

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

**Estudo da energia transversal eletromagnética em colisões  
Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV com o experimento ALICE**

Caio Eduardo Ferreira Lima

**Orientador:**

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

*Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo como requisito para a obtenção do título de Mestre em Ciências*

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz - IFUSP

Prof. Dr. Marco Aurélio Lisboa Leite - IFUSP

Prof. Dr. Mauro Rogério Cosentino - UFABC

São Paulo

2017

**FICHA CATALOGRÁFICA**  
**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação**  
**do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Lima, Caio Eduardo Ferreira

Estudo da energia transversal eletromagnética em colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV com o experimento ALICE. São Paulo, 2017.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz  
Área de Concentração: Física de Alta Energia

Unitermos: 1. Física de alta energia; 2. Colisões de íons pesados relativísticos; 3. Física nuclear.

USP/IF/SBI-041/2017

*"Mil cairão ao teu lado,  
dez mil a tua direita, mas tu não serás  
atingido"*



# Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer a Deus pelo encerramento deste ciclo tão importante e pela oportunidade de conhecer pessoas que foram especiais para conclusão deste trabalho.

Agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz pelas diversas discussões produtivas, sejam elas sobre o trabalho ou sobre a vida, pela paciência e grande otimismo mesmo nos momentos mais complicados em todos esses anos de trabalho.

Agradeço à Prof. Dr.<sup>a</sup> Christine Nattrass por todas as dúvidas solucionadas, mesmo longe foi uma peça muito importante para a conclusão dessa dissertação.

Agradeço ao Prof. Dr. Alexandre Suaide pelo auxílio e discussões informais no café.

Agradeço à minha família, ao meus pais Cecilia G. Santos e Claudio Ferreira Lima que construíram todo o caminho para que eu pudesse ser o que sou e alcançar esse momento. Ao meu irmão Caique Ferreira Lima que é um grande amigo e conselheiro. A mulher que me acompanhou, me suportou e foi um grande alicerce para que eu pudesse superar todos os desafios, que não foram poucos, obrigado meu amor Juliana Raw.

Agradeço aos diversos amigos que criei neste período, amigos esses que levarei para toda a vida entre eles Diego, Dani, Tibério, Danilo, Jordy, Felipe e Vinicius. Aos meus amigos e companheiros de grupo Elienos, Marcel, Renato e Gabriel que contribuíram e me apoiaram para o resultado final deste trabalho.

Agradeço à CAPES pela ajuda financeira. Permitindo que este trabalho pudesse ser realizado



# Resumo

A física de altas energias, mais especificamente o estudo de colisões entre de íons pesados relativísticos tem como objetivo o estudo do comportamento de quarks e glúons em condições extremas de temperatura, pressão e densidade. Tais condições levam à formação de um novo estado da matéria chamado Plasma de Quarks e Glúons (QGP, do inglês Quark-Gluon Plasma).

Medidas de observáveis globais tem sido usadas como uma importante ferramenta para a caracterização desse novo estado. Entre esses observáveis, a energia transversal por unidade de rapidez ( $dE_T/dy$ ) das partículas emitidas em uma colisão entre íons pesados pode ser usada como evidência da formação do QGP.

Este trabalho propõe um procedimento para obtenção da energia transversal eletromagnética, que é um importante componente da energia transversal total, em colisões Pb-Pb no experimento ALICE no LHC. O estudo foi feito através de simulações de Monte Carlo e validou o procedimento proposto com uma diferença sistemática em função da centralidade em torno de 2%.

**Palavras-chave:** Energia transversal, Física de altas energias, Colisões Nucleares





# Abstract

High energy physics with heavy ion collisions studies quarks and gluons under extreme conditions of temperature, pressure and density. Such conditions lead to the formation of a new state of matter called the Quark-Gluon Plasma (QGP).

The measurement of global observables have been used as an important tool for the characterization of this new state. Among these observables, the transverse energy per unit of rapidity ( $dE_T/dy$ ) from particles emitted in a heavy ion collision can be used as evidence of QGP formation.

The work proposes a procedure to obtain the transverse electromagnetic energy, an important component of total transverse energy, in Pb-Pb collisions measured by the LHC-ALICE experiment. The study was done using Monte Carlo simulations, and validated the proposed procedure with a systematic difference as function of the centrality around 2%.

**Keywords:** Transverse energy, High energy Physics, Nuclear collision



# Sumário

<b>1 Física de íons-pesados relativísticos</b>	<b>xv</b>
1.1 Modelo padrão . . . . .	xv
1.2 Cromodinâmica Quântica (QCD) . . . . .	xvi
1.3 O Plasma de Quarks e Glúons (QGP) . . . . .	xviii
1.3.1 Transição de fase . . . . .	xx
1.3.2 Evolução no espaço-tempo . . . . .	xxii
1.3.3 Evidências experimentais . . . . .	xxiii
1.4 Energia transversal . . . . .	xxxii
1.5 Organização da dissertação . . . . .	xxxiii
<b>2 LHC e o detector ALICE</b>	<b>1</b>
2.1 <i>A Large Ion Collider Experiment</i> (ALICE) . . . . .	2
2.1.1 <i>Time Projection Chamber</i> (TPC) . . . . .	4
2.1.2 <i>Inner Tracking System</i> (ITS) . . . . .	5
2.1.3 <i>ElectroMagnetic Calorimeter</i> (EMCal) . . . . .	6
2.1.4 V0 . . . . .	10
2.2 Seleção de eventos - <i>Minimum-bias trigger</i> . . . . .	11
2.3 Centralidade em colisões Pb-Pb . . . . .	12
2.4 Software de análise e simulação do ALICE . . . . .	14
2.4.1 AliRoot . . . . .	14
2.4.2 Simulação de Monte Carlo . . . . .	15
<b>3 Descrição do Procedimento Proposto</b>	<b>17</b>
3.1 Validação da simulação utilizada . . . . .	17
3.2 Cálculo da Energia transversal eletromagnética . . . . .	21
<b>4 Resultados</b>	<b>30</b>
4.1 Correção de Energia Mínima . . . . .	30
4.2 Aceitação X Eficiência . . . . .	32
4.3 Falso - Reconhecimento . . . . .	34
4.4 Valor bruto da Energia transversal eletromagnética . . . . .	36
4.5 Estimativa dos fatores de correção do fundo . . . . .	43
4.5.1 Partículas carregadas não identificadas . . . . .	43
4.5.2 Partículas Secundárias Neutras . . . . .	46
4.5.3 Partículas Neutras primárias . . . . .	47
4.5.4 Contribuição relativa . . . . .	48
4.6 Energia transversal eletromagnética . . . . .	50
<b>5 Conclusão</b>	<b>52</b>

<b>A Estimativa de Bjorken para densidade inicial de energia</b>	<b>53</b>
<b>B Jacobiano para transformação de <math>y</math> para <math>\eta</math></b>	<b>56</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>58</b>

# Lista de Figuras

1.1	<i>Modelo Padrão. Figura retirada de [3]</i> . . . . .	xvi
1.2	<i>Constante de acoplamento da QCD em função da energia. [6]</i> . . . . .	xviii
1.3	<i>Diagrama de fases da QCD, evidenciando os diversos estados da matéria. [7].</i> . . .	xix
1.4	<i>Linha do tempo dos primeiros minutos do universo. [8]</i> . . . . .	xx
1.5	<i>Equação de estado previsto pela QCD na rede para o QGP. (a) Pressão (b) Densidade de energia. As setas indicam os valores de Stefan-Boltzmann da equação 1.3 para um sistema de quarks livres sem massa em altas temperaturas. Figura retirada de [10].</i> . . . . .	xxi
1.6	<i>Esboço da evolução espaço-temporal de uma colisão de íons pesados relativístico). [12]</i> . . . . .	xxii
1.7	<i>Densidade de energia inicial vezes o tempo próprio de formação do meio em função no número de participantes medido no PHENIX-RHIC [15].</i> . . . . .	xxv
1.8	<i>Fator de modificação nuclear, <math>R_{AA}</math>, em função do <math>p_T</math> para píons carregados, káons e (anti)prótons, resultados obtidos em colisões centrais de Pb-Pb. [16]</i> . . .	xxvi
1.9	<i>Correlação azimutal entre hádrons para colisões pp, d-Au e Au-Au. [16]</i> . . . . .	xxvii
1.10	<i>Geometria de uma colisão semi-central de íons pesados. Núcleons participantes - estão dentro da zona de sobreposição - e expectadores - fora da região de sobreposição - em colisões núcleo - núcleo [18].</i> . . . . .	xxix
1.11	<i>(a) Coeficiente de fluxo elíptico <math>v_2</math> para várias espécies de partículas, em função do momento transversal <math>p_T</math>, medido em colisões Au-Au com <math>\sqrt{s_{NN}} = 200</math> GeV no STAR [19]. (b) Coeficiente de fluxo elíptico <math>v_2</math> para várias espécies de partículas, em função de <math>p_T</math>, medido em colisões Pb-Pb em <math>\sqrt{s_{NN}} = 2.76</math> TeV com ALICE [21].</i> . . . . .	xxx
1.12	<i>Plano da colisão de dois núcleos (A e B) em um acelerador de altas energias. Editado de [27].</i> . . . . .	xxxii
2.1	<i>Complexo LHC - CERN [29].</i> . . . . .	1
2.2	<i>Esquema do ALICE [36].</i> . . . . .	3
2.3	<i>Esquema do TPC do ALICE [30].</i> . . . . .	4
2.4	<i>Esquema do ITS. [30]</i> . . . . .	5
2.5	<i>Produção anual no ALICE com EMCal para vários <i>hard processes</i> em função do corte em energia e momento para colisões Pb-Pb a <math>\sqrt{s_{NN}} = 5.5</math> TeV [41].</i> . . . .	7
2.6	<i>Conjunto de super módulos do ALICE EMCal [37].</i> . . . . .	9
2.7	<i>Super módulo do ALICE EMCal [37].</i> . . . . .	9
2.8	<i>Posição dos dois cintiladores V0A e V0C, em um leiaute geral do experimento ALICE. [44].</i> . . . . .	10
2.9	<i>Segmentação do detector V0 [44].</i> . . . . .	11

2.10	<i>Esquema da diferença de tempo na chegada das partículas nos detectores V0A e V0C em uma colisão (a), em relação a interação com o feixe e o fundo atrás do V0A (b) e atrás de do V0C (c). [46]. . . . .</i>	13
2.11	<i>Distribuição da soma das amplitudes dos cintiladores V0. A linha representa um ajuste do modelo de Glauber [48]. . . . .</i>	14
2.12	<i>Esquema do AliRoot [30]. . . . .</i>	15
3.1	<i>Distribuição dos intervalos de centralidades estudados na produção de Monte Carlo, usando como referência o detector V0. . . . .</i>	18
3.2	<i>Distribuição <math>\eta</math> e <math>\phi</math> relacionando partículas geradas apenas por Monte Carlo (abscissa) e partículas reconstruídas com a simulação dos clusters do EMCal (ordenada). O espaço em branco presente na figura 3.2b ocorre devido a descontinuidade entre os módulos do calorímetro. . . . .</i>	19
3.3	<i>Distribuição da razão entre a energia simulada das partículas e aquela obtida da reconstrução dos clusters gerados no EMCAL, para duas faixas de centralidades: (a)0-5% e (b)55-60%. . . . .</i>	20
3.4	<i>Mapa conceitual da medida da energia transversal no acelerador ALICE. . . . .</i>	24
3.5	<i>Partículas medidas no EMCal, em uma simulação de Monte Carlo para colisões Pb-Pb a <math>\sqrt{s_{NN}} = 2.76</math> TeV. . . . .</i>	28
3.6	<i>Contribuição relativa da energia transversal eletromagnética medida no EMCal para cada tipo de partícula obtida através dos clusters reconstruídos do calorímetro, em uma simulação de Monte Carlo para colisões Pb-Pb a <math>\sqrt{s_{NN}} = 2.76</math> TeV. . . . .</i>	28
3.7	<i>Distribuição entre quais <math>\gamma_s</math> são secundários e quais são primários. . . . .</i>	29
4.1	<i>Distribuição da correção para energia mínima do cluster (a) Intervalo de centralidade 0-5% e (b) Intervalo de centralidade 55-60%. . . . .</i>	31
4.2	<i>Eficiência X Aceitância do EMCal em função da energia dos clusters gerados por <math>\gamma_s</math> primários. . . . .</i>	33
4.3	<i>Eficiência do EMCal em função da energia dos clusters gerados por <math>\gamma_s</math> primários. . . . .</i>	34
4.4	<i>Distribuição da correção de falso-reconhecimento (a) 0-5% e (b) 55-60%. . . . .</i>	35
4.5	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 0-5% e (b) 5-10%. . . . .</i>	37
4.6	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 10-15% e (b) 15-20%. . . . .</i>	38
4.7	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 20-25% e (b) 25-30%. . . . .</i>	39
4.8	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 30-35% e (b) 35-40%. . . . .</i>	40
4.9	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 40-45% e (b) 45-50%. . . . .</i>	41
4.10	<i>Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 50-55% e (b) 55-60%. . . . .</i>	42
4.11	<i>Distribuição da correção para partículas carregadas que não foram excluídas pelo software de associação de trajetórias (a) 0-5% e (b) 55-60%. . . . .</i>	44
4.12	<i>Distribuição XY da origem de partículas secundárias (a) 0-5% e (b) 55-60%. . . . .</i>	46
4.13	<i>Contribuição final das correções aplicadas no cálculo da energia transversal eletromagnética. As barras de incerteza estão do tamanho do ponto. . . . .</i>	49

4.14	<i>Validação do modelo para obtenção da energia eletromagnética no experimento ALICE.</i>	50
4.15	<i>Comparação de <math>\langle dE_T^{em}/d\eta/N_{part} \rangle</math> por <math>\langle N_{part} \rangle</math> com AMPT, HIJING, HYDJET 1.8 e dados reais obtidos no experimento ALICE.</i>	51
A.1	<i>Figura editada de [28].(a) Antes da colisão e (b) Depois da colisão.</i>	53

# Lista de Tabelas

1.1	Propriedades do quarks e glúons [4]. . . . .	xvii
2.1	<i>Pseudorapidez e aceitância angular de cada segmento do detector V0 [44]. . . . .</i>	11
4.1	Fator de correção $E_{min}$ em função dos bins de centralidade. . . . .	32
4.2	Fator de correção $f_{FC}$ em função dos bins de centralidade, incerteza obtida da média das distribuições obtidas para cada centralidade. . . . .	36
4.3	Valor do $\langle E_{T_{bruto}}^{em} \rangle$ em função dos bins de centralidade, incerteza obtida da média das distribuições obtidas para cada centralidade. . . . .	43
4.4	Contribuição da correção devido a partículas carregadas não identificadas na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade. . . . .	45
4.5	Contribuição da correção devido a partículas secundárias neutras na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade. . . . .	47
4.6	Contribuição da correção para partículas neutras primárias na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade. . . . .	48



# Capítulo 1

## Física de íons-pesados relativísticos

### 1.1 Modelo padrão

O modelo padrão é a teoria que estuda as partículas subatômicas que formam a matéria e as regras de interações entre elas usando teoria de campos. Na natureza existem 4 forças fundamentais: forte, fraca, eletromagnética e gravitacional. As três primeiras são descritas através do modelo padrão e a última pela teoria da relatividade geral [1].

As interações fortes são descritas utilizando cromodinâmica quântica, enquanto as interações fracas e eletromagnéticas pela teoria eletrofraca.

Segundo a teoria quântica, as partículas são divididas em dois tipos: férmions (spin semi-inteiro) e bósons (spin inteiro). Partículas elementares como os léptons e quarks são férmions, e obedecem à estatística de Fermi-Dirac. Os bósons obedecem à estatística de Bose-Einstein e são os responsáveis por transmitir a interação da força. Como as interações respeitam a simetria de gauge, os mediadores da força são comumente chamados de bósons de gauge.

Ao todo existem 6 léptons e 6 sabores de quarks. Os três pares bem definidos de léptons são: o elétron ( $e$ ) e seu neutrino ( $\nu_e$ ), o muon ( $\mu$ ) e o seu neutrino ( $\nu_\mu$ ) e o tau ( $\tau$ ) e o seu neutrino ( $\nu_\tau$ ).

Os seis sabores de quarks são up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) e bottom (b) [2]. O quadro da figura 1.1 mostra todas as partículas elementares e os mediadores de força conhecidos.

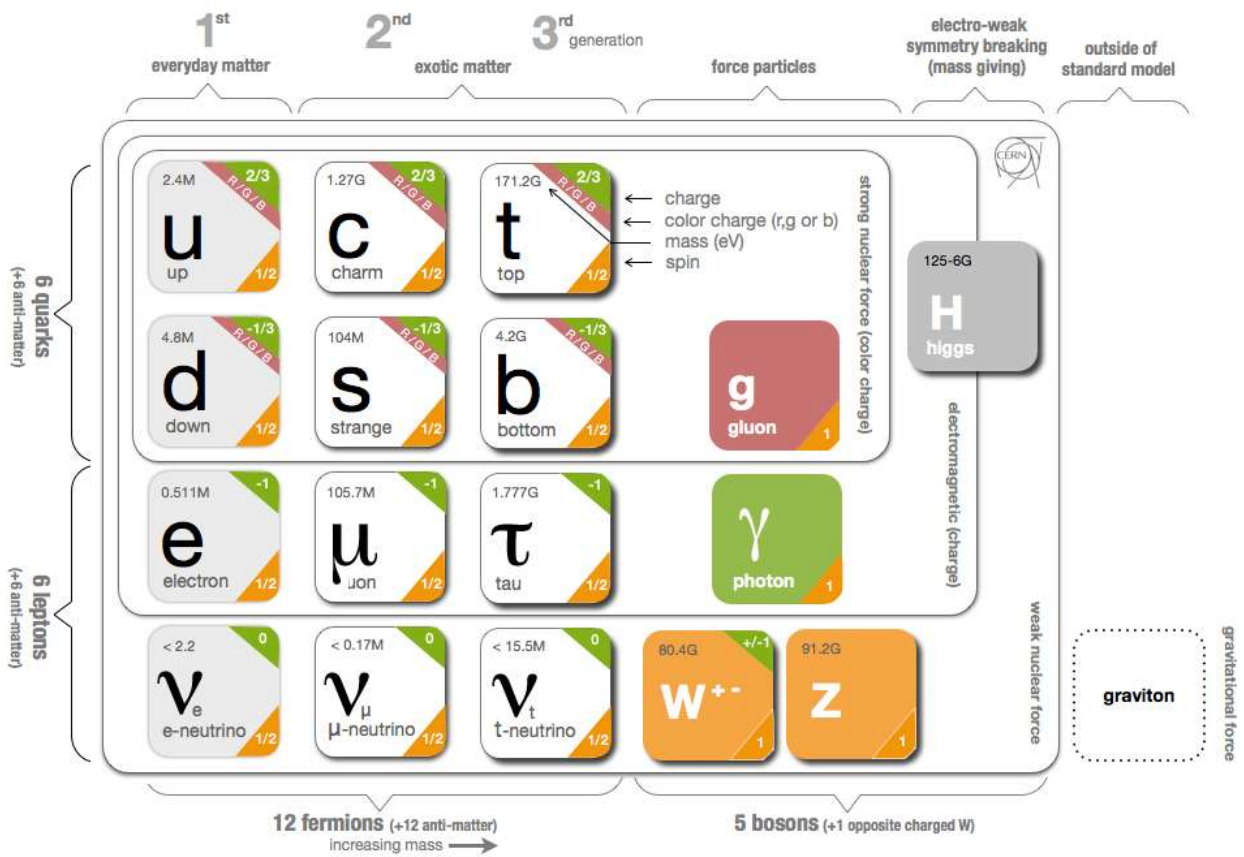


Figura 1.1: Modelo Padrão. Figura retirada de [3]

## 1.2 Cromodinâmica Quântica (QCD)

Os quarks têm graus de liberdade chamados de sabor (up, down, strange, charm, bottom e top) e carregam uma fração da carga elétrica em adição a um número quântico chamado cor (vermelho, verde e azul). Eles interagem fortemente através da troca de glúons, que são mediadores sem massa, carga elétrica e sabor. No entanto, os glúons são bicolores e com isso interagem fortemente entre si. A tabela 1.1 mostra algumas propriedades dos quarks e glúons.

A teoria de gauge que descreve a interação forte de quarks e glúons é chamada de cromodinâmica quântica (QCD). Desenvolvida em meados dos anos 70, essa teoria estabelece as bases necessárias para a descrição de hádrons em termos dos seus constituintes fundamentais: os quarks e glúons (mediador). Uma importante característica da QCD é o confi-

Tabela 1.1: Propriedades dos quarks e glúons [4].

Nome	Símbolo	Massa (MeV)	Carga Elétrica	Spin
up	u	$2.3 \pm_{0.5}^{0.7}$	$+2/3$	$1/2$
down	d	$4.8 \pm_{0.3}^{0.5}$	$-1/3$	$1/2$
strange	s	$95 \pm 5$	$-1/3$	$1/2$
charm	c	$1275 \pm 25$	$+2/3$	$1/2$
bottom	b	$4180 \pm 30$	$-1/3$	$1/2$
top	t	$17321.0 \pm 510 \pm 710$	$+2/3$	$1/2$
glúon	g	0	0	1

namento dos quarks e glúons no interior dos hádrons. Com isso a força forte aumenta com a distância e seu potencial pode ser escrito, na forma do potencial de Cornell, que é a soma de um termo assintótico Coulombiano e um termo linear de confinamento introduzido em concordância com a QCD dado por [5]:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s(Q^2)}{3r} + kr \quad (1.1)$$

sendo  $\alpha_s$  a constante de acoplamento forte,  $\frac{4}{3}$  é o fator de cor,  $r$  é a distância entre dois quarks e  $k$  é uma constante que determina a energia do campo por unidade de comprimento e é chamada tensão da corda.

Para distâncias curtas essa equação se assemelha à lei de Coulomb, enquanto para grandes distâncias o fator  $kr$  é predominante. Dessa forma, a energia do campo entre dois quarks pode crescer de forma ilimitada com a distância. Em outras palavras, o confinamento é o processo em que os quarks não podem ser isolados e se forçados a isso, a energia do campo aumenta a ponto de se tornar energeticamente favorável à produção de um par quark-antiquark, ou seja, fica estabelecida a não observação de estados com carga de cor não nula [1].

Outra característica importante da QCD é o fato da constante de acoplamento forte ( $\alpha_s$ ) ser inversamente proporcional em relação ao momento transferido pelos quarks durante a interação, como mostra a equação (1.2) [1]:

$$\alpha_s(Q^2) \propto \frac{1}{\log Q^2/\Lambda_{QCD}^2} \quad (1.2)$$

sendo  $Q$  a energia de interação entre os pártons e  $\Lambda_{QCD}$  a chamada escala da QCD.

Observando a equação (1.2) é possível concluir que para energias mais altas ( $Q \gg \Lambda_{QCD}$ ),  $\alpha_s$  diminui e tende assintoticamente a zero, isto é, a carga de cor efetiva é zero e faz com que os quarks e glúons sejam tratados como partículas livres. Esse fenômeno pode ser entendido como uma anti blindagem na carga de cor e ocorre pelo fato de glúons possuírem carga de cor não nula. Para tal efeito se dá o nome de liberdade assintótica.

A figura 1.2 mostra medidas experimentais da constante de acoplamento da QCD em função da energia [6], evidenciando o decréscimo dessa constante com o aumento da energia, resultado esperado devido à existência da liberdade assintótica.

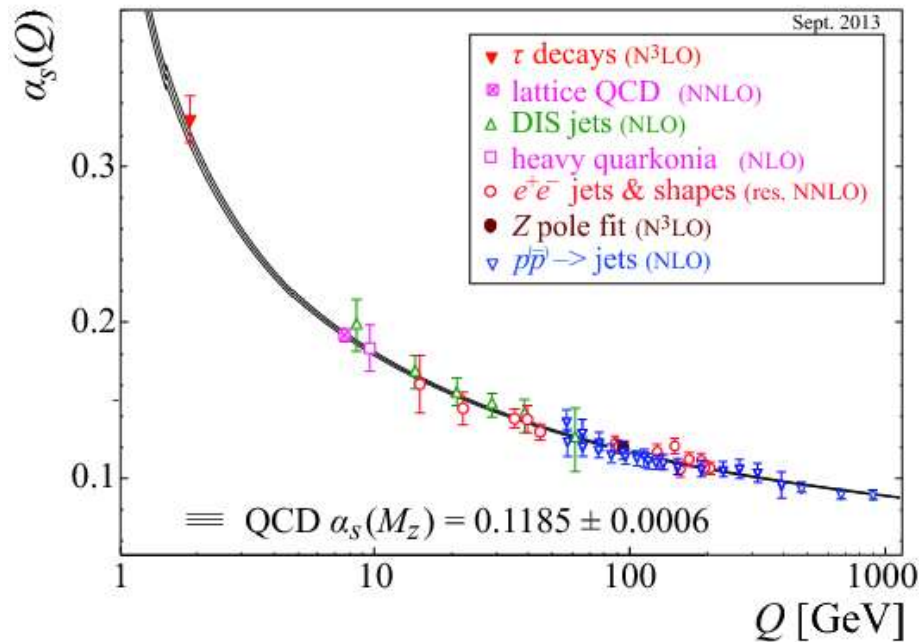


Figura 1.2: Constante de acoplamento da QCD em função da energia. [6]

### 1.3 O Plasma de Quarks e Glúons (QGP)

De acordo com a QCD, a matéria nuclear pode existir em diferentes fases, variando a temperatura e a densidade do sistema. Tais condições podem ser alcançadas através de colisões de íons pesados relativísticos.

A figura 1.3 ilustra o diagrama de fase da QCD da temperatura em função do potencial químico bariônico  $\mu_B = \frac{\partial E}{\partial N_B}$ . O potencial químico bariônico corresponde à energia reque-

rida para adicionar um bárion a um sistema com volume e entropia constantes. Experimentalmente é estimado através da densidade de bárions [7].

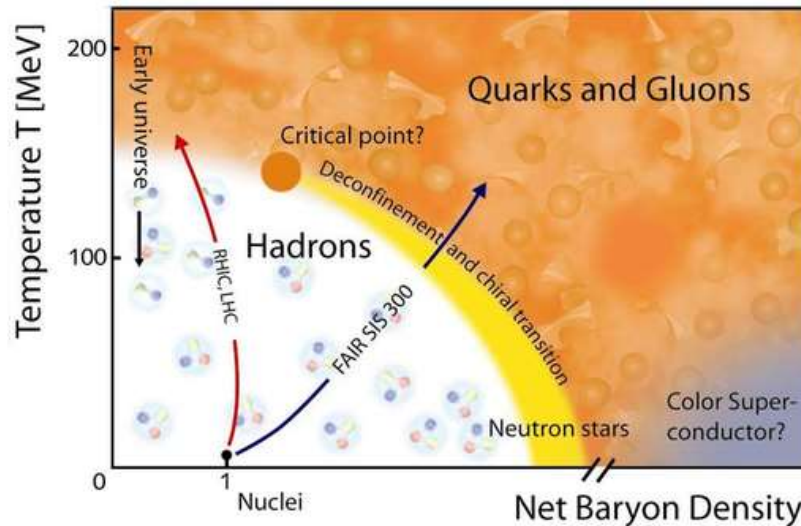


Figura 1.3: Diagrama de fases da QCD, evidenciando os diversos estados da matéria. [7].

Observando a figura 1.3 é possível notar que para temperaturas normais e potencial químico aproximadamente 1 GeV, quarks e glúons são confinados dentro de prótons e nêutrons, que por sua vez formam os núcleos atômicos. Em temperaturas mais altas do que a energia nuclear de ligação, a matéria nuclear se torna um gás de hádrons e, em temperaturas extremamente elevadas e baixo potencial químico, a matéria hadrônica passa por uma fase de transição para o chamado Plasma de Quarks e Glúons (QGP, do inglês Quark Gluon Plasma). Este estado é caracterizado por um estado localmente em equilíbrio térmico no qual quarks e glúons não estão confinados em hádrons, com os graus de liberdade de cores se manifestando em volumes maiores, na escala dos núcleos ao invés da escala dos núcleons. Essa transição também ocorre a baixa temperatura e alto potencial químico bariônico.

Além de ter importância para o entendimento detalhado das interações fortes, o QGP é importante do ponto de vista cosmológico. Acredita-se que Universo encontrava-se em um estado muito parecido com o QGP instantes após o *Big Bang* e que todas as partículas elementares foram criadas neste estágio inicial, incluindo quarks, léptons, fótons e glúons (ver figura 1.4).

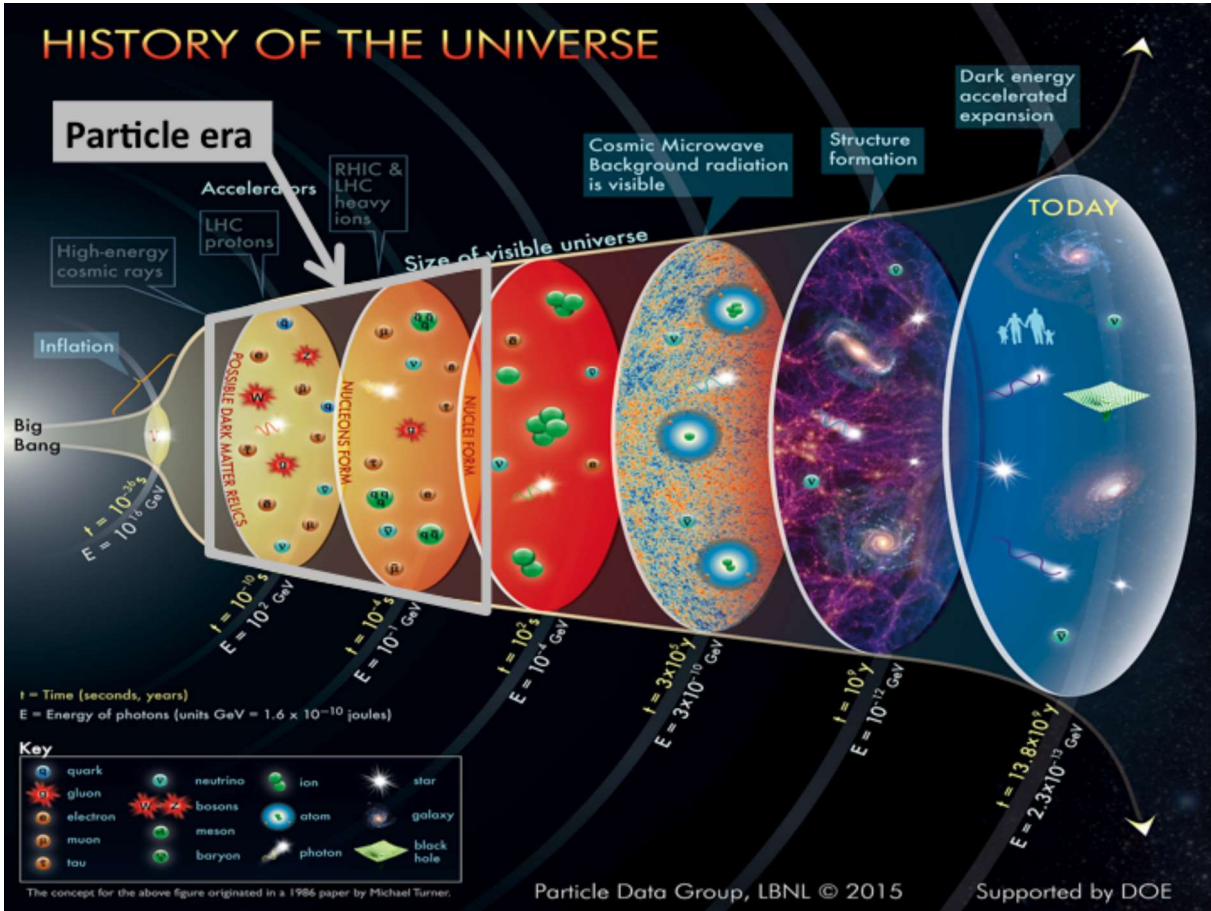


Figura 1.4: Linha do tempo dos primeiros minutos do universo. [8]

### 1.3.1 Transição de fase

Cálculos de QCD na rede têm sido usados para estudar a equação de estado e as transições de fase da QCD. De acordo com os cálculos de QCD na rede realizados com  $\mu_B = 0$ , a temperatura de transição da fase hadrônica para a fase partônica ocorre em  $T_c \simeq 170$  MeV [9] [10].

As previsões teóricas mostram que a equação de estado de um gás ideal com glúons e quarks sem massa em potencial químico zero e temperatura extremamente alta é determinada apenas pelo número de graus de liberdade [11], como mostrado na expressão:

$$\frac{\epsilon_{SB}}{3T^4} = \frac{p_{SB}}{T^4} = \left[ 2(N_c - 1) + \frac{7}{2}N_c N_f \right] \frac{\pi^2}{90} \quad (1.3)$$

onde  $\epsilon_{SB}$  e  $p_{SB}$  são, respectivamente, densidade e pressão de Stefan-Boltzmann,  $T$  é a temperatura,  $N_f$  é o número de sabor e  $N_c$  é o número de cor.

Na figura 1.5 é mostrada a densidade de energia e a pressão normalizadas por  $T^4$  como função da temperatura. A temperatura crítica é aproximadamente  $T_c \simeq 175$  MeV para QCD de 2 sabores. Os cálculos foram efetuados para  $N_f = 0, 2$  e 3 quarks leves, bem como dois quarks leves e um quark pesado.

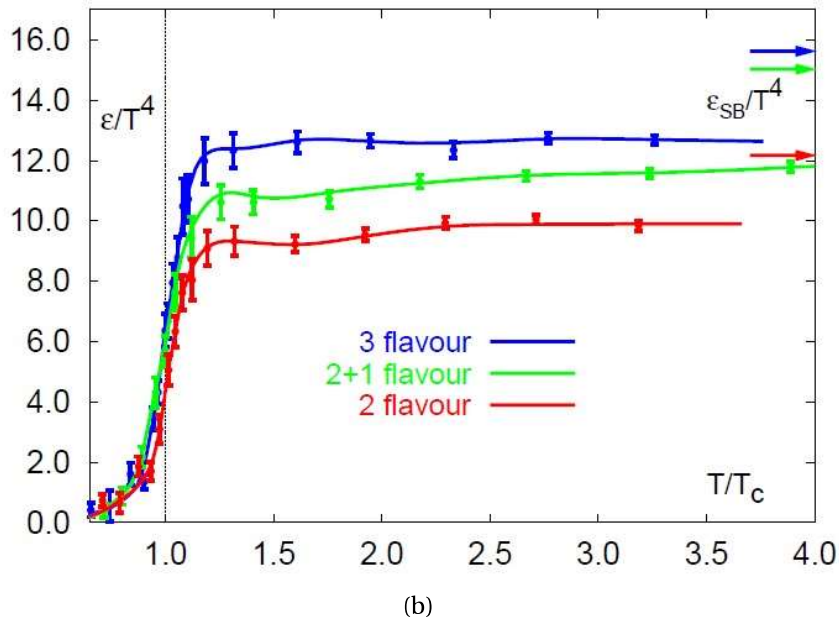
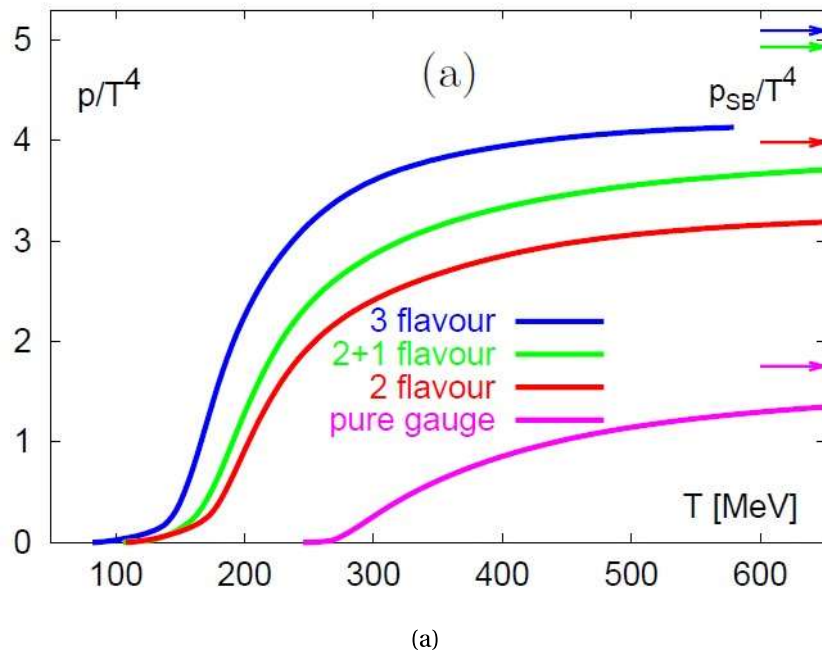


Figura 1.5: Equação de estado previsto pela QCD na rede para o QGP. (a) Pressão (b) Densidade de energia. As setas indicam os valores de Stefan-Boltzmann da equação 1.3 para um sistema de quarks livres sem massa em altas temperaturas. Figura retirada de [10].

Na figura 1.5b fica evidente o comportamento obtido através de cálculos utilizando a

QCD na rede com temperatura finita e diferentes composições de sabores. Em  $T \approx T_c$  há um aumento abrupto que corresponde à mudança de fase. Acima de  $T_c$ , quarks e glúons estão desconfinados, o que significa que podem percorrer distâncias maiores que o tamanho típico dos hádrons. Abaixo de  $T_c$ , quarks e glúons estão confinados em hádrons e a equação de estado pode ser parametrizada como um gás de hádrons.

Com isso pode-se concluir que as propriedades termodinâmicas do QGP podem ser avaliadas a partir da equação de estado, energia-momento e leis de conservação, que formam um sistema fechado de equações em termos das variáveis termodinâmicas.

### 1.3.2 Evolução no espaço-tempo

A evolução no espaço-tempo das colisões de íons pesados em altas energias é ilustrada na fig. 1.6. No estado inicial, os núcleos que incidem em direções opostas colidem e uma quantidade enorme de partículas são criadas em um pequeno volume. O sistema formado se expande devido aos gradientes de pressão criados nas fases iniciais da colisão. As partículas criadas interagem inelasticamente e, se as interações forem suficientemente fortes, o sistema atinge o equilíbrio térmico. Esta fase transitória entre o estado inicial e o QGP é chamada de pré-equilíbrio. [10].

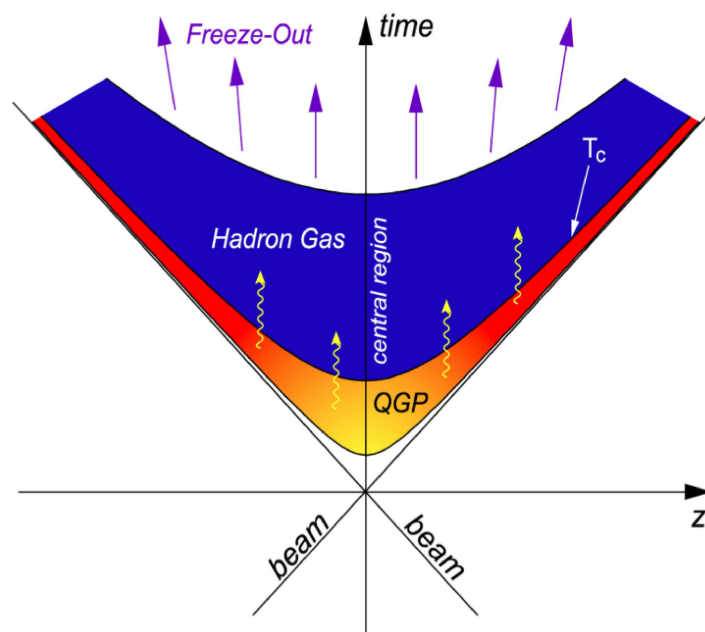


Figura 1.6: Esboço da evolução espaço-temporal de uma colisão de íons pesados relativísticos. [12]



O QGP criado em experimentos de colisões de íons pesados parece estar em equilíbrio, o que significa que a pressão e a temperatura do sistema variam lentamente nas vizinhanças. Em termos de interações, o percurso livre médio das partículas é muito menor do que as dimensões do sistema [10].

Quando o sistema atinge a temperatura crítica  $T_c$ , o equilíbrio térmico local é interrompido e os párons começam a se agrupar em hádrons. As partículas interagem inelasticamente até o *freeze-out* químico e elasticamente até o *freeze-out* cinético. Após a fase cinética, as partículas se propagam aos detectores sem interação (se encontram nos seus estados finais) [10].

Com isso, o plasma de quarks e glúons compõe apenas uma fase na evolução do sistema, a qual não é acessível diretamente a medidas experimentais. Sendo assim, não é possível medir experimentalmente a formação do QGP de forma direta, sendo necessária a prática de métodos indiretos para inferir aspectos físicos dessa fase da matéria [13].

### 1.3.3 Evidências experimentais

As primeiras tentativas para a descoberta da fase desconfiada da matéria e entender suas propriedades foram feitas em 1986 com núcleos leves de silício no acelerador Alternating Gradient Synhroton (AGS) no Brookhaven National Laboratory (BNL) e no Super Proton Synchroton (SPS) no CERN, com colisões de núcleos de enxofre. No início da década de 1990, ambas as instalações mudaram para núcleos mais pesados: íons de ouro no AGS e de chumbo no SPS. As várias experiências com alvo fixo resultaram em vários indicativos da existência de um novo estado da matéria formado nos instantes iniciais da colisão, fazendo assim a física de íons pesados entrar de vez na *era dos aceleradores*. O BNL decidiu construir o Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), onde íons pesados colidem com energia de  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, aproximadamente 40 vezes maior se comparado à energia que os feixes eram acelerados no AGS. Um aumento na energia de colisão significa uma fase desconfiada maior, mais quente e com mais tempo de vida do que a observada no SPS.

Até o momento, um dos objetivos das experiências no RHIC e no CERN através do Large Hadron Collider (LHC) é caracterizar detalhadamente esta fase criada em colisões de íons

pesados relativísticos. Particularmente, no LHC o meio criado pode ser estudado na escala TeV, as maiores energias disponíveis em aceleradores até hoje.

A caracterização detalhada do meio formado em colisões de íons pesados relativísticos requer medidas que sejam sensíveis ao estado inicial da colisão e que sobrevivam até o final de sua evolução. A seguir serão apresentados os principais observáveis, que juntos servem de suporte para a hipótese da existência do plasma de quarks e glúons como uma fase na evolução do sistema

### Densidade de energia ( $\epsilon$ )

A energia transversal das partículas emitidas com relação à rapidez,  $\frac{dE_T}{dy}$  pode ser usada para obter a densidade de energia inicial da colisão, como foi mostrado por Bjorken [14]:

$$\epsilon_{Bj}\tau_{form} = \frac{1}{A} \frac{dE_T}{dy} \quad (1.4)$$

onde  $A$  é a área de sobreposição dos núcleos no momento da colisão, e  $\tau_{form}$  é o tempo de formação do meio, e  $\frac{dE_T}{dy}$  é a energia transversal por unidade de rapidez.

Cálculos de QCD na rede mostram que a densidade de energia requerida para formação do QGP é da ordem de  $1 \text{ GeV}/fm^3$ . Em experimentos com colisões centrais entre núcleos de ouro à energia de  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7-200 \text{ GeV}$ , no RHIC, o valor para a densidade de energia foi estimado adotando o tempo de formação como sendo  $\tau \approx 1.0 fm/c$ , o que levou a uma densidade de energia que indica a possível formação do QGP. A figura 1.7 mostra  $\epsilon_{Bj}\tau$  como função do número de participantes para experimentos feitos no RHIC.

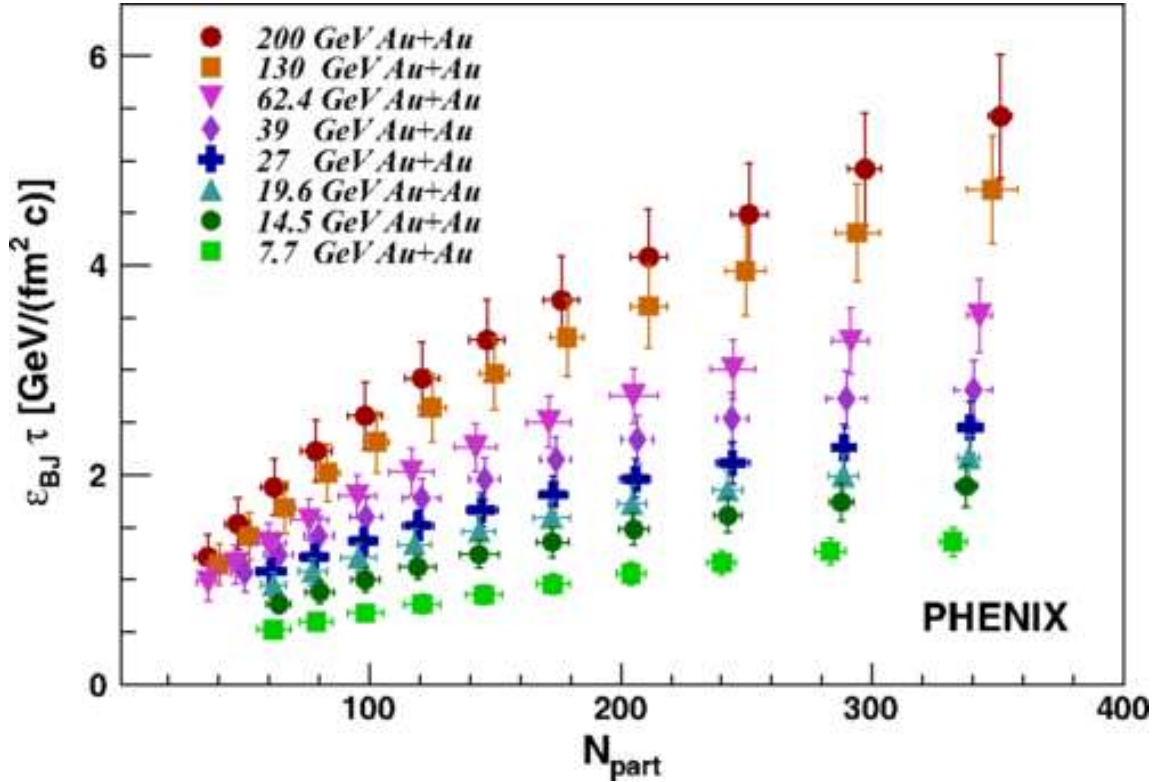


Figura 1.7: Densidade de energia inicial vezes o tempo próprio de formação do meio em função no número de participantes medido no PHENIX-RHIC [15].

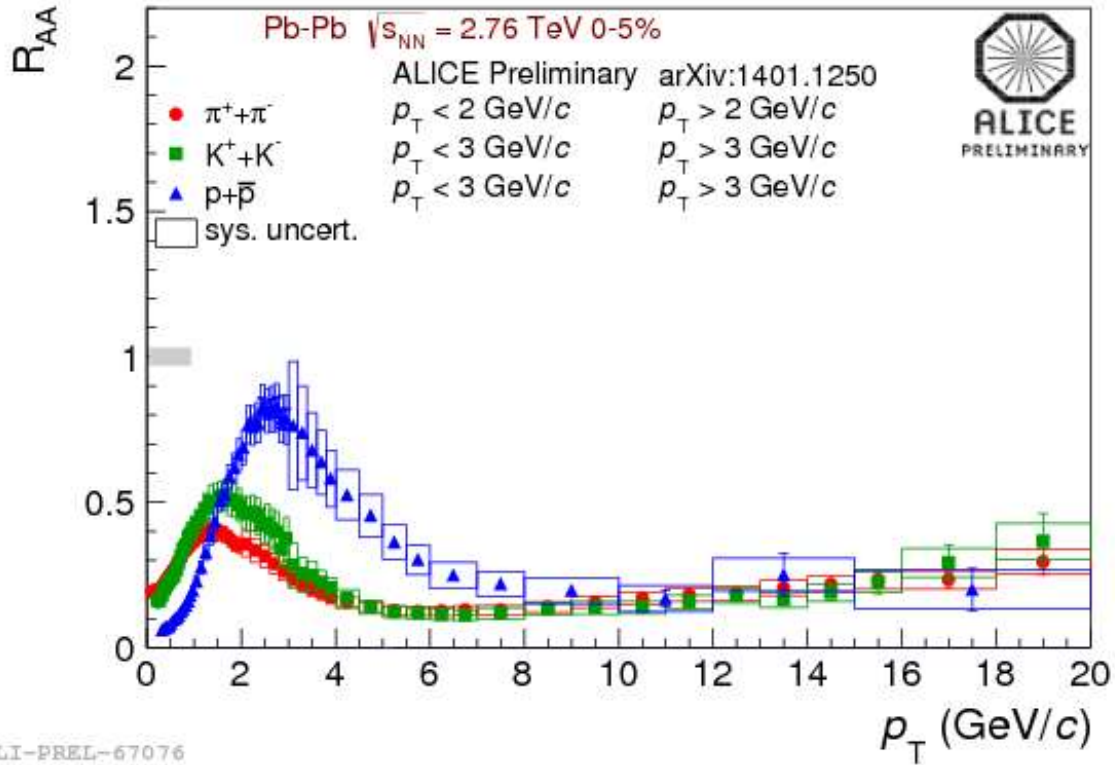
#### Fator de modificação nuclear ( $R_{AA}$ ) e correlação angular

O fator de modificação nuclear,  $R_{AA}$ , avalia a opacidade do meio em relação à propagação de partículas, a fim de avaliar a perda de energia dos quarks no meio. Isto é feito considerando colisões próton-próton como parâmetro de comparação já que supostamente não há a formação do plasma nessas colisões. Esse observável é definido como [16]:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{bin}} \frac{d\sigma^{AA}/dp_T}{d\sigma^{pp}/dp_T} \quad (1.5)$$

onde  $d\sigma^{AA}/dp_T$  é a seção de choque diferencial de produção de partículas para colisões Au+Au,  $N_{bin}$  é o número médio de colisões núcleon-núcleon e  $d\sigma^{pp}/dp_T$  é a seção de choque inelástica determinada experimentalmente em colisões p+p.

Espera-se  $R_{AA} = 1$  na ausência de efeitos do estado inicial e final em colisões nucleares, isto é, a colisão núcleo-núcleo pode ser interpretada como uma superposição de colisões núcleon-núcleon.  $R_{AA} < 1$  indica a supressão de partículas, que pode estar relacionada com a interação de partículas com o meio denso criado em colisões de íons pesados.



ALI-PREL-67076

Figura 1.8: Fator de modificação nuclear,  $R_{AA}$ , em função do  $p_T$  para píons carregados, káons e (anti)prótons, resultados obtidos em colisões centrais de Pb-Pb. [16]

A figura 1.8 mostra o fator de modificação nuclear de  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  e (anti)prótons em colisões Pb+Pb [16]. É evidente que essa quantidade é significativamente menor do que um em colisões núcleo-núcleo, indicando que há uma grande supressão na produção de hádrons, devido à modificação provocada pela opacidade do meio formado sobre os pártons.

Os efeitos de supressão são observados de forma mais clara na medida da correlação angular entre dois hádrons. Esse observável é definido pela equação:

$$D(\Delta\Phi) = \frac{1}{N_{trigger}} \frac{dN}{d\Delta\Phi} \quad (1.6)$$

onde  $\frac{dN}{d\Delta\Phi}$  é o número de pares de partículas com uma diferença angular  $\Delta\Phi$  no evento, normalizado pelo número de eventos válidos  $N_{trigger}$ .

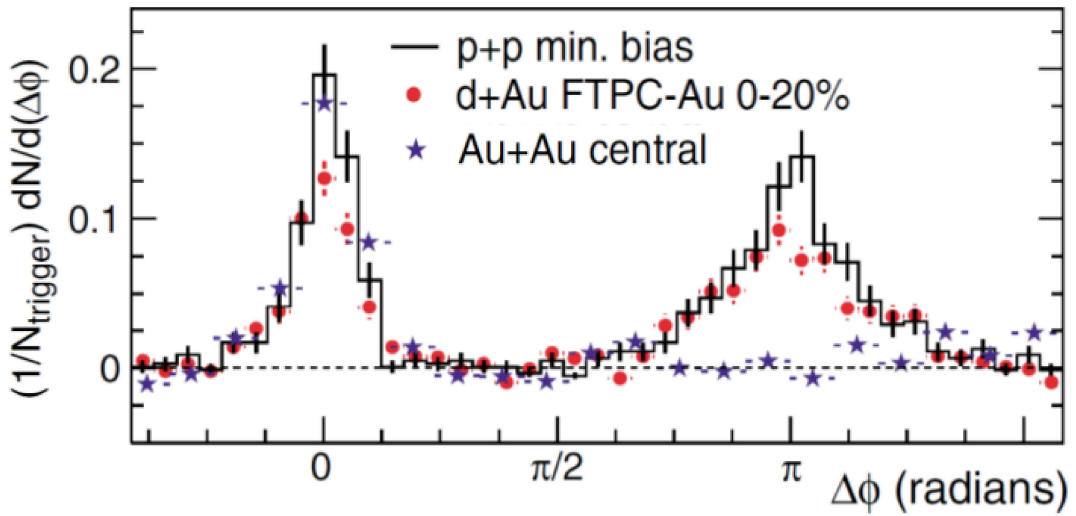


Figura 1.9: Correlação azimutal entre hádrons para colisões pp, d-Au e Au-Au. [16]

A figura 1.9 mostra a correlação azimutal entre hádrons com  $p_T > 2^{GeV}/c$  em colisões pp, d-Au e Au-Au medidas no experimento STAR [16]. O pico em  $\Delta\phi \approx 0$  corresponde à correlação azimutal de dois hádrons do mesmo jato de partículas e o pico  $\Delta\phi \approx \pi$  corresponde à correlação azimutal de dois hádrons provenientes de jatos *back-to-back*. No caso das colisões Au-Au é observado a supressão do pico em  $\Delta\phi \approx \pi$ , que sugere que os pártons e os produtos de sua fragmentação interagem fortemente com o meio criado nessas colisões sendo assim suprimidos. Devido à forte interação com o meio, os jatos de partículas sofrem perda de energia, produzindo partículas com baixo momento, impossibilitando a produção de um hádron de alto momento associado. Sendo assim, o jato associado, ao atravessar uma porção maior do meio, será suprimido tal como observado.

### Comportamento Coletivo ( $V_2$ )

O comportamento coletivo das partículas produzidas em um meio pode dizer muito em relação ao quanto aquele meio é interagente, visto que se o meio for composto de partículas não interagentes, nenhum comportamento coletivo deve ser observado e, em contrapartida, se o sistema for interagente é esperado que o meio apresente um comportamento coletivo similar ao de um fluido, sendo possível descrevê-lo em termos de modelos hidrodinâmicos.

Sendo assim, outra propriedade do meio criado em colisões de íons pesados relativísticos, observada pela primeira vez no RHIC, é a anisotropia azimutal da partícula.

Para quantificar esse efeito, a distribuição de momento das partículas é expandida em termos da série de Fourier, como representado na equação 1.7 [17], onde  $\phi$  e  $\Psi_{RP}$  são o ângulo azimutal da partícula e o plano de reação, respectivamente.

$$\frac{dN}{dyd^2p_T} = \frac{dN}{2\pi p_T dy dp_T} \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_{RP})) \right] \quad (1.7)$$

A partir desta expansão, a anisotropia é dada pelos coeficientes de Fourier  $v_n$ , definido por:

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle \quad (1.8)$$

Considerando uma colisão semi-central, a região de sobreposição entre os dois núcleos tem forma elíptica, ver figura 1.10. Se o sistema se comportar como um gás ideal de quarks e glúons, esta anisotropia espacial inicial não terá qualquer outra implicação na distribuição das partículas. No entanto, no caso de um sistema fortemente interagente, devido às interações a anisotropia espacial inicial é transferida para uma anisotropia de momento, o que resulta em um gradiente de pressão positiva na direção paralela ao plano de reação e, portanto, mais partículas são emitidas nesta direção em comparação com a direção perpendicular ao plano de reação. Cada modo da expansão de Fourier, equação 1.8, irá representar uma anisotropia, a qual pode estar presente na colisão, e as amplitudes determinam a intensidade da sua respectiva anisotropia. Em particular, o fluxo elíptico é representado pelo coeficiente do segundo harmônico  $v_2$  da expansão.

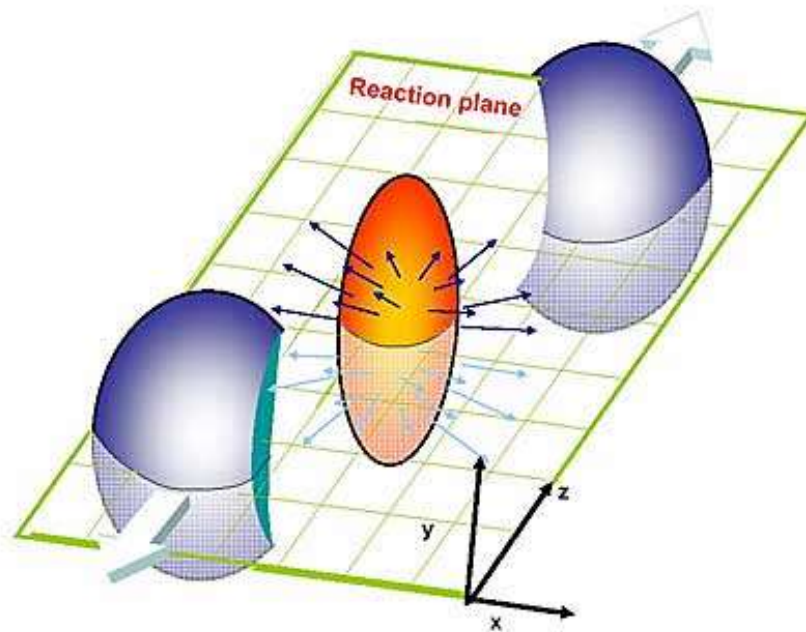
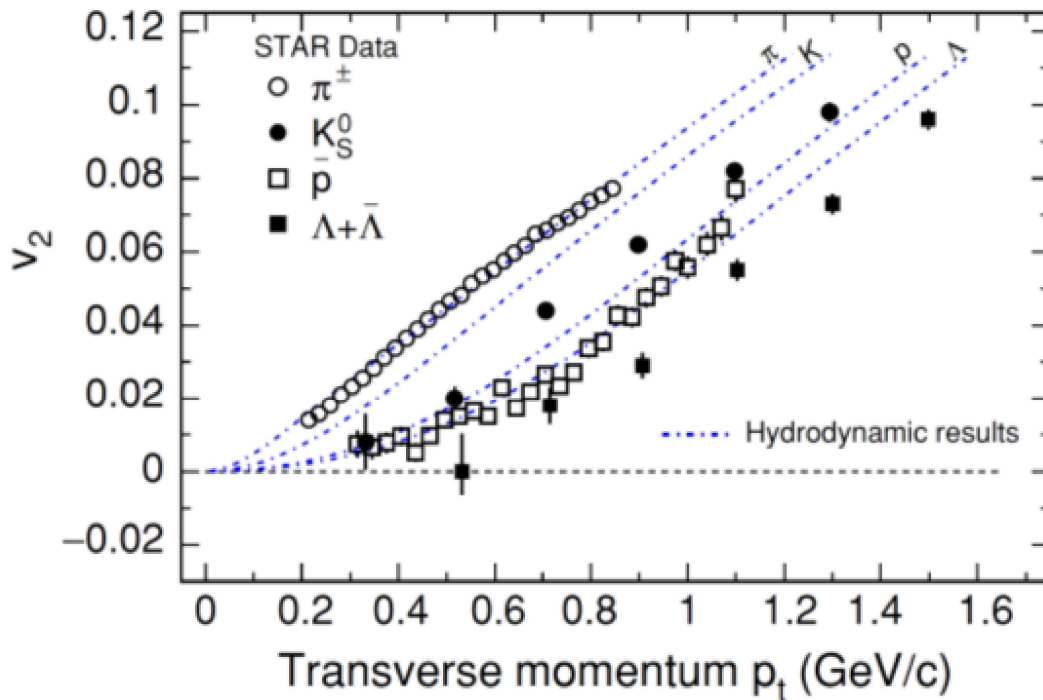


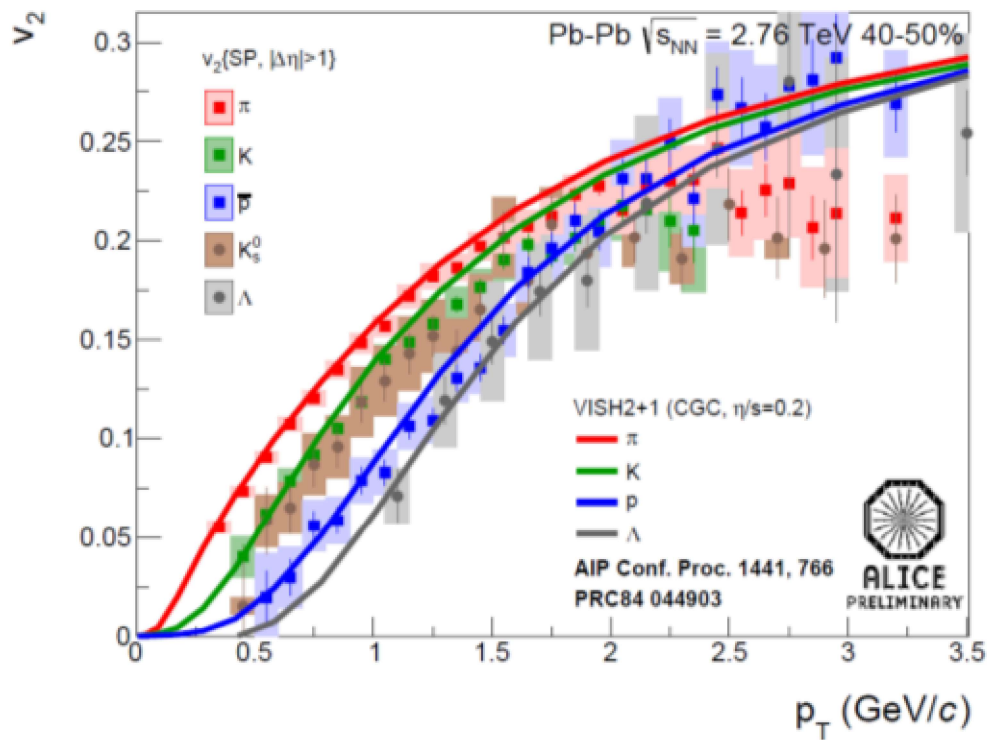
Figura 1.10: Geometria de uma colisão semi-central de íons pesados. Núcleons participantes - estão dentro da zona de sobreposição - e espectadores - fora da região de sobreposição - em colisões núcleo - núcleo [18].

A figura 1.11a mostra um dos primeiros resultados para o coeficiente  $\nu_2$  medido pela colaboração STAR no RHIC, em colisões Au-Au a  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [19]. Pode-se notar um  $\nu_2$  positivo para várias espécies de partículas a baixo  $p_T$ . Como é mostrado na figura, estes resultados são descritos por cálculos de modelos hidrodinâmicos. Esses cálculos hidrodinâmicos assumem um curto tempo de equilíbrio e, portanto, esses resultados sugerem um QGP fortemente interagente. Além disso, estes modelos incluem uma equação de estado compatível com a QCD na rede com uma transição de fase em  $T_c = 165$  MeV.

A figura 1.11b mostra o resultado obtido pela colaboração ALICE, para colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [20] [21]. Os resultados do ALICE também são bem descritos por cálculos do modelo hidrodinâmico como relatado em [21].



(a)



(b)

Figura 1.11: (a) Coeficiente de fluxo elíptico  $v_2$  para várias espécies de partículas, em função do momento transversal  $p_T$ , medido em colisões Au-Au com  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV no STAR [19]. (b) Coeficiente de fluxo elíptico  $v_2$  para várias espécies de partículas, em função de  $p_T$ , medido em colisões Pb-Pb em  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV com ALICE [21].



## 1.4 Energia transversal

Um meio de estudar as propriedades e a evolução dinâmica do QGP é através de variáveis globais da colisão, como a energia transversal gerada pelo espalhamento inicial dos constituintes partônicos dos núcleos de entrada e possivelmente também pela interação entre pártons produzidos e hádrons. No caso mais simples, se o meio formado possuir um tempo de vida curto, sem que haja interação significativa, a energia transversal observada por unidade de pseudorapidez  $\frac{dE_T}{d\eta}$  será a mesma que a produzida inicialmente. Entretanto, se o sistema interage fortemente, conseguindo equilíbrio local em um curto intervalo de tempo, e conservando durante toda sua expansão, o  $\frac{dE_T}{d\eta}$  irá diminuir significativamente durante a evolução do meio devido ao trabalho longitudinal realizado pela pressão hidrodinâmica, sendo entretanto moderado pelo escoamento hidrodinâmico transversal, o qual aumenta a energia transversal [22] [23] [24] [25] [26]. Esses aspectos, associados ao estágio inicial e as propriedades hidrodinâmicas do meio formado, tornam a energia transversal um observável interessante como ferramenta para compreender as condições iniciais do meio formado bem como a sua evolução.

Pode-se definir a energia transversal de uma partícula em uma colisão de íons pesados relativísticos como sendo:

$$E_T = E \sin\theta = E \frac{|\vec{p}_T|}{|\vec{p}|} = \frac{E}{\sqrt{E^2 - m^2}} |\vec{p}|, \vec{p}_T = (p_x, p_y) \quad (1.9)$$

onde a direção  $z$  está ao longo do tubo do feixe (direção longitudinal) e assim  $p_x$  e  $p_y$  são o momento perpendicular ao tubo do feixe (plano transversal),  $m$  é a massa invariante e  $p_T$  é o momento transversal, ver figura 1.12.

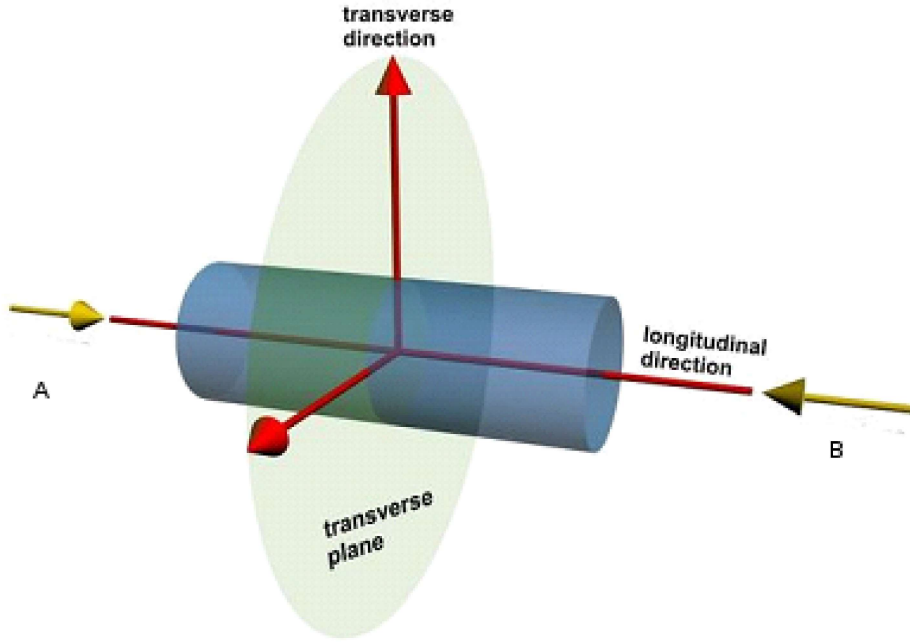


Figura 1.12: Plano da colisão de dois núcleos (A e B) em um acelerador de altas energias. Editado de [27].

Neste ponto é interessante definir uma variável cinemática,  $m_T$  (massa transversal). A massa transversal é uma quantidade útil para uso em física de partículas, uma vez que é invariante sob impulso de Lorentz ao longo da direção  $z$ . Em unidades naturais é:

$$m_T^2 = m_0^2 + p_T^2 \quad (1.10)$$

A massa transversal juntamente com a rapidez, o momento transversal e o ângulo polar definem a parametrização do quadri-momento de uma única partícula:

$$(E, p_x, p_y, p_z) = (m_T \cosh y, p_T \cos \phi, p_T \sin \phi, m_T \sinh y) \quad (1.11)$$

No limite de  $m \rightarrow 0$  na eq. 1.9, facilmente pode-se inferir que  $m_T = E_T = p_T$  e sendo assim teoricamente pode-se definir a energia transversal de um sistema de  $N$  partículas produzidas em colisões de íons pesados relativísticos como:

$$E_T = \sum_{i=1}^N m_{T,i} \quad (1.12)$$

e chegar assim à conclusão de que a energia transversal do sistema está relacionada dire-

tamente com a densidade de energia produzida inicialmente da seguinte forma [28] (para detalhes do cálculo ver apêndice A):

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau S} \frac{dN}{dy} \approx \frac{1}{\tau S} \left\langle \frac{dE_T}{dy} \right\rangle = \frac{1}{\tau S} J(y, \eta) \left\langle \frac{dE_T}{d\eta} \right\rangle \quad (1.13)$$

onde,  $\epsilon$  é a densidade de energia,  $J(y, \eta)$  é o jacobiano para a transformação de  $y$  para  $\eta$  (ver apêndice B) em função da distribuição do momento das partículas produzidas e  $\langle m_T \rangle$  é o valor médio da massa transversal em relação a todos eventos sobre a área de secção transversal  $S$  sobreposta entre os núcleos que colidem, em um tempo próprio  $\tau$ .

Portanto, a energia transversal média por unidade de pseudo-rapidez  $\langle \frac{dE_T}{d\eta} \rangle$  transmite informação sobre a quantidade de energia inicial gerada durante a colisão dos núcleos que é convertida em energia das partículas produzidas transversalmente ao eixo da colisão, como mostra a eq. 1.13.

## 1.5 Organização da dissertação

O trabalho apresentado nesta dissertação corresponde a uma proposta de procedimento para o cálculo da energia transversal eletromagnética em colisões Pb-Pb no experimento ALICE. Todos os dados analisados são provenientes de produções oficiais de Monte Carlo do experimento ALICE do LHC - CERN. No Capítulo 1 é apresentada uma visão geral do que é a física de íons pesados relativísticos e seus principais objetos de estudo. No capítulo 2 é feita uma descrição do experimento ALICE e uma breve apresentação do acelerador LHC e seus experimentos. No capítulo 3 é apresentado o procedimento para o cálculo da energia transversal eletromagnética. No capítulo 4 é mostrado o cálculo da energia transversal eletromagnética e a validação do procedimento. E finalmente, no capítulo 5 é discutida a conclusão e algumas considerações finais.

## Capítulo 2

### LHC e o detector ALICE

O *Large Hadron Collider* (LHC) [29] da Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN, do antigo acrônimo em francês de *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*), ver figura 2.1, é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo. O LHC é um acelerador circular subterrâneo com 27 km de circunferência e 175 metros abaixo do nível do solo na fronteira franco-suíça, projetado para acelerar e colidir feixes de prótons com energia do centro de massa de até 14 TeV e íons pesados de chumbo (Pb) em até 5,5 TeV por par de núcleon.

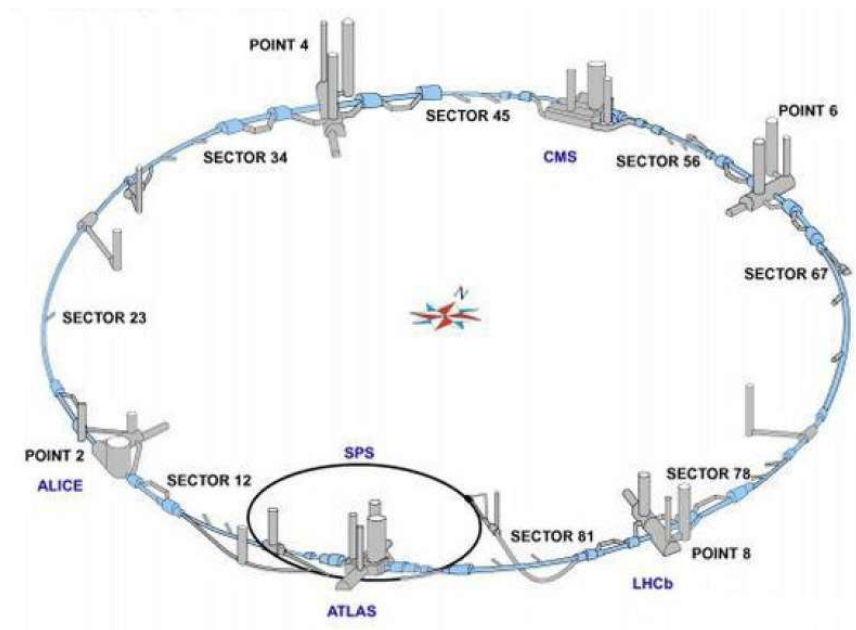


Figura 2.1: *Complexo LHC - CERN [29].*

Vários tipos de ímãs supercondutores são utilizados para orientar e focalizar os feixes de

partículas em torno dos 27 km do acelerador. Os feixes são acelerados em um único anel composto por duas canalizações onde os feixes viajam em direções opostas. Nos pontos de colisão os feixes compartilham brevemente a mesma canalização e colidem frontalmente.

Existem ao todo seis experimentos instalados no LHC: *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) [30], *A Toroidal LHC Apparatus* (ATLAS) [31], *the Compact Muon Solenoid* (CMS) [32], *the Large Hadron Collider beauty* (LHCb) [33], *the Large Hadron Collider forward* (LHCf) [34] e *the Total Elastic and diffractive cross section Measurement* (TOTEM) [35]. Sendo que ALICE, ATLAS, CMS e LHCb estão instalados em torno dos quatro pontos de colisão do feixe do LHC.

## 2.1 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) foi estruturado para medir uma grande variedade de observáveis (hádrons, léptons e fótons) em um amplo espaço de fase, sendo sua primeira meta o estudo das propriedades do plasma de quarks e glúons.

Na figura 2.2 é possível observar que o experimento é formado por um sistema de detecção central que está contido dentro de um grande magneto solenoidal, que gera um campo magnético de até 0,5 T e diversos sistemas em rapidez dianteira. O sistema central inclui um conjunto de seis camadas de detectores de silício *Inner Tracking System* – ITS), um sistema principal de reconstrução de trajetória (*Time-Projection Chamber* – TPC), um detector de radiação de transição para identificação de elétrons (*Transition-Radiation Detector* – TRD) e um conjunto de identificação de partículas baseado na técnica de tempo de voo (*Time-Of-Flight* – TOF).

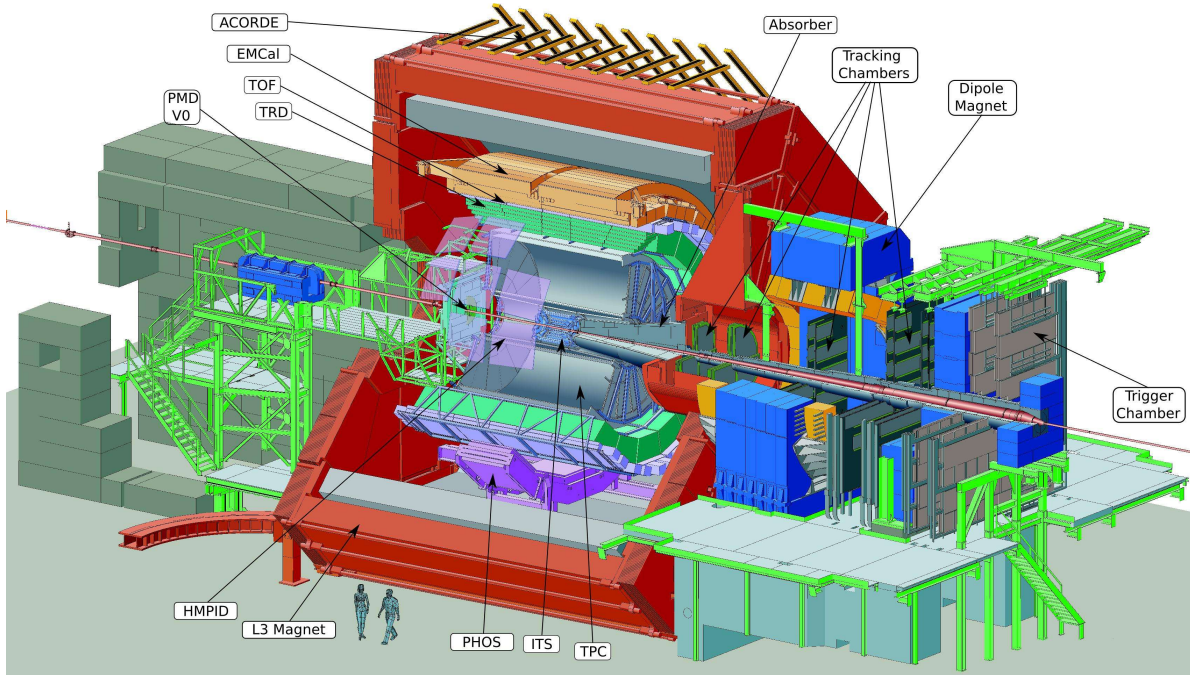


Figura 2.2: Esquema do ALICE [36].

Entre os detectores complementares temos um conjunto de detectores de Cherenkov de imagem de anéis ( $|\eta| \leq 0,6$ , cobertura azimutal de  $57,6^\circ$ ) para a identificação de partículas com alto momento (*High-Momentum Particle Identification Detector* – HMPID) e dois calorímetros eletromagnéticos: *Photon Spectrometer* – PHOS ( $|\eta| \leq 0,12$ , cobertura azimutal de  $100^\circ$ ) e o *Electromagnetic Calorimeter* – EMCal ( $|\eta| \leq 0,7$ , cobertura azimutal de  $110^\circ$ ). Para altos valores de rapidez, o experimento ALICE é composto por um espectrômetro de múons, um detector de contagem de fótons (*Photon Multiplicity Detector* – PMD), um conjunto de detectores de multiplicidade (*Forward Multiplicity Detector* – FMD), o qual cobre uma vasta região de pseudo-rapidez (até  $\eta = 5,1$ ). Além disso, o experimento conta com um sistema de cintiladores e contadores de quartzo (T0 e V0), utilizados como *trigger* de colisão, e dois conjuntos de calorímetros de nêutrons e de hádrons, localizados em  $0^\circ$  e a cerca de 115 m longe do ponto de interação (*Zero-Degree Calorimeter* – ZDC).

Um absorvedor posicionado bem próximo ao vértice blinda o espectrômetro de múons. O espectrômetro é composto por: um magneto de dipolo, cinco estações de *tracking*, um muro de ferro (filtro de múon) para absorver os hádrons remanescentes, e duas estações de *trigger*, localizadas atrás do filtro de múon. No ALICE, é possível identificar partículas dentro de um intervalo em  $p_T$  de 100 MeV/c a 100 GeV/c, considerando a reconstrução de

trajetórias e momentos no TPC e ITS. Abaixo será descrito mais detalhadamente os principais detectores utilizados nesta análise, sendo que informações mais detalhadas dos outros sub-detectores encontram-se em [30].

### 2.1.1 Time Projection Chamber (TPC)

O TPC é o maior e mais importante detector do ALICE que possibilita tanto a reconstrução de trajetórias, quanto a medida do momento e a identificação de partículas (PID, do inglês *Particle Identification*) via perda de energia ( $dE/dx$ ). Este detector possui um comprimento longitudinal de 5 m, um raio interno de 85 cm e um raio externo de 250 cm, sendo  $90\text{ m}^3$  do seu volume é preenchido com uma mistura gasosa de  $Ne/CO_2/N_2$ , ver figura 2.3.

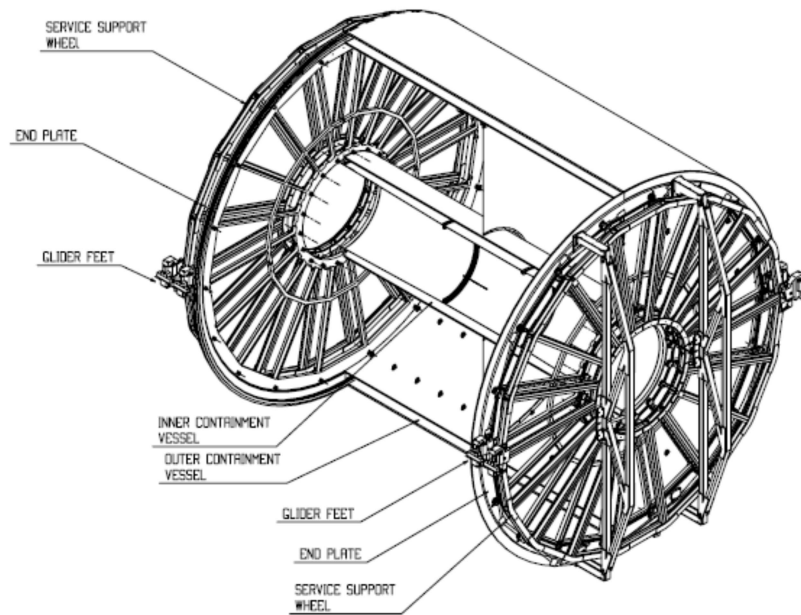


Figura 2.3: Esquema do TPC do ALICE [30].

O TPC foi projetado para lidar com um grande número de partículas por evento em colisões Pb-Pb. Quando se trata da cobertura do espaço de fase, o TPC é capaz de detectar partículas no intervalo de momento transversal entre  $0.1 < p_T < 100\text{ GeV}/c$ , com uma resolução por volta de 6% para  $p_T < 20\text{ GeV}/c$  em colisões centrais de Pb-Pb, e cerca de 4,5% para  $p_T < 20\text{ GeV}/c$  em colisões pp [30]. O TPC cobre toda a região azimutal, com exceção de zonas mortas entre os setores vizinhos (existem 16 setores no total), o que chega a ser

por volta de 10% do ângulo azimutal [30]. A resolução azimutal do TPC é de cerca  $\Delta\phi = 0,7$  mrad independentemente do momento transversal. Finalmente, o TPC tem uma cobertura de pseudo-rapidez  $|\eta| < 0,9$ .

### 2.1.2 Inner Tracking System (ITS)

O ITS é composto por 6 camadas de silício, agrupados em três grupos distintos de duas camadas formando três detectores distintos. As duas camadas de silício mais internas são do tipo SPD (*Silicon Pixel Detector*), a terceira e quarta são camadas de SDD (*Silicon Drift Detectors*), e as duas camadas periféricas são camadas de SSD (*Silicon Strip Detectors*), ver fig. 2.4.

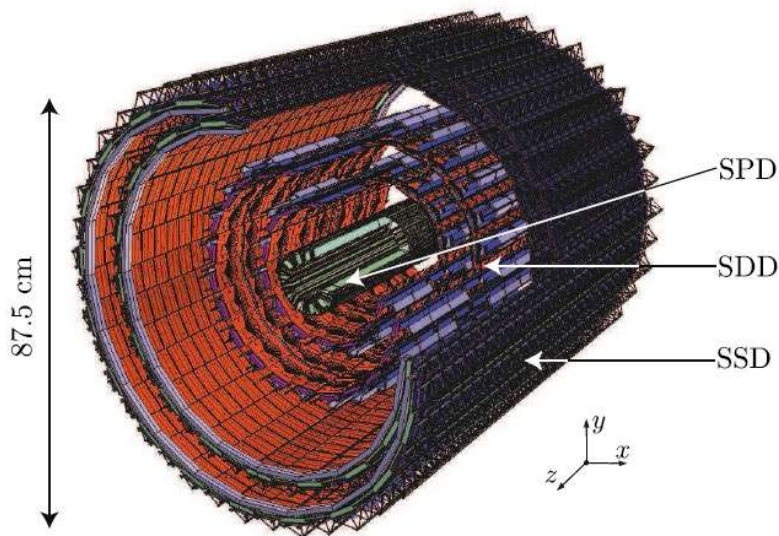


Figura 2.4: Esquema do ITS. [30]

O ITS é colocado dentro do raio interno do TPC bem próximo do ponto de interação e do tubo de feixe (ver fig. 2.2). O diâmetro do tubo do feixe é de 6 cm, proporcionando o limite físico menor para o raio mais interno do ITS. Por outro lado, o raio mais externo do ITS é delimitada pelo raio mais interno do TPC, cobrindo  $|\eta| < 0,9$  e toda a região azimutal. Os principais objetivos do ITS são a reconstrução de vértices primários e secundários com alta resolução, a identificação e reconstrução de trajetórias (*tracks*) de partículas com baixo  $p_T$ , as quais são fortemente curvadas pelo campo magnético e, por isso, não atingem o TPC e melhorar a resolução do momento para partículas com  $p_T$  mais alto que também



atravessam o TPC.

### 2.1.3 *ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)*

A construção do EMCal [37] começou em 2008 com o objetivo de permitir que o experimento ALICE possa explorar em detalhes a física de supressão de jatos (interação de pártons de alto momento com o meio) através da grande variedade de observáveis produzidos em colisões ultra-relativísticas no LHC.

O design do EMCal baseia-se na tecnologia Shashlik [37], como implementado no experimento PHENIX no RHIC [38], HERA-B no HERA [39], e LHCb no CERN [40]. O detector é formado por camadas de chumbo e cintilador, sendo que a espessura longitudinal por camada do chumbo corresponde a 1.44 mm e a do cintilador corresponde a 1.76 mm, com uma fibra longitudinal para a coleta de luz. Os parâmetros básicos para construção do EMCal foram escolhidos de forma a atender à física de alto  $p_T$ .

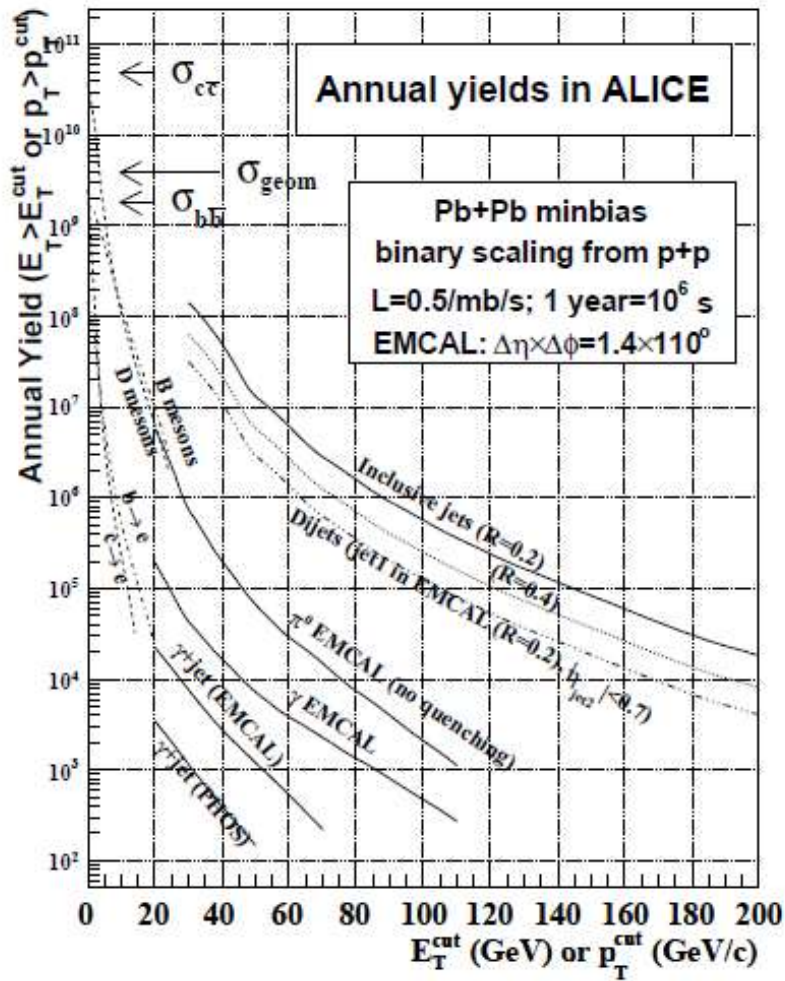


Figura 2.5: Produção anual no ALICE com EMCAL para vários *hard processes* em função do corte em energia e momento para colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV [41].

Na figura 2.5 podemos ver vários processos duros, aqueles com energias acima de alguns GeV, dentro da aceitação do EMCAL, para colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV durante um ano. Medições estatisticamente significativas podem ser feitas para jatos com  $E_T$  maior que 200 GeV, para  $\pi^0$  com  $p_T > 80$  GeV, para elétrons  $p_T > 50$  GeV e  $\gamma$  com  $p_T > 60$  GeV. Este grande alcance cinemático permite obter novos observáveis da interação de sondas duras com a matéria.

### Identificação $\pi^0$ e $\gamma$

O calorímetro eletromagnético faz uso do chuveiro eletromagnético gerado devido à interação de fótons provenientes do efeito de Bremstrahlung de elétrons gerados na colisão, com

as placas de Pb do calorímetro. O comprimento de radiação<sup>1</sup> do Pb é  $X_0 = 0,56$  cm e do cintilador é  $X_0 = 42$  cm; conseqüentemente, o comprimento de radiação correspondente de cada camada no EMCal é  $X_0 = 1,2$  cm. Essa produção em cadeia se mantém até que a energia dos elétrons atinja um valor inferior à energia crítica do detector ( $E_c = 800/(Z + X_0)$ ), na qual fótons não são mais produzidos pelos elétrons para manter o chuveiro. Essa energia crítica corresponde a 8 MeV no caso do EMCal.

Para píons carregados, o chuveiro é grande e disperso, sendo que o comprimento de Pb disponível no detector ( $\approx 12$  cm) não é o bastante para obter o chuveiro hadrônico completamente. Desta forma, píons carregados não depositam uma fração grande de energia no EMCal. Sendo assim é possível separar elétrons de hádrons a partir da razão  $E/p$  (Energia medida no EMCal e momento no TPC) e píons carregados, por meio de estudo da dispersão do chuveiro gerado no calorímetro.

## Geometria

O calorímetro por completo ocupa uma região de pseudo-rapidez de  $-0.7 < \eta < 0.7$  com uma cobertura angular de  $\Delta\phi = 110^\circ$ . O detector é segmentado em 12672 torres, sendo que cada uma delas é posicionada de maneira projetiva em relação ao vértice primário. A resolução em energia está em torno de  $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E}$ .

A figura 2.6 mostra os super módulos do EMCal, que são as unidades estruturais básicas do calorímetro onde se agrupam as torres, instalados na estrutura de suporte do detector. Essa figura indica um arco de super módulos, cada qual cobrindo  $\approx 20$  graus em azimute.

Existem 10 super módulos com  $\Delta\eta = 0.7$  e  $\Delta\phi = 20^\circ$ ; e 2 super módulos de tamanho menor (1/3) com  $\Delta\eta = 0.7$  e  $\Delta\phi \approx 6^\circ$ , na cobertura angular total do detector. A figura 2.7 mostra um super módulo com sua estrutura mecânica externa sem a cobertura de cima, no intuito de ilustrar os módulos que o constituem.

Durante o ano de 2010, apenas 4 super módulos do EMCal estavam instalados, cobrindo uma região angular igual a  $80^\circ < \phi < 120^\circ$ . Durante o recesso de janeiro de 2011, os 6 super módulos de tamanho completo restantes foram instalados. O calorímetro tornou-se com-

<sup>1</sup>É o comprimento em cm para reduzir a energia de um  $e$  em um fator de  $\frac{1}{e}$  [42]

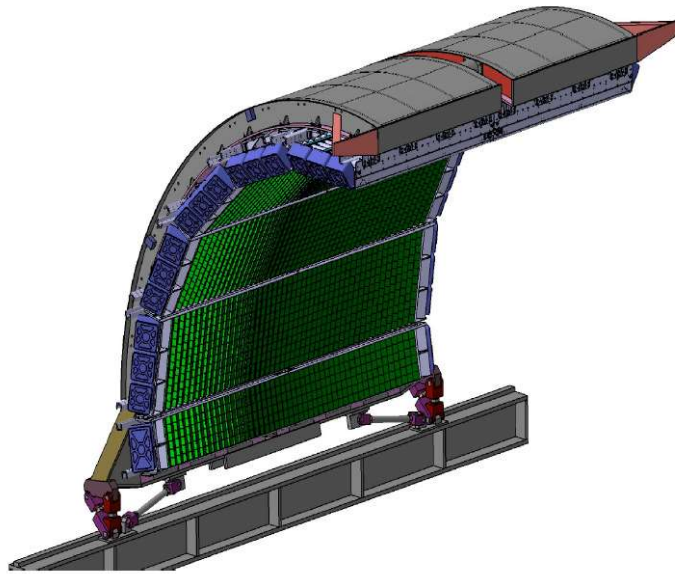


Figura 2.6: Conjunto de super módulos do ALICE EMCal [37].

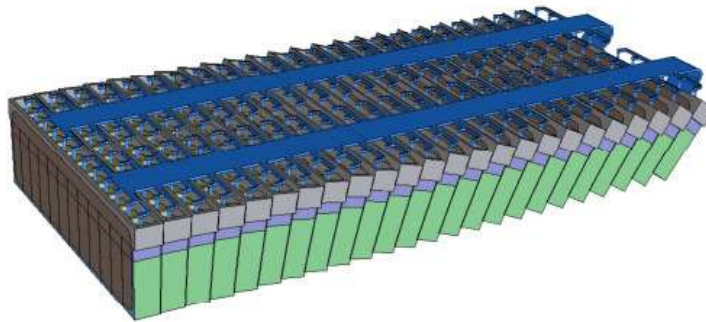


Figura 2.7: Super módulo do ALICE EMCal [37].

pleto em janeiro de 2012, quando os últimos 2 super módulos menores foram instalados.

### **Clusters do EMCal**

O sinal produzido pelas torres adjacentes do calorímetro são combinados para formar os *clusters*, que representam a energia das partículas ( $e^\pm$ ,  $\gamma$ ) incidentes no detetor.

Existem diversos algoritmos de clusterização utilizados no ALICE: V1, V2 e NxN. O V1 seleciona os sinais adjacentes ao sinal principal, que corresponde a um máximo local, que é utilizado como *semente* do *cluster* e em seguida é adicionado todos os sinais que compartilhem uma lado comum com esta semente até não haja mais sinais para serem adicionados. O V2 é exatamente igual ao V1 só que se o sinal candidato tem mais energia do que o sinal do *cluster* adjacente, então ele não é adicionada ao *cluster* e o algoritmo termina [43].

No caso de colisões Pb-Pb, pode acontecer que mais do que uma partícula deposite energia em um determinado *cluster*, sendo assim é utilizado um algoritmo que se baseia na forma quadrada ( $N \times N$ , com  $3 \times 3$  torres [43]), onde após selecionar um máximo principal é adicionado apenas mais 8 sinais, no caso  $3 \times 3$ , dividindo assim a energia de duas partículas com incidência muito próxima em dois *clusters* diferentes.

Em resumo, o *cluster* é a unidade fundamental de análise do EMCal. Através dele é possível extrair a informação da posição e energia depositada pela partícula e, como cada *cluster* possui uma medida da energia depositada que depende da partícula, pode-se associar uma partícula a um determinado *cluster*.

#### 2.1.4 V0

O detector V0 consiste em 2 cintiladores de plásticos, chamados V0A e V0C, que cobrem os respectivos intervalos de pseudorapidez:  $2.8 < \eta_A < 5.1$  e  $-3.7 < \eta_C < -1.7$ . Eles são posicionados em cada lado do vértice de colisão ( $z=0$ ), conforme a figura 2.8. O detector V0A está posicionado na direção do feixe a uma distância de 340 cm do vértice e o detector V0C está posicionado no lado oposto a uma distância de 90 cm do vértice [44].

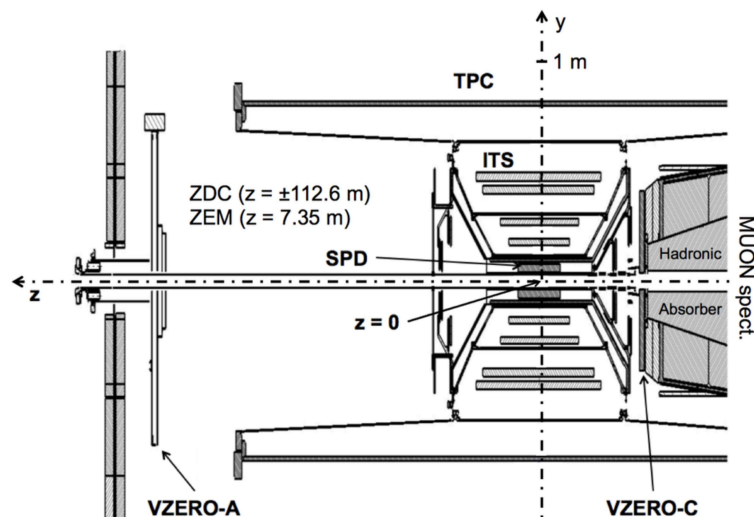


Figura 2.8: Posição dos dois cintiladores V0A e V0C, em um leiaute geral do experimento ALICE. [44].

Cada um dos cintiladores é segmentado em quatro anéis na direção radial, e cada anel é dividido em oito seções na direção azimutal de modo que cada setor abrange  $45^\circ$ , ver figura

Tabela 2.1: Pseudorapidez e aceitação angular de cada segmento do detector V0 [44].

Anéis	V0A	V0A	V0C	V0C
	$\eta_{Máx}/\eta_{Mín}$	$\phi_{Máx}/\phi_{Mín}$	$\eta_{Máx}/\eta_{Mín}$	$(\pi - \phi)_{Máx}/(\pi - \phi)_{Mín}$
0	5.1/4.5	0.7/1.3	-3.7/-3.2	2.8/4.7
1	4.5/3.9	1.3/2.3	-3.2/-2.7	4.7/7.7
2	3.9/3.4	2.3/3.8	-2.7/-2.2	7.7/12.5
3	3.4/2.8	3.8/6.9	-2.2/-1.7	12.5/20.1

2.9. A cobertura em pseudorapidez de cada anel é dada pela tabela 2.1.

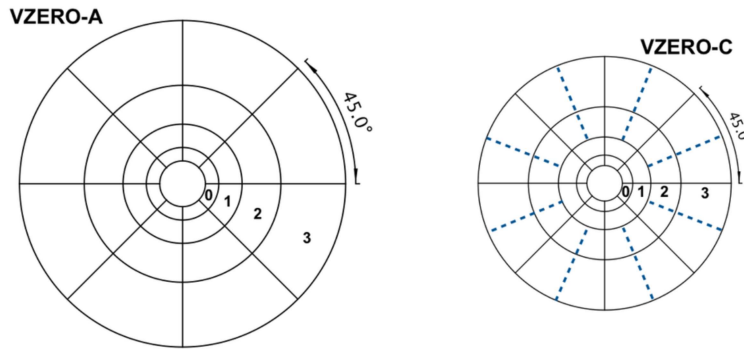


Figura 2.9: Segmentação do detector V0 [44].

Partículas carregadas passam através do cintilador e depositam sua energia no detector. A luz emitida pelo cintilador após a deposição de energia transportada por fibras ópticas. Por fim, fotomultiplicadoras produzem pulsos cujas alturas são proporcionais à deposição de energia em cada segmento do detector V0.

Além de sua função básica como *trigger*, o sistema V0 é usado para monitorar as condições do feixe do LHC, para rejeitar fundo e para medir as quantidades físicas básicas, como luminosidade, multiplicidade de partículas, centralidade e direção do plano de eventos em colisões núcleo-núcleo.

## 2.2 Seleção de eventos - *Minimum-bias trigger*

Os sistemas de *triggers* é usado durante a tomada de dados para aumentar a taxa de eventos relevantes em relação à taxa de fundo presente na medida, podendo ser feito a nível de hardware (L0) ou hardware e software (L1).

Nesta análise, é usado o *trigger minimum-bias* que é uma seleção que não impõe ne-

nhuma exigência sobre o estado final. Os eventos selecionados são na maioria partículas de baixo momento transversal e colisões de baixa multiplicidade.

Um dos detectores utilizados para selecionar eventos de tendência mínima no experimento ALICE é o detector V0. Eventos com pelo menos um hit medido simultaneamente com os detectores V0A e V0C são definidos como eventos *minimum-bias*[45]. Dado que os detectores V0A e V0C são posicionados assimetricamente em relação ao ponto de interação, um atraso é aplicado ao tempo medido com o detector V0C.

Pode ocorrer a interação do feixe de partículas com o gás residual na canalização do feixe que também produz um sinal no detector V0. Porém, este sinal pode ser distinguido levando em conta seu o tempo de chegada. Após o instante de cruzamento dos pacotes (bunches) do feixe ( $t_0$ ), as partículas vindas da colisão irão alcançar o detector V0C aproximadamente em 3 ns e o detector V0A em aproximadamente 11 ns, ver figura 2.10. Por outro lado, partículas vindo da interação do feixe com o gás atrás do V0C irão alcançar o detector 3 ns antes do instante  $t_0$  e no V0A 11 ns depois de  $t_0$ . Da mesma maneira que interações do feixe com o gás atrás do detector V0A irão alcançar o detector 11 ns antes que  $t_0$  e 3 ns depois no detector V0C.

Geralmente também se faz uso do detector SPD [46] combinado com as informações do V0, devido ao fato desses detectores terem posições e aceitâncias diferentes. Neste caso, um evento *minimum-bias* é classificado como aquele que tem ao menos um *hit* detectado no V0A e no V0C simultaneamente e pelo menos um *hit* em cada camada do SPD.

## 2.3 Centralidade em colisões Pb-Pb

Em colisões Pb-Pb, o volume da região de interação depende do parâmetro de impacto da colisão, definido como a distância entre os centros dos dois núcleos que colidem em um plano transversal ao feixe. Colisões centrais têm um pequeno parâmetro de impacto e uma grande região de sobreposição, nas colisões periféricas ocorre o inverso, um grande parâmetro de impacto e uma pequena região de sobreposição. Já nas colisões de íons pesados, utiliza-se comumente o conceito de centralidade, determinado pelo modelo de Glauber [47], o qual depende do parâmetro de impacto da colisão.

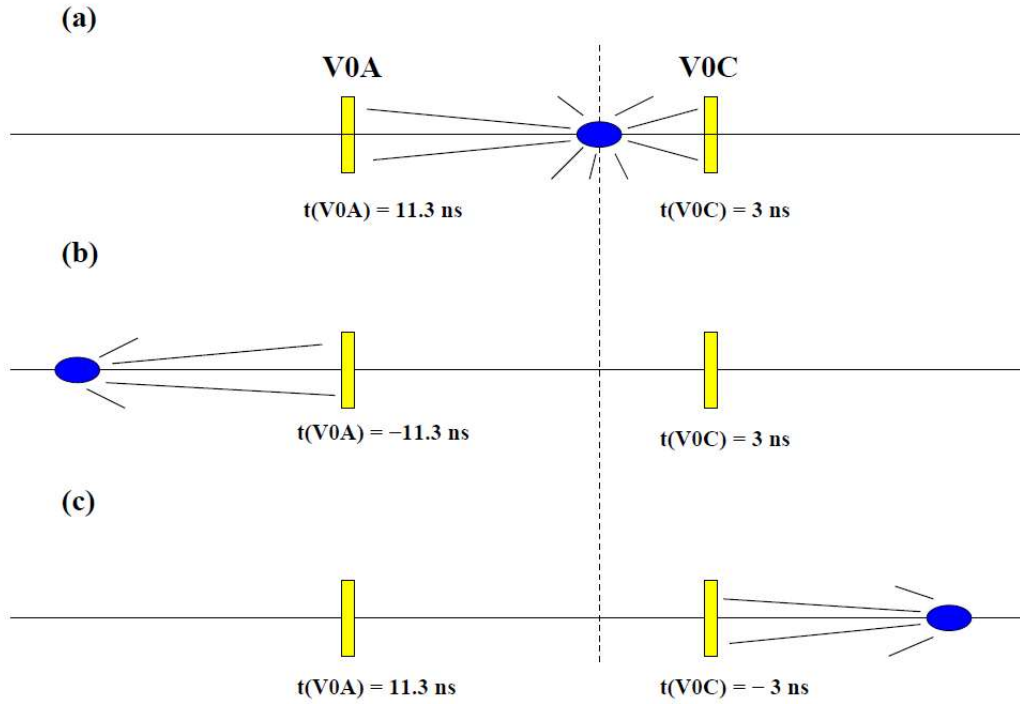


Figura 2.10: Esquema da diferença de tempo na chegada das partículas nos detectores V0A e V0C em uma colisão (a), em relação a interação com o feixe e o fundo atrás do V0A (b) e atrás de do V0C (c). [46].

Experimentalmente, a centralidade é expressa em termos de classes de centralidade, onde 0% são as colisões mais centrais e 100% mais periféricas. A porcentagem de centralidade  $c\%$  em colisões A-A pode ser definida como:

$$c\% = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db' db'}}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db' db'}} = \frac{1}{\sigma_{A-A'}} \int_0^b \frac{d\sigma db'}{db'} \quad (2.1)$$

onde  $b$  é o parâmetro de impacto e  $\sigma_{A-A}$  é a seção de choque total devido às interações hadrônicas.

No caso do ALICE, essa porcentagem pode ser determinada pela porcentagem da seção de choque hadrônica, o que corresponde à multiplicidade de partículas carregadas acima de um dado limiar ( $N_{ch}^{Thr}$ ) ou pela energia depositada no ZDC abaixo de um limite ( $E_{ZDC}^{lim}$ ).

$$c\% \approx \frac{1}{\sigma_{A-A'}} \int_{N_{ch}^{Thr}}^\infty \frac{d\sigma dN'_{ch}}{dN'_{ch}} \approx \frac{1}{\sigma_{A-A'}} \int_0^{E_{ZDC}^{lim}} \frac{d\sigma dE'_{ZDC}}{dE'_{ZDC}} \quad (2.2)$$

A figura 2.11 mostra a distribuição das amplitudes do detector V0 com o ajuste do modelo



Glauber. A figura ilustra essas amplitudes já com a separação em c%, sendo que os eventos mais centrais estão na região 0-5 % [48].

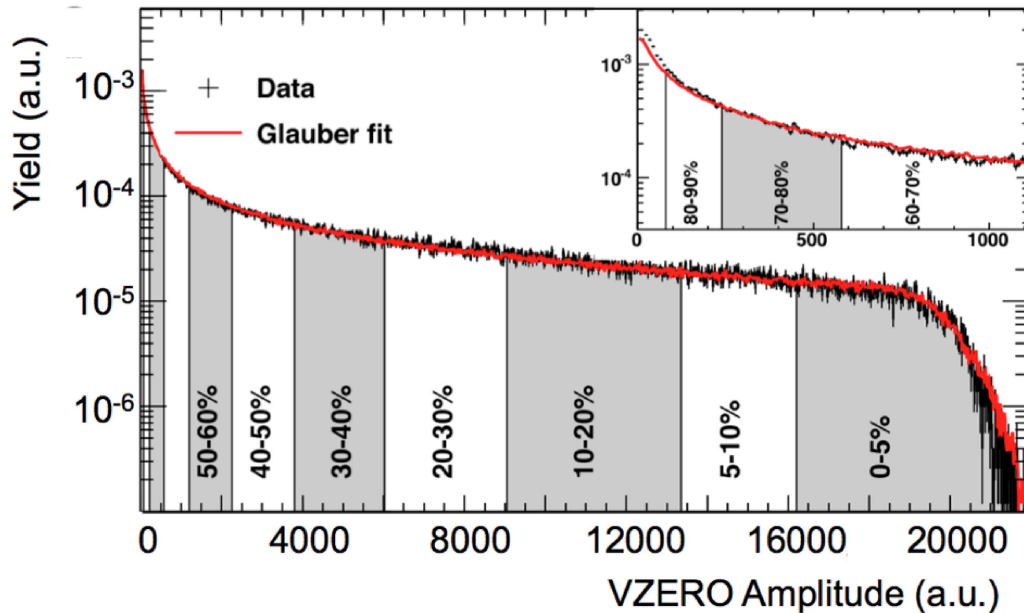


Figura 2.11: Distribuição da soma das amplitudes dos cintiladores V0. A linha representa um ajuste do modelo de Glauber [48].

Os resultados apresentados no capítulo 4 são representados de acordo com classes ou porcentagens da centralidade, determinados por meio das amplitudes do V0, assim como indicado na figura 2.11.

## 2.4 Software de análise e simulação do ALICE

### 2.4.1 AliRoot

O software AliRoot [49] é uma infraestrutura que permite a reconstrução e análise de dados provenientes de simulações e dados reais dos detectores do ALICE. Sua implementação foi baseada no sistema ROOT [50], desenvolvido em programação orientada a objeto/ C++ que fornece pacotes para geração de eventos, simulação de detectores, reconstrução de eventos, aquisição de dados entre outros.

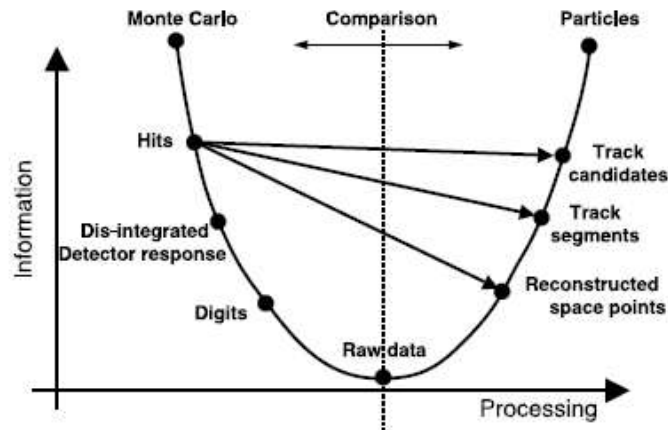


Figura 2.12: Esquema do AliRoot [30].

Na figura 2.12 é mostrado como funciona o processamento de dados no AliRoot. Os eventos são gerados via programas de simulação de Monte Carlo, geradores de eventos e simuladores de detectores, e são transformados em dados brutos, como produzidos pelos detectores. Neste ponto é feita a reconstrução dos dados, e assim a maioria das informações iniciais são recuperadas, como por exemplo: topologia do evento, identificação das partículas etc...

## 2.4.2 Simulação de Monte Carlo

A simulação de Monte Carlo consiste na geração de um evento, transporte das partículas geradas nesse evento pelo detector e digitalização das informações para reproduzir o comportamento real do experimento. A informação sobre cada partícula reconstruída é armazenada depois de todas as etapas da simulação. Para esta dissertação usamos como gerador de eventos de Monte Carlo HIJING [51].

### ***Heavy Ion Jet Interaction Generator (HIJING)***

HIJING (do inglês, *Heavy Ion Jet Interaction Generator*) é um gerador específico para simulações de colisões núcleo - núcleo e próton - núcleo. Uma simulação núcleo-núcleo produzida no HIJING consiste na superposição de colisões pp adjacentes e, portanto não contém quaisquer efeitos coletivos como por exemplo *elliptic flow*. Por outro lado, a saturação nuclear e de pártons estão incluídas e podem ser selecionadas pelo utilizador. HIJING combina

QCD com o modelo de cordas LUND para fragmentação de jatos [52]. E por fim, múltiplas interações são calculadas usando a geometria Woods-Saxon de colisões múltiplas, que fornece uma descrição quantitativa da geometria do núcleo quando colidem.

### ***GEometry ANd Tracking (GEANT)***

Geant (do inglês, *GEometry ANd Tracking*) é um conjunto de programas escritos em C++ formando um pacote que simula a passagem de partículas através da matéria usando o método de Monte Carlo. Essa plataforma foi desenvolvida em uma colaboração internacional no CERN [53]. Nesse pacote, o usuário deve descrever a partícula através de sua energia, massa e carga, descrever o meio (material, geometria) e a interação física (espalhamento, interação coulombiana, trajetória, etc) e assim obter os detalhes da interação da partícula no cenário estabelecido.

# Capítulo 3

## Descrição do Procedimento Proposto

A primeira precaução a ser tomada para propor um procedimento para se calcular a energia transversal eletromagnética de forma apropriada é atestar a qualidade da simulação utilizada para o estudo e estabelecer o cenário que será usado como partida para se obter a energia transversal. Isso é feito adotando critérios na seleção dos eventos tais como a seleção do gatilho de evento, posição do vértice da colisão, etc.

Neste capítulo serão descritos os critérios adotados para analisar os dados da simulação de Monte Carlo. Foram analisadas colisões simuladas de Pb+Pb, ancoradas (isto é, baseando-se na configuração e condições do experimento) na tomada de dados do ano de 2010. Para todos os eventos foi requerido que a aquisição fosse disparada utilizando o gatilho de tendenciosidade mínima, mais conhecido como *minimum bias*.

### 3.1 Validação da simulação utilizada

A produção de Monte Carlo estudada neste trabalho é referente a uma colisão Pb-Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV), usando o gerador de eventos HIJING [51]. Para ser considerado um evento válido para análise, este deve satisfazer alguns pontos:

- A posição longitudinal do vértice primário deve ser limitada em  $|z| < 10$  cm, com relação ao centro do detetor (posição  $z=0$ ). O intuito dessa seleção é se valer de eventos com vértices bem reconstruídos. O valor de 10 cm corresponde a quase 3 vezes o valor da resolução esperada para a zona de intersecção do feixe. A escolha do vértice pôde

ser feita pela obtenção de seu valor na direção Z (em cm) – direção do feixe – para cada evento;

- Os eventos devem apresentar centralidade válida, obtida usando o detector V0, ver figura 3.1.

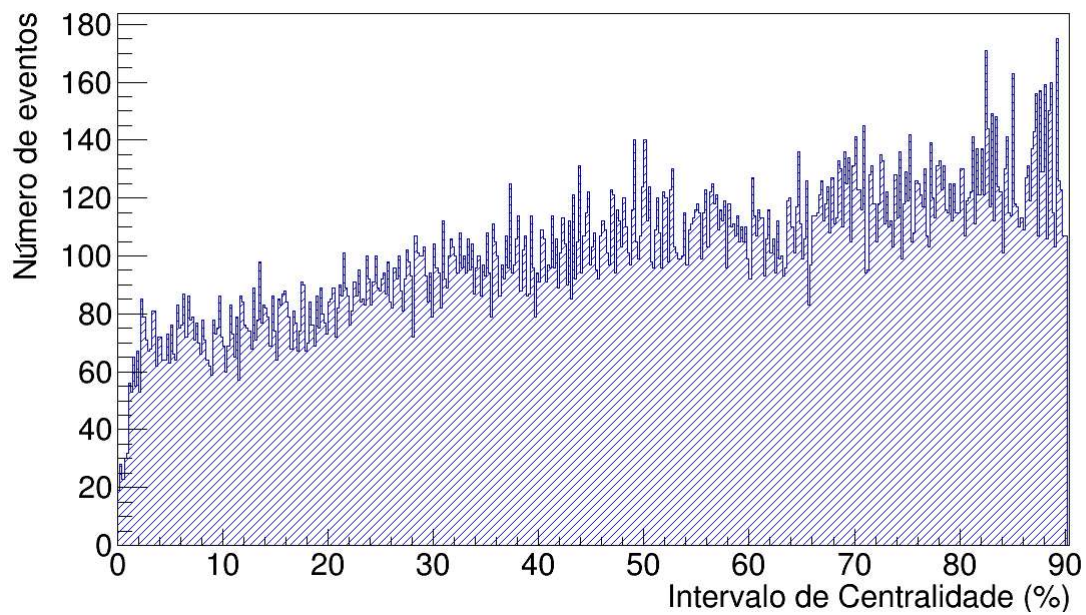
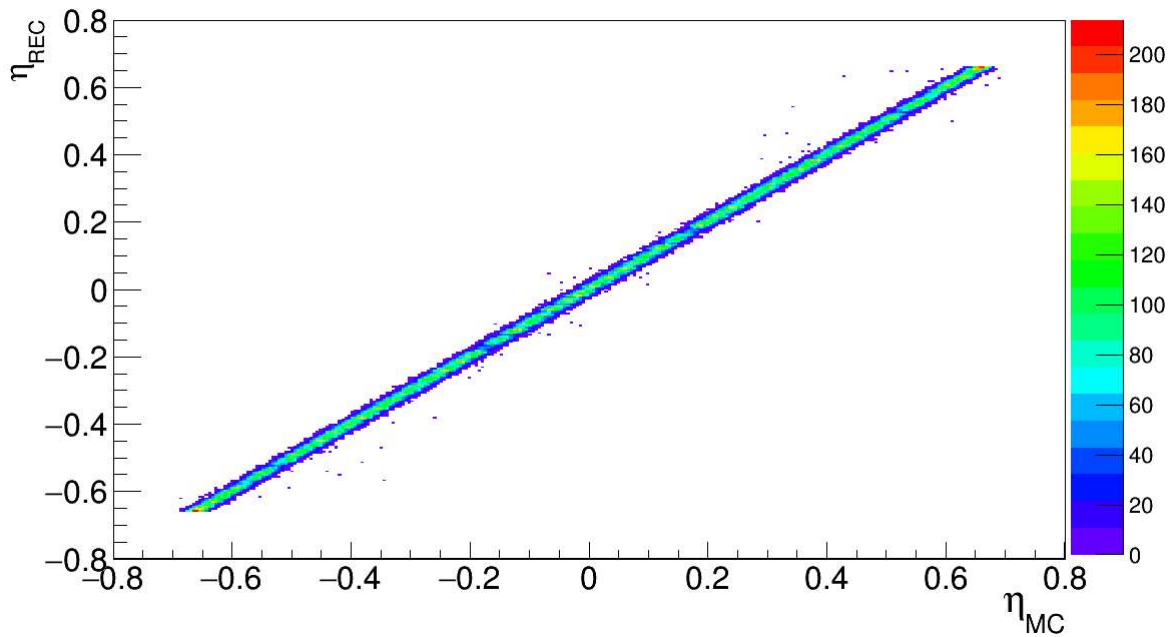
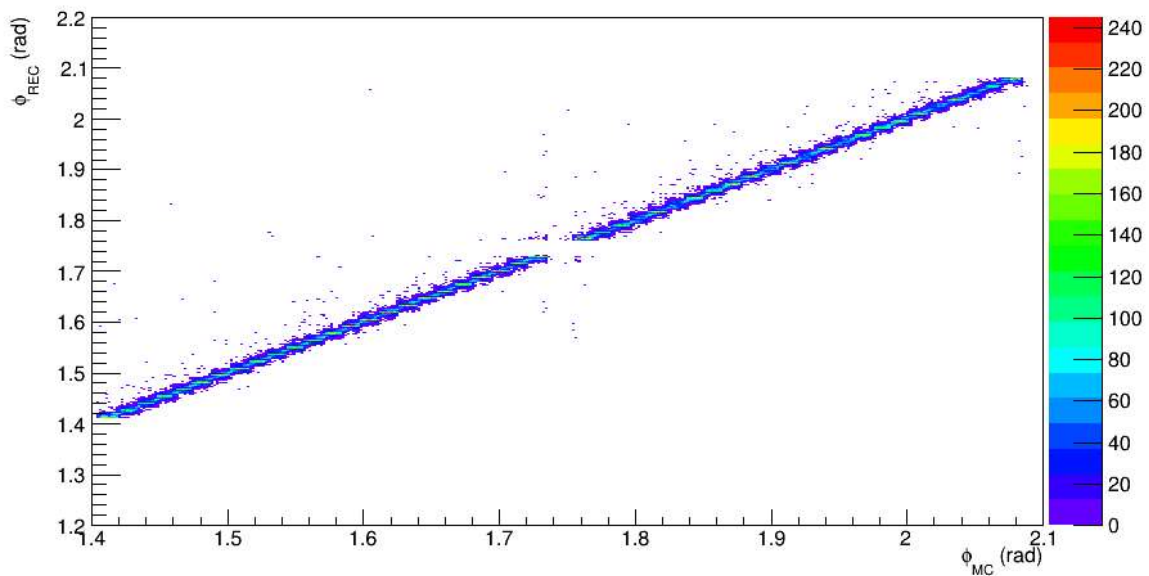


Figura 3.1: Distribuição dos intervalos de centralidades estudados na produção de Monte Carlo, usando como referência o detector V0.

A consistência dos dados foi estudada comparando se o valor dos parâmetros geométricos da trajetória simulada (essencialmente os ângulos da trajetória retilínea dos fótons) são consistentes com os valores obtidos da reconstrução.



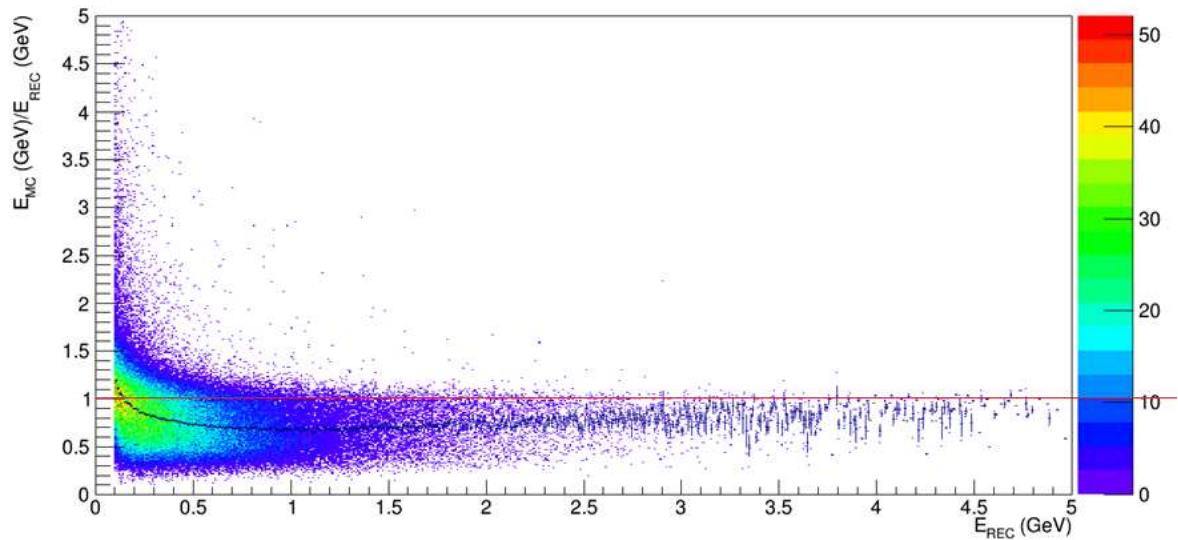
(a)



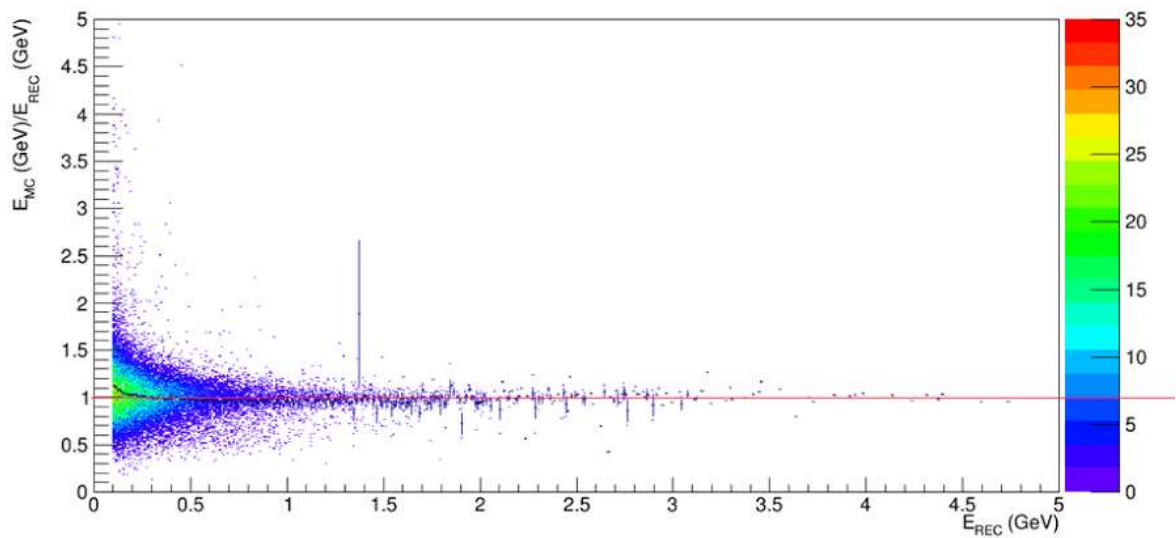
(b)

Figura 3.2: Distribuição  $\eta$  e  $\phi$  relacionando partículas geradas apenas por Monte Carlo (abscissa) e partículas reconstruídas com a simulação dos clusters do ECal (ordenada). O espaço em branco presente na figura 3.2b ocorre devido a descontinuidade entre os módulos do calorímetro.

A figura 3.2 valida e ilustra a resolução da reconstrução do EMCal para a configuração de 2010 ( $|\eta| \leq 0,7$ , cobertura azimutal de  $40^\circ$ ) ao correlacionar os valores dos parâmetros geométricos dados pela simulação e aqueles obtidos depois da reconstrução dos eventos.



(a)



(b)

Figura 3.3: Distribuição da razão entre a energia simulada das partículas e aquela obtida da reconstrução dos clusters gerados no EMCal, para duas faixas de centralidades: (a)0-5% e (b)55-60%.

A figura 3.3 compara a energia simulada dos fótons ( $E_{MC}$ ) com a energia obtida da reconstrução dos clusters gerados por essas partículas no EMCal ( $E_{REC}$ ). O gráfico superior, figura 3.3a, se refere a colisões centrais, enquanto o inferior, figura 3.3b, se refere a colisões mais periféricas. Nota-se que em colisões periféricas, há consistência entre os valores de energia gerados e medidos, visto que a razão  $\frac{E_{MC}}{E_{REC}}$  tem seu valor em torno de 1. Já para colisões centrais, esse valor é consistentemente abaixo de 1, indicando que devido à elevada densidade de partículas nesses eventos, os clusters reconstruídos apresentam contaminação de outras partículas. A consistência observada em colisões periféricas permite validar a simulação, sendo que as discrepâncias em colisões mais centrais serão tratadas durante a análise dos dados, como discutido no capítulo 4.

Portanto, a simulação e a reconstrução apresentaram consistência em seus resultados o que indica que o conjunto de dados simulados escolhido para ser a base deste trabalho é satisfatório para estudar o procedimento proposto.

## 3.2 Cálculo da Energia transversal eletromagnética

Experimentalmente, grande parte das medidas de energia transversal já feitas foram obtidas usando calorímetros e a definição operacional mais aceita para energia transversal de um evento é definida como [54]:

$$E_T = \sum_{j=1}^M E_j \sin(\theta_j) \quad (3.1)$$

onde o índice  $j$  se refere às unidades do calorímetro em questão (normalmente chamada de torre) com  $M$  unidades e  $\theta_j$  se refere ao ângulo polar da torre  $j$  do calorímetro. No caso da medida de  $E_T$  com trajetórias de partículas,  $j$  se refere a cada partícula do evento com  $M$  partículas produzidas e emitidas no ângulo polar  $\theta_j$ . A fim de ser compatível com a medida de  $E_T$  a partir de calorímetros, a definição de  $E_j$  deve ser:



$$E_j = \begin{cases} E_{Kin} & \text{para bárions} \\ E_{Kin} + 2mc^2 & \text{para anti-bárions} \\ E_{Kin} + mc^2 & \text{todas as outras partículas} \end{cases} \quad (3.2)$$

Esta definição de  $E_T$  é usado nas medidas de energia transversal do CMS [55] (baseada inteiramente em calorimetria hadrônica), PHENIX [56] (Calorimetria eletromagnética), e STAR [57] (com base em uma combinação da calorimetria eletromagnética e informações dos detectores de trajetórias para as partículas carregadas). Para este trabalho também foi adotada a definição da equação (3.1).

Para se adequar melhor ao experimento ALICE, que possui detectores de trajetória de elevada precisão e calorímetros eletromagnéticos, deve-se estudar separadamente a parte hadrônica e eletromagnética da energia transversal total, sendo que a parte hadrônica deverá ser medida usando os detectores de trajetória ITS e TPC e a parte eletromagnética, de interesse para o presente trabalho, usando o calorímetro EMCal do experimento ALICE, ou seja,  $E_T$  será dado por:

$$E_T = E_T^{had} + E_T^{em} \quad (3.3)$$

onde,  $E_T^{had}$  é a energia transversal hadrônica e  $E_T^{em}$  é a energia transversal eletromagnética. A definição dessas componentes é baseada puramente naquilo que cada detector consegue medir da melhor maneira. Pode-se medir a componente hadrônica, utilizando o TPC e o ITS sendo a energia transversal de hádrons carregados medidos diretamente pelos detectores de trajetória ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  e  $\bar{p}$ ), hádrons neutros que decaem através de hádrons carregados ( $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ , e  $K_S^0$ ), e hádrons neutros que não são detectados eficientemente quer pelos detectores de trajetória ou pelos calorímetros eletromagnéticos ( $K_L^0$ ,  $n$ , e  $\bar{n}$ ). A componente eletromagnética é definida como tudo que pode ser medido fazendo uso do calorímetros eletromagnético. Isso corresponde a partículas que depositam totalmente a energia no calorímetro eletromagnético ( $e^\pm$ ,  $\gamma$ ) e partículas que decaem em elétrons e  $\gamma_s$ , como os píons neutrons ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) e partículas que sofrem o decaimento Dalitz [59]:

$$X \rightarrow e^+ e^- \gamma \quad (3.4)$$

Todo depósito de energia proveniente de hádrons carregados e neutros são tratados como fundo. Em particular o caso do decaimento do  $K_s^0$  através do canal:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma \quad (3.5)$$

que devido a alta ocorrência representa um fundo significativo no calorímetro.

A figura 3.4 mostra de forma esquemática as medidas que podem ser realizadas pelo EMCal, procurando diferenciar aquelas que compõem a medida de  $E_T^{em}$  (linhas vermelhas), o fundo hadrônico (linhas azuis), os observáveis (linhas verdes) e as correções necessárias (linhas laranjas) referentes as limitações das medidas.

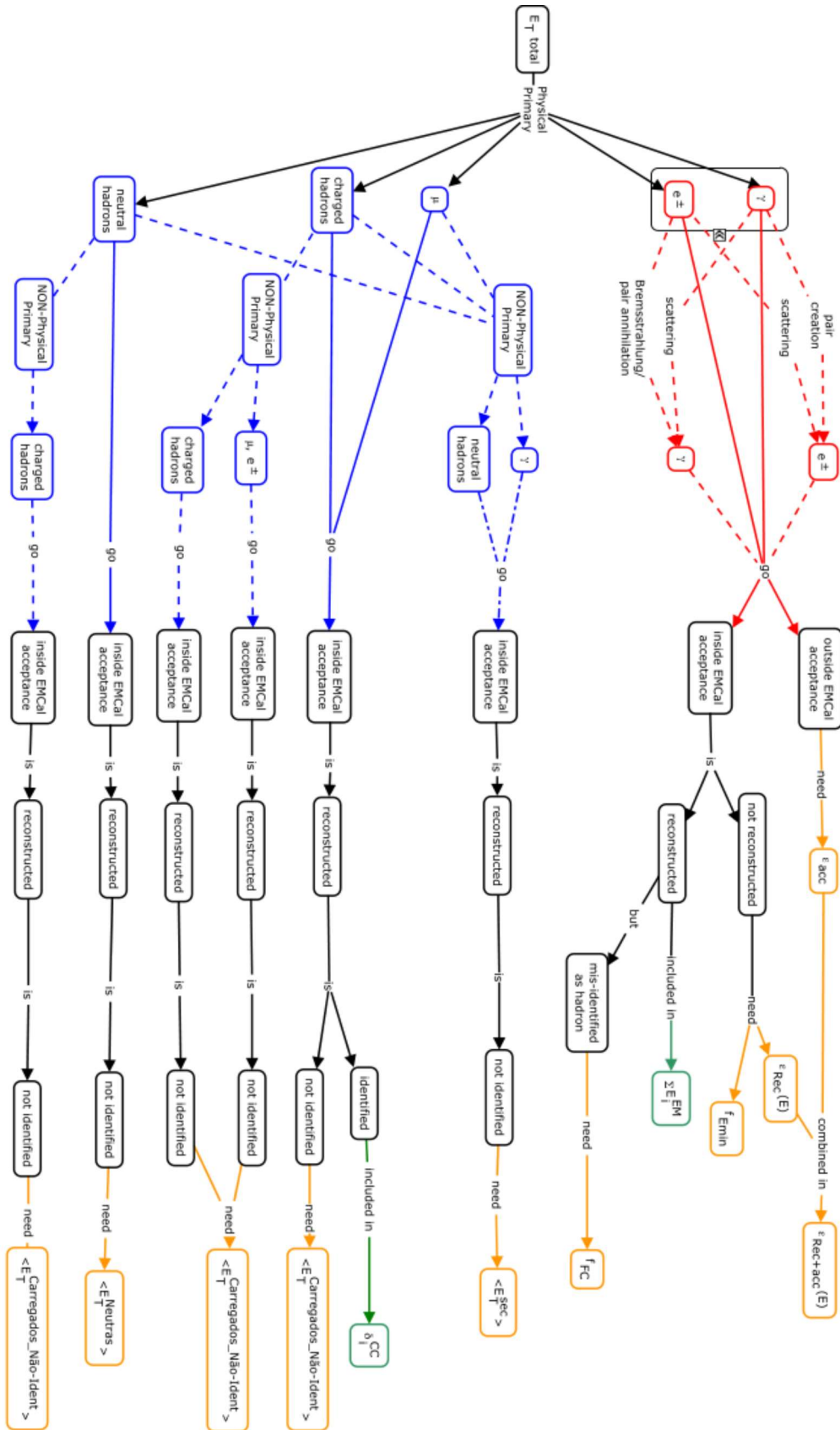


Figura 3.4: Mapa conceitual da medida da energia transversal no acelerador ALICE.

Como pode-se observar pela figura 3.4, elétrons e fótons (componente eletromagnética), tanto primários como secundários, podem entrar ou não na aceitância geométrica do calorímetro eletromagnético. Devido a essas partículas que não atingem o detector, uma correção precisa ser calculada ( $\epsilon_{acc}$ ). Caso a partícula atinja o detector, ela pode gerar um sinal (*reconstructed*) ou ser perdida (*not reconstructed*) devido a ineficiências do detector ou do software de reconstrução. Neste caso, outras duas correções são necessárias, eficiência ( $\epsilon_{Rec}$ ) e o fator de correção devido ao valor mínimo de energia necessário para a reconstrução de um cluster ( $f_{Emin}$ ). As partículas medidas, por sua vez, podem ser erroneamente associadas a uma partícula carregada, provocando também uma perda na medida de  $E_T^{em}$  e exigindo mais uma correção ( $f_{FC}$ ).

Ainda restam as correções referentes às contribuições de partículas secundárias neutras ( $E_T^{Sec}$ ), partículas carregadas, primárias ou secundárias, não identificadas pelo algoritmo de reconstrução de trajetórias ( $\langle E_T^{Carregadas\ Não-Ident} \rangle$ ), e por fim hádrons neutros ( $E_T^{Neutras}$ ).

Como será discutido mais adiante, a contribuição dos elétrons e pósitrons é muito pequena e, portanto, decidiu-se considerar apenas os fótons como responsáveis pela energia transversal eletromagnética.

Operacionalmente existem duas maneiras para se fazer a medida da  $E_T^{em}$ , uma usando o *método das torres* [57] e outro o *método dos clusters*. O segundo método apresenta a vantagem de que o ruído é substancialmente diminuído, mas por outro lado é dependente da eficiência de se encontrar um cluster assim como algoritmos de associação de trajetórias. Por outro lado, o método das torres é muito sensível ao ruído. Foi decidido usar os clusters já que no caso do EMCal é usado o *zero suppression* (não são salvos dados das torres que não tiveram *hits*) e isso tornaria muito mais complicado os cálculos das correções usando as torres.

O cálculo de  $E_T^{em}$  propriamente dito para cada evento, se inicia com a soma da energia de todos os clusters medidos com o EMCal, excluindo-se aqueles que são associados a uma trajetória de partícula carregada. Essa associação é feita extrapolando as trajetórias reconstruídas pelo TPC até a superfície do EMCal, e procurando-se o cluster mais próximo ao ponto da extrapolação. Finalmente pode-se apresentar o valor bruto da energia transversal

eletromagnética como sendo:

$$E_{Tbruto}^{em} = \sum_{i=1}^N \frac{\delta_i^{CC} E_i}{\epsilon_{Rec+acc}(E_i)} \sin(\theta_i) \quad (3.6)$$

- $E_i$  é a energia do cluster medido pelo EMCal, em uma posição polar dada por  $\theta_i$ ;
- $\delta_i^{CC}$ : Será 0 se a trajetória teve uma associação com um cluster do calorímetro e 1 caso contrário. O principal objetivo é eliminar partículas carregadas que de alguma forma depositaram energia no calorímetro;
- $\epsilon_{Rec+acc}$ : Correção relacionada com a aceitância finita do detector, juntamente com a eficiência de reconstrução. Para o EMCal, durante a tomada de dados de 2010, o valor da correção em relação à aceitância geométrica é de  $40/360 = 1/9$ , que é a razão entre cobertura azimutal do calorímetro  $40^\circ$  e a correção para todo o espaço  $360^\circ$ , como será explicado em mais detalhes no próximo capítulo.

Após obtido o valor referente à equação 3.6, foi feita a subtração do fundo que engloba as partículas carregadas que não foram identificadas pelo algoritmo de identificação de trajetória, primárias ou secundárias, partículas neutras e primárias e partículas neutras secundárias, sendo assim o fundo é dado por:

$$f_{bkg} = \langle E_T^{Sec} \rangle + \langle E_T^{Carregadas_{N\tilde{a}o-Ident}} \rangle + \langle E_T^{Neutras} \rangle \quad (3.7)$$

- $E_T^{Sec}$ : Partículas secundárias neutras, tais como  $\gamma_s$  e hádrons secundários.
- $E_T^{Carregadas_{N\tilde{a}o-Ident}}$ : Energia transversal devido a partículas carregadas que não foram removidas através do algoritmo de associação de trajetória, sendo elas primárias ou secundárias.
- $E_T^{Neutras}$ : Energia transversal depositada por partículas neutras primárias, em particular nêutrons e  $K_L^0$ .

Essas correções foram obtidas após identificação das partículas usando a informação de Monte Carlo, e assim se obteve a distribuição da energia depositada por evento no calorímetro e através da média dessas distribuições se obteve o valor dessas correções.

Combinando as equações 3.6, 3.7 pode-se finalmente formalizar o cálculo final para  $\frac{dE_T}{d\eta}$ , que segue abaixo:

$$\left\langle \frac{dE_T}{d\eta} \right\rangle = \frac{1}{\Delta\eta} \left( \frac{1}{N_{evts}} \sum_{j=1}^{N_{evts}} \frac{1}{f_{E_{min}(j)} f_{FC(j)}} \left[ \sum_{i=1}^{N_j} \frac{\delta_i^{CC} E_i}{\epsilon_{Rec+acc}(E_i)} \sin(\theta_i) \right] - f_{bkg}(j) \right) \quad (3.8)$$

- $f_{E_{min}(j)}$ : Fator de correção devido à energia mínima para formação de um cluster no calorímetro. Este corte ocorre pela limitação do hardware e software no processo de reconstrução.
- $f_{FC(j)}$ : Correção de falsa correspondência referente aos  $\gamma_s$  perdidos por serem classificados erroneamente como hádrons, devido limitação do algoritmo de identificação de trajetória.

O índice  $j$  se refere aos eventos e as correções que dependem da centralidade do evento estão indicadas com esse índice. Essas correções foram calculadas para cada centralidade de evento utilizada.

Todo o trabalho foi desenvolvido através de uma simulação de Monte Carlo, com o gerador de eventos HIJING, para uma colisão Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Inicialmente, identificou-se qual é a contribuição relativa esperada do fundo nessa medida a fim de se estimar a significância da mesma.

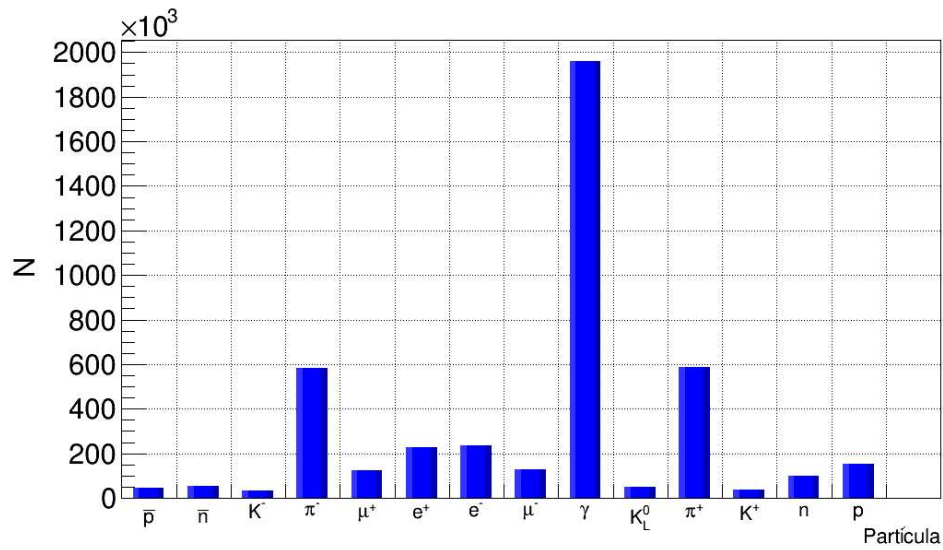


Figura 3.5: Partículas medidas no EMCal, em uma simulação de Monte Carlo para colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV.

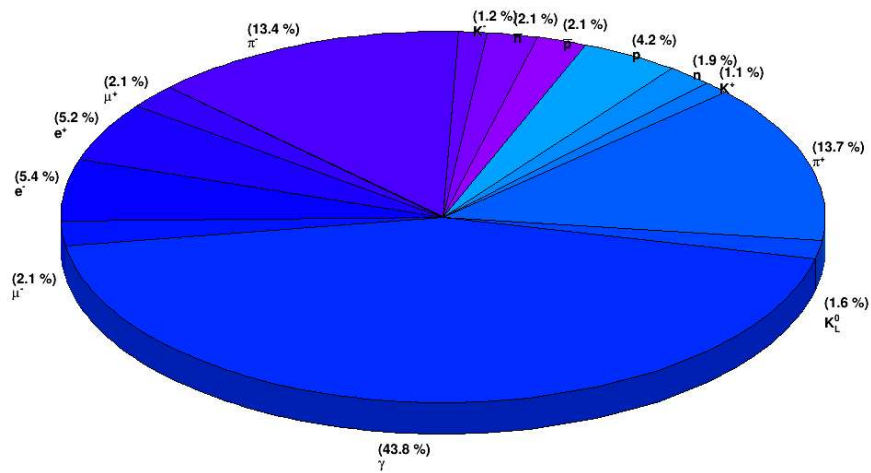


Figura 3.6: Contribuição relativa da energia transversal eletromagnética medida no EMCal para cada tipo de partícula obtida através dos clusters reconstruídos do calorímetro, em uma simulação de Monte Carlo para colisões Pb-Pb a  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV.

Os resultados das figuras 3.5 e 3.6 indicam que a medida terá um fundo significativo provenientes do depósito de energia por hádrons carregados ( $p_s$ ,  $K_s$  e  $\pi_s$ ) e partículas neutras primárias e secundárias ( $n_s e K_s^0$ ).

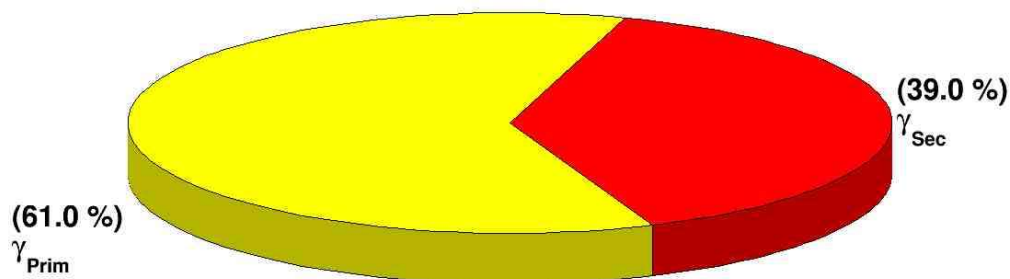


Figura 3.7: Distribuição entre quais  $\gamma_s$  são secundários e quais são primários.

Como pode ser observado na figura 3.5, a maioria das partículas medidas pelo EMCal são  $\gamma_s$ , porém, nem todos compõem a  $E_T^{em}$  que se quer medir. A figura 3.7 mostra que, 40% desses gamas serão considerados fundo para o cálculo da energia transversal eletromagnética pois, são provenientes de interações secundárias, principalmente de interações de outras partículas com o material do detector.

Outra observação é a pequena relevância da contribuição dos elétrons para o componente eletromagnética, se comparado com a contribuição das partículas  $\gamma_s$ . A fim de facilitar o procedimento, neste trabalho considerou-se que a componente eletromagnética se resume à energia transversal das partículas  $\gamma_s$ .

No próximo capítulo serão apresentados os resultados da aplicação deste procedimento e os valores das correções utilizados bem como uma descrição mais detalhada da maneira como que foram obtidos a partir da simulação utilizada.



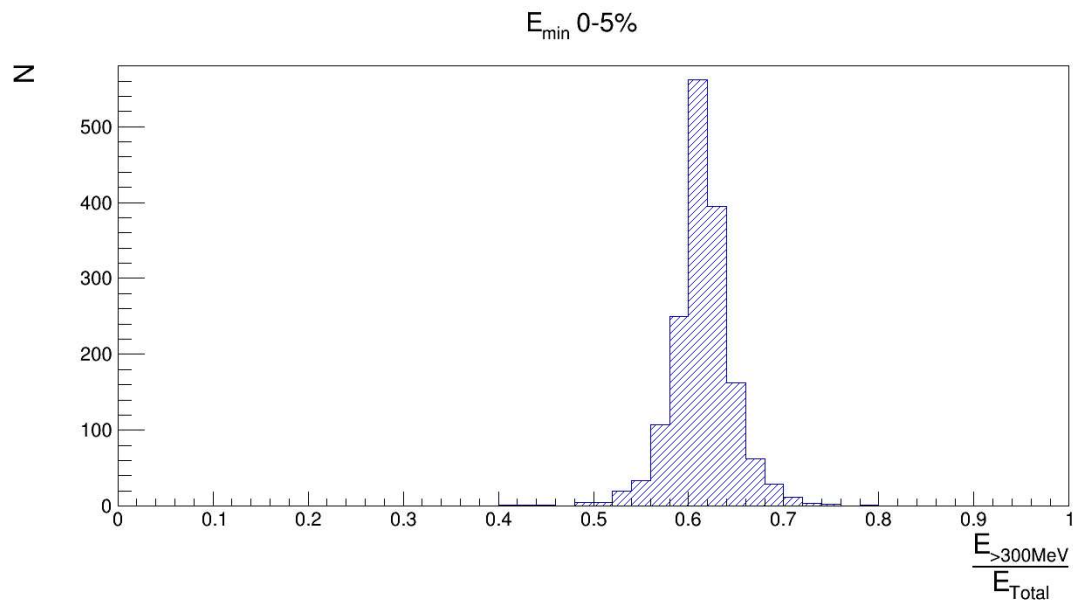
# Capítulo 4

## Resultados

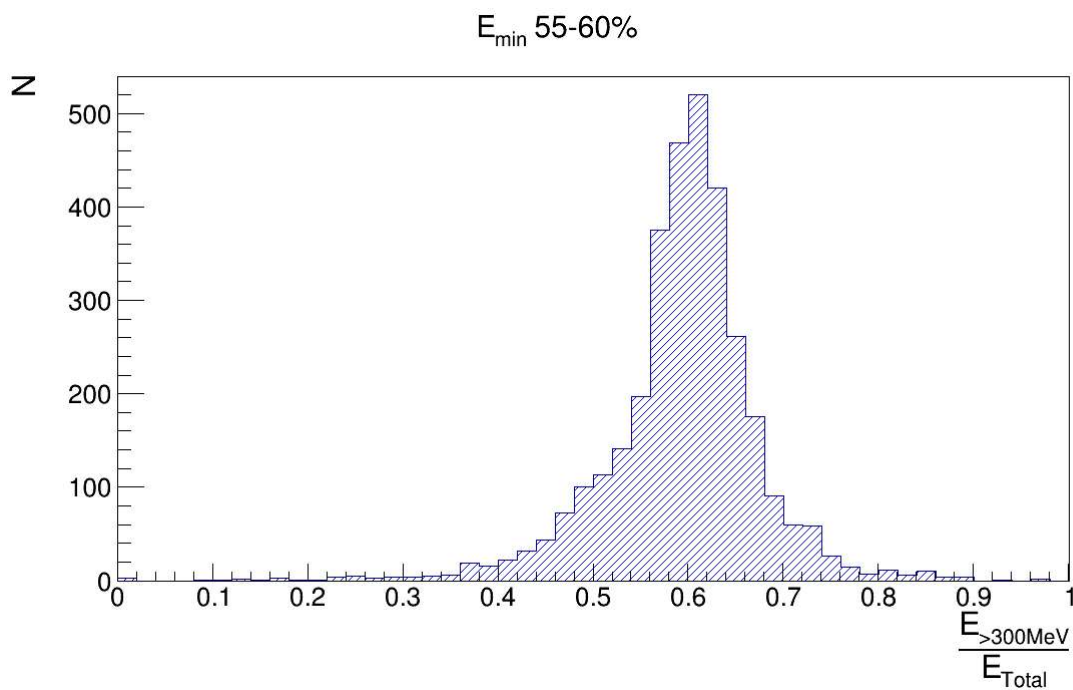
Com a metodologia já apresentada no capítulo anterior, é possível calcular a componente eletromagnética da energia transversal e os fatores de correção, obtidos em colisões Pb-Pb, em função da centralidade da colisão. A energia transversal eletromagnética foi calculada utilizando trajetórias primárias com  $|\eta| < 0.7$  e  $\Delta\phi = 40^\circ$ , assim é garantido que as partículas geradas estejam na mesma aceitação que o calorímetro eletromagnético. Outro ponto que deve ser considerado é que devido a limitações de medida do EMCal é possível apenas fazer medidas de energia transversal nos intervalos de centralidade de 0-60%, como será discutido a seguir.

### 4.1 Correção de Energia Mínima

O valor da energia mínima dos clusters é uma limitação de hardware e software para reconstrução de um cluster no EMCal, que no caso tem um corte em energia de 300 MeV. Para validade em uma análise com dados reais, foi estimado o valor da correção usando a razão entre a energia média por evento caso se considerasse o corte em 300 MeV ( $E_{>300MeV}$ ) e sem o corte ( $E_{Total}$ ), como apresentado na figura 4.1



(a)



(b)

Figura 4.1: Distribuição da correção para energia mínima do cluster (a) Intervalo de centralidade 0-5% e (b) Intervalo de centralidade 55-60%.

Tabela 4.1: Fator de correção  $E_{min}$  em função dos bins de centralidade.

Bins de Centralidade	Correção
0-5%	$0.614 \pm 0.001$
5-10%	$0.615 \pm 0.001$
10-15%	$0.616 \pm 0.001$
15-20%	$0.611 \pm 0.001$
20-25%	$0.610 \pm 0.001$
25-30%	$0.605 \pm 0.001$
30-35%	$0.611 \pm 0.001$
35-40%	$0.611 \pm 0.001$
40-45%	$0.604 \pm 0.001$
45-50%	$0.596 \pm 0.001$
50-55%	$0.593 \pm 0.001$
55-60%	$0.593 \pm 0.001$

O valor para essa correção apresentou uma tendência praticamente constante em função da centralidade variando no intervalo de 0.593-0.616 e a incerteza foi obtida através da incerteza da média das distribuições para cada centralidade.

## 4.2 Aceitância X Eficiência

A eficiência de reconstrução/aceitância é a razão do número de partículas reconstruídas e o número inicial de partículas incluídas na simulação (onde foram utilizadas apenas partículas que se encontravam dentro da aceitância geométrica do calorímetro), multiplicado pelo valor nominal da aceitância do detector:

$$\epsilon_{Rec+acc} = \frac{1}{9} \frac{N(E_{\gamma Rec})}{N(E_{\gamma MC})} \quad (4.1)$$

Sendo  $N(E_{\gamma Rec})$  o número de partículas com energia  $E_{\gamma Rec}$ , obtida a partir da reconstrução dos clusters gerados por partículas  $\gamma_s$  no EMCal,  $N(E_{\gamma MC})$  o número de partículas com energia  $E_{\gamma MC}$  dada pela simulação, sem sofrer efeito da reconstrução dos clusters, e o fator  $\frac{1}{9}$  que se refere à aceitância nominal do calorímetro dado por:

$$acc = \frac{\Delta\phi}{360^\circ} = \frac{40^\circ}{360^\circ} = \frac{1}{9} \quad (4.2)$$

O gráfico da figura 4.2 mostra a dependência da eficiência x aceitância em função da

energia do cluster para as diversas faixas de centralidade estudadas na análise. Optou-se por utilizar faixas de centralidades em intervalos de 20% a fim de melhorar a visualização no gráfico.

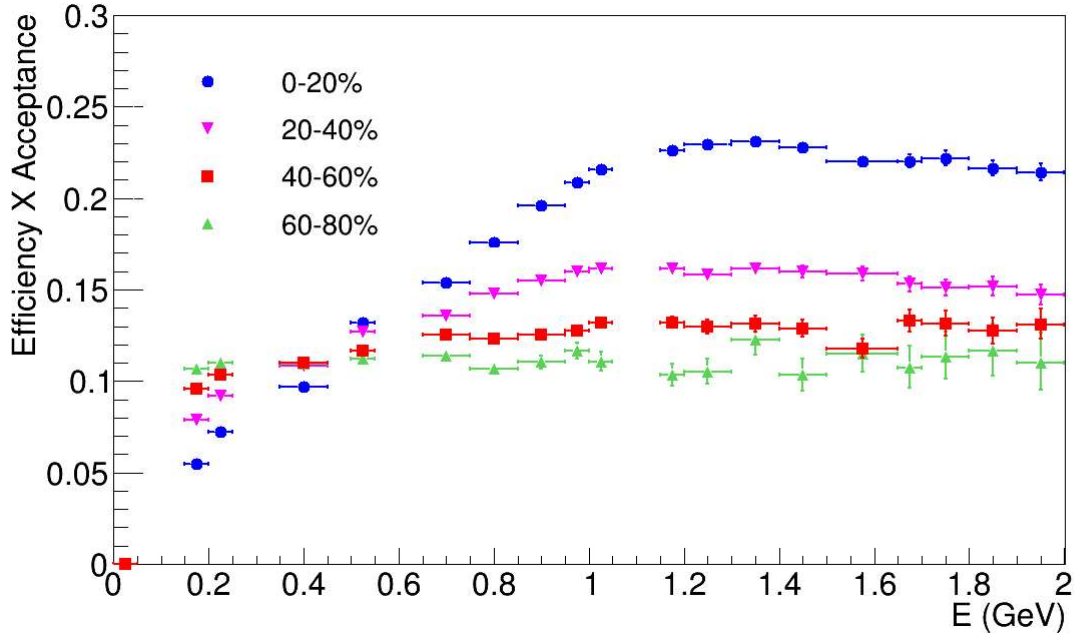


Figura 4.2: Eficiência X Aceitação do EMCal em função da energia dos clusters gerados por  $\gamma_s$  primários.

Observa-se que o comportamento do gráfico, principalmente para eventos mais centrais, sugerem que o valor da eficiência é maior do que 1, já que o valor devido à aceitação é bem estabelecido como 0.11. Esse efeito é consequência da resolução finita do EMCal na medida da energia das partículas. No numerador da expressão 4.1, considera-se o valor da energia do cluster reconstruído, enquanto no denominador, considera-se o valor da energia simulada pelo MC. Porém, diversos efeitos podem contribuir para que a energia reconstruída seja diferente daquela simulada, como a sobreposição de partículas no EMCal, por exemplo.

A fim de verificar se de fato a resolução do EMCal está influenciando esse resultado, estudou-se a mesma razão porém considerando-se apenas o valor de energia fornecido pela simulação de MC.

$$\epsilon_{Rec} = \frac{N(E_{\gamma_{MCRec}})}{N(E_{\gamma_{MC}})} \quad (4.3)$$

Sendo  $N(E_{\gamma_{MCRec}})$  o número de partículas com energia  $E_{\gamma_{MCRec}}$ , que corresponde à ener-

gia simulada da partícula gamma que gerou um determinado cluster e  $N(E_{\gamma_{MC}})$  o número de partículas com energia  $E_{\gamma_{MC}}$  dada pela simulação. O gráfico da figura 4.3 mostra a dependência da eficiência em função da energia do cluster para as diversas faixas de centralidade estudadas na análise, demonstrado que a eficiência, excluídos os efeitos de resolução do detector, é praticamente 90% para  $\gamma_s$  medidos no calorímetro.

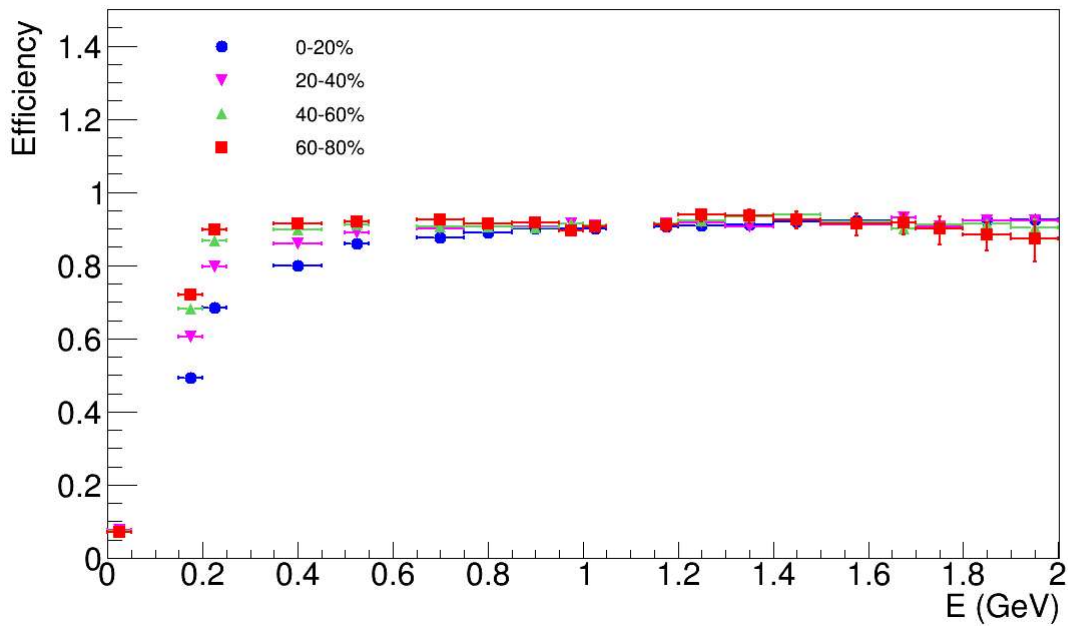


Figura 4.3: Eficiência do EMCAL em função da energia dos clusters gerados por  $\gamma_s$  primários.

Neste trabalho foi usado como fator de correção os valores apresentados no gráfico 4.2, visto que precisamos considerar o efeito da resolução do EMCAL na análise dos dados.

### 4.3 Falso - Reconhecimento

A correção de falso-reconhecimento considera o efeito da precisão do algoritmo de associação da trajetória de uma partícula carregada com um cluster no EMCAL. O objetivo é calcular a fração de clusters de partículas  $\gamma$  que são erroneamente associados a partículas carregadas devido a sua associação com uma trajetória do evento, conforme equação 4.4.

$$f_{FC} = \frac{\langle E_T^{em} \rangle - \langle E_{T_{rejeitados}}^{em} \rangle}{\langle E_T^{em} \rangle} \quad (4.4)$$

A partir da informação de MC, calculou-se a fração da energia total devido a partículas  $\gamma_s$  ( $E_T^{em}$ ) que foram excluídas inapropriadamente durante o processo de associação de trajetórias a clusters ( $E_{T_{rejeitados}}$ ), com o intuito de rejeitar partículas carregadas. Os gráficos abaixo mostram os resultados para essa correção para as centralidades de 0-5% e 55-60%.

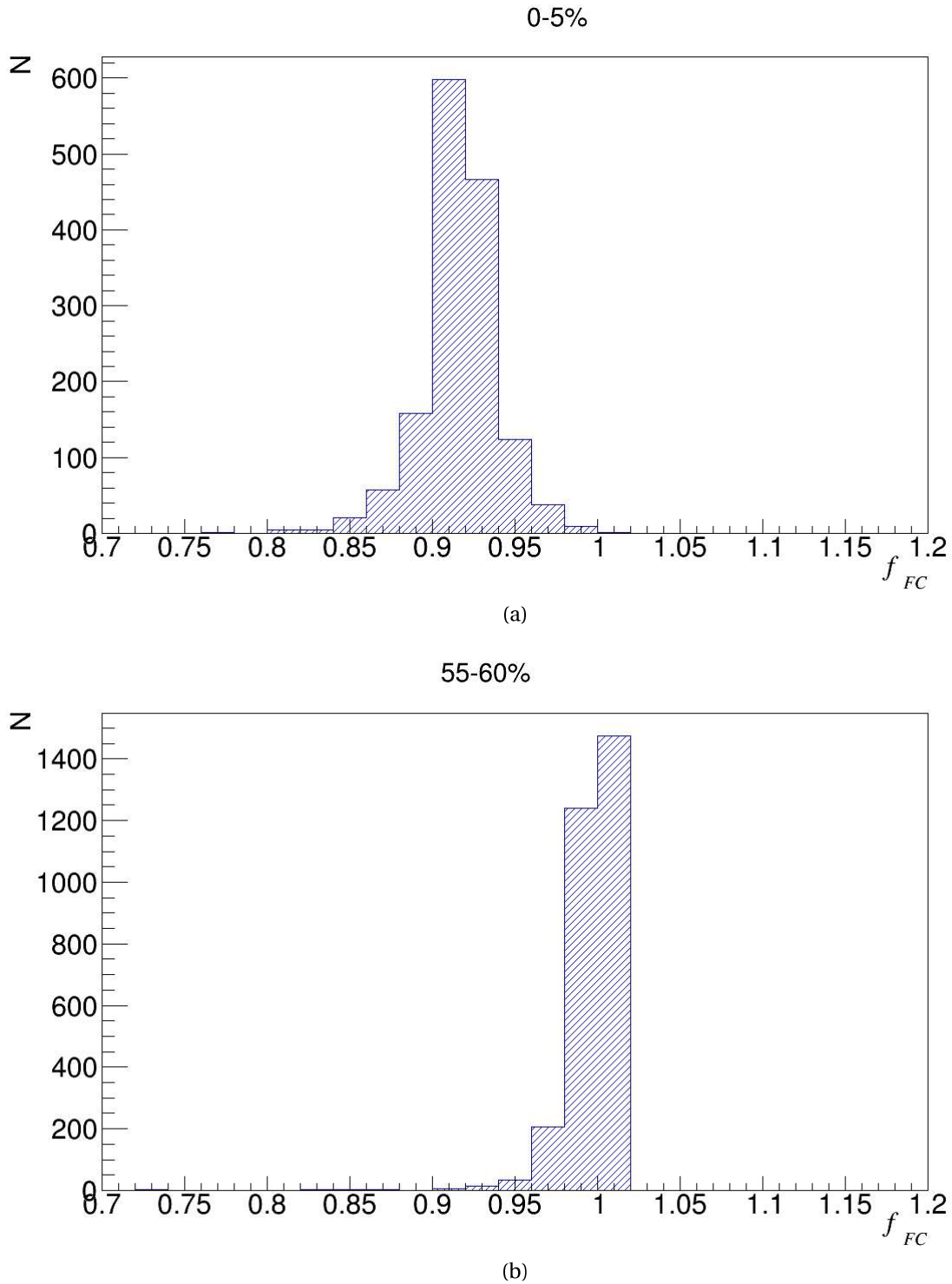


Figura 4.4: Distribuição da correção de falso-reconhecimento (a) 0-5% e (b) 55-60%.

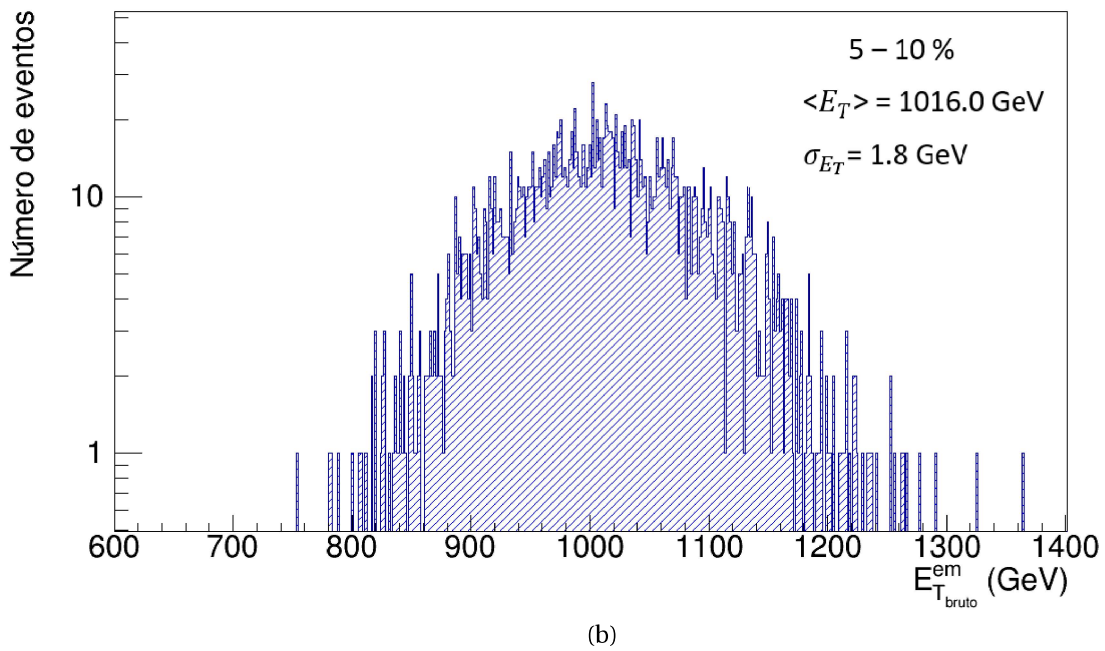
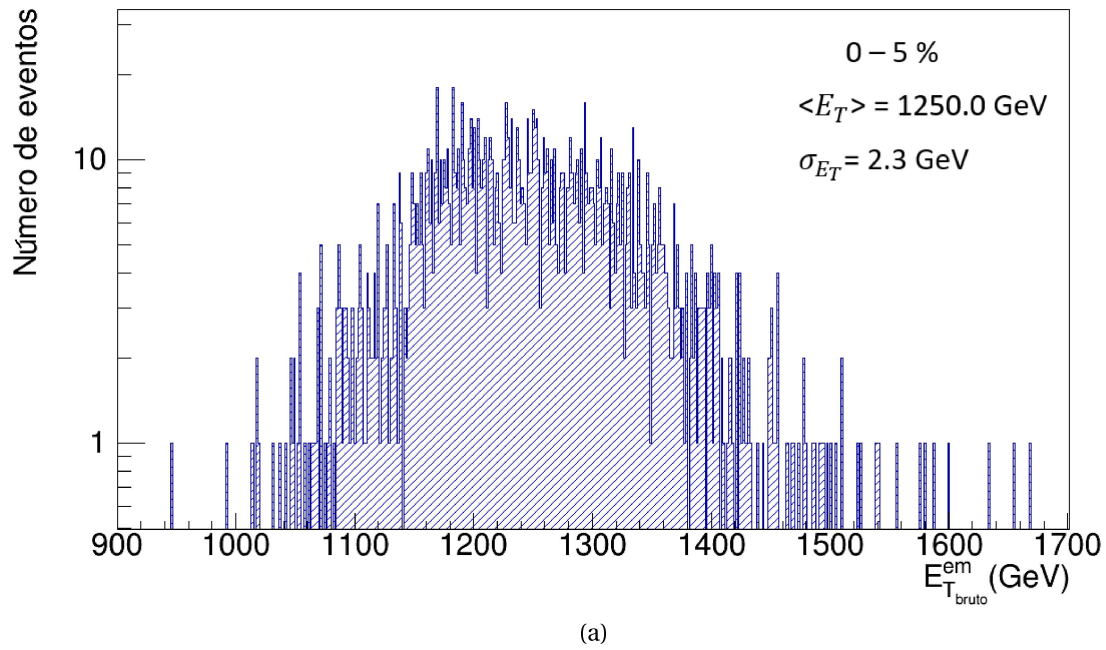
Tabela 4.2: Fator de correção  $f_{FC}$  em função dos bins de centralidade, incerteza obtida da média das distribuições obtidas para cada centralidade.

Bins de Centralidade	Correção
0-5%	$0.9167 \pm 0.0006$
5-10%	$0.9287 \pm 0.0005$
10-15%	$0.9403 \pm 0.0005$
15-20%	$0.9488 \pm 0.0005$
20-25%	$0.9558 \pm 0.0005$
25-30%	$0.9642 \pm 0.0004$
30-35%	$0.9703 \pm 0.0004$
35-40%	$0.9755 \pm 0.0004$
40-45%	$0.9821 \pm 0.0004$
45-50%	$0.9862 \pm 0.0003$
50-55%	$0.9902 \pm 0.0003$
55-60%	$0.9926 \pm 0.0003$

Como esperado, o efeito para essa correção é menor quanto mais periférica a colisão. Isso ocorre pelo fato da multiplicidade de partículas ser menor e com isso a chance de falsa associação também é menor.

#### 4.4 Valor bruto da Energia transversal eletromagnética

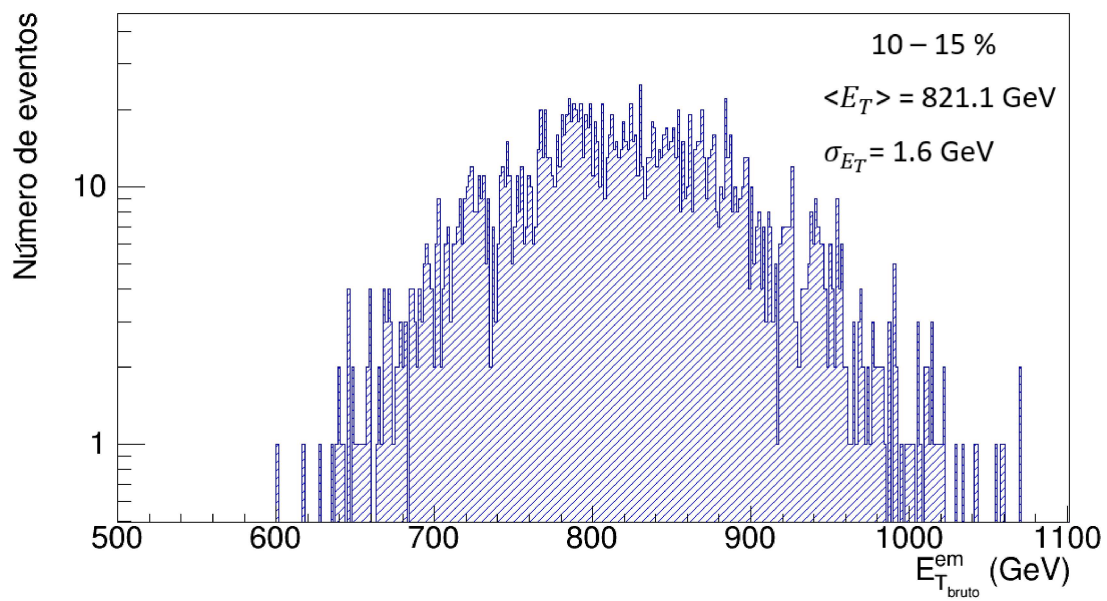
A distribuição do valor bruto de  $E_T^{em}$ ,  $E_{T_{bruto}}^{em} = \sum_{i=1}^N \frac{\delta_i^{CC} E_i}{\epsilon_{Rec+acc}(E_i)} \sin(\theta_i)$ , pode ser observada em função da centralidade nas figuras abaixo:



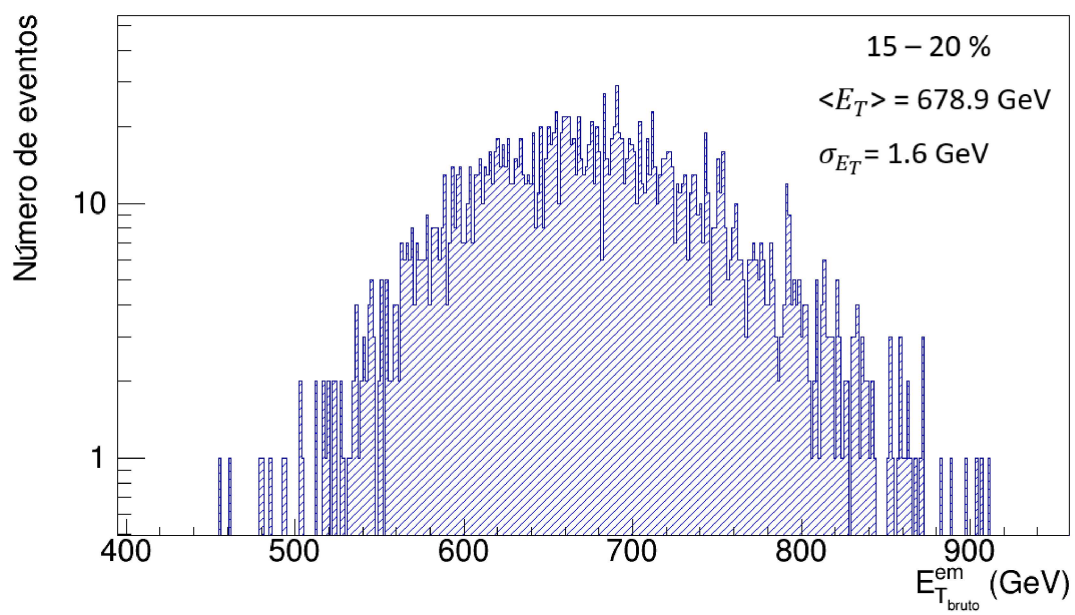
4

Figura 4.5: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 0-5% e (b) 5-10%.



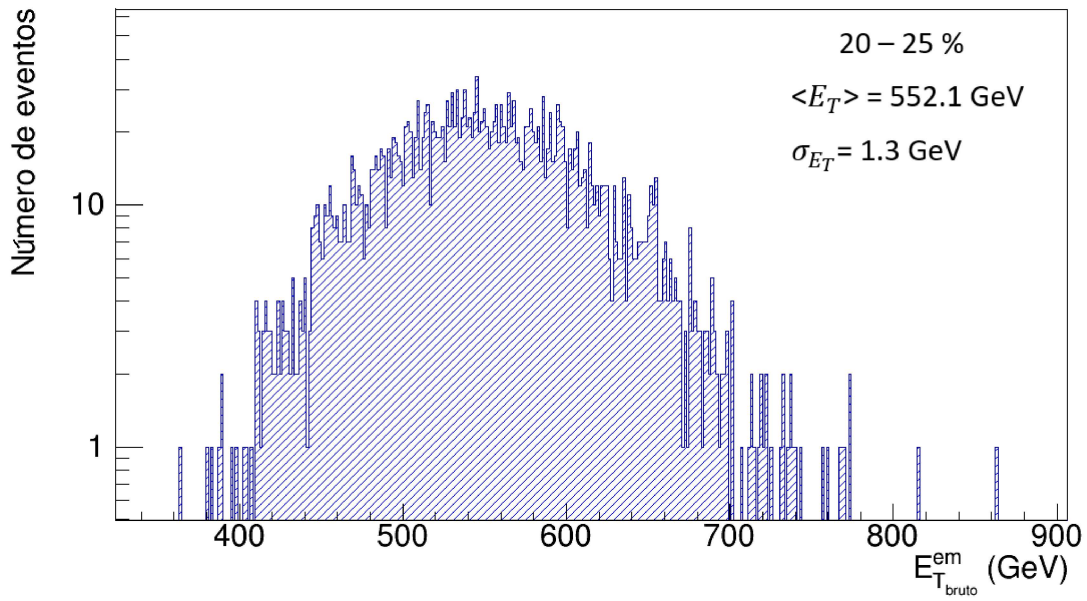


(a)

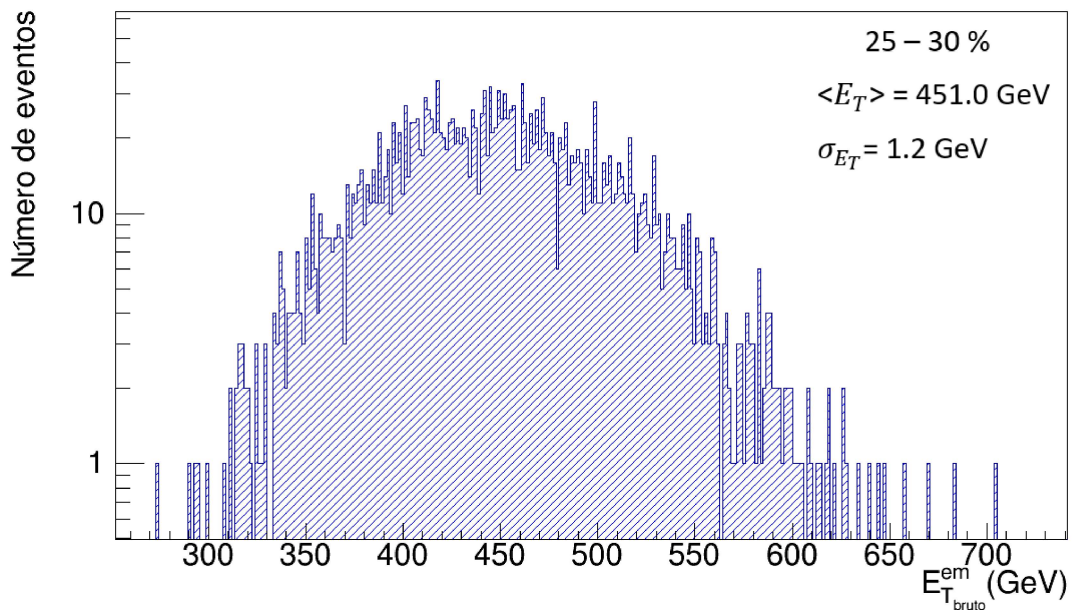


(b)

Figura 4.6: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 10-15% e (b) 15-20%.



(a)



(b)

Figura 4.7: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 20-25% e (b) 25-30%.

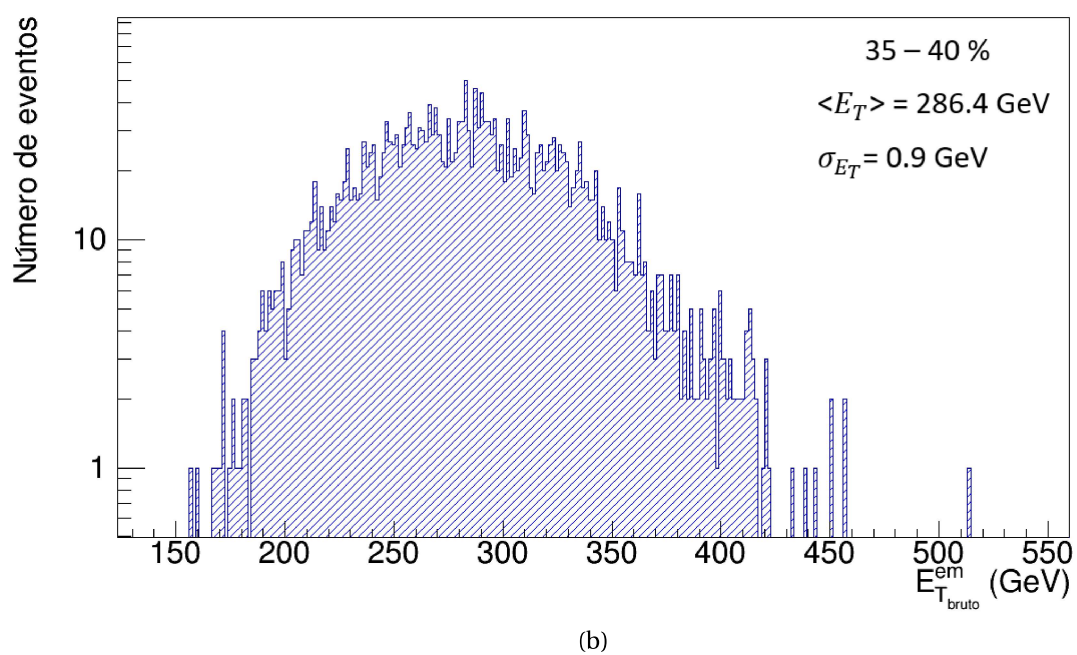
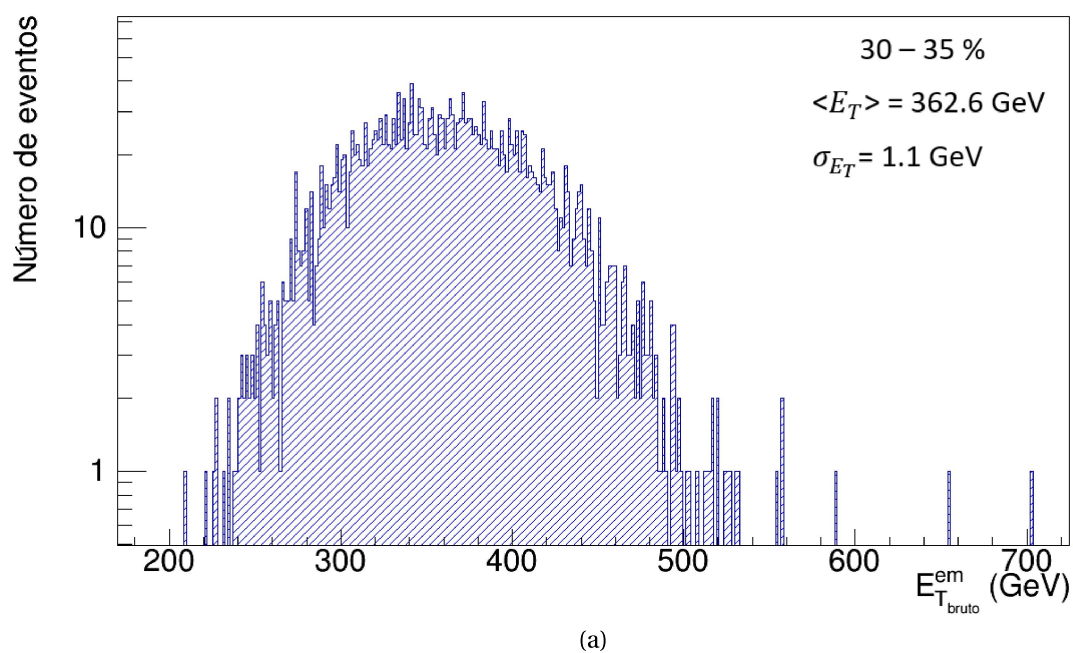


Figura 4.8: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 30-35% e (b) 35-40%.

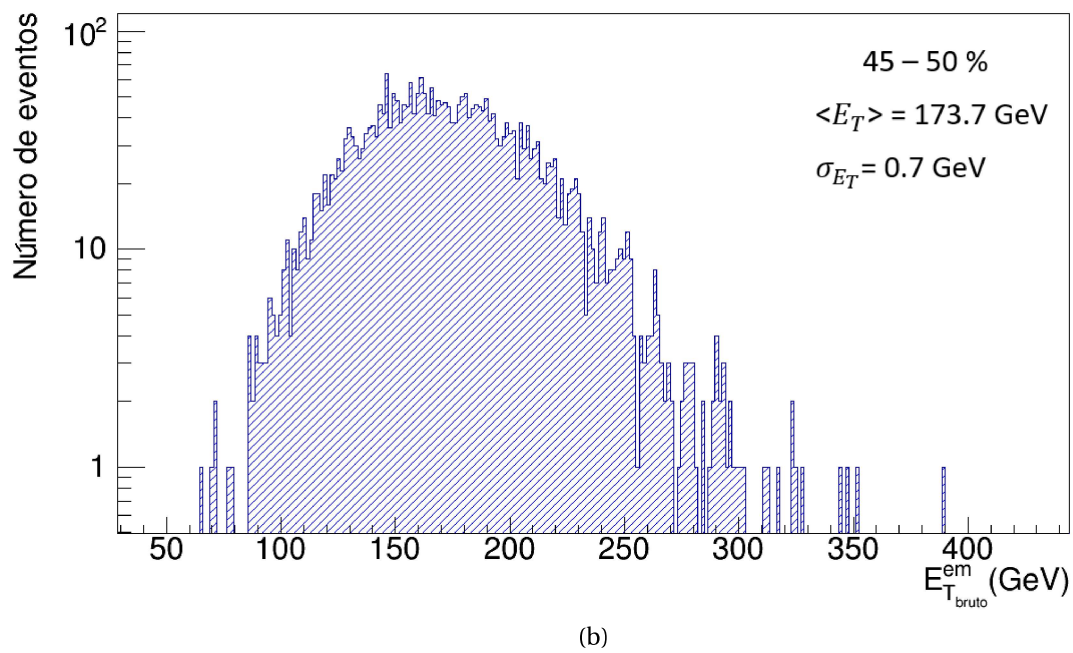
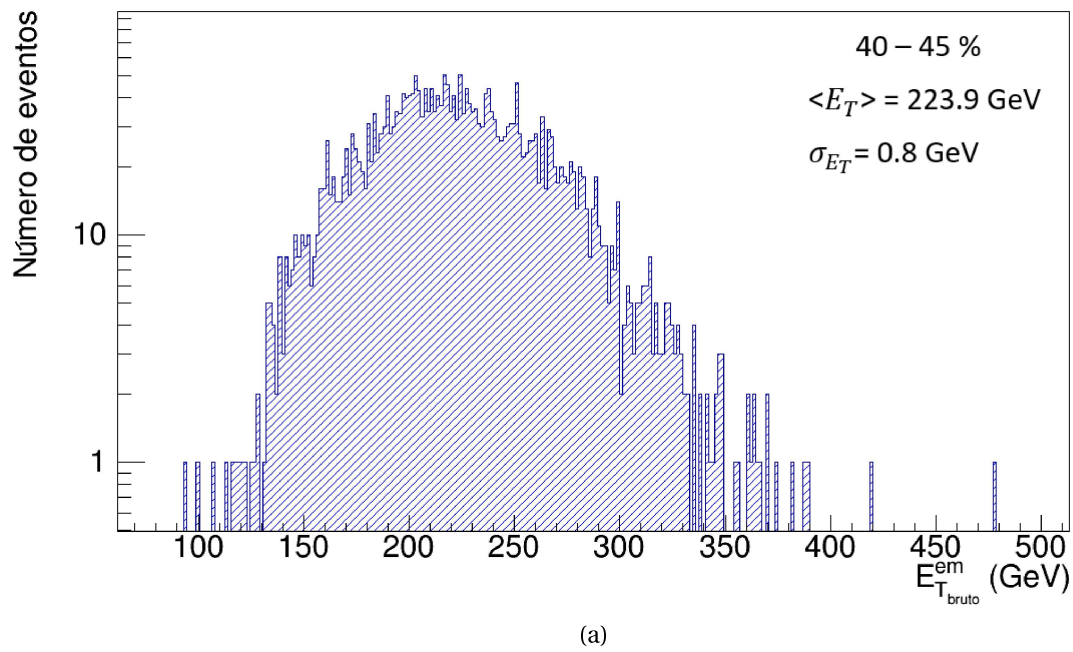
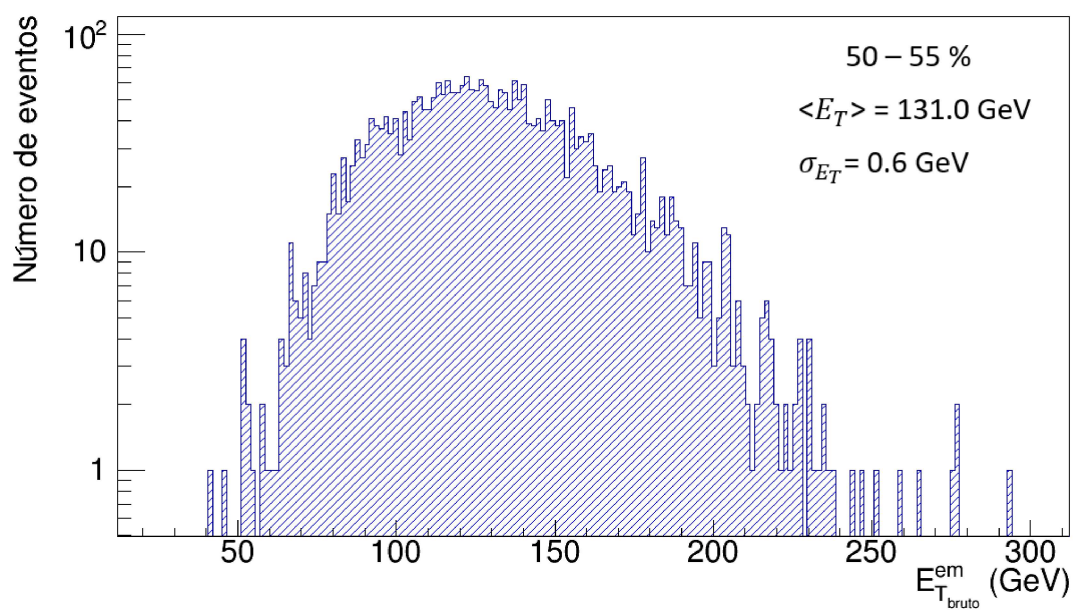
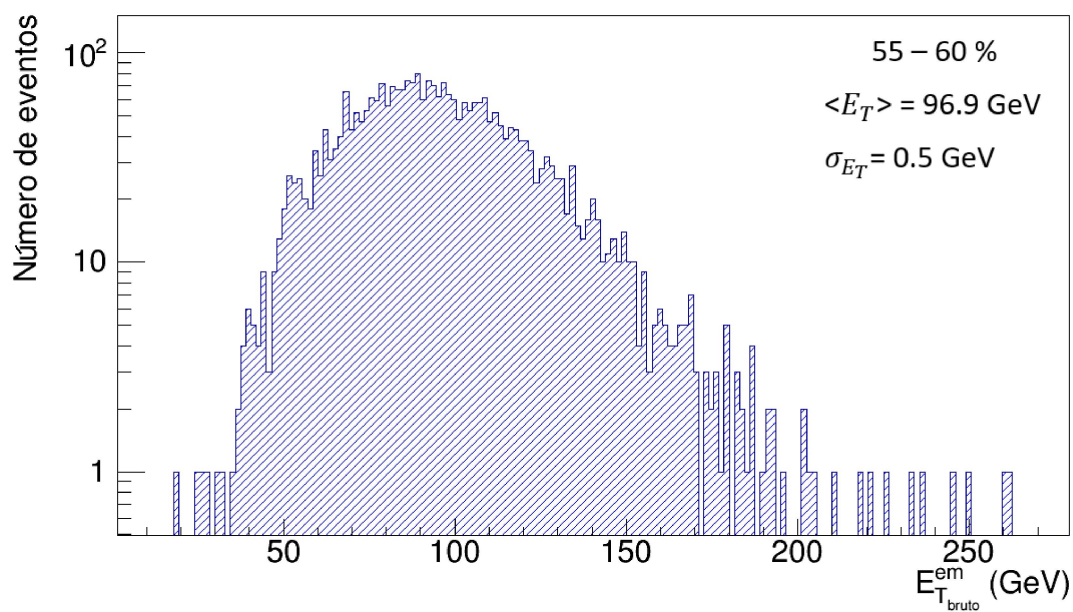


Figura 4.9: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 40-45% e (b) 45-50%.



(a)



(b)

Figura 4.10: Distribuição da energia transversal eletromagnética para as centralidades (a) 50-55% e (b) 55-60%.

Tabela 4.3: Valor do  $\langle E_{T_{bruto}}^{em} \rangle$  em função dos bins de centralidade, incerteza obtida da média das distribuições obtidas para cada centralidade.

Bins de Centralidade	$\langle E_{T_{bruto}}^{em} \rangle GeV$
0-5%	$1250.0 \pm 2.3$
5-10%	$1016.0 \pm 1.8$
10-15%	$821.1 \pm 1.6$
15-20%	$678.9 \pm 1.6$
20-25%	$552.1 \pm 1.3$
25-30%	$451.0 \pm 1.2$
30-35%	$362.6 \pm 1.1$
35-40%	$286.4 \pm 0.9$
40-45%	$223.9 \pm 0.8$
45-50%	$173.70 \pm 0.7$
50-55%	$131.0 \pm 0.6$
55-60%	$96.9 \pm 0.5$

No caso das colisões mais periféricas, acima da faixa de 55-60% de centralidade, o valor de  $E_T^{em}$  no calorímetro é reduzido drasticamente devido às limitações da aceitação geométrica do calorímetro ( $\Delta\phi = 40^\circ$ , para o ano de 2010). Portanto, nessa faixa de centralidade, a estatística é muito baixa para ser medida pelo EMCal com sua configuração nesse ano. Com isso esse trabalho utilizou apenas a faixa de centralidade que a limitação geométrica não traria essa preocupação em relação à energia transversal obtida, e assim foi considerado que para as simulações do EMCal para o ano de 2010 a faixa de centralidade a ser utilizada é 0-60%.

## 4.5 Estimativa dos fatores de correção do fundo

### 4.5.1 Partículas carregadas não identificadas

Partículas carregadas são a maior fonte de fundo para medida da energia transversal eletromagnética. Como mostrado anteriormente, muitas partículas carregadas depositam energia no calorímetro e desta forma distorcem o valor real da medida do  $E_T^{em}$ , devido às limitações do algoritmo de identificação de trajetória. Para cada faixa de centralidade foi obtida a distribuição da energia transversal de hádrons que depositam energia no calorímetro e não foram removidos após passarem pelo algoritmo de associação de trajetória. A figura 4.11

mostra exemplos para duas centralidades. Esses hádrons foram identificados na simulação de Monte Carlo e a correção é obtida pelo valor médio dessas distribuições para cada faixa de centralidade.

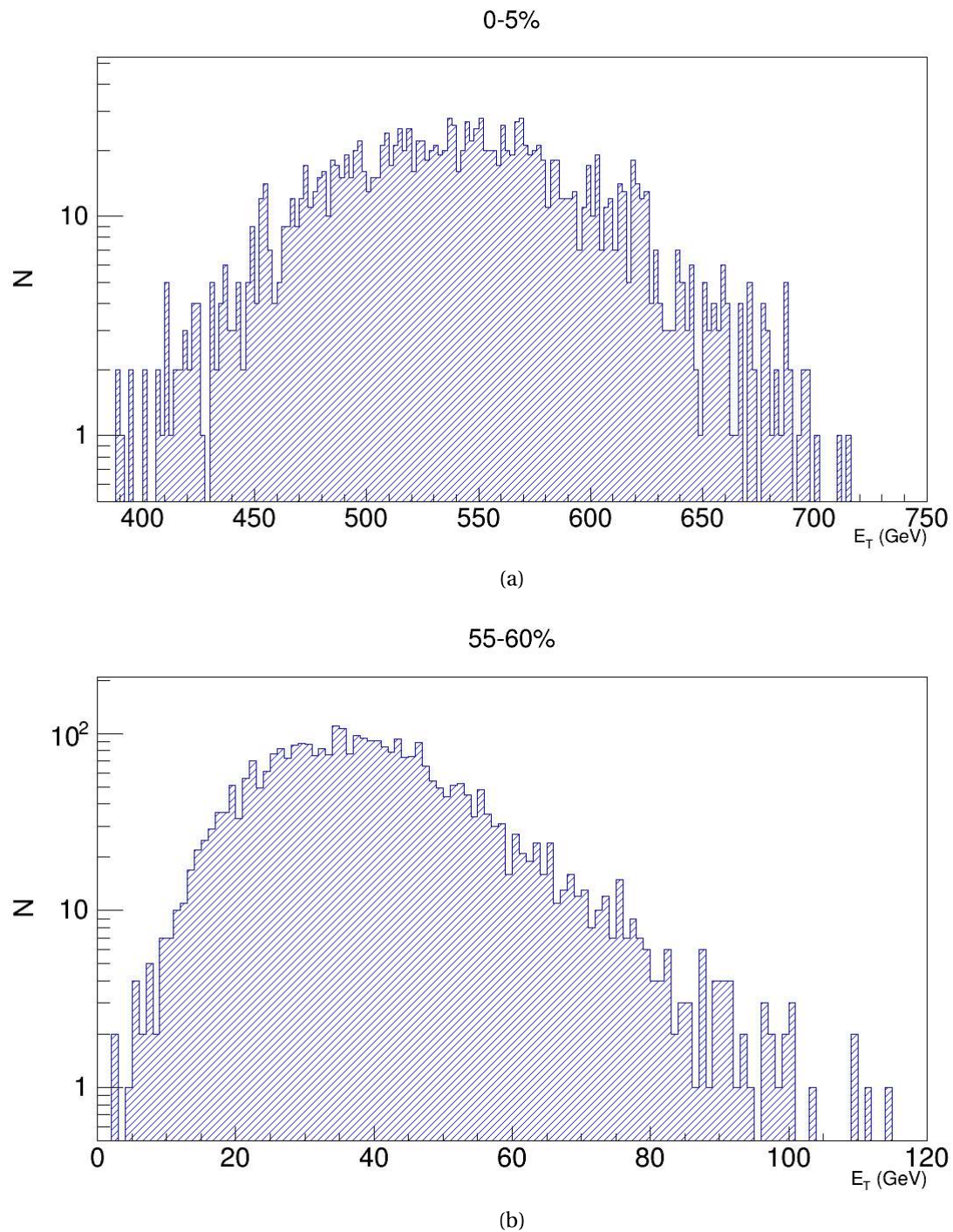


Figura 4.11: Distribuição da correção para partículas carregadas que não foram excluídas pelo software de associação de trajetórias (a) 0-5% e (b) 55-60%.

Pode-se notar que para as colisões mais periféricas a contribuição em valor absoluto diminui drasticamente e apresenta uma distribuição de energia transversal com menor dispersão se comparado com os eventos mais centrais.

Neste ponto é interessante mostrar os valores relativos das correções pela energia transversal eletromagnética total, assim podemos ter uma comparação da contribuição de cada correção na medida final da energia transversal eletromagnética. Para a correção relacionada a partículas carregadas não identificadas como tal, o valor relativo é dado por:

$$f_{Carregados} = \frac{\langle E_T^{Carregados_{N\tilde{a}o-Ident}} \rangle}{\langle E_{Tbruto}^{em} \rangle} \quad (4.5)$$

onde,  $E_T^{Carregados_{N\tilde{a}o-Ident}}$  é a contribuição de partículas carregadas que não foram identificadas pelo algoritmo de associação de trajetórias e  $E_{Tbruto}^{em}$  é dado como o valor total da energia transversal eletromagnética obtida pelo calorímetro como discutido na seção anterior.

Tabela 4.4: Contribuição da correção devido a partículas carregadas não identificadas na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade.

Bins de Centralidade	Fator relativo	Incerteza ( $\pm$ )
0-5%	43.50%	0.15%
5-10%	43.07%	0.14%
10-15%	42.65%	0.14%
15-20%	42.27%	0.17%
20-25%	42.18%	0.17%
25-30%	42.11%	0.19%
30-35%	41.73%	0.21%
35-40%	41.45%	0.23%
40-45%	41.18%	0.20%
45-50%	41.32%	0.28%
50-55%	41.15%	0.32%
55-60%	41.18%	0.36%

Como se pode notar essa é uma correção significativa para medida da energia transversal eletromagnética já que em média representa 42 % da medida total.



### 4.5.2 Partículas Secundárias Neutras

Essa correção é altamente dependente da simulação para se identificar quais partículas são provenientes de interações secundárias. Para essa correção se considerou apenas partículas neutras secundárias, já que para partículas carregadas foi utilizado a correção anterior.

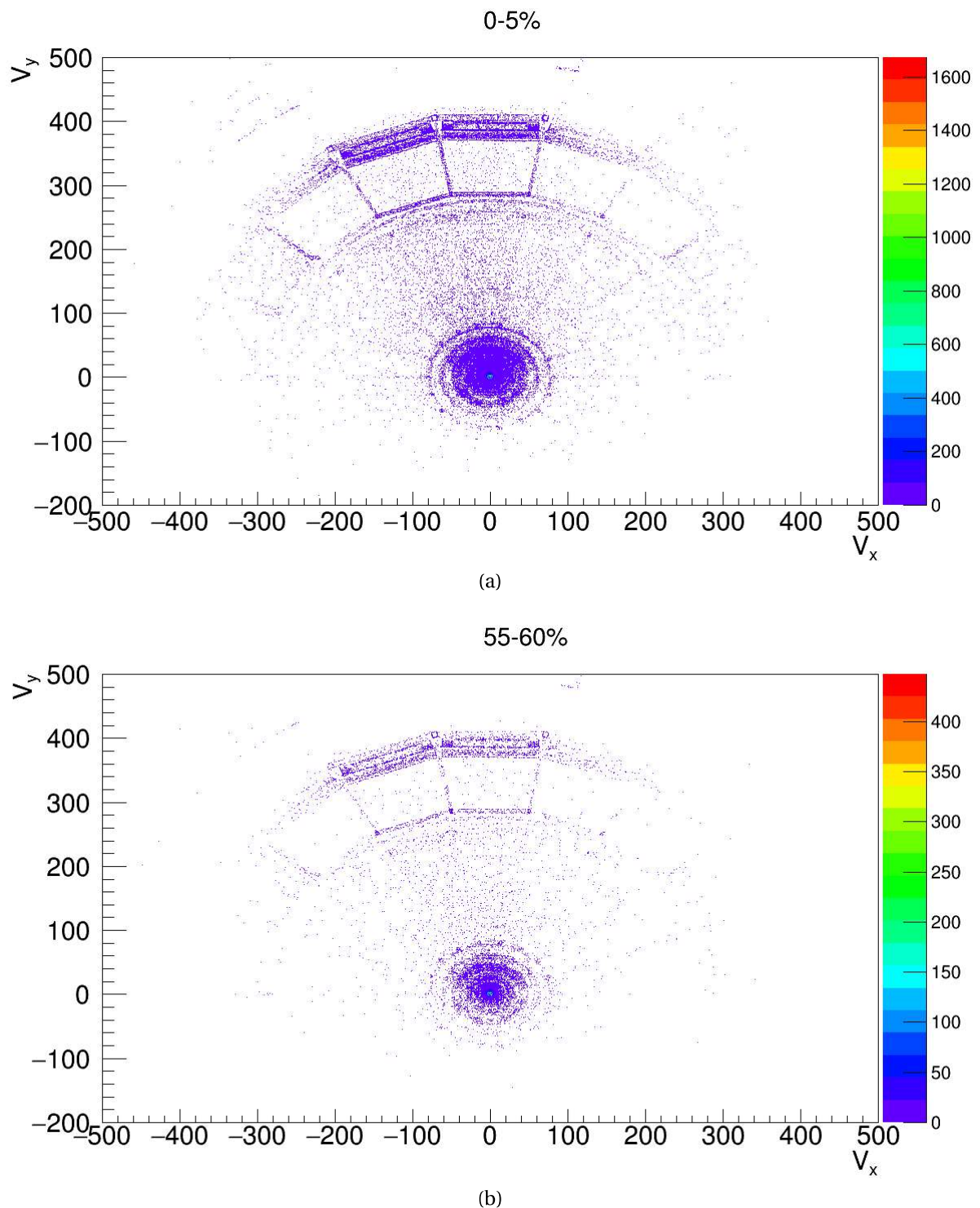


Figura 4.12: Distribuição XY da origem de partículas secundárias (a) 0-5% e (b) 55-60%.

Tabela 4.5: Contribuição da correção devido a partículas secundárias neutras na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade.

Bins de Centralidade	Fator relativo	Incerteza ( $\pm$ )
0-5%	22.12%	0.08%
5-10%	21.71%	0.08%
10-15%	21.51%	0.08%
15-20%	21.27%	0.10%
20-25%	20.92%	0.09%
25-30%	20.65%	0.10%
30-35%	20.41%	0.11%
35-40%	20.19%	0.12%
40-45%	20.13%	0.13%
45-50%	20.04%	0.15%
50-55%	19.85%	0.16%
55-60%	19.56%	0.18%

O gráfico da figura 4.12, mostra o ponto onde foram produzidas as partículas consideradas como secundárias e que depositaram energia no calorímetro. Para cada centralidade foi obtida a distribuição da energia depositada e foi considerada a média e incerteza da média como o valor da correção para determinada faixa de centralidade.

No caso das partículas secundárias neutras a correção relativa é dada por:

$$f_{\text{SecundáriasNeutras}} = \frac{\langle E_T^{\text{Sec}} \rangle}{\langle E_{T\text{bruto}}^{\text{em}} \rangle} \quad (4.6)$$

onde  $E_T^{\text{Sec}}$  é a contribuição da energia devido a partículas secundárias neutras na medida da energia transversal eletromagnética.

Observando a tabela 4.5, pode -se notar que essa correção corresponde a 20% da medida da energia transversal eletromagnética, valor considerável mas inferior à correção referente a partículas carregadas não identificadas.

### 4.5.3 Partículas Neutras primárias

A última correção se refere em particular à uma pequena fração de nêutrons e  $K_L^0$  que depositam alguma energia no EMCal e não são secundários provenientes da interação das partículas com o material do detector. Novamente se fez uso da distribuição de energia trans-

Tabela 4.6: Contribuição da correção para partículas neutras primárias na medida da energia transversal eletromagnética em função da centralidade.

<b>Bins de Centralidade</b>	<b>Fator relativo</b>	<b>Incerteza (<math>\pm</math>)</b>
0-5%	3.28%	0.04%
5-10%	3.39%	0.04%
10-15%	3.50%	0.04%
15-20%	3.61%	0.05%
20-25%	3.64%	0.05%
25-30%	3.69%	0.06%
30-35%	3.88%	0.06%
35-40%	3.92%	0.07%
40-45%	4.01%	0.07%
45-50%	4.02%	0.09%
50-55%	4.14%	0.10%
55-60%	4.03%	0.11%

versal dessas partículas e através da média desta distribuição foram obtidos os valores dessa correção por faixa de centralidade.

Para correção referente a partículas neutras primárias a correção relativa é dada por:

$$f_{NeutrasPrimarias} = \frac{\langle E_T^{Neutras} \rangle}{\langle E_T^{em} \rangle} \quad (4.7)$$

Essa é a correção menos significativa para o cálculo da energia transversal eletromagnética, já que se espera que essas partículas não depositem energia em calorímetros eletromagnéticos e que de certa maneira o atravessem sem deixar rastros. O valor médio desta contribuição é de 3.7% da energia transversal eletromagnética.

#### 4.5.4 Contribuição relativa

Utilizando as novas variáveis definidas para cada correção, equações 4.5 4.6 e 4.7, pode-se comparar a fração da energia transversal eletromagnética de cada correção para as diferentes centralidades como mostra a figura 4.13.

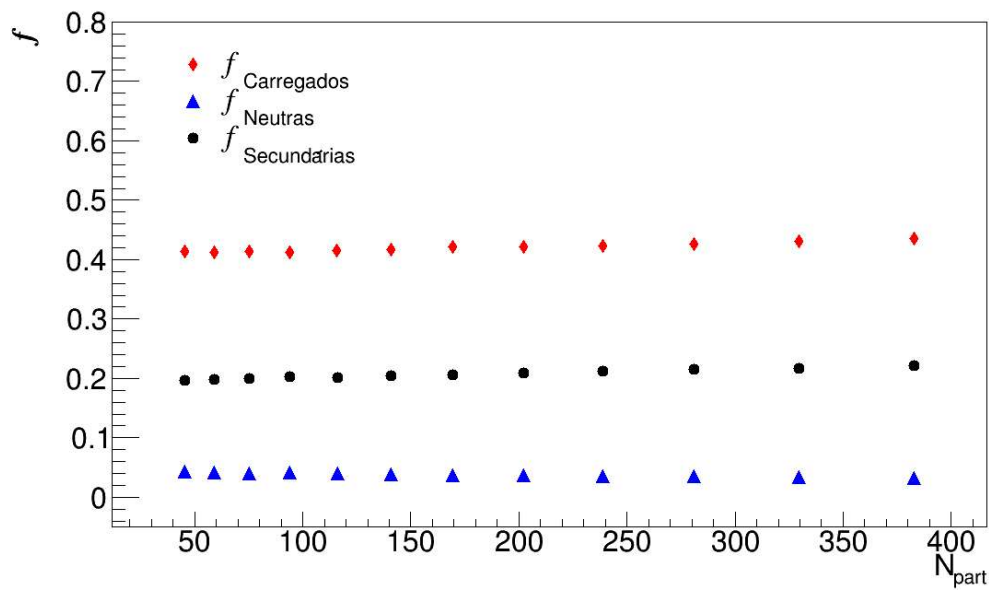


Figura 4.13: Contribuição final das correções aplicadas no cálculo da energia transversal eletromagnética. As barras de incerteza estão do tamanho do ponto.

O gráfico da figura 4.13 mostra a dependência dos fatores de correção em função do número de participantes da colisão. Combinado com o valor médio da energia transversal eletromagnética bruta, pode-se obter a energia transversal eletromagnética corrigida em função do número de participantes, fazendo uso da equação 3.8.

## 4.6 Energia transversal eletromagnética

A fim de validar o procedimento proposto, foi comparado qual a razão entre a energia transversal eletromagnética do Monte Carlo puro (entrada), e o reconstruído e corrigido, figura 4.14. Observa-se uma diferença em torno de 2% entre os valores iniciais e aqueles obtidos da análise. Isso indica um bom desempenho do modelo proposto, porém é desejável que novos estudos sejam realizados a fim de diminuir essa diferença e se obter resultados ainda mais precisos.

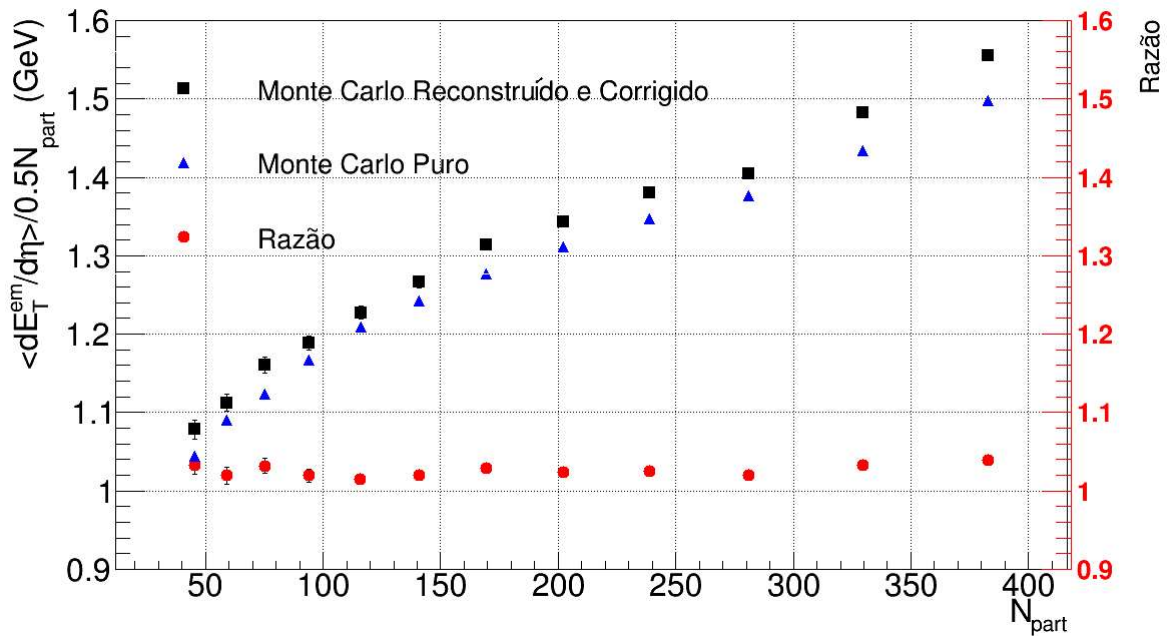


Figura 4.14: Validação do modelo para obtenção da energia eletromagnética no experimento ALICE.

Um aspecto interessante a ser considerado é a capacidade do gerador de eventos utilizado, neste caso o HIJING, em descrever corretamente o comportamento dos dados, pois uma previsão muito distinta desse comportamento poderia comprometer o procedimento. Obviamente, essa verificação constitui-se em um processo iterativo, ou seja, aplica-se o procedimento aos dados e verifica-se o desempenho do modelo utilizado. Caso o comportamento previsto pelo modelo seja muito distinto dos dados, pode-se fazer ajustes ao gerador de eventos ou mesmo escolher outro modelo, a fim de minimizar possíveis efeitos no resultado final devido a essa diferença entre o comportamento previsto pelo modelo e os

dados. O resultado do procedimento proposto foi comparado com os modelos AMPT [60], HIJING [61] e dados já publicados pela colaboração ALICE [54], onde um procedimento ligeiramente distinto foi utilizado, como mostra a figura 4.15.

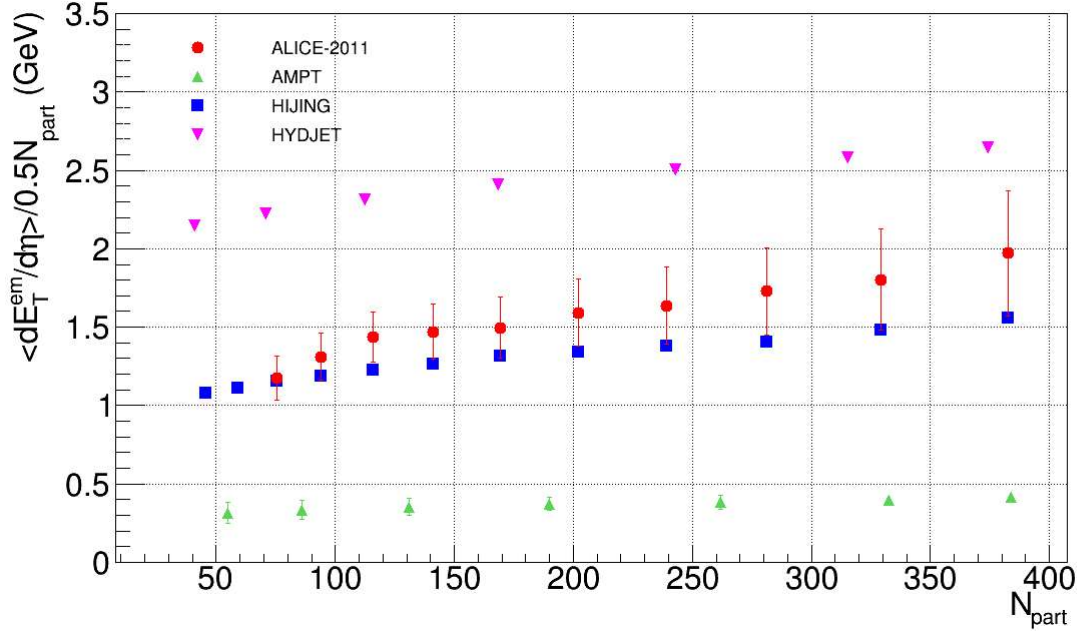


Figura 4.15: Comparação de  $\langle dE_T^{em}/d\eta \rangle / 0.5N_{part}$  por  $\langle N_{part} \rangle$  com AMPT, HIJING, HYDJET 1.8 e dados reais obtidos no experimento ALICE.

A figura 4.15 compara os modelos disponíveis e os dados já obtidos pelo experimento ALICE para  $\langle dE_T^{em}/d\eta \rangle / 0.5N_{part}$ . AMPT é um gerador de eventos de Monte Carlo que se baseia no HIJING, adicionando interações explícitas entre mini jatos iniciais de pártons e interações hadrônicas de estado final. Hydjet 1.8 é um gerador de evento de Monte Carlo que introduz a supressão de jatos através de *bremstrahlung* de glúon aos eventos do PYTHIA [62].

Nenhum dos dois modelos foram capazes de descrever os dados muito bem. O AMPT descreveu melhor a forma de  $\langle dE_T^{em}/d\eta \rangle / 0.5N_{part}$ . Hydjet descreveu as mudanças relativas da forma em função da centralidade, bem como AMPT, mas superestima o valor absoluto. O gerador de eventos HIJING descreveu melhor os dados do que os dois modelos disponíveis atualmente para o cálculo da energia transversal eletromagnética, tanto em valores absolutos quanto na forma, validando esse gerador de eventos para o cálculo das correções necessárias para a medida de  $E_T$  com o experimento ALICE.

# Capítulo 5

## Conclusão

Este trabalho teve como objetivo propor um procedimento para o cálculo da energia transversal eletromagnética, através de simulações do experimento ALICE do LHC. Foi estudado a viabilidade do procedimento proposto para a medida da energia transversal para colisões Pb-Pb para energia de  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV que foi validado com uma diferença de apenas 2%.

A previsão do comportamento da medida de  $E_T$  em função da centralidade pelo gerador de eventos utilizado foi comparado com os valores medidos de  $E_T$  por um outro procedimento e observou-se uma boa concordância entre ambos, o que permite concluir que o HIJING é um gerador de eventos apropriado para o cálculo das correções necessárias para a medida de  $E_T$  com o experimento ALICE.

Um ponto relevante de ser estudado futuramente é o fato que as simulações utilizadas neste trabalho descrevem muito bem a interação das partículas com a matéria, mas não necessariamente a produção e forma dos espectros das partículas usadas como entrada na simulação. Sendo assim, seria necessário usar um método mais baseado em dados para o aprimoramento do procedimento, fazendo uma normalização dos espectros das partículas que constituem o fundo da medida dados pela simulação com os espectros obtidos experimentalmente, de forma que não seja dependente de simulação e o procedimento possa ser efetivamente aplicado aos dados e estendido para o cálculo da energia transversal hadrônica e total.

# Apêndice A

## Estimativa de Bjorken para densidade inicial de energia

Deve-se considerar a colisão frontal de dois núcleos iguais no referencial do centro de massa, sendo os núcleos representados por dois discos finos. O cenário é mais simplificado se for considerado o caso de energias extremamente altas, para que se possa negligenciar a espessura longitudinal dos núcleos para que as coordenadas longitudinais dos núcleons de um mesmo núcleo possam ser aproximadas para serem as mesmas.

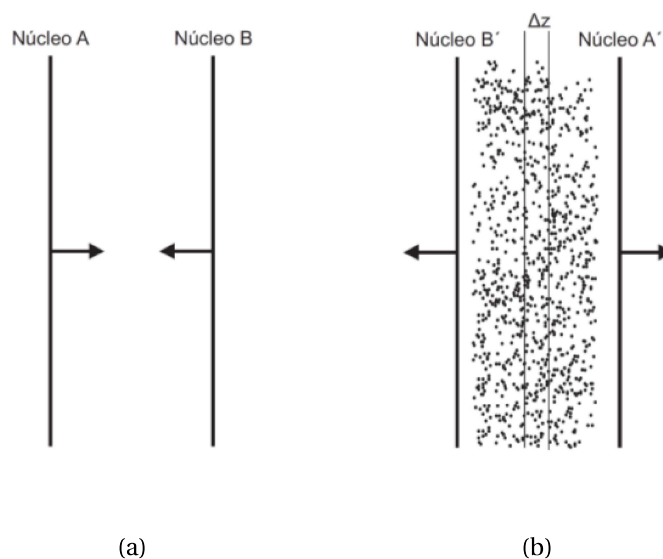


Figura A.1: Figura editada de [28].(a) Antes da colisão e (b) Depois da colisão.



A figura A.1 mostra a configuração dos dois núcleos antes da colisão no sistema de centro de massa. O núcleo projétil B vem da posição  $z = -\infty$  com velocidade próxima da luz e vai de encontro com núcleo alvo A que vem de  $z = +\infty$ , que também se encontra com um velocidade próxima da luz. Os dois núcleos se encontram em  $z = 0$  e  $t = 0$ . Então, no ponto  $(z,t) = (0,0)$  ocorre a colisão dos núcleons do núcleo projétil com os núcleons do núcleo alvo.

Considerando a definição de rapidez, a posição no espaço tempo de uma partícula com rapidez  $y$  é dada por [28]:

$$z = \tau \sinh y \quad (\text{A.1})$$

$$t = \tau \cosh y \quad (\text{A.2})$$

Sendo  $\tau$  o tempo próprio definido como:

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (\text{A.3})$$

A equação A.1 indica que, para um dado tempo próprio  $\tau$ , um valor pequeno de rapidez está associado a um pequeno valor de  $z$ . Assim, a região de rapidez central estará associada com o intervalo espacial em torno de  $z=0$ , onde os núcleons colidiram. Com essa relação, a distribuição em rapidez  $dN/dy$  pode ser transformada em uma distribuição espacial, de onde o valor da densidade de energia pode ser obtido.

No instante inicial da colisão, todas as partículas estarão no ponto  $z=0$  no referencial do centro de massa. Dessa forma, considerando uma região de comprimento  $\Delta z$ , como mostra a figura A.1, e área transversal  $S$ , equivalente à área de sobreposição dos dois núcleos no momento da colisão, o volume formado por  $\Delta z$  e  $S$  é  $S\Delta z$  e a densidade de partículas pode ser estimada a partir da equação:

$$\epsilon_N = \frac{\Delta N}{S\Delta z} \Big|_{y=0} = \frac{1}{S} \frac{dN}{dy} \frac{dy}{dz} \Big|_{y=0} \quad (\text{A.4})$$

Usando a eq. A.1, a eq. A.4 se torna:

$$\epsilon_N = \frac{1}{S} \frac{dN}{dy} \frac{1}{\tau_0 \cosh y} \Big|_{y=0} \quad (\text{A.5})$$

Usando o fato que a energia de uma partícula com rapidez  $y$  é dada por  $m_T \cosh y$ , a densidade de energia inicial pode ser calculada como [28]:

$$\epsilon_0 = m_T \cosh y \epsilon_N = \frac{m_T}{\tau_0 S} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \quad (\text{A.6})$$

## Apêndice B

### Jacobiano para transformação de $y$ para $\eta$

Rapidez é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{B.1})$$

Pseudorapidez,  $\eta$ , é dada por:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right) = -\ln \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \quad (\text{B.2})$$

Caso  $0 \leq \theta \leq \pi$ , não é necessário utilizar o valor absoluto. Então fica satisfeito:

$$e^{-\eta} = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad (\text{B.3})$$

$$\cosh = \frac{e^\eta + e^{-\eta}}{2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} + \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\theta}{2}} \right] = \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2} + \sin^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}} = \frac{1}{\sin \theta} \quad (\text{B.4})$$

$$\sinh = \frac{e^\eta - e^{-\eta}}{2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} - \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\cos \frac{\theta}{2}} \right] = \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2}} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta} = \frac{1}{\tan \theta} \quad (\text{B.5})$$

$p$  e  $p_z$  podem ser escritos em termos de  $p_T$  e  $\eta$ :

$$\sin \theta = \frac{p_T}{p} \rightarrow p = \frac{p_T}{\sin \theta} = p_T \cosh \eta \quad (\text{B.6})$$

$$\tan \theta = \frac{p_T}{p_z} \rightarrow p_z = \frac{p_T}{\tan \theta} = p_T \sinh \eta \quad (\text{B.7})$$

Escrevendo  $y$  como função de  $m$ ,  $p_T$ , e  $\eta$ :

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} - p_T \sinh \eta} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left[ \ln \left( \sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} + p_T \sinh \eta \right) - \ln \left( \sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} - p_T \sinh \eta \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

O jacobiano é obtido a partir da diferenciação de  $y$  em função de  $\eta$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial \eta} &= \frac{1}{2} \left[ \frac{\frac{1}{2} \frac{2p_T^2 \cosh \eta \sinh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta}} + p_T \cosh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} + p_T \sinh \eta} - \frac{\frac{1}{2} \frac{2p_T^2 \cosh \eta \sinh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta}} - p_T \cosh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta} - p_T \sinh \eta} \right] \\ &= \frac{p_T \cosh \eta}{\sqrt{m^2 + p_T^2 \cosh^2 \eta}} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

# Referências Bibliográficas

- [1] D. Griffiths Introduction to Elementary Particle (John Wiley & Sons, New York, US, 1987).
- [2] S. Gasiorowicz and P. Langacker, "Elementary Particles in Physics", in Encyclopedia of Physics, Third Edition, Wiley-VCH(2005)
- [3] <https://webfest.web.cern.ch/content/standard-model-standard-infographic> Acesso em 30/11/2016
- [4] J.B et al., Particle Data Group (APS Physics) - 2014
- [5] W.M. Yao et al.(Particle Data Group Collaboration). Review of particle physics, J. Phys. G33, 1 (2006)
- [6] Carli, Tancredi et al., Studies of Quantum Chromodynamics at the LHC, The Large Hadron Collider: Harvest of Run 1, 139-194 (2015), arXiv:1506.03239 [hep-ex]
- [7] Bicudo et al., The Chiral crossover, static-light and light-light meson spectra, and the deconfinement crossover, Proceedings, 49th International Winter Meeting on Nuclear physics (Bormio 2011): Bormio, Italy, January 24-28, (2011)
- [8] <http://particleadventure.org/history-universe.html> Acesso em 30/11/2016
- [9] F Karsch, Nucl.Phys. A 698, 199-208 (2002)
- [10] R. C. Hwa, X. Wang, Quark-Gluon Plasma, vol. 3
- [11] J. Adams, et al., Nuclear Physics A 757, 102 (2005). First Three Years of Operation of RHIC

- [12] Rosnet, P, Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe, 2015
- [13] K. Adcox et al., (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. A 757, 184 (2005)
- [14] J.D. Bjorken, Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region, Phys. Rev D 27, 140 (1983)
- [15] PHENIX Collaboration. (2016). Transverse energy production and charged-particle multiplicity at midrapidity in various systems from  $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$  to 200 GeV. Physical Review C, 93 (2), 024901. doi:10.1103/PhysRevC.93.024901
- [16] J. Adams, et al., Nucl.Phys. A757, 102 (2005).
- [17] Florkowski W., "Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions," (World Scientific Publishing, 2010).
- [18] BNL, [www.bnl.gov/rhic/news/061907/story2.asp](http://www.bnl.gov/rhic/news/061907/story2.asp) (2013) Acesso em 30/11/2016
- [19] STAR Collaboration, "Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions," Nucl. Phys. A 757 (2005) 102-183.
- [20] B. Abelev, et al. (ALICE Collaboration), "Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV," arXiv:1205.5761 [nucl-ex] (2012).
- [21] Y. Zhou (ALICE Collaboration), "Anisotropic flow of identified particles in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ALICE detector," arXiv:1309.3237 [nucl-ex] (2013).
- [22] M. Jacob and P. V. Landshoff, Mod. Phys. Lett. A 1, 657 (1986).
- [23] X. N. Wang, Phys. Rep. 280, 287 (1997).
- [24] M. Gyulassy and T. Matsui, Phys. Rev. D 29, 419 (1984).
- [25] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, and K. Tuominen, Nucl. Phys. B570, 379 (2000).

- [26] P. F. Kolb, U. Heinz, P. Huovinen, K. J. Eskola, and K. Tuominen, *Nucl. Phys. A* 696, 197 (2001).
- [27] <http://hypatia.iasa.gr/en/help.html>
- [28] C.-Y. Wong, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World Scientific Publishing, 1994.
- [29] <http://public.web.cern.ch/public/> Acesso em 30/11/2016
- [30] K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration), *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *J. Inst.* **3** S08002 (2008).
- [31] Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *J. Inst.* **3** (2008) S08003
- [32] S Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), *The CMS experiment at the CERN LHC*, *J. Inst.* **3** (2008) S08004
- [33] Alves, A. Augusto, Jr. et al (LHCb Collaboration), *The LHCb Detector at the LHC*, *J. Inst.* **3** (2008) S08005
- [34] O Adriani et al. (LHCf Collaboration), *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, *J. Inst.* **3** (2008) S08006
- [35] Alves, A. Augusto, Jr. et al (LHCb Collaboration), *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *J. Inst.* **3** (2008) S08007
- [36] <https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/3400>. Acesso em 30/11/2016
- [37] ALICE Collaboration, *ALICE Eletromagnetic Calorimeter - Technical Proposal*, CERN/LHCC, 96-32-Add3, 2006
- [38] L. Aphecetche for the PHENIX Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A499** (2003) 521
- [39] A. Zoccoli for the HERA-B Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* **A446** (2000) 246

- [40] LHCb Collaboration, *LHCb calorimeters: Technical design report*, CERN/LHCC-2000-036
- [41] R. Bellwied et al for the ALICE EMCal Collaboration, *ALICE EMCal Physics Performance Report*, arXiv:1008.0413v1 [physics.ins-det], 2010
- [42] M. Gupta, Calculation of radiation length in materials, tech. rep., CERN-PH-EP, 2010, PH-EP-Tech-Note-2010-013
- [43] F. Ronchetti, F. Blanco, M. Figueredo, A. G. Knospe, and L. Xaplanteris. *The alice eletromagnetic calorimeter high level triggers*. *Journal of Physics: Conference Series*, **396(1)**:012045, 2012. URL <http://iopscience.iop.org/1742-6596/396/1/012045/>
- [44] ALICE collaboration, *Performance of the ALICE VZERO system* Jun 13, 2013. 20 pp. Published in JINST 8 (2013) P10016
- [45] Y.Zoccarato, et al., *Front end electronics and first results of the ALICE V0 detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **626**, 90 (2011)
- [46] J. Conrad et al., *Minimum Bias Triggers in Proton-Proton Collisions with the VZERO and Silicon Pixel Detectors*, *Alice Internal Note*, **ALICE-INT-2005-025** (2005)
- [47] M.L. Miller et al. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **57**:205–243, 2007.
- [48] The ALICE Collaboration. *Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE*. arXiv: **1301.4361**, 2012
- [49] <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html> Acesso em 30/11/2016
- [50] <http://root.cern.ch> Acesso em 30/11/2016
- [51] X.-N. Wang, M. Gyulassy, *HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions*, *Phys.Rev.* **D44** 3501–3516



- [52] E. Norrbin and T. Sjöstrand, *Production and Hadronization of Heavy Quarks*, *Eur. Phys. J. C* **17** (2000) 137
- [53] S. Agostinelli et al., Geant4 - A toolkit for particle interaction, *Nucl. Instr. Meth. A* **506**, 250303 (2003).
- [54] ALICE Collaboration, "Measurement of transverse energy at midrapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys.Rev. C* **94** (2016) no.3, 034903.
- [55] S. Chatrchyan et al. (CMS), *Phys. Rev. Lett.* **109**, 152303 (2012)
- [56] S. S. Adler et al. (PHENIX), *Phys. Rev. C* **71**, 034908 (2005), nucl-ex/0409015
- [57] J. Adams et al. (STAR), *Phys. Rev. C* **70**, 054907 (2004), nucl-ex/0407003.
- [58] Broz, Michal. "Mid-rapidity anti-baryon to baryon ratios in pp and PbPb collision". Disponível em: <http://opvk.cvutdecin.cz/sites/default/files/BrozPresWorksh01-14.pdf>  
Acesso em 30/11/2016
- [59] K. Kampf, M. Knecht and J. Novotny, The Dalitz decay  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  revisited, *Eur. Phys. J. C* **46**, 191 (2006)[hep-ph/0510021].
- [60] Z.-w. Lin, S. Pal, C. Ko, B.-A. Li, and B. Zhang, "Charged particle rapidity distributions at relativistic energies," *Phys.Rev.*, vol. C64, p. 011902, 2001.
- [61] I. Lokhtin and A. Snigirev, "A Model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions and high p(T) hadron spectra at RHIC," *Eur.Phys.J.*, vol. C45, pp. 211–217, 2006
- [62] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual," *JHEP*, vol. 0605, p. 026, 2006
- [63] Christine Nattrass *et al.*, "Analysis Note: Transverse energy in ALICE." Internal ALICE Analysis Note.