

# Trabalho de Conclusão de Curso

## Simulação de um protótipo de THGEM

Christian Reckziegel<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Centro de Ciências Naturais e Humanas,  
Universidade Federal do ABC, Santo André-SP, Brasil*

Focado em instrumentação, este trabalho descreve a simulação de um experimento de espectroscopia usando um detector gasoso baseado em microestruturas denominado THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier). Tal tarefa foi realizada utilizando principalmente os *softwares* Geant4 e Garfield++ e auxiliarmente Gmsh, Elmer e ROOT.

### 1. INTRODUÇÃO

Detectores de radiação possuem um material sensível à radiação em questão e um sistema que transforma essa interação em um valor relacionado à grandeza que se deseja medir. O tipo de radiação pode ser dividido com relação à carga: partículas neutras, como os fótons e os nêutrons, e carregadas, como os elétrons, prótons, partículas alfa, partículas betas, múons, etc. Dependendo do tipo radiação, isto é, se é massiva ou não, pesada ou leve, carregada ou não, um tipo de detector pode ser mais adequado devido a uma maior eficiência. E dentre essa gama de detectores estão os de ionização, de cintilação, fotomultiplicadores, semicondutores dentre outros ainda[1].

No entanto, todos os detectores de partículas funcionam através do mesmo princípio de transferir parte ou toda a energia da radiação para o detector, que converte a mesma para outra forma de energia mais perceptiva aos olhos humanos. Detectores modernos se baseiam na conversão desta energia para um sinal elétrico que através do tratamento do mesmo pela eletrônica fornece uma informação mais precisa[1].

Os primeiros dispositivos elétricos responsáveis por medir radiação foram os detectores de ionização. Com os primeiros modelos desenvolvidos na primeira metade do século XX, como o contator Geiger-Müller[2], funcionam através da coleta de pares de íons-elétrons provenientes de radiação atravessando um meio gasoso, e dessa forma são também chamados de detectores a gás. Os detectores de ionização começaram a chamar atenção quando a Câmara Proporcional Multifilar (Multi-Wire

---

\*Electronic address: [christian.reckziegel@aluno.ufabc.edu.br](mailto:christian.reckziegel@aluno.ufabc.edu.br)

Proportional Chamber - MWPC)[2] foi desenvolvida por volta de 1960. Dada sua precisão espacial da ordem de milímetros, começou a ser utilizada em experimentos da área de física de partículas de altas energias. Desde então foram desenvolvidas outros tipos de câmaras ionizantes como a Drift Chamber e a Time Projection Chamber[2], operadas nos dias atuais em experimentos no LHC[3]. Por volta da década de 1990, foram elaboradas estruturas de Padrão Micrométrico (Micro-Pattern Gas Detectors - MPGD)[2] já que possuem uma performance comparável aos detectores a gás antecessores e eram mais resistentes à radiação e deterioração. Dentre esses detectores estão as GEMs (Gas Electron Multiplier)[4], ainda na década de 90, e as THGEMs (THick Gas Electron Multiplier)[5], mais recentemente no início da década de 2000. Esses últimos agem como pré-amplificadores do sinal de forma que, com uma determinada precisão, preservam o padrão de ionização original. As GEMs já são utilizadas em diversos experimentos como o TOTEM[6] e o COMPASS[7], ambos no laboratório CERN. As THGEMs são recentes no mercado mas já possuem aplicações. Estas são utilizadas em situações em que a necessidade de localização espacial da radiação seja moderada. No entanto, as últimas possuem maior resistência à deterioração e são mais econômicas em comparação às GEMs. Esses detectores de padrão micrométrico possuem aplicação em diversas áreas como na física de partículas e na astrofísica de partículas. Alguns exemplos nessas áreas são usar como elementos de amostragem em calorímetros, TPCs [2], detectores de fóton único e até mesmo rastreamento de raios cósmicos[8][9]. Este trabalho voltado à instrumentação tem como objetivo testar, aplicar e verificar a viabilidade de uma dessas aplicações para a THGEM: o experimento de detecção de múons de raios cósmicos. Além disso ao acoplar um campo magnético ao redor da THGEM pode-se dizer que o arranjo é um espectrômetro de múons de raios cósmicos. Inicialmente é feita uma fundamentação teórica básica a respeito dos raios cósmicos e posteriormente sobre os detectores de ionização e sua operação. São retratadas, então, implementações da simulação nos principais *softwares* aqui utilizados, *Geant4*[10] e *Garfield++*[11]. Por conseguinte é feita uma análise de viabilidade levando em conta os parâmetros da simulação, e por fim é discutida a factibilidade do experimento.

## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1. Raios cósmicos

A atmosfera terrestre é bombardeada constantemente por partículas altamente energéticas, dentre elas prótons (85%), núcleos de hélio (11%), elétrons (2%) e outros núcleos mais pesados

(2%)[9], denominadas raios cósmicos [8][9].

Os raios cósmicos são as únicas amostras de partículas altamente energéticas de origem em ambientes astronômicos que podemos estudar diretamente do sistema solar, e a aceleração dessas partículas carregadas a altas energias em ambientes galácticos fornece uma pista sobre eventos extremos que ocorrem em galáxias ativas.

Acredita-se que enquanto os raios cósmicos de baixas energias detectados na Terra são provenientes do Sol e/ou da própria Via Láctea, os raios cósmicos de ultra alta energia tem origem extra galáctica. Sendo originados de aceleradores de partículas naturais, isto é, ambientes e eventos extremos do Universo como explosões de supernovas e buracos negros supermassivos[9].

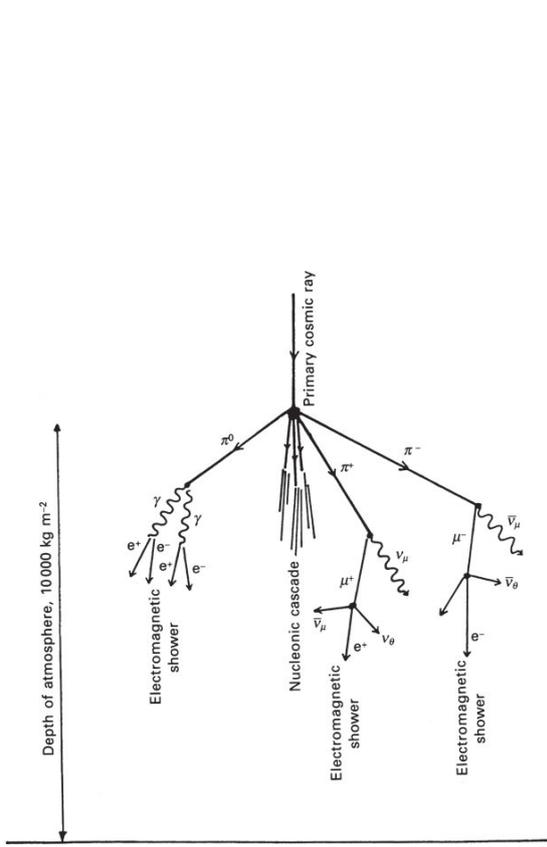
A informação trazida pelos raios cósmicos juntamente daquela proveniente das ondas gravitacionais e do espectro eletromagnético são a base do que é chamado de astrofísica multi-mensageira [12]. Nesses ambientes altamente energéticos a matéria se comportaria de forma diferente daquela observada no cotidiano de condições normais de temperatura e pressão. Conhecendo a radiação, sua origem e o mecanismo macroscópico que a originou é possível estudar o processo que a gerou. Assim, através da detecção dos raios cósmicos visa-se compreender melhor a formação de galáxias, a formação de buracos negros supermassivos e até a origem do Universo.

Ao chegar à Terra com velocidades ultrarrelativísticas, os raios cósmicos se chocam com as partículas do ar atmosférico gerando partículas secundárias como píons[13], múons[14], neutrinos, prótons e elétrons. Estas últimas ainda muito energéticas continuam sua descida ao solo terrestre colidindo com o gás atmosférico, sendo essas colisões em cascata chamadas chuviros atmosféricos (*air showers*). A figura 1a ilustra essa cascata nucleônica. Assim, até a construção dos colisores de partículas, os raios cósmicos eram a única fonte de estudo experimental de partículas subatômicas de altas energias (a partir da ordem de TeV).

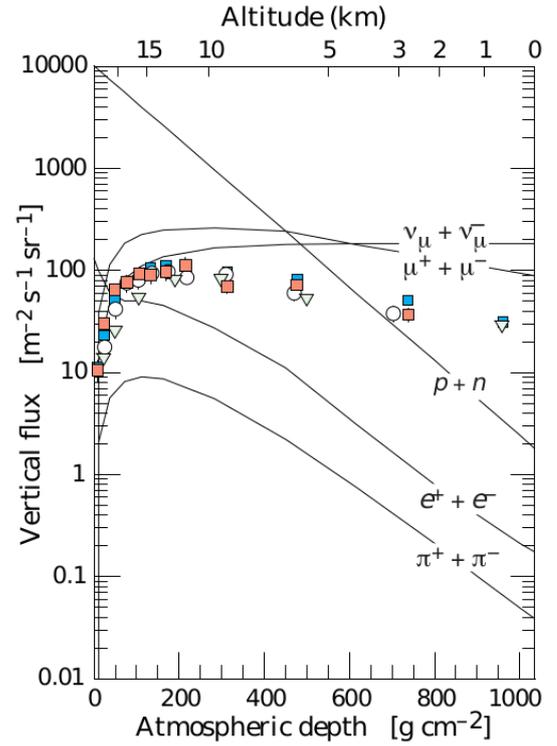
No geral os raios cósmicos detectados no solo terrestre são provenientes da interação das partículas primárias com o ar atmosférico. Particularmente píons carregados instáveis decaem em múons e neutrinos, tal como esquematizado nas expressões (1) e (2), fótons e elétrons são produtos do decaimento de mésons de carga neutra e os prótons são uma exceção. E os múons por sua vez decaem em neutrinos e elétrons segundo as reações (3) e (4). A figura 1b apresenta o gráfico do fluxo dos raios cósmicos secundários detectados na atmosfera.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$



(a) Ilustração da cadeia de espalhamento de raios cósmicos na atmosfera terrestre.[9]



(b) Fluxo de partículas secundárias com energia maior que 1 GeV detectadas na atmosfera da Terra. Os pontos representam medidas de múons negativos. [15]

FIG. 1: Ilustração da cascata de raios cósmicos e do fluxo de raios cósmicos secundários na atmosfera terrestre.

Os múons são partículas elementares instáveis de carga  $\pm e$  (onde  $e$  é a carga do elétron), spin  $\frac{1}{2}$ , massa de repouso de aproximadamente  $105.66 \text{ MeV}/c^2$  e tempo de vida médio no referencial próprio de  $2,20 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  [14]. No entanto aqueles gerados nos chuviscos atmosféricos que tiverem energia superior ou igual equivalente a um fator de Lorentz de  $\gamma \geq 20$  (altamente relativísticos) chegam à superfície da Terra devido aos efeitos relativísticos de contração do espaço e dilatação temporal.[9]

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (4)$$

Os múons gerados pelos raios cósmicos altamente energéticos nos chuviscos atmosféricos, a aproximadamente 15km acima do nível do mar, são altamente penetrantes, já que não tem praticamente

nenhuma interação nuclear com o ar atmosférico e pouca perda por ionização com o mesmo. A energia média dos múons no solo é de aproximadamente 4 GeV. O espectro de energia é quase plano abaixo de 1 GeV, e se torna íngreme para refletir o espectro primário na faixa de 10 – 100 GeV, e inclinando ainda mais para maiores energias. Possuem um fluxo vertical (número de múons por unidade de área por unidade de tempo) de aproximadamente  $1\text{cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ . [15] A figura 1b apresenta o gráfico do fluxo dos raios cósmicos secundários detectados na atmosfera.

A partir do eixo zênite, a distribuição de feixes menos energéticos se concentra em ângulos pe-

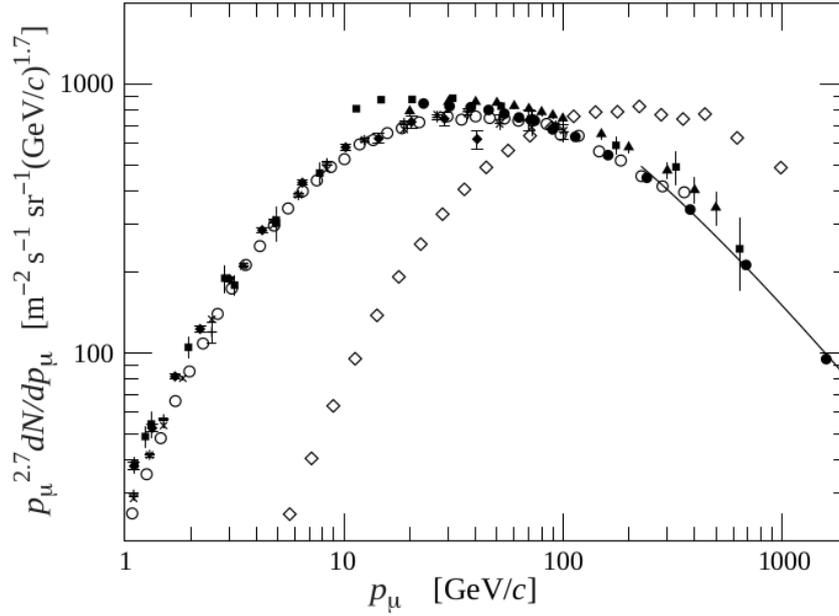


FIG. 2: Espectro de múons de raios cósmicos para ângulos de  $75^\circ$  representados por losangos brancos, e de ângulos nulos representados pelos símbolos remanescentes. [15]

quenos enquanto múons mais energéticos são observados para ângulos mais íngremes. Isso pois para ângulos próximos de  $90^\circ$  os múons decaem em seus produtos antes de chegar à superfície terrestre, enquanto os pions suficientemente energéticos decaem em múons antes de interagir, logo, a energia média dos múons detectados aumenta. A figura 2 denota esse fato, tal que os dados representados por um losango são feixes detectados a  $75^\circ$  e os remanescentes com ângulo nulo em relação ao zênite.

Dadas as propriedades descritas dos múons e as condições em que aqueles provenientes de raios cósmicos chegam à Terra, é possível ter uma medida direta dos mesmos com um detector gasoso de radiação, mais especificamente um detector do tipo Thick-GEM. Se este detector pode separar feixes de múons por energia, pode ser então chamado de um espectrômetro de múons de raios

cósmicos.

## 2.2. Detectores gasosos de radiação

Todos os detectores a gás tem o mesmo princípio e procedimento para a detecção. A radiação entra numa câmara de gás e ao atravessar o meio ionizando-o, cria pares elétron-íon. Pela aplicação de um campo elétrico na região gasosa, os elétrons são atraídos para uma placa coletora e a coleta, ou somente a deriva em alguns casos, desses elétrons leva à indução de um sinal<sup>1</sup>.

Casos em que o campo elétrico é suficientemente forte, os elétrons primários podem ser acelerados a ponto de colidir inelasticamente com outros átomos, gerando mais pares íon-elétrons e consequentemente uma *avalanche* de elétrons, e intensificando o sinal. Para o caso de detecção de partículas carregadas, como o múon, a maior parte da energia perdida ocorre pela interação coulombiana com as moléculas do gás, isto é, pelas colisões inelásticas, de forma que a energia é transferida para elétrons excitados e moléculas ionizadas. O tratamento de dados desse sinal fornece informações a respeito da radiação detectada como energia e trajetória da partícula alvo, partícula primária, a ser detectada.

GEMs[4] e THGEMs[5] são dois exemplos de detectores a gás, mais especificamente do tipo *Micro-pattern gaseous detectors* (Detectores de Padrão Micrométrico). Esse tipo de detector possui design de magnitude da ordem de  $\mu\text{m}$ , fazendo uso de micro estruturas como *micro-strips*, *micro-gaps*, *micro-wire*, entre outras.

### 1. GEM

O Gas Electron Multiplier (Multiplicador de Elétrons de Gás) é constituído por uma folha de material isolante revestido por um condutor, com as três camadas perfuradas quimicamente com buracos distribuídos pela mesma como pode ser visto na figura 3a.

Uma folha desse "sanduíche" é inserida entre a região de deriva contendo gás e um eletrodo de coleta de melhor escolha de padrão de circuito, como *strips*, tiras localizadas de material condutor, ou *pads*, superfícies retangulares localizadas de material condutor. E com a aplicação de um potencial apropriado, os elétrons provenientes da ionização do gás se dirigem aos buracos onde ocorre a multiplicação de elétrons devido ao campo elétrico intenso de dipolo nas perfurações. Esse padrão de linhas de campo elétrico pode ser visualizado na figura 3b.

---

<sup>1</sup> Em alguns tipos de detector o sinal é induzido pelos íons que se movimentam lentamente em direção ao cátodo.



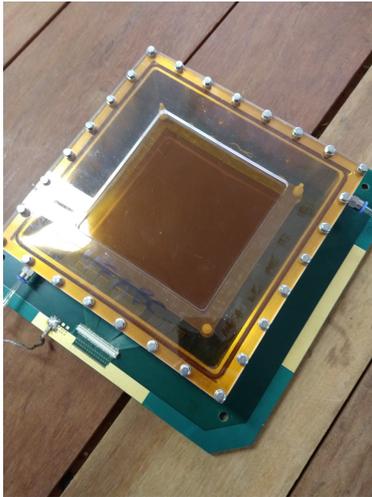
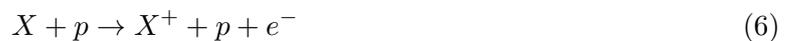


FIG. 4: Conjunto de Triple-THGEM num recipiente hermeticamente fechado e permeado com uma mistura de argônio e dióxido de carbono.

mite a aplicação mais viável em diversos experimentos. Além disso as THGEMs são mais robustas a danos causados por faíscas do que as GEMs devido às maiores dimensões das perfurações nas THGEMs, de forma que em alguns casos as GEMs podem ser danificadas com uma única faísca, ao passo que as THGEMs dificilmente são afetadas. A simulação de uma aplicação para este tipo de detector é o escopo deste trabalho: o espectrômetro de múons de raios cósmicos baseado em THGEM.

### 3. Criação de pares elétrons-íons

A perda de energia por uma partícula carregada atravessando a matéria é dividida nas etapas excitação e ionização, cuja probabilidade depende da energia de transferência envolvida. A probabilidade da partícula alvo colidir com as partículas do meio gasoso diminui exponencialmente com a energia de transferência, de modo que partículas carregadas de baixas energias são mais suscetíveis a colisões distantes já que não tem energia o suficiente para superar o potencial eletrostático e se aproximar do núcleo da partícula do gás. Desta forma, se uma partícula carregada  $p$  atravessa um meio contendo um gás  $X$ , as reações (5) e (6) ilustram esse mecanismo.



Assim, o número de pares íons-elétrons  $N_T$  criados no meio, na ausência de recombinação e/ou processos secundários, é a razão entre a energia perdida pela partícula alvo e a energia média para a criação de pares  $W_I$ , onde esta última é uma composição da energia necessária para que o átomo se excite e da energia necessária para que o átomo se ionize, como pode ser visto na equação (7).

$$N_T = \frac{\Delta E}{W_I} \quad (7)$$

A composição gasosa também é um fator importante na criação de pares, já que esta interfere diretamente na perda de energia da partícula que se deseja detectar. A perda de energia diferencial por unidade de espaço é descrita pela composição e fração mássica dos gases constituintes, como mostra a equação (8), onde  $p_i$  denota fração mássica de um gás constituinte.

$$\frac{dE}{dx} = p_a \left[ \frac{\Delta E}{\Delta x} \right]_a + p_b \left[ \frac{\Delta E}{\Delta x} \right]_b + \dots \quad (8)$$

Ou seja, é uma média ponderada. E da mesma forma é descrito o número total de pares formados para uma composição gasosa.

#### 4. Composição do gás permeante

O que restringe a escolha da composição gasosa para um detector a gás são fatores como baixa tensão de operação, alto ganho, boa proporcionalidade, impacto no tempo de vida útil do equipamento, alta taxa de trabalho e recuperação rápida para repetir um experimento. Geralmente, usa-se uma mistura gasosa com um componente principal e um auxiliar. Para que funcione a uma baixa tensão escolhe-se normalmente um gás nobre como gás principal, já que estes não são inflamáveis, possuem uma menor tendência de se depositarem após irradiação e requerem uma baixa intensidade de campo elétrico para criação de avalanches. Esse último fator é uma consequência do fato de que moléculas maiores, poliatômicas, possuem muitos modos não-ionizantes que dissipam a energia disponível.

A escolha do gás nobre é decidida então pelo menor valor de energia para que ocorra ionização do mesmo, no entanto comumente Xe e Kr são descartados por questões econômicas, assim como o Rn que por ser radioativo poderia interferir no funcionamento apropriado do equipamento. Assim, argônio (Ar) torna-se a escolha mais viável na maior parte dos casos.

Quando a partícula carregada colide com o gás nobre, estados ionizados e excitados são gerados. Os ionizados migram para o cátodo e só se neutralizam arrancando elétrons deste eletrodo, o que implica na emissão de fótons ou de elétrons secundários que podem criar uma nova avalanche. Os

átomos do gás nobre no estado excitado retornam para seu estado fundamental através da emissão de um fóton, cuja energia pode superar o potencial de ionização de qualquer metal comumente usado nos eletrodos. Através do efeito fotoelétrico [17], mais elétrons podem ser separados do eletrodo e iniciar uma nova avalanche. Esse acúmulo de íons na zona de deriva, denominado *Ion-Backflow*, pode distorcer mais ou menos o campo elétrico dependendo do fluxo de partículas, o que reduz a precisão de medida. Este fenômeno é quantificado pela razão entre os íons coletados no eletrodo de deriva e os elétrons coletados no ânodo e depende da geometria do detector, da composição do gás que permeia a geometria e do campo elétrico aplicado.

É possível que dadas condições específicas do experimento como pressão, tensão e composição gasosa, o detector entre em um regime permanente de descarga elétrica do cátodo para o ânodo do detector chamado regime Geiger-Müller[2]. Nessa situação a multiplicação propagada é mediada por fótons, de forma que o sinal coletado é agora independente da posição da ionização inicial e portanto o detector se encontra fora da zona de proporcionalidade. Além de impossibilitar a tomada de dados do experimento, essa descarga pode danificar o equipamento permanentemente. Esse problema é contornado com a adição de um componente gasoso de moléculas poliatômicas de maior eletronegatividade. Essas podem absorver os fótons e fotoelétrons secundários provenientes do cátodo, já que como possuem mais estados excitados não ionizantes, podem dissipar essa energia através de colisões elásticas ou de dissociações em radicais mais simples. Quando um gás auxiliar protege tal detector de *feedbacks*, ou também chamadas avalanches secundárias, diz-se que este funciona como um *quencher*, e até mesmo pequenas concentrações podem causar um impacto considerável possibilitando ganhos de até duas ordens de grandeza maiores antes de atingir o *breakdown*, onde se iniciam as descargas. Dentre estes compostos estão os hidrocarbonetos, álcoois e alguns compostos inorgânicos como o Freon,  $\text{CO}_2$  e  $\text{CF}_4$ .

O segundo efeito que a adição do gás auxiliar pode ter em um detector do tipo MPGD é a transferência da energia de excitação de um átomo/molécula para a de ionização de outro. O fenômeno denominado Efeito Penning[2] (ou *Penning Transfer*), ocorre quando a energia liberada pelo gás principal excitado ao retornar para o estado fundamental, seja por colisão ou fotoemissão, é maior que a energia do potencial de ionização do gás auxiliar. Assim, o efeito Penning possibilita novas ionizações e conseqüentemente novas avalanches a energias mais baixas, o que tem uma implicação direta na resolução energética do detector.

Esses são apenas dois exemplos de processos envolvidos na excitação ou criação de pares e de excitação que podem ocorrer na mistura gasosa. No entanto há muitos outros de forma que para uma mistura específica, cada processo terá uma probabilidade de acontecer e vão "competir" entre

si. A escolha da mistura gasosa possui diversos fatores em questão que podem ser conflitantes uns com os outros e a escolha deve se basear na forma de funcionamento que seja satisfatória para um dado experimento.

### 5. Perda de energia de uma partícula carregada atravessando um material

A passagem de uma partícula carregada num meio material implica principalmente na perda de energia da mesma para o meio e secundariamente na deflexão da trajetória que seria percorrida no vácuo. Esses fenômenos são consequência da interação da radiação com a matéria e podem ser não só eletromagnéticos, como colisões inelásticas com os elétrons do material, colisões elásticas entre os núcleos, radiação bremsstrahlung e emissão de radiação Cherenkov [17], mas também de outra natureza como reações nucleares. No entanto, no caso de partículas pesadas (mais pesadas que o elétron), a maior parte da energia perdida para o meio se deve aos processos eletromagnéticos de excitação e ionização, cuja probabilidade depende por sua vez da transferência de energia. Sabe-se que a probabilidade de colisão da partícula incidente decresce exponencialmente com a transferência de energia [2]. Portanto no caso em que a partícula é mais energética, ou seja, caso em que as colisões possuem um parâmetro de impacto menor, a probabilidade da transferência de energia é baixa. No entanto, a situação de grande transferência de energia é aquela que possibilita a criação dos elétrons delta, e são esses os responsáveis pelo início da avalanche de elétrons numa THGEM. Para um material homogêneo e uniforme, características a respeito da passagem da partícula podem ser descritas diferencialmente com a distância percorrida, como o número de ionizações e a perda de energia.

O número de ionizações (por distância) provocadas por partículas rápidas tem uma dependência quase linear com o valor de número atômico ( $Z$ ) médio do meio para o caso de uma composição de gás puro. Assim, um composto gasoso mais pesado e portanto com maior  $Z$ , como o xenônio, acarretará num maior número de ionizações provocadas pela partícula detectável. Isso ocorre porque o valor mais elevado de carga elétrica desse composto gasoso implica numa probabilidade de interação por unidade de distância também maior. O número de ionizações primárias é descrita pela distribuição de Poisson, equação (9), onde  $n$  é o valor esperado de pares produzidos pela ionização e  $k$  o o número de pares efetivamente produzidos.

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (9)$$

A descrição geral da perda de energia média usada atualmente é a expressão de Bethe-Bloch [1] denotada pela equação (10), onde  $r_e$  (raio clássico do elétron),  $m_e$  (massa de repouso do elétron),  $N_a$  (número de Avogadro),  $c$  (velocidade da luz no vácuo) são constantes fundamentais,  $I$  (potencial médio de excitação),  $Z$  (número atômico),  $A$  (massa atômica) e  $\rho$  (densidade do material) são referentes ao meio,  $z$  (carga),  $v$  (velocidade),  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  referentes à partícula incidente e  $\delta$ ,  $C$  e  $W_{max}$  são a correção do efeito da densidade, correção de camada e a máxima transferência de energia em uma colisão, respectivamente.

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = -2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right) \quad (10)$$

A máxima transferência de energia em uma colisão ocorre no caso de uma colisão frontal e pode ser estimada pela equação (11) tal que  $\mu m$  é a massa da partícula incidente,  $s = \frac{m_e}{M}$  e  $\eta = \beta\gamma$ .

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (11)$$

Na circunstância em que a partícula em questão é pesada como o caso de um múon, a expressão pode ser aproximada para  $W_{max} \approx 2m_e c^2 \eta^2$ .

O termo  $\delta$  é um fator de correção denominado efeito de densidade e tem suas consequências mais pronunciadas à penetração no meio de partículas de energias mais altas. Quando a partícula atravessa o material, o seu campo eletromagnético polariza as partículas ao longo de seu caminho, de forma que as elétrons do material mais distantes são blindados da influência da incidente. Quanto mais denso o meio maior a manifestação desse efeito. A fórmula de Bethe-Bloch foi deduzida assumindo que os elétrons orbitando os átomos do material são estacionários que é uma aproximação válida para altas velocidades da partícula incidente. Porém, quando tal partícula tem velocidade comparável com a dos elétrons a hipótese assumida não é mais válida, e assim, é necessário o termo de correção de camada  $C$ .

Diferentemente das descrições usadas anteriormente, clássica de Bohr[1] e semi-clássica de Rutherford[2], a expressão de Bethe-Block condiz com os resultados experimentais além de não levar em conta o parâmetro de impacto das colisões mas sim a transferência de momento, ou energia, que é uma quantidade mensurável.

Há ainda uma dependência energética da perda de energia por unidade de distância no meio gasoso. Esta é inversamente proporcional à velocidade da partícula ao quadrado até atingir um mínimo à uma velocidade de aproximadamente de  $v \approx 0,96c$ , onde após este, aumenta assintoticamente ao se aproximar da velocidade da luz, como ilustrado qualitativamente na figura 5. Os múons de raios cósmicos chegam em média a 4 GeV, que equivale para essa partícula a uma velocidade de

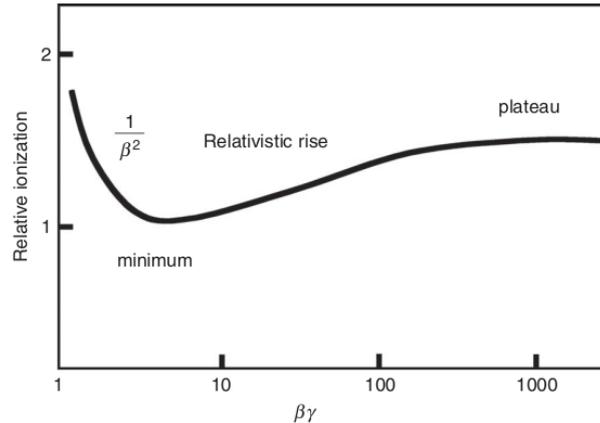


FIG. 5: Perda de energia de partículas carregadas na forma de ionizações em função da energia.[2]

$v \approx 0,999c$ . Portanto, estão no trecho do gráfico em que quanto maior a sua energia, maior é a perda energética para o meio, ainda que essa dependência diminua ao aumentar a energia da partícula. A perda de energia média é descrita pela expressão de Bethe-Bloch, mas experimentalmente o que se observa são flutuações ao redor desse valor de tendência central.

Essas flutuações podem ser descritas pela teoria de Landau [1] em que a razão  $z \frac{\Delta E}{E_0}$  (perda de energia total pela energia inicial) é considerada muito menor que 1. A forma da expressão de Landau é resultado principalmente da produção de elétrons de ionização de alta energia e baixa probabilidade, sendo descrita então pela equação (12), onde  $\lambda$  representa o desvio energético da perda de energia mais provável normalizada, na equação (13), tal que  $K = \frac{4\pi N e^2}{m_e c^2}$ , onde  $N$  é a constante de Avogadro,  $e$  é a carga elétrica do elétron,  $m_e$  a massa de repouso do elétron e consequentemente  $m_e c^2$  a energia de repouso do mesmo.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (12)$$

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{MP}}{K \frac{Z\rho}{A\beta^2} x} \quad (13)$$

Como previsto pela fórmula de Bethe-Bloch a perda de energia de uma partícula carregada atravessando um meio gasoso depende, dentre outros fatores, do momento da partícula e consequentemente de sua massa o que possibilita a identificação de diferentes tipos de partícula. Pela distribuição de Landau, quanto mais espesso é o material a ser atravessado, maior é a "cauda" da distribuição tendendo ao infinito, de forma que diferentes partículas terão sobreposição, no entanto o valor mais provável terá diferença significativa.

Não há expressão analítica simples que descreva o número de ionizações primárias em um meio

ou os fatores de correção de Bethe-Bloch, sendo estes obtidos experimentalmente ou através de simulações.

### 6. Transporte de elétrons e íons em meios gasosos

O movimento dos elétrons e íons, gerados pela partícula de detecção, no gás é descrito pela Teoria Cinética dos Gases[18], e desse movimento os fenômenos que se ressaltam para sua descrição são a difusão e a deriva num campo elétrico. Na ausência de campo elétrico, as partículas se comportam de acordo com a distribuição de velocidades de Maxwell para gases ideais, de modo que a partir do momento e lugar em que os pares são criados, se difundem para fora e colidem com as partículas do gás até atingirem equilíbrio térmico e/ou se recombinarem. Então a difusão das partículas no espaço, após um tempo  $t$ , é dada por uma gaussiana (14). E nesse caso  $N_0$  é o número inicial de partículas se espalhando, os pares, e  $D$  é o coeficiente de difusão.

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (14)$$

O coeficiente de difusão por sua vez é um parâmetro que leva em consideração a velocidade da partícula e o caminho livre médio  $\lambda$ , do elétron e/ou íon. Este último depende da constante de Boltzmann  $k$ , temperatura  $T$ , pressão  $p$  e da seção de choque total  $\sigma_0$  da colisão da partícula carregada com uma molécula do gás, como denotado em (15).

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\sigma_0 p} \quad (15)$$

Assim, é obtido um coeficiente de difusão[1] dependente da temperatura, pressão, seção de choque e da massa da partícula carregada em (16).

$$D = \frac{1}{3}v\lambda \Rightarrow D = \frac{2}{3p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{\pi m}} \quad (16)$$

Sob a influência de um campo elétrico, os íons seguem as linhas de campo em direção ao cátodo, sendo barrados pelas colisões com moléculas do gás. Dessa forma, é definido um novo parâmetro denominado mobilidade  $\mu$ [2] que é dependente da intensidade do campo elétrico  $E$  e da velocidade média da partícula carregada, desde uma colisão até a próxima, onde atinge a velocidade máxima. Esta última variável é chamada velocidade de deriva  $w^+$  e desta forma a mobilidade é descrita por (17).

$$\mu = \frac{w^+}{E} \quad (17)$$

A mobilidade é relacionada diretamente proporcional ao coeficiente de difusão pela relação de Nernst–Townsend[2] mostrada em (18), onde  $e$  é a carga elementar do elétron, para um tratamento de gases ideais clássicos.

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (18)$$

O mesmo ocorre no caso dos elétrons, no entanto estes se movem no sentido oposto aos das linhas de campo se dirigindo assim para o ânodo. É observado para campos elétricos intensos que a mobilidade dos íons se aproxima de um valor constante, de modo que aumentar a intensidade do campo não promoverá maior velocidade de deriva para os mesmos. No entanto, no caso dos elétrons não há um limite para esta velocidade nesse tratamento clássico, podendo aumentar ainda mais após cada colisão. Nesse caso a velocidade de deriva é descrita por (19), onde  $\tau$  denomina o tempo médio entre colisões.

$$w^- = \frac{keE}{m} \tau \quad (19)$$

Ainda no caso dos elétrons, a relação de Nernst–Townsend é modificada com a adição do termo de energia característica  $\epsilon_k$ , para descrever o fato de a difusão depender não só da composição do gás, mas também do campo elétrico, que aumenta a energia do elétron. Diante disso, a nova relação fica como denotada em (20).

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\epsilon_k}{e} \quad (20)$$

Comparando a velocidade de deriva no campo elétrico com essa velocidade de difusão, a velocidade de deriva dos íons é baixa enquanto a dos elétrons é mais elevada já que são muito mais leves. Este último fato associado ao de que a velocidade de difusão dos elétrons também é maior quando comparado à dos íons levam à escolha desses portadores de carga negativa como meio para detecção e amplificação do sinal gerado pela partícula de detecção alvo.

### 7. *Avalanche e multiplicação*

Sob campo elétrico suficientemente intenso, da ordem de kV/cm, ocorre a criação dos pares de íons-elétrons por uma colisão do elétron primário acelerado. Assim, os novos elétrons secundários também criam novos pares de forma que um cluster de elétrons é acumulado no caminho até o eletrodo coletor. O caminho livre médio para que ocorra uma colisão ionizante pelo elétron  $\lambda$  pode ser relacionado ao primeiro coeficiente de Townsend[2]  $\alpha$ , pela relação inversa. Este último

representa o número de pares criados por distância percorrida do elétron, e portanto pode ser expressado pela equação 21, onde  $N$  representa o número de moléculas por unidade de volume e  $\sigma_i$  a seção de choque de ionização.

$$\alpha = N\sigma_i = \frac{1}{\lambda} \quad (21)$$

De maneira aproximada, após cada  $\lambda$  percorrido, os elétrons livres produzirão novos pares e assim sucessivamente. Dessa forma a variação diferencial do número de elétrons criado para um diferencial de distância percorrida pode ser escrito pela equação (22) que ao ser integrada leva à (23), onde  $M$  é o fator de multiplicação de carga.

$$dn = n\alpha dx \quad (22)$$

$$n = n_0 e^{\alpha x} \Leftrightarrow M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (23)$$

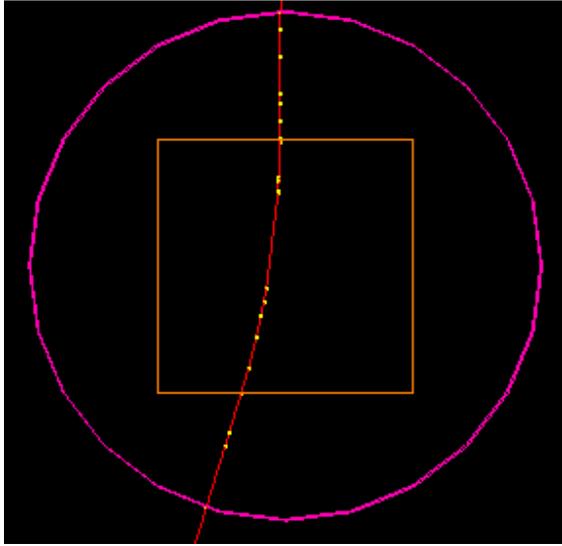
No caso genérico em que  $\alpha$  varia no espaço, deve-se integrar no intervalo percorrido, de acordo com a equação (24). Existem várias expressões para o coeficiente de Townsend para geometrias arbitrárias válidas para cada região de campo elétrico.

$$M = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (24)$$

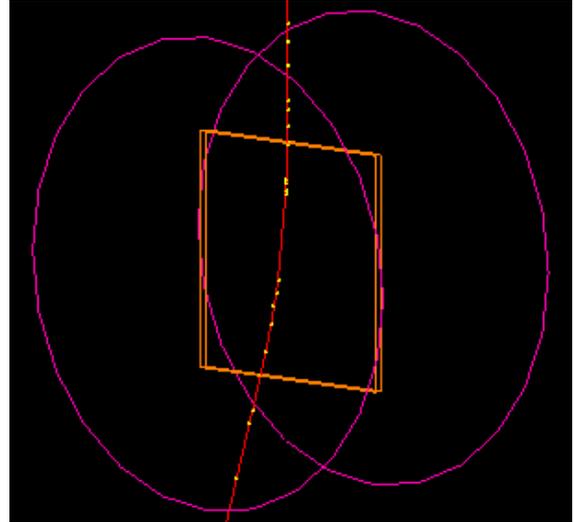
Se uma pressão maior é aplicada à mistura gasosa, o caminho livre médio entre ionizações deve diminuir e conseqüentemente a ionização, ou coeficiente de Townsend, deve aumentar, o que implica numa dependência de mesmo tipo para o fator de multiplicação de carga. Dessa forma é comum, mas não necessário, representar distribuições do ganho reduzido, isto é, pela razão  $\frac{M}{P}$ .

### 2.3. Um espectrômetro de múons de raios cósmicos

O espectrômetro intencionado aqui consiste de uma folha de THGEM posicionada no interior, e perpendicularmente ao campo, de uma bobina de Helmholtz[19] que possui uma distribuição de linhas de campo magnético aproximadamente uniforme em seu interior. Nesta simulação foi delimitada uma região de energia do múon, de 2 GeV, que seria a energia mínima para que um múon chegue na superfície terrestre (vide estimativa feita na seção 6), a 5 GeV, já que tem uma margem acima da energia média com que essas partículas chegam ao nível do mar. Com tal arranjo será possível obter informações a respeito do movimento transversal do múon no detector, como trajetória e energia. O arranjo é ilustrado na figura 6.



(a) Vista lateral do arranjo do espectrômetro.



(b) Vista em perspectiva do arranjo do espectrômetro.

FIG. 6: Vistas do arranjo do espectrômetro construídas no *software* Geant4. Nelas, o cilindro cavo representam a bobina de Helmholtz, o paralelepípedo laranja representa a THGEM, a linha retrata a trajetória do múon incidente e os pontos amarelos são pontos de ionização.

A força de Lorentz,  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , no caso ausente de campo elétrico fica  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , de modo que somente a componente da velocidade transversal ao campo está sujeito à força magnética. Neste movimento transversal, a força magnética corresponde à força centrípeta, e no caso relativístico a massa pode ser escrita como  $m = \gamma m_0$ , como podemos observar nas equações (25), (26) e (27).

$$m\mathbf{a}_{cp} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} = q(v_x\hat{x} + v_y\hat{y}) \times (B_0\hat{z}) \quad (25)$$

$$\Rightarrow \gamma m_0 \mathbf{a}_{cp} = qB_0(v_y\hat{x} - v_x\hat{y}) \quad (26)$$

Em módulo, temos

$$\gamma m_0 a = \gamma m_0 \frac{v_T^2}{R} = qB_0 \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad (27)$$

E como  $\sqrt{v_x^2 + v_y^2}$  é o módulo da velocidade transversal e  $p = \gamma m_0 v$  é o momento linear relativístico, obtemos,

$$p_T = qB_0 R \quad (28)$$

onde  $R$  é o raio da trajetória,  $p_T$  é o momento linear transversal,  $q$  é a carga do múon e  $B_0$  é a intensidade do campo magnético assumindo que este é uniforme na região que permeia o detector.

E no caso em que o movimento é dado inteiramente no plano transversal,  $\mathbf{p}_{total} = \mathbf{p}_T$ , o momento linear pode ser relacionado à energia total do múon por

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0c^2)^2 = (qB_0Rc)^2 + (m_0c^2)^2 \quad (29)$$

Assim os múons são separados por momento linear transversal através do raio de sua trajetória. Conforme o múon atravessa o volume gasoso contendo o detector ThickGEM, partículas/moléculas do gás são ionizadas, e os elétrons provenientes dessa ionização são os objetos de partida que permitirão a reconstrução da trajetória transversal do múon. Neste ponto então a THGEM inicia sua operação através da avalanche de elétrons, de forma que a posição no plano da mesma para cada avalanche representa um ponto que pertence à trajetória do múon. Logo, é possível realizar um ajuste de curva para estimar o raio da curva e conseqüentemente a energia do múon.

Portanto o desempenho desse espectrômetro depende essencialmente da composição gasosa no interior da THGEM, de sua área transversal e da intensidade do campo magnético. Assim, esses 3 parâmetros tem influência sobre o ajuste de curva do modelo. No entanto, espera-se que a energia estimada ao final da análise seja sempre ligeiramente menor do que a energia real do múon. Isso porque a partícula atravessando o meio gasoso transfere parte de sua energia para o gás, para que ocorram as avalanches. Portanto o caminho percorrido pelo múon será um arco de circunferência com raio decrescente ao longo da trajetória assemelhando-se a uma espiral, o que implica numa energia estimada menor do que a real. Aqui, visa-se obter o quanto esse valor se distancia do real para este espectrômetro.

### 3. A SIMULAÇÃO

Para a simulação completa do experimento de espectroscopia de múons, o **Geant4**, o **Gmsh**[20], o **Elmer**[21] e o **Garfield++** são usados em etapas diferentes. Isso pois a complexa geometria torna difícil a implementação da mesma no **Geant4**, além deste último não ter seu foco em simulação de multiplicação e avalanches de elétrons, e aí entra o papel do **Garfield++**. Este foi elaborado especificamente para esse tipo de simulação já que através dele são calculados os parâmetros de transporte de elétrons no meio gasoso. No *software* **Geant4**, os múons são lançados no volume gasoso que representa a ThickGEM, estes, ao transitar pelo gás, ionizam os átomos do mesmo gerando partículas secundárias na simulação, os elétrons. Então as informações desses elétrons, como energia, posição e momento linear, são armazenadas num arquivo tipo **.root**[22] e posteriormente servem de entrada na execução da avalanche de elétrons no **Garfield++**. Com as informações

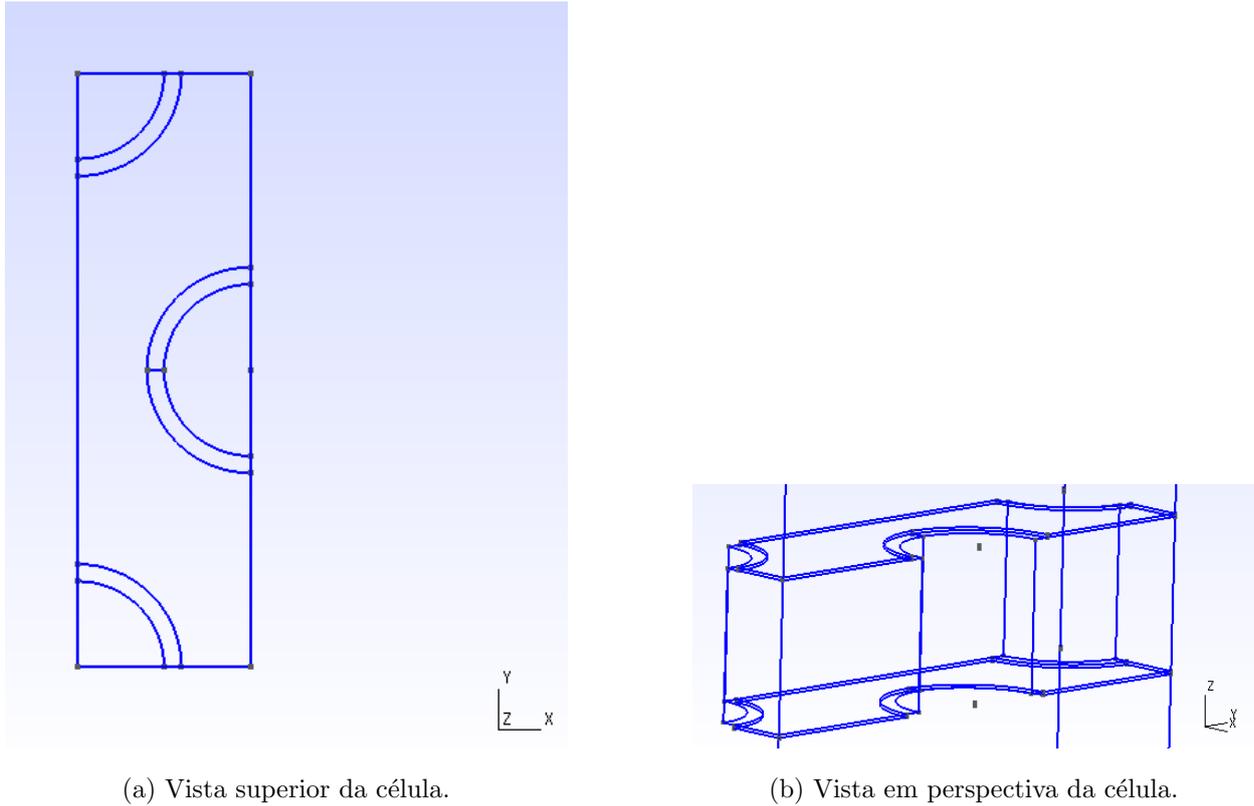


FIG. 7: Vistas de uma célula da folha de THGEM construída no software de elementos finitos Gmsh.

das avalanches, posição, ganho e tempo, é possível reconstruir a trajetória do múon com uma resolução a se determinar.

Para realizar a simulação no **Garfield++** é necessário gerar a malha, *mesh*, da descrição geométrica de apenas uma célula de uma folha de THGEM no *software* de elementos finitos Gmsh, como pode ser visto na figura 7, já que a folha inteira é construída por periodicidade da célula no **Garfield++**. Além disso é necessário calcular o campo elétrico nos arredores desse mesmo elemento através do *software* de simulação de sistemas multi-físicos Elmer. Para isso foram aplicados para respectivamente o ânodo, folha condutora inferior, folha condutora superior e cátodo tensões de 0V, -2000V, -3500V e -3700V, de modo que a diferença de potencial total aplicada na THGEM seja um valor de  $\Delta V = 3700\text{V}$ .

O procedimento completo da simulação é ilustrado no fluxograma da figura 8.

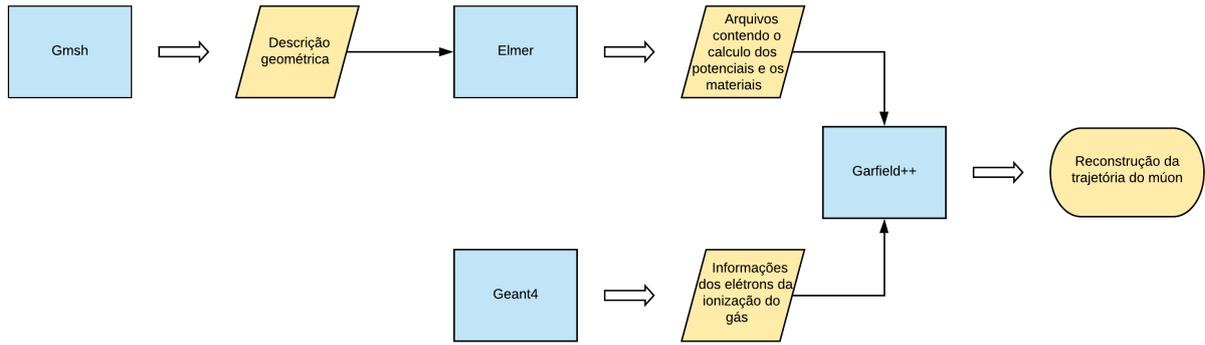


FIG. 8: Fluxograma das etapas da simulação do experimento de espectroscopia através dos *softwares* Gmsh, Elmer, Geant4 e GARfield++.

### 3.1. Geant4

Geant4 é um conjunto de ferramentas de simulação orientado a objeto, implementado em C++, da radiação interagindo com a matéria, tendo assim aplicação em áreas como física de altas energias, física médica, engenharia aeroespacial, ciência dos materiais, entre outras. Este *software* utiliza o método de Monte Carlo, que consiste em uma técnica de análise numérica que usa amostragem estocástica para simular fenômenos do mundo real.

#### 1. Objetivo

O Geant4 tem duas funções principais neste projeto. A primeira equivale à obtenção da resolução desse espectrômetro para estimar o valor de intensidade de campo magnético mínima que a bobina de Helmholtz precisaria ter, a fim de que seja possível diferenciar um feixe de múon de uma dada energia de outro.

A segunda finalidade remete a um momento específico da simulação. Ao passar pela região gasosa do detector, o múon colide com as partículas do gás ionizando as mesmas e assim gerando elétrons primários, excitados livres. A obtenção da energia desses elétrons, assim como sua posição e momento, é o propósito do Geant4 para esta etapa. Essas informações serão usadas no Garfield++ posteriormente.

## 2. Procedimento

No **Geant4** as classes implementadas se conectam umas às outras, de tal forma que para um determinado processo, outra classe pode por sua vez ser exigida.

Há dois tipos de classes de usuário, as de inicialização e as de ação, onde as últimas são utilizadas durante a execução do programa. Além disso existem 3 classes de inicialização de implementação mandatória para qualquer simulação: **G4VUserDetectorConstruction**, **G4VUserPhysicsList** e **G4VUserActionInitialization**. A primeira descreve a geometria do detector, a segunda descreve os processos físicos pertinentes à simulação, e a última requer a implementação de pelo menos uma classe de ação chamada **G4VUserPrimaryGeneratorAction**. Esta classe de ação de usuário cria uma instância de um gerador primário de partículas.

Numa simulação, a maior unidade é denominada Run, que consiste de um conjunto de eventos. E os eventos por sua vez contém os inputs e outputs como as partículas primárias, trajetórias e a coleção de Hits, que é uma "foto", objeto, do instante em que a partícula interage com a região sensível do detector. A figura 9 mostra a hierarquia das principais classes utilizadas neste trabalho.

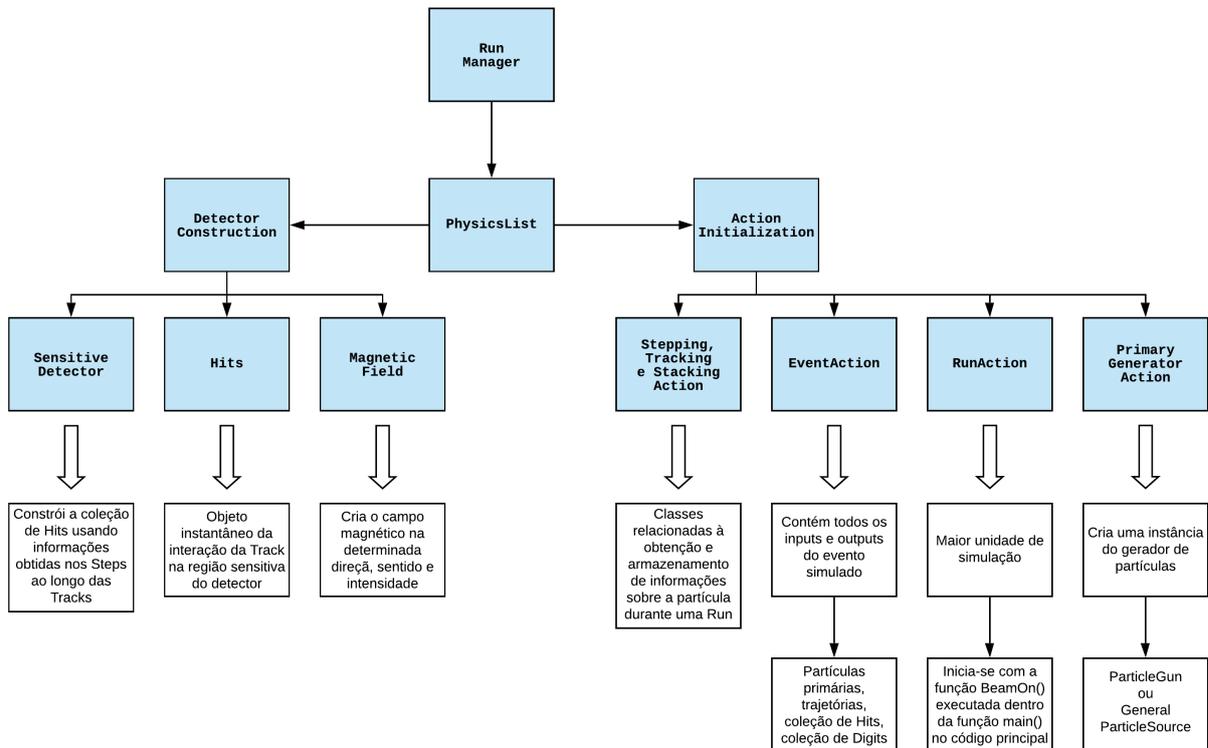


FIG. 9: Hierarquia das classes do *software Geant4* usadas nesta simulação.

Essencialmente nessa etapa da simulação um paralelepípedo de seção transversal quadrada com espessura de 0,7 cm permeado por uma mistura gasosa escolhida é disposta perpendicularmente à um campo magnético, tal volume representa o arranjo de uma THGEM. Só é necessário coletar informações provenientes da interação do múon com o gás nesse momento da simulação, portanto esse volume gasoso é uma descrição suficiente.

O gerador de partículas primário mais simples do `Geant4` é denominado `G4ParticleGun`, que lança o tipo de partícula desejado com direção de momento linear e energia bem definidos pelo usuário. Nesse caso, este é posicionado a 1  $\mu\text{m}$  de distância do centro da THGEM. É necessário observar que neste momento, a THGEM é apenas um volume gasoso, no entanto, na etapa seguinte o meio desse volume gasoso possuirá uma folha com um "sanduíche" de isolante com um condutor de espessura 0,05 cm em seu interior, a THGEM. E dessa forma os múons lançados devem ser posicionados afastados do plano central da folha a uma distância maior que 0,025 cm. Caso contrário, esses elétrons terão sido gerados dentro da folha de THGEM, o que impede a criação do cluster, avalanche, de elétrons e nesse trabalho o interesse reside naqueles múons em que sua detecção é possível.

A execução do programa acontece de forma discreta através de intervalos bem definidos, chamados de *steps*, ou passos em tradução literal. O `G4Step` armazena as informações transientes que por sua vez contém as coordenadas espaciais dos pontos e o volume geométrico em que se encontra a partícula em questão. O passo também contém informações sobre a mudança nas propriedades da *track* entre esses dois pontos, como energia e momento. Aqui, *track*, ou traço, é um objeto da classe `G4Track`, classe responsável por armazenar tanto informações correntes da partícula como informações estáticas, sempre do início do passo e ao terminar a execução do passo, as informações do traço são atualizadas. Caso um passo seja limitado por um volume diferente, objeto geométrico lógico construído diferente, o ponto final do passo se posiciona fisicamente na fronteira e pertence logicamente ao volume seguinte, o que torna possível a extração de informações à respeito da partícula ao cruzar fronteiras de objetos diferentes.

O objeto "Physics List" é responsável por fornecer as informações a respeito dos processos físicos envolvidos no experimento à `G4RunManager`. Assim, é necessário definir as partículas e os processos físicos associados a cada partícula na classe `G4VUserPhysicsList`. No entanto, existem "módulos" já prontos para uso presentes no *software* específicos para determinados processos físicos. Nesse caso o modelo físico deve ser para processos de baixas energias já que o interesse reside nas ionizações, logo a escolha do modelo de Livermore é satisfatória. O pacote Livermore é baseado na biblioteca de dados de Livermore publicamente disponível e avaliada, este permite a simulação

de processos como espalhamento Compton, efeito foto-elétrico, ionização, Bremsstrahlung entre outros.

No **Geant4** a produção de partículas secundárias é delimitada inferiormente por um valor denominado *cut*, corte, que pode ser em distância ou energia. Isso pois, por exemplo, um fóton de baixa energia tem um comprimento de absorção pequeno, então se o detector tem uma resolução menor que a desse comprimento simular simplesmente um depósito dessa energia no gás é menos custoso em termos de poder computacional, do que simular todas as criações e reabsorções de fótons, sendo que ao fim da simulação o efeito medido será o mesmo. Assim o modelo de Livermore tem um limite de energia mínimo recomendado, valor de corte, de 250 eV, apesar de valores mais baixos são factíveis com precisão reduzida.

### 3.2. Garfield++

Assim como o **Geant4**, o **Garfield++** é um conjunto de ferramentas de simulação orientado a objeto, no entanto voltado especificamente para detectores de partículas que usam uma mistura de gás ou um material semicondutor como meio sensitivo. O **Garfield++** tem a interface de usuário derivada do **ROOT** e será responsável pela parte microscópica da simulação.

#### 1. Objetivo

Neste trabalho, o **Garfield++** tem a finalidade de realizar a multiplicação da avalanche de elétrons e o transporte do mesmo no volume gasoso. Com a informação final das avalanches é possível reconstruir a trajetória que seria feita por um múon que atravessa o detector ThickGEM, considerando a posição x-y das avalanches como posições contidas no caminho real percorrido pelo múon.

Isto será feito utilizando a energia e momento dos elétrons provenientes da ionização do gás como ponto de partida para o transporte e as avalanches, obtida pela simulação no **Geant4**.

#### 2. Procedimento

O **Garfield++** tem três tipos de classes, uma responsável por descrever o detector, outra pelo transporte de partículas pelo detector e a classe **Sensor** que é responsável pela a integração entre os dois anteriores. Nesse caso, para as classes que descrevem o detector foram usadas a **MediumMagboltz** e a **ComponentElmer**.

A `MediumMagboltz` é uma biblioteca que define o gás utilizado no meio além de definir os coeficientes relacionados ao transporte, descritos em 2.2.2.6, como velocidade de deriva (velocidade média de um conjunto de íons/elétrons ao longo do campo elétrico), coeficiente de difusão, e coeficiente de anexo (desionização), onde todos os anteriores são descritos em função do campo elétrico. Visa-se realizar o experimento futuramente sob condições ambientes, então foram especificados na simulação a temperatura de  $293.15\text{ K} = 20\text{ }^\circ\text{C}$ , pressão de  $760\text{ Torr} = 1\text{ atm}$ . A taxa de transferência de Penning, fenômeno descrito na seção 2.2.2.4, foi especificado a um valor de 0.6 de acordo com a referência [23]. Já a mistura gasosa é um fator a ser analisado, então pode se ter diferentes frações e composições para cada simulação e será especificado na análise dos resultados.

A classe `ComponentElmer` carrega os materiais, a geometria e o mapa de campo elétrico na mesma, fazendo interface com a saída do que foi processado no *software* Elmer. Outro `Component` para a geometria poderia ser usado, ANSYS<sup>®</sup>[24] por exemplo, no entanto o Elmer foi escolhido devido ao fato de ser um *software* gratuito e de código aberto.

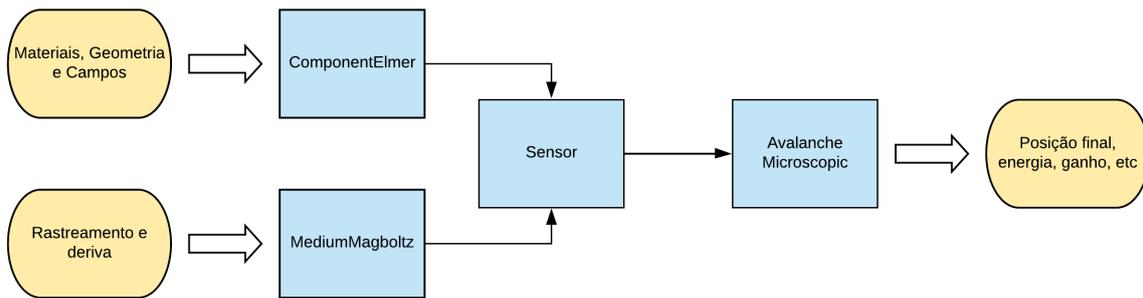


FIG. 10: Esquema de hierarquia das classes do *software* `Garfield++` usadas nesta simulação.

A classe `Sensor` faz então a conexão entre esses dois ramos, e com o sensor construído, é possível realizar a simulação da avalanche de elétrons por meio da classe `AvalancheMicroscopic`. Durante a deriva esses elétrons podem passar por algum determinado processo de colisão e no `Garfield++` esses podem ser: colisão elástica, ionização, recombinação, colisão inelástica, excitação, colisão superelástica ou colisão virtual (ou colisão nula). Sendo estes determinados pelas tabelas de seção de choque e dos parâmetros de transporte calculados em função do campo elétrico no meio. E para uma simulação ainda mais completa é possível incluir também o efeito de deriva dos íons, ion-backflow, através da classe `AvalancheMC`. Do objeto construído da classe de avalanche é possível extrair informações dos elétrons ao final da simulação, como posição, energia e tempo final de deriva. A figura 10 ilustra o processo completo no `Garfield++`.

Realizando a avalanche para cada elétron de ionização, recebido do **Geant4** é possível reconstruir a trajetória do múon e estimar a energia do mesmo com uma precisão a se determinar, isso assumindo que o múon possui apenas movimento perpendicular ao campo magnético e que as avalanches coletadas não se desviam da trajetória real.

### 3. Coleta de dados

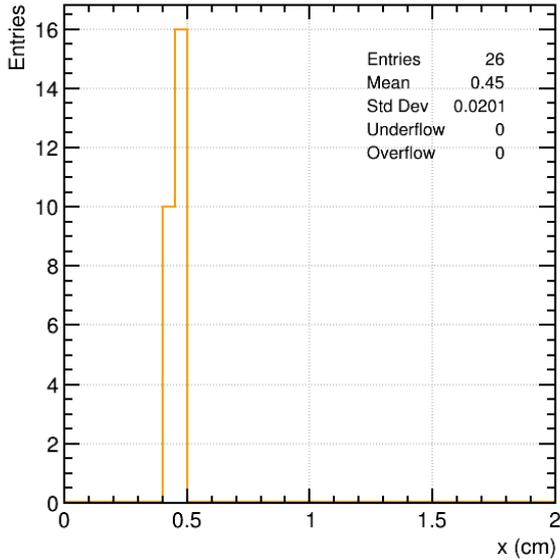
Para cada cluster de elétrons formado, dois objetos da classe **TH1D** do *software ROOT* são gerados. Esses objetos representam histogramas no número de elétrons em função da posição na direção  $x$  e o outro, em função da posição na direção  $y$ . Ambos possuem um valor de bin, resolução do histograma, de 0.05 cm e esse valor representa a espessura das tiras que compõem o eletrodo de coleta. Assim o valor médio da posição em  $x$  e em  $y$  podem ser obtidos pelo método **GetMean()** para cada histograma preenchido e nesse caso para obter a resolução experimental de cada avalanche é levada em conta apenas a incerteza estatística.

A incerteza estatística é proveniente do desvio da amostra, no entanto para um número de amostras de 100 eventos por exemplo, o desvio da população tem uma diferença de 0.5% e diminui ao aumentar o tamanho da amostra. Nessa simulação o tamanho da amostra, número de elétrons presentes no cluster, é sempre maior que 200, e portanto é suficiente utilizar o desvio da população, ou seja, o valor RMS, que pode ser obtido pelo método **GetRMS()** dos histogramas das avalanches. Um exemplo de coleta de avalanche em histograma pode ser observado nas figuras 11 para o caso de uma avalanche simulada com elétron de ionização inicial com energia cinética nula sob campo de 5 T numa THGEM de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> permeada por uma mistura gasosa de ArCO<sub>2</sub>(70/30), meramente para ilustração do processo de coleta.

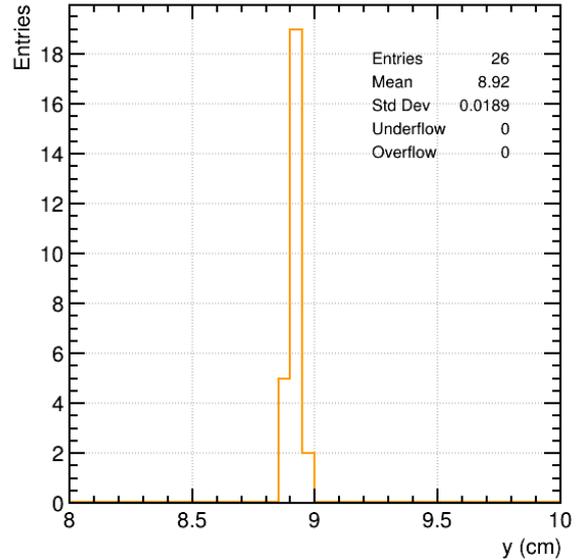
## 4. ANÁLISE DOS RESULTADOS

O espectrômetro deve ser capaz de separar feixes de múons de diferentes energias, portanto quanto mais otimizado e preciso for o ajuste de curva no fim, maior o poder do mesmo. Quanto maior a quantidade de pontos de ionização melhor o ajuste, e isso pode ocorrer pelo aumento da área de coleta em que a trajetória do múon se encontra ou pelo aumento da taxa de perda de energia do múon para o gás, ou seja diminuindo o caminho livre médio da partícula. Para analisar o último fator, diferentes composições de gases devem ser aplicadas.

Nesse estudo o fator que dita se a medida é possível é a precisão do ajuste. Então, foi feita uma



(a) Histograma de coleta da posição em  $x$  da avalanche.



(b) Histograma de coleta da posição em  $y$  da avalanche.

FIG. 11: Histogramas de coleta de posição e medida de dispersão da mesma, de uma avalanche simulada com elétron de ionização inicial com energia cinética nula sob campo de 5 T numa THGEM de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  permeada por uma mistura gasosa de  $\text{ArCO}_2(70/30)$ .

análise individual de cada uma das variáveis de desempenho deste espectrômetro: composição do gás permeante, intensidade do campo magnético e tamanho do detector THGEM.

#### 4.1. O ajuste

Para o tratamento de dados provenientes do *Garfield++* foi utilizado o *software* de análise de dados *ROOT*, onde é possível plotar a distribuição dos pontos no espaço além de ajustar os parâmetros do modelo. A trajetória de uma partícula carregada com velocidade constante numa região de campo magnético uniforme é um arco de circunferência, descrita pela expressão (30). A trajetória real do múon nesse caso não será uma circunferência exata devido a perda de energia do múon para o gás, no entanto assumindo que tal taxa é suficientemente baixa em relação à energia total é possível aproximar a esse modelo. Logo há 3 parâmetros a serem ajustados: o centro da circunferência  $(x_c, y_c)$  e o raio  $R$ . Apesar da posição do centro dessa circunferência ser irrelevante

para a análise, é necessário conhecê-la para obter uma estimativa do raio  $R$ .

$$(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = R^2 \quad (30)$$

Para obter tais parâmetros foi utilizado o método de minimização do  $\chi^2$ , que nesse caso é descrito por (31), e os métodos `ROOT::Math::Functor` e `ROOT::Fit::Fitter` onde o primeiro tem como tarefa especificar a função a ser ajustada e a segunda ajustar os parâmetros a função.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(R - f_i)^2}{\sigma_{f_i}^2} \quad (31)$$

Na equação do  $\chi^2$ ,  $f_i$  é a distância dos pontos da distribuição até o centro da circunferência como explicito em (32), e assim a incerteza padrão  $\sigma_{f_i}$  é obtida da propagação das incertezas padrão das posições em (33).

$$f_i = \sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2} \quad (32)$$

$$\sigma_{f_i}^2 = \left(\frac{x_i - x_c}{f_i}\right)^2 \sigma_{x_i}^2 + \left(\frac{y_i - y_c}{f_i}\right)^2 \sigma_{y_i}^2 \quad (33)$$

As incertezas padrão das posições em  $x$  e  $y$  são obtidas pelo erro estatístico obtido pela simulação no `Garfield++`. Ao final do ajuste é então obtido principalmente a medida de raio, e no caso em que o movimento se dá inteiramente num plano transversal ao campo magnético é possível estimar o valor da energia do múon através da equação (29). A figura 12 ilustra um exemplo do ajuste realizado para um múon de 5 GeV adentrando uma THGEM de  $20 \times 20 \times 0.35 \text{ cm}^3$  sob um campo magnético de 5 T.

Cada evento foi realizado 100 vezes sob exatamente as mesmas condições a fim de obter estatística sobre o mesmo, ou seja, uma distribuição de resultados para um mesmo experimento de onde serão extraídos a medida e sua incerteza através do ajuste de uma distribuição Gaussiana. A distribuição para valores de energia será denominada histograma de energia e é o resultado principal a ser observado em todas as análises seguintes.

### 1. Eficiência de reconstrução

O resultado dos histogramas de energia foram utilizados posteriormente para esboçar uma distribuição da eficiência de reconstrução, tanto para diferentes valores de campo magnético como para diferentes valores de aresta da folha de THGEM. Nesse caso, tais esboços foram construídos

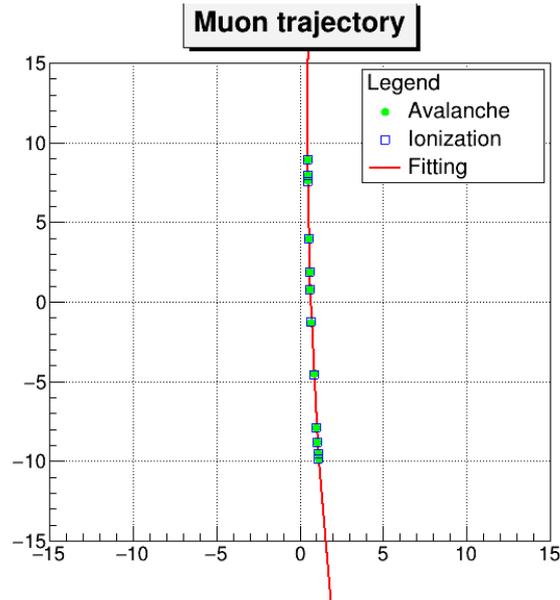


FIG. 12: Representação gráfica do ajuste de circunferência, em vermelho, de um múon de 5 GeV numa THGEM de  $20 \times 20 \times 0.35 \text{ cm}^3$  sob campo magnético de 5 T. Os pontos azuis representam os pontos de ionização gerados no `Geant4` e os verdes, os pontos obtidos pela simulação das avalanches no `Garfield++`.

integrando a área dos dados num intervalo de  $[-3\sigma; 3\sigma]$  ao redor do valor médio e dividindo pela área total da distribuição, de acordo com a equação (34). As figuras 15 servem como exemplo de histograma de energia com respectivos parâmetros de ajuste para visualização do cálculo de eficiência.

$$\epsilon = \frac{\text{área}_{3\sigma}}{\text{área}_{\text{Total}}} = \frac{N}{M} \quad (34)$$

Tal que o valor médio e o valor da medida de dispersão  $\sigma$  são parâmetros obtidos do ajuste da distribuição gaussiana no histograma de energia, como os apresentados nas figuras 15. Numa situação ideal de uma distribuição gaussiana,  $3\sigma$  cobriria aproximadamente 99.73% da área total. Logo, idealmente o valor de eficiência  $\epsilon$  calculado deveria ser menor ou igual a 99.73%, no entanto como a quantidade de dados simulados é baixa, a distribuição é visivelmente discreta, e nos melhores resultados pode levar a um valor de  $\epsilon = 1$ .

Os parâmetros de cada ajuste de gaussiana,  $\mu$  e  $\sigma$ , possuem erros associados e esses erros podem ser propagados no cálculo de eficiência de reconstrução, já que os respectivos erros mudam o intervalo de integração dos dados que satisfazem o intervalo ao redor do valor médio. No entanto esse cálculo pode ser problemático para valores de eficiência próximos de 0 ou 1, já que a eficiência não pode ser menor que 0 ou maior que 1. Nesse caso o valor do erro da eficiência é calculado assumindo

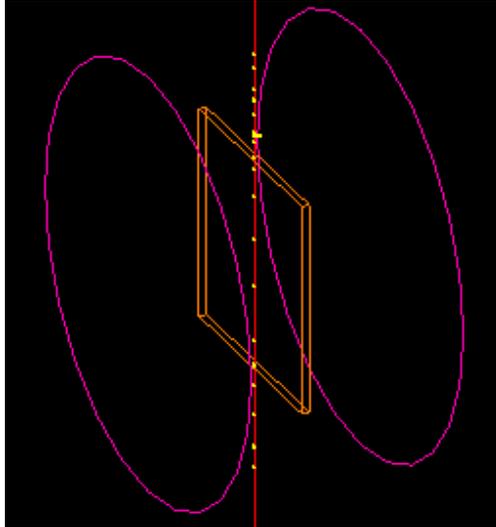


FIG. 13: Representação do feixe de múon atravessando o volume gasoso da THGEM na ausência de campo magnético produzida pelo *software* `Geant4`. A bobina é representada pelo cilindro roxo oco, a THGEM pelo paralelepípedo laranja e a trajetória do feixe em vermelho com os pontos de ionização em amarelo

a mesma possui uma distribuição de probabilidade binomial de acordo com o método descrito em [25]. Este método foi aplicado através da classe `TGraphAsymmErrors` do *software* `ROOT`[26].

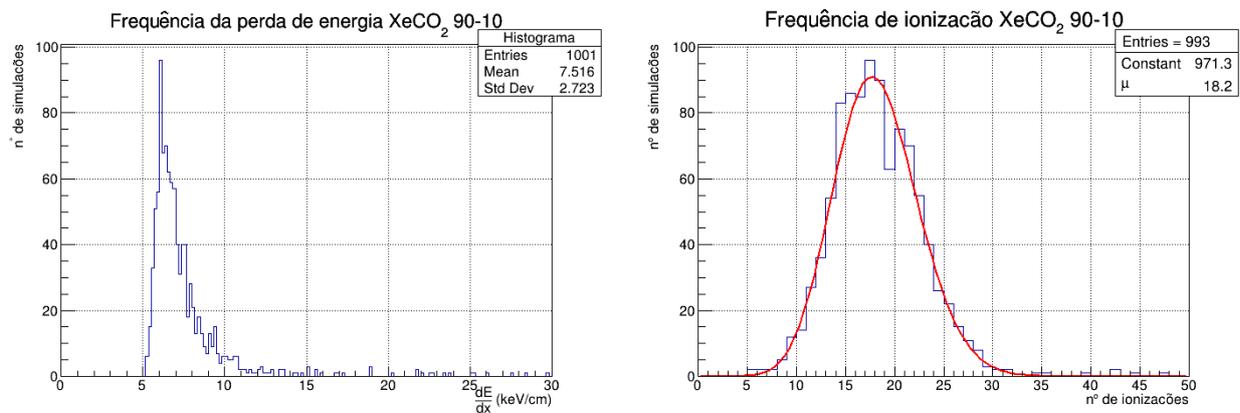
#### 4.2. Tipo de gás

Dependendo da composição do gás que permeia a folha de ThickGEM, podem ocorrer mais avalanches, avalanches mais energéticas, uma maior perda de energia do múon e/ou um maior número de pontos de ionização.

##### 1. Perda de energia para o meio gasoso

Para uma análise da perda de energia do  $\mu^-$  para o meio, é necessário estimar a taxa de variação da energia do mesmo em função da distância percorrida no volume  $\frac{dE}{dx}$ . Para isso o gerador de partículas primário foi posicionado perpendicularmente à THGEM, o campo magnético foi desligado e a simulação no `Geant4` pode fornecer a energia antes e após a folha, como ilustrado na figura 13. Realizando 1000 simulações sob as mesmas condições de campo magnético de 0 T, lançando múons sempre de aproximadamente 5 GeV e dimensões transversais da THGEM de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , os dados da energia ao entrar e ao sair do volume do detector foram coletados e armazenados

num histograma TH1. O caso de um múon relativístico, como o de raio cósmico, apresentará uma perda da ordem de 0,01% em relação ao valor inicial de energia, assim a distribuição de Landau [27] se encaixa para a flutuação da perda de energia por ionizações. No entanto, como esta não é simétrica, obtendo o pico da distribuição e a largura à meia altura do histograma, o valor mais provável e sua incerteza são estimadas aproximadamente. Um ajuste de curva para o modelo de uma distribuição de Landau apresentou o parâmetro de incerteza subestimado quando em comparação com a metade da largura à meia altura do histograma, portanto o ajuste não foi adotado nesse instante. A figura 14a ilustra um exemplo de um dos histogramas construídos, e a tabela I denota os valores medidos e respectivos erros para diferentes composições gasosas. Por um procedimento análogo, outra tabela pode ser construída com o número de ionizações no



(a) Histograma da contagem do número de simulações realizadas e a perda espacial de energia no volume da THGEM contendo a mistura gasosa de XeCO<sub>2</sub>(90/10) .

(b) Histograma da contagem do número de simulações realizadas e o número de ionizações no volume da THGEM contendo a mistura gasosa de XeCO<sub>2</sub>(90/10), com ajuste de distribuição de Poisson.

FIG. 14: Histogramas da perda de energia e número de ionizações para a mistura XeCO<sub>2</sub>(90/10) com o ajuste de curva para a frequência de ionização.

volume para diferentes misturas e concentrações de gás principal/auxiliar. Dessa vez realizando um ajuste de curva para uma distribuição de Poisson, foram obtidos o valor médio e sua incerteza, como podem ser visualizados na tabela III e na figura 14b um exemplo de histograma com ajuste ilustrado. A escolha dessas misturas específicas nessa primeira análise se deve ao fato de serem comumente empregadas para esses tipos de detectores, além de serem mais econômicas quando comparadas a composições que contenham outros gases nobres viáveis, com exceção do xenônio.

A princípio a situação ideal é aquela em que a perda de energia do múon ao atravessar o meio

Gás	$\frac{dE}{dx} (90/10)$ (keV/cm)	$\frac{dE}{dx} (80/20)$ (keV/cm)	$\frac{dE}{dx} (70/30)$ (keV/cm)
ArCO <sub>2</sub>	2.42 ± 0.33	2.42 ± 0.25	2.42 ± 0.33
ArCH <sub>4</sub>	2.25 ± 0.25	2.42 ± 0.17	2.08 ± 0.25
ArCF <sub>4</sub>	2.58 ± 0.33	2.75 ± 0.33	3.42 ± 0.42
XeCO <sub>2</sub>	6.08 ± 0.58	6.25 ± 0.75	5.92 ± 0.58

TABLE I: Perda de energia da partícula primária para diferentes misturas e frações gasosas.

Gás	$\frac{dE}{dx} (90/10)$ (keV/cm)	$\frac{dE}{dx} (80/20)$ (keV/cm)	$\frac{dE}{dx} (70/30)$ (keV/cm)
ArCO <sub>2</sub>	2.61	2.70	2.776
ArCH <sub>4</sub>	2.44	2.35	2.25
ArCF <sub>4</sub>	2.92	3.30	3.68
XeCO <sub>2</sub>	6.52	6.17	5.81

TABLE II: Valores da perda de energia da partícula primária para diferentes misturas e frações gasosas esperados pela teoria.

Gás/n <sup>o</sup> de ionizações	90/10	80/20	70/30
ArCO <sub>2</sub>	10.6 ± 3.2	10.7 ± 3.3	10.8 ± 3.3
ArCH <sub>4</sub>	10.0 ± 3.2	9.6 ± 3.1	9.5 ± 3.1
ArCF <sub>4</sub>	11.2 ± 3.3	12.1 ± 3.5	13.7 ± 3.7
XeCO <sub>2</sub>	18.2 ± 4.3	20.7 ± 4.5	23.0 ± 4.8

TABLE III: Número de ionizações no volume para diferentes composições e frações gasosas.

é mínima e o número de ionizações é o maior possível, pois assim a trajetória real se aproxima do modelo de ajuste, no caso de uma circunferência, além de haver mais pontos para a realização do ajuste, o que o torna mais preciso. Dos dados das tabelas I e III a mistura que obteve a maior razão  $\frac{n^{\circ} \text{ de ionizações}}{\Delta E}$  foi a mistura ArCO<sub>2</sub>(80/20) e ArCO<sub>2</sub>(70/30) com um valor de  $4,42 \pm 1,4 \frac{\text{ionizações}}{\text{keVcm}^{-1}}$ , e a de menor razão XeCO<sub>2</sub>(90/10) com um valor de  $2,99 \pm 0,76 \frac{\text{ionizações}}{\text{keVcm}^{-1}}$  respectivamente.

O múon possuirá um menor poder de penetração e apresentará maior perda de energia para uma mistura gasosa mais densa e portanto sua trajetória será alterada mais bruscamente em relação ao movimento que teria no vácuo. Das composições simuladas da tabela a densidade varia de 1.46 g/L a 5.46 g/L, sendo que aquela que se mostrou mais proveitosa nessa primeira análise, ArCO<sub>2</sub>(70/30), possui um valor intermediário de 1.80 g/L. Com apenas tal consideração, a mistura com menor densidade possível deveria ser a escolha ideal para o experimento. No entanto o que possibilita a medida neste detector é a energia perdida pelo múon efetivamente para ionizações. Diante

Gás/n <sup>o</sup> de ionizações	90/10 (cm <sup>-1</sup> )	80/20 (cm <sup>-1</sup> )	70/30 (cm <sup>-1</sup> )
ArCO <sub>2</sub>	0.53 ± 0.16	0.535 ± 0.165	0.54 ± 0.165
ArCH <sub>4</sub>	0.5 ± 0.16	0.48 ± 0.155	0.475 ± 0.155
ArCF <sub>4</sub>	0.56 ± 0.165	0.605 ± 0.175	0.685 ± 0.185
XeCO <sub>2</sub>	0.91 ± 0.215	1.035 ± 0.225	1.15 ± 0.24

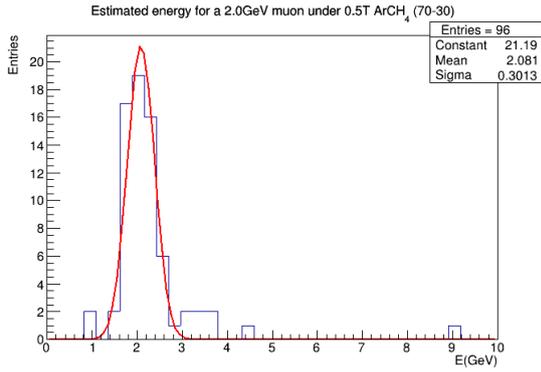
TABLE IV: Número de ionizações por centímetro para diferentes composições e frações gasosas.

disso, não necessariamente a mistura de menor densidade é a melhor escolha. Tal fator é uma implicação do efeito Penning, onde dependendo da escolha do gás auxiliar e de sua fração parcial, mais ionizações são possibilitadas para colisões menos energéticas do múon com a mistura gasosa. Apesar de uma maior razão  $\frac{\text{n}^\circ \text{ de ionizações}}{\Delta E}$  aproximar o experimento do modelo adotado, um valor reduzido desse valor deve fornecer um número maior de pontos para o ajuste. Realizando as simulações com esses extremos é possível verificar o quanto a redução da perda de energia é desejável em relação ao aumento número de pontos do ajuste. Assim, as simulações realizadas foram feitas principalmente para as composições de ArCO<sub>2</sub>(70/30) e XeCO<sub>2</sub>(90/10).

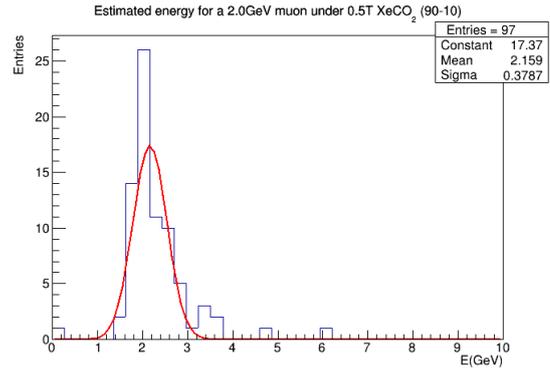
## 2. Ajuste da trajetória

Escolhendo um campo magnético de 0.5 T numa THGEM de 30 × 30 cm<sup>2</sup> foram lançados múons de 2 GeV para as misturas gasosas ArCH<sub>4</sub>(70/30), XeCO<sub>2</sub>(90/10) e ArCO<sub>2</sub>(70/30). Além disso, todas as simulações foram realizadas com um mesmo valor de taxa de efeito Penning de 60%. Ao fim da simulação foram construídos então os histogramas de energia ilustrados nas figuras 15.

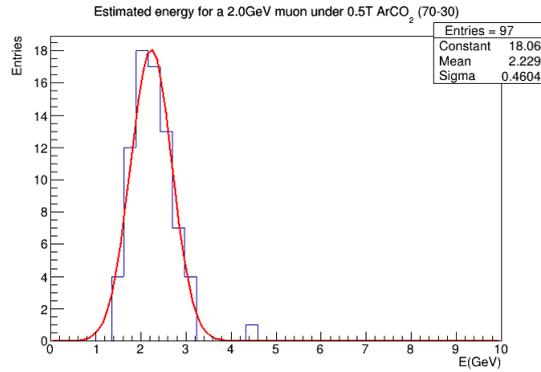
Os parâmetros dos ajustes também possuem uma incerteza associada, e nesse caso as incertezas dos desvios padrão foram para ArCH<sub>4</sub>(70/30), XeCO<sub>2</sub>(90/10) e ArCO<sub>2</sub>(70/30) valores respectivamente de  $\sigma_{\text{ArCH}_4} = 0.301 \pm 0.030$ ,  $\sigma_{\text{XeCO}_2} = 0.379 \pm 0.051$  e  $\sigma_{\text{ArCO}_2} = 0.460 \pm 0.059$ . Desse resultado é notável que até 2 $\sigma$  os desvios padrão de ArCH<sub>4</sub> e XeCO<sub>2</sub> se misturam de modo que as medidas se tornam indistinguíveis. O mesmo ocorre para XeCO<sub>2</sub> e ArCO<sub>2</sub>. E considerando um intervalo de até 3 $\sigma$  as três medidas se tornam indiscrimináveis. Logo, é aparente que não há diferenças significativas em relação ao ajuste para as composições ArCH<sub>4</sub>(70/30), ArCO<sub>2</sub>(70/30) e XeCO<sub>2</sub>(90/10), considerando a mesma taxa de Penning transfer.



(a) Histograma de energia para composição gasosa de  $\text{ArCH}_4(70/30)$ .



(b) Histograma de energia para composição gasosa de  $\text{XeCO}_2(90/10)$ .



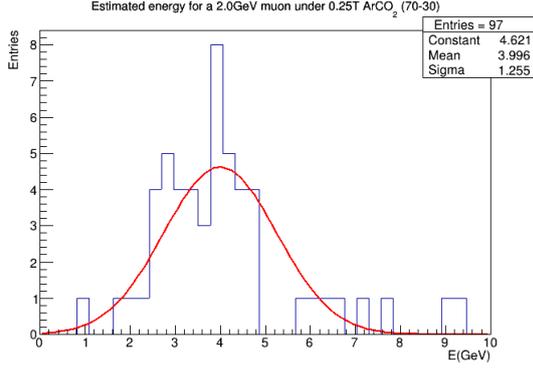
(c) Histograma de energia para composição gasosa de  $\text{ArCO}_2(70/30)$ .

FIG. 15: Comparação dos histogramas de energia sob campo de 0.5 T, dimensões de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  com uma energia incidente de 2 GeV para as composições  $\text{ArCH}_4(70/30)$ ,  $\text{ArCO}_2(70/30)$  e  $\text{XeCO}_2(90/10)$ .

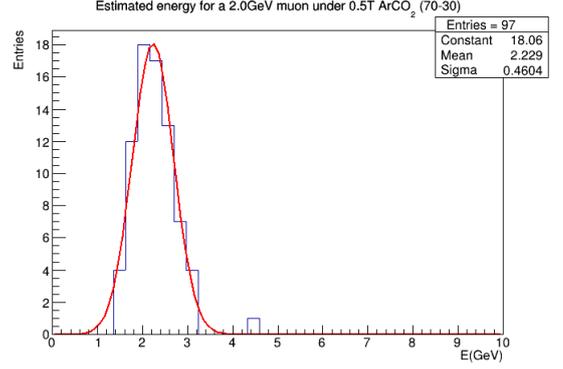
### 4.3. Campo magnético

#### 1. Ajuste da trajetória

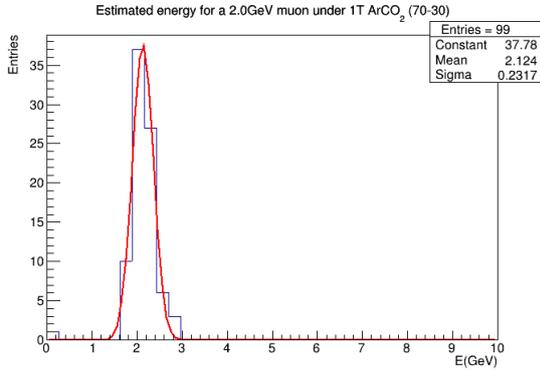
O campo magnético também possui influência direta na estimativa de energia do feixe. As figuras 16 representam os dados obtidos da simulação de um feixe de múon de 2 GeV atravessando um volume de  $30 \times 30 \times 0.35 \text{ cm}^3$   $\text{ArCO}_2(70/30)$  sob campos magnéticos de 0.25 T, 0.5 T, 1 T e 2 T. Nelas é visível a redução da medida de dispersão ao aumentar a intensidade do campo magnético. Além disso, nota-se que campos insuficientemente intensos tornam a medida inviável. Nesses últimos, a medida de qualidade de ajuste  $\chi_{red}^2$  apresentou um valor mais adequado para um ajuste



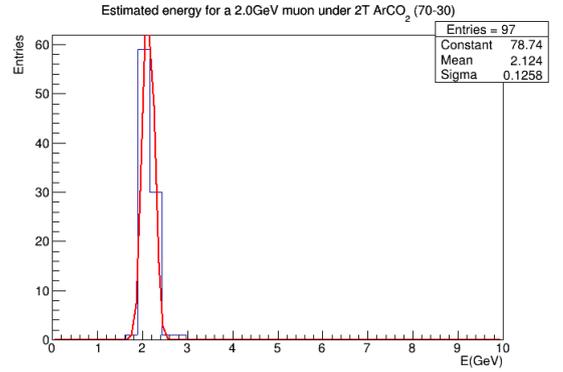
(a) Histograma de energia com ajuste gaussiano para um múon atravessando um campo magnético de 0.25 T.



(b) Histograma de energia com ajuste gaussiano para um múon atravessando um campo magnético de 0.5 T.



(c) Histograma de energia com ajuste gaussiano para um múon atravessando um campo magnético de 1 T.



(d) Histograma de energia com ajuste gaussiano para um múon atravessando um campo magnético de 2 T.

FIG. 16: Histogramas de energia com ajuste gaussiano para um múon de 2 GeV numa THGEM de  $30 \times 30 \times 0.35 \text{ cm}^3$  com  $\text{ArCO}_2(70/30)$  sob campos magéticos de 0.25 T, 0.5 T, 1 T e 2 T.

de reta do que para um ajuste de circunferência. As figuras 17 ilustram o valor de  $\chi_{red}^2$  considerando os ajustes de reta e circunferência respectivamente no caso de 1 mT sob mesma configuração. Foi possível então esboçar o gráfico de eficiência de reconstrução na figura 18, para o caso específico de um múon de 2 GeV numa de THGEM de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  permeado por  $\text{ArCO}_2(70/30)$ . Neste, é visível um comportamento assintótico da distribuição, de modo que para 5 T foi obtida uma eficiência de 100%.

Em termos práticos, campos magnéticos da ordem de tesla são de difícil execução. No entanto uma possível opção é o uso de supercondutores de alta temperatura, já que podem operar sob temperaturas de  $N_2$  líquido, que é relativamente mais acessível em relação à  $He$  líquido, sendo este

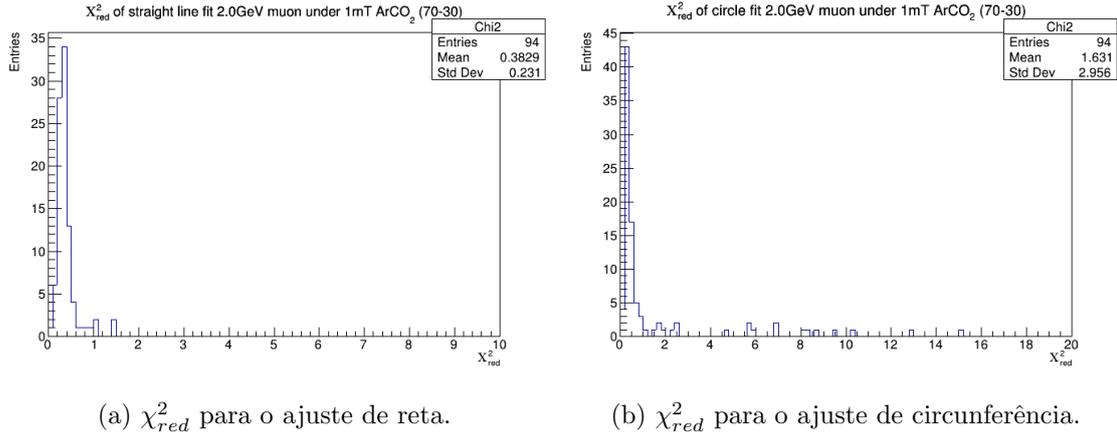


FIG. 17: Histogramas de  $\chi_{red}^2$  dos ajustes para um múon de 2 GeV numa THGEM de  $30 \times 30 \times 0.35 \text{ cm}^3$  com  $\text{ArCO}_2(70/30)$  sob campo magnético de 1 mT.

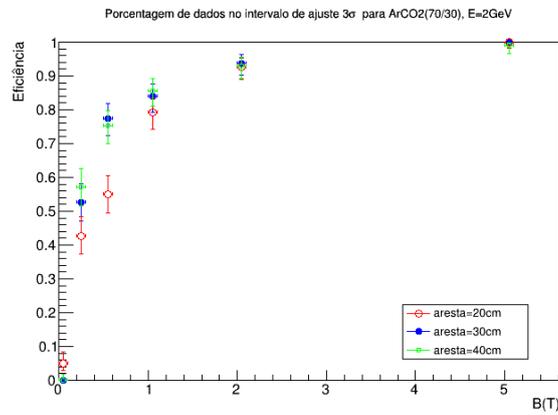


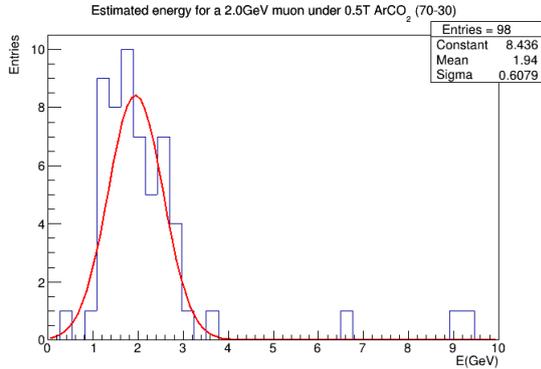
FIG. 18: Gráfico da eficiência de reconstrução em função do campo magnético para um múon de 2 GeV para diferentes tamanhos de THGEM permeada por  $\text{ArCO}_2(70/30)$ .

último refrigerador necessário para os supercondutores de baixas temperaturas, além de tornarem possível campos magnéticos de 5 T–7 T. Ainda assim, dada a dificuldade prática de obtenção desta magnitude de campo magnético, é engenhoso explorar a influência das dimensões e/ou composições gasosas do espectrômetro, já que o múon se curva mais se houver mais espaço sob influência do campo, além de ser uma opção mais factível.

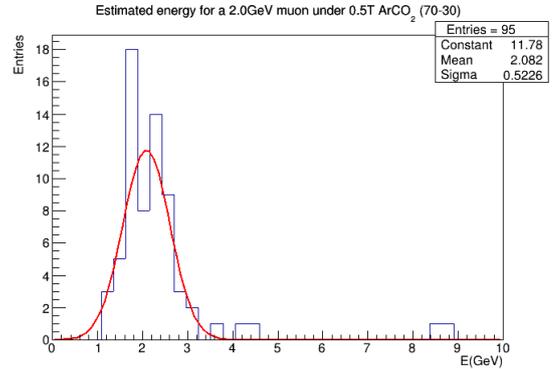
#### 4.4. Tamanho do detector

Foram então realizadas simulações mudando apenas a característica tamanho de aresta/área do arranjo a fim de observar a influência desse parâmetro, todas para um múon de 2 GeV lançado

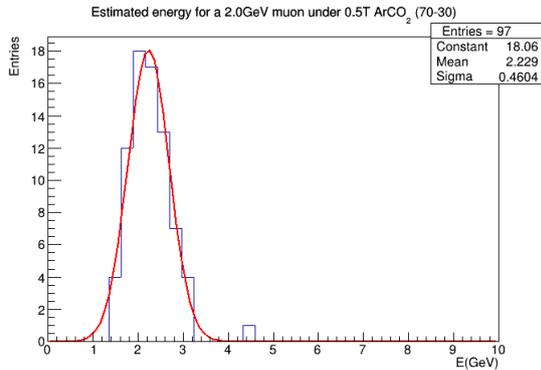
sob campo de 0.5 T e composição de  $\text{ArCO}_2(70/30)$ . As figuras 19 denotam os histogramas de energia obtidos para um múon entrando no detector para as dimensões transversais de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ,  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ,  $30 \times 30 \text{ cm}^2$  e  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ . Era esperado uma redução da medida de dispersão com



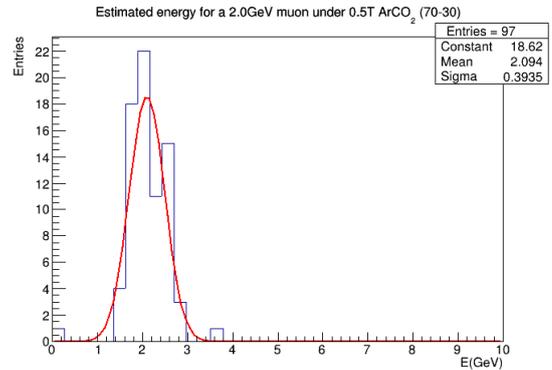
(a) Histograma de energia numa THGEM de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .



(b) Histograma de energia numa THGEM de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ .



(c) Histograma de energia numa THGEM de  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ .



(d) Histograma de energia numa THGEM de  $40 \times 40 \text{ cm}^2$ .

FIG. 19: Simulações de energia após ajuste de curva para um múon de 2 GeV atravessando um meio  $\text{ArCO}_2(70/30)$  sob campo magnético de 0.5 T para dimensões diferentes da THGEM.

o aumento da área transversal do detector já que:

(i) haverá mais espaço para o múon se curvar sob campo magnético. Dessa forma a diferença de deflexão entre dois múons de energias diferentes é maior e isso diminui a precisão mínima do ajuste necessária para separar dois feixes de energias diferentes;

e (ii) uma maior área promove uma maior perda de energia do múon para o gás, o que por sua vez leva a mais pontos de ionização. E o ajuste de curva é mais refinado quanto mais pontos houverem na distribuição.

No entanto, o gráfico da eficiência de reconstrução na figura 20 transparece pouca variação para

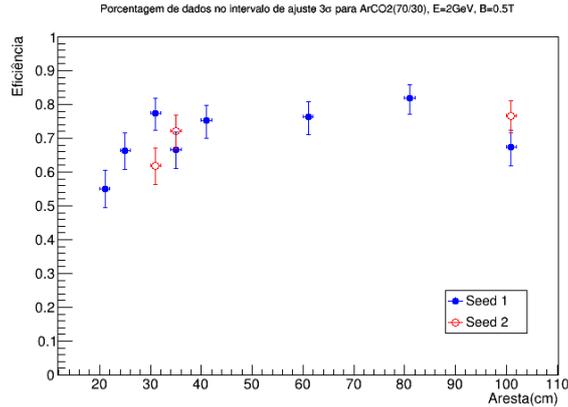


FIG. 20: Distribuição da eficiência de reconstrução para diferentes valores de aresta de uma THGEM quadrada para um múon de 2 GeV sob campo de 0.5 T num meio contendo  $\text{ArCO}_2(70/30)$ .

valores suficientemente baixos e suficientemente altos de tamanho de aresta, no entanto foram obtidos diferenças consideráveis nos valores intermediários na faixa de 25 – 40 cm. Na figura também podem ser observadas duas simulações em vermelho, realizadas com a semente aleatória diferente das simuladas em azul, no entanto sob mesmas condições de tamanho de aresta, campo magnético e composição gasosa. E da comparação com os pontos azuis é visível que sob tais condições os dados estão sujeitos a oscilações consideráveis.

Considerando ainda um modelo linear de ajuste para essa distribuição o coeficiente angular obtido foi de  $(10 \pm 9) \frac{e-04}{\text{cm}^2}$ , o valor da incerteza consegue superar o valor da medida, o coeficiente linear foi de  $(63 \pm 5)e - 02$ , não há como diferenciar a reta de ajuste de uma constante. No gráfico também foram desenhados dois pontos considerando uma semente de aleatoriedade de simulação inicial diferente para averiguar a oscilação do resultado da simulação.

Há a possibilidade de o modelo de ajuste mais apropriado não ser linear, como uma curva de saturação, que caracterizaria diferenças maiores apenas nos valores intermediários. Há ainda a chance da análise estar limitada ao método de ajuste do modelo. Além disso mais pontos (simulações) no ajuste podem revelar algum padrão de comportamento diferente do observado no intervalo considerado.

Na prática um detector de maiores dimensões possuiria maiores dificuldades de execução ao que concerne a construção da THGEM, obter um campo magnético da densidade exigida numa região maior, a necessidade de um read-out maior e de mais canais de leitura e de eletrônica.

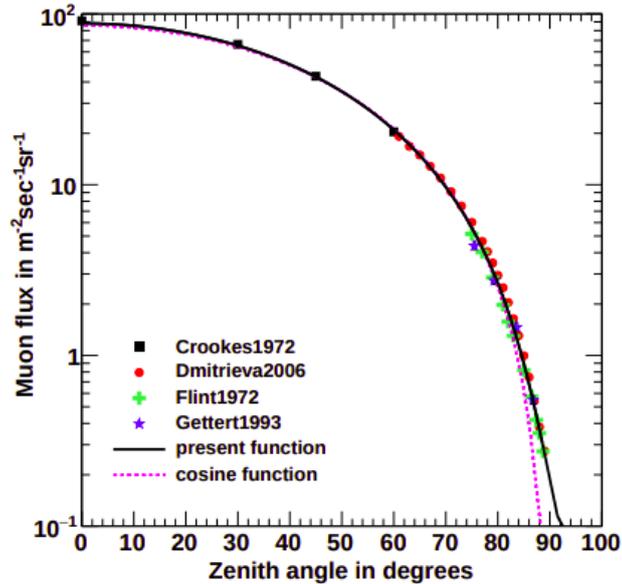


FIG. 21: Medidas de fluxo de múons no nível do mar em função do ângulo zenital com ajustes de curva considerados.[28]

#### 4.5. O experimento é possível?

##### 1. Identificação de partícula

O espectrômetro deste trabalho foi simulado sob duas hipóteses simplificadoras principais. A primeira é a de que apenas a chegada de múons era simulada no detector. A segunda é a de que todos os múons atingiam a folha de THGEM com direção normal ao campo magnético, isto é, o momento total é exatamente o momento transversal medido.

Na prática as duas hipóteses são impraticáveis, pois além de os múons não serem as únicas partículas carregadas secundárias de raios cósmicos a atingirem a superfície da Terra, chegam aos variados ângulos em relação à normal da superfície terrestre. A figura 21 ilustra esse último fato. Esta mostra a medida do fluxo de múons no nível do mar em função do ângulo zenital realizadas com diferentes detectores e com ajustes de curva considerados naquele estudo [28]. Nesse caso, conhecendo o valor do momento transversal medido através da THGEM é necessário a medida de outro observável que esteja relacionado à equação 35 ou aos parâmetros dessa.

$$p = \gamma m_0 \beta c \quad (35)$$

Mais especificamente deve ser medida a velocidade da partícula, a perda diferencial de energia ou a energia total perdida, tal que a perda diferencial de energia pode fornecer a velocidade através

da expressão de Bethe-Bloch (10) e a segunda permite o cálculo da velocidade através da relação  $E = \gamma m_0 c^2$ .

Apesar da função do espectrômetro ser distinguir feixes de energias diferentes, o espectrômetro deste trabalho tem seu foco em múons, e medir diretamente a energia ainda não é o suficiente para ter conhecimento sobre o tipo de partícula que atravessa o meio. Tais observáveis podem ser medidos através de um detector a cintilação, câmara de placas resistivas e calorímetros respectivamente, que podem ser acoplados ao experimento original. A expressão de Bethe-Bloch no entanto pode ser medida com uma determinada precisão usando as GEMs/THGEMs, já que a o ganho do sinal coletado é relacionado à energia do elétron ionizado, e esta à perda de energia da partícula para o meio. Das partículas de raios cósmicos que atingem a Terra, através desse método é possível então distinguir partículas de massa de repouso de diferença considerável, como o elétron e o próton. Mas ainda assim os píons e múons são indistinguíveis, apesar de a taxa de múons que chegam na superfície da Terra ser mais significativa em relação à de píons, vide figura 1b.

## 2. Supercondutividade

Uma alternativa para se obter um campo magnético mais intenso seria construir uma bobina de Helmholtz com material supercondutor, mais especificamente com material supercondutor de alta temperatura. A premissa básica de um material supercondutor é que abaixo de uma temperatura crítica  $T_C$  é possível a passagem de corrente contínua sem resistência. Junto com as propriedades  $H_C$  (campo magnético no material) e  $J_C$  (densidade de corrente), formam uma superfície abaixo da qual a supercondutividade pode ser atingida. Os supercondutores de alta temperatura (HTS - *High Temperature Superconductor*) tem uma temperatura de operação de base de por volta de 20 K–80 K[29] tornando possível atingir campos da ordem de 10 T[30]. No entanto, esses baixos valores de temperatura só são possíveis através do uso de criogenia o que dificulta a execução da construção de tal bobina.

Essa é uma possibilidade altamente especulativa e a investigação mais aprofundada desse aspecto foge do escopo deste trabalho.

## 5. CONCLUSÕES

Neste trabalho, investigamos a viabilidade de um espectrômetro de múons de raios cósmicos baseados em THGEMs e estudamos o seu desempenho como função de vários de seus parâmetros. Como esperado uma THGEM sob influência de um campo magnético mais intenso aumenta o poder de espectroscopia do detector. No entanto, diferente do que previsto, uma maior seção transversal não apresentou diferenças significativas nos limites de campo magnético relativamente pouco (1 mT) e muito intenso (5 T).

Os resultados referentes à composição gasosa indicam que não há diferenças significativas entre o uso das misturas consideradas para o ajuste de curva do modelo adotado. No entanto, todas as simulações foram realizadas com o mesmo valor de taxa de efeito Penning, sendo necessárias simulações com valores mais realistas, uma vez que o valor de 60% escolhida seria realista apenas para a mistura de ArCO<sub>2</sub>(70/30).

Na prática a execução do experimento pode ser realizada apenas em uma pequena faixa de energia de múons de raios cósmicos. Porque além de estes incidirem na superfície da Terra com energias da ordem de GeV à TeV, não são as únicas partículas carregadas de raios cósmicos que a Terra recebe no nível do mar, podendo ser prótons, píons e elétrons.

Além disso, o ângulo de incidência desses múons varia até aproximadamente 75° apesar da maior parte dos feixes já detectados serem observados com um ângulo azimutal de incidência nulo, o que torna a medida de energia impraticável uma vez que este espectrômetro é capaz de medir apenas momento linear transversal, ou seja, o campo magnético do detector e o feixe medido devem estar previamente alinhados para que a energia total do mesmo seja computada. Para tornar a medida de energia possível, e não apenas o momento transversal, é necessário também uma forma de medida do movimento no eixo longitudinal. O acoplamento de um cintilador é uma possível alternativa, fazendo com que esse fornecesse uma medida inicial de tempo de chegada do múon ao detector, permitindo utilizar a THGEM como uma TPC (*Time Projection Chamber*) [2] simplificada.

Para esse experimento há a necessidade de um campo magnético três ordens de grandeza maior que o obtido numa bobina de Helmholtz comum. Apesar da obtenção desse tipo de campo magnético ser não trivial, é possível através de supercondutores de alta temperatura e um estudo mais aprofundado seria necessário. Assim, uma possível alternativa menos complexa seria o uso de ímãs de neodímio ao redor do detector. Apesar do aumento da área do detector não ter apresentado melhora na reconstrução do ajuste gaussiano, este ainda resultou numa melhora

significativa na medida de dispersão e de qualidade do ajuste. No entanto a construção de um detector maior leva a mais implicações para serem contornadas.

A partir da análise deste trabalho então, o parâmetro mais astuto a ser explorado é o campo magnético, seguido pela área do mesmo e por fim a composição gasosa permeante em seu meio.

## 6. AGRADECIMENTOS

Agradeço ao cluster Titânio da UFABC que foi usado para computação distribuída devido ao alto custo computacional da simulação das avalanches no *software* Garfield++. À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro do processo número 2018/19046-4.

### Apêndice A: Cálculo estimativo da energia mínima para o múon chegar na superfície da Terra

Para tal cálculo foi necessário fazer algumas considerações:

- o detector está situado no nível do mar
- a atmosfera se situa a uma altura de 12 km do mesmo
- o múon tem velocidade ultra relativística a essa altura
- o múon se mantém sob velocidade uniforme ao longo do seu trajeto

Para um referencial S' se afastando com velocidade  $v$  ao longo do eixo  $x'$  de um referencial S estacionário, temos a transformação de Lorentz [31] para intervalos de tempo em S:

$$\Delta t = \gamma(\Delta t' + v \frac{\Delta x'}{c^2})$$

Na situação em questão, o referencial S pode ser assumido como a Terra e S' o referencial do múon. Assim,  $v$  deve ser substituído por  $-v$  já que o múon está se aproximando da Terra. Temos,

$$\Delta t = \gamma(\Delta t' - v \frac{\Delta x'}{c^2})$$

Como  $\Delta x' = 0$  pois é a distância percorrida pelo múon no próprio referencial, obtemos

$$\Delta t = \gamma \Delta t'$$

Tomando a consideração de velocidade ultra relativística, para encontrar o tempo de descida no referencial da Terra o múon foi assumido a velocidade da luz. Assim,  $\Delta t = \frac{\Delta x}{c}$ , tal que  $\Delta x$  é a altura em que o mesmo foi gerado, isto é, a altura da atmosfera. Portanto,

$$\gamma = \frac{\Delta x}{c} \frac{1}{\Delta t'}$$

onde  $\Delta t'$  é o tempo de vida média do múon no tempo próprio.

Substituindo os valores, foi obtido um valor aproximado de  $\gamma \approx 18.21$ . Agora, da relação de energia relativística total, temos

$$E = \gamma m_0 c^2$$

e por sua vez substituindo os valores obtemos um valor aproximado de  $E \approx 1924,032 \text{ MeV} \approx 1,924 \text{ GeV}$  e é ao redor desse valor mínimo que a análise do espectrômetro deve ser iniciada.

### Apêndice B: Estimativa do campo magnético

É útil fazer uma estimativa do campo magnético mínimo necessário para que exista uma resolução em que seja possível separar os feixes de múons por energia. Dessa forma, o seguinte procedimento foi realizado:

- representando a bobina de Helmholtz, um cilindro oco de raio 20cm com eixo de rotação coincidente com o eixo z foi posicionado na origem;
- um lançador de múons de energia, momento linear, e posição inicial bem definidos, `G4ParticleGun`, foi posicionado 80cm no eixo y com direção e sentido de (0,-1,0), imediatamente acima da superfície da superfície da bobina;
- sempre mantendo um campo magnético uniforme e impondo um arco de  $1^\circ$  de aleatoriedade ao redor do eixo principal do gerador de partículas, usando a classe `G4UniformRand`, e para uma energia inicial sempre fixa da partícula, 1000 eventos foram executados e a direção e sentido do momento, tal qual como sua energia, foram coletados e armazenados num arquivo de saída;
- com o ângulo de deflexão entre entrada e saída da bobina para cada um desses 1000 eventos, um histograma pôde ser construído, e desse histograma foi retirado o valor médio de ângulo de deflexão;

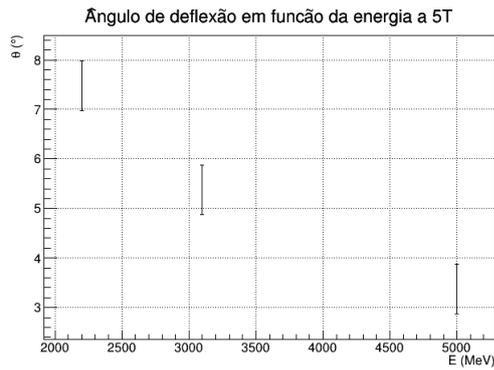
- assim, armazenando a energia e ângulo de deflexão num novo arquivo, tal processo foi repetido variando a energia incidente de 0.1 GeV a 2.0 GeV, com intervalos de 0.1 GeV, o que permite a construção do gráfico do ângulo de deflexão em função da energia da partícula, e este dará a noção da resolução necessária para este espectrômetro.

Dessa forma, para uma dada intensidade de campo magnético da bobina, o feixe de múon se curvará com um determinado raio para uma região previamente delimitada. Para estudar a influência do campo magnético foi observado o ângulo de deflexão do feixe de entrada em relação ao de saída. Magnitudes da ordem de  $mT$  mostraram-se ineficazes, só se tornando perceptível alguma diferença a partir da ordem de  $T$ . Assim, buscando uma folha de THGEM de dimensões  $20 \times 20 \times 0.35 \text{ cm}^3$  com resolução de no mínimo aproximadamente  $2^\circ$ , os gráficos da figura 22 foram obtidos. Essas distribuições transparecem o fato de que, mantendo o campo magnético constante, a deflexão de um feixe diminui com o aumento de sua energia com diferenças cada vez menores em relação a deflexão do feixe anterior. Quanto mais energético o múon, mais a trajetória do mesmo se aproxima de uma reta, fato este visível dado o comportamento assintótico do gráfico. Também é possível elucidar que quanto menos energético o feixe, maior a diferença de deflexão e mais evidente a diferença de energia entre dois feixes. No entanto tal comportamento não segue indefinidamente, isto é, aumentando a deflexão progressivamente ao diminuir a energia do múon. Isso pelo fato de que no limite de campo intenso e múon à baixa energia, o múon é repellido ao se curvar antes mesmo de entrar no espectrômetro.

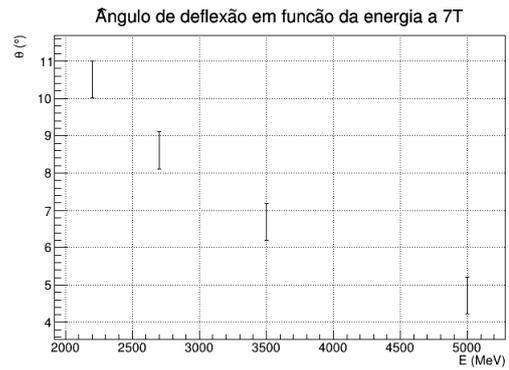
É visível o fato de um campo magnético mais intenso possibilitar mais medidas de feixes para uma dada resolução. Por exemplo, caso fosse escolhido uma resolução de  $5^\circ$  no arranjo de 5 T, haveriam apenas duas medidas, o que tornaria o espectrômetro ainda menos eficaz.

### Referências

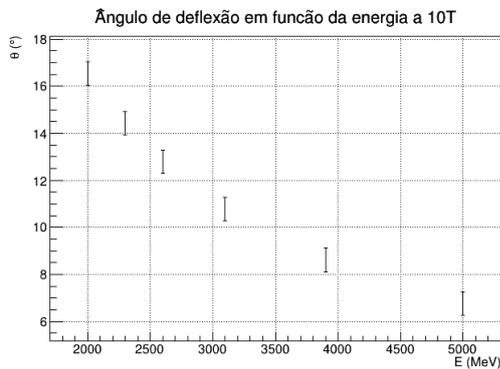
- [1] William. R. Leo. *Techniques for nuclear and Particle Physics Experiments*. A How-to Approach. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987.
- [2] Fabio Sauli. *Gaseous radiation detectors - Fundamentals and Applications*. CAMBRIDGE MONOGRAPHS ON PARTICLE PHYSICS, NUCLEAR PHYSICS AND COSMOLOGY. Cambridge University Press, 2014.
- [3] T. M. Taylor. “The LHC: a new hadron collider for experimental physics”. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* A461 (2001), pp. 1–3, 5–9.



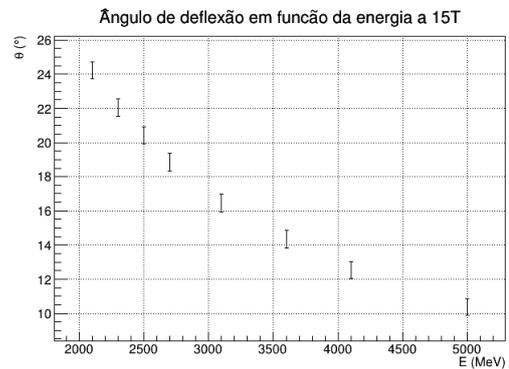
(a) Espectrômetro com campo magnético de 5 T.



(b) Espectrômetro com campo magnético de 7 T.



(c) Espectrômetro com campo magnético de 10 T.



(d) Espectrômetro com campo magnético de 15 T.

FIG. 22: Gráficos do ângulo de deflexão do feixe de múon em função da energia do mesmo para uma folha de THGEM de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ .

- [4] F. Sauli. “The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications”. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A805 (2016), pp. 2–24.
- [5] A. Breskin et al. “A concise review on THGEM detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2008), pp. 107–111.
- [6] G. Anelli et al. “The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *Journal of Instrumentation* 3 (2008).
- [7] B. Adams ; C. A. Aidala; G. D. Alexeev; M. G. Alexeev; A. Amoroso; et al. “COMPASS++/AMBER: Proposal for Measurements at the M2 beam line of the CERN SPS Phase-1: 2022-2024”. In: *Proposal* (2019), p. 177.
- [8] William Gould John Daintith. *The Facts on File Dictionary of Astronomy*. Facts on File. Market House Books Ltd, 2006.

- [9] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Third Edition. Cambridge University Press, 2011.
- [10] S. Agostinelli; et al. “Geant4—a simulation toolkit.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 506.3 (2003), pp. 250–303.
- [11] H. Schindler. *Garfield++ User Guide*. URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>. (accessed: 23.11.2019).
- [12] Imre Bartos and Marek Kowalski. *Multimessenger Astronomy*. 2017. DOI: 10.1088/978-0-7503-1369-8.
- [13] M. Tanabashi; et al. (*Particle Data Group*)  $\pi^\pm$  mass. URL: <http://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-pi-plus-minus.pdf>. (accessed: 11.04.2020).
- [14] M. Tanabashi; et al. (*Particle Data Group*)  $\mu$  mass. URL: <http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-muon.pdf>. (accessed: 19.01.2020).
- [15] P.A. Zyla et al. (*Particle Data Group*). 24. *Cosmic Rays*. URL: <http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/rpp2008-rev-cosmic-rays.pdf>. (accessed: 01.04.2020).
- [16] C. Altunbas; et al. “Construction, test and commissioning of the Triple-GEM tracking detector for COMPASS”. In: *Nucl. Instr. and Meth. A490* (2002), p. 177.
- [17] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [18] Richard H. Dittman Mark W. Zemansky. *Heat and Thermodynamics*. An Intermediate Textbook. McGraw-Hill Companies, 1965.
- [19] D. J. DeTroye. “The Calculation and Measurement of Helmholtz Coil Fields”. In: *Army Research Laboratory ARL-TN-35* (1994).
- [20] J.-F. Remacle C. Geuzaine. “Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities”. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 79.11 (2009).
- [21] Mika Peter Råback Mika Malinen; Malinen. “Overview of Elmer”. In: *CSC-IT Center of Science* (2019).
- [22] Rene Brun; et al. *ROOT Data Analysis framework - User’s Guide*. 2007.
- [23] Ö Şahin et al. “Penning transfer in argon-based gas mixtures”. In: *Journal of Instrumentation* 5.05 (May 2010), P05002–P05002. DOI: 10.1088/1748-0221/5/05/p05002. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/05/p05002>.
- [24] Huei-Huang Lee. *Finite Element Simulations with ANSYS Workbench 17*. SDC publications, 2017.
- [25] Z. Xu T. Ullrich. “Treatment of Errors in Efficiency Calculations”. In: *Brookhaven National Laboratory* (2018).
- [26] *TGraphAsymmErrors Class Reference*. URL: <https://root.cern.ch/doc/master/classTGraphAsymmErrors.html>. (accessed: 10.05.2021).
- [27] D. Ter Haar. *Collected Papers of L. D. Landau*. Intl Pub Distributor Inc, 1965. ISBN: 9780677205502,0677205503. URL: <http://gen.lib.rus.ec/book/index.php?md5=28CCC78F82D0F5C00E93021D07B91CB1>.

- [28] Sundaresh Sankrith Prashant Shukla. “Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth”. In: (2018).
- [29] Yukikazu Iwasa. *Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operation Issues*. Springer Science+Business Media, 2009.
- [30] Thomas P. Sheahan. *Introduction to High- Temperature Superconductivity*. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [31] W. Rindler. *Introduction to special relativity*, 2. ed. Oxford: Clarendon Press. Oxford: Clarendon Press, 1991.