro de emissão do cintilador BC400 da Saint Gobain	40
Figura 16	- Princípio de funcionamento da fotomultiplicadora	41
Figura 17	- Espectro típico da fotomultiplicadora XP2020 da <i>Photonis</i>	41
Figura 18	- Curva de ganho típico da fotomultiplicadora XP2020 da <i>Photonis</i>	42
Figura 19	- Representação estrutural dos volumes na simulação	45
Figura 20	- Imagem da região simulada do prédio da UERJ extraída do Geant4	45
Figura 21	- Imagem dos cintiladores e das guias de luz extraídos do Geant4	47
Figura 22	- Espectro de emissão dos cintiladores na simulação e do fabricante	48
Figura 23	- Imagem do fotocátodo extraída da simulação	49
Figura 24	- distribuição de tempos para o limiar de 15 mV	52
Figura 25	- Aceitação do sistema de detecção em função da energia do pión	54
Figura 26	- Tempo de vida média do pión	55
Figura 27	- Distribuição dos pions que decaem no detector - N_d	56
Figura 28	- Eficiência do sistema detector em função da energia e de θ	57
Figura 29	- Esquema de lançamento dos pions acima do prédio	58
Figura 30	- Posição de decaimento do pión nos andares 12°, 9°, 6° e 3°	59
Figura 31	- Ângulo (θ) de lançamento dos pions que chegaram aos pisos 12°, 9°, 6° e 3°	60
Figura 32	- Pions que chegaram no primeiro detector	61
Figura 33	- Posição inicial de lançamento dos pions que chegam no detector	62
Figura 34	- Distribuição angular φ dos pions ao chegar no detector	62

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	- Fração de cada elemento que compõe o concreto utilizado na simulação	46
Tabela 2	- Fração de cada elemento que compõe o ar utilizado na simulação . . .	46
Tabela 3	- Composição molecular do material cintilador plástico utilizado na simulação	47
Tabela 4	- Propriedades do cintilador plástico utilizado na simulação	47
Tabela 5	- Valores de resolução e eficiência do detector variando o limiar	53

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Geant4	Geometria e Rastreamento, do inglês <i>GEometry ANd Tracking</i>
LNFP	Laboratório Nuclear de Física de Partículas
MMC	Método Monte Carlo
TDC	Conversor digital de tempo, do inglês <i>Time to Digital Converter</i>
UERJ	Universidade do Estado do Rio de Janeiro

LISTA DE SÍMBOLOS

cm	centímetros
eV	elétron-volt
GeV	giga elétron-volts
MeV	mega elétron-volts
m	metro
μ	microsegundo
ns	nanosegundo
T	tesla
V	volt

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	13
1	FÍSICA DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES	15
1.1	Os constituintes da matéria	15
1.2	O Modelo Padrão das Partículas Elementares	15
1.3	Raios Cósmicos	17
1.3.1	<u>Fluxo de partículas ao nível do mar</u>	19
1.3.2	<u>Descoberta do pión</u>	20
2	PROCESSOS FÍSICOS PARA A DETECÇÃO DE PARTÍCULAS	23
2.1	Interação da radiação com a matéria	23
2.1.1	<u>Partículas carregadas pesadas</u>	23
2.1.2	<u>Partículas carregadas leves</u>	25
2.1.3	<u>Radiação γ (fóton)</u>	26
2.2	Radiação Cherenkov	29
2.3	Efeito de cintilação	30
3	O MÉTODO MONTE CARLO E O GEANT4	32
3.1	Fundamentos	32
3.2	Simulação da interação da radiação com a matéria, GEANT4	32
4	ARRANJO EXPERIMENTAL EM ESTUDO	36
4.1	Princípio de identificação dos pions cósmicos	36
4.2	Sistema experimental	37
4.2.1	<u>Construção civil (prédio)</u>	38
4.2.2	<u>Sistema detector</u>	39
4.2.2.1	Cintilador	39
4.2.2.2	Fotomultiplicadora	40
5	DESENVOLVIMENTO DA SIMULAÇÃO	43
5.1	Estrutura básica e funcionamento	43
5.2	Processos físicos simulados	44
5.3	Implementação da geometria	44
5.3.1	<u>Construção civil</u>	45
5.3.2	<u>Sistema de detecção</u>	46
5.3.2.1	Cintiladores	46
5.3.2.2	Fotomultiplicadora	48
5.4	Informações armazenadas	49
6	SIMULAÇÕES E ANÁLISE DOS DADOS	51
6.1	Análise de desempenho do detector	51

6.2	Análise de desempenho do sistema experimental	53
6.3	Análise dos parâmetros de influência na medida do fluxo de píons	58
7	ESTIMATIVAS DO FLUXO DETECTADO	63
	CONCLUSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS	65
	REFERÊNCIAS	67

INTRODUÇÃO

Os raios cósmicos são partículas provenientes do espaço, em sua maioria prótons, que ao interagirem com a atmosfera terrestre produzem chuviros de partículas secundárias. Esses chuviros de partículas podem ser divididos em três componentes: eletromagnética (e^\pm , γ), hadrônica (n, p, π^\pm , π^0 , dentre outras) e muônica (μ^\pm). A componente hadrônica é a de maior interesse para este trabalho, pois nela encontram-se os mésons π^\pm da radiação cósmica, que são partículas instáveis e possuem tempo de vida média de aproximadamente 26 ns [1]. Elas decaem principalmente nos canais $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ e $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. O objetivo do trabalho é estudar e desenvolver técnicas experimentais por meio de simulação em Física de Altas Energias através de medidas do fluxo de píons da radiação cósmica. O objetivo específico é estudar um método de identificação e medida do fluxo de píons modelando um sistema experimental por simulação com o Geant4 [2]. Ele é uma biblioteca de software composto por categorias de classes, escritas em C++, utilizadas para simular com precisão a passagem de partículas através da matéria utilizando o Método Monte Carlo. Algumas delas foram utilizadas para construir um código que descreve um sistema de detecção que se encontra no Laboratório de Física Nuclear e de Partículas (LFNP), incluindo o prédio (UERJ) que o abriga. O sistema é constituído basicamente por: uma região do prédio (12 andares acima do térreo) da UERJ onde está localizado o LFNP (no 3º andar) do Instituto de Física Armando Dias Tavares, dois detectores cintiladores plásticos (com área 40x40 cm²), cada um acoplado a uma fotomultiplicadora, alinhados verticalmente com um conjunto de placas de chumbo (posta no meio dos dois cintiladores). A simulação inclui os processos físicos mais relevantes da interação dos píons com a matéria e as respostas dos cintiladores e das fotomultiplicadoras. Através de simulações foi realizado um estudo da resolução temporal do detector e da capacidade de identificar os píons por meio da estimativa do seu tempo de decaimento. Também foi estudada a aceitação do sistema de detecção em função da energia e do ângulo dos píons incidentes e com esses resultados foi feita uma estimativa para o fluxo de píons na região do detector, levando em consideração a influência direta do prédio. O fluxo de píons incidentes foi simulado com base em dados experimentais [3]. Estas medidas foram realizadas no hemisfério norte, mas podem ser consideradas como uma boa aproximação para os propósitos deste trabalho.

A proposta inicial deste trabalho era realizar medidas experimentais por meio do sistema experimental existente na UERJ. No entanto, por conta da pandemia da COVID-19 e a dificuldade de acesso ao laboratório buscou-se uma alternativa para o projeto que foi estudar o sistema experimental através da simulação. Estes fatores serviram como motivação na área de Física Experimental de Altas Energia e para a elaboração deste trabalho.

Esta dissertação está dividida em 7 capítulos. O primeiro capítulo abrange uma breve abordagem sobre os constituintes da matéria, o Modelo Padrão das Partículas Elementares e os raios cósmicos, enfatizando a descoberta do pión.

O segundo capítulo aborda a interação da radiação com a matéria e os processos físicos mais relevantes para a detecção de partículas.

No terceiro capítulo encontra-se uma breve introdução sobre os fundamentos do Método Monte Carlo, a simulação da interação da radiação com a matéria e o Geant4.

O sistema experimental, incluindo todos os componentes importantes para medida dos píons como o prédio que abriga o detector, são descritos no quarto capítulo. Este também apresenta o método utilizado para identificar os píons dos raios cósmicos, que são as partículas de interesse.

O desenvolvimento do código, a apresentação da estrutura básica e funcionamento da simulação e a implementação das geometrias encontram-se no quinto capítulo.

No sexto capítulo são apresentados os procedimentos adotados na simulação e análise de dados.

No sétimo capítulo são apresentados os resultados de estimativas para a medida do fluxo de píons com o sistema experimental.

1 FÍSICA DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES

1.1 Os constituintes da matéria

Desde a Grécia Antiga, o homem busca conhecer e compreender qual seria o menor constituinte da matéria. Inicialmente, utilizava-se de pensamentos filosóficos para fundamentar os conceitos sobre a menor parte da matéria. Os filósofos acreditavam que a matéria poderia ser dividida até um certo ponto, onde chegariam em um tamanho fundamental, e lhes deram o nome de átomo [4].

O conceito de átomo passou por importantes avanços, partindo de bases filosóficas para científicas, que possibilitaram o surgimento de diversos modelos atômicos como alternativas para explicar o comportamento da natureza. A seguir são relatadas algumas características dos principais modelos e as melhorias de um para outro de acordo com as mudanças em seus conceitos e as descobertas de novas partículas:

- átomo de Dalton [5]: uma pequena esfera maciça, impenetrável e indivisível;
- átomo de Thomson [6]: elétrons imersos em um fluido esférico com carga positiva. Nesse momento, a descoberta do elétron provocou mudanças nos conceitos filosóficos sobre o átomo, pois ele deixou de ser indivisível;
- átomo de Rutherford [7]: um núcleo massivo com carga positiva encontra-se rodeado por elétrons que descrevem movimentos acelerados em trajetórias circulares. Esse modelo proporcionou um novo olhar para a estrutura atômica, no qual o átomo passa a ter um núcleo;
- átomo de Bohr [8]: o núcleo é massivo com carga positiva e os elétrons descrevem trajetórias circulares organizadas por níveis de energia. O surgimento da Mecânica Quântica revolucionou a Física de Partículas, possibilitando novos conceitos e formação de novas leis.

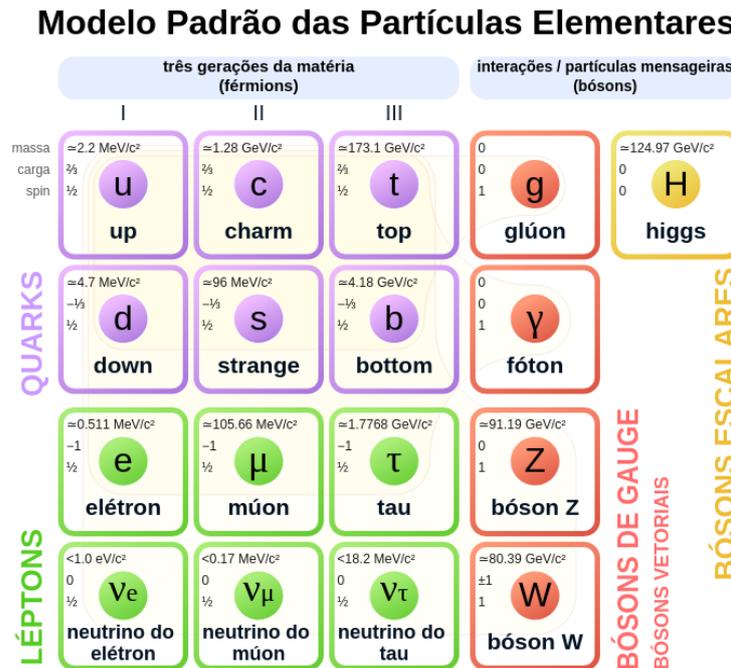
Após a descoberta do elétron, nêutron e próton houve a descoberta de muitas outras partículas e a forma que elas interagem entre si. Então, surgiu a necessidade de organizá-las em um modelo, em que as partículas são divididas em grupos de acordo com suas características, chamado de Modelo Padrão das Partículas Elementares.

1.2 O Modelo Padrão das Partículas Elementares

O Modelo Padrão (MP) [1] é um conjunto de teorias de *gauge*, também conhecidas por teorias de calibre, cujo fundamento básico é que as simetrias, locais ou globais, da

natureza dão origem a forças de calibre, são elas: eletromagnética, nuclear forte e nuclear fraca. As partículas elementares do MP, representadas na Figura 1, podem ser classificadas como léptons, quarks e bósons. As interações entre elas são descritas por meio de teorias quânticas de campo, são elas: eletrofraca (unificação das interações eletromagnética e fraca) e cromodinâmica quântica que descreve a interação forte.

Figura 1 - Partículas Elementares do Modelo Padrão



Fonte: MODELO PADRÃO, 2022 [9]. Adaptado pelo autor.

Os quarks e léptons formam um grupo chamado de férmions, ou seja, partículas que obedecem a estatística de Fermi-Dirac e possuem spin semi-inteiro. Para cada férmion de matéria existe um de antimatéria com a mesma massa e spin, mas carga elétrica ou carga de cor (no caso dos quarks) diferentes. Para cada lépton carregado (e , μ e τ) está associado um lépton neutro (ν_e , ν_μ e ν_τ), chamados neutrinos. Há seis sabores de quarks de matéria (u, c, t, d, s e b), porém eles não são observados livres na natureza, as evidências de suas existência ocorrem por meio dos hádrons. Estes podem ser classificados como: bárions e mésons. Os bárions são formados por três quarks, os mais conhecidos são os prótons (uud) e nêutrons (udd). Enquanto os mésons são compostos por um quark e um antiquark, como por exemplo o méson π^+ ($u\bar{d}$).

Os bósons são classificados como vetoriais (g, γ , Z^0 , W^+ e W^-), chamados de bósons de *gauge* ou como escalares (H). Eles são responsáveis por intermediar as interações entre as partículas, sendo elas a [10]:

- interação eletromagnética, que possui alcance infinito e é expressa pelas equações de Maxwell no limite clássico e pela eletrodinâmica quântica no limite relativístico,

cuja partícula intermediadora é o γ ;

- interação fraca, é uma interação de curto alcance (da ordem de 10^{-18} m) descrita pela teoria quântica de campo conhecida por *dinâmica de sabor quântico*, do inglês *quantum flavourdynamics* que governa o decaimento beta e outros canais onde pode ocorrer troca de sabor entre os quarks. Esta interação é intermediada por W^\pm e Z^0 ;
- interação forte, que também é de curto alcance (da ordem de 10^{-15} m) e é expressa pela cromodinâmica quântica, teoria que governa as interações a partir da troca de carga cor entre os quarks e os glúons, onde os próprios glúons são as partículas intermediadoras.

A interação gravitacional também é uma interação fundamental. Porém, ela é irrelevante nos limites do núcleo atômico quando comparada às demais. Acima da energia de unificação, na ordem de 246 GeV, os físicos Sheldon Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg propuseram que as intensidades das interações fraca e eletromagnética se tornam comparáveis, enquanto em baixas escalas de energia a intensidade da interação fraca é muito menor do que a da eletromagnética. Então, é justamente em baixas energias que as duas interações, fraca e eletromagnética, se manifestam distintamente, embora tendo origem na mesma interação fundamental que puseram o nome de eletrofraca. Essa atua em quarks e léptons e é intermediada por γ , W^\pm e Z^0 . Essa contribuição lhes rendeu, em 1979, o prêmio Nobel de Física [11].

Em 2012, foi descoberta uma partícula que possui todas as características do bóson de Higgs [12] proposto por Peter Higgs (1929-) e François Englert (1932-) em 1964. A teoria propusera que a massa de cada partícula está associada a sua afinidade com o campo de Higgs, cuja partícula intermediadora seria o bóson H. Quanto maior for a interação da partícula com o campo de Higgs, maior é a massa desta. Essa partícula não era inicialmente prevista pelo MP, mas foi necessária para explicar a origem da massa das partículas através do mecanismo de Higgs.

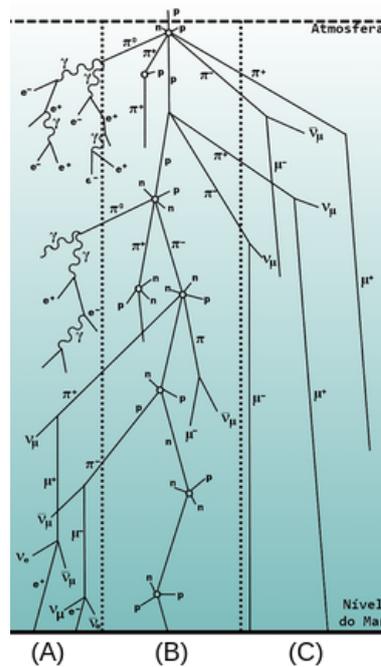
1.3 Raios Cósmicos

Os raios cósmicos tiveram papel fundamental, servindo como fonte primária nas descobertas de partículas elementares do MP, tais como, μ e e^\pm e até mesmo em partículas não fundamentais, como por exemplo o méson π (que será abordado na seção 1.3.2).

Os raios cósmicos podem ser classificados como primários e secundários. Os primários são compostos por partículas altamente energéticas vinda do espaço e que chegam à Terra. Em sua maioria prótons, que ao interagirem com a atmosfera terrestre produzem cascatas de novas partículas. Estas são chamadas de raios cósmicos secundários. A Figura 2 ilustra a interação hadrônica de um próton de raio cósmico primário com os

constituintes atmosféricos em alta altitude que leva a uma cascata de hádrons. Em colisões subseqüentes de raios secundários de baixa energia com outros núcleos da atmosfera, pode ocorrer excitação e evaporação dos núcleos alvo. Partículas instáveis estão sujeitas a decaimentos ou interações, e elétrons e fótons sofrem bremsstrahlung e produção de pares, respectivamente (estes e outros processos de interação serão brevemente abordados na seção 2). A propagação de raios cósmicos secundários é dividida, basicamente, em três componentes [3, 13]:

Figura 2 - Ilustração do chuvaire de raios cósmicos secundários



Legenda: A colisão de um próton energético de raios cósmico primário com a atmosfera produz uma cascata de raios cósmicos secundários que pode ser dividido em três componentes, (A) é a componente eletromagnética, (B) a hadrônica e (C) a muônica.

Fonte: OLIVEIRA, 2014, p. 2320 [14].

- componente eletromagnética, constituídas por e^- , e^+ e γ , esta componente possui baixa capacidade de penetração na matéria;
- componente muônica, é altamente penetrante, sendo constituída por μ^\pm ;
- componente hadrônica, formada, basicamente, por p, n, π^0 , π^\pm e K^\pm (kaons). Esta componente possui maior capacidade de penetração na matéria do que a eletromagnética e é a componente de maior interesse, pois nela também estão presentes os π , que são utilizados neste trabalho.

1.3.1 Fluxo de partículas ao nível do mar

O fluxo de raios cósmicos ao nível do mar depende da energia de geração de partículas secundárias e do tempo de vida média τ_0 das partículas que o compõe, por este ser muito curto, muitas partículas não deveriam chegar ao nível do mar. No entanto, por se tratar de partículas relativísticas, muitas delas chegam à superfície antes de se desintegrar.

O número dN de uma população de N_1 partículas que decaem ao percorrer uma altura dX de atmosfera é determinado por

$$dN = \frac{N_1}{\lambda} dX, \quad (1)$$

onde λ é o livre caminho médio para decaimentos espontâneos definido por

$$\lambda = \gamma\beta c\tau_0 \cos(\theta) \quad (2)$$

sendo τ_0 o tempo de vida média da partícula, β e γ são termos relativísticos e θ é o ângulo zenital medido a partir da vertical.

Sendo assim, a quantidade de partículas N_2 que percorreram uma distância X na atmosfera sem decair é dada por

$$N_2 = N_1 e^{-\int \frac{dX}{\gamma\beta c\tau_0 \cos(\theta)}}. \quad (3)$$

Logo, a probabilidade P de uma partícula chegar ao nível do mar pode ser expressa como

$$P = \frac{N_2}{N_1} = e^{-\int \frac{dX}{\gamma\beta c\tau_0 \cos(\theta)}}. \quad (4)$$

A probabilidade de uma partícula percorrer a atmosfera e chegar ao nível do mar caracteriza, diretamente, fluxo de partículas F ao nível do mar, e este possui dependência com a componente zenital θ e pode ser descrito por

$$F(\theta) = F(0) \cos^n(\theta), \quad (5)$$

onde $F(0)$ é o fluxo vertical para $\theta = 0$ e n varia de acordo com o tipo de partícula.

O número de partículas dN com energia dE que incide em um elemento de área dS por unidade de tempo dt e ângulo sólido $d\Omega$, define o espectro diferencial de energia $F(E)$ (fluxo em função da energia), expresso por

$$F(E) = \frac{dN}{dS dE dt d\Omega}. \quad (6)$$

O espectro diferencial de energia das partículas ao nível do mar é um parâmetro muito importante para este trabalho, em especial os do pión, que serão apresentados na seção a seguir.

1.3.2 Descoberta do pión

Em 1935, o físico japonês Hideki Yukawa (1907-1981) propôs uma teoria para descrever a interação entre os prótons e os nêutrons no interior do núcleo atômico. De acordo com essa teoria, a interação seria devida à troca de uma partícula massiva, o quantum da interação. Partindo da equação de Klein-Gordon e considerando as condições de contorno de um potencial estático ($U(r)$) para $r > 0$ e uma fonte pontual em $r = 0$, pode-se escrever a equação

$$\nabla^2 U(r) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} U(r), \quad (7)$$

onde a solução desta equação é da forma

$$U(r) = \frac{g_0}{4\pi r} e^{-\frac{r}{R}} \quad (8)$$

na qual $R = \frac{\hbar}{mc}$. E fazendo analogia com as equações do eletromagnetismo

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi r} \quad (9)$$

para $r > 0$, onde Q é a carga na origem $r = 0$.

Sendo assim, g_0 pode ser interpretada como a carga nuclear forte. A troca dessa partícula produziria uma força de atração entre os prótons e nêutrons, de curto alcance, que poderia explicar a estabilidade nuclear. Era prevista uma massa de repouso cerca de 270 vezes maior do que a do elétron, que poderia ser emitida e absorvida por prótons e nêutrons, ele a nomeou de méson π (também conhecida como pión). O decaimento dos mésons π^\pm ocorre em maior probabilidade por meio dos canais

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

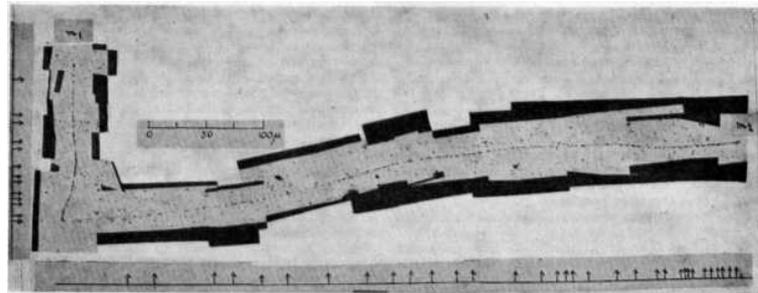
E o produto do decaimento do múon por

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

A descoberta do pión ocorreu em 1947 por uma equipe de pesquisadores da Universidade de Bristol, na Inglaterra, dentre eles estava o brasileiro César Lattes (1924-2005). Isto foi realizado por meio de técnicas de emulsão nuclear através de chapas fotográficas no monte Chacaltaya, na Bolívia, a mais de 5 mil metros de altitude, onde o fluxo é maior. Devido as colisões com os núcleos da chapa, o pión perdia energia gradativamente até atingir o repouso e sofrer decaimento, deixando rastros visíveis. A Figura 3 mostra o rastro deixado pelo pión (traço vertical) na interação com o material. O traço horizontal é o múon que surgiu do decaimento do pión.

Figura 3 - Detecção do pión através da emulsão nuclear



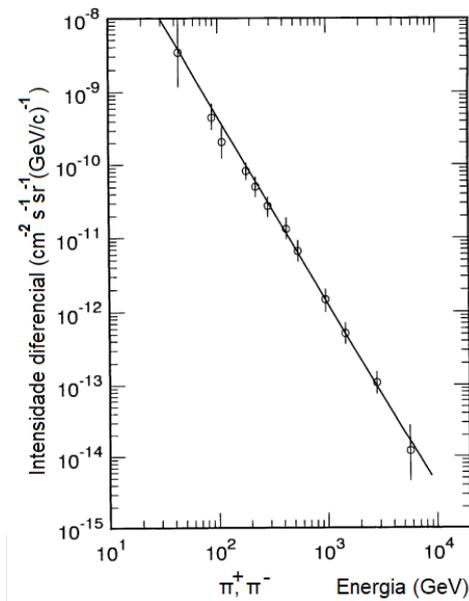
Legenda: O rastro vertical foi deixado pelo pión ao interagir com o material por meio da emulsão. O pión percorre uma certa distância até sofrer o decaimento em repouso (ao perder toda sua energia). O rastro horizontal foi deixado pelo múon que surgiu do decaimento do pión.

Fonte: LATTES, 1947, p. 700 [15].

Esta descoberta foi de grande importância naquele período, pois além de confirmar a teoria de Yukawa, deu início a uma série de medidas experimentais com o objetivo de estudar as propriedades dos píons, sua produção e propagação na atmosfera.

O fluxo de píons ao nível do mar é relativamente baixo, especialmente, quando comparado ao dos múons que são usados como referência, devido ao seu alto fluxo. O fluxo de partículas cai rapidamente com a energia, como mostra a Figura 4. Isto é, a probabilidade de produzir píons de baixa energia é maior do que os de energia mais alta. A Figura 5 mostra a razão entre o fluxo de píons e múons em função da energia cinética ao nível do mar. O fluxo de píons é da ordem de 0,1% em relação ao dos múons no intervalo de energia cinética de 1 GeV até 100 GeV. Observa-se que há uma uniformidade neste intervalo de energia.

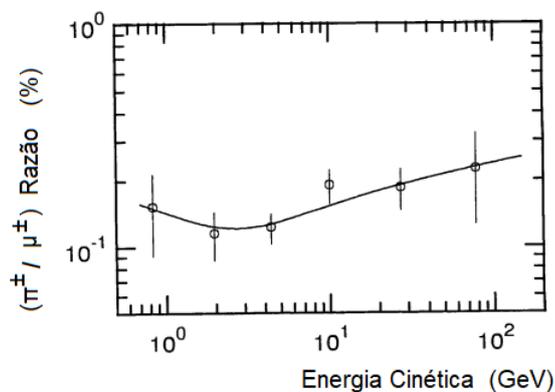
Figura 4 - Fluxo diferencial de energia $\pi^+ + \pi^-$ ao nível do mar



Legenda: O espectro diferencial em função da energia ao nível do mar é mais relevante para píons de baixa energia (< 10 GeV) do que os mais energéticos (> 10 GeV). Estas medidas foram realizadas no hemisfério norte, mas levando em consideração um fluxo isotrópico de partículas ao nível do mar, estes dados ainda são referência para este trabalho.

Fonte: GRIEDER, 2001, p. 329 [3]. Adaptado pelo autor.

Figura 5 - Razão π^\pm/μ^\pm em função da energia cinética ao nível do mar



Legenda: Razão de píons positivos e negativos para múons em função de energia cinética ao nível do mar.

Fonte: GRIEDER, 2001, p. 333 [3]. Adaptado pelo autor.

2 PROCESSOS FÍSICOS PARA A DETECÇÃO DE PARTÍCULAS

Nessa seção serão discutidos os processos de interação relevantes para a detecção de partículas e, principalmente, aqueles relacionados ao sistema experimental estudado neste trabalho.

2.1 Interação da radiação com a matéria

O estudo da interação das partículas com a matéria, geralmente, divide-se em três categorias, segundo o tipo da partícula interagente: partículas carregadas leves (e^\pm), partículas carregadas pesadas (α , p, π , μ , etc) e radiação gama. No caso das partículas carregadas as interações são basicamente coulombianas.

2.1.1 Partículas carregadas pesadas

Os principais efeitos da passagem de uma partícula carregada pela matéria são deflexão de sua trajetória original e perda de energia. Estes efeitos são resultados dos seguintes processos:

- **espalhamento elástico pelo núcleo atômico (dispersão múltipla coulombiana)** [16], onde há deflexão da trajetória da partícula incidente ao colidir elasticamente com o núcleo atômico. A perda de energia pela colisão pode ser desprezada para os casos em que a massa atômica do material é muito maior do que a massa da partícula incidente e a interação é predominantemente coulombiana.
- **colisões inelásticas com os elétrons atômicos do meio (ionização e excitação)** [16, 17], onde há colisões inelásticas e perda de energia em pequenas frações a cada colisão. No entanto, o número de colisões por unidade de comprimento é muito grande, o que gera uma substancial perda cumulativa de energia no meio. Esta perda de energia dE por unidade de comprimento dX pode ser estimada por meio da equação (10) de Bethe-Bloch:

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (10)$$

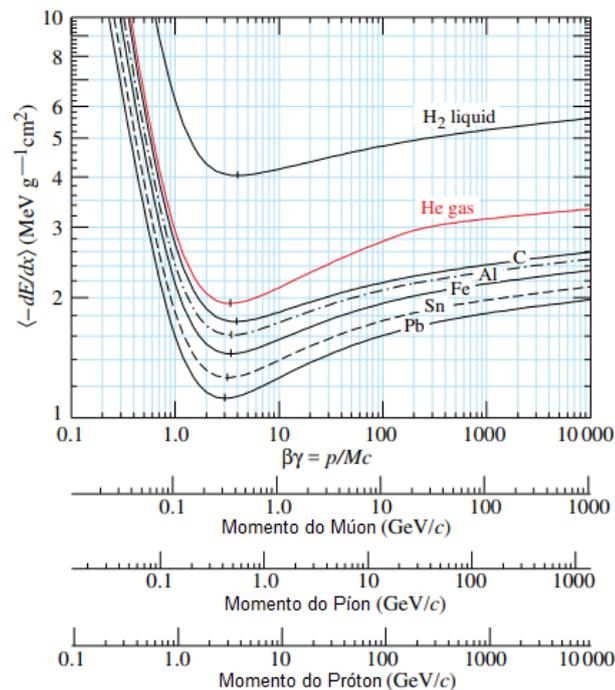
onde T_{max} é a transferência máxima de energia numa colisão simples e pode ser determinada por meio da equação (11), z é a carga da partícula incidente e m_e é a massa do elétron. Z e A são características do material (meio), número atômico e

número de massa, respectivamente. γ é o fator de Lorentz, $\beta = \frac{v}{c}$, I é a excitação média de energia e δ é a correção do efeito de densidade, como as partículas carregadas viajam a velocidades próximas à da luz as linhas de campo elétrico ao redor delas concentram-se mais numa região do que em outras, e como elas interagem com muitos átomos ao mesmo tempo esse fator tem influência direta na taxa de transferência de energia.

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (11)$$

A energia média depositada pela partícula no meio depende do fator $\beta\gamma$. A Figura 6 mostra a taxa média de perda de energia do múon, pión e próton ao atravessar materiais com diferentes números atômicos, ressalta-se que os efeitos radiativos, relevantes para múons e píons, não estão incluídos [1]. Há um crescimento rápido para valores $\beta\gamma < 3$ e um crescimento lento para $\beta\gamma > 4$. A região $3 < \beta\gamma < 4$ caracteriza a ionização mínima da interação destas partículas com esses materiais.

Figura 6 - Passagem de partículas (μ , π e p) através da matéria



Legenda: Taxa média de perda de energia em hidrogênio líquido (câmara de bolhas), hélio gasoso, carbono, alumínio, ferro, estanho e chumbo.

Fonte: ZYLA, 2020, p. 6 [1]. Adaptado pelo autor.

Ainda existem outros processos cuja possibilidade de ocorrência é menor frente aos citados anteriormente, são eles [1]: radiação de Cherenkov, radiação de transição e radiação de frenagem ou bremsstrahlung.

2.1.2 Partículas carregadas leves

A perda de energia dos elétrons e pósitrons ao interagirem com a matéria pode ser descrita por meio de dois processos principais, ionização (dominante em baixas energias) [16] e bremsstrahlung (dominante em altas energias) [18].

No caso da ionização, a perda de energia por colisões descrita para as partículas carregadas pesadas, permanece válida para elétrons e pósitrons. No entanto, é necessário fazer correções na fórmula de Beth-Block, obtendo a equação 12 em razão das massas destas partículas serem menores e as colisões ocorrerem entre partículas idênticas (elétrons). Os cálculos devem considerar que se tratam de partículas indistinguíveis e a hipótese de que as partículas incidentes não sofrem desvios significativos já não é mais válida.

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau + 2)}{2\left(\frac{I}{m_e c^2}\right)^2} \right) - F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right], \quad (12)$$

onde C é o fator de correção sugerido empiricamente para a equação de Bethe-Bloch devido aos efeitos do campo elétrico destas partículas (elétrons/pósitrons). τ é a energia cinética da partícula em unidades de $m_e c^2$. $F(\tau)$ assume a expressão

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - 2(r + 1)\ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad (13)$$

para elétrons, e

$$F(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{2} \left(23 + \frac{14}{(\tau + 2)} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad (14)$$

para pósitrons.

O efeito bremsstrahlung é a irradiação de fótons produzida quando o elétron ou pósitron é desacelerado pelo campo coulombiano do núcleo atômico. A probabilidade de emissão de um fóton é inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula. E a energia perdida pela partícula incidente (e^\pm) pode ser estimada pela equação 15,

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (15)$$

tal que, a perda de energia depende das características do meio, como por exemplo, o número atômico Z e o peso atômico A e também da partícula incidente, tais como, o número da carga z ($z^2=1$), a massa m_e e a energia E . De modo que é possível escrever a energia média do elétron, no limite ultrarrelativístico ($\beta \approx 1$), após atravessar uma

camada de espessura x , como

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = \frac{E}{X_0} \quad (16)$$

e integrando chega-se em

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-x/X_0}, \quad (17)$$

onde X_0 é o comprimento de radiação que é a distância na qual a energia média do elétron reduz-se a $1/e$ do seu valor inicial.

A energia média total por unidade de comprimento perdida na interação dos e^\pm com a matéria pode ser dada pela soma das contribuições pelos efeitos de ionização e bremsstrahlung, como

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{total} = \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{ioniz} + \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle_{brem} . \quad (18)$$

2.1.3 Radiação γ (fóton)

Devido à ausência de carga elétrica, o fóton interage com a matéria de maneira distinta das partículas carregadas. A intensidade de radiação $I(x)$ decresce a medida que atravessa um material de espessura x e pode ser descrita como

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (19)$$

onde I_0 é intensidade inicial da radiação e μ é o coeficiente de atenuação linear ou seção de choque macroscópica, que depende do material e da energia do fóton e , pode ser decomposto em termos para cada um dos processos de interação do fóton, os quais você descreve a seguir [16].

- Efeito fotoelétrico: o fóton é absorvido e um elétron é ejetado do átomo

$$\gamma + \text{átomo} \rightarrow e^- + \text{átomo}. \quad (20)$$

A energia cinética do elétron é

$$K = E_\gamma - B_e, \quad (21)$$

onde E_γ é a energia do fóton incidente e B_e é a energia de ligação do elétron. Pode-se escrever o coeficiente de atenuação, τ , do efeito fotoelétrico em função da energia do fóton incidente e do número atômico, Z , do material por

$$\tau = aN \frac{Z^n}{E_\gamma^m} [1 - O(Z)], \quad (22)$$

onde $O(Z)$ é o termo de correção de primeira ordem de Z e n e m são os números quânticos principais que caracterizam as camadas atômicas.

- Efeito Compton: espalhamento fóton-elétron

$$\gamma + e^- \rightarrow e'^- + \gamma' \quad (23)$$

Nesse processo o fóton não é absorvido, ele sofre um desvio e parte da sua energia, E_γ , é transferida ao elétron e o fóton emerge da interação com uma energia menor, $E_{\gamma'}$, e esta diferença de energia, T (energia cinética do elétron), é

$$T = E_\gamma - E_{\gamma'}. \quad (24)$$

E o coeficiente de atenuação do efeito Compton, σ , depende da energia do fóton incidente, E_γ , e das propriedades do meio, como a densidade N , por exemplo e pode ser descrito por

$$\sigma = NZf(E_\gamma), \quad (25)$$

onde $f(E_\gamma)$ representa uma função em termos da energia do fóton incidente.

- Produção de pares: conversão do fóton em um par elétron-pósitron

$$\gamma + \text{núcleo} \rightarrow e^- + e^+ + \text{núcleo} \quad (26)$$

As energias cinéticas T_{e^-} e T_{e^+} do elétron e do pósitron, respectivamente, podem ser determinadas pela conservação de energia

$$T_{e^+} + T_{e^-} = E_\gamma - [(mc^2)_{e^-} + (mc^2)_{e^+}] \quad (27)$$

como $m_{e^+} = m_{e^-} = 0,511$ MeV, pode-se escrever T_{e^-} e T_{e^+} , como

$$T_{e^+} = T_{e^-} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1,022). \quad (28)$$

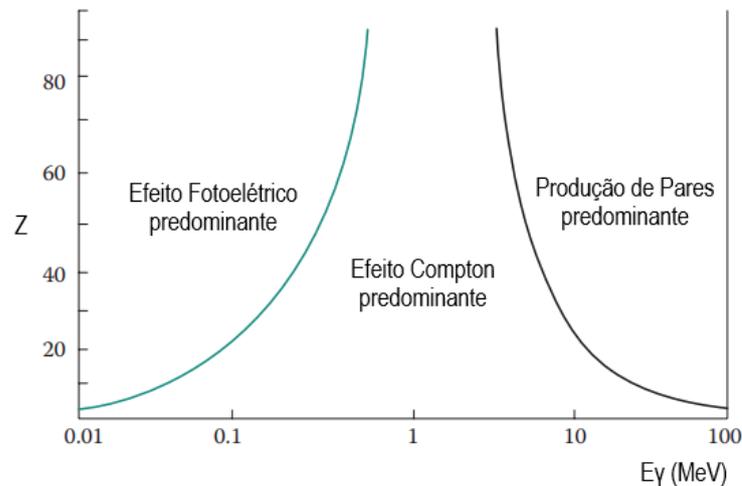
O coeficiente de atenuação da produção de pares k depende exclusivamente da energia E_γ [MeV], densidade do meio N e do número atômico Z , dado por

$$k = NZ^2 f(E_\gamma, Z), \quad (29)$$

onde $f(E_\gamma, Z)$ é uma função que muda ligeiramente com o número atômico e aumenta com a energia do fóton incidente.

A Figura 7 mostra a dependência relativa entre o número atômico do meio em função da energia do fóton incidente, para cada região de energia existe a predominância de uma interação. Para o caso de um fóton com $E_\gamma = 0,1$ MeV. Se ele interagir com o carbono ($Z = 6$), o efeito Compton é o mecanismo predominante. Se o mesmo fóton interagir com o iodo ($Z = 53$), a interação fotoelétrica prevalece. Para um fóton de 1 MeV, o efeito Compton predomina independentemente de Z . Se um fóton de 10 MeV atravessa um material de carbono, ele irá interagir principalmente através do espalhamento Compton. O mesmo fóton propagando-se no iodo irá interagir principalmente por meio da produção de pares.

Figura 7 - Interação da radiação γ com a matéria



Legenda: A região de predominância de cada efeito varia tanto em função da energia do fóton incidente, quanto do número atômico do material no qual a partícula se propaga.

Fonte: TSOULFANIDIS; LANDSBERGER, 2015, p. 146 [19]. Adaptado pelo autor.

De modo que, o coeficiente de atenuação do fóton pode ser descrito como a soma dos coeficientes de cada tipo de interação

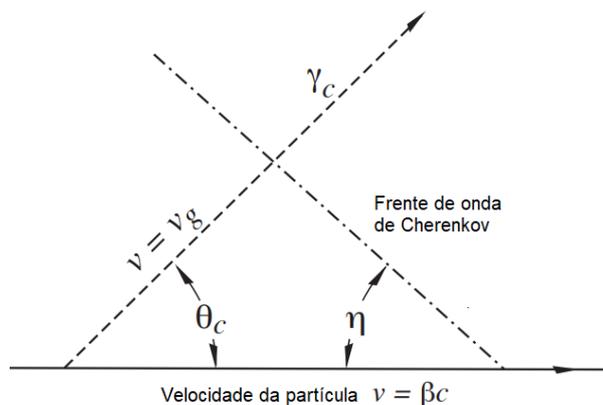
$$\mu = \tau + \sigma + k \quad (30)$$

isto caracteriza a probabilidade de ocorrência da interação.

2.2 Radiação Cherenkov

Quando uma partícula carregada atravessa de um meio para outro cujo índice de refração é diferente e se propaga com a velocidade maior do que a velocidade de fase local da luz, essa partícula irradia fótons (radiação Cherenkov) [1]. Este fenômeno é relativamente importante neste trabalho, pois as partículas carregadas (π^\pm , e^\pm , μ^\pm , etc) relativísticas ao se propagarem no detector (cintilador plástico, seção 4.2.2.1), que possui índice de refração, n , diferente do ar, haverá probabilidade de ocorrência deste processo. A condição para isso acontecer é dada por $\beta n > 1$.

Figura 8 - Emissão de luz Cherenkov e ângulos de frente de onda.



Legenda: Emissão de luz Cherenkov e ângulos de frente de onda. Em meio dispersivo, $\theta + \eta \neq 90^\circ$
 Fonte: ZYLA, 2020, P. 33 [1]. Adaptado pelo autor.

A Figura 8 ilustra a produção de radiação Cherenkov (γ_c) que emerge com velocidade V_g , cujo ângulo, θ_c , em relação a partícula carregada é dado por

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right). \quad (31)$$

O número de fótons produzidos por unidade de comprimento de uma partícula com carga ze e por unidade de intervalo de energia dos fótons depende deste ângulo por meio da relação

$$\frac{d^2 N}{dx dE} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \text{sen}^2(\theta_c) = \frac{\alpha^2 z^2}{r_e m c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right), \quad (32)$$

onde o índice de refração n é uma função da energia do fóton $E = \hbar\omega$ e r_e é o raio de Bohr. Pode-se expressar essa relação em termos do comprimento de onda do fóton λ por

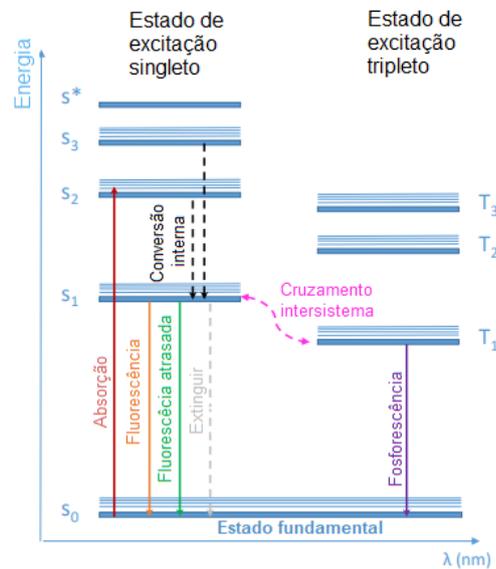
$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right). \quad (33)$$

2.3 Efeito de cintilação

O efeito de cintilação é de fundamental importância neste trabalho, pois o detector utilizado é um cintilador orgânico plástico. Por este motivo, o foco será dado ao mecanismo de cintilação desse tipo de cintilador.

Os cintiladores orgânicos são formados por hidrocarbonetos aromáticos contendo estruturas condensadas de anéis de benzeno. O funcionamento de seu mecanismo de cintilação é baseado nas transições moleculares do estado fundamental para o estado excitado, onde os elétrons formam ligações “sigma” e “pi” entre os átomos, e as ligações pi são responsáveis por cintilação. A Figura 9 é a representação pictórica dos estados de excitação de uma molécula orgânica.

Figura 9 - Representação pictórica do sistema de cintilação.



Fonte: ZYLA, 2020 [1], p. 9. Adaptado pelo autor.

Devido à interação de uma partícula carregada com o meio ocorre a absorção da energia depositada, o que gera a transição dos elétrons do estado singlete S_0 para os estados excitados singletos $S_1, S_2, S_3, etc.$ A fluorescência (cintilação) ocorre na emissão de fótons relativos a transição radioativa dos elétrons de S_1 para S_0 , onde a intensidade de fluorescência $I(t)$ imediata no tempo t após a excitação é descrita por um decaimento exponencial

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (34)$$

onde τ é o tempo de decaimento de fluorescência (ordem de nanosegundos).

A fluorescência retardada é caracterizada por maior tempo de emissão após excitação. O tempo de vida para o estado tripleto T_1 é muito maior do que o estado singlete

S_1 . T_1 é preenchido por uma transição chamada de cruzamento intersistema. O tempo de vida deste estado é lento (da ordem de milissegundos) [20]. A fosforescência possui origem nas transições de T_1 para S_0 . Como T_1 está abaixo de S_1 , o comprimento de onda da fosforescência emitida é maior e o processo é mais lento que o da fluorescente. A região extinguir ocorre quando a energia é dissipada não radiativamente, seja por uma transição de extinção para S_0 , ou por um cruzamento entre sistemas para o 1º estado tripleto excitado T_1 .

O esquema de nível de energia explica por que os cintiladores orgânicos podem ser transparentes para a própria luz emitida (fluorescência). Todas as emissões de fluorescência têm uma energia mais baixa do que o mínimo necessário para absorção.

3 O MÉTODO MONTE CARLO E O GEANT4

3.1 Fundamentos

O nome Monte Carlo refere-se ao famoso cassino Monte Carlo, localizado na cidade de Mônaco, em alusão ao caráter aleatório dos jogos de azar. Constitui-se Método Monte Carlo (MMC) qualquer processo estatístico que se fundamenta na geração e utilização de números aleatórios através de uma determinada função densidade de probabilidade para obter a solução de problemas numéricos. Este método é utilizado para resolver problemas em variados segmentos científicos devido à sua aplicabilidade, tais como: calcular integrais, modelar processos estocásticos, calcular propriedades de estado, simular as interações entre as partículas, dentre outros.

O MMC fundamenta-se, basicamente, em três pontos, são eles [21, 22]:

- **função densidade de probabilidade:** consiste na caracterização dos processos associados aos interagentes dos eventos de interesse. A função densidade de probabilidade ($p(x)$) é uma medida da probabilidade de ocorrência de um evento x , desde que esta função esteja normalizada dentro do domínio de x $\int_{min}^{max} p(x)dx$;
- **gerador de números aleatórios:** consiste em algoritmos matemáticos que geram números aleatórios que comumente obedecem uma distribuição uniforme e que estão relacionados ao comportamento da natureza dos eventos. Esses números são utilizados para definir cada processo de interação de uma partícula com o meio, por exemplo;
- **amostragem:** faz a conexão entre a função densidade de probabilidade e os números aleatórios.

Estes são basicamente os pontos de partida a serem considerados para aplicação do MMC nas simulações, especialmente as que envolvem o transporte de radiação pela matéria, que será abordado a seguir.

3.2 Simulação da interação da radiação com a matéria, GEANT4

As interações das partículas com a matéria podem ser descritas como processos estocásticos, onde os parâmetros mudam aleatoriamente em cada colisão, tais como: posição, energia, momento, seção de choque, dentre outros. De modo que a simulação dessas quantidades pode ser descrita por meio da determinação das probabilidades de

ocorrências, caracterizadas pelas densidades de probabilidade, que seriam os coeficientes de interação.

A probabilidade de uma partícula interagir com um material depende integralmente da composição do material e das propriedades da partícula/radiação que está se propagando pelo meio: partículas carregadas e partículas/radiação neutra (nêutrons e fótons).

Uma simulação da propagação da radiação em um sistema experimental deve incluir os processos físicos importantes como os mencionados no capítulo 2. Além disso, deve conter os seguintes elementos básicos [22]:

- condições iniciais de contorno: sistema experimental, geometrias e composição dos materiais envolvidos, respostas dos detectores, tipo de partícula primária, energia cinética inicial, momento;
- geração de eventos aleatórios:
 - inicialização das condições de contorno;
 - cálculos das probabilidades de interações da partícula primária com o meio, onde esta depende definitivamente da seção de choque σ e do livre caminho médio S . Um exemplo disso é a interação de um fóton com a matéria, a equação (19) na seção 2.1.3, representa a quantidade de fótons que atravessa um material com espessura x . Onde, $I(x)$ pode ser interpretado como o número de fótons que emerge do material em função da espessura, I_0 é a quantidade de fótons que chegam ao material e o termo $e^{-\mu x}$ é a probabilidade, $P(x)$, de um fóton atravessar o material absorvedor sem que haja interação. Logo,

$$P(x) = 1 - e^{-\mu x} \tag{35}$$

é a probabilidade de que haja alguma interação do fóton com o material [21, 23, 24]. Se $S > x$ (espessura do material) o fóton passa sem interagir, mas se $S < x$ haverá interação;

- um gerador de números aleatórios é inicializado para selecionar as interações mais prováveis a cada passo da partícula. E outros geradores são, também, inicializados para definir as novas direções de propagação;
- as energias médias perdida pelas partículas primárias são registradas após cada interação ao percorrer um certo caminho no meio até que a partícula deposite toda energia ou atravesse completamente o meio;
- um gerador é inicializado para determinar as probabilidades dos produtos de possíveis decaimentos das partículas primárias em outras secundárias.

- o processo se renova até que todos os eventos previamente estabelecidos sejam concluídos;
- saída de dados: energia, momento, ângulo de incidência, posição, produtos de decaimentos e etc. Estes são registrados e armazenados para que uma análise de dados possa ser iniciada por meio de outras ferramentas computacionais para obtenção de resultados de interesse.

O Geant4 [2] é uma biblioteca de softwares composto por categorias de classes, escritas em C++, utilizadas para simular com precisão a passagem de partículas através da matéria utilizando o MMC. Nessas categorias de classes foram inclusos os seguintes aspectos do processo de simulação:

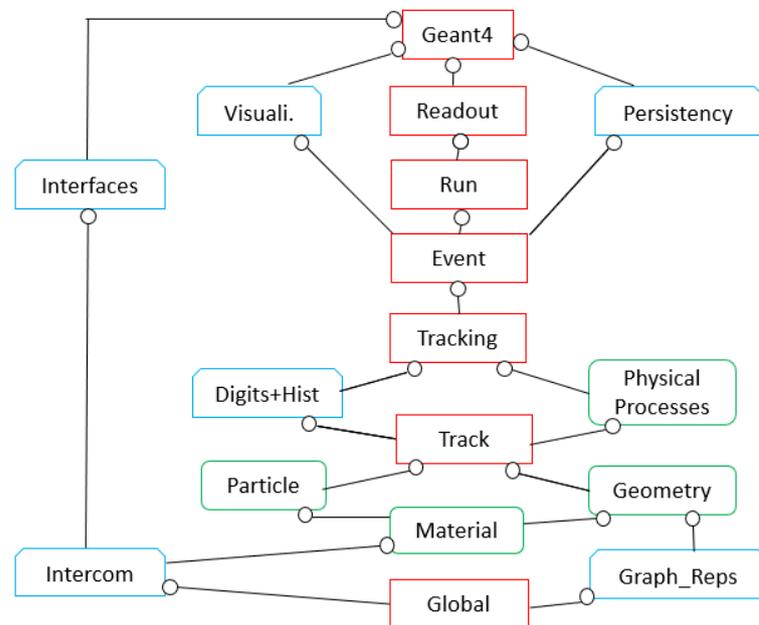
- a geometria do sistema;
- os materiais envolvidos;
- a resposta de componentes sensíveis do detector;
- a geração de eventos primários e dados de eventos;
- as partículas fundamentais de interesse;
- os processos físicos que governam as interações das partículas;
- o armazenamento de eventos e traços;
- o rastreamento de partículas através de materiais e campos eletromagnéticos;
- a visualização do detector e das trajetórias das partículas;
- a captura e análise de dados de simulação.

Essas categorias são divididas em classes de objeto conforme o diagrama representado na Figura 10. As classes com bordas vermelhas são ditas como essenciais, pois elas precisam estar presente na simulação, mas não é necessário que o programador as descreva, porque é possível utilizar a interface visual (interativa) do Geant4. As classes verdes são as obrigatórias, o programador precisa descrevê-las previamente para rodar toda a simulação. A qualidade da simulação está diretamente relacionada com a capacidade de detalhamento do programador. As azuis são ditas opcionais, por serem classes auxiliaadoras do programador, não sendo essenciais na simulação.

O Geant4 contém exemplos em diversas áreas que podem ser usados como ponto de partida para elaboração de novas aplicações.

Nas próximas seções serão abordados o sistema experimental e a descrição da implementação de cada componente (geometria, composição química, partículas de interesse, processos físicos e etc) deste sistema nos códigos de simulação utilizando o Geant4.

Figura 10 - Categoria de classes do Geant4



Legenda: As classes vermelhas são essenciais para a simulação, mas não é necessário que o programador as descreva. As classes verdes são obrigatórias e precisam ser descritas e as azuis são opcionais.

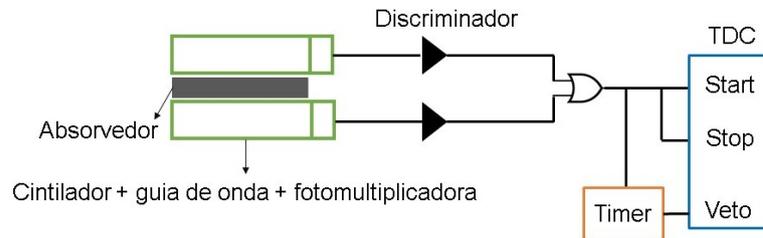
Fonte: GEANT COLLABORATION, p. 7 [2]. Adaptado pelo autor.

4 ARRANJO EXPERIMENTAL EM ESTUDO

4.1 Princípio de identificação dos píons cósmicos

O método de identificação dos píons dos raios cósmicos utilizado neste trabalho fundamenta-se no tempo de decaimento do pión dentro do sistema detector, que é composto por dois detectores (cintiladores + guia de onda + fotomultiplicadora) alinhados verticalmente com um conjunto de placas de chumbo e um sistema de eletrônica para a medição de sinal conforme o esquema da Figura 11. Uma descrição detalhada do sistema experimental é feita na seção 4.2.

Figura 11 - Diagrama básico do sistema experimental



Legenda: O sinal deixado pela partícula no detector, é direcionado ao discriminador que permite sua passagem se este for maior do que o limiar. Passando pelo discriminador, o sinal é direcionado a TDC (conversor digital de tempo, do inglês *Time to Digital Converter*) que aciona o temporizador (Start). Após a chegada de um segundo sinal, a TDC pausa o temporizados (Stop). O Timer é utilizado para gerar um tempo extra (“tempo morto”) após a chegada do primeiro sinal.

Fonte: O autor, 2022.

O pión sofre degradação de energia a cada interação com o meio em que se propaga. Quando ele penetra em um dos cintiladores, a energia depositada excita os átomos do meio que produzem fótons ópticos, como já foi abordado na seção 2.3. Estes são direcionados pela guia de luz à fotomultiplicadora que faz a conversão em sinal elétrico. É necessário que o pión perca energia e pare em um dos cintiladores ou no absorvedor para que haja alguma chance de detecção do sinal deixado pelo produto de seu decaimento. É por meio deste sinal que o pión é identificado.

Se este sinal for maior que o limiar adotado no discriminador então ocorrerá o disparo da TDC no tempo T_0 (start). Para evitar eventos em que sinais secundários são produzidos devido a efeitos do detector ou da instrumentação é utilizado um temporizador (Timer) para inibir (Veto) este sinal criando um “tempo morto” ao sistema, onde este permanece inoperante. Transcorrido este tempo, se o pión decair no primeiro cintilador, o sinal deixado pelo produto de seu decaimento irá finalizar (Stop) a TDC no tempo T_1 . Assim, o tempo de vida do pión será dado por $T_1 - T_0$. Se o pión passar pelo primeiro

cintilador iniciando T_0 , atravessar o absorvedor e decair no segundo cintilador em T_1 o tempo de vida média será determinado pela mesma diferença entre os tempos. No entanto, caso o pión deixe sinal no primeiro cintilador e pare no material absorvedor ainda é possível medir o tempo de vida média se o produto do seu decaimento escapar do absorvedor para o cintilador acima ou abaixo. No entanto, isso ocorrerá, mais provavelmente, se o decaimento ocorrer na região das bordas do material absorvedor.

O método de identificação adotado possui algumas limitações, pois se o pión passa pelo detector e deixa um sinal, este sinal será detectado apenas se houver um outro sinal deixado pelo múon que surge do seu decaimento.

Medir diretamente o tempo de decaimento de um único pión torna-se uma tarefa improvável considerando a metodologia utilizada. Em vista disto, o procedimento adotado para determinar o tempo de vida média consiste em métodos estatísticos, onde são medidos os tempos de vários píons provenientes dos sinais gerados nos cintiladores. A equação 36 caracteriza a quantidade de píons em função do tempo.

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_\pi}, \quad (36)$$

onde $N(t)$ representa o número de píons sobreviventes em quase repouso no detector em função do tempo t , N_0 representa o número de píons em $t=0$ e τ_π é o tempo de vida média do pión.

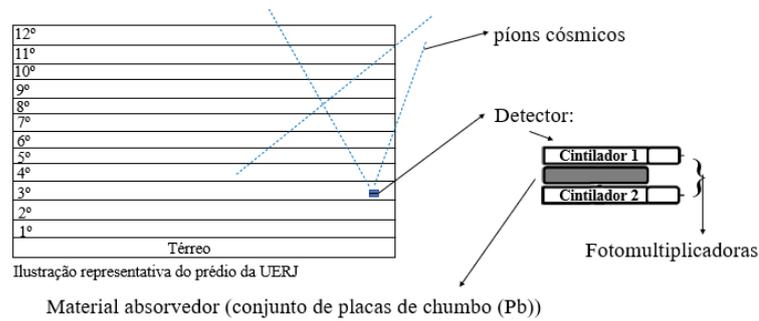
Espera-se que os dados coletados das diferenças de tempo T_1-T_0 entre os sinais gerados pelos píons tenha uma região de característica exponencial que se ajusta à eq.36 permitindo estimar o valor de τ_π . A integral da distribuição de eventos que corresponde a esta descrição exponencial é uma estimativa do número de píons identificados.

4.2 Sistema experimental

A simulação do arranjo experimental em estudo baseia-se num sistema detector que está localizado no Laboratório de Física Nuclear e Partículas (LFNP), no 3º andar do bloco F do Instituto de Física Armando Dias Tavares do prédio da UERJ. A Figura 12 ilustra a localização do sistema experimental e a Figura 13 é a imagem real de uma unidade detectora composta de: (A) material cintilador; (B) guia de luz e; (C) fotomultiplicadora.

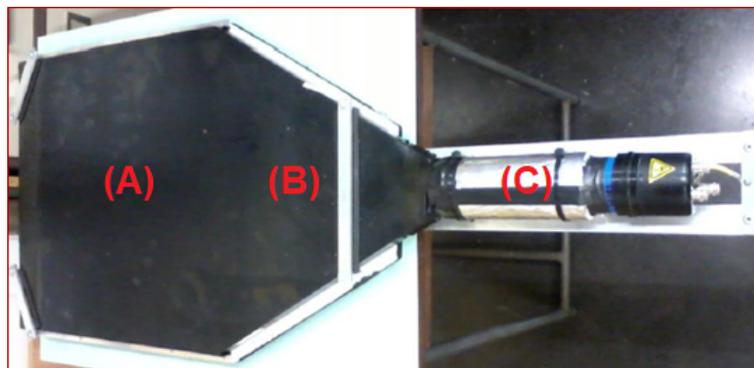
Nesta seção, são feitas discussões sobre cada um dos componentes deste arranjo experimental, bem como sua relevância na simulação.

Figura 12 - Esquema representativo do arranjo experimental e sua localização



Fonte: O autor, 2022.

Figura 13 - Unidade detectora composta por: material cintilador, guia de luz e fotomultiplicadora.



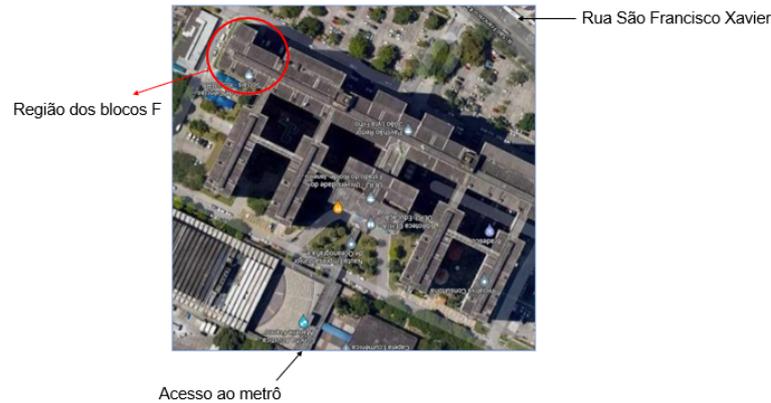
Legenda: Esta é uma imagem real de uma unidade detectora composta por: (A) material cintilador; (B) guia de luz e; (C) fotomultiplicadora.

Fonte: O autor, 2022.

4.2.1 Construção civil (prédio)

A Figura 14 mostra uma visão aérea da região da construção civil da UERJ onde está localizado o sistema de detecção (região destacada de uma parte do bloco F). O prédio é um componente de suma importância neste estudo e afeta, diretamente, o fluxo de píons dos raios cósmicos que chegam ao detector. Os píons que incidem verticalmente precisam percorrer desde a laje do 12º andar até o 3º andar para chegar ao primeiro cintilador. Esse fator limita, consideravelmente, o espectro de energia dos píons verticais. Isto sugere que os píons mais inclinados têm maior probabilidade de chegar ao sistema de detector, pois precisarão atravessar menos andares que os verticais.

Figura 14 - Visão aérea da construção civil da UERJ



Fonte: O autor, 2022.

4.2.2 Sistema detector

4.2.2.1 Cintilador

Os cintiladores utilizados nesse trabalho são cintiladores orgânicos plásticos (Poliviniltolueno, do inglês *Polyvinyltoluene*) compostos, basicamente, por carbono e hidrogênio, possuem área sensível $40 \times 40 \text{ cm}^2$ e 2 cm de espessura, modelo BC400 da fabricante Saint Gobain. Essa classe de cintilador é referência em pesquisas nas áreas de física nuclear e de partículas, devido à sua rápida constante de decaimento, aproximadamente 2,4 ns [25].

O mecanismo de funcionamento deste cintilador segue o mesmo processo de cintilação descrito na seção 2.3. A interação de uma partícula carregada com o material cintilador pode elevar os elétrons do meio à um alto estado de excitação, de modo que a energia absorvida seja proporcional à energia depositada pela radiação incidente. Os elétrons retornam ao estado fundamental rapidamente, por meio de um decaimento exponencial dado por

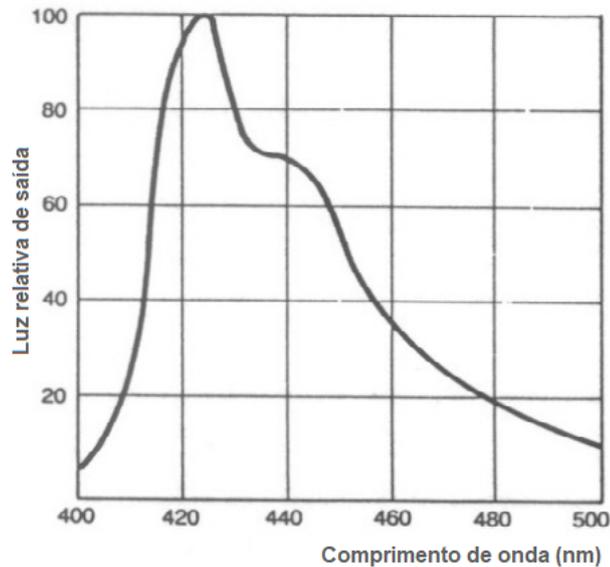
$$I(t) = I_0 f(t) e^{-t/\tau}, \quad (37)$$

onde $f(t)$ é uma função Gaussiana caracterizada por um desvio padrão que varia para cada tipo de material cintilante. O tempo de resposta dos cintiladores plásticos está relacionado com τ que é a constante de decaimento do material.

A energia liberada nesse decaimento é convertida em fótons ópticos, isto é, o cintilador torna-se transparente à radiação emitida. Esta luz de saída corresponde a aproximadamente 65% da emissão de luz do antraceno que é o material cintilador de referência [26]. O gráfico da Figura 15 mostra o espectro de emissão do cintilador BC400. Pode-se observar que o espectro de emissão está no intervalo de 400 nm e 500 nm, que corresponde ao espectro visível, onde o pico de intensidade de luz relativa de saída está na região do

violeta.

Figura 15 - Espectro de emissão do cintilador BC400 da Saint Gobain



Legenda: Esse espectro foi fornecido pelo fabricante.

Fonte: SAINT-GOBAN CRYSTALS, 2022 [26]. Adaptado pelo autor.

4.2.2.2 Fotomultiplicadora

A Figura 16 ilustra o princípio de funcionamento de uma fotomultiplicadora. A luz na forma de fótons ópticos, provenientes do cintilador, é direcionada através do guia de luz até a fotomultiplicadora. A chegada de um fóton no fotocátodo produz o efeito fotoelétrico e o elétron emitido é acelerado pelo campo elétrico, gerado pela tensão aplicada nos componentes da fotomultiplicadora, em direção aos dínodos onde ocorrerá a multiplicação do sinal (avalanche de elétrons).

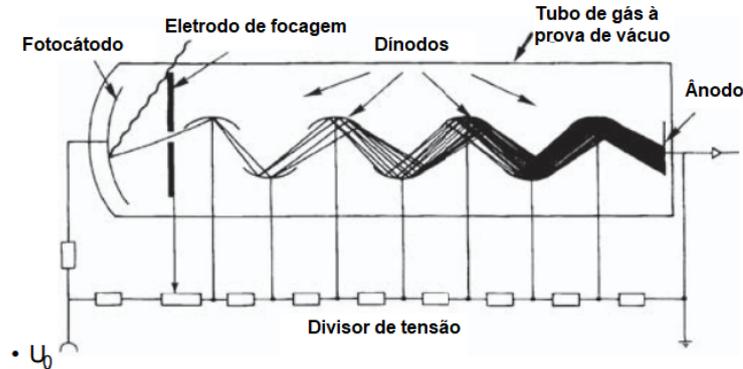
A sensibilidade radiante do cátodo $E(\lambda)$ para cada fotoelétron ejetado pode ser determinada por

$$E(\lambda) = \frac{e}{hc} \lambda \eta(\lambda), \quad (38)$$

onde λ [nm] é o comprimento de onda do fotoelétron, $\frac{e}{hc} = \frac{1}{1240}$ [AW⁻¹nm⁻¹] e $\eta(\lambda)$ é a eficiência quântica dada pela razão entre o número de elétrons ejetados pelo número de fótons incidentes no cátodo.

A fotomultiplicadora utilizada na simulação corresponde ao modelo XP2020 da fabricante *Photonis* [27]. O gráfico da Figura 17 mostra a relação da sensibilidade radiante

Figura 16 - Princípio de funcionamento da fotomultiplicadora

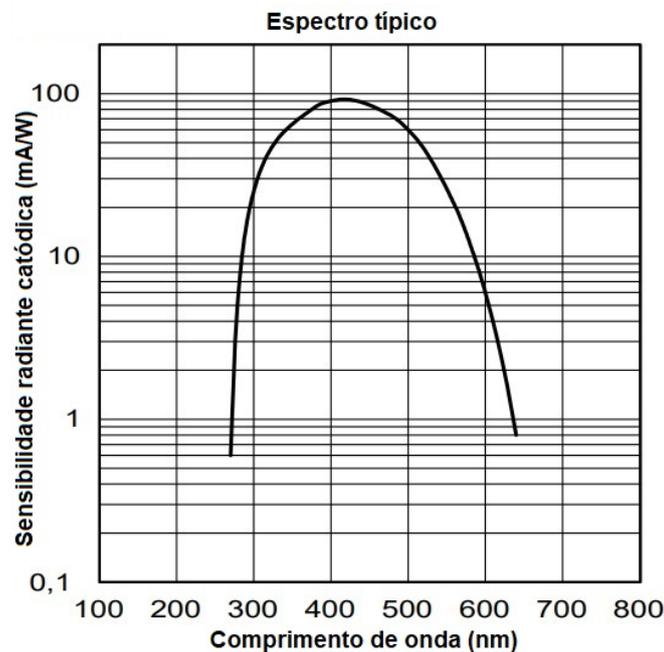


Legenda: O sistema de eletrodos é montado em um tubo de vidro a vácuo. A fotomultiplicadora geralmente é revestida por um material de alta permeabilidade contra campos magnéticos externos.

Fonte: GRUPEN; BORIS, 2008, p. 131 [18]. Adaptado pelo autor.

do cátodo em função do comprimento de onda dos fótons. Pode-se observar que este espectro cobre toda a região de emissão do cintilador utilizado (ver Figura 15).

Figura 17 - Espectro típico da fotomultiplicadora XP2020 da *Photonis*



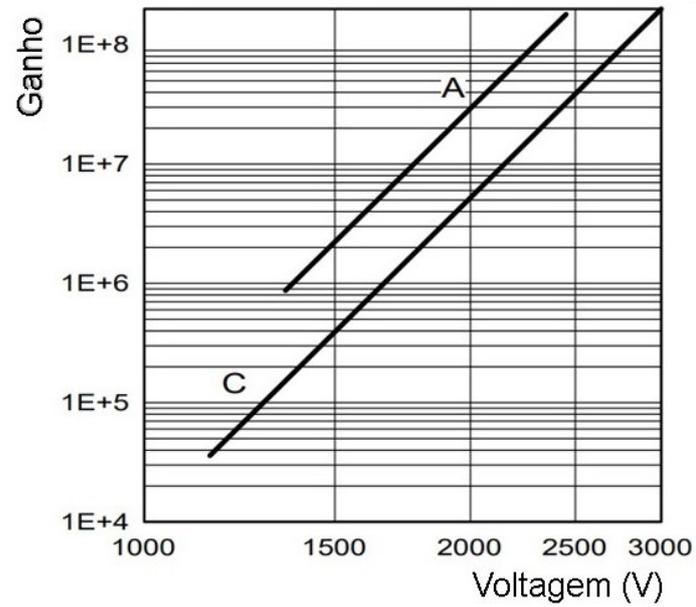
Legenda: O espectro de absorção desta XP2020 abrange, praticamente, toda a região do visível. Sua melhor resposta corresponde a 420 nm (região do violeta).

Fonte: PHOTONIS, 2007 [27]. Adaptado pelo autor.

O fator de ganho deste modelo (XP2020) está representado no gráfico da Figura 18. Observa-se que o ganho varia em função da tensão aplicada. A tensão utilizada no

LFNP é de 1600 V, que corresponde a um fator de ganho de 10^6 .

Figura 18 - Curva de ganho típico da fotomultiplicadora XP2020 da *Photonis*



Legenda: O ganho da fotomultiplicadora varia com a tensão aplicada.

Fonte: PHOTONIS, 2007 [27]. Adaptado pelo autor..

5 DESENVOLVIMENTO DA SIMULAÇÃO

O código do sistema experimental foi desenvolvido com o GEANT4 versão 10. Foi utilizado como base o exemplo B4C deste pacote, que constitui a geometria de um calorímetro genérico convenientemente adaptável para reproduzir o prédio da UERJ. Entretanto, diversas modificações e implementações foram realizadas e novas classes foram inseridas para modelar toda a estrutura necessária para simular as geometrias e processos físicos de interesse para obter as saídas de dados necessárias para as análises. A nova estrutura do código fonte é composta por vinte e oito arquivos, escritos em C++, separados em arquivos de declaração de variáveis cuja extensão é .hh e codificação propriamente dita cuja extensão é .cc.

5.1 Estrutura básica e funcionamento

A estrutura básica do código de simulação consiste nas seguintes classes principais:

- o **construtor de geometrias**, que é utilizado para descrever todos os volumes geométricos de interesse e definir as propriedades físicas de cada um. Nesse trabalho, os corpos em questão são os cintiladores plásticos, o material absorvedor, o prédio (construção civil) e o “mundo”. Essa classe define também parâmetros críticos para a resposta dos detectores e de propriedades dos fótons ópticos como sua propagação, reflexão, refração, absorção, além da produção da cintilação. A implementação de cada um desses volumes será abordada com mais detalhes na seção 5.3;
- o **gerador de partícula primária**, que é usado para definir a partícula primária de interesse e escolher sua energia, momento e posição inicial. Na simulação a partícula de interesse é o pión, e sua energia foi ajustada conforme as necessidades das análises. Porém o ajuste padrão segue o espectro diferencial da Figura 4 da seção 1.3.1 e que será melhor abordado no capítulo 6. A posição e a direção do momento da partícula foram também ajustados conforme as análises;
- a **lista de processos físicos do usuário**, é utilizado para definir os processos físicos mais relevantes de acordo com as partículas de interesse e os volumes definidos. Os processos físicos implementado são aqueles apresentados no capítulo 2 e processos básicos de interações hadrônicas na faixa de energia entre MeV e alguns GeV;
- o **propagador de colisões**, que é usado para propagar e monitorar os passos da partícula através dos volumes. Por meio deste, torna-se possível registrar as informações de interesse de acordo com as interações, tais como, a energia depositada, a

posição, o momento e identidade da partícula;

- o **digitalizador de sinal**, que faz a conversão dos fótons produzidos no cintilador que chegam à fotomultiplicadora em sinais elétricos. Esta é a última etapa da simulação de um evento, onde é aplicado um fator de multiplicação a cada fotoelétron e o sinal é formado seguindo a distribuição temporal da chegada dos fótons ao fotocátodo. Este módulo também define um limiar de discriminação do sinal elétrico;
- o **armazenamento de dados**, que é utilizado para definir e controlar a entrada de dados e histogramas com as informações de interesse. Na simulação, as informações são armazenadas em arquivos formatados pelo ROOT para fazer as análises.

5.2 Processos físicos simulados

Na simulação foram inclusos os processos físicos expostos no capítulo 2 por meio de algumas bibliotecas disponíveis no Geant4, são elas:

- **G4EmStandardPhysics_option4**, que é utilizado para seleção de processos físicos eletromagnéticos mais precisos de conjuntos de modelos padrão e de baixa energia, tais como perda de energia por partículas carregadas, efeito fotoelétrico, compton, produção de pares, ionização, dentre outros;
- **G4DecayPhysics**, que é usado para os definir os canais de decaimento das partículas, como por exemplo o decaimento fraco, eletromagnético, dentre outros;
- **G4HadronPhysicsFTFP_BERT**, que gerencia as interações hadrônicas, tais como espalhamento elástico e inelástico, fissão, captura, decaimento radioativo, dentre outros;
- **G4OpticalPhysics**, que é utilizado para os processos de Cherenkov e cintilação.

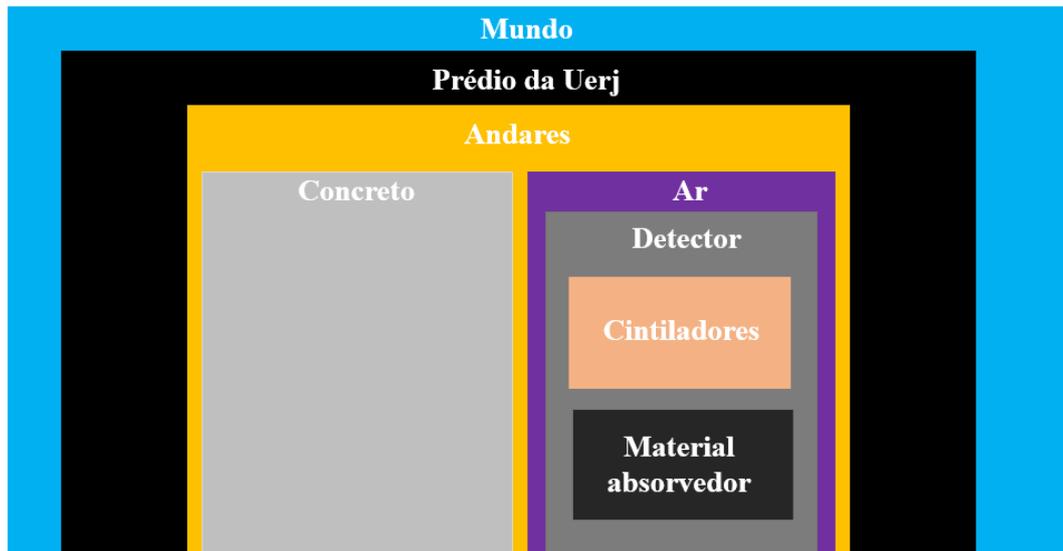
Levando em consideração os volumes sensíveis (cintiladores e fotomultiplicadora) e o tipo de partícula primária, pión, estes são os processos mais relevantes da interação dessa partícula com a matéria.

5.3 Implementação da geometria

O esquema representado na Figura 19 mostra como os volumes estão inseridos na simulação. O volume chamado “mundo”, em azul é um prisma retangular transpa-

rente, cujas dimensões largura, comprimento e altura são 30,00 m x 276,00 m x 51,84 m, respectivamente. A seguir, cada um dos demais volumes será abordado separadamente.

Figura 19 - Representação estrutural dos volumes na simulação



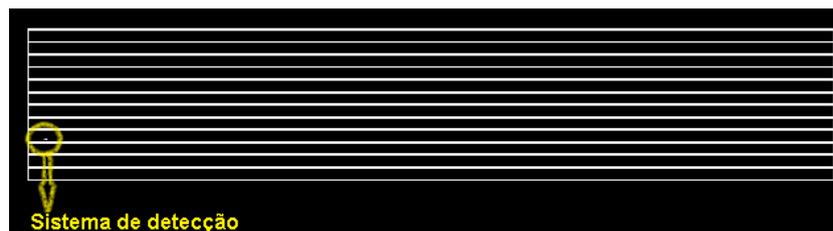
Legenda: Nessa representação cada volume foi representado com uma cor com a finalidade de os distinguir visualmente nesta Figura, não sendo necessariamente as cores destes volumes na simulação.

Fonte: O autor, 2022.

5.3.1 Construção civil

A Figura 20 mostra a visão lateral da construção civil (prédio da UERJ) implementada na simulação. Suas dimensões são de 25,00 m x 230,00 m x 43,20 m. Esses valores foram estimados a partir do tamanho real da região do prédio onde o sistema de detecção está localizado.

Figura 20 - Imagem da região simulada do prédio da UERJ extraída do Geant4



Legenda: A região simulada do prédio da UERJ começa a partir do 1º andar até a laje do 12º andar. Suas dimensões são de 25,00 m x 230,00 m x 43,20 m.

Fonte: O autor, 2022.

Na simulação o prédio (em preto) foi feito com doze andares e, cada andar com piso de concreto (material G4_concrete) de densidade $2,5 \text{ g/cm}^3$ e $0,30 \text{ m}$ de espessura separados por uma coluna de ar (material G4_ar) de $3,30 \text{ m}$ e densidade $0,00120479 \text{ g/cm}^3$. As tabelas 1 e 2 mostram as frações de diferentes elementos que compõem concreto e ar, respectivamente.

Tabela 1 - Fração de cada elemento que compõe o concreto utilizado na simulação

Elemento	Fração
Hidrogênio	0,01
Silício	0,337021
Carbono	0,001
Potássio	0,013
Oxigênio	0,529107
Cálcio	0,044
Sódio	0,016
Ferro	0,014
Magnésio	0,002
Alumínio	0,033872

Fonte: O autor, 2022.

Tabela 2 - Fração de cada elemento que compõe o ar utilizado na simulação

Elemento	Fração
Carbono	0,000124
Nitrogênio	0,755268
Oxigênio	0,231781
Argônio	0,012827

Fonte: O autor, 2022.

A classe G4NistMaterialBuilder descreve as composições dos materiais G4_concrete e G4_ar, elas foram extraídas do banco de dados do NIST DB on Atomic Weights and Isotope Compositions [28].

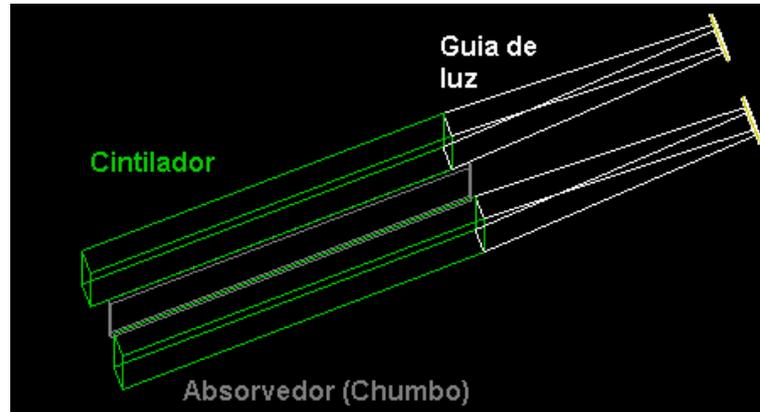
5.3.2 Sistema de detecção

5.3.2.1 Cintiladores

Os cintiladores plásticos representados na Figura 21 são paralelepípedos de bases quadradas de dimensões de $40,00 \text{ cm} \times 40,00 \text{ cm}$, $2,50 \text{ cm}$ de espessura e densidade de

1,032 g/cm³. Cada um deles está acoplado a um guia de luz de formato trapezoidal com dimensões 7,5 cm (base menor), 40 cm (base maior) e 2,5 cm (espessura). As tabelas 3 e 4 mostram a composição física dos cintiladores e algumas propriedades de respostas, respectivamente.

Figura 21 - Imagem dos cintiladores e das guias de luz extraídos do Geant4



Legenda: Cada um dos cintiladores (cor verde) alinhados verticalmente com o absorvedor de chumbo (cinza) estão acoplados a um guia de luz (branco) e a fotomultiplicadora (amarelo).

Fonte: O autor, 2022.

Tabela 3 - Composição molecular do material cintilador plástico utilizado na simulação

Elemento	Quantidade
Carbono	9
Hidrogênio	10

Legenda: Este material cintilador plástico é um hidrocarboneto composto basicamente por carbono e hidrogênio.

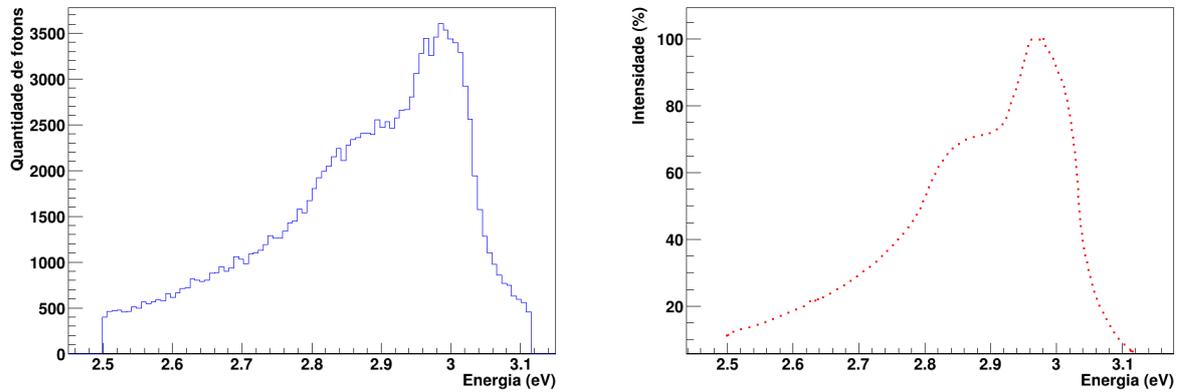
Fonte: O autor, 2022.

Tabela 4 - Propriedades do cintilador plástico utilizado na simulação

Propriedades	Resposta
Rendimento de cintilação	10,0/KeV
Escala de resolução	1,0
Constante de tempo rápido	1,0 ns
Constante de tempo lento	10,0 ns
Rendimento	0,8

Fonte: O autor, 2022.

Figura 22 - Espectro de emissão dos cintiladores na simulação e do fabricante



(a) Espectro simulado

(b) Espectro do fabricante

Legenda: Espectro de emissão de fótons do cintilador BC-400 da Saint Gobain.

Fonte: O autor, 2022.

O espectro de emissão do cintilador foi reproduzido conforme a Figura 15 da seção 4.2.2.1. O gráfico representado na Figura 22 mostra o espectro de emissão dos cintiladores na simulação (A) e o espectro fornecido pelo fabricante (B), ambos em função da energia dos fótons. Observa-se que há uma consistência entre os espectros simulado e experimental.

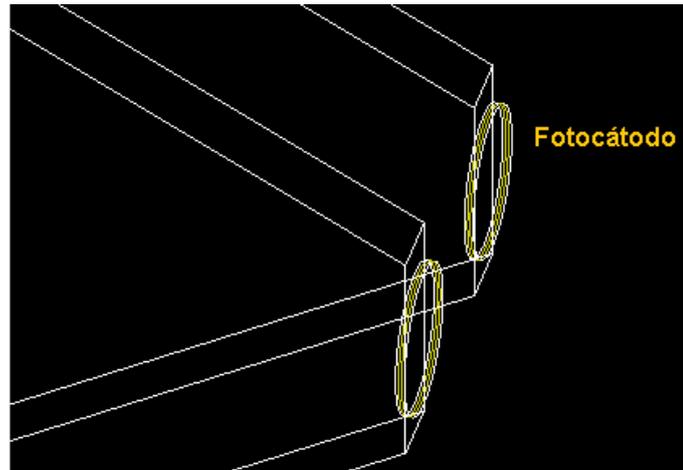
Mais informações sobre a implementação das propriedades do cintilador e do guia de luz podem ser consultadas na referência [29].

5.3.2.2 Fotomultiplicadora

Em relação à fotomultiplicadora, a geometria implementada na simulação consiste apenas na estrutura do fotocátodo representado na Figura 23. Ele é formado por um fino disco metálico de 2,6 cm de raio embutido em um disco de vidro. A resposta espectral do fotocátodo tem como base aquela apresentada na Figura 17 da seção 4.2.2.2. Neste caso o espectro de absorção da fotomultiplicadora não foi implementado detalhadamente. Foi apenas definida uma janela de sensibilidade do fotocátodo indo de 300 nm a 600 nm, com a eficiência quântica variando de 0,20 a 0,25 no mesmo intervalo. O espectro de emissão do cintilador é mais estreito do que o de sensibilidade do fotocátodo, o que torna desnecessária a descrição detalhada. Mais detalhes sobre o espectro de absorção da fotomultiplicadora podem ser consultados na referência [29].

Quando os fótons ópticos produzidos no cintilador chegam no fotocátodo, eles têm uma probabilidade de interagir via efeito fotoelétrico. O sinal devido a esses elétrons

Figura 23 - Imagem do fotocátodo extraída da simulação



Legenda: O fotocátodo implementado é um fino disco metálico de 2,6 cm de raio embutido em um disco de vidro.

Fonte: O autor, 2022.

liberados do fotocátodo é então multiplicado no interior da fotomultiplicadora por um fator de ganho de 10^6 para cada elétron ejetado (do fotocátodo). Na simulação foi adotado um limiar de 15 mV para distinguir os sinais deixados pelas partículas dos sinais de ruídos produzidos pelo sistema, caso o sinal seja maior que o limiar ele é registrado, do contrário é descartado.

Mais informações sobre a implementação das propriedades da fotomultiplicadora podem ser consultadas no código da simulação presente na referência [29].

5.4 Informações armazenadas

As informações armazenadas constituem a síntese do evento, esta é a etapa onde a simulação reúne todas as informações a respeito das partículas de interesse,

- Theta e Phi, que reúnem as distribuições angulares iniciais em θ e em φ , respectivamente;
- Px, Py e Pz, que são utilizados para armazenar as componentes do momento inicial do pión;
- X, Y e Z, que contêm a posição inicial do píons no espaço cartesiano;
- AbsPionDecay, que guarda o número de píons que decaíram por andar;
- AbsPionPassed, que armazena o número de píons que passaram em cada andar;

- AbsXPosition, AbsYPosition e AbsZPosition, são utilizados para guardar a localização do decaimento do pión em cada andar;
- ScintkineticPionEnergy, armazena o valor da energia cinética do píons ao passar em cada detector;
- ScintMX_Pion, ScintMY_Pion e ScintMZ_Pion, que guardam as informações da direção do pión quando ele passa pelo detector;
- ScintTheta_Pion e ScintPhi_Pion, que reúnem os valores dos ângulos θ e ϕ dos píons que chegam ao detector, respectivamente;
- ScintPionPassed e ScintPionDecay, armazenam o número de píons que passaram no detector e o número dos que decaíram no mesmo, respectivamente;
- ScintMuonPassed e ScintMuonDecay, que reúnem número de múon que passaram no detector e o número dos que decaíram no mesmo, respectivamente;
- DetabsPionPassed e DetabsPionDecay, que guardam as informações do número de píons que passaram no material absorvedor e o número dos que decaíram mesmo;
- GapPionPassed e GapPionDecay, que armazenam informações sobre a passagem e decaimento no ar.

Esses dados são armazenados ao final de todos os eventos gerados e salvos em um formato chamado “ROOT Tree” [30] para a análise de dados.

6 SIMULAÇÕES E ANÁLISE DOS DADOS

A metodologia adotada para estudar a resposta do sistema de detecção aos píons da radiação cósmica consiste, basicamente, em três etapas descritas a seguir.

1. Estimativa dos parâmetros críticos do detector (unidade detectora):
 - a resolução temporal do detector;
 - a eficiência do detector.
2. Análise e estimativa de desempenho do sistema detector:
 - aceitação energética dos píons;
 - estimativas da eficiência do sistema em função do ângulo de incidência e da energia dos píons.
3. Análise dos parâmetros de influência nas medidas do fluxo de píons cósmicos:
 - impacto do prédio da UERJ sobre o fluxo de píons dos raios cósmicos no sistema experimental;
 - estimativa do fluxo de píons dentro do prédio e fora dele.

6.1 Análise de desempenho do detector

A resolução temporal é um critério importante para classificar um detector quanto à sua qualidade [18]. No caso deste trabalho, é um parâmetro fundamental, pois é através de medidas de tempo que se estabelece a discriminação dos píons. A cada partícula incidente há uma flutuação da resposta no tempo que é inerente à sua posição no detector, ao processo de cintilação, à geometria do detector e ao processamento do sinal. A soma desses e outros fatores leva a uma distribuição normal (ou gaussiana), representada pela equação:

$$f(t) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} e^{-(t-t_0)^2/2\sigma_t^2}, \quad (39)$$

onde t_0 é o tempo médio da curva gaussiana, σ_t é a dispersão.

A resolução temporal Δt do detector é determinada pela largura a meia altura, *full width at half maximum* (FWHM), lembrando que $\Delta t_{\text{FWHM}} = 2,3548 \sigma_t$ [18].

A eficiência do detector também é um fator de importância para a medida. Ela é definida como a probabilidade p de detectar uma determinada quantidade N_2 de partículas

absorvidas daquelas N_1 que passam pelo detector. Essa probabilidade pode ser estimada por,

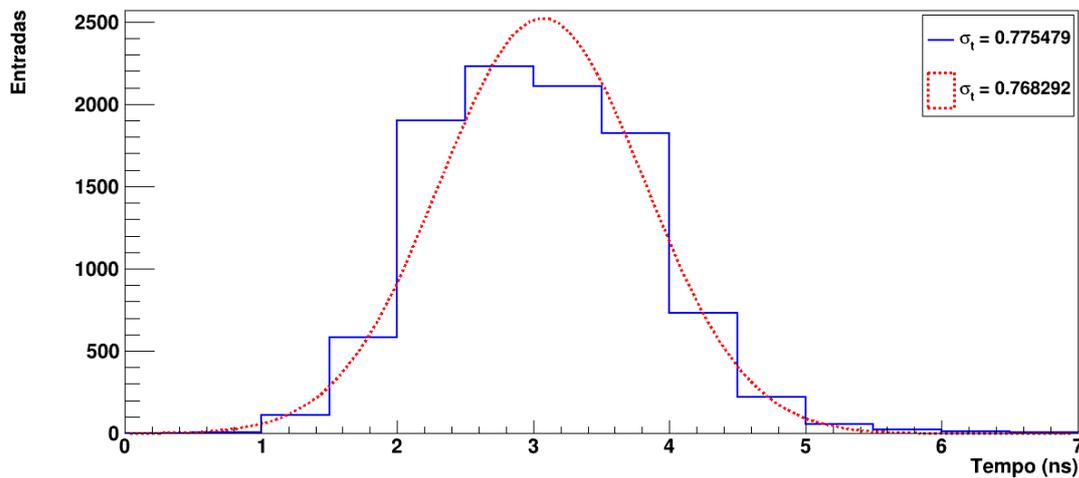
$$p = \frac{N_2}{N_1} \quad (40)$$

e sua incerteza σ_p pode ser dada por [31],

$$\sigma_p = \sqrt{\frac{(N_2 + 1)(N_2 + 2)}{(N_1 + 2)(N_1 + 3)} - \frac{(N_2 + 1)^2}{(N_1 + 2)^2}} \quad (41)$$

Para estimar a resolução temporal e a eficiência do detector foi gerada uma amostra de 10.000 eventos de μ^+ com energia primária variando randomicamente no intervalo de 800 MeV a 2000 MeV, lançados verticalmente para baixo (-z) e imediatamente acima do primeiro detector sobre toda sua superfície, tendo como referência o ponto (0,0,0) no centro do detector. Embora seja adotado o limiar de 15 mV como valor nominal, também foi feita sua variação em intervalos [5 - 100, 125 - 200 e 300] mV para avaliar o comportamento da eficiência e da resolução temporal frente a este parâmetro. A resolução temporal foi obtida da largura da distribuição dos tempos em que o sinal ultrapassa o limiar de discriminação estabelecido, em relação ao tempo $t = 0$ do início do evento. A Figura 24 mostra a distribuição dos tempos para o limiar de 15 mV. Os dados possuem

Figura 24 - distribuição de tempos para o limiar de 15 mV



Legenda: A curva representa um ajuste gaussiano aos dados, indicando um desvio padrão de 0,77 ns.

Fonte: O autor, 2022.

um comportamento que é característico de uma função gaussiana, cuja dispersão (σ_t) é de aproximadamente 0,77 ns. O valor estimado para a resolução do detector é de $\Delta t_{FWHM} = 1,81$ ns e o valor da eficiência foi de 100%. Estes valores são relativos ao limiar de 15 mV,

que é comumente utilizado nesse tipo de detectores para uma boa relação entre corte de ruídos e preservação de sinais. Os valores para outros limiares são apresentados na tabela 5. Nota-se que a resolução temporal tende a melhorar com o aumento do limiar, o que pode ser explicado pela seleção de sinais maiores, cujo rápido tempo de subida permite uma maior resolução temporal. A eficiência, por outro lado, mantém-se estável e muito próximo a 100%, até cerca de 175 mV, quando começa a cair chegando a zero em 300 mV. Como resultado, o limiar de 15 mV mostra-se bem seguro no que se refere à eficiência e a resolução temporal é suficiente na identificação de píons como apresentado na seção seguinte.

Tabela 5 - Valores de resolução e eficiência do detector variando o limiar

Limiar (mV)	Resolução (ns)	Eficiência (%)
5	1,77	100 ± 0
15	1,82	100 ± 0
25	1,80	99,99 ± 0,01
35	1,66	99,97 ± 0,01
100	0,97	99,77 ± 0,01
125	0,75	99,29 ± 0,01
150	0,64	99,71 ± 0,01
175	0,82	99,83 ± 0,01
180	0,55	94,95 ± 0,01
185	0,85	92,31 ± 0,01
300	-	0

Fonte: O autor, 2022.

6.2 Análise de desempenho do sistema experimental

O estudo da aceitação energética (A_c) do sistema experimental consiste em determinar a região de energia que o arranjo experimental detecta os píons. Basicamente, consiste na razão

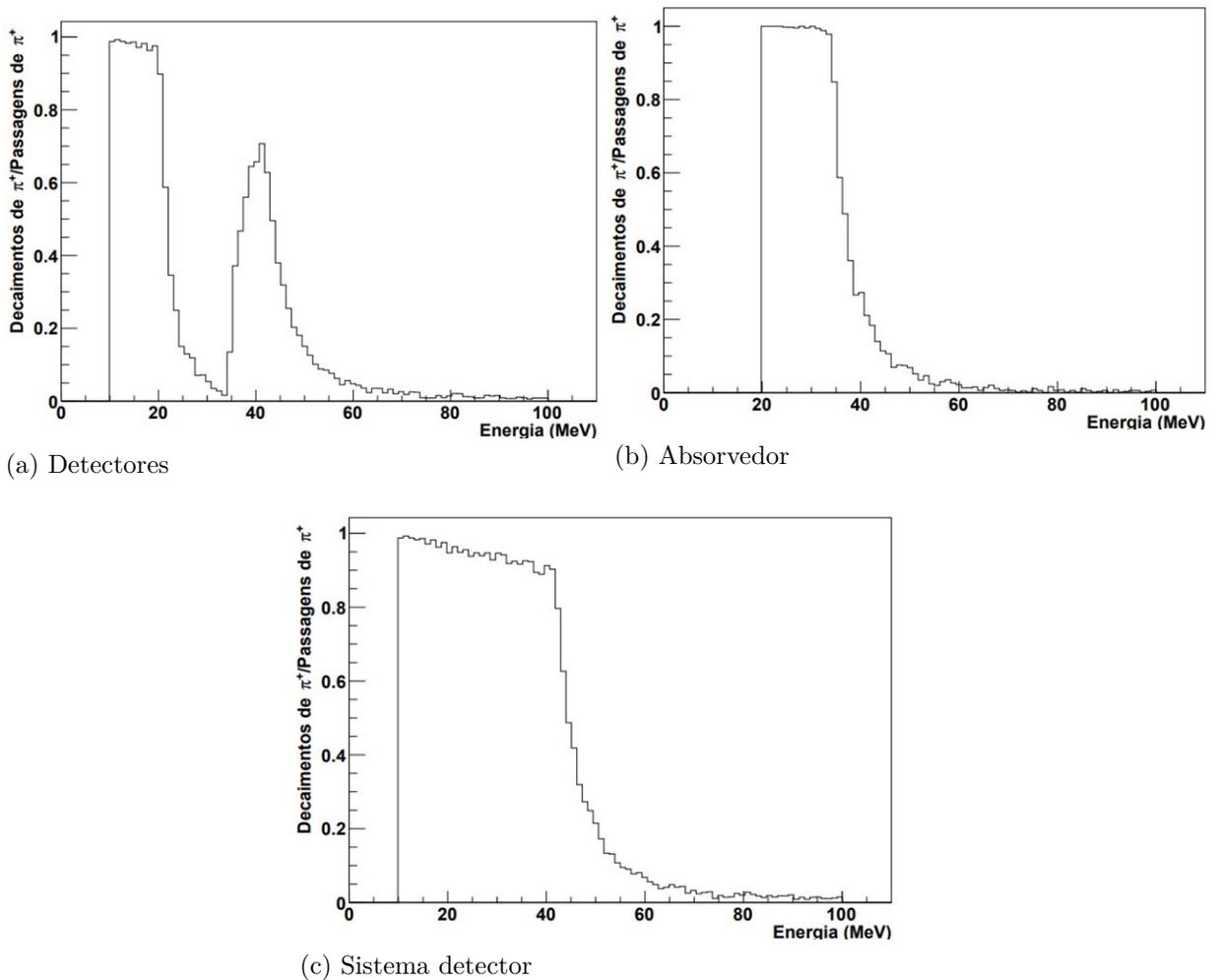
$$A_c = \frac{N_d}{N_p}, \quad (42)$$

onde N_p é o número de píons que chegam no sistema experimental e N_d decaem dentro dele.

Para estimá-la, foi realizada uma rodada de 100 mil eventos de π^+ sobre o primeiro detector, com energia variando randomicamente no intervalo de 10 MeV até 2000 MeV, verticalmente para baixo (-z) sobre toda a superfície do primeiro detector.

Os gráficos da Figura 25 mostram a aceitação dos píons que decaem nos detectores (a), no material absorvedor (b) e no sistema de detecção como um todo (c), em função da energia. Píons com energia na região de 10 MeV a 20 MeV decaem majoritariamente no primeiro detector, aqueles com energia entre 20 MeV e 40 MeV param no absorvedor (chumbo), e entre 40 MeV e 50 MeV decaem no segundo detector. Píons acima de 50 MeV possuem energia suficiente para atravessar todo o sistema experimental.

Figura 25 - Aceitação do sistema de detecção em função da energia do pión



Legenda: Píons no intervalo de energia de (10, 20) MeV (gráfico (a)) decaem no primeiro detector, no intervalo de (20, 40) MeV eles decaem no material absorvedor (gráfico (b)), de (40, 50) MeV os píons param no segundo detector (gráfico (a)) e acima deste intervalo eles possuem energia o suficiente para atravessar todo o sistema experimental. A janela de aceitação do sistema detector está contida no intervalo de 10 MeV a 50 MeV (gráfico (c)).

Fonte: O autor, 2022.

Na Figura 25(c) observa-se que os píons que decaem no sistema experimental são de uma pequena região de energia, que é de 10 MeV a 40 MeV. Ou seja, o sistema é sensível

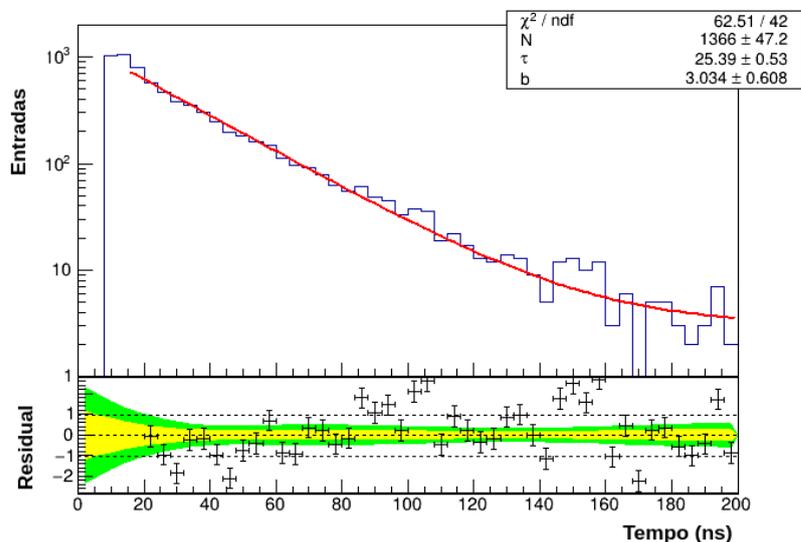
apenas a uma estreita região do espectro dos píons cósmicos. Esta janela de aceitação pode ser ampliada incluindo mais quantidades de material absorvedor e unidades detectoras.

Na seção anterior verificamos que a resolução temporal do detector é da ordem de 1 ns, dependendo do limiar de discriminação. Porém, no método adotado neste trabalho, a capacidade de identificação do pión é medida pela temporização entre sinais. A Figura 26 mostra o gráfico da diferença temporal entre o primeiro sinal deixado pelo pión e o segundo sinal deixado pelo múon que surge do decaimento do pión (seção 4.1). Este gráfico possui uma região temporal com comportamento característico de uma distribuição exponencial, de modo que é possível fazer um ajuste de função descrito pela equação:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} + b \quad (43)$$

onde, $N(t)$ é o número de píons remanescentes após um instante de tempo t , N_0 é a quantidade inicial de píons no tempo $t = 0$ e b é um coeficiente linear, que no gráfico, caracteriza uma região de distribuição uniforme correspondente a um fundo de ruído aleatório. Fazendo o ajuste da função aos dados (Figura 26) obtém-se o tempo de vida média de $\tau = (25,4 \pm 0,5)$ ns, que é consistente com o valor de referência do Particle Data Group [1] de 26 ns.

Figura 26 - Tempo de vida média do pión



Legenda: O ajuste de função que melhor descreve o comportamento dos dados deste histograma é um a função exponencial com tempo característico τ , que é justamente o tempo de vida média da partícula. O coeficiente linear b , caracteriza uma distribuição uniforme. O gráfico residual é obtido pela diferença entre os dados do histograma e os dados do ajuste. O limiar utilizado nesses dados é de 15 mV

Fonte: O autor, 2022.

Distribuições de tempo do mesmo tipo podem ser utilizadas para estimar a eficiên-

cia de identificação de píons. Como vimos, a aceitação varia com a energia, mas também há uma dependência com o ângulo de incidência. A eficiência $E_f(E, \theta)$ é definida por,

$$E_f(E, \theta) = \frac{N_d(E, \theta)}{N_p(E, \theta)}, \quad (44)$$

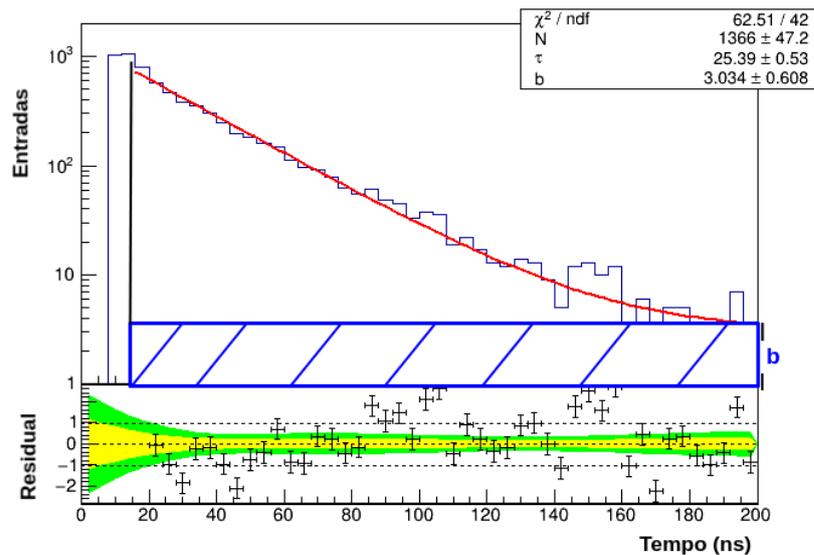
sendo $N_d(E, \theta)$ o número de píons detectados e $N_p(E, \theta)$ é o número de píons que passam pelo primeiro detector.

O método utilizado para determinar $N_d(E, \theta)$ consiste na diferença entre a área $I(t)$ abaixo da curva exponencial pela área A (Figura 27) da região uniforme caracterizada pelo coeficiente b ,

$$N_d = I(t) - A, \quad (45)$$

sendo $A = b \cdot (200 - 15)$.

Figura 27 - Distribuição dos píons que decaem no detector - N_d



Legenda: O valor de N_d é obtido pela diferença entre o valor da integral do ajuste nesta região temporal e a área da região uniforme do gráfico caracterizada pelo parâmetro b (área hachurada azul).

Fonte: O autor, 2022.

Para a medida da eficiência do sistema de detecção foram geradas 14 amostras com 100 mil eventos cada uma sobre o primeiro cintilador de acordo com a seguinte parametrização:

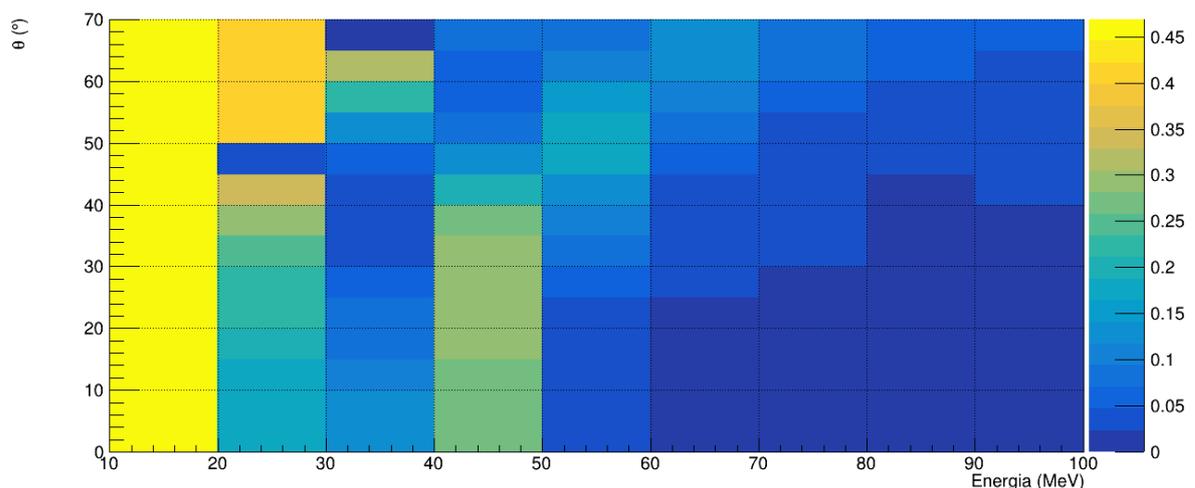
- altura fixa de 1 cm acima do primeiro cintilador e posição variando randomicamente sobre a superfície deste;
- ângulo zenital θ variando de 5° em 5° no intervalo de 0° a 65° e ângulo azimutal ϕ

variando de 0° até 360° , a referência adotada é o sistema de coordenadas esféricas;

- energia variando aleatoriamente no intervalo de 10 MeV a 100 MeV, que inclui a região de aceitação energética.

A Figura 28 mostra a dependência da eficiência do sistema de detecção em relação à energia E e ao ângulo zenital θ . Como pode ser observado, o sistema de detecção possui maior eficiência na faixa de energia entre 10 MeV e 20 MeV. Esta é a região na qual os píons decaem no primeiro detector, observa-se que a eficiência não possui variação significativa mesmo para diferentes valores de ângulo neste intervalo de energia. No entanto, há variações na eficiência para diferentes intervalos de θ para regiões energéticas a partir de 20 MeV. Conforme observado no gráfico da Figura 25, os píons com energia a partir de 20 MeV conseguem atravessar o primeiro detector, mas decaem no material absorvedor, por este motivo a eficiência deveria diminuir consideravelmente na região de energia de 20 MeV a 40 MeV, mas este comportamento não é observado no intervalo de (20, 30) MeV, porque píons mais inclinados percorrem um caminho maior no primeiro detector e acaba decaindo dentro dele. Porém, também é possível observar que neste mesmo intervalo de (20, 30) MeV há uma região escura em $(45^\circ, 50^\circ)$ onde o valor da eficiência é muito baixo, esse comportamento é devido a píons que atravessam o primeiro detector, mas percorrem um caminho maior no material absorvedor e decaem dentro dele, com poucos produtos que alcançam os cintiladores.

Figura 28 - Eficiência do sistema detector em função da energia e de θ



Legenda: A barra de cores na lateral representa o valor da eficiência para cada região de energia e de ângulo θ .

Fonte: O autor, 2022.

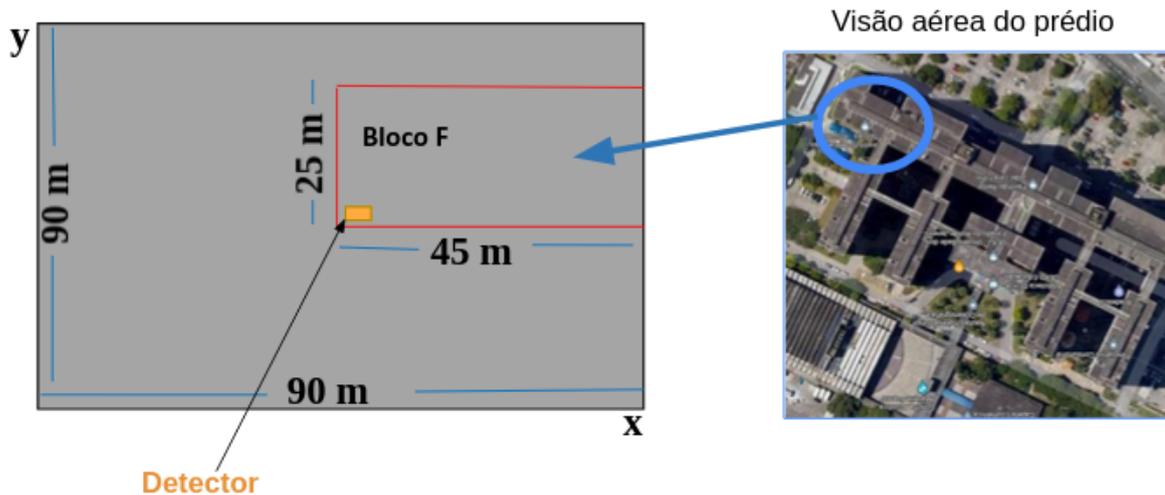
Os valores de eficiência em função de E e θ da Figura 28 serão utilizados no capítulo

7 para fazer a estimativa do fluxo de píons no sistema de detecção.

6.3 Análise dos parâmetros de influência na medida do fluxo de píons

Nesta etapa foi selecionada uma área de $90\text{ m} \times 90\text{ m}$ em relação a localização do prédio, conforme ilustrado na Figura 29, tendo a posição do detector como ponto central.

Figura 29 - Esquema de lançamento dos píons acima do prédio



Fonte: O autor, 2022.

Foram lançados $2,98 \cdot 10^8$ píons a partir de uma altura fixa de 1 cm acima da laje do 12° andar do prédio, sobre toda área delimitada e com distribuição angular $\cos^2(\theta)$. Esta é própria dos múons dos raios cósmicos e foi utilizada como aproximação para os píons, considerando que os múons surgem do seu decaimento e à falta de referências sobre sua distribuição angular. A variação para θ está no intervalo de 0° a 90° .

O espectro de energia dos píons cósmicos implementado na simulação foi o da Figura 4 da seção 1.3.2. O fluxo $F(E)$ possui um decaimento em potência dado por:

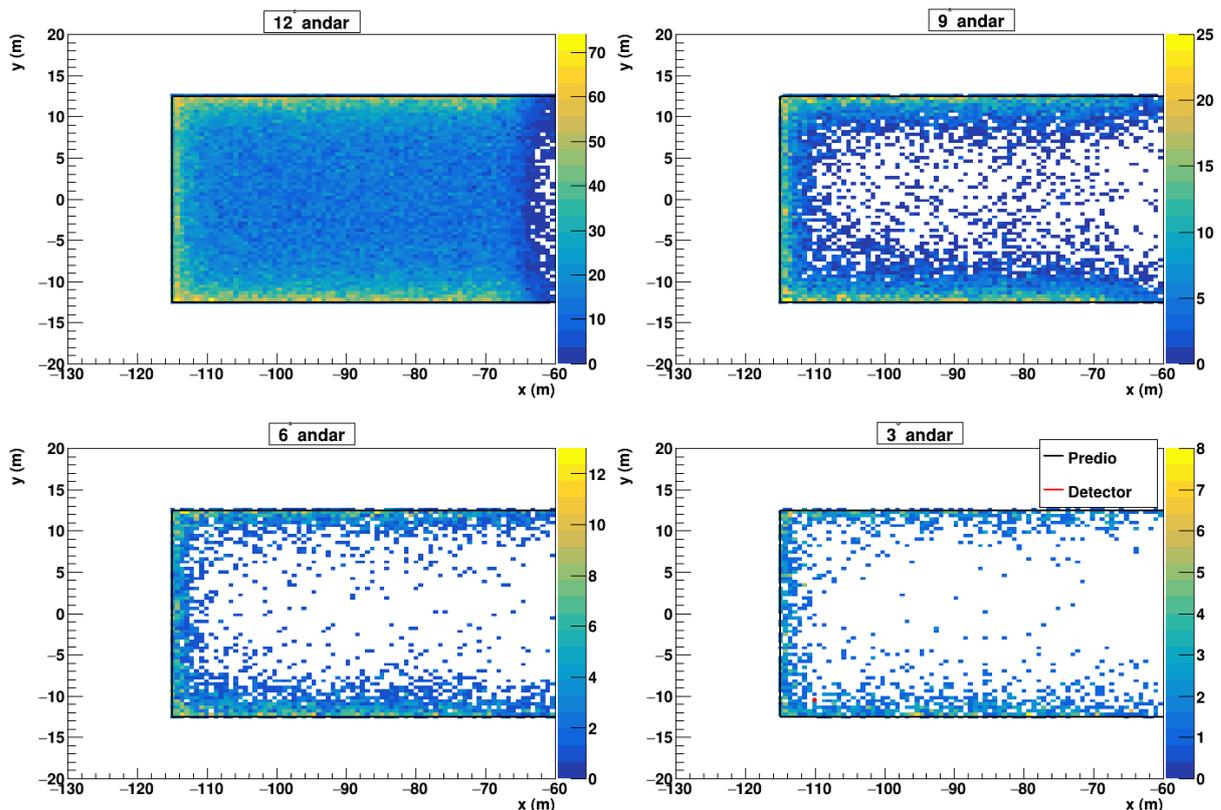
$$F(E) = 5,689 \cdot 10^{-5} E^{-2,564}. \quad (46)$$

Na mesma referência [3] de onde esta Figura 4 foi retirada, há alguns gráficos que mostram o comportamento da curva do espectro diferencial de alguns hádrons, como por exemplo o próton e o nêutron em que há um declínio na curva que descreve o fluxo diferencial na região de mais baixas energias, acredita-se que o espectro dos píons sigam o mesmo comportamento. Porém, como não há dados experimentais sobre o fluxo de píons para baixas energias, o mesmo comportamento da região de 10 GeV foi estendido para a

região de mais baixas energias (a partir de 10 MeV). Foi constatado que os píons abaixo de 100 MeV, não conseguem chegar ao detector porque decaem nas camadas superiores ao terceiro andar do prédio ou no ar. Para valores maiores de energia o fluxo é muito baixo.

Uma forma de estudar a influência do prédio sobre o fluxo medido pelo sistema de detecção é analisar a absorção dos píons em cada andar. A Figura 30 mostra o número de píons que decaem no plano dos andares 12°, 9°, 6° e 3°.

Figura 30 - Posição de decaimento do pión nos andares 12°, 9°, 6° e 3°



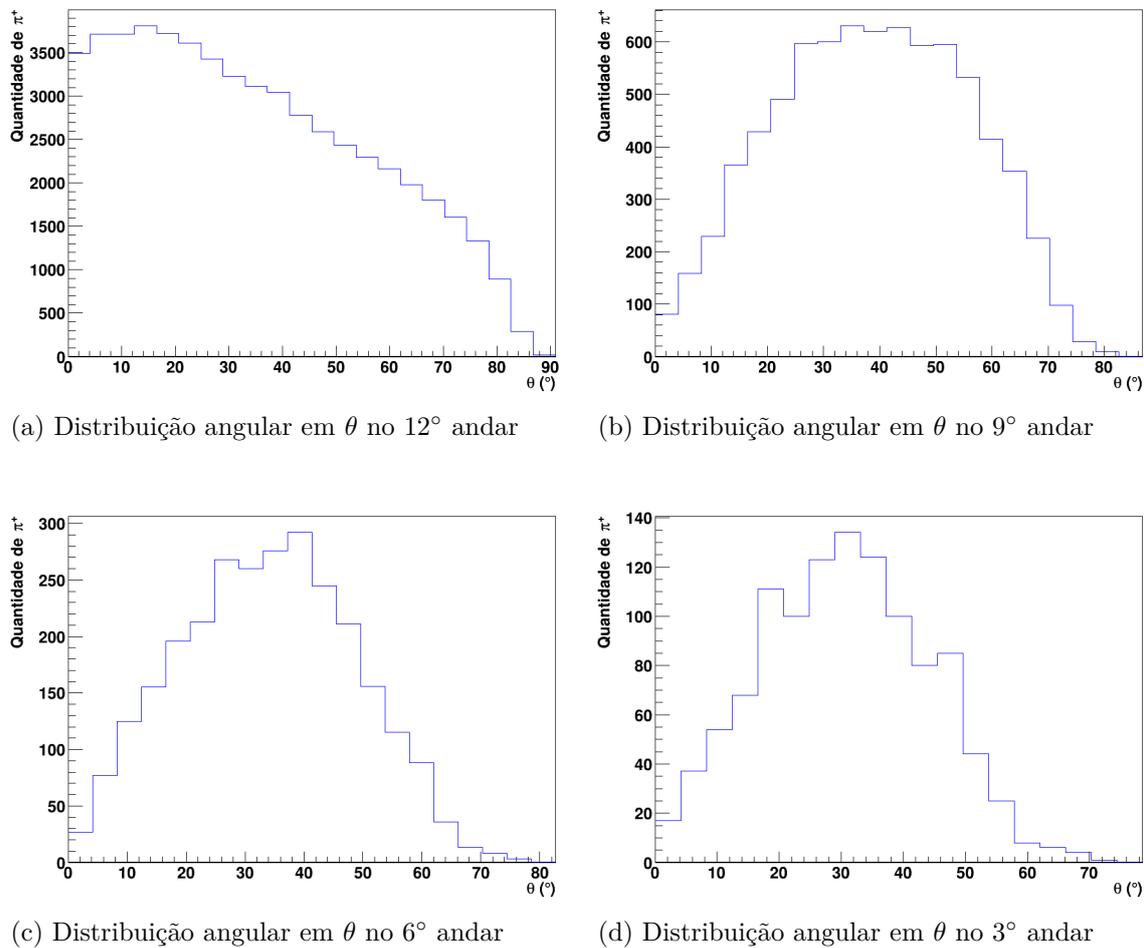
Legenda: Pisos dos andares 12°, 9°, 6° e 3° do prédio da UERJ. O detector encontra-se no 3°. A barra de cores variando do azul(menos intenso) ao amarelo (mais intenso) mostra a quantidade de píons que decaíram em função da sua posição no andar.

Fonte: O autor, 2022.

No 12° piso há uma alta densidade de decaimentos em comparação com os outros, com ligeiro aumento nas bordas. Observa-se que nos outros pisos esta densidade diminui rapidamente com a profundidade. A maioria dos píons que chegam em pisos mais baixos são aqueles que incidem lateralmente ao prédio, provocando uma maior concentração nas bordas dos gráficos, como uma “sombra”. Isto fica mais perceptível ao observar os gráficos da Figura 31, em que a distribuição angular dos píons injetados muda de forma nos andares inferiores, deslocando o pico da distribuição.

A Figura 32(a) mostra o espectro energético inicial dos píons que chegam ao de-

Figura 31 - Ângulo (θ) de lançamento dos píons que chegaram aos pisos 12°, 9°, 6° e 3°



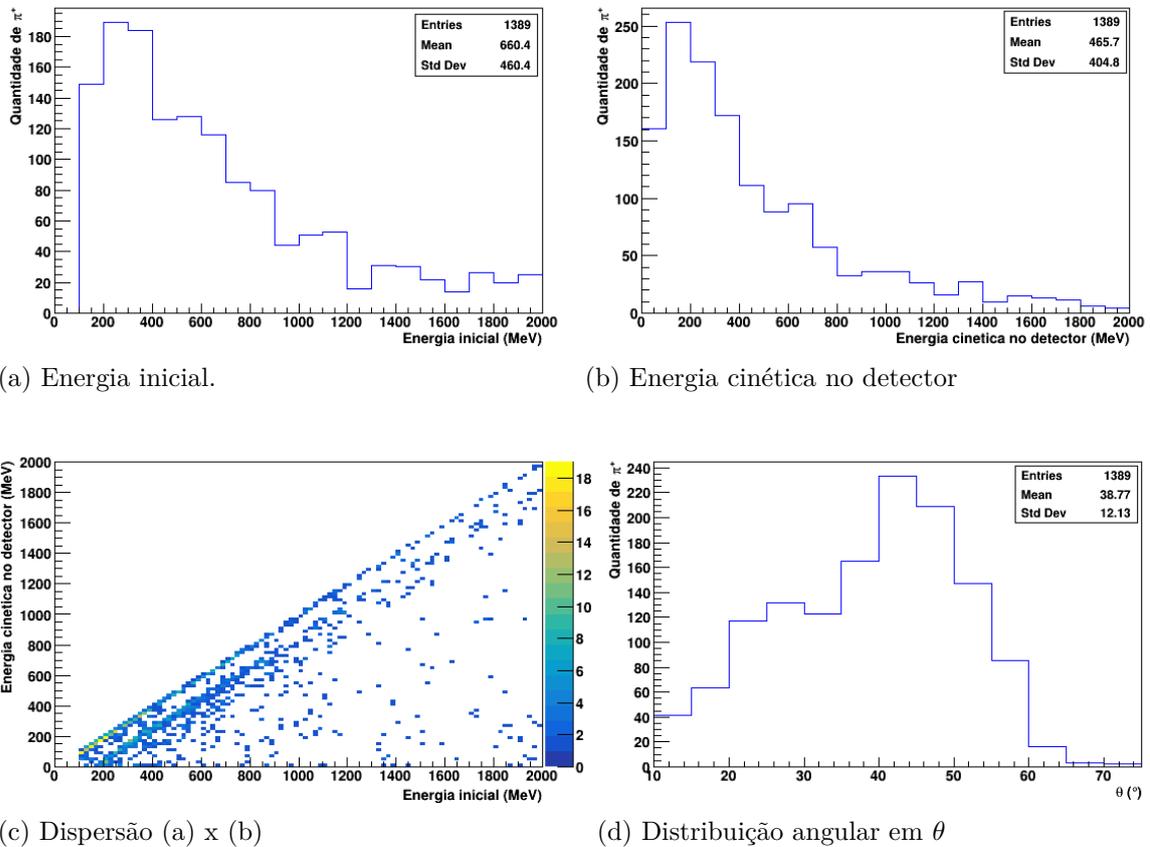
Legenda: Distribuição angular da componente zenital θ dos píons que decaíram (a) no 12° andar, (b) no 9° andar, (c) no 6° andar e (d) no 3° andar.

Fonte: O autor, 2022.

tector. Já a Figura 32(b) mostra o espectro energético dos mesmos píons ao chegar ao detector. Nota-se que embora tenham sido lançados com energias a partir de 100 MeV os píons perdem energia no trânsito ao detector, populando levemente a região de energia < 100 MeV da Figura 32(b). Esse efeito fica mais evidente no gráfico de dispersão (c), que mostra uma delimitação linear que corresponde a uma perda de cerca de 50 MeV entre o ponto de lançamento e o detector. Esta perda soma tanto a interação com a atmosfera quanto com o concreto do prédio. O gráfico (d) mostra que a distribuição angular dos píons que chegam ao detector não difere muito daqueles lançados, tendo valor médio em torno de 40°.

A Figura 33 mostra a posição de lançamento dos píons que chegam ao detector. Pode-se observar que há uma maior concentração na região lateral mais próxima do sistema experimental. Isso sugere que o fluxo de píons no sistema de detecção também possui dependência na componente azimutal φ devido ao prédio, esse comportamento também

Figura 32 - Píons que chegaram no primeiro detector



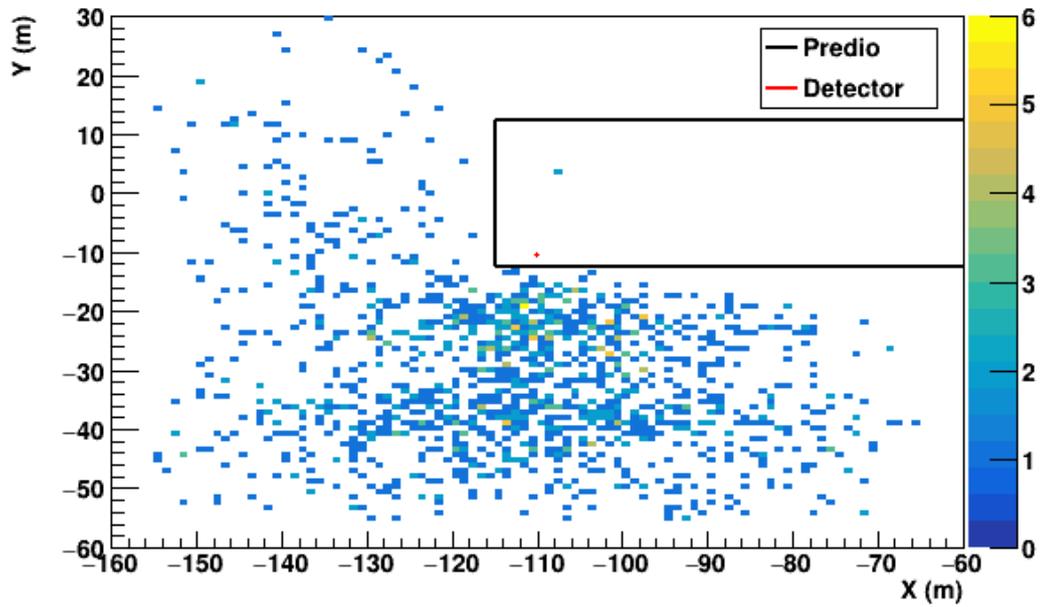
Legenda: O gráfico (a) mostra o espectro de energia inicial dos píons lançados que chegaram ao primeiro detector, o (b) apresenta distribuição de energia dos píons no primeiro detector, o gráfico (c) mostra a dispersão entre os valores dos gráficos (a) e (b) e o (d) apresenta a distribuição angular em θ dos píons no primeiro detector.

Fonte: O autor, 2022.

pode ser observado na Figura 34 que mostra a distribuição angular em φ destes píons.

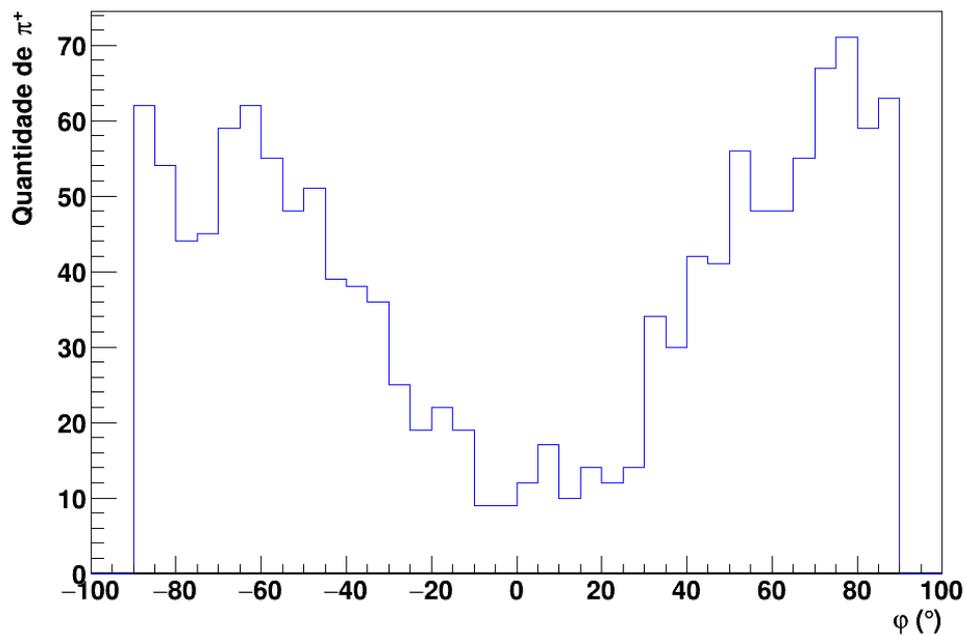
Os píons gerados na simulação e que chegam ao sistema detector contém os efeitos de modulação em E , θ e φ devido ao prédio, incorporando o fator de aceitação. Este fator é convoluído com as eficiências do detector (Figura 28) no capítulo 7 para obter uma estimativa do fluxo.

Figura 33 - Posição inicial de lançamento dos pions que chegam no detector



Legenda: Posição de lançamento (acima do prédio) dos pions que chegam ao detector
 Fonte: O autor, 2022.

Figura 34 - Distribuição angular φ dos pions ao chegar no detector



Fonte: O autor, 2022.

7 ESTIMATIVAS DO FLUXO DETECTADO

Os resultados da eficiência do detector em função da energia e do ângulo obtidos na seção 6.3 são utilizados juntamente com os resultados da seção 6.2 para determinar o fluxo integral dos píons na região do detector, levando em conta os efeitos do sistema detector.

A forma analítica do fluxo integral de píons detectados, independente do tempo, $F(E, \theta, \varphi)$ pode ser representada por

$$F(E, \theta, \varphi) = \int_E \int_{\theta} \int_{\varphi} \phi(E, \theta) \epsilon(E, \theta) A(E, \theta, \varphi) dE d\theta d\varphi, \quad (47)$$

sendo $\phi(E, \theta)$ o fluxo de píons na atmosfera conforme a Figura 4 da seção 1.3.2; $A(E, \theta, \varphi)$ a aceitação geométrica e de energia do sistema detector devido ao prédio; e $\epsilon(E, \theta)$ a eficiência determinada na seção 6.3 que inclui a aceitação energética do sistema detector.

Entretanto, a aceitação $A(E, \theta, \varphi)$ já está incorporada aos dados como comentado na seção anterior. Sendo assim, para obter uma estimativa de $F(E, \theta, \varphi)$, foram utilizados os mesmos dados de simulação dos píons que chegam ao sistema detector, relacionando para cada um deles um valor de eficiência ao seu par de valores (E, θ) , dado pela Figura 28. Somando as quantidades, o valor estimado para o fluxo integral foi $F(E, \theta, \varphi) = 12$ do total de $2,98 \cdot 10^8$ píons gerados em uma área de 5975 m^2 . Logo o fluxo detectado é de $4,03 \cdot 10^{-8}$ do fluxo produzido.

Para obter uma estimativa do tempo necessário para $2,98 \cdot 10^8$ píons chegarem na área de 5975 m^2 é importante conhecer o fluxo de píons na região de mais baixas energias ao nível do mar, mas não foi encontrado nenhum registro sobre o fluxo de píons nesta região energética. Mesmo assim, com o intuito de aplicar a metodologia proposta para obter uma estimativa de tempo, foi feita uma extrapolação do comportamento do fluxo da Figura 4 da seção 1.3.2 que começa em 10 GeV para a região energética de 0,1 GeV a 2 GeV, embora o comportamento nesse intervalo de energia deva ser bem diferente como foi mencionado na seção 6.3. Desta forma, é possível estimar que o tempo necessário para $2,98 \cdot 10^8$ píons chegarem na área de 5975 m^2 , dentro do espectro de energia de 0,1 GeV a 2 GeV, é de aproximadamente 10 minutos. Segundo essa estimativa seriam necessários 12 dias para a coleta de cerca de 20 mil píons. Cabe reforçar que esses resultados estão superestimados, mas para obter um resultado mais confiável basta aplicar essa mesma metodologia utilizando uma parametrização mais realística do fluxo de píons em mais baixas energias.

Para estudar a eficiência do sistema de detecção sem a influência do prédio, foi feita uma nova rodada com a mesma parametrização de eficiências utilizada anteriormente, mas desta vez o espectro de energia foi estendido ainda mais, para 10 MeV. Registros de medi-

das experimentais do fluxo de píons nesta região de energia não foram encontrados, mas modelos indicam que o comportamento é diferente, tendendo para uma diminuição com a energia. Por essa razão, estimativas do fluxo com esta extrapolação estão provavelmente superestimadas. O fluxo de píons cósmicos, neste caso, foi injetado diretamente sobre a superfície do sistema detector, como estando exposto a céu aberto. A estimativa para o fluxo de píons neste caso é de 0,134 do fluxo produzido. Nestas condições, o tempo necessário para coleta de 20 mil píons é estimado em cerca de 2 minutos e 15 segundos. Estes resultados também estão superestimados, devido a falta de informações sobre o fluxo de píons em mais baixas energias ao nível do mar.

CONCLUSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Com base nos procedimentos adotados na simulação foi possível alcançar a proposta deste trabalho que é estudar um sistema experimental básico para a detecção de píons dos raios cósmicos. A caracterização do detector através da resolução temporal e da eficiência mostra que o detector possui capacidade de identificar píons dos raios cósmicos, medindo valores compatíveis da vida-média dos píons com erro relativo da ordem de 2%.

O estudo da eficiência em função da energia (E) e do ângulo (θ) mostra que este arranjo experimental básico possui aceitação em um espectro muito limitado de energia, $0 \leq E \leq 100$ MeV. Porém, indica que uma ampliação do espectro de sensibilidade pode ser obtida com a adoção de mais unidades detectoras e ou materiais absorvedores.

A estimativa do fluxo de píons que é detectável corresponde a $4,03 \cdot 10^{-8}$ do fluxo produzido, sendo que este valor relativamente baixo é devido à absorção dos píons de baixas energias tanto pelo prédio, quanto pelo próprio ar. Em particular, o espectro dos píons injetados no prédio, por razões técnicas, foi de valores acima de 100 MeV. Mesmo que em média eles percam cerca de 50 MeV, para a maior parte das partículas, a energia está fora da região de aceitação do sistema detector. Simulações com espectro iniciando em energias mais baixas devem ser feitas, com provável melhora na estimativa do fluxo detectável. Mesmo assim, foi obtida uma estimativa para a coleta de dados com o sistema experimental simulado, que é de aproximadamente 12 dias para a coleta de cerca de 20 mil píons, segundo o espectro e as limitações mencionadas na seção 7. Este era um dos objetivos práticos deste trabalho.

Sem o prédio cobrindo o sistema detector, há uma melhora considerável no fluxo de píons detectável, sendo de 0,134 do fluxo produzido. Nessas condições o tempo estimado para a coleta de 20 mil píons passa a ser de cerca de 2 minutos e 15 segundos, guardadas as observações anteriores sobre o fluxo superestimado.

Várias melhorias podem ser feitas neste estudo. Dentre elas podemos destacar:

- obter uma parametrização mais realística do fluxo de píons ao nível do mar, tanto no espectro energético de mais baixa energia quanto no espectro angular;
- estudar um trigger para o sistema experimental a partir da implementação de mais um detector;
- implementar sinais de fundo aleatórios para tornar a simulação mais próxima das condições experimentais;
- implementar mais detalhadamente o espectro de resposta da fotomultiplicadora e obter uma parametrização da corrente de fundo da fotomultiplicadora.

Espera-se que com essas melhorias, seja possível obter valores mais realísticos das estimativas realizadas.

REFERÊNCIAS

1. ZYLA, P. et al. Review of particle physics - Particle Data Group. PTEP, [S. l.], v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020. And 2021 update.
2. GEANT COLLABORATION. *Geant4 a simulation toolkit*: Introduction to geant4 release 11.0. 2021. Disponível em: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/IntroductionToGeant4/fo/IntroductionToGeant4.pdf>. Acesso em: 14 Abr. 2022.
3. GRIEDER, P. K. F. *Cosmic Rays at Earth: Researcher's reference and data book*. Amsterdam: Elsevier Science, 2001.
4. CARUSO F; OGURI, V. *Física Moderna: Origens clássicas e fundamentos quânticos*. 2. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2016. 1-95 p.
5. DALTON, J. A new system of chemical philosophy. Part I, Manchester, 1808; Part II, Manchester, 1810; Part First of Vol.II. 2. ed. Manchester: [s.n.], 1827.
6. THOMSON, J. Cathode rays. *Philosophical Magazine Series 5*, v. 44, n. 269, p. 293–316, 1897.
7. RUTHERFORD, E. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine*, v. 21, n. 6, p. 669–688, 1911.
8. BOHR, N. Textos fundamentais da física moderna, II volume: sobre a constituição de átomos e moléculas. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, 1979.
9. MODELO Padrão. Disponível em: https://pt.wikipedia.org/wiki/Modelo_Padrão. Acesso em: 30 Abr. 2022.
10. HALZEN F; MARTIN, A. D. Quarks and leptons - an introductory course in modern particle physics. New York: Wiley, 1984.
11. NOBELPRIZE. The Nobel Prize in Physics 1979. Disponível em: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1979/. Acesso em: 30 Abr. 2022.
12. PIMENTA, J. et al. O bóson de Higgs. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 35, n. 2, p. 2306, 2013.
13. GAISSER, T. K. et al. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2016.
14. OLIVEIRA, I. et al. Raios cósmicos e a heliosfera. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 36, n. 2, p. 2316, 2014.
15. LATTES, C. et al. Processes involving charged mesons. *Nature*, v. 159, p. 694–7, 1947.
16. LEO, W. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: A how-to approach*. Berlin/Heidelberg: Springer, 1994. 17-60 p.

17. KNOLL, G. Radiation detection and measurement. 3rd. ed. New York: John Wiley Sons, Inc., 2000. 29-64 p.
18. GRUPEN, C.; SHWARTZ, B. *Particle Detectors*. 2nd. ed. New York: Cambridge University Press, 2008. 1-51 p.
19. TSOULFANIDIS N; LANDSBERGER, S. *Measurement and Detection of Radiation*. 4rd. ed. New York: Taylor and Francis, 2015. 119-146 p.
20. BIRKS, J. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. New York: Pergamon Press, 1964. 39-55 p.
21. OGURI, V. *Métodos Estatísticos em Física Experimental*. [S.l.: s.n.], 2011.
22. SERRA, A. C. B. *Simulações de Monte Carlo de um Instrumento Detector de Raios Gama Atmosférico*. 2017. 70 f. Dissertação (Mestrado em Física) — Instituto de Física, Universidade de Brasília, Brasília, 2017.
23. LUX, I. *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations*. [S.l.: s.n.], 2018. ISBN 9781351074834.
24. LANDAU D. P; BINDER, K. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000.
25. SAINT-GOBAIN PLASTICS. *Organic Scintillation Materials and Assemblies*. 2021. Disponível em: www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-12/Organics-Plastic-Scintillators.pdf. 2021-12/Organics-Plastic-Scintillators.pdf. Acesso em: 25 Abr. 2022.
26. SAINT-GOBAIN PLASTICS. *Premium Plastic Scintillators*. 2016. Disponível em: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc-400-bc-404-bc-408-bc-412-bc-416f>. Acesso em: 25 Abr. 2022.
27. PHOTONIS. *Photomultiplier*. 2007. Disponível em: <http://www.datenblatt-pdf.com/pinout/700065/XP2020-schematic.html>. Acesso em: 25 Abr. 2022.
28. COURSEY J. S.; SCHWAB D. J.; TSAI, J. J. D. R. A. Atomic Weights and Isotopic Compositions with Relative Atomic Masses. Disponível em: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Compositions/index.html>. Acesso em: 12 Ago. 2022.
29. JESUS, S. S. *Geant4_Simulation_Silas*. Disponível em: https://github.com/Silas-SJ/Geant4_Simulation_Silas. Acesso em: 12 Ago. 2022.
30. BRUN, R.; RADEMAKERS, F. Root – an object oriented data analysis framework. In: *AIHENP '96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996. Proceedings... Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A*, [s. 1.], v. 389, p. 81–86, 1997. Disponível em: <https://root.cern/>. Acesso em: 25 Abr. 2022.
31. ULLRICH, T.; XU, Z. *Treatment of Errors in Efficiency Calculations*. 2007. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/physics/0701199v1.pdf>. Acesso em: 12 Ago. 2022