

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo da produção de J/ψ com o experimento ALICE utilizando o calorímetro eletromagnético

Marcel Araujo Silva Figueredo

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz - (IFUSP) - (Orientador)

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra - (IFUSP)

Prof. Dr. Philippe Gouffon - (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Miriam Gandelman - (UFRJ)

Prof^a. Dr^a. Sandra dos Santos Padula - (IFTUNESP)

São Paulo
2013

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

Figueredo, Marcel Araujo Silva

Estudo da produção de J/ψ com o experimento ALICE utilizando o calorímetro eletromagnético. – São Paulo, 2013.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Área de Concentração: Física Nuclear, Física de Partículas

Unitermos: 1. Física Nuclear; 2. Física de Partículas; 3. Quarks.

USP/IF/SBI-046/2013

Agradecimentos

Hoje, gostaria de agradecer a algumas pessoas pela satisfação do momento do término de mais um estágio de minha vida. Levantarei aqui algumas poucas pessoas que foram especiais na USP, no CERN, em Yale e, especialmente, em Osasco.

Do CERN, agradeço aos meus grandes colegas Matheusz Ploskon, Shingo Sakai e Federico Ronchetti por toda a colaboração e ajuda que me proporcionaram.

De Yale, agradeço aos meus colegas Rongrong Ma e Tomas Aronsson, ao meu co-orientador Mark Heinz e ao John Harris pela oportunidade que me propiciou.

Da USP, agradeço, em especial, aos meus grandes amigos Lucas Mafia, Samuel e Gabriel de Barros.

Agradeço também aos meus colegas de sala Caio Eduardo, Renato Negrão e Elienos pelo ótimo período de convívio e discussões ácidas acerca dessa carreira que escolhemos até então. Além disso, agradeço ao grande vizinho de sala, Kazuo Ueta, pelas ótimas conversas que propiciou ao longo dos últimos anos.

Agradeço ao meu orientador Marcelo Munhoz, por toda ajuda que me propiciou, não somente com a parte técnica e de física, como também por ter sido um ótimo amigo, principalmente em nosso período concomitante no CERN.

Gostaria de agradecer também à minha companheirinha, Thais, por toda a sua ajuda durante os últimos 6 anos de minha vida.

Por fim, gostaria de agradecer ao apoio e à existência dos meus familiares: meus irmãos Michel e Michele; e, sobretudo, aos meus pais, que muito colaboraram e me amaram durante toda a minha vida. Tudo que sou, penso e faço, devo muito a eles.

É isso.

:-)

Dedico esta tese a quem me fez perceber que, no dia-a-dia, além de trabalho, esforço, dedicação e privações, existe a vida, a natureza e até os pássaros.
À Thais, minha flor querida (minha Diadorim)

"Até aquela ocasião, eu nunca tinha ouvido dizer de se parar apreciando, por prazer de enfeite, a vida mera deles pássaros, em seu começar e descomeçar dos vôos e pouso. Aquilo era pra se pegar a espingarda e caçar. Mas o Reinaldo gostava: - É formoso próprio... ele ensinou. Do outro lado, tinha vargem e lagoas. Pra e pra, os bandos de patos se cruzavam. Vigia como são esses... Eu olhava e me sossegava mais. O sol dava dentro do rio, as ilhas estando claras. É aquele lá: lindo! Era o manozinho-da-crôa, sempre em casal, indo por cima da areia lisa; eles altas perninhas vermelhas, esteiadas muito atrás traseiras, desempinadinhos, peitudos, escrupuosos catando suas coisinhas para comer alimentação. Machozinho e fêmea às vezes davam beijos de biquinim a galinholagem deles. É preciso olhar para esses com um todo carinho... Reinaldo disse. Era.... De todos, o pássaro mais bonito gentil que existe é mesmo o manozinho-da-crôa."
(João Guimarães Rosa, Grande Sertão Veredas)

Resumo

Neste trabalho, obteve-se a medida da seção de choque de produção de J/ψ com $p_T > 5$ GeV/c em rapidez central ($|y| < 0,7$), valendo-se de eventos selecionados pelo *trigger* do calorímetro eletromagnético (EMCal) do experimento ALICE-LHC, em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. Essa medida é importante pela possibilidade de se estudar modelos de produção de estados de *heavy-quarkonium*, além de servir como referência para o estudo da produção de J/ψ em colisões Pb-Pb, nas quais forma-se o Plasma de Quarks e Glúons (QGP – *Quark Gluon Plasma*). Essa medida foi separada em 4 intervalos de p_T , obtendo-se assim um espectro de p_T do J/ψ para $p_T > 5$ GeV/c. Os valores obtidos da seção de choque diferencial ($d^2\sigma/dp_T dy$) foram: $0,42 \pm 0,11(\text{est.}) \pm 0,13(\text{sis.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ para p_T entre 5 e 7 GeV/c, $0,18 \pm 0,03(\text{est.}) \pm 0,04(\text{sis.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ para p_T entre 7 e 9 GeV/c, $0,041 \pm 0,008(\text{est.}) \pm 0,008(\text{sis.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ para p_T entre 9 e 11 GeV/c e $0,014 \pm 0,003(\text{est.}) \pm 0,005(\text{sis.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ para p_T entre 11 e 14 GeV/c. Esses valores são compatíveis com cálculos da QCD não relativística (NRQCD) e com o modelo de evaporação de cor (CEM). Além disso, na região de intersecção de p_T , os resultados são compatíveis com aqueles obtidos pelo experimento ALICE (para baixo momento) e com as medidas obtidas pelo experimento ATLAS (para $p_T > 6$ GeV/c). Além disso, por intermédio da reconstrução do vértice de decaimento do J/ψ , foi possível estimar a fração de J/ψ 's que vieram de decaimentos de mésons B (f_B). Os valores obtidos foram: $f_B = 0,267 \pm 0,114$ ($\langle p_T \rangle = 7,15$ GeV/c), $f_B = 0,338 \pm 0,116$ ($\langle p_T \rangle = 10,7$ GeV/c), $f_B = 0,271 \pm 0,087$ ($\langle p_T \rangle = 8,5$ GeV/c), que são compatíveis, dentro das incertezas experimentais, com valores obtidos no experimento ATLAS. Um último estudo realizado foi a viabilidade de medida de J/ψ com valor de $p_T > 6$ GeV/c em colisões Pb-Pb. Para isso, valendo-se do sistema de *trigger* de L1 do EMCal, foram obtidos 93 ± 16 J/ψ reconstruídos em uma região

IV

de centralidade de 20-60%.

Abstract

This work presents the measurement of the J/ψ production with $p_T > 5$ GeV/c at midrapidity ($|y| < 0.7$) with the ALICE experiment in 7 TeV proton-proton collisions, using the electromagnetic calorimeter (EMCal) triggered events. This measurement is very important due to the possibility of studying models that predict the *heavy – quarkonium* production, and it also provides baseline results to be compared with the J/ψ production in PbPb, where the Quark Gluon Plasma (QGP) is formed. This measurement was separated into 4 p_T bins in order to reproduce a J/ψ p_T spectrum. The differential cross section ($d^2\sigma/dp_T dy$) results achieved were: $0.42 \pm 0.11(\text{est.}) \pm 0.13(\text{sys.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ for p_T between 5 and 7 GeV/c, $0.18 \pm 0.03(\text{est.}) \pm 0.04(\text{sys.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ for p_T between 7 and 9 GeV/c, $0.041 \pm 0.008(\text{est.}) \pm 0.008(\text{sys.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ for p_T 9 and 11 GeV/c and $0,014 \pm 0,003(\text{est.}) \pm 0,005(\text{sis.}) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}$ for p_T between 11 and 14 GeV/c. These values are compatible with Non-Relativistic (NRQCD) and Color Evaporation model (CEM) predictions. Besides, they are also compatible with results from ALICE (low p_T) and with ATLAS results (for $p_T > 6$ GeV/c). This work also shows the measurement of the fraction of *non-prompt* J/ψ (f_B). The results were: $f_B = 0,267 \pm 0,114$ ($\langle p_T \rangle = 7,15$ GeV/c), $f_B = 0,338 \pm 0,116$ ($\langle p_T \rangle = 10,7$ GeV/c), $f_B = 0,271 \pm 0,087$ ($\langle p_T \rangle = 8,5$ GeV/c), which are compatible with ATLAS results. The last study made in this work was the feasibility of the measurement of J/ψ in Pb-Pb collisions for $p_T > 6$ GeV/c, using the EMCal L1 Gamma trigger. Considering events from the centrality region 20-60%, 93 ± 16 J/ψ 's were reconstructed.

Sumário

Lista de Figuras	XI
Lista de Tabelas	XXI
1 Introdução	1
1.1 O experimento ALICE e quarks pesados	1
1.2 Objetivos	4
1.3 O Conteúdo dos próximos capítulos	5
2 Introdução Teórica	7
2.1 Quarks pesados e quarkonia	7
2.2 Cromodinâmica Quântica – QCD	9
2.2.1 Confinamento de cor e a liberdade assintótica	10
2.3 A hadroprodução de charmonium	12
2.3.1 Modelo de Singleto de Cor – CSM	14
2.3.2 Modelo de Evaporação de Cor – CEM	15
2.3.3 Fatorização pela QCD não-Relativística – NRQCD	17
2.3.4 Resultados mais recentes que testaram os modelos de produção de <i>charmonium</i>	21
2.4 O Plasma de Quarks e Glúons	24
2.4.1 Características da ligação e dissociação do estado ligado $Q\bar{Q}$	28
2.4.2 Heavy quarkonium como termômetro	30
2.4.3 Supressão de Charmonium	32
2.4.4 Aumento da produção de J/ψ por regeneração	34

3	Experimento ALICE no LHC	39
3.1	O calorímetro eletromagnético do ALICE: O EMCal	43
3.1.1	Geometria	44
3.1.2	O Módulo do EMCal	45
3.2	O sistema de <i>trigger</i> do EmCal	45
3.3	A reconstrução de vértice, trajetória e <i>cluster</i> do EMCal	48
3.3.1	A reconstrução do vértice primário de colisão	48
3.3.2	A reconstrução das trajetórias	52
3.3.3	<i>Clusters</i> do EMCal e combinação trajetória- <i>cluster</i>	55
3.4	A centralidade em colisões Pb-Pb	57
3.5	Atividades desenvolvidas no ALICE	59
3.5.1	Sistema off-line do trigger L0	59
3.5.2	Desenvolvimento do algoritmo de <i>trigger</i> do HLT	68
4	Metodologia de Análise	75
4.1	A seção de choque de J/ψ	75
4.2	Identificação de elétrons no ALICE	76
4.2.1	A identificação de elétrons no TPC	77
4.2.2	A identificação de elétrons no EMCal	79
4.3	Reconstrução de estados ligados	81
4.3.1	Estimativa de fundo utilizando partículas de mesmo sinal	82
4.3.2	Estimativa de fundo utilizando eventos misturados	82
4.3.3	Estimativa de fundo por rotação de trajetórias	84
4.3.4	Obtenção do sinal+fundo por meio de ajuste	86
4.4	Eficiência da Reconstrução de J/ψ	87
4.4.1	Eficiência calculada a partir de simulação de monte carlo do ALICE	87
4.4.2	Eficiência obtida com os dados (<i>data driven</i>)	89
4.5	Contribuição de J/ψ oriundo de decaimentos de mésons B	91
5	J/ψ em colisões próton-próton, $\sqrt{s} = 7$ TeV	97
5.1	Seleção de Eventos	98
5.2	Características e seleção das trajetórias	99
5.2.1	CrITÉRIOS de qualidade para a seleção das trajetórias	99

5.2.2	Cinemática e Cobertura angular	100
5.2.3	Seleção de elétrons – PID	101
5.3	Extração do Sinal	103
5.3.1	Resultados da Simulação de Monte Carlo	106
5.3.2	Distribuição do Vértice	106
5.3.3	Distribuição de Massa invariante	107
5.3.4	Comparação das distribuições η , ϕ e y	107
5.4	Eficiências de reconstrução	111
5.5	Incertezas Sistemáticos	117
5.5.1	Sistemática em virtude da escolha de eventos	118
5.5.2	Sistemática da seleção das partículas filhas do J/ψ	119
5.5.3	PID com o TPC e o EMCal	122
5.5.4	Resultados da sistemática na identificação de elétrons	122
5.5.5	Sistemática na seleção do par candidato a J/ψ	123
5.6	Seção de choque diferencial de J/ψ em colisões próton-próton $\sqrt{s} = 7$ TeV (eventos selecionados com o <i>trigger</i> do EMCal)	128
5.7	J/ψ provenientes de decaimentos de B	129
5.7.1	A função de Resolução da variável x ($R_{SPD}(x)$)	130
5.7.2	O fundo relacionado à distribuição de x	132
5.7.3	A função $F_B(x)$	133
5.7.4	Resultados de f_B	134
6	J/ψ em colisões Pb-Pb	137
6.1	Características e Seleção de eventos	137
6.2	Características e Seleção das trajetórias	139
6.3	Extração do Sinal	141
6.4	Estratégia para o estudo da eficiência de J/ψ em colisões Pb-Pb	143
6.5	Estudo do Trigger	143
6.5.1	Curva de eficiência da resposta do <i>trigger</i>	144
6.5.2	Estudo do efeito introduzido pelo <i>trigger</i> do EMCal	144
7	Discussões e Conclusões	147
	Referências bibliográficas	155

Glossário	163
A Apêndice	167
A.1 Run 134908 - LHC period LHC10f	167
A.2 Algumas definições importantes	167
A.2.1 Pseudo-rapidez (η) e Rapidez (y)	167
A.2.2 Energia do Centro de massa	168
A.2.3 Luminosidade Integrada	168
A.3 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para as colisões próton-próton	169
A.3.1 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para trajetórias com $(-2.5 < n\sigma_{ele}^{EMCal} < 3.5)$	170
A.3.2 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para trajetórias com combinação com <i>clusters</i> do EMCal	171

Lista de Figuras

2.1	<i>Primeiros dois picos do J/ψ medidos, no SLAC [11] e Brookhaven [12].</i>	8
2.2	<i>Principais estados de charmonium e suas transições possíveis [14].</i>	9
2.3	<i>Alguns valores de α_s obtidos em diferentes experimentos em função da escala de energia [2].</i>	12
2.4	<i>Diagramas em ordem mais baixa para a produção $c\bar{c}$ em colisões hadrônicas, mediante: fusão de glúons (a,b) e aniquilação quark-antiquark (c).</i>	13
2.5	<i>Diagramas de Feynman possíveis de acordo com o modelo de singlete de cor [14].</i>	15
2.6	<i>Diagramas genéricos para a hadroprodução de J/ψ e $\psi(2S)$ mediante canais de singlete de cor e octeto de cor [21]</i>	20
2.7	<i>Resultados para a seção de choque obtidas no experimento CDF do Tevatron [9], comparadas com diferentes modelos</i>	22
2.8	<i>Resultados obtidos com o LHC comparados a cálculos teóricos de produção de J/ψ. Os modelos de Y-Q Ma et al. [24], V.A Saleev et al. [25] e M. Butenschon et al. (CS+CO,NLO) [23] representam modelos com contribuições de octeto de cor (NRQCD). A curva em azul claro (M.Butenschon CS,NLO) [23] representa estimativa pelo método de singlete de cor.</i>	23
2.9	<i>Representação da matéria nuclear nuclear sob densidades extremas [26] . . .</i>	25
2.10	<i>Comportamento da pressão (a) e densidade de energia (b) em um modelo de gás de 2 fases [26].</i>	27
2.11	<i>Representação da densidade(a) de energia e da interação no meio (b) em função de T [18].</i>	27
2.12	<i>Interação J/ψ-hádron.</i>	29
2.13	<i>Seções de choque gluônica e hadrônica para a dissociação do J/ψ [13] . . .</i>	30

2.14	<i>Dissociação dos estados de charmonium em função da temperatura [18] . . .</i>	31
2.15	<i>Representação dos estados de charmonium como termômetro [18]</i>	31
2.16	<i>Fator de supressão medido no SPS [16]. Na figura à esquerda, há normalização pelo número de processos de Drell-Yan. Na figura à direita, há normalização de acordo com o esperado pela supressão normal obtido pela tomada de dados p-A, como ilustrado nos gráficos.</i>	33
2.17	<i>Fator R_{AA} obtido mediante dados do RHIC [16]. O gráfico à esquerda mostra os eventos com rapidez mais central, ao passo que o gráfico à direita mostra os eventos com rapidez mais frontal.</i>	34
2.18	<i>Estimativa para o R_{AA} devido à matéria nuclear fria em colisões Au+Au como função do número de participantes para $y < 0,35$ e $1,2 < y < 2,2$. As barras verticais representam as incertezas sistemáticas da dependência da rapidez nos ajustes de $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ [5].</i>	35
2.19	<i>Produção realtiva de quark charm em processos duros (hard) x processo térmicos (termal) em colisões envolvendo núcleos pesados.</i>	36
2.20	<i>Esquema de regeneração de J/ψ [26].</i>	37
2.21	<i>Esquema dos comportamento da pressão 2.10(a) e densidade de energia 2.10(b) em um modelo de gás de 2 fases [26].</i>	38
3.1	<i>Esquema do ALICE [1].</i>	39
3.2	<i>Esquema do ITS [1].</i>	41
3.3	<i>Esquema do TPC do ALICE [1].</i>	41
3.4	<i>Conjunto de supermódulos do ALICE EMCal [10].</i>	44
3.5	<i>Supermódulo do ALICE EMCal [38].</i>	45
3.6	<i>A eletrônica de um super módulo do EMCal [39].</i>	46
3.7	<i>Princípio de funcionamento do trigger do EmCal [10].</i>	48
3.8	<i>Correlação entre a centróide da distribuição (z_{cent}) e a posição verdadeira do vértice (z_{true}) [32].</i>	49
3.9	<i>Ilustração do esquema geométrico utilizado para correlacionar os pontos nas duas camadas pixeladas do ITS. Primeiro é feita uma aproximação da localização do vértice, z_v^0, estabelecendo-se uma zona de confiança [32].</i>	50
3.10	<i>Distribuição de z_v em simulação de colisões Pb-Pb. A centróide do ajuste de Gaussiana é a estimativa para o valor do vértice primário [32].</i>	51

3.11	<i>Ilustração do esquema geométrico das duas camadas de pixéis com pontos reconstruídos no plano transversal. A correlação entre os pontos (x_1, y_1) e (x_2, y_2) pode ser utilizada para determinar a distribuição de intersecções com os eixos Y' e X' (provenientes da estimativa da coordenada do vértice em primeira ordem) [32].</i>	51
3.12	<i>Esquema da parametrização da hélice. À esquerda, projeção de uma hélice no plano $x - y$. À direita, projeção de uma hélice no plano sz [41].</i>	54
3.13	<i>$\Delta\eta \times \Delta\phi$ dos pares trajetória (TPC) – cluster (EMCal) utilizados na análise de J/ψ em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. Existe um corte nas trajetórias, $p_T > 1$ GeV/c e nos clusters do EMCal, $E > 1$ GeV.</i>	57
3.14	<i>Distribuição da soma das amplitudes dos cintiladores V0. A linha representa um ajuste do modelo de Glauber. As classes de centralidade utilizadas na análise estão indicadas [44].</i>	58
3.15	<i>Distribuição dos bits do trigger.</i>	61
3.16	<i>Posição dos supermódulos do EMCal instalados em 2010 conforme o sistema Global utilizado.</i>	61
3.17	<i>Distribuição da energia do cluster (esquerda) e a estimativa de eficiência em função da energia do cluster (direita). Na figura da esquerda, a linha preta representa todos os clusters, ao passo que a linha vermelha apenas os clusters que acionaram o trigger.</i>	62
3.18	<i>ALTRO \times FALTRO para run 134908.</i>	63
3.19	<i>Distribuição dos TRUs.</i>	63
3.20	<i>ALTRO \times FALTRO para os diferentes TRUs (0 a 5).</i>	64
3.21	<i>ALTRO \times FALTRO para os diferentes TRUs (6 a 11).</i>	65
3.22	<i>Sinal ALTRO \times FALTRO para os diferentes cartões FEE (0 a 5) correspondentes ao TRU0.</i>	66
3.23	<i>Sinal ALTRO \times FALTRO para os diferentes cartões FEE (6 a 11) correspondentes ao TRU0.</i>	67
3.24	<i>Visualização de um evento reconstruído pelo HLT em colisões Pb-Pb [45].</i>	69
3.25	<i>Distribuição da energia dos clusters reconstruídos pelo HLT em comparação com a reconstrução offline [43].</i>	69

- 3.26 *Performance da combinação trajetória-cluster com o HLT. As figuras acima mostram os resultados de performance utilizados em [43], que representa colisões próton-próton a 7 TeV. As figuras de baixo representam comparações apresentadas entre a performance na reconstrução do HLT e a reconstrução offline (utilizada na análise de dados), em colisões próton-próton a 2,76 TeV.* 71
- 3.27 *Estimativa da rejeição de eventos em simulação de um trigger de elétrons ($0.8 < E/p < 1.3$) em comparação com um trigger apenas em energia do cluster [43].* 72
- 3.28 *Estimativa da reconstrução de J/ψ em colisões próton-próton em um trigger de elétrons (pontos pretos) ou trigger de cluster LI (pontos vermelhos) em comparação com eventos MB.* 72
- 4.1 *Distribuição do dE/dx do TPC (a) e $N\sigma_{ele}^{TPC}$ como função do momento em colisões próton-próton a 7 TeV (eventos Minimum Bias de 2010 [48]). As linhas cheias da figura (a) representam as curvas de Bethe-Bloch [49] para as diferentes partículas: elétrons (e), píons (π), káons (K), prótons (p) e dêuterons (d).* 79
- 4.2 *E/p para elétrons e píons com $2,5 < p_T < 3.0$ GeV/c, sendo que a curva cheia corresponde aos dados reais e as curvas tracejadas à simulação do experimento, para colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV.* 80
- 4.3 *Resolução do pico de E/p para elétrons, dados reais (triângulos) comparados com a simulação (círculos), para colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. As curvas tracejadas mostram a resolução em energia do EMCal (curva magenta) e a resolução em momento do TPC (curva verde).* 80
- 4.4 *Estimativa de fundo por meio de partículas de mesmo sinal.* 83
- 4.5 *Esquema da técnica de subtração de fundo, utilizando eventos misturados.* 84
- 4.6 *Estimativa de fundo por meio de eventos misturados (pontos pretos) em colisões próton-próton a 7 TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.* 85
- 4.7 *Estimativa de fundo por meio de rotação de trajetórias (pontos pretos) em colisões Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.* 85

4.8	<i>Crystal Ball ajustado à Massa Invariante de J/ψ e ψ' decaindo em $\mu^+\mu^-$, dados do ALICE de 2010 [3]. O fundo estimado é a função exponencial.</i>	87
4.9	<i>Esquema do cálculo da eficiência do J/ψ por meio dos dados. As duas condições impostas são avaliadas por meio de Monte Carlo, levando-se em conta o peso das eficiências.</i>	91
4.10	<i>Fração de J/ψ oriundos de decaimentos de mésons B, obtidos pelo ATLAS, CMS e ALICE (eventos MB) [8].</i>	92
5.1	<i>Distribuição do vértice na direção do feixe para uma amostra de eventos. As linhas vermelhas mostram o corte aplicado na seleção de eventos.</i>	99
5.2	<i>(a) é a distribuição do número de clusters utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. Há um corte em $N_{clus}=85$ neste gráfico. (b) é a distribuição de χ^2/nCl_s utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. O gráfico apresenta a distribuição até $\chi^2/nCl_s = 10$.</i>	100
5.3	<i>Distribuição do dE/dx do TPC como função do ϕ da trajetória. As linhas serrilhadas delimitam uma região onde a medida de dE/dx está prejudicada. .</i>	101
5.4	<i>Distribuição do $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para os dados utilizados na análise de J/ψ. As linhas serrilhadas representam o corte aplicado às trajetórias.</i>	102
5.5	<i>Distribuição de $N\sigma_{ele}^{EMCal}$ para diferentes intervalos de p_T, após uma seleção de elétrons com o TPC ($N\sigma_{ele}^{TPC} > 0$).</i>	103
5.6	<i>Combinação do PID do TPC com o EMCal.</i>	103
5.7	<i>Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $p_T^{par} > 5$ GeV/c (produção integrada). Para o fundo, utilizou-se uma exponencial (curva azul). O sinal foi determinado por um ajuste por meio da função Crystal Ball (curva magenta). O ajuste global – sinal+fundo – é representado pelo curva vermelha.</i>	104
5.8	<i>Estimativa de MC para o erro no número de contagens do J/ψ, após 500k iterações.</i>	105
5.9	<i>Espectro de massa invariante de pares formados por elétrons e pósitrons, para 4 intervalos de p_T diferentes. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por EM (pontos pretos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.</i>	108
5.10	<i>Espectro de p_T de J/ψ medido em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV, nos eventos selecionados pelo sistema de trigger do EMCal.</i>	109

5.11	<i>Distribuições de Vértice na posição Z, MC e dados reais.</i>	109
5.12	<i>Comparação da distribuição de massa invariante do sinal do J/ψ em dados reais – valendo-se do método de partículas de mesmo sinal para o fundo – com a reconstrução oriunda da simulação.</i>	110
5.13	<i>Distribuições de η, ϕ e γ dos J/ψ's reconstruídos provenientes da simulação e dados reais.</i>	110
5.14	<i>Eficiência de reconstrução do J/ψ obtida por meio de simulação do ALIROOT.</i>	111
5.15	<i>A figura à esquerda mostra a distribuição de $N\sigma^{TPC}$ ele após o corte de elétrons no EMCal ($-2,5 < n\sigma^{EMCal} < 3,5$), para $4 < p_T < 5$ GeV/c. A área azul hachurada representa a região dos elétrons, sendo que linha azul representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons. A figura à direita mostra $N\sigma^{TPC}$ ele para partículas carregadas combinadas a algum cluster do EMCal.</i>	113
5.16	<i>Eficiência de PID de elétrons para o TPC e EMCal (somente para p_T acima de 3 GeV/c).</i>	113
5.17	<i>Distribuição de energia dos clusters do EMCal por evento em eventos L0 (pontos azuis) e MB (pontos pretos). Razão entre a distribuição da energia dos clusters por evento em eventos L0 do EMCal e eventos MB.</i>	114
5.18	<i>Resumo de todas as eficiências envolvidas na reconstrução do J/ψ em função do p_T do J/ψ.</i>	115
5.19	<i>Curva de seção de choque em p_T de J/ψ em colisões próton-próton, extrapolada do CDF até $\sqrt{s} = 7$ TeV.</i>	116
5.20	<i>Eficiência ponderada pela seção de choque extrapolada do CDF comparada com a distribuição constante.</i>	117
5.21	<i>Variação do Número de J/ψ reconstruído como consequência do corte em vértice em Z.</i>	118
5.22	<i>Variação da eficiência de reconstrução de J/ψ como consequência do corte em vértice em Z.</i>	119
5.23	<i>Variação do número de J/ψ's corrigidos como consequência do corte na posição do vértice em z.</i>	120
5.24	<i>Distribuição do elétron candidato à segunda filha do J/ψ.</i>	120
5.25	<i>Incertezas sistemáticas devido à seleção das partículas filhas do J/ψ.</i>	121
5.26	<i>Resumo das eficiências de PID (EMCal e TPC).</i>	122

5.27	<i>Incertezas sistemáticas da correção do J/ψ decorrentes do PID de elétrons.</i>	123
5.28	<i>Incertezas sistemáticas da correção do J/ψ decorrentes da escolha do par do candidato à J/ψ.</i>	124
5.29	<i>Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $5 < p_T^{par} < 7$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.</i>	124
5.30	<i>Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $7 < p_T^{par} < 9$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.</i>	125
5.31	<i>Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $9 < p_T^{par} < 11$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.</i>	125
5.32	<i>Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $11 < p_T^{par} < 14$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.</i>	126
5.33	<i>Ajuste de CB + Exponencial nos espectros de massa invariante dos 4 intervalos de p_T estudados.</i>	126
5.34	<i>Espectro de p_T obtido por subtração de fundo pelo método de eventos misturados (E.M) e pelo método de partículas de mesmo sinal (M.S.), e por ajuste CB+Exp. O gráfico debaixo mostra a variação entre os sinais obtidos em comparação com o método de E.M.</i>	127
5.35	<i>Seção de choque final de J/ψ P_T em colisões próton-próton</i>	129
5.36	<i>Distribuição da largura da distribuição de x de J/ψ na simulação, conforme o primeiro sinal no SPD: PP, PS, SS, sendo que P = primeira camada do SPD e S = segunda camada do SPD.</i>	131
5.37	<i>Distribuição de p_T para a região de massa invariante $2 < M_{ee} < 4$ GeV/c².</i>	131
5.38	<i>Função de resolução para $5 < J/\psi_{p_T} < 14$ GeV/c para as combinações de acordo com o primeiro sinal no SPD das filhas do J/ψ: PP, PS, SS; sendo que P = primeira camada do SPD e S = segunda camada do SPD.</i>	132
5.39	<i>Ajuste de fundo de X, valendo-se de pares nas extremidades de massa invariante.</i>	133
5.40	<i>Distribuição de x da simulação do decaimento $B \rightarrow J/\psi + X$, para os três intervalos de p_T estudados neste trabalho.</i>	134

- 5.41 *Distribuição de x com os ajustes (prompt. non – prompt e fundo) e de massa invariante (Sinal (CB) e fundo (Exponencial)) para diferentes intervalos de p_T .* 135
- 6.1 *Distribuição de Multiplicidade do detector V0 e centralidade em %, para os eventos de colisões Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, selecionados pelo sistema de trigger do EMCal. As linhas serrilhadas da Figura (b) representam os eventos selecionados nesta análise.* 138
- 6.2 *Distribuição de vértice em Z nos dados selecionados pelo sistema de trigger do EMCal em colisões Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. As linhas serrilhadas representam os cortes de seleção utilizado na análise de dados.* 138
- 6.3 *A figura (a) é a distribuição do número de clusters utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. Há um corte em $N_{clus}=85$ neste gráfico. A figura (b) é a distribuição de χ^2/nCl s utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. O gráfico apresenta a distribuição até χ^2/nCl s = 10.* 139
- 6.4 *Distribuições $N\sigma_{e}^{TPC} \times p$, $N\sigma_{\pi}^{TPC} \times p$ e $dE/dx \times E/p$ em colisões Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Figura (a): linhas serrilhadas demonstram o corte utilizado na análise. Figura (b): linha vermelha cheia representa corte de remoção de píons mais rígido e linha preta serrilhada, o corte mais suave, ambos utilizados na análise de dados. Figura 6.4(c): linhas serrilhadas destacam a região de E/p de elétrons.* 140
- 6.5 *(a): linhas serrilhadas demonstram o corte utilizado na análise. (b): linha vermelha cheia representa corte de exclusão de píons duro e linha preta serrilhada o corte mais suave utilizado.* 141
- 6.6 *Espectro de massa invariante de pares formados por elétrons e pósitrons com $5 < p_T^{par} < 7$ GeV/c. Para o fundo, mesmo sinal (MS) – à esquerda – e rotação de trajetórias – à direita. As figuras abaixo mostram as estimativas de sinal de J/ψ .* 142
- 6.7 *(a): distribuição da energia do cluster por evento em Eventos LI Gamma e com trigger SemiCentral (20-60%). (b): razão entre a energia do cluster por evento em Eventos LI Gamma e com trigger SemiCentral (20-60%).* 144
- 6.8 *(a): distribuição de Multiplicidade para os diferentes sistemas de trigger. (b): razão entre a multiplicidade para os diferentes sistemas de trigger em comparação com os eventos do trigger LI Gamma.* 145

6.9	<i>Razão entre a multiplicidade para os diferentes sistemas de trigger em comparação com os eventos MB.</i>	146
7.1	<i>Seção de choque final de J/ψ P_T em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV.</i> .	148
7.2	<i>Seção de choque final de J/ψ P_T em colisões próton-próton comparada com os modelos teóricos da NRQCD: M. Butenschon, B.A. Kniehl [23], Y-Q. Ma et al. [24] e V.A. Saleev et al [25] e resultados para a CEM apontados em [7].</i> . .	151
7.3	<i>Medidas de R_{AA} obtidos com o experimento ALICE em regiões de rapidez diferentes.</i>	152
A.1	<i>$n\sigma$ do dE/dx do TPC para diferentes regiões de p_T da trajetória, após o corte de elétrons no EMCal ($-2.5 < n\sigma^{EMCal} < 3.5$). A linha azul hachurada representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons.</i>	170
A.2	<i>$n\sigma$ do dE/dx do TPC para diferentes regiões de p_T da trajetória com track-matching. A linha azul hachurada representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons.</i>	171

Lista de Tabelas

2.1	Estados de <i>charmonium</i> e suas energias de ligação [13]	8
2.2	Espectropia de estados de quarkonium mediante teoria de potencial não-relativístico [13]. ΔE é a diferença entre a massa do estado e o limiar de dois mésons D (méson aberto). r_0 corresponde ao diâmetro típico do estado de <i>quarkonium</i>	28
5.1	<i>Resumo das estimativas das incertezas sistemáticas na reconstrução do espectro em p_T do J/ψ</i>	128
7.1	<i>Valores de f_B medidos no experimento ALICE [8]</i>	149
7.2	<i>Valores de f_B medidos no experimento ATLAS [7]</i>	150

Capítulo 1

Introdução

1.1 O experimento ALICE e quarks pesados

Em 2008, foi inaugurado o maior acelerador de partículas já construído: o *Large Hadron Collider* (LHC) no Laboratório CERN (*L'Organisation Européenne Pour la Recherche Nucléaire*). Em seu esplendor, almeja-se alcançar uma energia de colisão no centro de massa igual a $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ ¹ em colisões próton-próton e $\sqrt{s_{NN}} = 5,5 \text{ TeV}$ ² em colisões envolvendo íons pesados. Espera-se obter, conseqüentemente, temperatura e densidade de energia muito altas, da ordem de 1 GeV e 1000 GeV/fm^3 , respectivamente [1]. Essa densidade de energia é 20 vezes maior do que aquela que foi alcançada no RHIC, com uma temperatura inicial 2 vezes maior [1]. Devido à alta densidade inicial de párons, esse volume bastante quente criado nas colisões entre íons pesados – chamado de *fireball* – deve apresentar um tempo de vida maior no LHC, aumentando o intervalo de tempo disponível para a criação de evidências experimentais da formação do chamado Plasma de Quarks e Glúons (QGP – do inglês *Quark Gluon Plasma*) [1], permitindo também um estudo mais detalhado de suas propriedades.

Os quarks pesados, como o *charm* e o *bottom*, são produzidos em espalhamentos duros nos estágios iniciais das colisões núcleo-núcleo [1], em uma escala de tempo da ordem de $1/m_Q$, sendo que m_Q é a massa do quark pesado. Como o tempo de vida deles é maior do que o tempo de vida previsto para o QGP, os estados ligados formados por esses quarks – *heavy quarkonium*, tais como o $J/\Psi(c\bar{c})$ e o $\Upsilon(b\bar{b})$ – são muito importantes como pontas de prova para os

¹ \sqrt{s} refere-se a energia disponível no centro de massa em colisões próton-próton. Para $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, cada feixe no anel possui energia igual a 7 TeV (detalhes no apêndice A.2.2)

² $\sqrt{s_{NN}}$ refere-se a energia disponível no centro de massa por par de núcleon em colisões de íons pesados relativísticos

efeitos nucleares na produção, propagação e hadronização dos quarks no meio produzido em colisões entre íons pesados relativísticos. Outro ponto importante é que a produção de quarks pesados em colisões hadrônicas é um fenômeno intrinsecamente perturbativo, em virtude do valor elevado da massa desses quarks ($m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, veja seção 2.2). Desta forma, o tratamento teórico desta produção pode ser realizado por intermédio da QCD perturbativa [2], sendo possível, portanto, confrontar suas previsões teóricas com dados obtidos experimentalmente.

O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), que é um dos detectores do LHC, é dedicado prioritariamente ao estudo de colisões entre íons pesados relativísticos (ver seção 3), em virtude da sua capacidade de reconstrução de partículas, desde baixos momentos (≈ 100 MeV/c) até dezenas de GeV/c [1]. Não obstante, as colisões próton-próton e próton-Pb também são muito importantes no contexto do experimento. Em colisões próton-próton, essas medidas permitem o estudo da seção de choque de produção de observáveis de interesse, no intuito de se confrontar previsões da QCD com os resultados obtidos. Além disso, a utilização dos resultados oriundos das colisões próton-próton e próton-Pb pode servir como referência para os resultados obtidos em colisões Pb-Pb.

No ALICE, é possível medir léptons desde momentos abaixo de 1 GeV/c até momentos relativamente altos (dezenas de GeV/c). Isso em virtude da capacidade de reconstrução de momento e identificação de partículas que se pode obter com os detectores do ALICE. Por exemplo, o calorímetro eletromagnético (EMCal) desse experimento proporciona uma boa discriminação entre elétrons e hádrons desde 2 GeV/c até valores acima de 10 GeV/c. Desta forma, a reconstrução de *heavy quarkonium* pelo canal de decaimento elétron-pósitron é viável para as análises realizadas no ALICE, variando de J/ψ com p_T bem próximo a zero (assim como obtidos em [3]) até p_T acima de 10 GeV/c, valendo-se do sistema de *trigger* do EMCal (capítulo 5).

A medida do espectro de momento transversal de *heavy quarkonium*, em especial, na região de alto momento, pode trazer importantes informações. Uma delas, por exemplo, é o efeito da interação dessas partículas com o meio formado nas colisões entre íons pesados. A supressão de estados de *charmonium* no ALICE [4], por dissociação ou perda de energia no meio, poderia ser uma assinatura da existência do QGP, além de servir como termômetro do meio, visto que os diferentes estados de *charmonium* dissociam-se em temperaturas diferentes (seção 2.4.2). Essa supressão deve ser mais evidente no LHC, haja visto a maior energia do colisor. No entanto, há alguns outros estudos que, pelo contrário, apontam a um incremento na produção

em virtude de um possível processo de recombinação [4] (seção 2.4.4), fato que foi observado no RHIC, em estudos envolvendo a produção de J/ψ em diferentes intervalos de rapidez 2.17(a). Uma informação importante é que os resultados obtidos da dependência com o momento transversal dos valores de R_{AA} , razão entre a produção de partículas em colisões entre núcleos pesados dividida pela produção em próton-próton considerando-se a geometria dos núcleos, no RHIC limitaram-se a valores de p_T inferiores a 5 GeV/c no PHENIX e 7 GeV/c no STAR [5] (seção 2.4.3). Assim como é apontado no capítulo 7, resultados recentes do ALICE em rapidez central ($|y| < 0,9$) e frontal ($2,5 < y < 4,0$), obtido com auxílio do espectrômetro de múons, apontam que o valor de R_{AA} é menor para rapidez mais frontal, sugerindo que haja menos supressão em rapidez mais central, corroborando com os resultados do experimento PHENIX. Além disso, os resultados do R_{AA} em função do p_T indicam que existe menos supressão para J/ψ com p_T próximo de zero. Esses dois resultados corroboram com a existência dos mecanismos de regeneração (seção 2.4.4), os quais se baseiam no aumento da produção de J/ψ térmicos, que são favorecidos em baixo p_T . Portanto, é bastante importante que os resultados em rapidez central também oferecem resultados de R_{AA} em diferentes intervalos de p_T . Para que seja possível a obtenção de intervalos de J/ψ com $p_T > 5$ GeV/c em rapidez central no ALICE, o sistema de *trigger* do EMCal é de suma importância.

No experimento ALICE, já é possível reconstruir estados de *heavy-charmonium* com momento mais alto, em especial com a utilização do calorímetro eletromagnético, o EMCal. Por conseguinte, é possível estudar o R_{AA} do J/ψ em diferentes intervalos de p_T , avaliando modelos de regeneração, os quais apontam que esse efeito é mais evidente em J/ψ com momento mais baixo [6]. Além disso, no ALICE, em virtude da boa resolução de vértice obtida com o detector de *pixels* (SPD – *Silicon Pixel Detector*) do ITS (*Inner tracking system*) (capítulo 3), é possível obter a fração de J/ψ 's que vieram de decaimento de mésons B (f_B), conhecidos como J/ψ 's *non-prompt*, assim como já foi obtido em [7] e [8]. A partir da medida do f_B é possível separar a componente *prompt* dos J/ψ , a qual pode ser diretamente comparada com os mecanismos de produção de *heavy-quarkonium*. Sobre isso, há alguns modelos conhecidos que têm tentado explicar os resultados obtidos nos experimentos envolvendo colisores de hádrons. Como será mostrado na seção 2.3.4, dois modelos (conhecidos como modelo de evaporação de cor e QCD não relativística) apresentaram resultados compatíveis com resultados recentes publicados no Tevatron [9], cujo experimento correspondia a colisões próton-antipróton a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, e nos diferentes experimentos do LHC, já com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

1.2 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho foi o estudo da produção do méson J/ψ em colisões hadrônicas de alta energia. Para isso, obteve-se a seção de choque de produção de J/ψ com $p_T > 5$ GeV/c em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV, expandindo o que foi alcançado anteriormente com o experimento ALICE [3]. Para isso, a análise de dados se valeu do sistema de *trigger* (*trigger* em inglês) do calorímetro eletromagnético (EMCal), o qual selecionava elétrons com alto momento. Adicionalmente, estudou-se a viabilidade da medida desses mésons em colisões Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, por intermédio também do sistema de *trigger* EMCal. Para que ambas as análises fossem viáveis, diversas atividades relacionadas com os diferentes tipos de *trigger* do EMCal tiveram de ser desenvolvidas durante este trabalho.

O trabalho baseou-se na reconstrução deste méson por intermédio de seu decaimento leptônico: $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, sendo que, para a seleção de eventos de interesse e a identificação de elétrons ou pósitrons de alto momento, foi utilizado o calorímetro eletromagnético do experimento ALICE do CERN, o EMCal [10].

O estudo da produção de J/ψ em colisões próton-próton, por meio da medida da seção de choque, é importante por dois motivos: o primeiro é a possibilidade de se estudar a seção de choque em um regime de energia jamais alcançado ($\sqrt{s} = 7$ TeV), viabilizando, assim, a comparação entre os dados experimentais e os modelos teóricos e fenomenológicos existentes, tais como: CSM (seção 2.3.1), CEM (seção 2.3.2) e NRQCD (seção 2.3.3). A segunda motivação é a possibilidade de se valer das colisões próton-próton, nas quais não se espera a formação do QGP, como base de comparação com a produção de J/ψ em colisões Pb-Pb, nas quais espera-se a formação desse estado da matéria.

O EMCal foi bastante importante na análise de J/ψ , pois se trata de um detector com grande capacidade de discriminação de elétrons de alto p_T . Esse poder de estudo dos elétrons de alto momento expandiu significativamente a capacidade de reconstrução de estados ligados de quarks pesados – os quais podem ser estudados predominantemente pela reconstrução da massa invariante do decaimento no canal e^-e^+ .

Em virtude do experimento ALICE ter iniciado a tomada de dados apenas em 2009, muitos desenvolvimentos relacionados com o sistema de *trigger* precisaram ser realizados. Diante disso, os primeiros estudos deste trabalho – e desenvolvidos em colaboração com o grupo do EMCal – começaram pelo sistema de *trigger* disponível com o EMCal. Esse trabalho consistiu no estudo da eficiência do *trigger* em um sistema *off-line*, que posteriormente foi implemen-

tado para análise da colaboração. Como apresentado na seção 3.5.1, alguns problemas foram descobertos e correções foram propostas para a tomada de dados de 2011. Um outro ponto importante no contexto do sistema de *trigger* do EMCal foi a implementação do sistema de nível mais alto o HLT (*High Level Trigger*). O desenvolvimento visou três tipos principais de *trigger*: um *trigger* de energia no EMCal, um *trigger* de jatos e o *trigger* de elétrons, o qual é importante para projetos futuros envolvendo análise de J/ψ ou até mesmo Υ , por exemplo.

1.3 O Conteúdo dos próximos capítulos

Os próximos capítulos abordam todos os aspectos relacionado às medidas de J/ψ realizadas neste trabalho com o experimento ALICE. O capítulo 2 trata dos modelos teóricos envolvidos na produção de J/ψ em colisões próton-próton e colisões Pb-Pb, e mostra alguns resultados obtidos em outros experimentos. O capítulo 3 mostra alguns detalhes sobre o experimento e culmina com algumas atividades desenvolvidas no ALICE. O capítulo 4 diz respeito aos métodos de análise utilizados na reconstrução do J/ψ . O capítulo 5 trata dos resultados de J/ψ obtidos em colisões próton-próton, culminando com o cálculo da seção de choque diferencial de produção e a estimativa de decaimentos de mésons B . O capítulo 6 trata dos resultados oriundos de colisões Pb-Pb. O capítulo 7 (final) trata das discussões dos resultados e conclusões finais.

Capítulo 2

Introdução Teórica

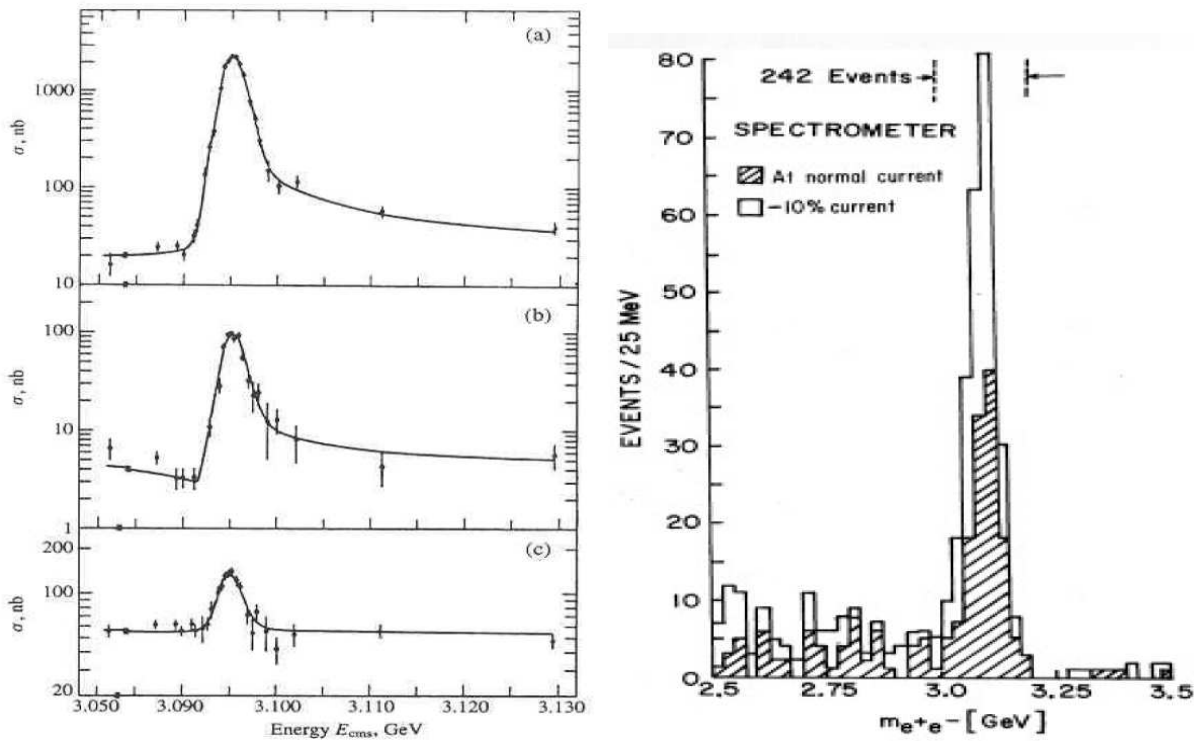
2.1 Quarks pesados e quarkonia

A primeira evidência experimental da existência de quarks pesados ocorreu com a descoberta do J/ψ , estado ligado de charmonium ($c\bar{c}$), em 1974 [11, 12]. O J/ψ foi medido em dois experimentos distintos: no SLAC [11] e no Laboratório Nacional de Brookhaven [12].

O primeiro experimento correspondia aniquilação de partículas provenientes de dois feixes, sendo que foram estudadas três configurações diferentes para esses feixes: e^-e^+ , $\mu^+\mu^-$ e $\pi^+\pi^-$. Variava-se a energia do centro de massa do feixe e verificava-se a taxa de produção de hádrons em comparação com a taxa de produção de múons. Observou-se, como mostra a figura 2.1(a), que havia uma ressonância na produção de hádrons quando a energia do centro de massa era aproximadamente 3,095 GeV (pico característico do J/ψ).

O segundo correspondia a colisões de prótons (acelerados até aproximadamente 30 GeV) em Berílio, sendo que era efetuado o cálculo da massa invariante de pares elétron-positron. A figura 2.1(b) mostra o pico obtido pelo grupo de pesquisa mencionado.

Diversos estados de *charmonium* foram descobertos posteriormente, os quais equivalem a diferentes energias de ligação e possuem números quânticos distintos. Os estados de charmonium são comumente definidos pelos estados de excitação (n), pelo spin (S), pelo momento angular orbital (L) e pelo momento angular total (J). Os estados de *charmonium* diferenciam-se com relação ao momento angular, paridade e conjugação de carga, como ilustrado por J^{PC} na tabela 2.1, a qual mostra os principais estados de *charmonium* e suas respectivas massas e energias de ligação. A figura 2.2 apresenta o espectro dos principais estados de *charmonium* e as transições possíveis.



(a) J/ψ medido pelo experimento SLAC, estados finais de (a) multi-hádrons (b) e^-e^+ e (c) $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ e K^+K^-

(b) J/ψ medido em Brookhaven

Figura 2.1: Primeiros dois picos do J/ψ medidos, no SLAC [11] e Brookhaven [12].

Estado	η_c	J/ψ	χ_{c0}	χ_{c1}	χ_{c2}	ψ'
Massa (GeV)	2,98	3,10	3,42	3,51	3,56	3,69
$n^{2S+1}L_J$	1^1S_0	1^3S_1	1^3P_0	1^3P_1	1^3P_2	2^3S_1
J^{PC}	0^{-+}	1^{--}	0^{++}	1^{++}	2^{++}	1^{--}

Tabela 2.1: Estados de charmonium e suas energias de ligação [13]

Por último, cabe mencionar que além de formar os estados de *quarkonium*, os quarks pesados podem ligar-se a quarks leves, gerando os chamados mésons abertos, tais como: $D^+(c\bar{d})$, $D^-(\bar{c}d)$, $B^-(b\bar{u})$, $B^+(\bar{b}u)$, entre outros.

No restante deste capítulo, será abordada a produção de *charmonium* em colisões hadrônicas mediante diferentes modelos, juntamente com os efeitos oriundos da formação do QGP em sua produção. Esse estudo iniciar-se-á pela exposição de aspectos importantes da teoria de interação forte do modelo padrão, a cromodinâmica quântica (QCD)(seção 2.2). Em seguida, seção 2.3, apresentar-se-ão os três modelos mais comumente utilizados para descrever a produ-

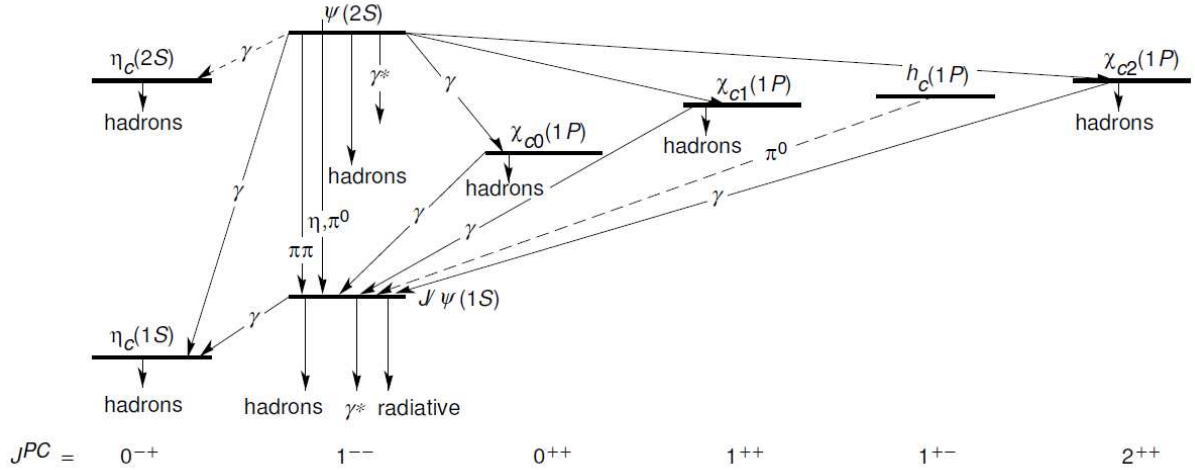


Figura 2.2: Principais estados de charmonium e suas transições possíveis [14].

ção de estados de *charmonium* em colisores hadrônicos: modelo de singlete de cor, modelo de evaporação de cor e QCD não relativística. Uma breve discussão sobre o plasma de quarks e glúons será apresentada na seção 2.4 e, conseqüentemente, finalizar-se-á este capítulo com os efeitos do QGP na produção de estados de *charmonium*.

2.2 Cromodinâmica Quântica – QCD

A cromodinâmica quântica é o segmento do modelo padrão que trata da interação forte, a qual é responsável pela ligação entre quarks e glúons dentro dos hádrons. Trata-se de uma teoria de Yang-Mills com um grupo de *gauge* local SU(3) vetorialmente acoplado a seis campos de Dirac de diferentes massas – representando os seis sabores conhecidos dos quarks.

A Lagrangiana da QCD é representada como [15]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{\alpha}F^{\alpha\mu\nu} + \sum_{\{q\}} \bar{q}(i\gamma^{\mu}D_{\mu} - m_q)q \quad (2.1)$$

Sendo que:

- $q = \mu, s, d, c, b, t$, ou seja, representa os sabores dos quarks;
- $F_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\mu}A_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu}A_{\mu}^{\alpha} + gf^{abc}A_{\mu}^bA_{\nu}^c$;
- A_{μ}^{α} denota os campos de glúons de cor ($\alpha=1,2,\dots,8$) [16].

- $D_\mu = \partial_\mu - iT^a A_\mu^a$;
- f^{abc} são constantes de estrutura do SU(3);
- T^a forma uma base de representação fundamental da algebra do SU(3).

Quando acoplados ao eletromagnetismo, os glúons comportam-se como partículas neutras, ao passo que quarks u, c e t possuem carga $+2/3$ e quarks d, s e b possuem carga $-1/3$.

As principais propriedades da QCD são [4]:

1. A constante de acoplamento da QCD $\alpha_s(Q)$ (como apresentado na seção 2.2.1) decresce com o aumento do momento transferido $Q \rightarrow$ liberdade assintótica;
2. Os estados físicos são singletos de cor \rightarrow consequência de ser uma teoria de *gauge* não-Abeliana;
3. A QCD é invariante de Poincaré, paridade, reversão temporal e conjugação de carga. Além disso, é invariante sob $U(1)^6$, o que implica conservação de sabor individual;
4. Sob baixas energias, surge uma escala intrínseca, chamada de Λ_{QCD} (seção 2.2.1), a qual propicia a principal contribuição para a massa dos hádrons. Em escalas tais como $Q \sim \Lambda_{QCD}$ e $\alpha_s(Q) \sim 1$, não se pode aplicar teoria de perturbação. Técnicas têm sido desenvolvidas para o tratamento não perturbativo, tais como a QCD na rede [17]. Levando em conta a escala Λ_{QCD} , os quarks são divididos em leves ($m_q \ll \Lambda_{QCD}$ $q = u, d$ e s) e pesados ($m_q \gg \Lambda_{QCD}$ $q = c, b$ e t).
5. Hádrons que contenham quarks pesados têm massa m_Q superior ao valor da ordem Λ_{QCD} . Desta forma, aparecem características cinemáticas importantes, as quais permitem tratamentos teóricos específicos, que envolvem teoria de perturbação.

2.2.1 Confinamento de cor e a liberdade assintótica

Como mencionado na seção anterior, de acordo com a QCD, os estados físicos são singletos de cor, como consequência do grupo SU(3). A opção de singletos vem principalmente do fato de que nunca o número quântico cor foi medido. Já que os quarks portam cor, uma consequência importante disso é que não se pode simplesmente separar quarks de um hádron e medi-los isoladamente. O confinamento de cor implica que o potencial da interação forte aumenta com

o incremento da distância. Desta forma, quando se pretende separar quarks, é mais favorável a produção de novas partículas do que propriamente a separação dos quarks. Esse comportamento é refletido na física dos colisores de altas energias, visto que o aumento exorbitante da energia dos feixes leva a uma grande multiplicidade de partículas criadas nas colisões.

Quando se diminui bastante a distância entre os quarks ou o momento transferido em uma colisão é extremamente alto, a interação forte diminui sobremaneira, de forma que o problema em questão pode ser estudado de acordo com métodos perturbativos da QCD. Isso é conhecido como liberdade assintótica e pode ser bem observado pelo comportamento da constante de acoplamento da QCD [2]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1 \alpha_s(Q_0^2)}{2\pi} \ln(Q^2/Q_0^2)} \quad (2.2)$$

Sendo que $\beta_1 = \frac{2N_f - 11N_c}{6}$, N_f representa o número existente de sabores dos quarks (há evidências experimentais de que haja 6 sabores ao todo) e N_c representa as 3 cores que os quarks e glúons podem carregar. Q_0 representa uma constante de escala da QCD. A contribuição positiva proporcional a N_f vem das contribuições de *loops* do tipo $q - \bar{q}$, ao passo que auto-interações gluônicas introduzem a proporcionalidade negativa para N_c . Essas auto-interações gluônicas são decorrentes do caráter não-Abeliano do grupo $SU(3)$. Elas espalham a carga de cor da QCD, gerando um efeito de antiblindagem. Isso é oposto ao comportamento da QED, visto que fótons não carregam carga. Na QED, surge a polarização do vácuo, fato que resulta na blindagem de carga, e, conseqüentemente, na diminuição da interação eletromagnética na proporção que se incrementa a distância. No caso da QCD, como $\beta_1 < 0$, caso $N_f \leq 16$ (sabe-se que $N_f = 6$), a constante $\alpha_s(Q^2)$ decresce com a diminuição da distância, levando a:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0 \quad (2.3)$$

A equação 2.2 pode ser escrita de uma forma conveniente, a fim de se observar quando a teoria de perturbação não é mais válida. Como mencionado na última seção, escolhe-se uma constante Λ_{QCD} tal que $\alpha(Q^2 = \Lambda_{QCD}^2) = 1$. Por conseguinte, obtém-se:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{2\pi}{-\beta_1 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.4)$$

Assim, quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$, resultando na liberdade assintótica. Para baixas

energias, $Q \rightarrow \Lambda_{QCD}$, tal que $\alpha_s \rightarrow \infty$, e, por conseguinte, não se pode utilizar teoria de perturbação.

A figura 2.3 apresenta o comportamento α_s em função da escala de energia Q obtido experimentalmente.

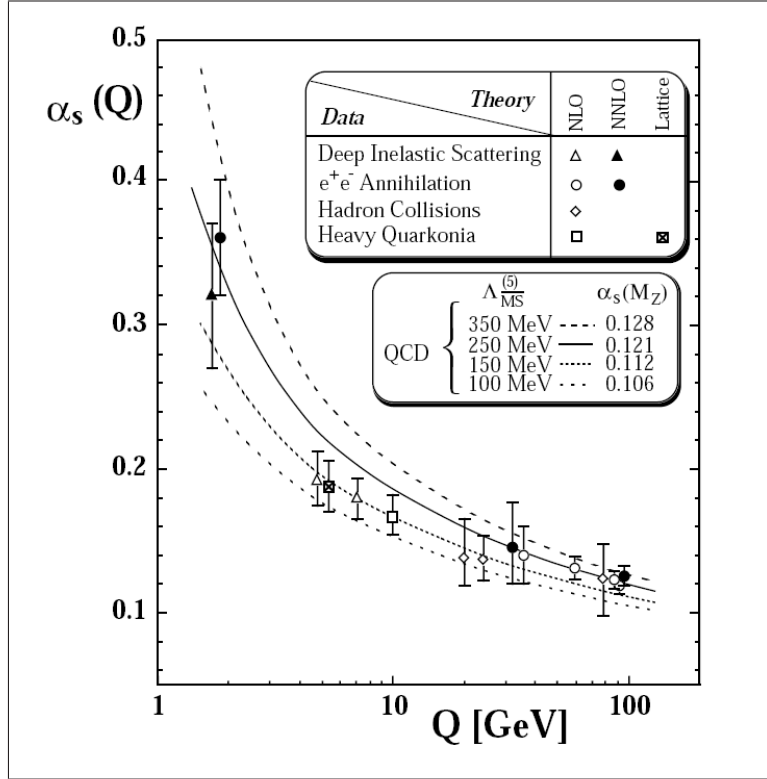


Figura 2.3: Alguns valores de α_s obtidos em diferentes experimentos em função da escala de energia [2].

A produção de quarks pesados pode ser estudada pela QCD perturbativa, visto que a massa de um quark pesado é muito maior que a constante Λ_{QCD} ($m_Q \gg \Lambda_{QCD}$) [18].

2.3 A hadroprodução de charmonium

O conhecimento dos processos de produção e formação dos estados de *charmonium* é de suma importância quando se pretende estudar o meio nuclear no qual os estados de *charmonium* possivelmente serão afetados. O estudo da produção em colisões próton-próton, por exemplo, serve como meio de comparação e previsão do que se espera para as colisões que envolvem núcleos pesados. Desta forma, apresentar-se-ão, no decorrer desta seção, modelos para a produção de estados de *charmonium*, os quais podem ser bem estudados com resultados que são

obtidos em colisões próton-próton. A seção se encerrará com resultados obtidos no Tevatron, o qual gerava colisões $p - \bar{p}$ a 1,8 TeV e em alguns experimentos do LHC, que atinge energias de colisão mais altas (7 TeV até 2011 e 8 TeV em 2012).

A hadroprodução de *charmonia* transcorre em dois estágios. No primeiro deles, ocorre a produção do par $c\bar{c}$, geralmente em um estado de octeto de cor. Esse processo inicial pode ser bem descrito pela QCD perturbativa [2], em virtude da considerável massa dos seus constituintes. O segundo estágio, que pode ser denominado hadronização, surge quando o par tem, porventura, a sua cor neutralizada pela interação deste com o campo de cor existente em seu arredor. Esse processo, por conseguinte, leva à formação das ressonâncias físicas, tais como J/ψ , χ_c and ψ' . Essa etapa secundária é de natureza não-perturbativa e diferentes modelos foram propostos para entendê-la.

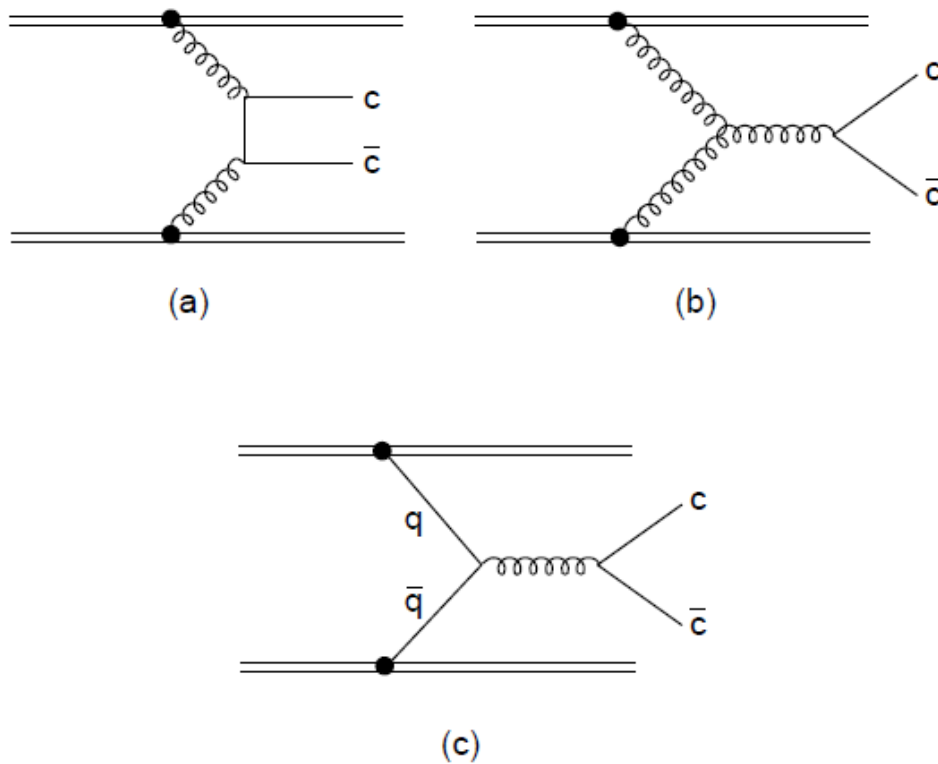


Figura 2.4: Diagramas em ordem mais baixa para a produção $c\bar{c}$ em colisões hadrônicas, mediante: fusão de glúons (a,b) e aniquilação quark-antiquark (c).

Dentre eles, destacam-se:

- *Color Singlet Model* (CSM) \rightarrow modelo de singleto de cor;

- *Color Evaporation Model* (CEM) → modelo de evaporação de cor;
- NRQCD → QCD não relativística;

Os modelos citados acima serão subsequentemente discutidos nesta seção, incluindo importantes resultados experimentais obtidos nos últimos anos.

2.3.1 Modelo de Singleto de Cor – CSM

O modelo de singleto de cor é inspirado no teorema da fatorização da QCD [15], na qual a parte *dura* (*hard* em inglês) é calculada mediante pQCD (QCD perturbativa) e a parte mais suave (*soft*) é fatorizada em uma função de onda universal. O objetivo do modelo é descrever a produção de diversos estados de *charmonia*, que vão desde os estados 3S_1 (J/ψ e $\psi(2S)$) até os estados de singleto S (η_c), $P(\chi)$ e D .

Este modelo foi criado mediante uma série de postulados [4]:

- Produção do estado de *charmonium* em dois estágios: criação do par e subsequente formação do estado ligado;
- O primeiro processo é considerado perturbativo, pelo fato da escala $M^2 + p_T^2$ ter um valor alto para quarks pesados (sendo que M e p_T correspondem à massa e momento transversal do estado de *charmonium*);
- Os 2 quarks constituintes são considerados em repouso no referencial do méson, o que é chamado de aproximação estática. Esta aproximação é considerada válida em virtude da grande massa dos quarks pesados;
- A cor e spin do par $Q\bar{Q}$ não se alteram durante a formação do estado ligado. Como os estados físicos não possuem cor, há o pré-requisito de que o par seja criado em um estado de singleto de cor e esta é a razão do nome de modelo de singleto de cor (*CSM*).

Em colisões hadrônicas sob altas energias, a contribuição principal para a produção de estados de *charmonium* neste modelo vem da fusão de glúons. Quando a energia do colisor aumenta, a fração de momento inicial do parton (x_i) necessária para produzir o *charmonium* diminui, alcançando uma região em x de *Bjorken* [19] na qual o número de glúons torna-se muito maior que o número de quarks. Desta forma, há somente seis diagramas de Feynman possíveis para a produção de estados 3S_1 associados com um glúon, como ilustra a figura 2.5.

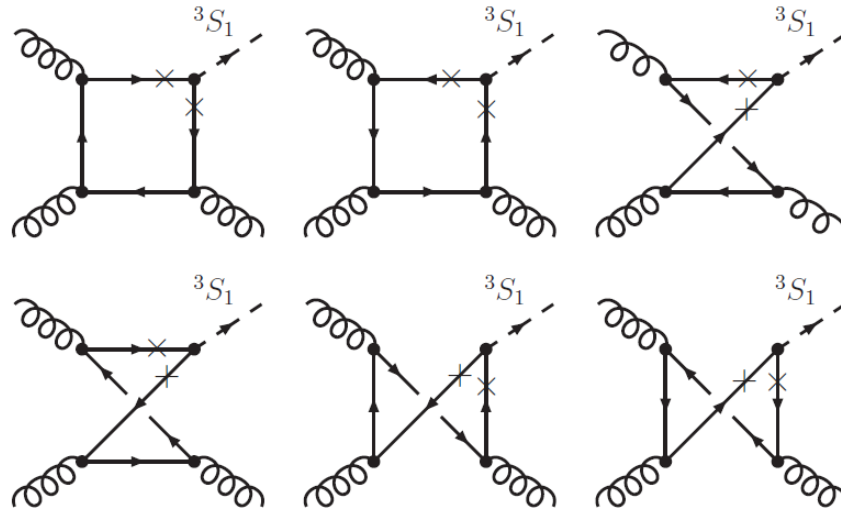


Figura 2.5: Diagramas de Feynman possíveis de acordo com o modelo de singlete de cor [14].

A amplitude para a produção do méson é [14]:

$$A = \int \Phi(\vec{p}) M(p) \delta(2p^0) dp \quad (2.5)$$

Sendo que a amplitude $M(p)$ é calculada por meio das regras usuais de Feynman. $\Phi(\vec{p})$ é a função de onda do estado de singlete, conforme a equação de Schrodinger.

A aproximação estática permite que se considere apenas o primeiro termo não nulo da expansão da parte perturbativa de M em p . Para a onda S , obtém-se:

$$A = \int \Phi(\vec{p}) M(p) \delta(2p^0) dp \simeq M|_{p=0} \phi(\vec{x})|_{\vec{x}=0} \quad (2.6)$$

Sendo que ϕ é a função de onda no espaço das coordenadas espaciais. Assim, $\phi(0)$ corresponde à função de onda na origem. Como as ondas do tipo P são nulas na origem, é necessário considerar o segundo termo da expansão. Desta forma, a amplitude, para os estados P (χ_{cJ}), é proporcional à derivada da função de onda na origem: $\phi'(0)$.

Como será apresentado na seção 2.3.4, esse modelo subestimou em pelo menos uma ordem de grandeza a produção de ψ' no experimento CDF do Tevatron.

2.3.2 Modelo de Evaporação de Cor – CEM

Nesta seção, será discutida a produção de *quarkonium* consoante o modelo de evaporação de cor (CEM) – *Color Evaporation Model*.

No CEM, a seção de choque de produção de um estado ligado de quarks pesados (*heavy quarkonium*) corresponde a uma fração (F_C) da seção de choque total de produção de um par $Q\bar{Q}$, integrada desde a massa de dois quarks pesados ($2M_Q$) até o limiar de formação de dois mésons abertos ($2M_{Q\bar{q}}$ ou $2M_{\bar{Q}q}$). Tais mésons abertos correspondem aos mésons B , para o caso de pares $b\bar{b}$, e mésons D , para os pares $c\bar{c}$.

Neste modelo, o par $Q\bar{Q}$ pode ser criado em um estado de octeto de cor antes da evolução para o estado ligado físico, que é um singlete de cor. A neutralização de cor do par $Q\bar{Q}$ é obtida mediante interação deste com o campo de cor induzido pela colisão, efeito denominado "evaporação de cor". Destaca-se que, para a formação do estado quarkonium, há apenas a imposição quanto à massa do par de quarks; portanto, spin e cor do estado final não são levados em conta.

O quark pesado Q e o antiquark \bar{Q} podem originar um estado de *quarkonium* ou combinar-se individualmente com quarks leves, formando dois mésons *abertos*, tais como mencionados no começo desta seção. Atingindo-se o limiar de formação de dois mésons abertos, haverá predominantemente a formação desses mésons abertos – devido à maior abundância de quarks leves no meio criado após a colisão hadrônica –, em detrimento do estado de *heavy quarkonium*. Não obstante, abaixo desse limiar, não há apenas formação de *heavy quarkonium*; isso porque os quarks que originam os mésons abertos podem obter uma energia adicional via interação com o campo de cor. Por conseguinte, a seção de choque de produção de *heavy quarkonium* é apenas uma pequena fração da seção de choque $Q\bar{Q}$ abaixo do limiar de massa de dois mésons abertos, $2m_{Q\bar{q}}$.

Em primeira ordem, a seção de choque para obtenção de um estado *quarkonium* C em uma colisão AB é dada por [4]:

$$\sigma_C^{CEM} = F_C \sum_{i,j} \int_{4m_Q^2}^{4m_H^2} d\hat{s} \int dx_1 dx_2 f_{i/A}(x_1, \mu^2) f_{j/B}(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 \hat{s}) \quad (2.7)$$

Sendo que os elementos A e B representam quaisquer hádrons, ij corresponde a um par quark-antiquark ($q\bar{q}$) ou glúon-glúon (gg), $\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s})$ é a seção de choque correspondente ao subprocesso $ij \rightarrow Q\bar{Q}$ e $f_{i/A}(x, \mu^2)$ é a densidade partônica do hádron ou núcleo. A variável μ tem unidade de massa e está relacionada com a constante de acoplamento forte $\sigma_s(\mu)$.

A constante F_C depende do estado de *charmonium* estudado e deve ser determinada em-

piricamente. Uma consequência importante do CEM é que a produção de diferentes estados de *charmonium* devem ser independentes da energia, visto que F_C independe da energia por definição. Alguns resultados do Tevatron (seção 2.3.4) apontaram que a distribuição da fração dos estados de *quarkonium* não é tão trivial. Além disso, esse modelo não tem muito poder de previsão. Em geral, é necessário que os dados sejam tomados para que o ajuste possa ser propriamente realizado.

O cálculo em primeira ordem considera o p_T do par $Q\bar{Q}$ como sendo zero; diante disso, ele não descreve bem os estados de *quarkonium* com alto p_T .

Em segunda ordem de perturbação (NLO), há a inclusão do processo $gg \rightarrow gQ\bar{Q}$, fato que propicia, por exemplo, uma boa descrição para a distribuição de p_T de estados de *quarkonium* no Tevatron [9] (ver seção 2.3.4).

2.3.3 Fatorização pela QCD não-Relativística – NRQCD

O nome fatorização vem da separação dos efeitos de curta distância (alto momento) dos efeitos de longa distância (baixo momento). A teoria de campo efetivo da QCD não-relativística (NRQCD) é um modo conveniente para trabalhar com isso.

A Lagrangiana efetiva da NRQCD é dada por [20]:

$$\mathcal{L}_{NRQCD} = \mathcal{L}_{light} + \mathcal{L}_{heavy} + \delta\mathcal{L} \quad (2.8)$$

Sendo que a componente \mathcal{L}_{light} representa a parte da Lagrangiana que se aplica aos quarks leves. A componente \mathcal{L}_{heavy} representa a parte da Lagrangiana que se aplica aos quarks pesados [21]. A componente $\delta\mathcal{L}$ representa as correções de efeitos relativísticos da Lagrangiana, as quais, em geral, são dadas em ordem v (velocidade dos quarks com relação ao centro de massa do estado ligado).

Neste modelo, a seção de choque de produção de um estado de *heavy-quarkonium* (o qual será expressado pela letra H) pode ser expressa da seguinte maneira [21]:

$$d\sigma(H + X) = \sum_n d\hat{\sigma}(Q\bar{Q}[n] + X) \langle O^H[n] \rangle \quad (2.9)$$

Sendo que X designa quaisquer outras partículas geradas na colisão hadrônica junto com o *heavy-quarkonium*. O índice n representa todos os estados possíveis quanto à cor, ao spin e ao momento angular do par $Q\bar{Q}$. Os coeficientes de curta distância $d\hat{\sigma}$ são proporcionais à

seção de choque de produção do par $Q\bar{Q}$ no estado n e com momento relativo pequeno. Esses coeficientes são obtidos mediante associação das amplitudes entre QCD e NRQCD perturbativamente [21]. Os elementos de matrix $\langle O^H[n] \rangle$ são elementos não-perturbativos no estado de *heavy-quarkonium*.

O somatório expresso na equação 2.9 representa uma expansão em potências de v , que é a velocidade do quark e antiquark com relação ao centro de massa do estado ligado até a ordem finita desejada.

De acordo com este modelo, os pares $Q\bar{Q}$ podem ser produzidos em um estado de octeto de cor, evoluindo para o estado físico, este um singlete de cor, mediante radiação de glúons de baixo momento.

Os elementos da matriz que representa os elementos de longa distância $\langle O^H[n] \rangle$ – responsáveis pela formação do estado ligado – podem ser estudados de acordo com algumas regras de potências. Elas dependem de três escalas de baixa energia em um estado ligado não-relativístico:

- Massa do quark pesado M ;
- Momento típico Mv no referencial de repouso do méson;
- Energia cinética típica Mv^2 .

A escala de massa M determina a escala geral de energia de um estado ligado de *heavy-quarkonium* em repouso, além da escala de curta distância para processos de aniquilação. A escala de momento é representada como o inverso do tamanho do estado ligado. Já a escala Mv^2 representa a divisão entre os estados de excitação radial e entre as excitações orbitais angulares.

À medida que a massa do quark pesado torna-se sobremodo grande, a velocidade v torna-se relativamente pequena e proporcional à constante de acoplamento α_s . Desta forma, v decresce de forma assintótica tal qual $1/\log(M)$.

Em geral, considera-se que para o estudo dos estados de *heavy-quarkonium* tais escalas sejam perfeitamente separáveis, ou seja, $(Mv^2)^2 \ll (Mv)^2 \ll M^2$.

Outra escala não menos importante no tocante à física de *heavy-quarkonium* é a constante Λ_{QCD} , a qual relaciona-se com os efeitos não-perturbativos envolvendo glúons e quarks pesados. Tal constante determina, por exemplo, o comportamento do potencial entre um quark e um

antiquark, que é aproximadamente linear, sendo que o coeficiente equivale a 450MeV^2 . Diante disso, estima-se que a escala para efeitos de natureza não-perturbativa seja $\approx 450\text{MeV}$ [4].

A contagem de potências das NRQCD, conhecida como escala de velocidade [21], tem sido desenvolvida como consequência de propriedades qualitativas de estados ligados não-relativísticos e de análises envolvendo equações de movimento para os operadores de campo da NRQCD.

A decomposição de fock para os estados de *heavy-quarkonium* é dada por [21]:

$$|H\rangle = \psi_{Q\bar{Q}}^H |Q\bar{Q}\rangle + \psi_{Q\bar{Q}g}^H |Q\bar{Q}g\rangle + \dots \quad (2.10)$$

A componente dominante $|Q\bar{Q}\rangle$ representa o par de quarks pesados em um estado de singlete de cor, cujos números quânticos de momento angular correspondem a $^{2S+1}L_J$, ou seja, consistentes com os números quânticos do estado de *heavy-quarkonium físico* estudado. Os estados de ordem superior, por exemplo, $|Q\bar{Q}g\rangle$, contêm glúons dinâmicos ou pares $q\bar{q}$ leves. O par de quarks pesados pode estar tanto em um estado de singlete de cor quanto em um estado de octeto de cor, com spin $S = 0, 1$ e momento angular $L = 0, 1, 2, \dots$

Os estados de Fock mais elevados são suprimidos por potências de v em comparação com o estado físico $|Q\bar{Q}\rangle$. Os estados $|Q\bar{Q}g\rangle$ com probabilidade mais elevada são aqueles que acomplam-se ao estado dominante (estado físico) $|Q\bar{Q}\rangle$ em ordem v^1 da Lagrangiana da NRQCD. Os estados $|Q\bar{Q}g\rangle$ (podem alcançar o estado de singlete, por intermédio de transições cromoeletricas, com fator de escala v^2 , ou transições cromomagnéticas, com fator de escala v^4 . As transições cromoeletricas da NRQCD impõe as seguintes regras de seleção: $\Delta S = 0$ e $\Delta L = \pm 1$. No que diz respeito às transições cromoeletricas, as seguintes regras de seleção são necessárias: $\Delta S = \pm 1$ e $\Delta L = 0$.

Para o caso do J/ψ , as contribuições mais importantes são:

$$|J/\psi\rangle = |c\bar{c}[^3S_1^{[1]}]\rangle + |c\bar{c}[^3P_J^{[8]}] + g\rangle + |c\bar{c}[^1S_0^{[8]}] + g\rangle + |c\bar{c}[^3S_1^{[8]}] + gg\rangle + \dots \quad (2.11)$$

O operador $O^H[n = 1(8), ^{2S+1}L_J]$ da equação 2.9 cria e aniquila um par pontual em um estado de singlete ou octeto de cor, cujos números quânticos de momento angular são $^{2S+1}L_J$. O elemento geral da matriz $\langle O^H[n = 1(8), ^{2S+1}L_J] \rangle$ possui um fator de escala $v^{3+2L+2E+4M}$, sendo que E e M representam o número mínimo de transição cromoeletricas e cromomagnéticas para que o par $Q\bar{Q}$ alcance o estado dominante de Fock do *heavy-quarkonium H* partindo

do estado $Q\bar{Q}[n = 1(8), {}^{2S+1}L_J]$ [21].

A NRQCD leva em conta as contribuições de estados de octeto de cor. A figura 2.6 mostra as contribuições principais, de acordo com a NRQCD. Para valores de p_T bem baixos, o processo de fusão (figura 2.6(a)) é dominante, haja visto o fator de proporcionalidade $1/p_T^8$. O processo de fragmentação de singlete de cor torna-se relevante para p_T maiores já que o fator de proporcionalidade à quarta do p_T pode ser o suficiente para superar a diferença de fator 2 no α_s . Quando o valor de p_T cresce bastante, as contribuições de octeto de cor tornam-se importantes, visto que o fator v^4 passa a ser menos relevante do que o ganho oferecido pelo $1/p_T^4$. Para valores moderados de p_T , quando $p_T \sim 2m_c$, a contribuição de troca de glúons pelo canal-t de octeto de cor torna-se da mesma ordem que a fragmentação de octeto de cor, tornando-se relevante.

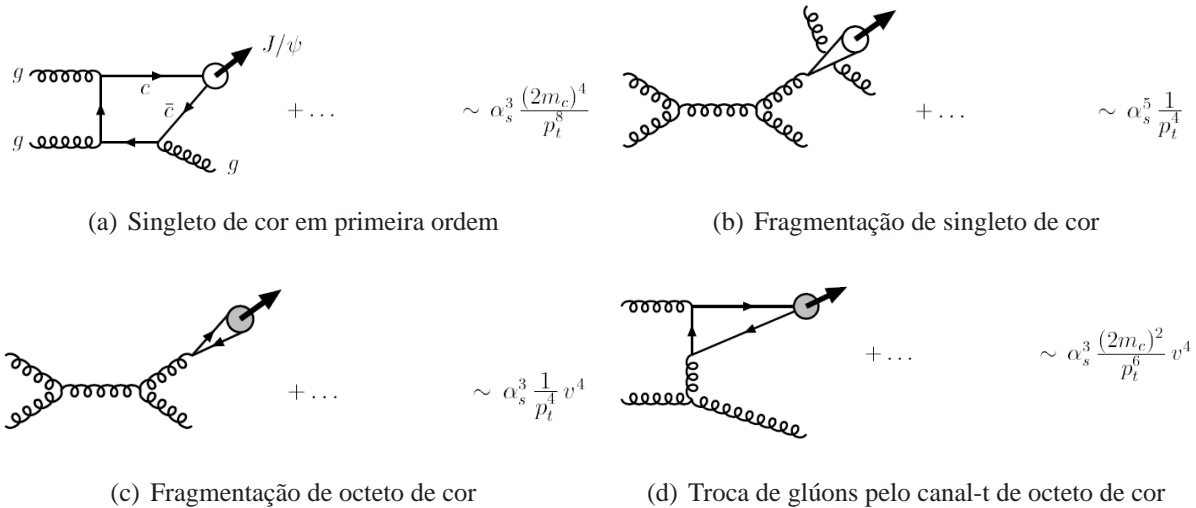


Figura 2.6: Diagramas genéricos para a hadroprodução de J/ψ e $\psi(2S)$ mediante canais de singlete de cor e octeto de cor [21]

Os elementos de matriz de octeto de cor da NRQCD são estimados de acordo com ajustes nos dados em função de p_T , como foi realizado com os dados do experimento CDF no Tevatron [21]. Na seção 2.3.4, serão apresentados resultados do experimento CDF do Tevatron comparados às estimativas da NRQCD.

2.3.4 Resultados mais recentes que testaram os modelos de produção de charmonium

Resultados obtidos com o Tevatron

Os resultados mais recentes do Tevatron mostraram uma boa compatibilidade com o modelo de evaporação de cor e a NRQCD, ao passo que há uma discrepância entre os dados e o modelo de singlete de cor, chegando a um fator 30 para os estados $\psi(2S)$ [4]. A Figura 2.7 mostra tais resultados.

Apesar de o modelo de evaporação de cor ser compatível com o resultado da produção de J/ψ e $\psi(2S)$, ele se mostrou incompatível com a produção de estados χ_c . A colaboração CDF do Tevatron mediu a razão entre os estados χ_{c1} e χ_{c2} [4]. O valor obtido foi:

$$R_{\chi_c} = 1,04 \pm 0,29(\text{estat.}) \pm 0,12(\text{sist.}) \quad (2.12)$$

Pelo CEM, a razão deveria corresponder a razão entre a contagem de spin, ou seja, $3/5$. O modelo de NRQCD, por intermédio de ajustes aos dados em uma região de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$, leva a $0,9 \pm 0,2$ [4].

Resultados obtidos com o LHC

A figura 2.8 mostra os resultados publicados em 2012, oriundos dos experimentos ATLAS [7], CMS [22] e ALICE [8] do LHC, comparados aos modelos teóricos. Novamente as descrições baseadas em NRQCD estão bem compatíveis. Os cálculos envolvendo somente CSM [23] não são compatíveis com os dados, assim como ocorreu no Tevatron, indicando a necessidade de se incluir estados J/ψ oriundos de octeto de cor.

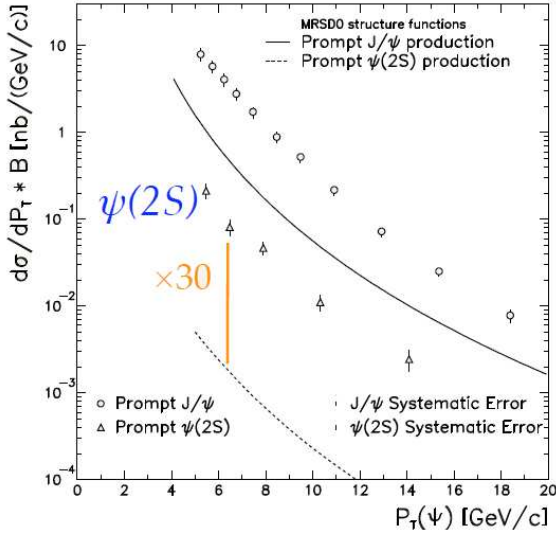
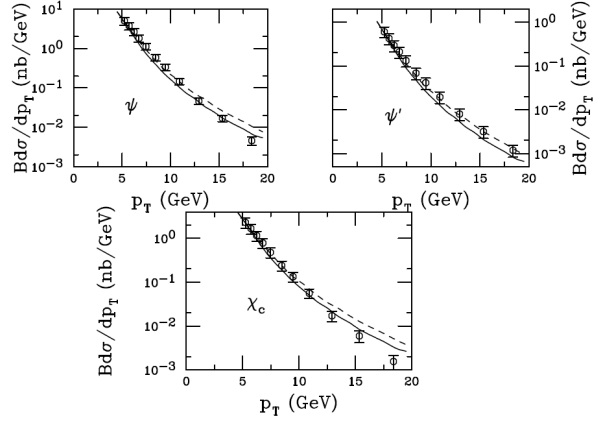
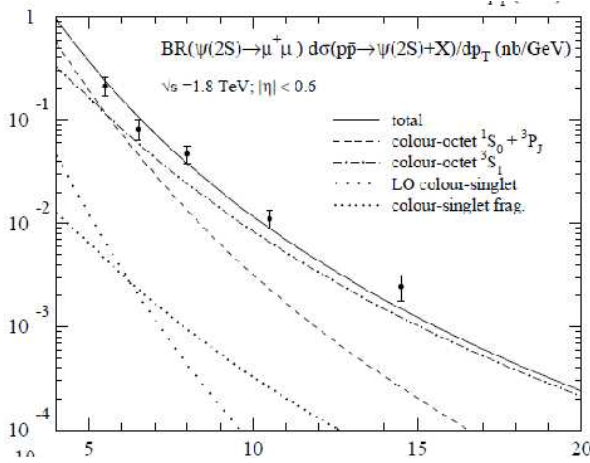
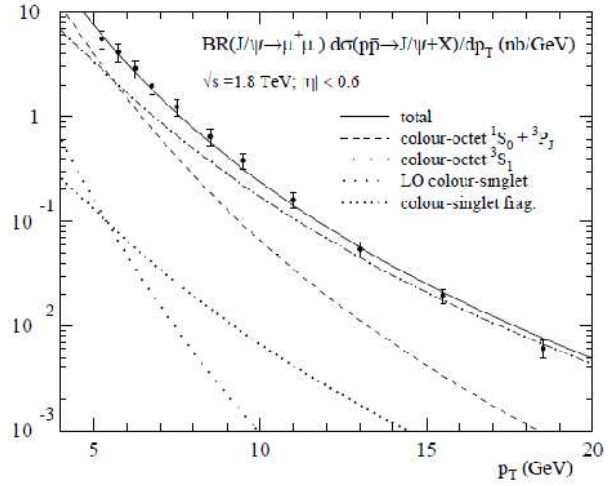
(a) *CSM* para a produção de $\psi(2S)$ no Tevatron(b) *CEM* para a produção de *charmonium* no Tevatron(c) *NRQCD* para a produção de $\psi(2S)$ no Tevatron(d) *NRQCD* para a produção de J/ψ no Tevatron

Figura 2.7: Resultados para a seção de choque obtidas no experimento CDF do Tevatron [9], comparadas com diferentes modelos

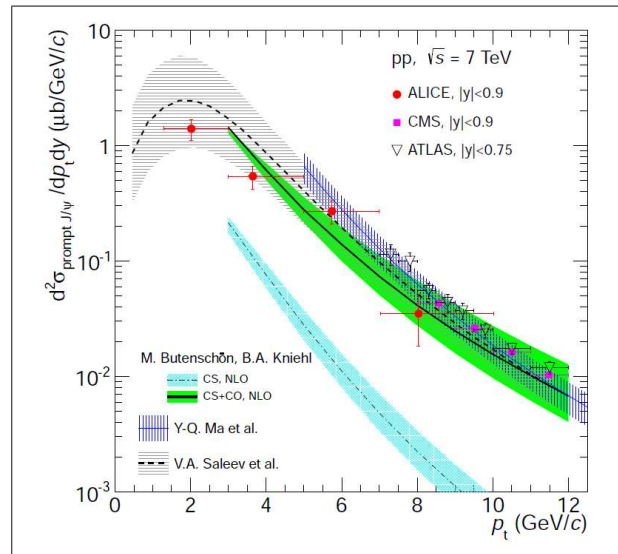


Figura 2.8: Resultados obtidos com o LHC comparados a cálculos teóricos de produção de J/ψ . Os modelos de Y-Q Ma et al. [24], V.A Saleev et al. [25] e M. Butenschön et al. (CS+CO,NLO) [23] representam modelos com contribuições de octeto de cor (NRQCD). A curva em azul claro (M.Butenschön CS,NLO) [23] representa estimativa pelo método de singleto de cor.

2.4 O Plasma de Quarks e Glúons

De acordo com o que foi discutido anteriormente sobre a QCD (seção 2.4), os hádrons, como os núcleons que compõe os núcleos, são estados ligados de quarks. Os quarks, por sua vez, são considerados pontuais e confinados dentro dos hádrons. Alguns modelos, tais como em [26], propõem um potencial de ligação do estado físico que cresce linearmente com a distância, sendo que ele pode ser aproximado como:

$$V_0(r) \sim \sigma r \quad (2.13)$$

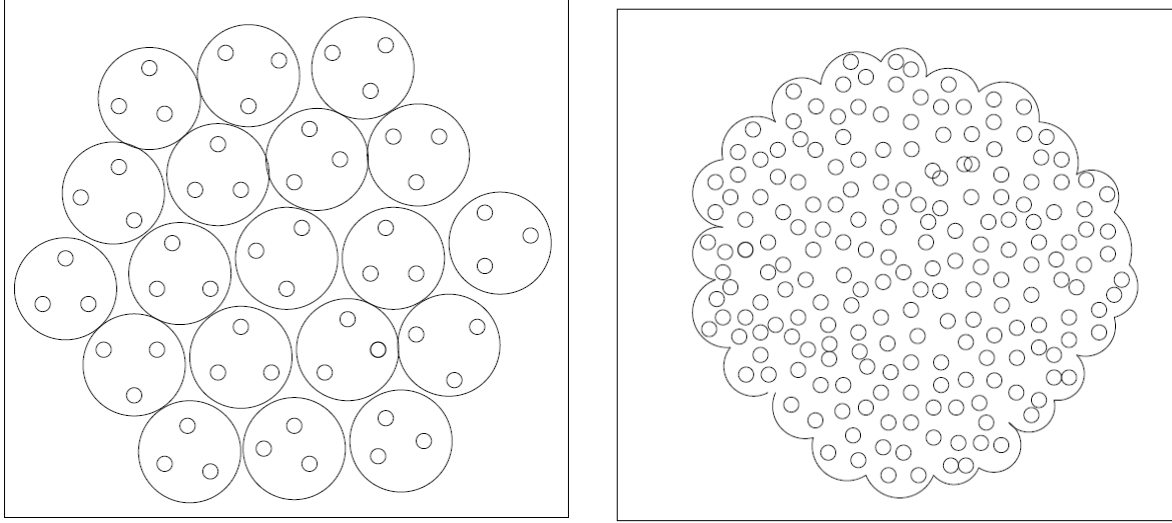
Sendo que σ é a uma constante do tipo tensão de corda e r é o a distância entre os *quarks* que compõem o hádron.

Os hádrons possuem um tamanho característico, o qual corresponde ao raio de ligação do estado. Quando se está em um regime de extrema densidade – e, por consequência, diversos hádrons estão comprimidos em um volume espacial normalmente ocupado por um único hádron –, pares quark-antiquark e tripletos de quarks não representam mais um estado ligado, um hádron, em especial. O meio, conseqüentemente, torna-se um ambiente denso de multi-quarks, no qual um quark pode se mover tão longe quanto queira, visto que estará sempre suficientemente próximo a outros quarks, satisfazendo, assim, condições de confinamento localmente. O conhecido confinamento a longas distâncias deixa de existir neste ambiente dominado por interações de curta distância. Portanto, com o aumento da temperatura, espera-se que a matéria fortemente interagente passe por uma transição da fase hadrônica, na qual há somente estados ligados neutros em cor, para um plasma de quarks e glúons (*Quark Gluon Plasma* em inglês), no qual não há confinamento [26]. Essa fase de desvanescência do confinamento da QCD corresponde ao início da "condutividade" de cor. A figura 2.9 mostra o efeito da matéria de quarks sob densidades extremas.

Em analogia com o que ocorre com meios elétricos, os quais obedecem à lei de Coulomb, surge em um meio com condutividade de cor, a blindagem de potencial. Em geral, o potencial estudado tem a forma [26]:

$$V_0(r) \approx \sigma r \left[\frac{1 - \exp(-\mu r)}{\mu r} \right] \quad (2.14)$$

Sendo que μ representa o inverso do raio de blindagem para cargas de cor. A queda exponencial da força de ligação entre os quarks remove os efeitos de longo alcance, dissociando



(a) Matéria fortemente interagente sob uma densidade tal que a matéria nuclear esteja na iminência de superposição de núcleons

(b) Matéria de quarks sob densidades extremas

Figura 2.9: Representação da matéria nuclear nuclear sob densidades extremas [26]

qualquer hádron que se submeta a esse meio extremamente denso, assim como a blindagem de Debye dissocia os átomos de hidrogênio.

As características termodinâmicas da transição da matéria hadrônica para o plasma de quarks e glúons podem ser estudadas por um modelo bem simples. Para um gás ideal de píons, a pressão (P_σ) como função da temperatura (T) é dada pela lei de Stefan-Boltzman [18]:

$$P_\pi = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (2.15)$$

O fator 3 da equação acima representa os três estados de carga possíveis (π^0, π^+ ou π^-) do pión.

A forma correspondente para um plasma de quarks e glúons ideal com dois sabores e 3 cores é [26]:

$$P_{qg} = 2 \times 8 + \frac{7}{8} (3 \times 2 \times 2 \times 2) \frac{\pi^2}{90} T^4 - B = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (2.16)$$

Na equação 2.16, leva-se em conta:

- 2 spins e 8 graus de liberdade dos glúons $\rightarrow 2 \times 8$
- 3 cores, 2 sabores, 2 spins e 2 graus de liberdade (quark-antiquark) dos quarks, com um

fator $7/8$ para obter a estatística correta $\rightarrow \frac{7}{8}(3 \times 2 \times 2 \times 2)$

O fator B acima corresponde à diferença de pressão entre o vácuo físico e o estado fundamental para os quarks e glúons no meio. Como se sabe da termodinâmica, um sistema escolhe o estado de menor energia livre e, por conseguinte, maior pressão. Obtém-se, portanto, que a temperatura crítica – a saber, temperatura de transição do gás de píons para o plasma de quarks e glúons – representa o ponto onde P_{qg} cruza P_π e começa a superá-la (como mostra a figura 2.10). Portanto, isso equivale a:

$$3\frac{\pi^2}{90}T_c^4 = 37\frac{\pi^2}{90}T_c^4 - B \quad (2.17)$$

Isolando T_c , tem-se:

$$T_c = \left(\frac{45}{17\pi^2}\right)^{1/4}B^{1/4} \approx 0,72B^{1/4} \quad (2.18)$$

Por espectroscopia de hádrons, obteve-se $B^{1/4} \approx 0,2GeV$ [26]. Assim:

$$T_c \approx 145MeV \quad (2.19)$$

Levando-se em conta as densidades de energia das duas fases para esse modelo, obtêm-se:

$$\epsilon_\pi = \frac{\pi^2}{10}T^4 \quad (2.20)$$

e

$$\epsilon_{qg} = 37\frac{\pi^2}{30}T^4 + B \quad (2.21)$$

Desta forma, no QGP, o termo $(\epsilon - 3P)$ é igual a $4B$ como consequência da diferença entre o vácuo físico e o estado fundamental do meio da QCD [27]. Portanto, esse termo não desaparece mesmo na temperatura crítica.

O comportamento obtido por cálculos utilizando a QCD na rede com temperatura finita, incluindo diferentes composições de sabores, pode ser visto na figura 2.11(a). Na região de T_c , há um aumento abrupto que corresponde à mudança de fase. Acima de T_c , o meio consiste de um plasma de quarks e glúons. Atualmente, acredita-se que o QGP não implica em ausência de interação, apenas na dissolução de estados ligados de singlete de cor [26]. Observa-se, pela figura 2.11(b), que a interação esperada ($\Delta = (\epsilon - 3P)/T^4$) é diferente de zero mesmo em $T \sim 3T_c$, diferente do que se espera para um gás ideal.

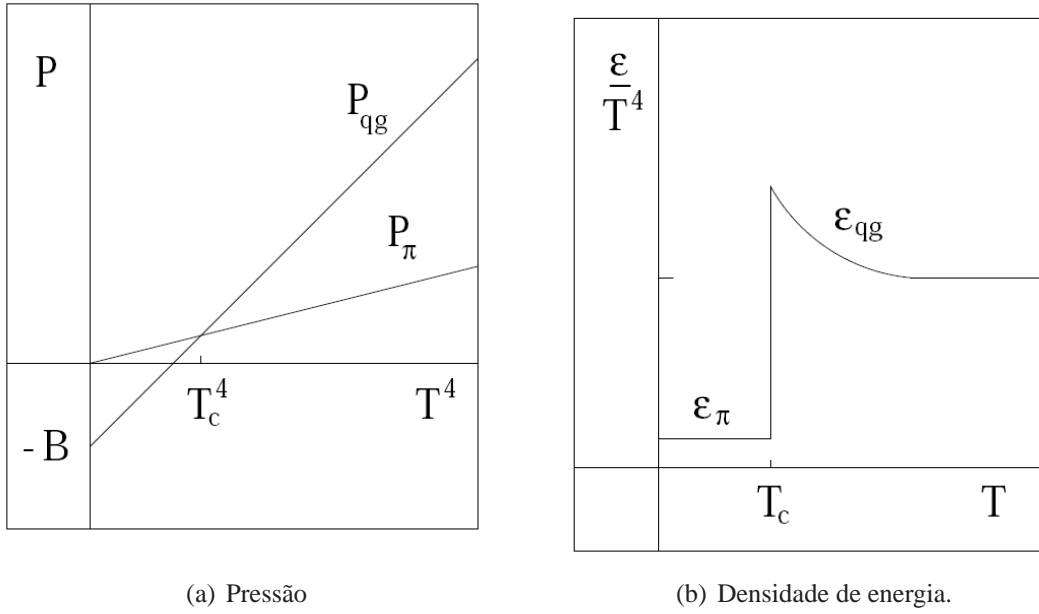


Figura 2.10: Comportamento da pressão (a) e densidade de energia (b) em um modelo de gás de 2 fases [26].

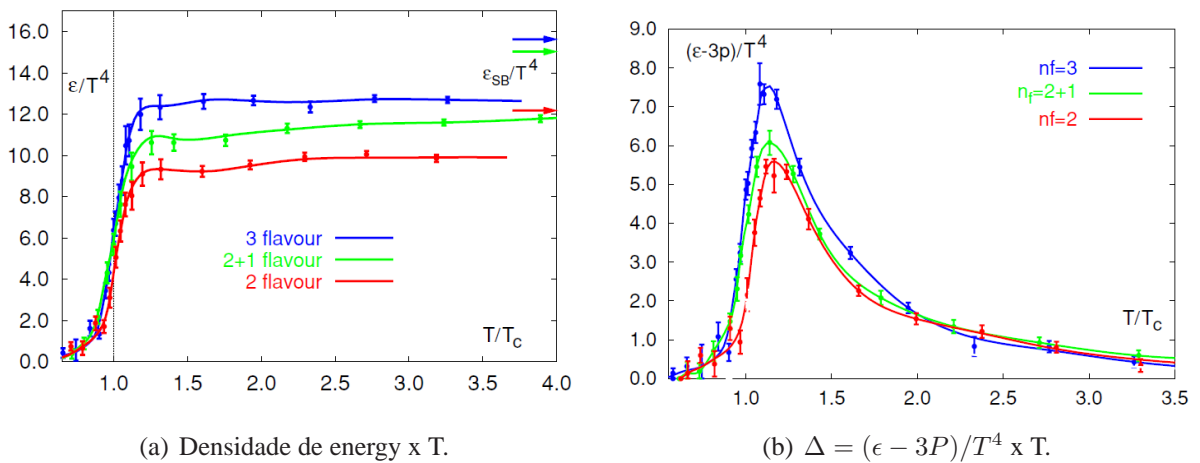


Figura 2.11: Representação da densidade(a) de energia e da interação no meio (b) em função de T [18].

2.4.1 Características da ligação e dissociação do estado ligado $Q\bar{Q}$

Como os quarks pesados são bem massivos, a espectroscopia dos estados de *heavy quarkonium* pode ser adequadamente estudada mediante uma teoria de potencial não relativístico. Um modelo simples utilizado é o modelo de Cornell [16]:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (2.22)$$

Sendo que:

- r representa a separação entre o quark Q e o antiquark \bar{Q} ;
- $\sigma \simeq 0,2 GeV^2$ é uma constante do tipo tensão de corda.

Desta forma, a equação de Schrodinger correspondente seria [16]:

$$\left\{2m_c - \frac{1}{m_c} \nabla^2\right\} \Phi_i(r) = M_i \Phi_i(r) \quad (2.23)$$

Tal equação determina a massa dos estados ligados M_i e suas respectivas funções de onda Φ_i . Assim, o diâmetro médio ao quadrado dos estados ligados podem ser calculados, tal como segue:

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int d^3r r^2 |\Phi_i(r)|^2}{\int d^3r |\Phi_i(r)|^2} \quad (2.24)$$

Estado	J/ψ	χ_c	ψ'
Massa (GeV)	3,10	3,53	3,68
$\Delta E(GeV)$	0,64	0,20	0,05
$r_0(fm)$	0.50	0.72	0.90

Tabela 2.2: Espectroscopia de estados de quarkonium mediante teoria de potencial não-relativístico [13]. ΔE é a diferença entre a massa do estado e o limiar de dois mésons D (méson aberto). r_0 corresponde ao diâmetro típico do estado de quarkonium.

Observando o caso do J/ψ na tabela 2.2, percebe-se que este possui uma energia de ligação considerável, haja visto a comparação com os mésons de quarks leves, cujas massas [28] são bem inferiores ao valor estimado $\Delta E_{J/\psi} = 0,64 GeV$, além de possuírem um tamanho médio muito pequeno $r_0 \ll r_h \simeq 1,5$ a $2 fm$, sendo que r_h representa o diâmetro típico do hádron.

Devido a essas características, não é esperado que o J/ψ se dissocie ao interagir com um hádron como um todo, mas somente em virtude de sua interação com seus constituintes gluônicos duros.

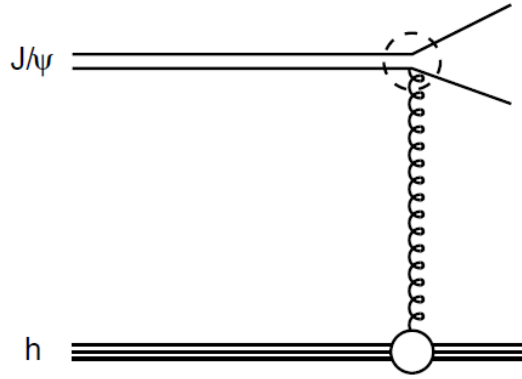


Figura 2.12: Interação J/ψ -hádron.

Valendo-se da distribuição de momento dos glúons em um méson $g(x)$, que se estima para alto momento como sendo $g(x) \sim (1-x)^3$, o valor médio de glúon hadrônico é estimado como [18]:

$$\langle k \rangle_h = \frac{1}{5} \langle p_h \rangle \quad (2.25)$$

Sendo que a distribuição de $g(x)$ pode ser obtida por intermédio de colisões de espalhamento inelástico profundo elétron-hádron [29] e $x = k_h/p_h$ (k_h representa o momento do glúons e p_h a fração do momento do hádron incidente carregada pelos glúons).

Para hádrons térmicos em matéria confinada, $\langle p_h \rangle \approx 3T$, com $T < 125\text{MeV}$, obtendo-se:

$$\langle k \rangle_h \leq 0,1\text{GeV} \ll \Delta E \simeq 0,6\text{GeV} \quad (2.26)$$

Com isso, o momento do glúon não é suficiente para dissociar o J/ψ . Para isso, o glúon precisaria estar "desconfinado", condição na qual obtém-se, para seu momento médio:

$$\langle k \rangle_h \simeq 3T \quad (2.27)$$

Superando, para $T > 1,2T_c$, a energia de ligação do J/ψ .

De uma maneira mais quantitativa, pode-se calcular [13] a seção de choque para a dissociação via glúons ou via hádrons. A figura 2.13 mostra a comparação entre as duas situações

em função do momento do glúon ou do hádron. Observa-se que glúons típicos termais com momento próximo a $1\text{GeV}/c$ produzem uma seção de choque de dissociação bastante grande, ao passo que hádrons termais típicos com momento até $2\text{-}3\text{ GeV}/c$ levam a um seção de choque extremamente pequena. Por conseguinte, pode-se concluir que o J/ψ sobreviveria a um meio hadrônico, dissociando-se apenas em um meio quente de plasma de quarks e glúons.

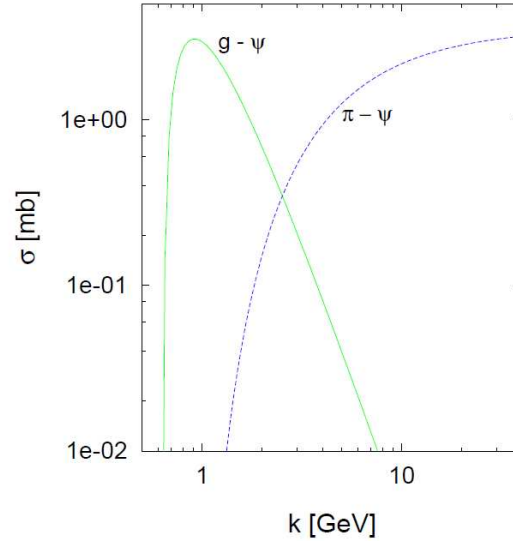


Figura 2.13: Seções de choque gluônica e hadrônica para a dissociação do J/ψ [13]

2.4.2 Heavy quarkonium como termômetro

Como mencionado na seção 2.4, quando se atinge uma temperatura $T = T_c$, surge um meio de cargas de cor não interligadas.

De uma maneira geral, pode-se dizer que em qualquer temperatura T acima de zero, quarks e glúons podem sofrer o efeito de blindagem de cor, que ocorre em um raio característico, r_D , sendo que o índice D denota Debye, em analogia com a blindagem de Debye para cargas elétricas em um meio. Esse raio diminui com o aumento da temperatura, visto que o meio aumenta em densidade [18].

Espera-se que o meio deixe de ser confinado quando o r_D for comparável com o tamanho médio de um hádron, ou seja, cerca de 1 fm . Nesse ponto, a interação entre os quarks dentro do hádron desvanece, já que outros quarks existentes no meio blindam a interação entre os quarks.

Como apresentado na tabela 2.2, o raio dos estados de *heavy quarkonium* é menor do que o raio médio dos hádrons mais leves. Desta forma, acredita-se que os estados de *heavy*

quarkonium sobrevivam à fase de transição da *QGP*, sendo suprimidos apenas quando submetidos a temperaturas superiores a T_c .

Além disso, verifica-se a seguinte relação para os raios dos estados de *charmonium*: $r_D(J/\psi) < r_D(\chi_c) < r_D(\psi')$. Isso indica que os três estados listados (J/ψ , ψ' e χ_c) podem dissociar-se em temperaturas diferentes. Isso torna os estados de *heavy quarkonium* possíveis termômetros do meio criado após a colisão – possivelmente *QGP* –, já que possuem temperaturas de dissociação diferentes e maiores que T_c . A figura 2.14 mostra a relação entre a dissociação estimada dos principais estados de *charmonium* com a temperatura do meio. A figura 2.15 representa a supressão desses estados para diferentes intervalos de temperaturas, ilustrando a possibilidade de se valer desses estados como termômetro do meio.

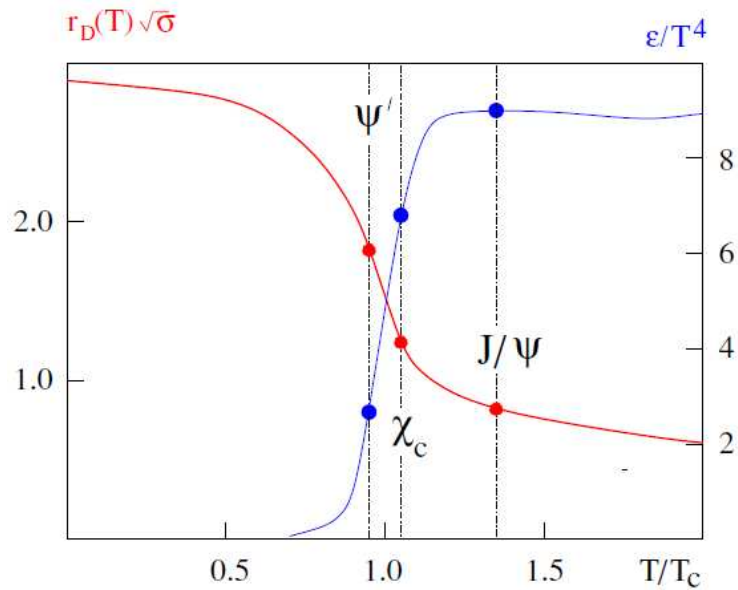


Figura 2.14: Dissociação dos estados de *charmonium* em função da temperatura [18]

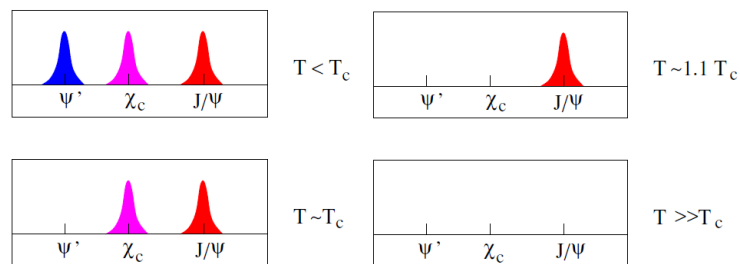


Figura 2.15: Representação dos estados de *charmonium* como termômetro [18]

2.4.3 Supressão de Charmonium

A medida da produção de *charmonium* em colisões entre íons pesados relativísticos tem despertado bastante interesse devido à sua dependência com a dinâmica do fireball [18].

Quando a produção de *charmonium* em colisões próton-próton é comparada com a produção obtida em colisões envolvendo núcleos pesados bastante energéticos, espera-se que exista uma fator de supressão na última, oriundo da interação do *charmonium* com o meio criado após a colisão [16].

No entanto, é preciso salientar que pode haver um fator de supressão mesmo que não haja a formação de um meio nuclear denso e quente. Tal supressão, conhecida como supressão normal, seria proveniente da influência da estrutura nuclear dos núcleos pesados dos feixes dos colisores na função de densidade partônica dos núcleons que os constituem. Esse efeito é também conhecido como efeito de matéria nuclear fria, já que seria ocasionado pelo núcleo em seu estado inicial, e não decorrente da formação de um meio quente. Estima-se a magnitude desse efeito por intermédio de colisões p-A (sendo A um núcleo pesado) ou por cálculos provenientes de simulações como o modelo de Glauber [30].

A supressão que ocorre devido à interação da partícula estudada com o meio denso e quente criado após a colisão [16] (matéria nuclear quente, possivelmente o *QGP*) é conhecida como supressão anômala. Ela poderia ser ocasionada pela absorção de partículas no meio (perda de energia) ou dissociação de estados ligados.

A figura 2.16 mostra dados obtidos no *SPS* [31], que foi primeiro acelerador a medir a produção de quarkonium com uma aparente supressão anômala, comparados com a supressão normal, a qual foi estimada mediante análise de colisões p-A, também apresentada na mesma figura. A figura à esquerda mostra a proporção da produção de ψ' normalizada pelos processos de Drell-Yan [16]. A figura indica também os valores obtidos para colisões p-A, nas quais não se espera a formação do *QGP*, além da extrapolação desses valores para valores mais altos de penetração nuclear (denotada por $L(fm)$). Observa-se que a supressão de estados de ψ' é maior do que a extrapolação da supressão em colisões p-A para os valores mais altos de L . Assim, indica-se a presença de uma supressão anômala. A figura 2.16 à direita mostra a razão entre os valores obtidos e o esperado para supressão normal. O resultado evidencia que existe algo além da supressão normal para L maior do que $4 fm$.

Quando energias maiores estão disponíveis – como no caso do *RHIC* e do *LHC* –, outros fatores mais complexos surgem no estudo de *charmonia*. Estados de *charmonium* su-

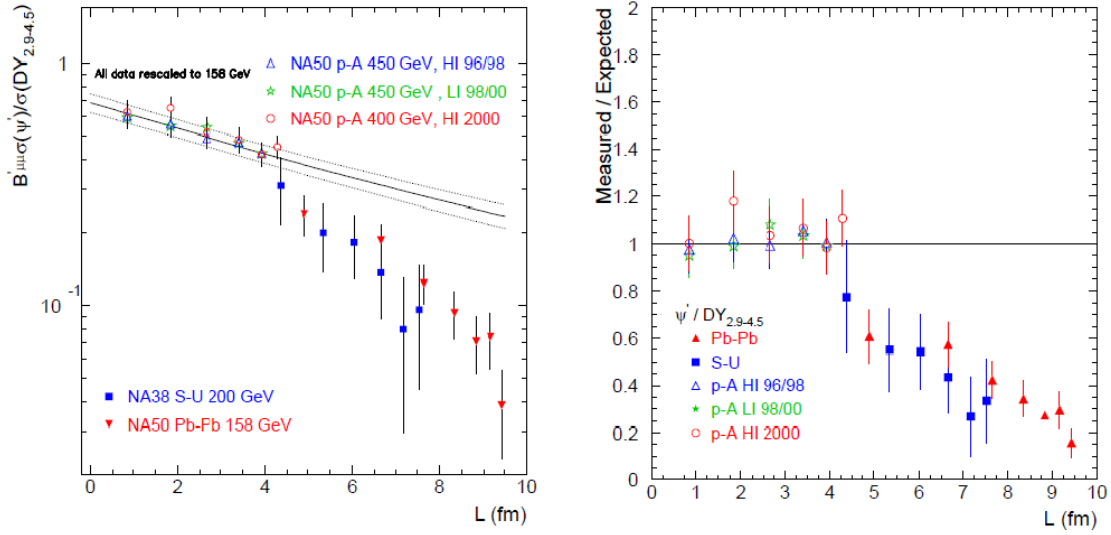


Figura 2.16: Fator de supressão medido no SPS [16]. Na figura à esquerda, há normalização pelo número de processos de Drell-Yan. Na figura à direita, há normalização de acordo com o esperado pela supressão normal obtido pela tomada de dados p-A, como ilustrado nos gráficos.

plementares podem ser formados por mecanismos de recombinação cinética, decaimento de quarks b ou aniquilação de $D\bar{D}$ durante a fase hadrônica [32]. Por conseguinte, isso acarretaria em um aumento da produção de J/ψ levando a uma competição com a supressão esperada.

Uma evidência para tal comportamento foram os resultados obtidos no RHIC [16]. Esperava-se que quando fossem comparadas as produções de J/ψ em regiões de rapidez mais centrais com as mais frontais, um fator de supressão maior seria obtido nas regiões mais centrais, já que haveria a produção de um meio quente, no qual o J/ψ perderia energia, ou se dissociaria. No entanto, como mostra a figura 2.17, isso não ocorreu, sendo que o teor de supressão obtido para as regiões mais centrais é compatível com a supressão normal, a qual foi obtida mediante extrapolação da produção em próton-próton incluindo o efeito de sombreamento nuclear (*Nuclear Shadowing* [18]), de acordo com dois modelos diferentes (faixa amarela e faixa sombreada da figura 2.17). No caso dos experimentos no RHIC, o fator R_{AA} foi utilizado para a estimativa da supressão. Ele é definido como:

$$R_{AA} = \frac{N^{\circ} J/\psi_{AA}}{N^{\circ} J/\psi_{pp} \times N_{bin}^{col}} \quad (2.28)$$

Sendo que:

- $N^{\circ} J/\psi_{AA}$ é o número de J/ψ s produzidos em uma colisão A-A;

- $N^o J/\psi_{pp}$ é o número de J/ψ s produzidos em uma colisão p-p;
- N_{bin}^{col} é o número de colisões binárias.

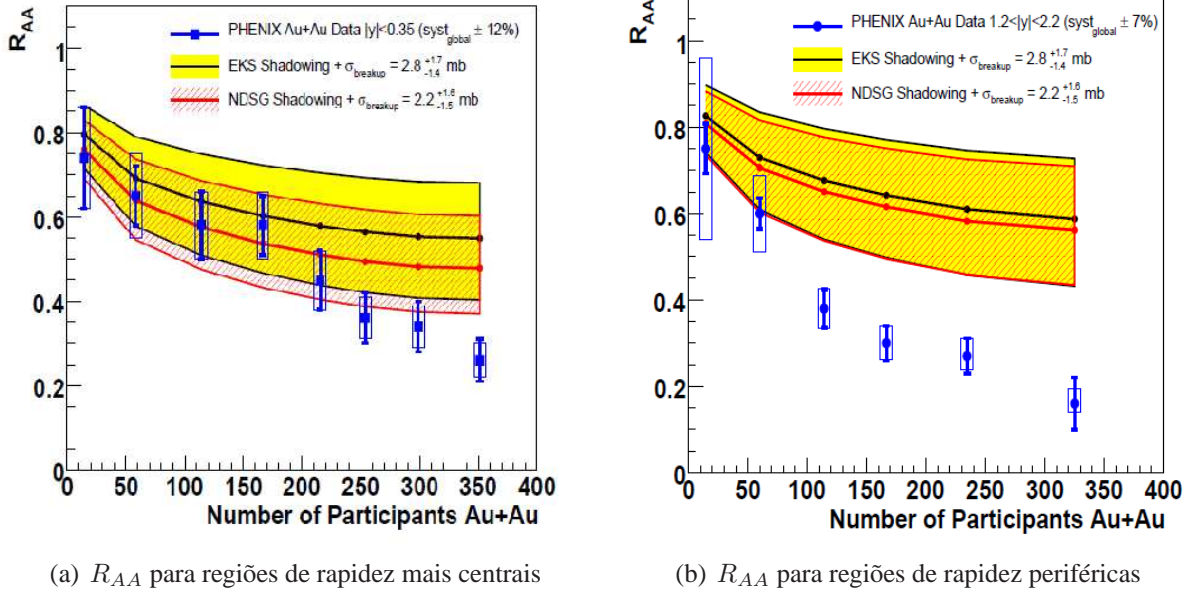


Figura 2.17: Fator R_{AA} obtido mediante dados do RHIC [16]. O gráfico à esquerda mostra os eventos com rapidez mais central, ao passo que o gráfico à direita mostra os eventos com rapidez mais frontal.

Após análises preliminares de colisões d-Au no experimento PHENIX, estimou-se o efeito da matéria nuclear fria nesse experimento. Desta forma, por intermédio do modelo de Glauber, o R_{AA} oriundo de efeitos da matéria nuclear fria [5] foi calculado. Como mostra figura 2.18, os efeitos de absorção de J/ψ na matéria nuclear fria obtidos são mais agudos em regiões frontais. De acordo com a referência [5], há indícios de que o comportamento oriundo da interação do J/ψ com a matéria nuclear quente fosse similar tanto em regiões centrais, quanto em regiões frontais. Desta forma, o fator de supressão dependente da rapidez seria originado apenas pelos efeitos de matéria nuclear fria, e talvez o cenário de regeneração não seja necessário para explicar o R_{AA} obtido com o experimento PHENIX.

2.4.4 Aumento da produção de J/ψ por regeneração

Outro fator importante no estudo da produção de J/ψ em colisões A-A é a possibilidade de um aumento na produção de J/ψ por regeneração.

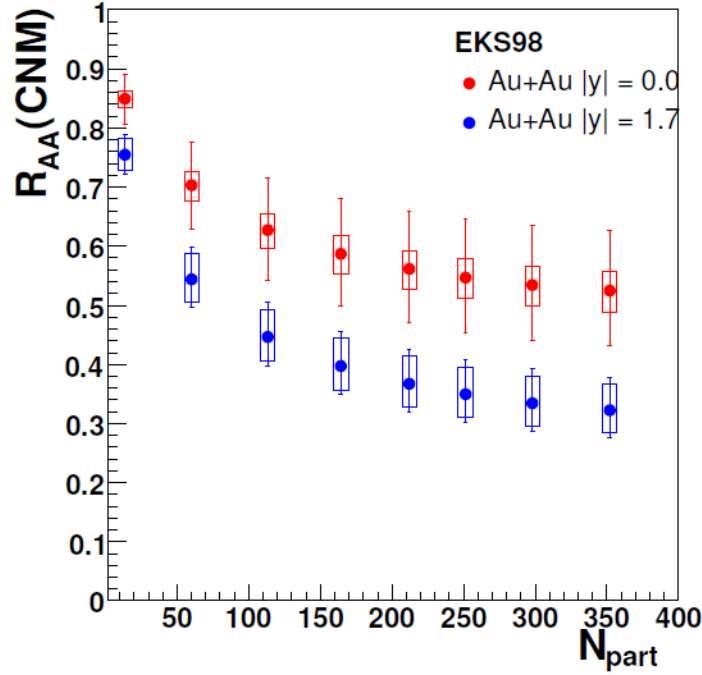


Figura 2.18: Estimativa para o R_{AA} devido à matéria nuclear fria em colisões Au+Au como função do número de participantes para $|y| < 0,35$ e $1,2 < y < 2,2$. As barras verticais representam as incertezas sistemáticas da dependência da rapidez nos ajustes de $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ [5].

A ideia básica de tal modelo reside no fato de que colisões nucleares podem produzir inicialmente, por processos de espalhamento duro, mais do que aqueles quarks *charm* estatisticamente esperados em $T = T_c$. Esse excesso pode levar à formação combinatória de estados *charmonia* durante a hadronização.

Havendo o plasma de quarks e glúons (*QGP*), um estado de *charmonium*, após ser dissociado, não poderia ser formado novamente na fase de hadronização, visto que a abundância de quarks *charm* em um *QGP* em equilíbrio é muito baixa. A taxa de produção de pares $c\bar{c}$ com relação aos pares de quarks leves $q\bar{q}$ é estimada como sendo [16]:

$$\frac{c\bar{c}}{q\bar{q}} \approx e^{-2m_c/T_c} \approx 3.5 \times 10^{-7} \quad (2.29)$$

Sendo que, para isso, são utilizados $m_c = 1,3$ GeV para a massa do quark *charm* e $T_c^1 = 0,175$ GeV para a energia de transição.

A figura 2.19 mostra a comparação entre a produção de quarks *c* em processos duros (*hard*)

¹É importante salientar que o valor estimado para T_c tem sido bastante discutido no decorrer dos últimos anos. O valor exposto aqui corresponde ao valor indicado na referência [16].

com a produção térmica em $T = T_c$. Assume-se $\frac{c\bar{c}}{q\bar{q}} = \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_{in}}$ [16] para *hard pQCD*. Espera-se que o aumento da produção de $c\bar{c}$ em colisões nucleon-nucleon cresça de acordo com N_{coll} (assim como na seção 3.4), ao passo que a produção de quarks leves cresceria em função do número de núcleons participantes N_{part} (seção 3.4).

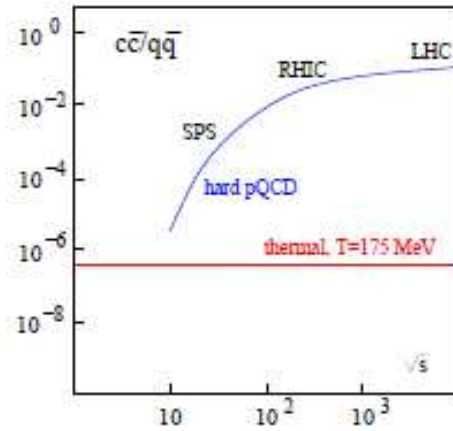


Figura 2.19: Produção relativa de quark charm em processos duros (*hard*) x processo térmico (*thermal*) em colisões envolvendo núcleos pesados.

Uma importante hipótese desse processo de regeneração é que esse excesso de quarks charm persistiriam nas etapas subsequentes, ou seja, estaria disponível no ponto de hadronização. Por conseguinte, um quark c de uma determinada colisão nucleon-nucleon combinar-se-ia com um \bar{c} de outra colisão, gerando um J/ψ . Esse mecanismo conhecido como *exogamous*, c e \bar{c} de um charmonium oriundos de diferentes pares originais, contrasta com o mecanismo *endogamous*, esperado para colisões pp .

Para explicar as taxas de produções observadas no experimento *RHIC*, costuma-se assumir que esse novo processo de produção *exogamous* compensaria o decréscimo proposto da produção direta para o estado 1S pelo processo *endogamous*. A figura 2.20 ilustra de modo esquemático tal comportamento.

No LHC, em virtude de densidades de energia bem maiores, há a possibilidade de um aumento relativo de J/ψ com respeito à escala da produção em colisões próton-próton.

Em um regime de energia muito alta, a regeneração e a supressão comportar-se-iam de maneiras opostas, levando a um cenário possivelmente extremo no LHC(figura2.21(a)). Com o aumento da energia (como mencionado na seção 2.4.2), primeiramente os estados excitados de *charmonium* seriam dissociados e, posteriormente, o próprio $J/\psi(1S)$ seria suprimido. No cenário de regeneração, a dissociação térmica é estimada pela extrapolação dos dados do

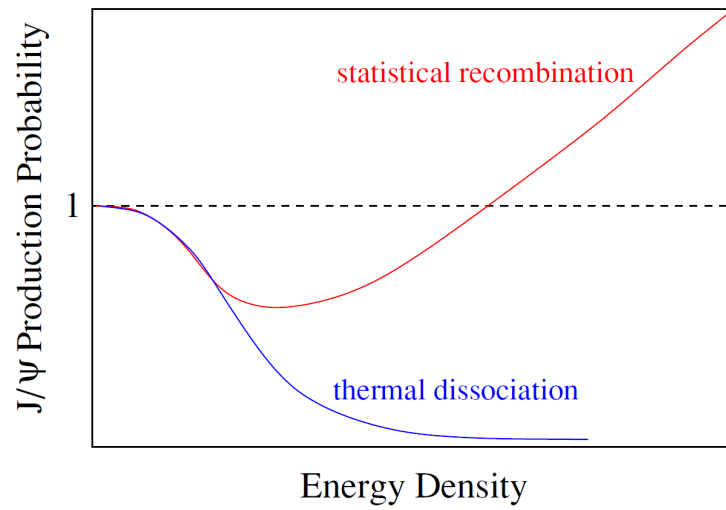


Figura 2.20: Esquema de regeneração de J/ψ [26].

SPS a altas densidades de energia. Tal fato levaria a um aumento na produção de J/ψ com o aumento da densidade de energia.

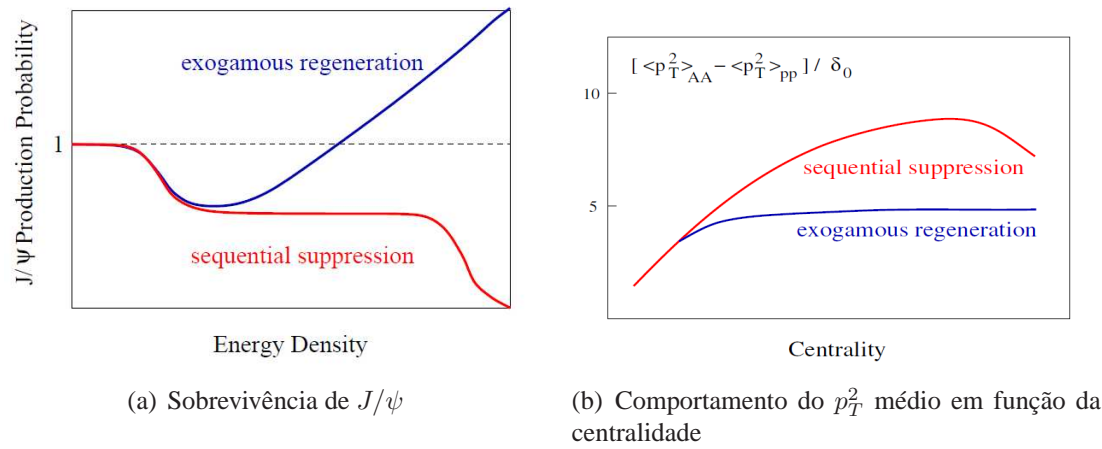


Figura 2.21: Esquema dos comportamento da pressão 2.10(a) e densidade de energia 2.10(b) em um modelo de gás de 2 fases [26].

Capítulo 3

Experimento ALICE no LHC

O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [1] é otimizado para a análise de colisões Pb+Pb com energia no centro de massa por par de núcleon de $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 TeV$. Ele foi desenhado para medir uma grande variedade de observáveis (hádrons, léptons e fótons) em um amplo espaço de fase.

O experimento, figura 3.1, consiste de um sistema central de detecção e diversos sistemas em rapidez dianteiras.

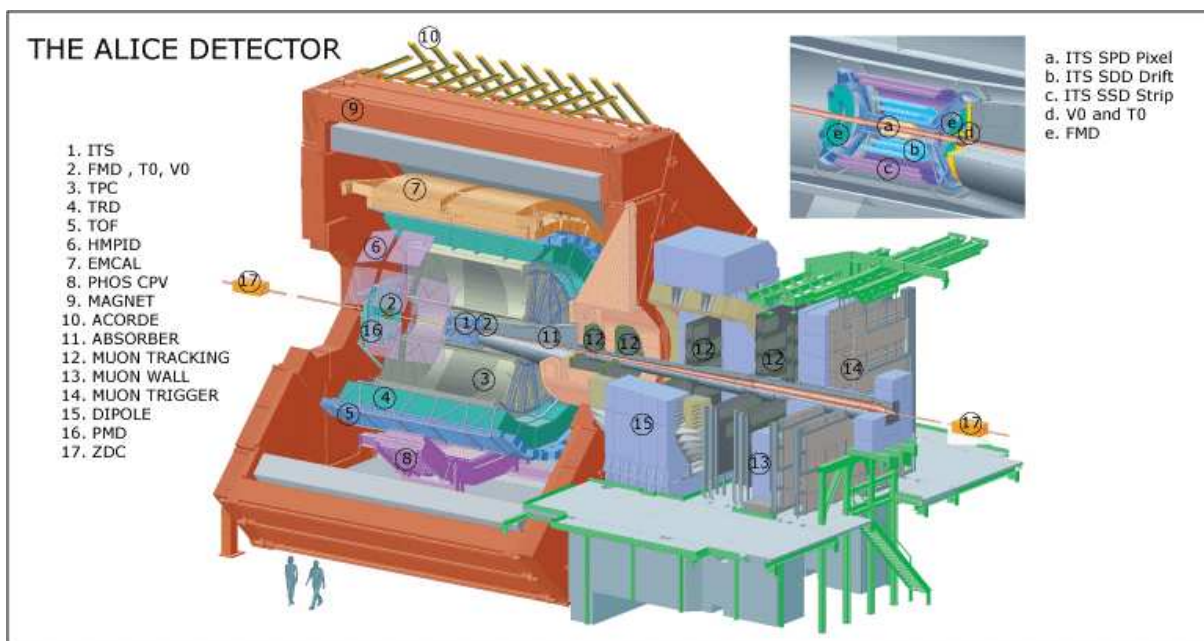


Figura 3.1: Esquema do ALICE [1].

O sistema central está contido dentro de um grande magneto solenoidal, o qual gera um

campo magnético de até 0,5 T. Esse sistema inclui:

- Seis camadas de detectores de silício com boa resolução (*Inner Tracking System – ITS*);
- Um sistema principal de reconstrução de trajetórias do experimento (*Time-Projection Chamber – TPC*);
- Um detector de radiação de transição para identificação de elétrons (*Transition-Radiation Detector – TRD*);
- Um conjunto de identificação de partículas baseado na técnica de tempo de voo (*Time-Of-Flight – TOF*).

Os principais objetivos do ITS são:

- Reconstrução de vértices primários e secundários com alta resolução, necessária para a detecção de híperons e mésons contendo apenas 1 quark *charm* e *bottom* (mésons abertos);
- 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;
- Resolução de momento aprimorada para partículas com p_T mais alto que também atravessam o TPC.

Tudo isso pode ser alcançado com um detector de silício estruturado em seis camadas cilíndricas, desde a parte interna até a central: duas camadas de SPD (*Silicon Pixel Detector*), localizadas a um raio de em $r = 4$ e $r = 7$ cm do eixo do feixe; duas camadas de SDD (*Silicon Drift Detectors*), dispostas em $r = 15$ e $r = 24$ cm; e duas camadas de SSD (*Silicon Strip Detectors*), $r = 39$ e $r = 44$ cm. Há uma visão geral do ITS na figura 3.2.

O TPC é o principal detector de trajetórias do ALICE (Figura 3.3). Ele permite tanto a reconstrução de trajetórias, quanto medida de momento e a identificação de partículas via perda de energia (dE/dx). Este detector possui um raio interno de 80 cm e um raio externo de 250 cm, dado pelo comprimento necessário para uma resolução de dE/dx superior a 10%, requisito para identificação de partículas. O comprimento ativo total de 500 cm permite a cobertura angular em um intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 0,9$.

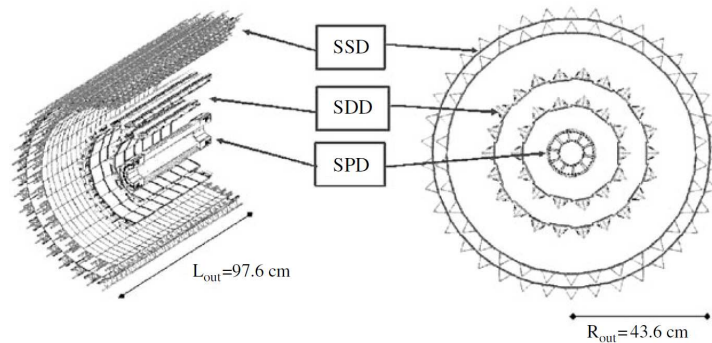


Figura 3.2: Esquema do ITS [1].

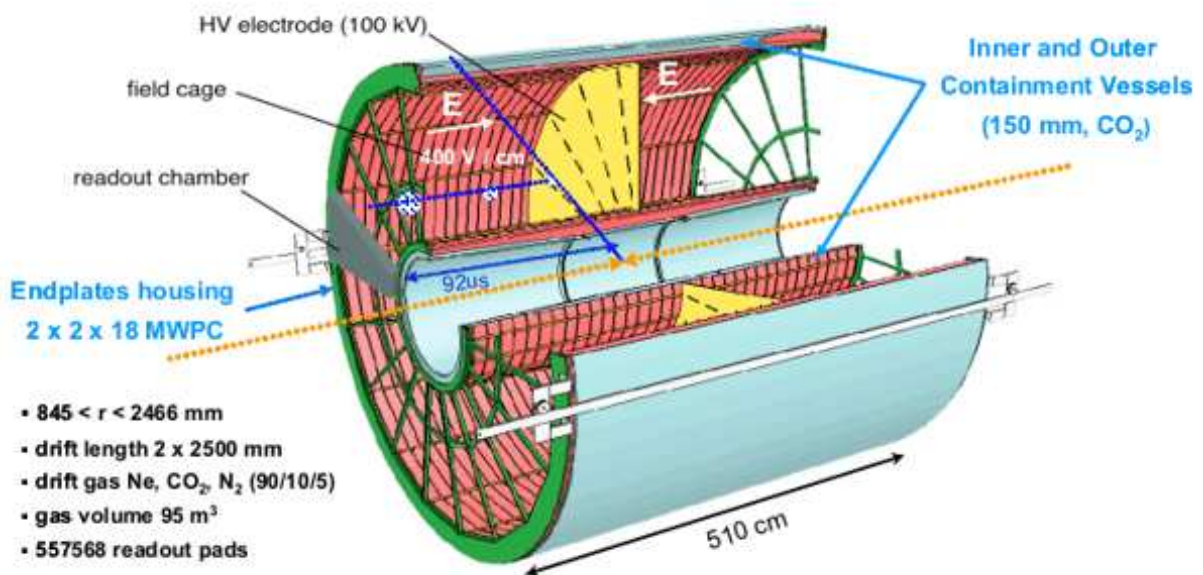


Figura 3.3: Esquema do TPC do ALICE [1].

O TOF é posicionado na parte externa do TPC. Ele possui um raio interno de 370 cm e um raio externo de 399 cm. Sua função é fornecer separação hadrônica em uma extensão de momento de 0,5 GeV/c a 2,5 GeV/c. A identificação de partículas (PID¹ do inglês *Particle Identification*) nessa extensão de momento permite o estudo de distribuições cinemáticas dos diferentes tipos de partículas, evento por evento, em colisões envolvendo íons pesados. Por exemplo, os produtos de decaimento de mésons D têm momentos típicos da ordem de 2 GeV/c. Conseqüentemente, o TOF, com uma separação K/π até 2,5 GeV/c, é muito efetivo para a reconstrução de decaimentos exclusivos de mésons D nos canais hadrônicos.

¹A sigla PID (Particle Identification) será utilizada doravante.

O sistema central é complementado por dois detectores com pequenas áreas:

- Um conjunto de detectores de Cherenkov de imagem de anéis, com $|\eta| \leq 0,6$ e cobertura azimutal de $57,6^\circ$, para a identificação de partículas com alto momento (*High-Momentum Particle Identification Detector* – HMPID);
- Um calorímetro eletromagnético, com $|\eta| \leq 0,12$ e cobertura azimutal de 100° , o qual consiste de conjuntos de cristais de alta densidade (*Photon Spectrometer* – PHOS).

Os sistemas para grande rapidez incluem:

- Um espectrômetro de múons ($-4, 0 \leq \eta \leq -2, 4$);
- 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 rapidez (até $\eta = 5,1$).

Um sistema de cintiladores e contadores de quartzo (T0 e V0) disponibiliza sinais para *trigger* rápido, utilizados sobretudo como *trigger* de colisão, e dois conjuntos de calorímetros de nêutrons e de hádrons, localizados em 0° e a cerca de 115 metros de distância do ponto de interação, que medem o parâmetro de impacto da colisão (*Zero-Degree Calorimeter* – ZDC).

Um absorvedor – posicionado bem próximo à extremidade do TPC e antes do espectrômetro de múons – suprime qualquer partícula que não seja múon oriunda do vértice de interação. O espectrômetro é composto por: um magneto de dipolo, cinco estações de reconstrução de trajetórias, 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. De uma forma geral, quanto à identificação de partículas, destacam-se:

- a identificação de π , K e p no TPC e ITS;
- reconstrução de estranheza, *heavy flavor* e ressonâncias no ITS e TPC;
- a identificação de múons e consequente estudo de ressonância de *heavy flavor* no espectrômetro de múons;

- a discriminação elétrons-hádrons no TRD e EMCal.

O TRD (*Transition Radiation Detector*) do ALICE possui uma boa discriminação entre elétrons e hádrons para $p_T < 10$ GeV/c. O calorímetro eletromagnético do ALICE (EMCal) estende a identificação de elétrons para p_T bem além da região de 10 GeV/c.

3.1 O calorímetro eletromagnético do ALICE: O EMCal

A colaboração ALICE-EUA adicionou um calorímetro eletromagnético de grande área ao experimento, com a finalidade de estender a escala de medidas de momento de fótons e elétrons, além de possibilitar a medida da energia de fragmentação de jatos. Com o EMCal adicionado, o experimento ALICE assemelha-se à combinação dos experimentos PHENIX [33] e STAR [34], com todas as capacidades destes dois experimentos combinadas, podendo, assim, estudar todos os observáveis em colisões ultra-relativísticas.

O desenho do EMCal baseia-se na tecnologia Shashlik [10], como implementado no experimento PHENIX [33] no RHIC [35], HERA-B [36] no DESY [37], e LHCb no CERN. O detector é formado por camadas de chumbo e cintilador, sendo que a espessura longitudinal 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.

O calorímetro eletromagnético vale-se do chuveiro eletromagnético gerado em virtude da interação de gamas ou fótons de Bremstrahlung de elétrons, em cadeia, com as placas de Pb do calorímetro. O comprimento de radiação do Pb é $X_0 = 0,56$ cm e do cintilador é $X_0 = 42$ cm; conseqüentemente, o comprimento de radiação correspondente 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.

No caso de píons carregados, o chuveiro é grande e disperso, sendo que o comprimento de Pb disponível no detector (≈ 12 cm) não é o bastante para conter o chuveiro hadrônico completamente. Desta forma, píons carregados não depositam uma fração grande de energia no EMCal. Por conseguinte, é possível separar elétrons de hádrons por intermédio de E/p (Energia medida no EMCal e momento no TPC) e píons carregados de fótons, por meio de estudo da dispersão do chuveiro gerado no calorímetro.

Nas próximas seções, há uma descrição quanto à geometria e sistema de *trigger* do EMCal. Na seção 4.2.2, há uma descrição mais detalhada sobre a discriminação elétron/hádron no EMCal.

3.1.1 Geometria

O EMCal ocupa um volume cilíndrico – uma porção de um cilíndrico completo, visto que não é 2π em ϕ –, sendo que sua profundidade radial equivale a aproximadamente 110 cm e sua superfície frontal situa-se a cerca de 450 cm da linha do feixe. Na direção longitudinal, o EMCal tem um comprimento de cerca de 700 cm, cobrindo $|\eta| < 0.7$.

A figura 3.4 mostra os supermódulos do EMCal, que são as unidades estruturais básicas do calorímetro, instalados na estrutura de suporte do detector. Essa figura indica um arco de supermódulos, cada qual cobrindo ≈ 20 graus em azimute.

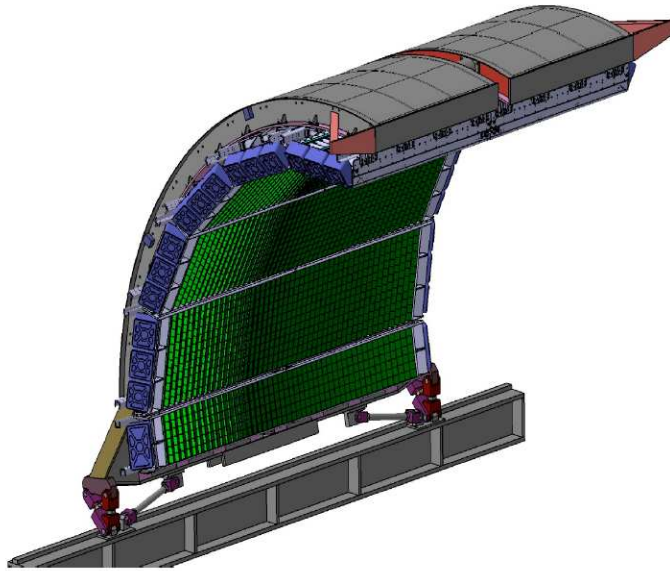


Figura 3.4: Conjunto de supermódulos do ALICE EMCal [10].

O detector por completo ocupa uma região de rapidez de $-0.7 < \eta < 0.7$ com uma cobertura angular de $\Delta\phi = 110^\circ$. O detector é segmentado em 12672 torres (a menor subdivisão do EMCal), sendo que cada uma destas é posicionada de maneira projetiva em relação ao vértice primário. A resolução em energia é em torno de $\Delta E/E = 10\%/\sqrt{E}$ (levando-se em conta energia em GeV).

As torres são agrupadas em supermódulos de dois tipos: tamanho completo, que se estende

em $\Delta\eta = 0.7$ e $\Delta\phi = 20^\circ$; um terço do tamanho, que se estende em $\Delta\eta = 0.7$ e $\Delta\phi \approx 6^\circ$. Há 10 supermódulos de tamanho completo e 2 supermódulos de tamanho menor (1/3), na cobertura angular total do detector. O supermódulo é a unidade de estrutura básica do calorímetro. A figura 3.5 mostra um supermódulo com sua estrutura mecânica externa sem a cobertura de cima, no intuito de ilustrar os módulos que o constituem. .

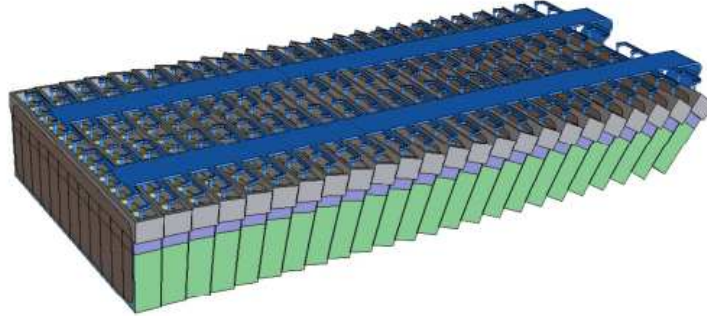


Figura 3.5: Supermódulo do ALICE EMCal [38].

É importante salientar que, durante o ano de 2010, apenas 4 supermódulos do EMCal estavam instalados, cobrindo uma região angular igual a $80^\circ < \phi < 120^\circ$. Durante o recesso de Janeiro de 2011, os 6 supermódulos de tamanho completo restantes foram instalados. O calorímetro tornou-se completo, do ponto de vista do que o projeto previa, em Janeiro de 2012, quando os últimos 2 supermódulos menores, de tamanho 1/3, foram instalados.

3.1.2 O Módulo do EMCal

Cada torre (menor unidade do EMCal) é constituída de 76 camadas de 1.44 mm de Pb, alternadas por 77 camadas de 1.76 mm poliestirene. Elas são agrupadas em conjuntos de 2x2 torres, formando um módulo.

Todos os módulos do calorímetro são mecanicamente e dimensionalmente idênticos. As dimensões das superfícies frontais das torres são $\approx 6 \times 6 \text{ cm}^2$, o que resulta em uma região no espaço $\eta \times \phi$ igual a $\Delta\eta \times \Delta\phi \approx 0.014 \times 0.014$ em $\eta = 0$.

3.2 O sistema de *trigger* do EmCal

A taxa de obtenção de eventos é sobremodo limitada no ALICE, em virtude do seu principal detector de trajetórias, o TPC, suportar uma taxa de eventos de cerca de 0,5 a 1 kHz . Por

consequente, caso se escolham eventos de modo aleatório – como acontece em *Minimum Bias* –, muitos eventos de interesse podem ser perdidos, visto que em colisões próton-próton são alcançadas taxas de interação em torno de 100kHz e, em colisões Pb-Pb, aproximadamente 5 kHz.

No intuito de se explorar adequadamente a luminosidade oferecida pelo LHC ao ALICE, o experimento requer os chamados sistemas de gatilho (*trigger*), os quais utilizam detectores rápidos, tal como o EMCal, para que a seleção de eventos seja efetuada da melhor maneira possível.

A eletrônica necessária para a leitura em um supermódulo é dividida em duas estruturas (*crates*), como mostra a figura 3.6. Cada supermódulo é ocupado por 36 cartões FEE (*Front End Electronics*), cada qual é responsável pela leitura do sinal de 32 torres do calorímetro (por intermédio do chip ALTRO) e pela criação posterior dos sinais de *fastOR*, que são somas dos sinais das 4 torres de um módulo.

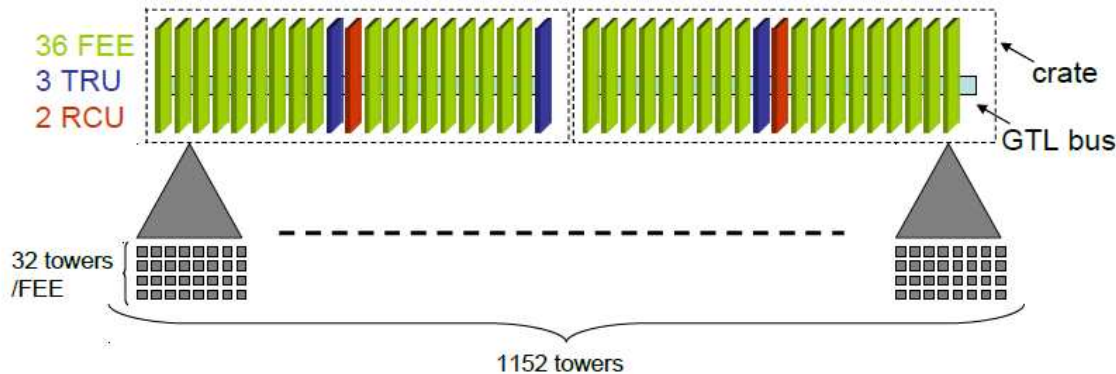


Figura 3.6: A eletrônica de um super módulo do EMCal [39].

Os sinais obtidos pelos *fastORs* são transferidos a 3 TRUs (*Trigger Region Unit*), sendo que cada qual os digitaliza continuamente em uma taxa de 40 MHz, gerando o *trigger* de nível mais básico, o nível 0 (L0).

A unidade de controle de leitura (RCU – *Readout Control Unit*) é responsável pela leitura das FEE's e TRUs, além da transferência dos dados ao DAQ.

O algoritmo de L0 consiste de um código *Verilog* que é sintetizado para o *Virtex – 5* [10]. Tal sistema consiste de 4 módulos (como mostra a figura 3.7), os quais desempenham as seguintes funções:

- Integração no tempo em um intervalo de 100 ns (FWHM) do sinal de cada conjunto de

2x2 torres;

- Subtração de Pedestal;
- Sinal somado de conjuntos de 4x4 torres (4 módulos de 2x2 torres) cobrindo todas as 91 combinações possíveis dentro de um TRU.
- Limiar de energia programável e utilizado para a comparação com o sinal de cada uma das 91 somas (espaço x tempo).

Durante a tomada de dados de 2011, o sistema de *trigger* L0 do EMCal foi utilizado em colisões p-p. No caso de colisões próton-próton a 7 TeV, ele foi configurado com um limiar de energia próximo a 5 GeV, fornecendo uma taxa de rejeição de eventos por volta de 2500, em um ambiente com taxa de colisões igual a 100 kHz, permitindo que o EMCal trabalhasse com a largura de banda (*Bandwidth*) de eventos proposta para a tomada de dados com este sistema de *trigger*, que era cerca de 40 eventos/s.

Durante a tomada de dados de Pb-Pb, o EMCal valeu-se de um sistema de *trigger* de nível mais alto, o L1, o qual permitia uma análise *on-line* de um algoritmo que possibilitava a combinação da informação da soma dos sinais de módulos em diferentes TRU's dentro de um supermódulo. O limiar ajustado em colisões Pb-Pb era dependente da centralidade, variando de 5 GeV (eventos mais periféricos) a 10 GeV (eventos mais centrais). A razão da escolha deste tipo de dependência do limiar era a necessidade de se manter a taxa de seleção de eventos constante, satisfazendo a largura de banda autorizada aos eventos selecionados pelo EMCal, sem que nenhum evento de interesse (acima do limiar proposto) fosse perdido.

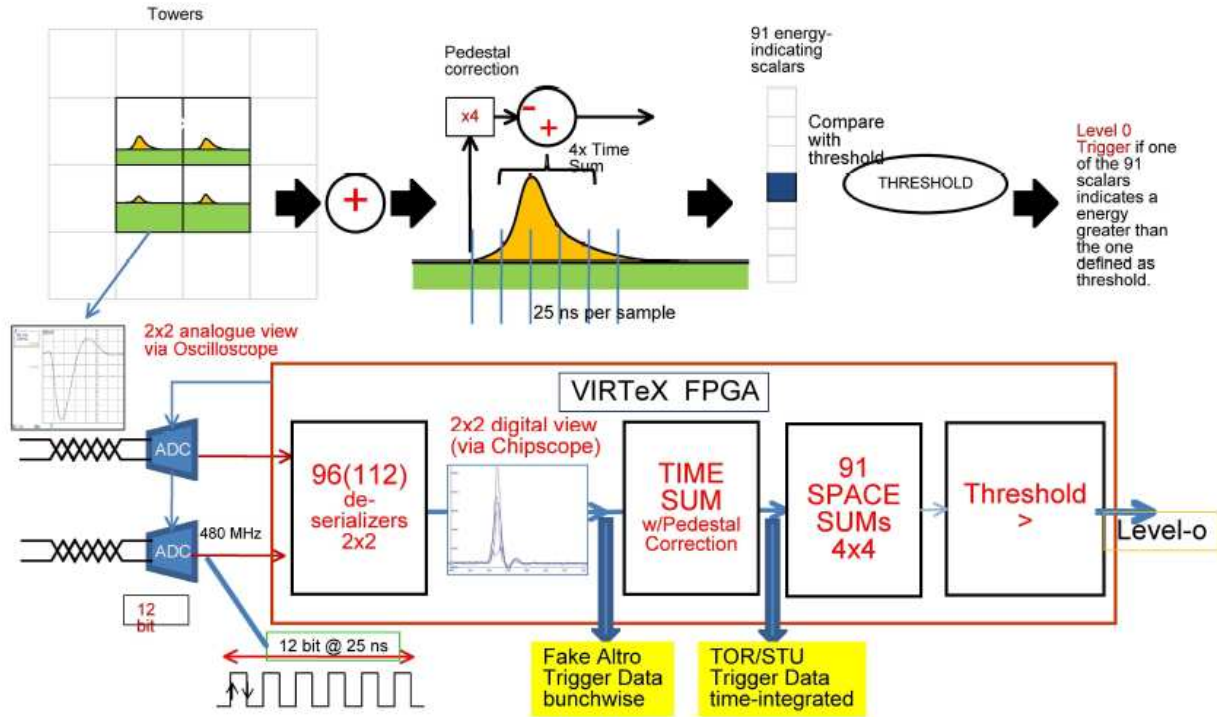


Figura 3.7: Princípio de funcionamento do trigger do EmCal [10].

3.3 A reconstrução de vértice, trajetória e *cluster* do EMCal

Alguns dos processos envolvidos na reconstrução dos dados e que são essenciais na análise de dados são sucintamente discutidos nesta seção. Eles dizem respeito à obtenção do ponto onde houve a colisão (vértice primário), à informação de momento da partícula (trajetória no TPC) e à energia eletromagnética obtida no EMCal.

3.3.1 A reconstrução do vértice primário de colisão

O vértice primário é obtido mediante a reconstrução de pontos nas duas camadas do SPD do ITS (seção 3).

O vértice no LHC pode ser parametrizado por Gaussianas ao longo do eixo- z (direção do feixe), cujo valor é aproximadamente $\sigma_z = 5,3 \text{ cm}$ e nas direções x e y . A largura da distribuição no plano transversal depende do parâmetro do feixe β^* (basicamente o foco do feixe), da seguinte maneira:

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon\beta^*} \quad (3.1)$$

Sendo que ϵ é a emitância do feixe e vale $\epsilon = 0,57 \text{ nm}$. Valores altos de β^* , tais como 10 metros, levam a $\sigma_{x,y}$ de cerca de $75 \mu\text{m}$.

O algoritmo de reconstrução basicamente se vale da centróide da distribuição de pequenas trajetórias formadas pela associação das duas camadas do SPD. Inicia-se pela verificação da distribuição das coordenadas, na direção do feixe (eixo- z). Quando, hipoteticamente, o vértice verdadeiro localiza-se em zero, $z_{true} = 0$, a distribuição é simétrica com um valor de centróide z_{cent} bem próximo do valor nominal desse vértice. Quando o vértice primário verdadeiro situa-se muito distante de zero ao longo do eixo- z , uma fração maior de pontos no ITS é perdida e a centróide da distribuição deixa de fornecer a posição do vértice primário. No entanto, para vértices primários não muito distantes de $z_{true} = 0$ (até 12 cm), a centróide da distribuição ainda permanece correlacionada com a posição do vértice como ilustra a figura 3.8.

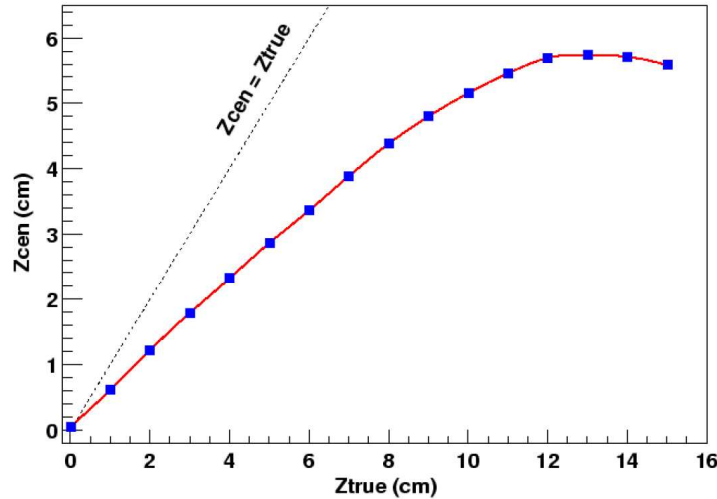


Figura 3.8: Correlação entre a centróide da distribuição (z_{cent}) e a posição verdadeira do vértice (z_{true}) [32].

O efeito de saturação para valores altos de z_{true} não é tão crítico, porque esse primeiro procedimento serve apenas para uma estimativa do vértice em z , com o intuito de introduzir algum corte nessa variável. Uma relação monotônica é feita, por meio de ajuste polinomial, para que se determine um valor aproximado (z_v^0) do valor da posição do vértice no eixo- z , z_v , da centróide da distribuição da coordenada z dos pontos reconstruídos. A figura 3.9 ilustra essa primeira aproximação, a qual estabelece uma região de confiança do vértice na direção z .

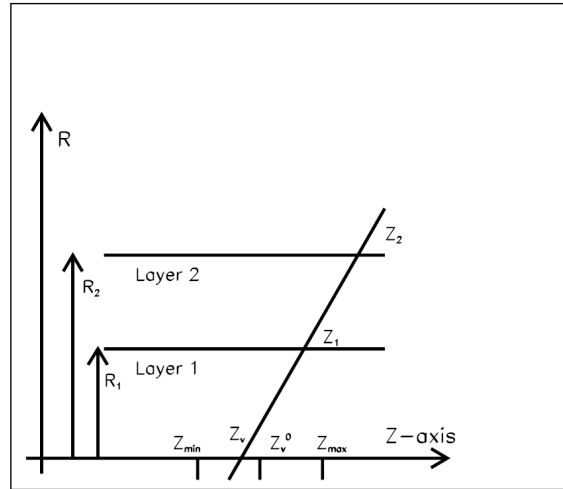


Figura 3.9: Ilustração do esquema geométrico utilizado para correlacionar os pontos nas duas camadas pixeladas do ITS. Primeiro é feita uma aproximação da localização do vértice, z_v^0 , estabelecendo-se uma zona de confiança [32].

Para que a posição final do vértice seja obtida, as correlações entre os pontos z_1 , z_2 das duas camadas (como mostra a figura) é considerada. Quando o vértice primário está localizado fora dos eixos $x = 0$ e $y = 0$, as distâncias radiais entre o vértice e os pontos das duas camadas são tenuamente diferentes da média dos valores dos raios dos pixéis r_1 e r_2 (seção 3). As distâncias radiais corretas são obtidas mediante a estimativa de um vértice determinado no plano transversal das distribuições dos pontos em x e y .

Considerando-se N_1 pontos na primeira camada e N_2 , todas as combinações possíveis são feitas. No entanto, é preciso estabelecer limites, z_{min} e z_{max} , como na figura 3.9. A escolha cuidadosa desses cortes é capaz de reduzir bastante o fundo combinatório, especialmente fora do pico de correlação, deixando apenas uma pequena fração de pares $N_1 N_2$. A correlação entre z_1 e z_2 resulta no espectro da figura 3.10. A centróide dessa distribuição fornece a posição z_v .

Uma técnica similar pode ser aplicada à posição do vértice no plano transversal. Em virtude dos raios das camadas de pixéis serem pequenos (4 cm e 7 cm), o desvio das projeções das trajetórias como linha reta é pequeno, e um resultado razoável pode ser obtido mesmo na aproximação linear, especialmente para partículas de alto momento. Além disso, o fundo combinatorial pode ser reduzido a quase zero, desde que haja a localização do vértice na direção z seja bem alcançado. São escolhidos apenas pontos de pares cuja posição em z esteja dentro de $\pm 4 \sigma_z$. A distribuição de todas as intersecções conectando os pontos (x_1, y_1) , (x_2, y_2) com os eixos Y' e X' , os quais representam o vértice verdadeiro (como mostra a figura 3.11), apresen-

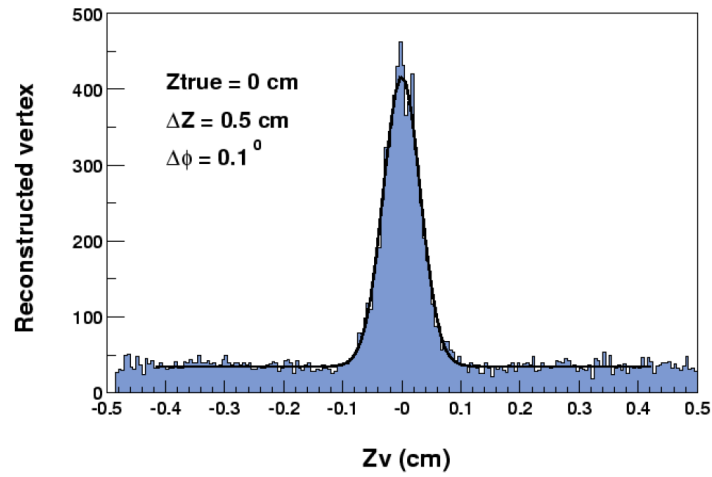


Figura 3.10: Distribuição de z_v em simulação de colisões Pb-Pb. A centróide do ajuste de Gaussiana é a estimativa para o valor do vértice primário [32].

tam um mínimo de largura (melhor resolução) em valores próximos à posição verdadeira do vértice. Levando-se em conta as distribuições das centróides de x_v , y_v e z_v , é possível estimar a posição do vértice primário em 3 dimensões [32].

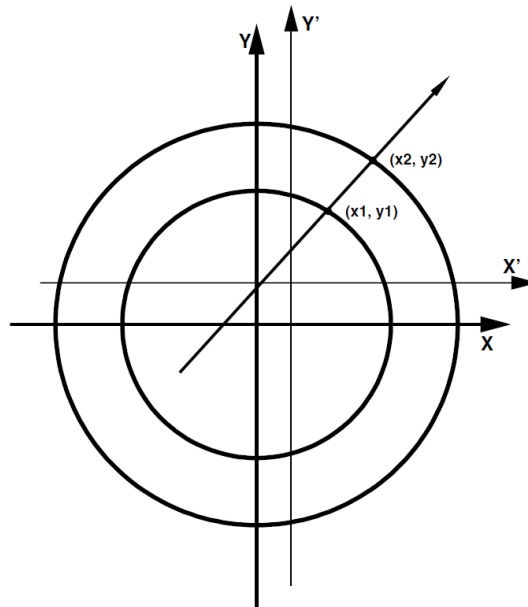


Figura 3.11: Ilustração do esquema geométrico das duas camadas de píxeis com pontos reconstruídos no plano transversal. A correlação entre os pontos (x_1, y_1) e (x_2, y_2) pode ser utilizada para determinar a distribuição de interseções com os eixos Y' e X' (provenientes da estimativa da coordenada do vértice em primeira ordem) [32].

3.3.2 A reconstrução das trajetórias

As trajetórias são extremamente importantes no ALICE, visto que por intermédio delas são obtidos os momentos e as cargas de partículas carregadas na região de rapidez central ($|y| < 0,9$).

A estratégia utilizada para o algoritmo que busca as trajetórias vale-se do que se conhece como métodos locais [32]. Os parâmetros são sempre estimados localmente em um ponto dado no espaço. A decisão se um determinado ponto deve ou não ser incluído na trajetória é feita usando tanto informação local ou informação já acumulada dessa trajetória. Com esse tipo de método, todas as peculiaridades locais (estocásticas, processos físicos, campos magnéticos, a geometria do detector) podem ser naturalmente consideradas.

O método utilizado nas trajetórias do ALICE vale-se do filtro de Kalman, que foi introduzido por P.Billoir em 1983 [40].

O filtro de Kalman aplicado às trajetórias possui propriedades interessantes [32]:

- É um método que simultaneamente reconhece e ajusta a trajetória;
- Possibilita a rejeição de pontos durante a reconstrução. Esses pontos incorretos podem aparecer como resultado da imperfeição do algoritmo que encontra o *cluster*. Eles podem surgir como consequência de ruído ou podem constituir de pontos de outras trajetórias que acidentalmente foram capturados para lista de pontos associados com a trajetória a ser reconstruída. Em métodos diferentes, em geral, é necessário refazer o processo de reconstrução removendo os pontos ruins;
- Agilidade no processamento de espalhamentos múltiplos. No caso de espalhamentos múltiplos, as medidas de trajetória são correlacionadas e, conseqüentemente, matrizes bem grandes (do tamanho dos número de pontos reconstruídos) precisam ser invertidas durante o ajuste global. No procedimento de filtro de Kalman, somente matrizes até 5x5 são manipuladas, o que é muito mais rápido;
- Simplicidade no tratamento de espalhamentos múltiplos e perda de energia em comparação com métodos globais.
- Facilidade em encontrar uma extrapolação de uma trajetória (por exemplo do TPC ao ITS ou do TPC ao TRD).

No ALICE, como já foi mencionado, garante-se uma boa eficiência no processo de busca de trajetórias e precisão de reconstrução até $p_T = 100$ MeV/c. Alguns detectores, tais como ITS e TRD, possuem significativa quantidade material. Diante disso, não é possível desprezar as perdas de energia ou múltiplos espalhamentos que ocorrem nesses detectores. Há também muitas áreas mortas entre os detectores que complica muito a busca e continuação de uma mesma trajetória. Como consequência dessas vantagens, o filtro de Kalman foi o método escolhido no ALICE. A reconstrução de trajetórias no ALICE inicia-se com a busca de *clusters* em todos os detectores centrais (ITS, TPC, TRD, TOF, PHOS e EMCal). Valendo-se dos *clusters* reconstruídos nos dois pixéis do ITS, a posição do vértice primário é obtida (assim como descrito na seção 3.3.1). Quando isso ocorre, o algoritmo de busca de trajetória se inicia.

A estratégia básica [32] consiste em começar pelo melhor detector de trajetórias (TPC) e de seu raio externo, onde a densidade de trajetórias é mínima. Primeiramente, os candidatos ("sementes") são encontrados. Então, o sistema de reconstrução de trajetórias prossegue na direção do raio menor do TPC. Esse processo é dinâmico, a cada momento novos *clusters* são adicionados e a trajetória é refinada. Quando todas as trajetórias do TPC estão prontas, ela é extrapolada para o ITS, onde continua a reconstrução (se possível), sendo que as trajetórias são prolongadas ao vértice primário da colisão. Quando todas as trajetórias do TPC são agrupadas com o ITS, o algoritmo passa a reconstruir as trajetórias que possuem apenas sinal no ITS, formando as trajetórias somente do ITS (*ITS Stand Alone Tracks* em inglês). Então, depois que a trajetória possui a combinação do ITS e TPC, ela é extrapolada para os outros detectores, tais como: TRD, TOF, PHOS e EMCal.

O ALICE está contido em uma região cujo campo magnético aplicado, na direção do feixe, vale $B = 0,5$ T. Desta forma, as partículas carregadas são curvadas em relação ao eixo do feixe por causa do campo magnético aplicado (paralelo ao feixe).

A parametrização da hélice das trajetórias do TPC em coordenadas cartesianas, como função do comprimento da trajetória s , é dada por [41]:

$$\begin{aligned}
 x(s) &= x_0 + \frac{1}{k} [\cos(\Phi_0 + hsk \cos \lambda) - \cos \Phi_0] \\
 y(s) &= y_0 + \frac{1}{k} [\sin(\Phi_0 + hsk \cos \lambda) - \sin \Phi_0] \\
 z(s) &= x_0 + s \sin \lambda
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

Sendo que:

- s é o comprimento do caminho ao longo da hélice;
- x_0, y_0 e z_0 correspondem ao ponto de início da hélice, tal que $s = s_0 = 0$;
- λ é o ângulo entre a trajetória e o plano dos fios de anodo do TPC (eixo- z), chamado de *dip*;
- k é a curvatura, tal que $k = 1/R$;
- B é a componente z de um campo homogêneo ($\vec{B} = (0,0,B_z)$);
- q é a carga da partícula;
- h é o sentido de rotação da hélice projetada no plano- xy , a saber, $h = -\text{sign}(qB) = \pm 1$;
- Φ_0 é o ângulo azimutal do ponto de início da hélice com relação ao eixo da hélice ($\Phi_0 = \Psi - h\pi/2$);
- Ψ é o $\arctan(dy/dx)_{s=0}$, ou seja, o ângulo azimutal da direção da trajetória ao ponto de início.

A figura 3.12 ilustra os parâmetros que descrevem anteriormente.

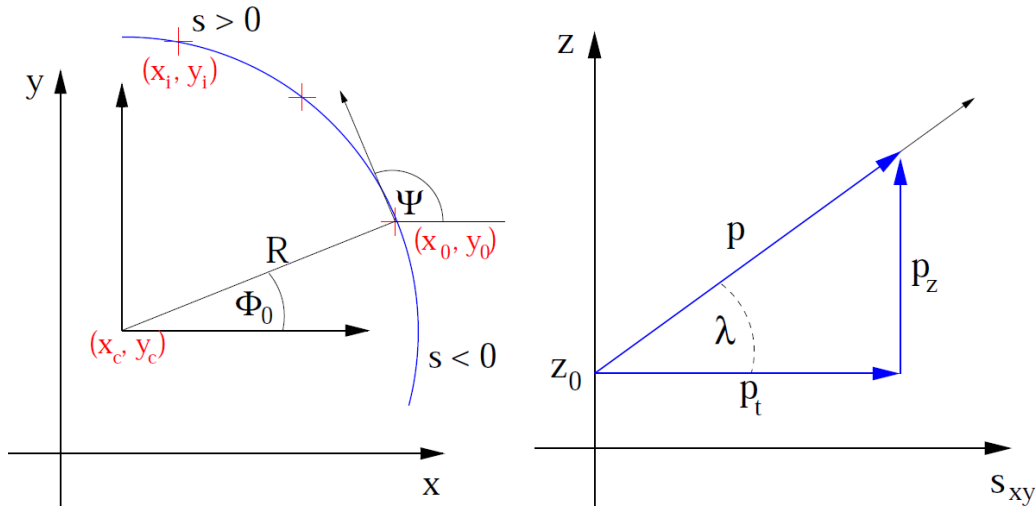


Figura 3.12: Esquema da parametrização da hélice. À esquerda, projeção de uma hélice no plano $x - y$. À direita, projeção de uma hélice no plano sz [41].

Os parâmetros da hélice são [41]:

$$\begin{aligned}\Psi &= \Phi_0 + \frac{h\pi}{2} \\ p_T &= \frac{cqB}{k} \\ p_z &= p_T \tan \lambda \\ p &= \sqrt{p_T^2 + p_z^2}\end{aligned}\tag{3.3}$$

Sendo que a curvatura k é dada em [m^{-1}]. O campo magnético B é dado em [T], c é a velocidade da luz em [m/ns], e p_T e p_z são respectivamente o momento transversal e o momento longitudinal [GeV/c].

A resolução da trajetória em p_T , momento transversal, no ALICE é dada por: $(\sigma(p_T)/p_T)^2 = (0,01)^2 + (0,007 \cdot p_T)^2$ [42].

3.3.3 Clusters do EMCal e combinação trajetória-cluster

No que concerne à análise de dados, o EMCal é subdividido em células que correspondem diretamente às torres mencionadas na seção 3.1.1. Ao atingir o detector, uma partícula normalmente deposita energia em mais de uma célula do EMCal. Desta forma, um *cluster* é definido como o conjunto dessas células que foram excitadas pela partícula em questão. O algoritmo mais comum de *cluster* utilizado no EMCal do ALICE (algoritmo *V1* [43]) basicamente seleciona células adjacentes à célula principal (*seed* semente em inglês), a qual corresponde a um máximo local com energia acima de 50 MeV, até que se atinja uma célula cuja energia seja menor do que o limiar imposto ($E = 50$ MeV). Caso a energia desse *cluster* reconstruído seja superior a 100 MeV, ele é incluído na análise de dados. É possível, sobretudo em colisões Pb-Pb, que mais do que uma partícula deposite energia em um determinado *cluster*. No entanto, uma série de cuidados são tomados para evitar essa situação durante o processo de reconstrução do *cluster*. Em colisões Pb-Pb, por exemplo, utiliza-se um algoritmo que se baseia na forma quadrada ($N \times N$ [43], com 3x3 torres), dividindo-se assim a energia de duas partículas com incidência muito próxima em dois *clusters* diferentes. Portanto, o *cluster* torna-se a unidade

fundamental de análise do EMCal, já que possui a informação da posição e energia depositada pela partícula. A posição do *cluster* é dada pela média das posições das torres, ponderadas pela energia de cada torre, como segue:

$$F_{pos}(\eta, \phi) = \frac{1}{E_{cluster}} \sum_i^N E_i F_{pos}(\eta_i, \phi_i) \quad (3.4)$$

Sendo que N é o número de torres, E_i é a energia da i -ésima torre, $F_{pos}(\eta_i, \phi_i)$ é a posição em η e ϕ de cada torre.

Cada *cluster* possui, portanto, uma medida da energia depositada que depende da partícula em questão. Desta forma, pode-se associar uma partícula a um determinado *cluster*, ou seja, identificar qual partícula excitou o detector.

Para se associar uma trajetória a um *cluster*, ou seja, obter um par trajetória-*cluster*, extrapola-se a trajetória reconstruída pelo TPC até a superfície do EMCal, por intermédio de uma equação de hélice [1], e procura-se o *cluster* mais próximo ao ponto da extrapolação. A extrapolação depende do momento da partícula e do campo magnético (B) do experimento – neste caso, $B = -5\text{kG}$ –, sendo que o algoritmo de extrapolação também leva em consideração a interação da partícula com o material de outros detectores dispostos à frente do EMCal, tais como o TOF e o TRD. A maneira pela qual determina-se o *cluster* mais próximo é mediante o cálculo de uma distância $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$, definidas como:

$$\begin{aligned} \Delta\eta &= (\eta^{cluster} - \eta^{trajetoria}) \\ \Delta\phi &= (\phi^{cluster} - \phi^{trajetoria}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

A figura 3.13 mostra a distribuição das distâncias entre as trajetórias e *clusters* em eventos de colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. A figura mostra que a resolução em $\Delta\phi$ é compatível com $\Delta\eta$ para $p_T > 1$ GeV/c e $E > 1$ GeV, como mostrado na figura. Para momentos transversais mais baixos, pelo fato de o campo magnético ser aplicado na direção do feixe, ou seja, perpendicular a ϕ , a curvatura da trajetória afeta um pouco a resolução da extrapolação, e, por conseguinte, aumenta também a incerteza na determinação do par trajetória-*cluster*. Por essa razão, para a determinação de um bom par trajetória-*cluster*, estipula-se um limite para o valor dessas distâncias, como padrão, $|\Delta\eta| < 0,025$ e $|\Delta\phi| < 0,05$. Esses valores foram determinados por estudos mais gerais na colaboração ALICE.

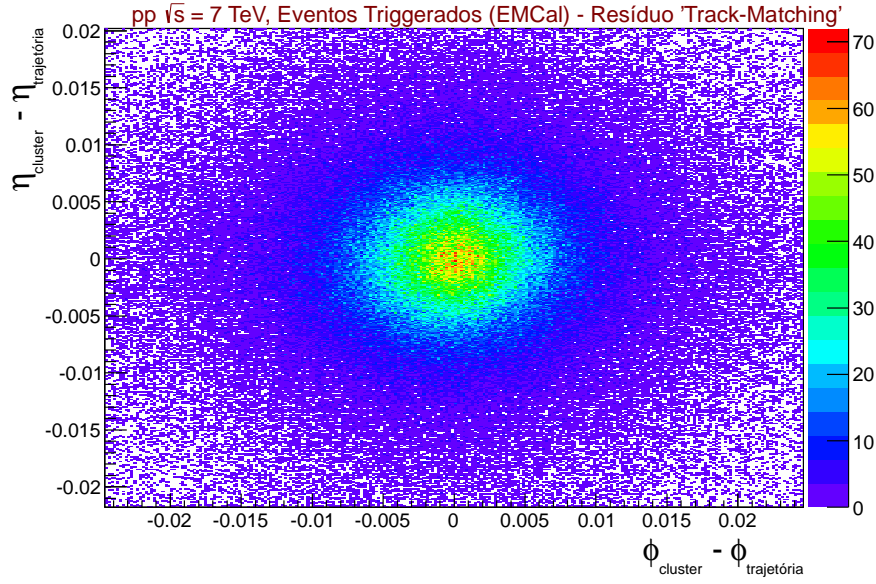


Figura 3.13: $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dos pares trajetória (TPC) – cluster (EMCal) utilizados na análise de J/ψ em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. Existe um corte nas trajetórias, $p_T > 1$ GeV/c e nos clusters do EMCal, $E > 1$ GeV.

3.4 A centralidade em colisões Pb-Pb

Em colisões Pb-Pb, o volume da região de interação depende do parâmetro de impacto b da colisão, definida como a distância entre os dois centros dos dois núcleos que se colidem em um plano transversal ao feixe. Na física de íons pesados, utiliza-se comumente o conceito de centralidade, determinado pelo modelo de Glauber [30], o qual depende do parâmetro de impacto da colisão.

O número de participantes e espectadores, N_{part} e $N_{spec} = 2A - N_{part}$, onde A é número total de nucleons do núcleo (número de massa), e o número de colisões binárias N_{coll} são determinados considerando-se o valor do parâmetro de impacto e uma distribuição realística dos nucleons dentro do núcleo, assumindo que os nucleons percorrem trajetórias retilíneas. Quantidade geométricas são obtidas simulando várias colisões núcleo-núcleo. Os valores mais prováveis são então obtidos para diferentes classes de centralidade, separando eventos de acordo com o parâmetro de impacto b . Esse método tem se mostrado consistente para a descrição de colisões Pb-Pb, p-A, d-A [44]. Esses valores são bem úteis quando se deseja comparar experimentos diferentes, além de se propor e comparar modelos teóricos.

A porcentagem de centralidade $c\%$ em colisões A-A pode ser definida como:

$$c\% = \frac{\int_0^b d\sigma/db'db'}{\int_0^\infty d\sigma/db'db'} = \frac{1}{\sigma_{A-A}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \quad (3.6)$$

No caso do ALICE, essa porcentagem pode ser determinada pela porcentagem da seção de choque hadrônica, o que corresponde a 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}).

$$c\% \approx \frac{1}{\sigma_{A-A}} \int_{N_{ch}^{Thr}}^\infty \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \approx \frac{1}{\sigma_{A-A}} \int_0^{E_{ZDC}^{lim}} \frac{d\sigma}{dE'_{ZDC}} dE'_{ZDC} \quad (3.7)$$

A figura 3.14 mostra a distribuição das amplitudes do detector V0 com o ajuste do modelo Glauber [44]. A figura ilustra essa amplitudes já com a separação com o $c\%$, sendo que os eventos mais centrais estão na região 0-5 %.

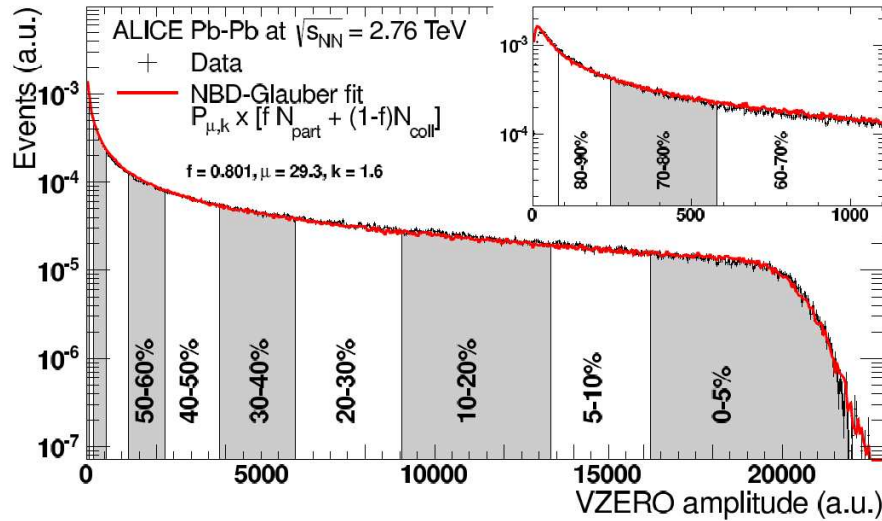


Figura 3.14: Distribuição da soma das amplitudes dos cintiladores V0. A linha representa um ajuste do modelo de Glauber. As classes de centralidade utilizadas na análise estão indicadas [44].

Os resultados apresentados no capítulo 6 são representados de acordo com classes ou porcentagens da centralidade, determinados por meio das amplitudes do V0, assim como indicado na figura 3.14.

3.5 Atividades desenvolvidas no ALICE

Este capítulo destina-se a descrição das tarefas realizadas no ALICE, além da análise de dados que resultou este trabalho. O foco principal de todas as atividades realizadas foi o sistema de trigger e análise com o calorímetro eletromagnético do ALICE (EMCal).

3.5.1 Sistema off-line do trigger L0

Durante o ano de 2010, algumas atividades relativas ao estudo do funcionamento do sistema de *trigger* de nível mais baixo do EMCal – o nível 0 (L0) – foram exercidas. Essas atividades consistiram no desenvolvimento de um sistema de análise *off-line* do sistema de *trigger*. Diante disso, foi elaborado um sistema de leitura das informações salvas pelo sistema de *trigger*, de modo que se pudesse averiguar a qualidade dos dados – procedimento conhecido como *QA* (quality assurance). Como será levantado nas seções subsequentes, isso foi muito importante para encontrar problemas relacionados com dispositivos do sistema de eletrônica do *trigger*, além de ter sido um desenvolvimento importante a ser utilizado posteriormente, ou seja, nos dados que foram tomados em 2011 e 2012.

Análise de Trigger off-line

A informação de trigger dos eventos é armazenada nos arquivos de dados brutos (*Raw Data*), para posterior análise off-line. Basicamente, há duas informações importantes que podem ser acessadas para cada módulo (2x2 torres) do calorímetro: mapa de acionamento do *trigger* e cópia do sinal utilizado pelo sistema de *trigger*, lido através de um chip denominado FALTRO (*Fake* ALTRO).

No que diz respeito ao mapa do sistema de *trigger*, existe uma informação armazenada na forma de bits do *trigger*, de modo que quando um grupo de 4x4 torres dispara o evento, os módulos do calorímetro que possuem sinal válido dentre desse conjunto, garantido por meio de um pico identificado pelo algoritmo de busca de picos (chamado de *peak finder*), recebe um *bit* igual a 1. Além disso, O sinal de FALTRO é o sinal armazenado no arquivo de dados brutos que corresponde a uma cópia do sinal que foi usado pelo sistema de trigger, porém sem a subtração de pedestal. Quando o sistema de trigger funciona adequadamente, deve haver uma relação linear entre esse sinal e a soma do sinal ALTRO das 4 torres que compõem o módulo.

Uma segunda opção que pode ser utilizada é um limiar para um único módulo 2x2, ou seja,

se a soma do sinal das 4 torres superasse o limiar, este módulo teria automaticamente o bit de *trigger* igual a 1. Os resultados que serão mostrados adiante representam o sistema de trigger 4x4.

A finalidade de se estudar a informação dos bits do *trigger* é de se verificar o desempenho do *trigger*. É possível obter a informação da energia depositada em um *cluster* no calorímetro e averiguar se os módulos, pelos quais ele é formado, acionaram o *trigger*. Desta forma, obtém-se uma estimativa para a eficiência do *trigger*.

Alguns resultados de análise *off-line* do sistema de *trigger* L0, que correspondem ao período de desenvolvimento do *trigger* – segundo semestre de 2010, será apresentados na seção 3.5.1.

Estudo do desempenho do sistema de trigger do EMCal com dados reais

Os resultados que serão mostrados aqui correspondem ao run 134908 (apêndice A.1) de colisões próton-próton. A energia no centro de massa correspondia a 7 TeV, sendo que a luminosidade era relativamente elevada para este ano (taxa de colisões em torno de 50 kHz). Cabe citar que neste *run*, os FEE's, TRU's e RCU's do calorímetro estavam implementados e em funcionamento. Como salientado na seção 3.1.1, no ano de 2010, apenas 4 supermódulos estavam instalados no experimento ALICE.

A figura 3.15 mostra a multiplicidade dos bits do *trigger*. Há claramente regiões com altas contagens (*hot channels*), assim como algumas sem nenhuma contagem (*dead channels*). Ambos os problemas parecem ser oriundos de partes da eletrônica do sistema de trigger.

O gráfico da figura 3.15 foi reproduzido de acordo com coordenadas globais arbitrárias para cada módulo do EMCal. Esse sistema é tal que cada grupo de 24 colunas e 12 linhas corresponda a um supermódulo (SM) diferente. A figura 3.16 mostra, consoante o sistema de coordenadas globais utilizado, a disposição dos 4 SM's que estavam instalados durante a tomada de dados em 2010. Cada coordenada linha (*row*) e coluna (*column*) corresponde a um módulo diferente do EMCal. O importante é que se utilize o mesmo padrão de coordenadas ao se estudar a energia do *cluster* reconstruído, quando se pretende estudar algum tipo de correção ou eficiência.

De posse da informação dos módulos que acionaram o trigger, foi possível calcular a eficiência do trigger, utilizando para isso a informação dos *clusters* reconstruídos. A figura 3.17(a) mostra a distribuição de energia em todos os *clusters* (linha preta), além da infor-

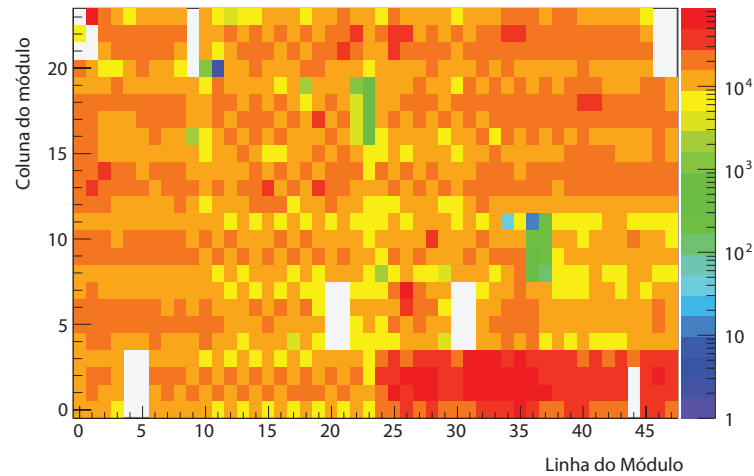


Figura 3.15: Distribuição dos bits do trigger.

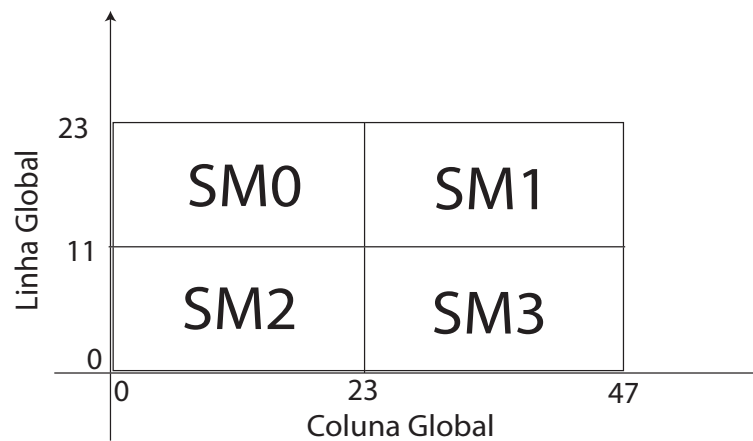


Figura 3.16: Posição dos supermódulos do EMCal instalados em 2010 conforme o sistema Global utilizado.

mação dos *clusters* que acionaram o trigger (linha vermelha). A figura 3.17(b) mostra uma estimativa para a eficiência, que foi considerada como sendo a razão entre as curvas vermelha e preta representadas na figura 3.17(a).

Pela figura 3.17(b), pode-se constatar que a partir do limiar imposto ($\approx 1.7\text{GeV}$), a curva de eficiência tende a crescer, atingindo um valor próximo de 100% antes de 4 GeV. Desta forma, é possível indicar que eventos com alta energia tiveram um ótimo aproveitamento no sistema de trigger.

Em seguida, estudou-se a correlação entre o sinal utilizado pelo sistema de trigger (codificado pelo chipset FALTRO) e o sinal final do calorímetro (codificado pelo chipset ALTRO).

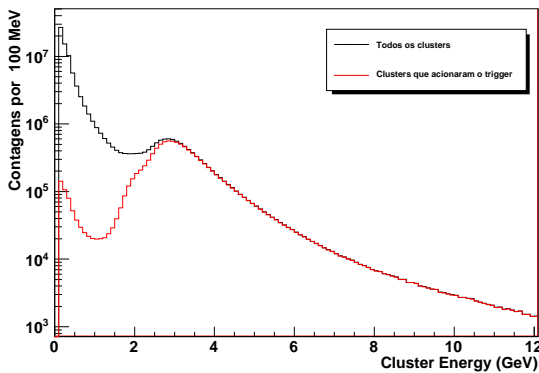
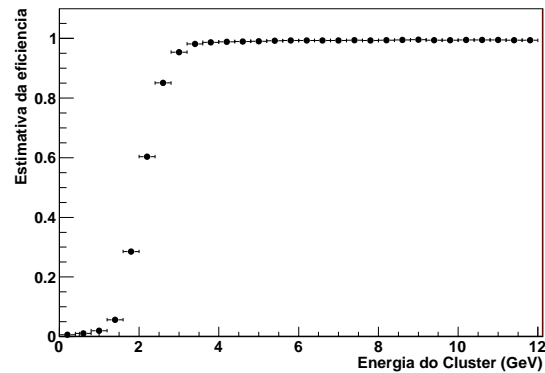
(a) Energia no *cluster* do Calorímetro(b) Estimativa da eficiência em função da energia do *cluster* do Calorímetro

Figura 3.17: Distribuição da energia do *cluster* (esquerda) e a estimativa de eficiência em função da energia do *cluster* (direita). Na figura da esquerda, a linha preta representa todos os *clusters*, ao passa que a linha vermelha apenas os *clusters* que acionaram o *trigger*.

Pela figura 3.18, observa-se que os dados não apresentam uma correlação única entre o sinal do ALTRO e o sinal do FALTRO como esperado. Há, pelo menos, três faixas, com uma tendência linear, mas com coeficientes angulares aparentemente diferentes. Além disso, há uma região onde não há sinal no FALTRO ($x=0$), mas há até valores altos de energia no módulo (eixo y). O contrário também claramente ocorre. No intuito de descobrir qual a causa para tal discrepância, foram feitos gráficos semelhantes aos prévios, separando-os de acordo com o número do TRU (figuras 3.20 e 3.21). Mediante o mesmo sistema arbitrário de coordenadas, a distribuição dos TRUs pode ser vista na figura 3.19.

Pelas figuras 3.20 e 3.21, observa-se que alguns TRUs apresentam o comportamento linear esperado, ao passo que alguns (TRU0 e TRU7) apresentam duas retas características.

No intuito de se verificar mais a fundo a causa de tais diferenças, os mesmos gráficos foram feitos de acordo com o cartão FEE. As figuras 3.22 e 3.23 apresentam os dados dos sinais do ALTRO vs FALTRO divididos para cada cartão de leitura FEE pertencentes ao TRU0, o qual apresentou um comportamento mais distante daquele esperado, e necessitava, portanto, de ser averiguado com cuidado. A numeração indicada para cada cartão FEE nas figuras 3.22 e 3.23 obedeceu à ordem existente nos arquivos de dados brutos.

Pelas figuras 3.22 e 3.23, pode-se observar que o comportamento irregular visto nos dados é oriundo de problemas com específicos cartões FEE. O FEE2, por exemplo, não propiciou sinal no FALTRO, o que explica o comportamento obtido para $x=0$ na figura 3.18. O sinal obtido

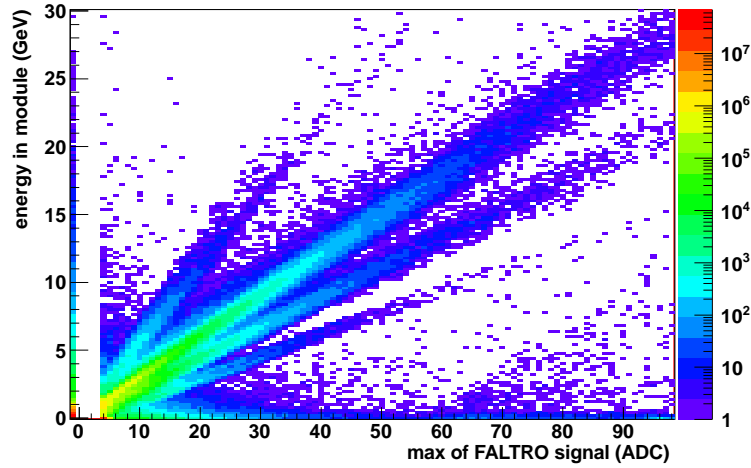


Figura 3.18: $ALTRO \times FALTRO$ para run 134908.

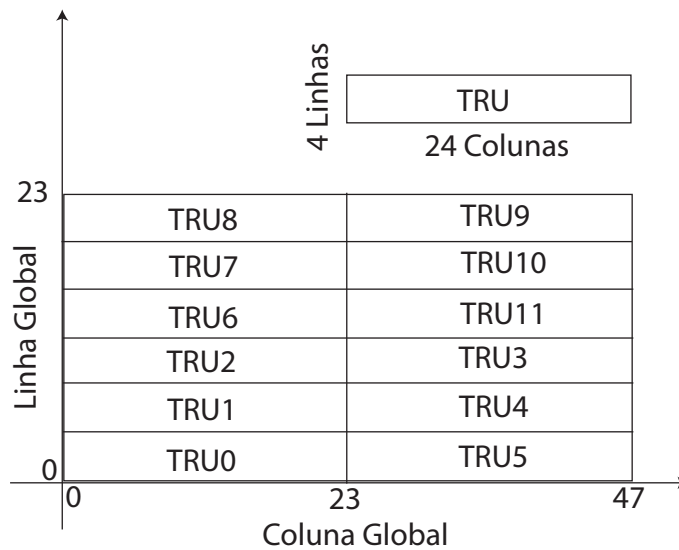


Figura 3.19: Distribuição dos TRUs.

peço FEE9 mostra que a existência de diferentes retas também são oriundas de discrepâncias entre cartões FEEs.

Uma consequência importante deste trabalho é que, durante o recesso na tomada de dados, no início de 2011, os cartões FEEs foram averiguados adequadamente, a fim de se verificar se o problema é com o cartão FEE ou com o cabeamento utilizado.

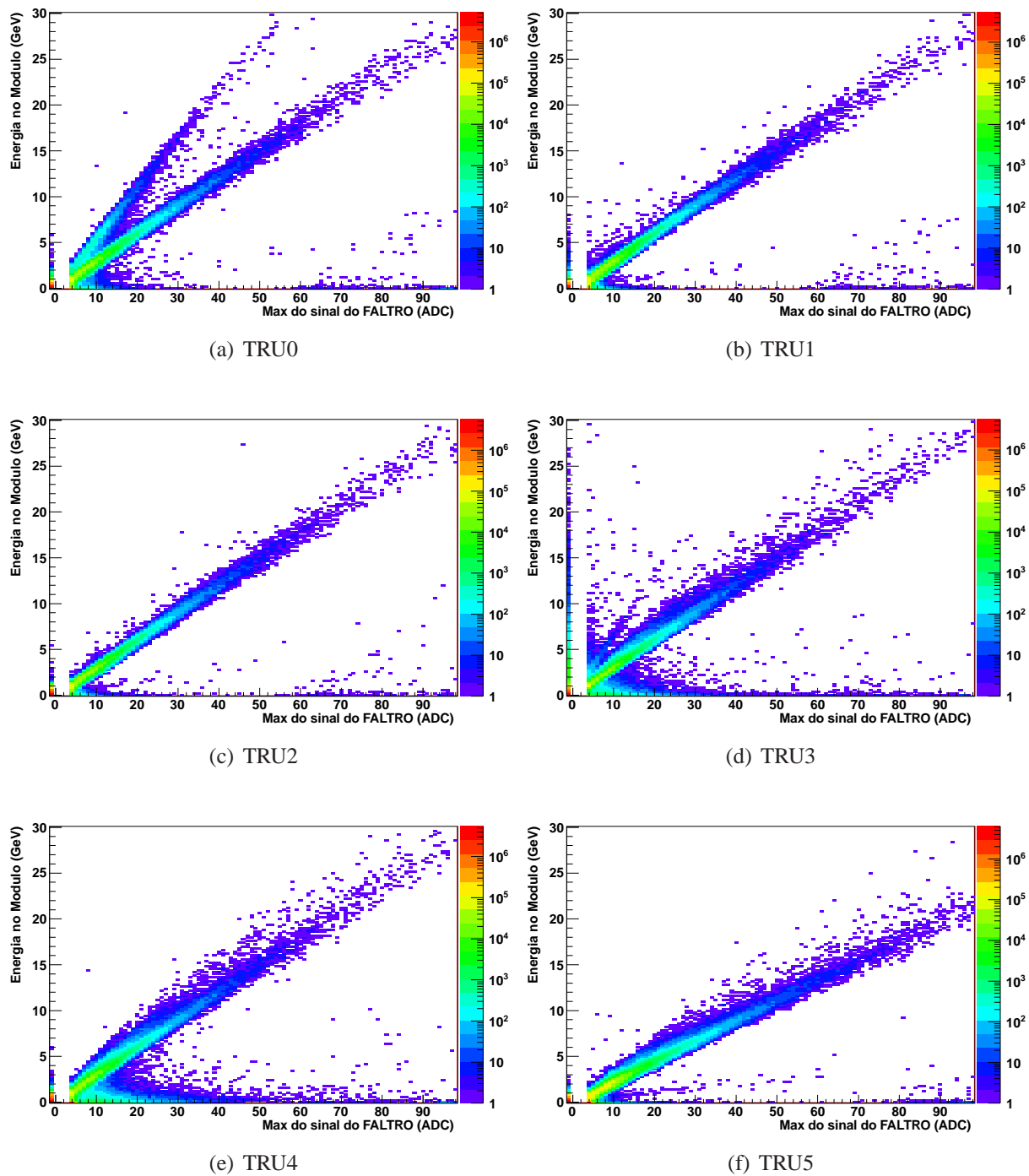


Figura 3.20: $ALTRO \times FALTRO$ para os diferentes TRUs (0 a 5).

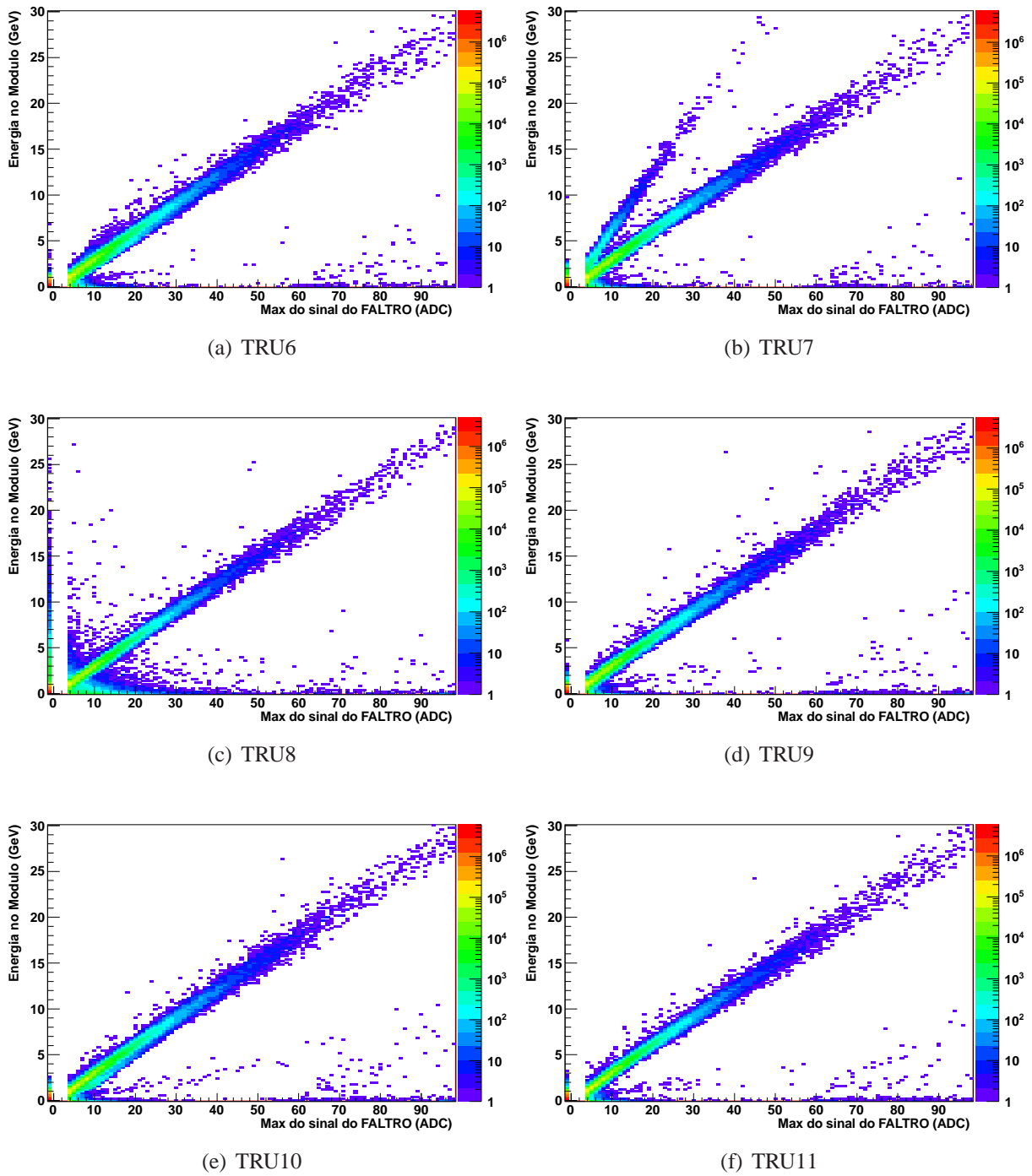


Figura 3.21: $ALTRO \times FALTRO$ para os diferentes TRUs (6 a 11).

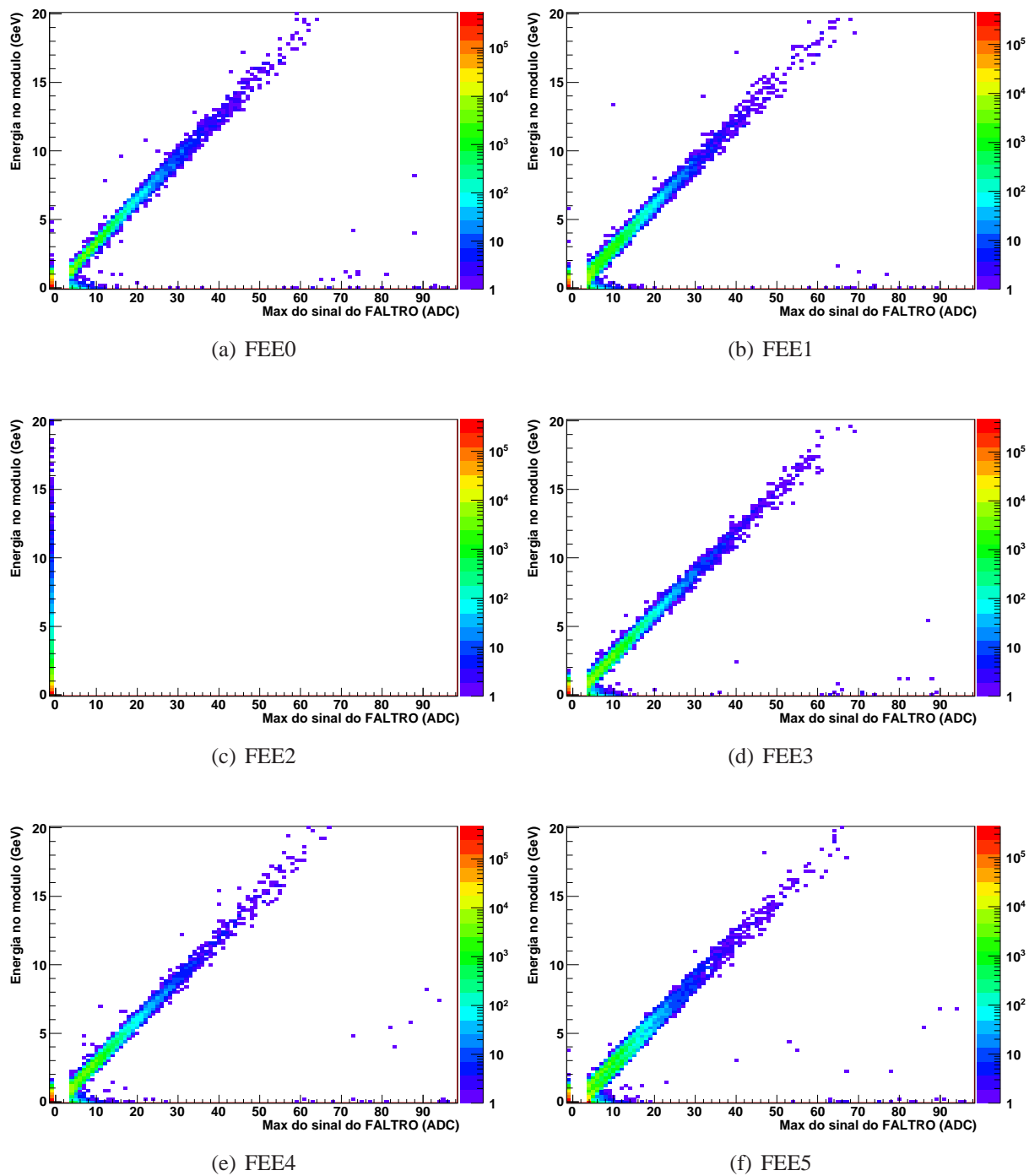


Figura 3.22: Sinal $ALTRO \times FALTRO$ para os diferentes cartões FEE (0 a 5) correspondentes ao TRU0.

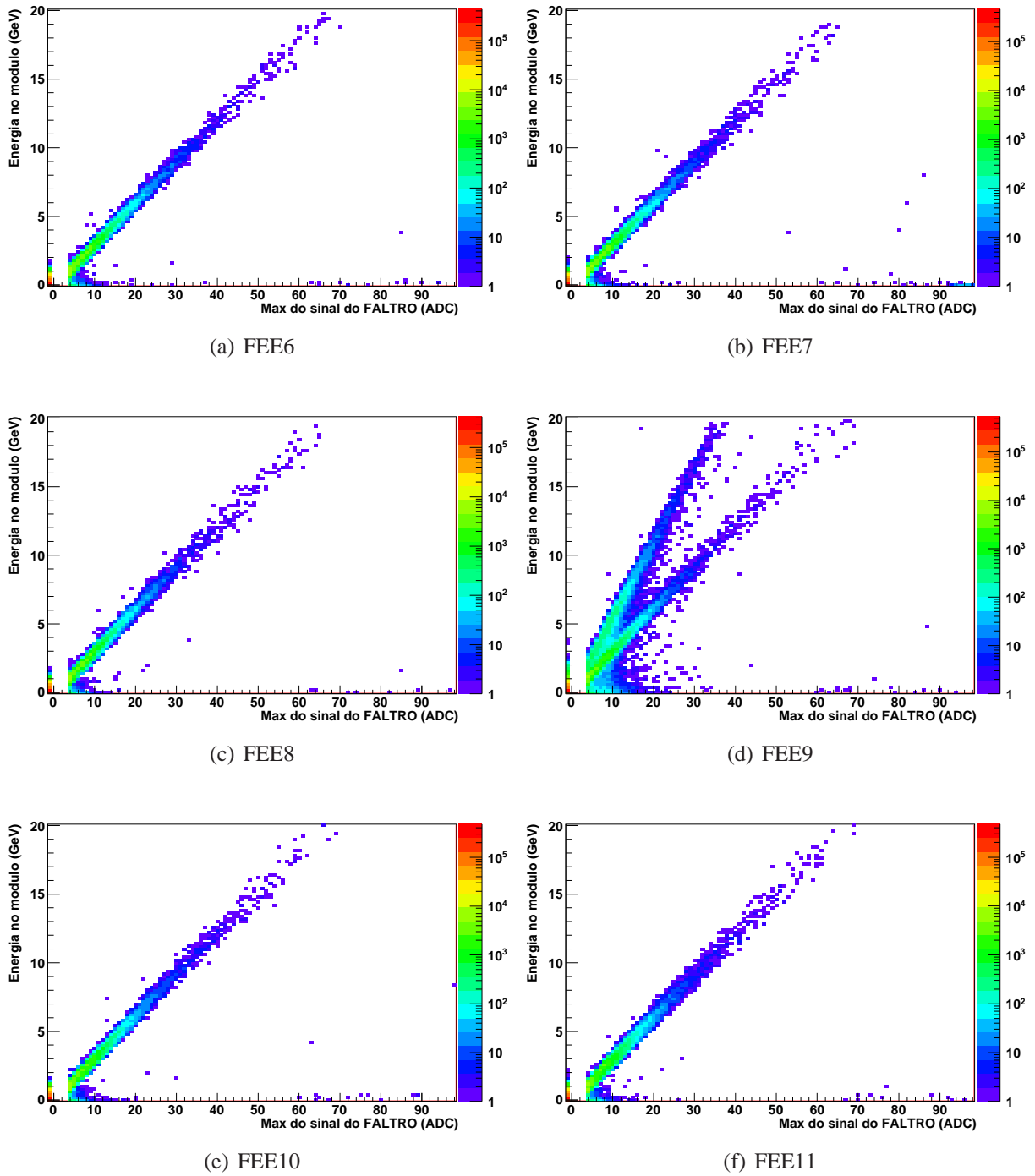


Figura 3.23: Sinal ALTRO \times FALTRO para os diferentes cartões FEE (6 a 11) correspondentes ao TRU0.

Consequências do sistema de *trigger* L0 do EMCal

Diante dos estudos realizados, das correções propostas e dos estudos de eficiência, o sistema de *trigger* L0 foi amplamente utilizado em colisões próton-próton em 2011. Em virtude do calorímetro medir bem a energia depositada de fótons, π^0 e elétrons, esse sistema de *trigger* foi muito importante para expandir a física estudada no ALICE. No que concerne aos elétrons, a física de quarks pesados foi muito beneficiada com esse sistema. O espectro de elétrons oriundos de B e D 's foi expandido para além de 10 GeV/c, além de ter propiciado a medida de elétrons de alto momento oriundos de mésons B , tanto por intermédio de correlações angulares, tanto mediante análises de vértices secundários. Por fim, como era esperado quando esse estudo foi iniciado, o sistema serviu para expandir as medidas de J/ψ em colisões próton-próton no ALICE (capítulo 5).

3.5.2 Desenvolvimento do algoritmo de *trigger* do HLT

O HLT (*High Level Trigger*) é o sistema de *trigger* de nível mais elevado no ALICE. O HLT pode executar a reconstrução da informação dos detectores em tempo real durante a aquisição de dados. O HLT atualmente exerce três funções: reconstrução de trajetórias e reprodução gráfica de um evento em Pb-Pb (veja figura 3.24), compressão de dados dos detectores (em especial do TPC que foi utilizada durante a tomada de dados Pb-Pb em 2011) e seleção de eventos de interesse. O trabalho que foi realizado com o HLT diz respeito ao sistema de *trigger* do EMCal para seleção de eventos de interesse. Esse desenvolvimento consistiu em três sistemas: Energia do cluster do calorímetro, jatos e, sobretudo, *trigger* de elétrons.

Desenvolvimento do HLT

No que concerne ao HLT, no ano de 2011, o grupo do EMCal desenvolveu o sistema de *trigger* de elétrons, jatos e energia do *cluster*. Os trabalhos desenvolvidos corresponderam, além do algoritmo de seleção de eventos, algumas outras tarefas tais como aperfeiçoamento da reconstrução e calibração dos *clusters* do EMCal, além de desenvolvimento de algoritmos para os testes de performance do sistema do EMCal como um todo, o que inclui resolução (energia e posição) e tempo de reconstrução. A figura 3.25 ilustra o comportamento da distribuição da energia dos *clusters* do EMCal, reconstrução do HLT (*on-line*) em comparação com a reconstrução final dos dados utilizados em análise (*off-line*). Pode-se perceber que a reconstrução

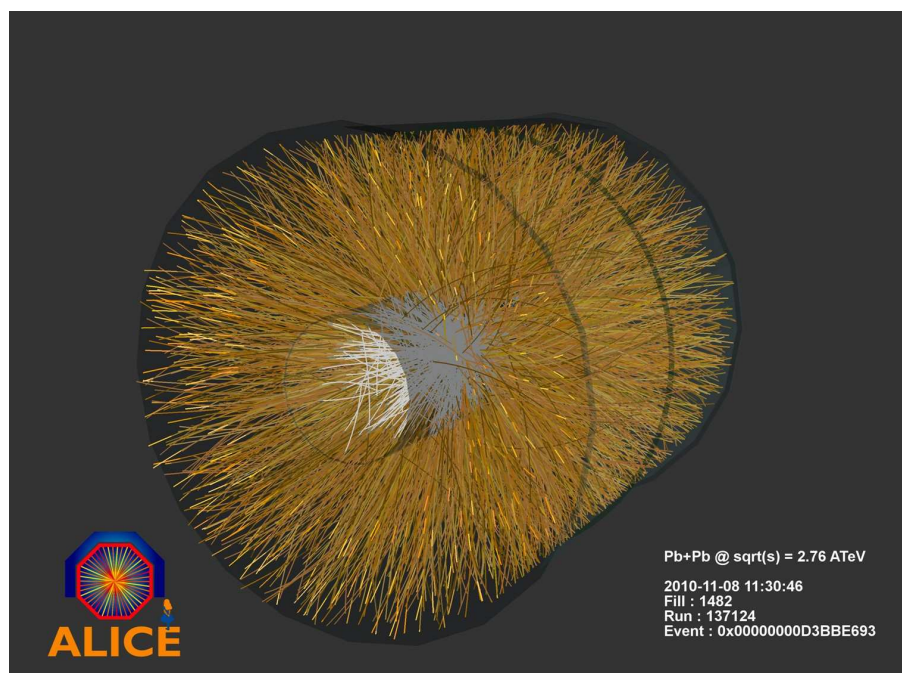


Figura 3.24: Visualização de um evento reconstruído pelo HLT em colisões Pb-Pb [45]

com o HLT não altera a distribuição usual dos *clusters* do EMCal

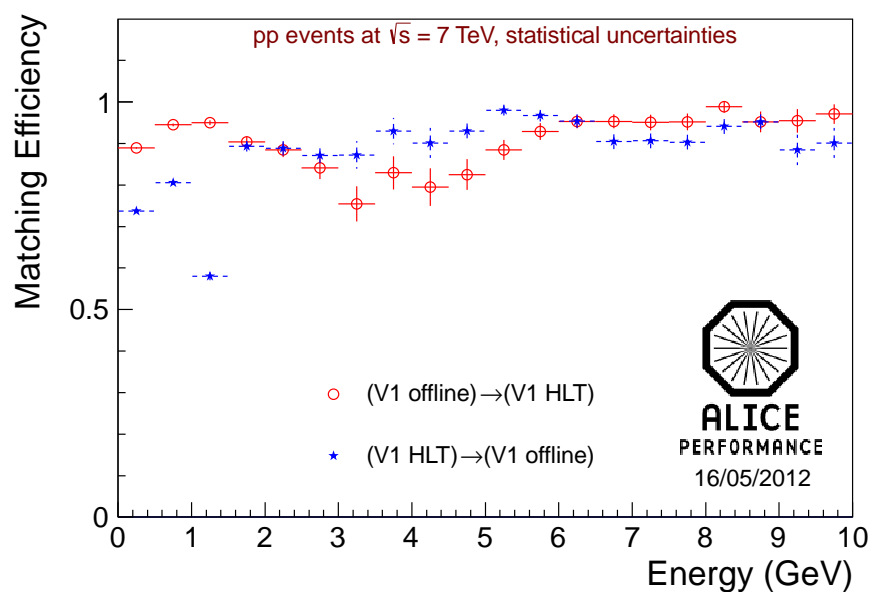


Figura 3.25: Distribuição da energia dos *clusters* reconstruídos pelo HLT em comparação com a reconstrução offline [43].

No que diz respeito ao *trigger* de elétrons as seguintes etapas foram realizadas:

- Combinação da trajetória (reconstruída pelo TPC) com o *cluster* reconstruído com o EMCal (*track-matching*).
- Desenvolvimento do componente do *trigger* de elétrons, o qual consiste basicamente no algoritmo de escolha de eventos com elétrons de alto momento.

Com relação ao *track-matching*, um algoritmo foi desenvolvido – *Global Track-Matcher* – o qual basicamente extrapola a trajetória do TPC ao EMCal, e procura pelo melhor *matching*, similarmente como é feito nas análises de dados reconstruídos (veja, por exemplo, a seção 3.3.3).

A figura 3.26 mostra como é a distribuição entre as distâncias $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ (entre trajetória e *cluster*) para a reconstrução realizada pelo HLT, além de mostrar a comparação (figuras 3.26(c) e 3.26(c)) entre os resultados da reconstrução do HLT e a reconstrução regular do dados (*off-line*). Quando o HLT trabalha em modo de seleção de eventos, a reconstrução do TPC não se vale dos recursos de calibração que a reconstrução *off-line* dispõe, assim, espera-se que a resolução seja pior do que ocorre em eventos completamente reconstruídos, como observado por essa figura.

No ano de 2011, valendo-se da informação da distribuição da energia dos *clusters* do EMCal e da distribuição de E/p em eventos de simulação próton-próton, estimou-se qual seria a rejeição de eventos quando se aplica o sistema de *trigger* do HLT. Observa-se, pela figura 3.27, que é possível se obter um ganho de um fator de 10 na rejeição de eventos quando se aplica um corte em E/p , em comparação ao que se obtém apenas com um *trigger* de energia no EMCal. Esse tipo de escolha é sobremodo útil, quando se deseja diminuir o limiar de *trigger*, aumentando-se conseqüentemente o intervalo de p_T de elétrons estudado, mas mantendo fixo a banda de dados (eventos/s) destinada ao EMCal. Em resumo, a mesma quantidade de eventos são salvos por segundo, mas com uma seleção mais eficiente dos eventos com elétrons.

Durante a reunião do ALICE HLT em Frascati em 2012 [46], foi apontada a viabilidade de expansão dos estudos de estados de *heavy-quarkonium* com os detectores centrais. A utilização do HLT com um *trigger* de elétrons, como mostra a figura 3.27, traria um ganho em torno de 5 a 10 na rejeição de eventos. Com um limiar em torno de 2,5 GeV já seria possível ter um nível de rejeição similar ao que se obtém com o L1 em 4,5 GeV. A figura 3.28 mostra a produção esperada por evento MB, de acordo com o que foi estimado em 2011 (pelos resultados da seção 5.3, um fator superior a 30 no total). O valor de seção de choque utilizado foi $\sigma_{J/\psi} = 10,7 \mu b^{-1}$ (integrada em todo espectro original) e $\sigma_{pp} = 62,3 mb$ (como em [3]).

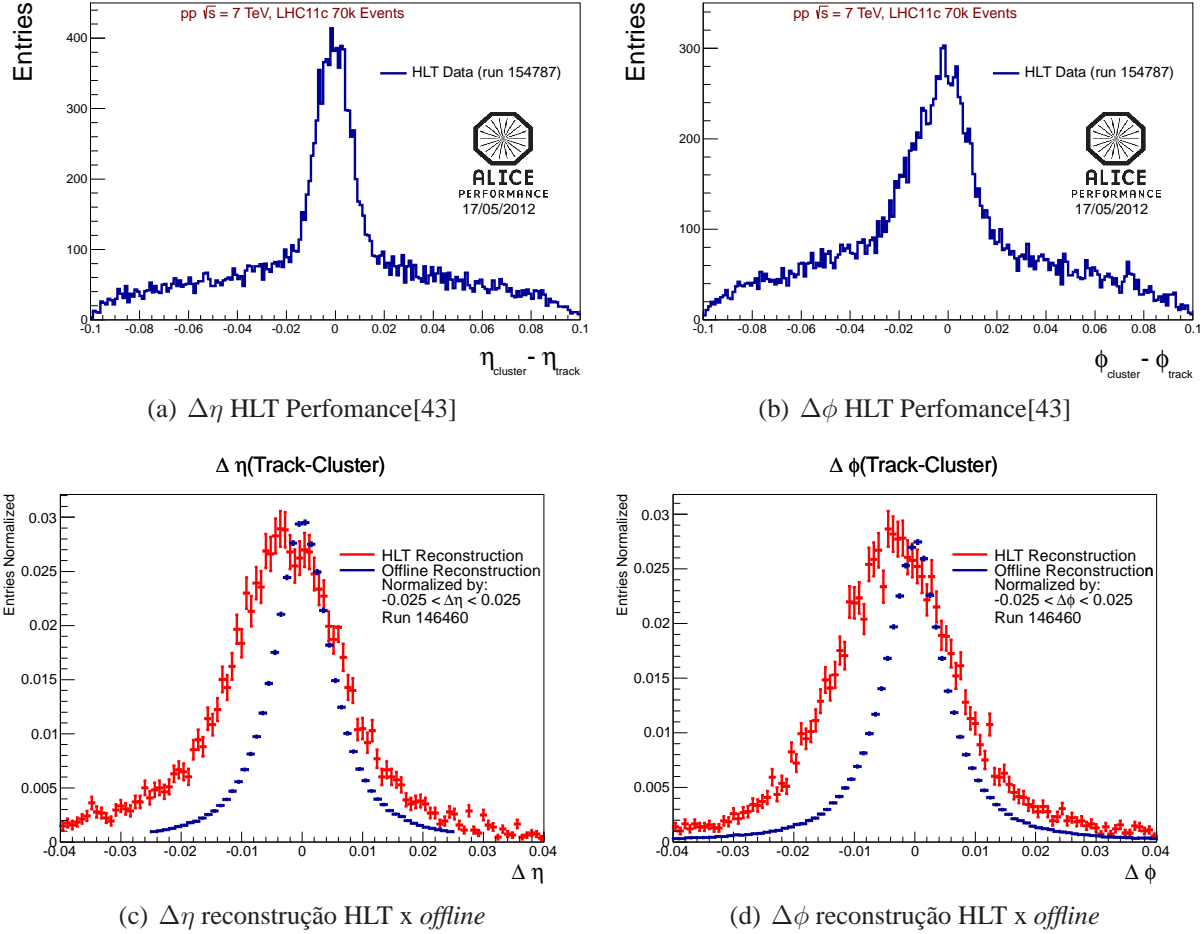


Figura 3.26: Performance da combinação trajetória-cluster com o HLT. As figuras acima mostram os resultados de performance utilizados em [43], que representa colisões próton-próton a 7 TeV. As figuras de baixo representam comparações apresentadas entre a performance na reconstrução do HLT e a reconstrução offline (utilizada na análise de dados), em colisões próton-próton a 2,76 TeV.

O fator de ganho de J/ψ reconstruído por evento seria L1 a 4,8 GeV = 25, HLT > 200, supondo um ganho do *trigger* de elétrons em torno de 9-10. Baseando-se nesses números, o ALICE poderia melhorar a tomada de dados, beneficiando a análise de *quarkonia*. Cabe aqui levantar alguns pontos que podem ser beneficiados com o HLT nas tomadas de dados futuras:

- Espectro de p_T do J/ψ com mais estatística em um intervalo maior. O sistema de *trigger* L0 e L1 são interessantes para alto momento. No entanto, possuem uma eficiência baixa para momentos mais baixos. Um sistema de *trigger* específico de elétrons traria uma física bem mais abrangente;

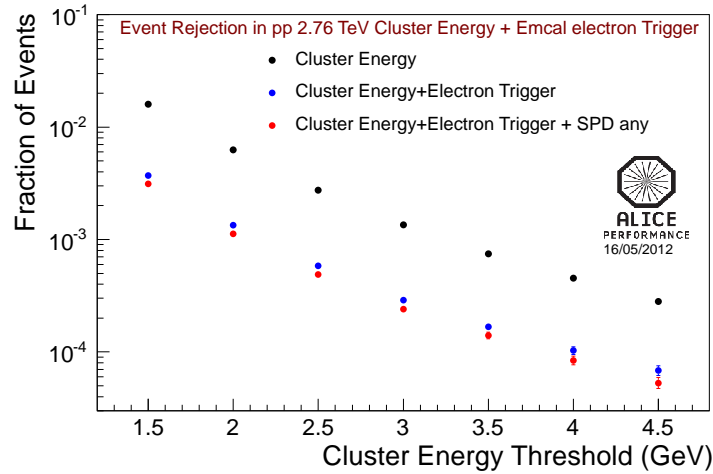


Figura 3.27: Estimativa da rejeição de eventos em simulação de um trigger de elétrons ($0.8 < E/p < 1.3$) em comparação com um trigger apenas em energia do cluster [43].

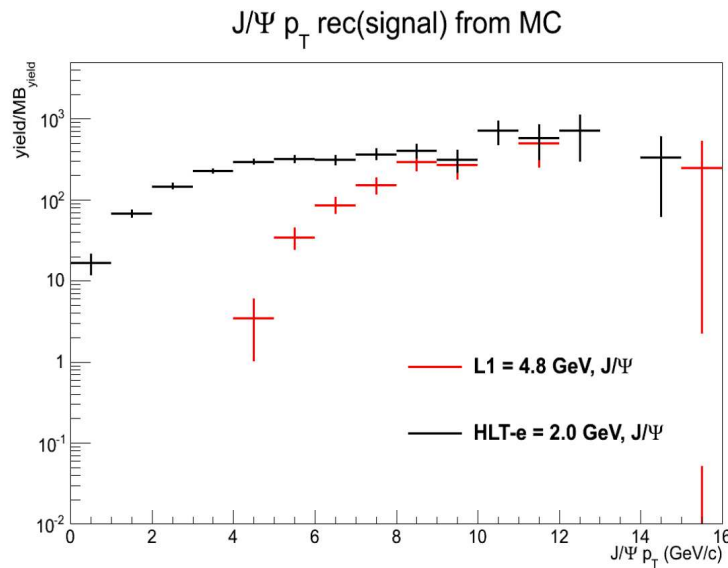


Figura 3.28: Estimativa da reconstrução de J/ψ em colisões próton-próton em um trigger de elétrons (pontos pretos) ou trigger de cluster L1 (pontos vermelhos) em comparação com eventos MB.

- R_{AA} para diferentes intervalos de p_T . Isso combinaria a boa capacidade de medida que seria possível em colisões próton-próton, aliada à possibilidade de se valer do sistema de *trigger* em colisões Pb-Pb. Isso seria muito interessante porque reduziria bastante o fundo proveniente de píons na análise de dados, sobretudo nas regiões com menor p_T do J/ψ ;
- Medida provável de ψ' que possui seção de choque ≈ 10 vezes menor do que a do J/ψ .

Essa medida ainda não foi feita com os detectores centrais do ALICE;

- Fração de $B \rightarrow J/\psi + X$, que é mais intensiva para p_T mais alto, poderia ser obtida com bastante estatística (seção de choque de Bs como consequência).

Capítulo 4

Metodologia de Análise

O principal desafio técnico para o estudo de colisões centrais Pb+Pb no LHC é determinado pelo grande número de partículas produzidas. No ano de 2010, foram geradas colisões com energia do feixe igual a 2,76 GeV no centro de massa por par de núcleon, aproximadamente metade do máximo esperado para o LHC. Isso correspondeu a uma multiplicidade igual a $1584 \pm 4(\text{estat.}) \pm 76(\text{sist.})$ [47]. Esse elevado número de partículas – sobretudo, píons – produz um fundo considerável para os observáveis relativamente mais raros, como é o caso do J/ψ . Por conseguinte, é necessário se valer das melhores ferramentas existentes no que se refere à identificação de elétrons e subtração de fundo. Mesmo no caso de colisões próton-próton, visto que este trabalho vale-se de um sistema de *trigger* que não é específico de elétrons ou de J/ψ , há um grande número de eventos sem J/ψ , os quais produzem bastante fundo combinatório.

Este capítulo tem como objetivo descrever os métodos utilizados para medida da seção de choque de J/ψ no ALICE, valendo-se da reconstrução da massa invariante de pares de elétrons e pósitrons.

4.1 A seção de choque de J/ψ

A seção de choque diferencial de J/ψ , a qual representa a variação em y e p_T da produção de J/ψ em um ângulo sólido definido pelos detectores do ALICE, é obtida da seguinte maneira:

$$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_T} = \frac{N_{J/\psi}^{(corr)}}{B.R.(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \times \frac{1}{\mathcal{L}^{int}} \times \frac{1}{\Delta y^{J/\psi} \Delta p_T^{J/\psi}} \quad (4.1)$$

Sendo que:

- $N_{J/\psi}^{(corr)}$ é o número de J/ψ medidos após a correção da eficiência. Este valor é dado por:

$$N_{J/\psi}^{(corr)} = \frac{N_{J/\psi}^{rec}}{Eff_{Total}^{J/\psi}} \quad (4.2)$$

J/ψ^{rec} corresponde ao número de J/ψ 's reconstruídos.

$Eff_{Total}^{J/\psi}$ é o valor da eficiência total envolvida na reconstrução de J/ψ , incluindo-se os fatores de cinemática, da reconstrução de trajetórias, da obtenção de massa invariante e do sistema de *trigger*.

- \mathcal{L}^{int} é a luminosidade integrada (apêndice A.2.3).
- B.R. é o *Branching Ratio* do decaimento ($J/\psi \rightarrow ee$ e $J/\psi \rightarrow ee\gamma$) = 0,0682 [28].
- $\Delta y^{J/\psi}$ e $\Delta p_T^{J/\psi}$ são, respectivamente, os intervalos de rapidez e p_T do J/ψ estudados nos dados.

As próximas seções abordarão os aspectos relativos à medidade dessa seção de choque de J/ψ , incluindo-se:

- A identificação de elétrons e pósitrons (seção 4.2);
- A reconstrução do J/ψ por meio de sua massa invariante (seção 4.3);
- A eficiência na reconstrução do J/ψ (seção 4.4);

4.2 Identificação de elétrons no ALICE

A identificação de elétrons começa pela determinação da carga e momento da partícula utilizando-se o TPC. Assim, candidatos a elétrons são distinguíveis de candidatos a pósitrons. Portanto, é possível que pares de elétrons e pósitrons sejam isolados para a reconstrução do J/ψ . Não obstante, visto que os sinais utilizados para PID dos detectores não dependem da carga, deve-se entender, nesta seção, que o termo elétron refere-se tanto à partícula quanto à antipartícula, o pósitron.

No que consiste à identificação de elétrons no ALICE, há basicamente as seguinte opções:

- TPC – Perda de energia por unidade de comprimento no gás no detector (dE/dx). Para o caso de elétrons, a banda correspondente é basicamente invariável em função do momento da trajetória. No entanto, para momentos mais altos ($p > 3$ GeV/c), existe uma grande contaminação de partículas, sobretudo, píons, os quais são muito mais abundantes do que elétrons (veja um exemplo da distribuição de dE/dx na figura 4.1(a));
- TOF – Medida do tempo de voo da partícula. Em geral, funciona bem na região de momento entre 0,5 a 4,0 GeV/c, separando elétrons de káons e prótons; discriminação de elétrons/píons apenas para momentos mais baixos, $p < 1$ GeV/c [48].
- TRD – Medida de transição de radiação. Acredita-se que haja uma boa discriminação de elétrons/hádrons no TRD para momentos entre 2 GeV/c até um pouco abaixo de 10 GeV/c;
- Medida de E/p (Energia no EMCal e momento no TPC), cuja distribuição é próxima de 1 apenas para elétrons, pois píons depositam uma pequena fração de sua energia no calorímetro. No EMCal, é possível distinguir elétrons de hádrons, com energia de 1 GeV até algumas dezenas de GeV.

Nesta seção, há um enfoque nos métodos de PID do EMCal e TPC. O TRD, apesar de ser conceitualmente importante para as análises de J/ψ , não estava pronto para ser utilizado nesta análise. Além disso, como os resultados expostos neste trabalho valem-se de eventos selecionados pelo *trigger* do EMCal, exige-se que, ao menos, uma das filhas do J/ψ tenha energia no EMCal compatível com a seleção do *trigger* (como explicado adiante) e seja candidata a elétron por meio de PID do EMCal. Conseqüentemente, o PID do TRD torna-se menos relevante. O TOF, pelo fato de trabalhar em uma região limitada de momento para separar elétrons de píons, também não trouxe muito ganho a esta análise.

4.2.1 A identificação de elétrons no TPC

O principal detector para PID de elétrons no ALICE é o TPC. Ele se vale da ionização gerada pelas partículas carregadas com o gás do detector. A distribuição da perda de energia média por comprimento percorrido pela partícula, $\langle dE/dx \rangle$, pode ser relacionada com a velocidade β da partícula por meio da equação de *Bethe-Bloch* [49]:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{C_1}{\beta^2} \{ \ln(C_2 \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 + C_3 \} \quad (4.3)$$

Sendo que C_1 , C_2 e C_3 são constantes que dependem das características do detector, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ e β é a velocidade da partícula.

A combinação do valor medido de dE/dx com o momento da partícula depende intrinsecamente da massa da partícula. Como pode ser observado na figura 4.1(a), dependendo da faixa de momento, é possível distinguir entre 5 partículas diferentes no TPC: píons, káons, elétrons, prótons e dêuterons, sendo que a faixa de elétrons é praticamente constante em função do momento.

Na proporção que se aumenta o momento das partículas, a faixa de píons – que é a partícula mais abundante oriunda das colisões no LHC – sobrepõe a faixa de elétrons, dificultando a obtenção de uma amostra pura de elétrons; nesta região, passa a ser bastante importante a adoção de métodos de PID de outros detectores, tais como o EMCal e o TRD. No que se refere a partículas com baixo momento – a saber, momento abaixo de 1 GeV/c – observa-se, pela mesma figura, que existe contaminação de káons e prótons. Geralmente, utiliza-se o detector TOF para melhorar a pureza nesta região; o TOF não é muito importante para a análise de J/ψ , porque a cinemática do J/ψ favorece partículas filhas com momento acima de 1 GeV/c.

Em análises envolvendo PID de partículas, costuma-se utilizar a diferença entre o valor medido de dE/dx para uma dada trajetória e o valor esperado de dE/dx para uma determinada partícula. Esse valor é representado em termos da resolução experimental para essa medida $\sigma_{particula}^{TPC}$.¹ Para o caso de elétrons no TPC, essa seleção pode ser representada pelo $N\sigma_{ele}^{TPC}$, como segue :

$$N\sigma_{ele}^{TPC} = \frac{dE/dx - \langle dE/dx \rangle_{ele}}{\sigma_{ele}} \quad (4.4)$$

Sendo que,

- σ_{ele} é o valor da largura da distribuição ajustada aos dados correspondentes a elétrons.
- $\langle dE/dx \rangle_{ele}$ é o valor médio da distribuição ajustada aos dados.
- dE/dx é o valor medido para uma dada trajetória.

¹Doravante, serão utilizadas sempre as seguintes terminologias $N\sigma_{ele}^{TPC}$, $N\sigma_{\pi}^{TPC}$ (para píons) e etc.

Desta forma, a distribuição de elétrons é centrada em torno de zero. A figura 4.1(b) mostra como tal distribuição é representada.

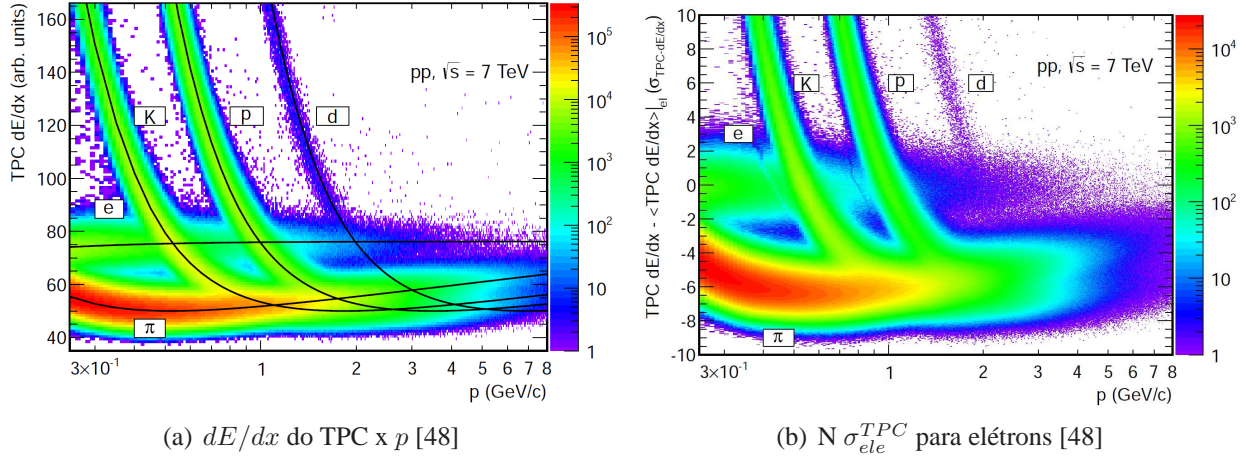


Figura 4.1: Distribuição do dE/dx do TPC (a) e $N \sigma_{ele}^{TPC}$ como função do momento em colisões próton-próton a 7 TeV (eventos Minimum Bias de 2010 [48]). As linhas cheias da figura (a) representam as curvas de Bethe-Bloch [49] para as diferentes partículas: elétrons (e), píons (π), káons (K), prótons (p) e dêuterons (d).

4.2.2 A identificação de elétrons no EMCal

Cada *cluster* do EMCal possui uma medida da energia depositada que depende da partícula em questão. Desta forma, pode-se associar uma partícula a um determinado *cluster*, ou seja, identificar qual partícula excitou o detector. Os elétrons depositam praticamente toda a energia no detector, ao passo que os hádrons depositam apenas uma parcela pequena de sua energia [38]. A discriminação entre elétrons e hádrons é possível em virtude dessa característica da interação dos elétrons com o calorímetro em conjunto com o seu momento obtido a partir da trajetória reconstruída pelo TPC. A distribuição de E/p deve ser próxima de 1 para elétrons, ao passo que deve ser < 1 para hádrons.

A estratégia utilizada para as análises envolvendo elétrons com o EMCal é a combinação entre o PID do TPC (por meio de dE/dx) e do EMCal (E/p). A figura 4.2 mostra a distribuição de E/p para elétrons e píons, tanto com dados de simulação quanto com dados reais. Percebe-se nitidamente como é possível aplicar um corte no valor de E/p para distinguir os elétrons dos hádrons. Na figura 4.3, observa-se a resolução do pico de E/p para elétrons (σ_{ele}^{EMCal}) como função do p_T . Ela melhora com o aumento do p_T da partícula (até pelo menos 10 GeV/c), em virtude da resolução em energia do EMCal. Para momentos bem altos, a resolução não melhora

tanto, porque a resolução da trajetória do TPC piora um pouco (como observado pelos pontos tracejados em verde na figura).

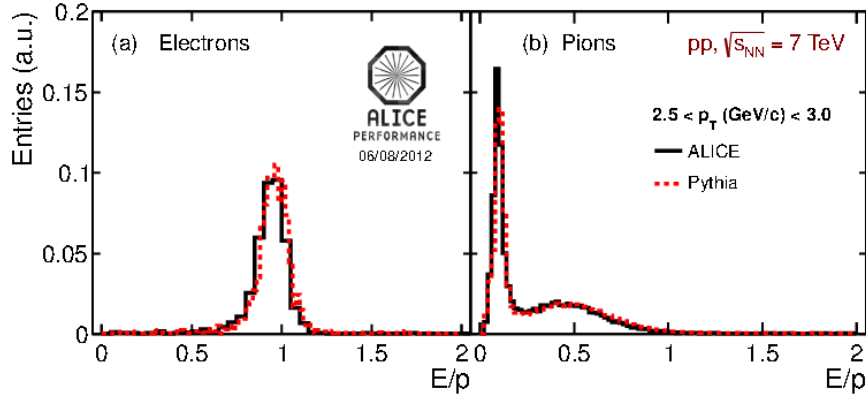


Figura 4.2: E/p para elétrons e píons com $2,5 < p_T < 3,0$ GeV/c, sendo que a curva cheia corresponde aos dados reais e as curvas tracejadas à simulação do experimento, para colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

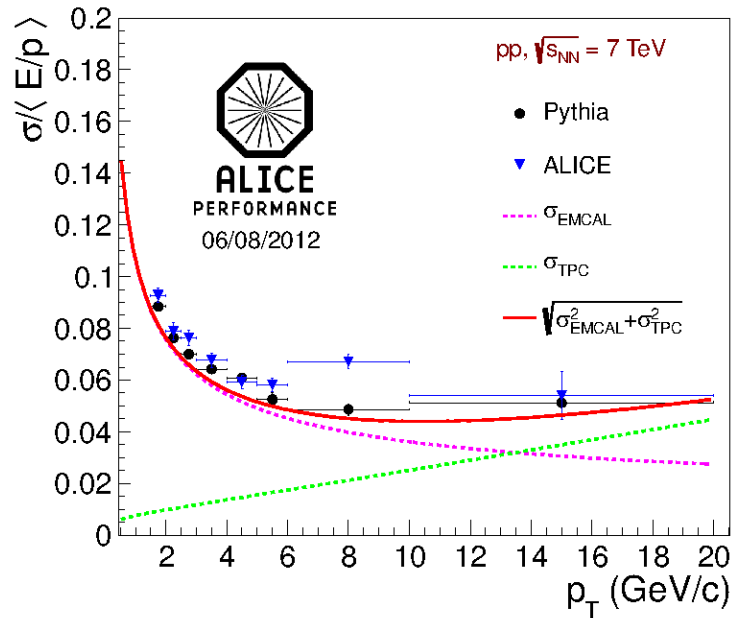


Figura 4.3: Resolução do pico de E/p para elétrons, dados reais (triângulos) comparados com a simulação (círculos), para colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV. As curvas tracejadas mostram a resolução em energia do EMCAL (curva magenta) e a resolução em momento do TPC (curva verde).

Como ocorre com o TPC, costuma-se utilizar a diferença entre o valor de E/p obtido para um dado por trajetória-cluster e o valor esperado de E/p ($\langle E/p \rangle_{ele}$) para elétrons. Determina-se,

portanto, uma expressão semelhante à expressão 4.4, da seguinte forma:

$$N\sigma_{ele}^{EMCal} = \frac{E/p - \langle E/p \rangle_{ele}}{\sigma_{ele}^{EMCal}} \quad (4.5)$$

No capítulo 5, serão mostrados resultados de análise de dados provenientes de colisões próton-próton e no capítulo 6, resultados de colisões Pb-Pb.

4.3 Reconstrução de estados ligados

Devido ao tempo de vida das partículas e aos mecanismos de interação delas com a matéria, poucas partículas podem ser identificadas diretamente pelos detectores do ALICE, limitando-se a káons e píons carregados, elétrons, prótons, dêuterons, múons e fótons. O J/ψ , pelo fato de ser uma partícula com carga neutra e com tempo de vida muito curto, é impossível de ser medido diretamente. Nos experimentos com colisores de partículas, os canais de decaimento do J/ψ geralmente estudados são os canais leptônicos: canal eletrônico (B.R. = $5,94 \pm 0,06$ % [28]) e o canal muônico (B.R. = $5,93 \pm 0,06$ % [28]). Neste trabalho, inclui-se também o canal de decaimento $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$, cujo B.R é $0,8 \pm 0,14$ %. A razão disso é que uma parcela do que se mede por meio de massa invariante de elétrons e pósitrons, estabelecendo-se a integral da massa invariante dentro do intervalo de pico do J/ψ – foi escolhido como intervalo de integração $2,92 < M_{e^+e^-} < 3,16$ GeV/c² neste trabalho – vem desse decaimento. Desta forma, para este trabalho, a identificação do J/ψ pode ser obtida mediante a reconstrução do espectro de massa invariante de elétrons e pósitrons. Para isso, é muito importante que a identificação dos elétrons seja realizada com a melhor relação eficiência e pureza possível. O espectro de massa invariante é produzido pela combinação de todos os elétrons com todos os pósitrons identificados. Calcula-se, então, a massa invariante pela equação 4.6.

$$\begin{aligned} M^2 &= E^2 - \|\mathbf{p}\|^2 \\ M^2 &= (E_1 + E_2)^2 - \|\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2\|^2 \\ M^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \\ M &= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Sendo que E e $|\mathbf{p}|$ são respectivamente a energia e o módulo do momento do par de massa invariante formado por um elétron e um pósitron, $E_{1,2}$ são as energias das partículas 1 ou 2, $m_{1,2}$

são as massas de repouso das partículas (neste caso a massa de elétrons) e $\mathbf{p}_{1,2}$ são os vetores de momento das partículas.

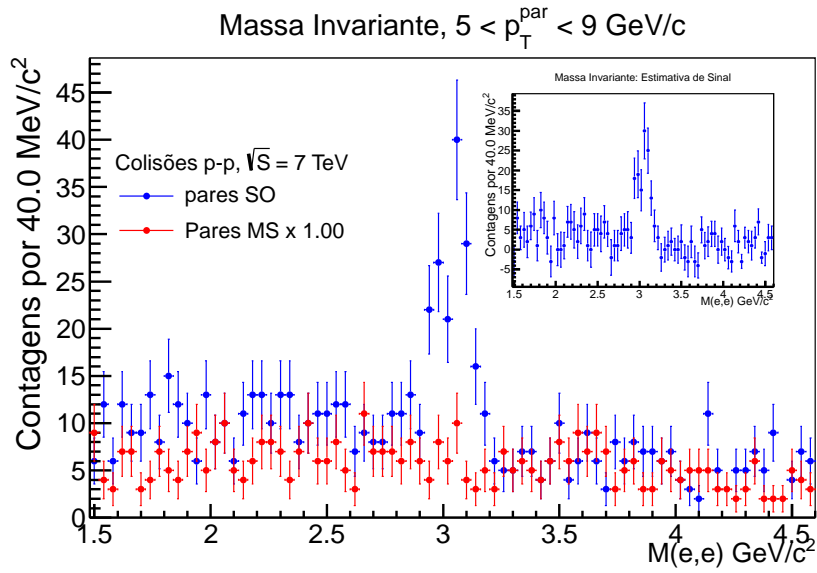
A combinação de todas as partículas gera um fundo combinatório no espectro, oriundo de elétrons e pósitrons não correlacionados. Portanto, é necessário desenvolver técnicas para a subtração deste fundo combinatório. Para isso, em geral, são feitos cortes cinemáticos e/ou alguma técnica é aplicada no intuito de se estimar o fundo. As técnicas abordadas, neste trabalho, são: massa invariante de pares elétron-elétron ou pósitron-pósitron, massa invariante utilizando eventos misturados, massa invariante por rotação de trajetórias e ajuste do fundo+sinal (sinal representado pela função denominada *Crystal Ball* [50] e o fundo representado por uma exponencial ou algum polinômio). Essas técnicas serão discutidas adiante.

4.3.1 Estimativa de fundo utilizando partículas de mesmo sinal

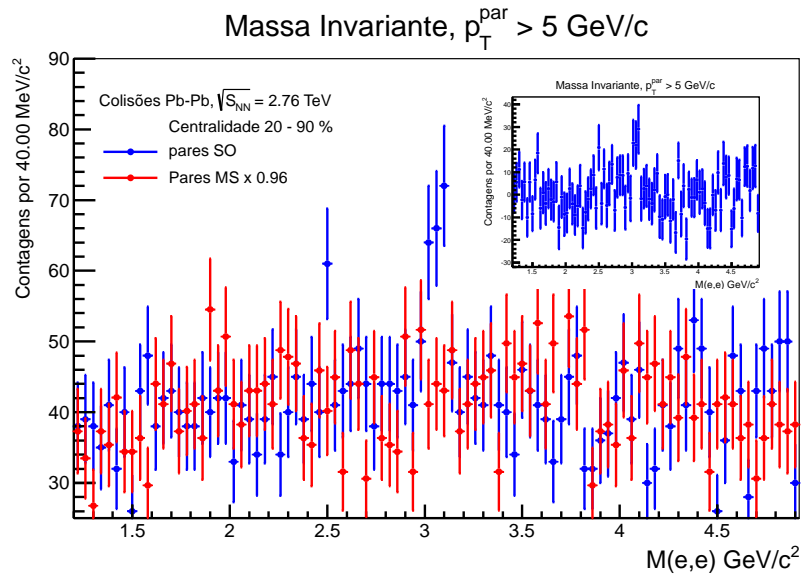
A técnica de estimativa de fundo por meio de partículas de mesmo sinal – a qual denotaremos pela sigla MS – é comumente utilizada em análises que se valem da reconstrução de massa invariante. No caso da reconstrução de J/ψ , pode-se estimar o fundo calculando a massa invariante de pares elétron-elétron e pósitron-pósitron. Esse método funciona melhor quando a quantidade de dados no gráfico de massa invariante é abundante, visto que a flutuação existente nos dados é menor. Um exemplo deste método pode ser visto nas figuras 4.4(a) (colisões próton-próton) e 4.4(b) (colisões Pb-Pb), nas quais o fundo está bem representado.

4.3.2 Estimativa de fundo utilizando eventos misturados

Um outra maneira para se estimar o fundo combinário é a utilização da técnica de eventos misturados (EM). A motivação está relacionada com o fato de que todas as combinações possíveis – valendo-se de partículas de eventos distintos – não representam uma ressonância física, mas apenas combinações aleatórias que correspondem a um fundo no espectro de massa invariante. A figura 4.5 representa o esquema do algoritmo de combinação de fundo utilizando eventos misturados. Um requerimento importante é que as posições dos vértices primários na direção do feixe (z) dos dois eventos escolhidos sejam compatíveis entre si, dentro da resolução escolhida. É possível escolher também o número de eventos a serem misturados. Nas análises de dados apresentadas neste trabalho, utilizou-se um intervalo de vértice de $0,4\text{ cm}$ em z e um limite de 120 eventos combinados.



(a) Estimativa de fundo por meio de partículas de mesmo sinal – elétron-elétron e pósitron-pósitron – (pontos vermelhos) em colisões próton-próton a 7 TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.



(b) Estimativa de fundo por meio de partículas de mesmo sinal – elétron-elétron e pósitron-pósitron – (pontos vermelhos) em colisões Pb-Pb a 2.76 TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.

Figura 4.4: Estimativa de fundo por meio de partículas de mesmo sinal.

Na figura 4.6, é possível verificar um exemplo da técnica de eventos misturados como estimativa de fundo em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. O fundo é normalizado em uma região onde não se espera que haja um pico de ressonância física, entre 3,2 e 5 GeV/c^2 .

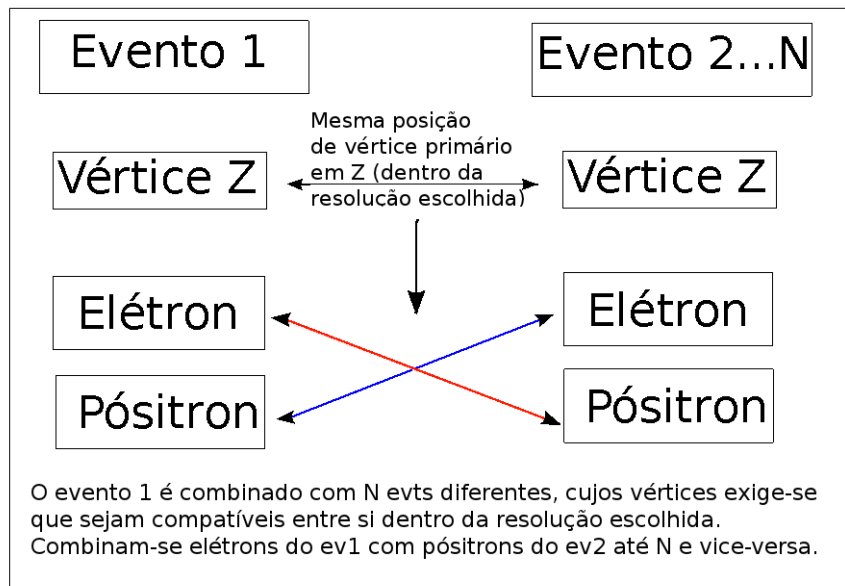


Figura 4.5: Esquema da técnica de subtração de fundo, utilizando eventos misturados.

Como será visto nas seções subsequentes, essa estimativa de fundo foi muito útil, sobretudo, na reconstrução de J/ψ em colisões próton-próton a 7 TeV. A grande vantagem deste método é a possibilidade de se estimar o fundo com critérios bem definidos, mesmo que a estatística não seja tão alta.

Comparando-se o gráfico da figura 4.6 com o gráfico da figura 4.4(a), é possível perceber que o método de EM descreve melhor o fundo, já que apresenta menos flutuações. Isso é bem indicado na estimativa do sinal – que são os gráficos pequenos em realce –, visto que a estimativa de sinal do método de MS torna-se muito menos limpa, em virtude da flutuação existente nos dados. Como será visto na seção 5.3, o método de EM será utilizado para a extração do sinal de J/ψ em função do p_T em colisões próton-próton, visto que a estatística de fundo para alto momento fica bem mais baixa para o método MS.

4.3.3 Estimativa de fundo por rotação de trajetórias

No método de rotação de trajetórias, uma das trajetórias do par de sinais opostos é rodado diversas vezes ao redor do eixo- z (direção do feixe), sendo que o ângulo de rotação é variado de modo aleatório. Desta maneira, remove-se a correlação existente entre o elétron-pósitron do par. O número padrão de rotações feitas é 10; após as rotações o fundo é normalizado na região entre $3,2 < m_{e^+e^-} < 5,0 \text{ GeV}/c^2$ ao valor do espectro de partículas de sinais opostos.

Na figura 4.7, há um exemplo da utilização do método de rotação de trajetória em colisões

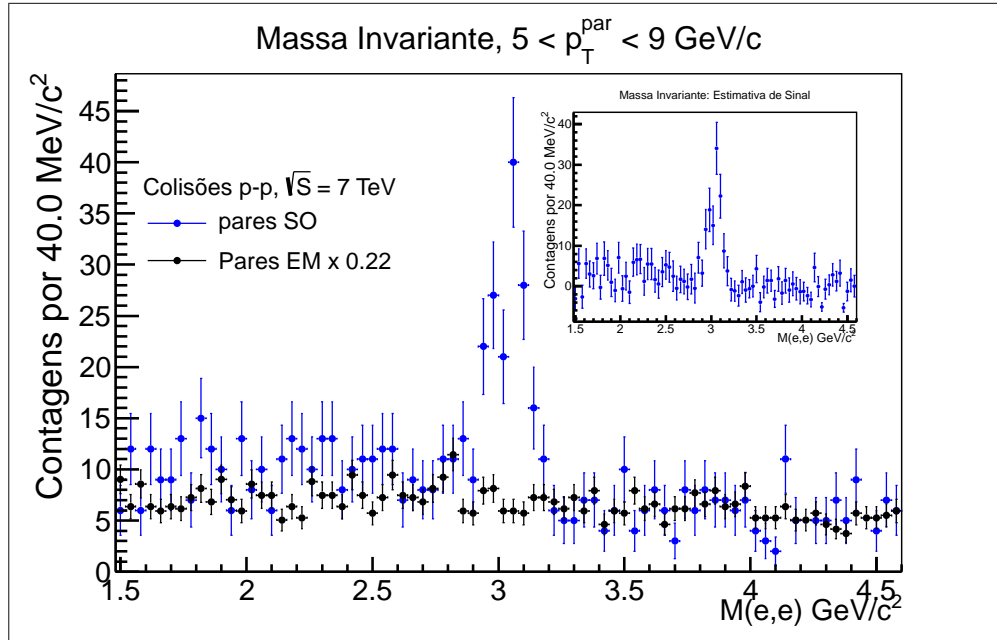


Figura 4.6: Estimativa de fundo por meio de eventos misturados (pontos pretos) em colisões próton-próton a 7 TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.

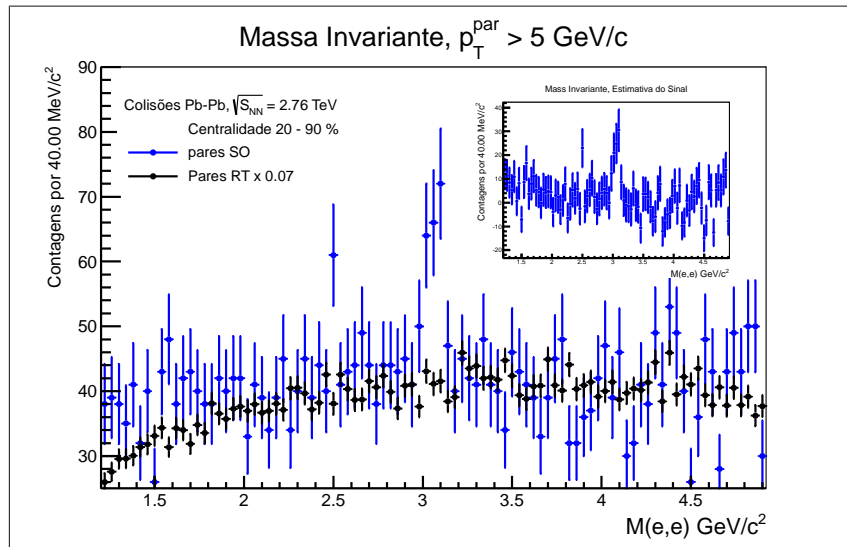


Figura 4.7: Estimativa de fundo por meio de rotação de trajetórias (pontos pretos) em colisões Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. O gráfico reduzido, à direita, representa a estimativa do sinal após subtração do fundo.

Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Comparando-se o gráfico da figura 4.7 com o gráfico da figura 4.4(b), é possível perceber que o método de MS não descreve bem o fundo, pois possui muitas flutuações. No caso de colisões Pb-Pb, observa-se que as flutuações no sinal são bem maiores

do que no caso de colisões próton-próton. Mais detalhes sobre esse método serão discutidos no capítulo 6.

4.3.4 Obtenção do sinal+fundo por meio de ajuste

A função Crystal Ball (CB) [50] – criada pela colaboração Crystal Ball – corresponde a uma Gaussiana para valores acima do valor médio da distribuição e uma cauda, a qual é representada por uma lei de potências, para valores abaixo do valor médio. A origem desta cauda, no caso do ALICE, é, sobretudo, o efeito de *Bremsstrahlung* de elétrons nos materiais que compõem os detectores. Uma pequena contribuição vem também do decaimento $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$, visto que não se mede o gama deste decaimento. A Crystal Ball é definida como [50]:

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{para } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-n} & \text{para } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.7)$$

Sendo que:

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (4.8)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (4.9)$$

N corresponde a um fator de normalização e α , n , \bar{x} e σ são parâmetros ajustados aos dados [50].

Em geral, o fundo na distribuição de massa invariante proveniente da reconstrução de léptons é estimado por intermédio de uma exponencial ou alguma lei de potências. Então, ajusta-se a soma das duas funções, $f(x) = f^{CB}(x) + f^{exp}(x)$, que foi um dos procedimentos adotados (veja seção 5.3).

A figura 4.8 mostra um ajuste de CB feito na distribuição de massa invariante reconstruída a partir de múons ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) em rapidez frontal [3].

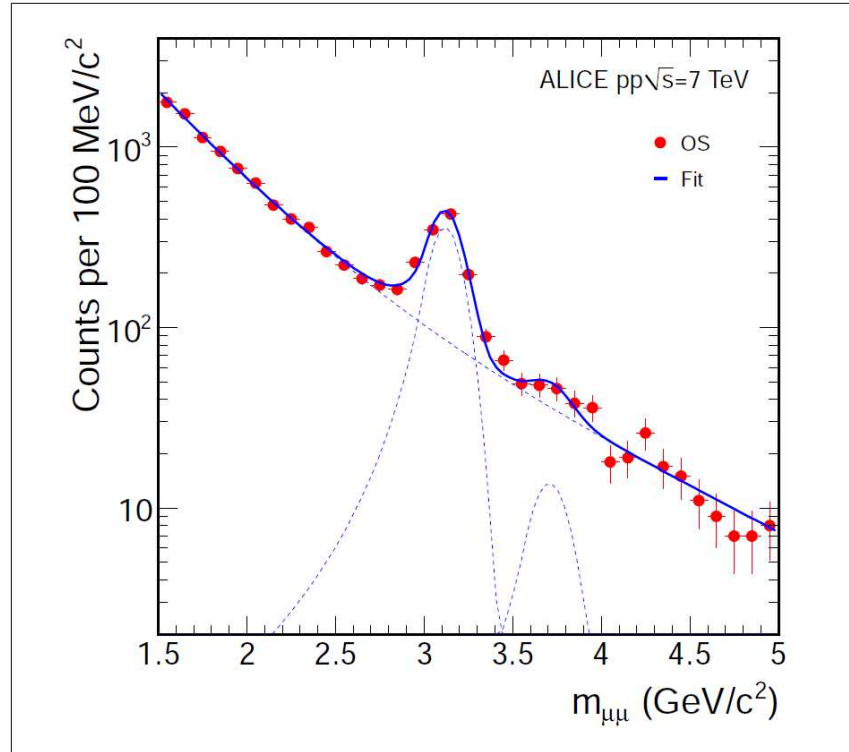


Figura 4.8: *Crystal Ball ajustado à Massa Invariante de J/ψ e ψ' decaindo em $\mu^+\mu^-$, dados do ALICE de 2010 [3]. O fundo estimado é a função exponencial.*

4.4 Eficiência da Reconstrução de J/ψ

No que diz respeito ao cálculo das eficiências de reconstrução do J/ψ , parte foi efetuada por meio de resultados oriundos de simulação do ALICE e parte foi efetuada por meio de análises com os dados (método chamado de *data driven*). As eficiências que foram calculadas referem-se: à cobertura angular do detector e cortes em p_T e energia das filhas do J/ψ , à reconstrução de trajetórias e do par candidato a J/ψ , além da identificação de elétrons.

4.4.1 Eficiência calculada a partir de simulação de monte carlo do ALICE

A descrição da estrutura da simulação utilizada nesta análise pode ser vista no próximo item desta mesma seção. Desta simulação, foram obtidos os seguintes termos da eficiência:

- Eficiência da reconstrução da trajetória no ITS e TPC;
- Eficiência da reconstrução do J/ψ em virtude dos cortes de qualidade aplicados às trajetórias e dos cortes cinemáticos aplicados às filhas do candidato à J/ψ ;

- Eficiência da obtenção de J/ψ pelo método da massa invariante, além da específica escolha do intervalo da integração do espectro de massa invariante para a obtenção do número final de J/ψ 's medidos.

Simulações de eventos por meio da técnica de Monte Carlo têm um papel importante na análise de dados do ALICE, visto que, na grande maioria das análises, as estimativas de eficiência têm sido realizadas por meio de simulação. Neste trabalho, com exceção das correções de PID e *trigger*, todas as outras foram realizadas por meio de análise de simulações.

Descrição da Simulação

O objetivo da simulação é reproduzir as características dos eventos de colisão próton-próton ou Pb-Pb, com J/ψ 's inseridos nesses eventos.

As simulações valem-se de um gerador de eventos (PYTHIA6 [51], no caso de colisões próton-próton), um simulador do transporte das partículas no detector (GEANT3 [52]) e do *framework* ROOT [53] com as classes específicas do ALICE (AliRoot [54]).

Seguem os principais aspectos da descrição da simulação:

- Colisões próton-próton, energia do feixe igual a 7 TeV;
- Campo Magnético aplicado igual a -5kG [32];
- Intervalo do parâmetro de foco do feixe β^* : 10 metros [32];
- Emitância (EmF) do feixe igual a $3,76 \times 10^{-6}$ metros [55];
- A posição do vértice é imposta aleatoriamente, de modo a representar uma função centrada em zero e com uma resolução já estabelecida para o experimento. O procedimento adotado é conhecido como *smearing*. As resoluções adotadas, obtidas em [55], seguem:
 - $\sigma_z = 5,4/\sqrt{2}$ centímetros.
 - $\sigma_{xy} = \frac{\sqrt{EmF \times \beta^* / \gamma}}{\sqrt{2 \times 100}}$ centímetros.
 - Esses valores representam as áreas de intersecção do feixe, conhecidas como diamantes.
- Resposta do detectores simulados de acordo com as informações reais dos *runs* utilizados;

- Os detectores presentes na simulação foram: TRD, TOF, PHOS, HMPID, EMCAL, MUON, FMD, ZDC, PMD, T0, VZERO, ITS, TPC (seção 3);
- Foi adicionado um J/ψ por evento cuja distribuição de p_T foi considerada uniforme no intervalo de 0 a 25 GeV/c. A razão da escolha de uma distribuição constante está relacionada com a diminuição do número de eventos simulados, poupando-se, assim, o consumo de tempo de execução computacional. Caso se optasse por uma distribuição próxima do real – que seria algo como uma lei de potências –, muito mais eventos precisariam ser simulados para que houvesse uma estatística razoável para J/ψ com $p_T > 10$ GeV/c.

O cálculo da eficiência a partir de simulações

Para os casos nos quais as eficiências foram determinadas por intermédio da simulação, os resultados foram mostrados diretamente pela eficiência do J/ψ em função do p_T . O J/ψ é reconstruído da mesma forma que é feito com os dados (mesmos cortes de trajetórias e métodos de análise). Comparando-se o número de J/ψ 's reconstruído com o número de J/ψ 's inseridos na simulação, é possível se extrair a eficiência de reconstrução.

Essa eficiência foi definida como:

$$Efic^{MC} = \frac{NJ/\psi^{rec}}{NJ/\psi^{prod}} \quad (4.10)$$

Sendo que NJ/ψ^{rec} é o número de J/ψ 's reconstruídos na simulação e NJ/ψ^{prod} é o número de J/ψ 's que foram produzidos na simulação pelo gerador de eventos.

4.4.2 Eficiência obtida com os dados (*data driven*)

Para a eficiência de identificação de elétrons e do sistema de *trigger*, foram utilizadas informações oriundas dos dados, técnica denominada *data driven* em inglês.

De maneira similar àquela apresentada para a eficiência calculada com dados simulados, a eficiência calculada com os dados é obtida a partir da expressão:

$$Efic^{PID} = \frac{N_{ele}^{aceitos}}{N_{ele}^{totais}} \quad (4.11)$$

Sendo que $N_{ele}^{aceitos}$ é o número de elétrons aceitos na análise pela imposição dos cortes, e N_{ele}^{totais} é o número total estimado de elétrons presentes na amostra utilizada.

No tocante à correção de *trigger* com os dados, esta se baseia na razão ($R^{Trigger}$) de um mesmo observável que pode ser medido tanto em eventos selecionados pelo *trigger* quanto em eventos *MB*. Em virtude dos sistemas de *trigger* do EMCal (L0 e L1 γ seção 3.2) serem disparados pela soma da energia de 4x4 torres, que por hipótese é a energia de uma única partícula, torna-se razoável a utilização de um observável medido pelo próprio calorímetro e que se assemelhe à seleção do sistema de *trigger*. A razão utilizada nas correções foi:

$$R^{Trigger} = \frac{Nclusters^{LN}}{Nclusters^{MB}} \quad (4.12)$$

Sendo que $Nclusters^{LN}$ é o número de *clusters* reconstruídos em eventos selecionados pelo sistema de *trigger* ($N = 0$ ou 1 – seção 3.2) e $Nclusters^{MB}$ é o número de *clusters* reconstruídos em eventos *MB*. O fator $R^{Trigger}$ é utilizado para o cálculo da luminosidade integrada, L_{int} , valendo-se da seção de choque de colisões próton-próton, σ_{pp} , assim como indicado na expressão A.9 (apêndice A.2.3).

No que diz respeito às características dos *clusters* reconstruídos com o calorímetro, não há diferença entre qualquer calibração utilizada em eventos *MB* e eventos com o *L0* do EMCal. A única diferença esperada entre essas duas distribuições é um incremento na produção por evento de *clusters* com alto momento nesses eventos selecionados pelo sistema de *trigger*. Desta forma, a razão entre as duas distribuições, como mostra a equação 4.12, propicia a curva de ganho do sistema de *trigger* do calorímetro. Ao se atingir o ponto no qual a eficiência do sistema de *trigger* é máxima (100 %), observa-se um *plateau*, cujo valor representa basicamente a taxa de rejeição de eventos, visto que os eventos são aleatoriamente adquiridos em dados de *MB*. Essa curva de eficiência do *trigger* ($Efic^{Trigger}$) é utilizada para as correções como uma função de densidade de probabilidade, sendo que no cálculo final de seção de choque utiliza-se o $R^{Trigger}$ para se determinar a luminosidade integrada L_{int} (apêndice A.2.3).

A figura 4.9 mostra o esquema de como as eficiências são utilizadas. Um J/ψ , para ser aceito no numerador do cálculo da eficiência, deve ter pelo menos uma filha (elétron ou pósitron) que satisfaça a condição de *trigger* e PID do EMCal, e as duas filhas devem satisfazer a condição de PID do TPC.

A eficiência total, considerando-se as duas contribuições discutidas nesta seção, é dada por:

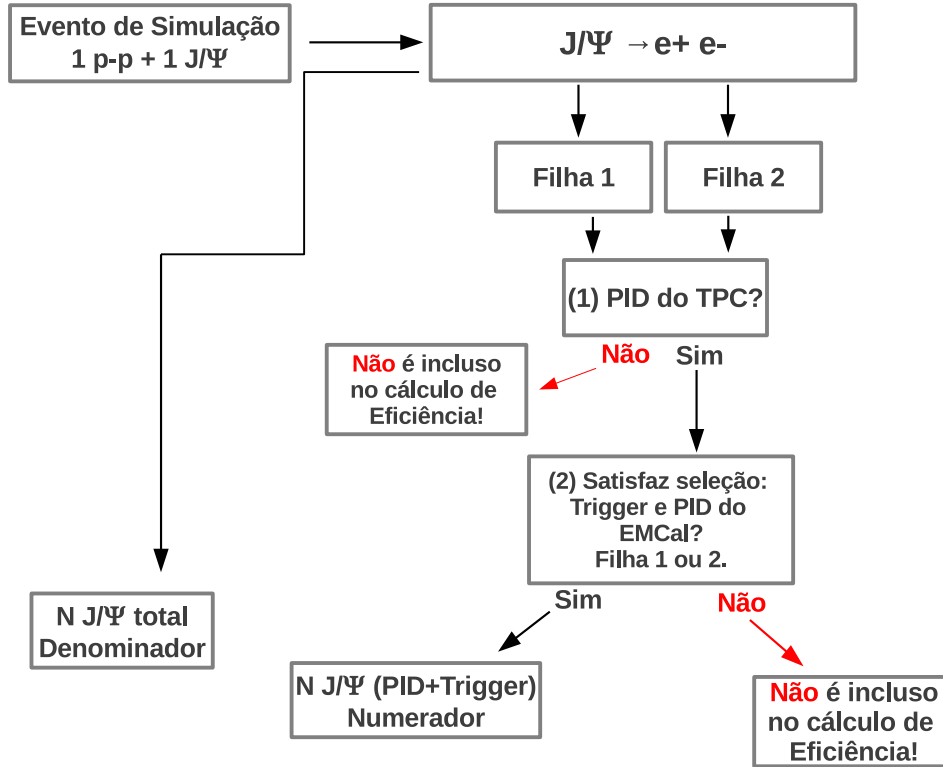


Figura 4.9: Esquema do cálculo da eficiência do J/ψ por meio dos dados. As duas condições impostas são avaliadas por meio de Monte Carlo, levando-se em conta o peso das eficiências.

$$Efic_{total}^{J/\psi} = Efic^{MC} \times Efic^{PID} \times Efic^{Trigger} \quad (4.13)$$

Demais detalhes envolvidos na obtenção das eficiências por meio dos dados, assim como os resultados obtidos, são mostrados na seção 5.4 para colisões próton-próton.

4.5 Contribuição de J/ψ oriundo de decaimentos de mésons B

É importante ressaltar que nem todos os J/ψ 's reconstruídos neste trabalho são primários, ou seja, produzidos no vértice primário da colisão. Em geral, subdividem-se os decaimentos do J/ψ em duas classes:

- J/ψ com decaimento rápido ou direto (*prompt* J/ψ). Incluem-se nessa lista todos os J/ψ 's diretos (gerados diretamente da colisão) e decaimentos de χ_c e ψ' . Todos esses de-

caimentos partem de um par primário $c\bar{c}$, e, por conseguinte, são estudados pelos modelos de produção que envolvem a evolução de pares $c\bar{c}$, como aqueles que foram expostos na seção 2.3.

- J/ψ com decaimento lento/longo (*non-prompt* J/ψ). São os J/ψ 's secundários, oriundos do decaimento de mésons B: $B \rightarrow (J/\psi \rightarrow e^+ + e^-) + X$.

Em virtude da elevada massa dos mésons B , a fração f_B de decaimentos de B (*non-prompt*) aumenta com o momento do p_T do J/ψ , resultado esse confirmado por medidas do Tevatron [9] e mais recentemente pelo ATLAS [7], CMS [7] e ALICE (eventos MB) [8]. A figura 4.10 sintetiza os últimos resultados oriundos do LHC, já publicados.

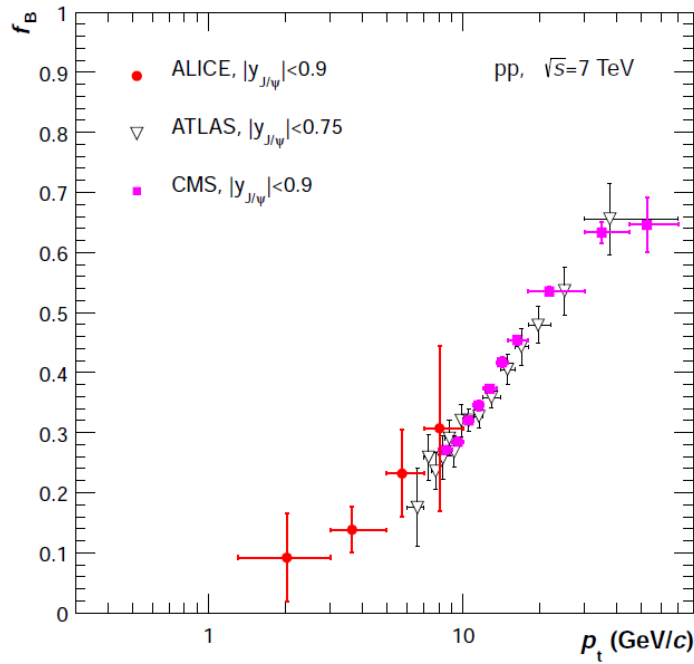


Figura 4.10: Fração de J/ψ oriundos de decaimentos de mésons B , obtidos pelo ATLAS, CMS e ALICE (eventos MB) [8].

O processo de análise para a estimativa do valor de f_B no ALICE vale-se da informação da distância da produção do J/ψ reconstruído em comparação com o vértice de colisão próton-próton (primário). Utiliza-se a projeção da distância de voo do J/ψ no momento transversal $p_T^{J/\psi}$ da seguinte maneira:

$$L_{xy} = \frac{\vec{L} \cdot \vec{p}_T^{J/\psi}}{p_T^{J/\psi}} \quad (4.14)$$

Sendo que \vec{L} é o vetor que representa a distância entre o vértice primário e o vértice do decaimento do J/ψ . A variável x , conhecida nas referências, em inglês, como *pseudoproper decay length*, foi utilizada para separar o decaimento *prompt* do *non-prompt*. Ela é definida como:

$$x = \frac{c \cdot Lxy \cdot m^{J/\psi}}{p_T^{J/\psi}} \quad (4.15)$$

Sendo que $m^{J/\psi}$ é a média da massa do J/ψ conhecida na literatura (PDG [28]).

Para a determinação da fração do f_B , ajustam-se simultaneamente a massa invariante e a variável x , valendo-se de um ajuste pelo *log* da máxima verossimilhança $\ln\mathcal{L}$ (*Log-Likelihood* em inglês), de modo que a quantidade abaixo seja maximizada:

$$\ln\mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \ln F(x, m_{e^+e^-}) \quad (4.16)$$

Sendo que N é o número de entradas no histograma de massa invariante de $M_{min} < m_{e^+e^-} < M_{max}$ GeV/c², sendo M_{min} e M_{max} os limites da região de massa invariante que se pretende estudar. A expressão de $F(x, m_{e^+e^-})$, que considera a massa e a variável x , é a seguinte:

$$F(x, m_{e^+e^-}) = f_S \cdot F_S(x) \cdot M_S(m_{e^+e^-}) + (1 - f_S) \cdot F_f(x) \cdot M_f(m_{e^+e^-}) \quad (4.17)$$

Sendo que:

- f_S é a fração de candidatos a J/ψ e $(1-f_S)$ é a fração do fundo.
- $F_S(x)$ e $F_f(x)$ são funções de densidade de probabilidade (FDPs) associadas à variável x para designar os candidatos a sinal (S) e fundo (f).
- $M_S(m_{e^+e^-})$ e $M_f(m_{e^+e^-})$ são FDPs associadas aos candidatos a sinal e fundo na distribuição de massa invariante.

Ao sinal medido de J/ψ , é associada a fração f_B , como segue:

$$F_S(x) = f'_B \cdot F_B(x) + (1 - f'_B) \cdot F_{prompt}(x) \quad (4.18)$$

Sendo que $F_B(x)$ e $F_{prompt}(x)$ são FDPs de x que representam respectivamente J/ψ *non-prompt* e *prompt*. São definidas como:

$$F_B(x) = \chi_B(x') * R_{SPD}(x' - x) \quad (4.19)$$

e

$$F_{prompt}(x) = \delta(x') * R_{SPD}(x' - x) = R_{SPD}(x) \quad (4.20)$$

Sendo que $R_{SPD}(x)$ é a função de resolução experimental da variável x . No caso do J/ψ *prompt*, como este deve ser produzido no vértice primário, a distribuição de x deve ser semelhante à função de resolução (como mostra a equação 4.20). Por essa razão, $R(x)$ é determinada por meio de um ajuste de duas Gaussianas somadas a uma lei de potência refletida em $x = 0$ na distribuição de x de J/ψ *prompt* em simulação. O termo SPD, tal como em $R_{SPD}(x)$, refere-se ao primeiro sinal das filhas do J/ψ no detector SPD do ITS, sendo definida como: PP (as duas filhas do J/ψ com sinal na primeira camada do SPD do ITS); PS (uma filha com sinal na primeira camada e a outra com sinal na segunda camada) e SS (sinal somente na segunda camada do SPD, para as duas filhas). A função de resolução de x piora caso não haja informação na primeira camada do SPD (mais detalhes são abordados na seção 5.7). $\chi_B(x')$ é a distribuição da variável x em uma simulação de eventos com hádrons oriundos de *quarks* do tipo b .

A função que representa o fundo foi introduzida pela colaboração CDF [9], da seguinte forma:

$$F_f(x) = (1 - f_+ - f_- - f_{sim})R_{SPD}(x) + \left[\frac{f_+}{\lambda_+} e^{-x'/\lambda_+} \Theta(x') + \frac{f_-}{\lambda_-} e^{x'/\lambda_-} \Theta(-x') + \frac{f_{sim}}{\lambda_{sim}} e^{|x'|/\lambda_{sim}} \right] * R_{SPD}(x) \quad (4.21)$$

Sendo que:

- $\Theta(x)$ é a função degrau;
- f_+ , f_- e f_{sim} são frações que representam as três componentes das distribuições expo-

nências do comprimento do decaimento: positivo, negativo e simétrico, respectivamente;

- λ_+ , λ_- e λ_{sim} são os parâmetros efetivos que representam as assimetrias no fundo.

A introdução dessas três componentes (positiva, negativa e simétrica) é necessária porque o fundo consiste, além das combinações aleatórias de partículas originárias do vértice primário, de uma contribuição que é oriunda das combinações aleatórias de elétrons de decaimentos semileptônicos de hádrons de *charm* e *beauty*, os quais tendem a produzir valores positivos de x . Além disso, há algumas trajetórias não tão bem reconstruídas que contribuem tanto com valores positivos e negativos de x .

Capítulo 5

J/ψ em colisões próton-próton, $\sqrt{s} = 7$ TeV

Este capítulo tem como objetivo descrever a medida de J/ψ em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV, realizada com o experimento ALICE do CERN. Os eventos utilizados foram selecionados por intermédio do sistema de *trigger* do EMCal, os quais propiciaram uma extensão na medida da seção de choque do J/ψ para valores maiores de p_T no ALICE. Assim como descrito no capítulo 4, uma série de fatores são necessários para que se possa atingir esse objetivo. As próximas seções abordarão os resultados relativos à reconstrução, correção e estimativas dos erros sistemáticos. A sequência será:

- Seleção de eventos de interesse (seção 5.1);
- Seleção de trajetórias de interesse (seção 5.2);
- Resultados que concernem a identificação de elétrons e pósitrons (seção 5.2.3);
- A reconstrução do J/ψ por meio do cálculo de sua massa invariante (seção 5.3);
- Validação da simulação dedicada ao cálculo da eficiência de reconstrução do J/ψ (seção 5.3.1);
- Resultados do cálculo de eficiência na reconstrução do J/ψ (seção 5.4);
- Os erros sistemáticos na medida dessas partículas (seção 5.5).

O capítulo encerrar-se-á com o resultado do cálculo da seção de choque diferencial em p_T e y ($d^2\sigma/dp_T dy$) como função do p_T do J/ψ , além da estimativa da contribuição de J/ψ 's oriundos de decaimento de mésons B.

5.1 Seleção de Eventos

O primeiro passo na análise de dados do ALICE foi a escolha dos *runs*¹ e eventos de interesse. No que concerne aos *runs* utilizados neste trabalho, eles tinham de conter todos os detectores necessários para a análise, ou seja, TPC (trajetória e momento), ITS (vértice), V0 (*trigger* de colisão) e o EMCal (energia eletromagnética e *trigger*). Como já mencionado, o interesse principal deste trabalho foi a utilização dos eventos selecionados pelo sistema de *trigger* do EMCal, no intuito de expandir o alcance cinemático do estudo de J/ψ no ALICE.

Com relação aos eventos, estes foram escolhidos conforme as seguintes condições:

- Condição de colisão próton-próton: a qual é observada pela associação de sinais nos detectores de *trigger* de colisão V0 e SPD, que como já mencionado na seção 3, são detectores rápidos utilizados como *trigger* de colisão. O SPD é disparado quando pelo menos uma das suas duas camadas recebe algum sinal de partícula carregada; já o V0 dispara o evento quando os sinais de tempo são compatíveis com partículas oriundas de colisão. A configuração básica de *trigger* de colisão é uma combinação entre V0 (ou seja, um dos dois V0 acusa sinal válido) e SPD [56].
- Eventos com *trigger* do EMCal: o qual pode ser selecionado diretamente nos dados reconstruídos. Cabe ressaltar que havia outros dois tipos de *trigger* em operação durante essa tomada de dados: o sistema de *trigger* da câmara de múons e o *trigger* de MB;
- Posição em z (direção do feixe) do vértice – obtida por meio do detector ITS – com menos de 10 *cm* em relação ao centro do detector, localizado em $Z=0$ (veja distribuição na figura 5.1). 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 (*diamond* em inglês), a qual equivale a $\approx 5,4/\sqrt{2}$ *cm*. A escolha do vértice pôde ser feita pela obtenção de seu valor na direção Z (em *cm*) – direção do feixe – para cada evento. A figura 5.1 mostra a distribuição de vértice em Z para os eventos utilizados na análise de dados deste trabalho. Na seção 5.5, alguns estudos sistemáticos relativos à essa escolha foram realizados.

¹*run* é um termo em inglês utilizado para designar um período de tomada de dados em experimentos de física. No ALICE, os *runs* podem ser de física (quando há colisões almejando resultados de física e os detectores principais estão ligados), calibração (dados utilizados para a calibração de detectores), ou raios cósmicos (quando não há mais colisões e deseja-se estudar o fundo de raios cósmicos)

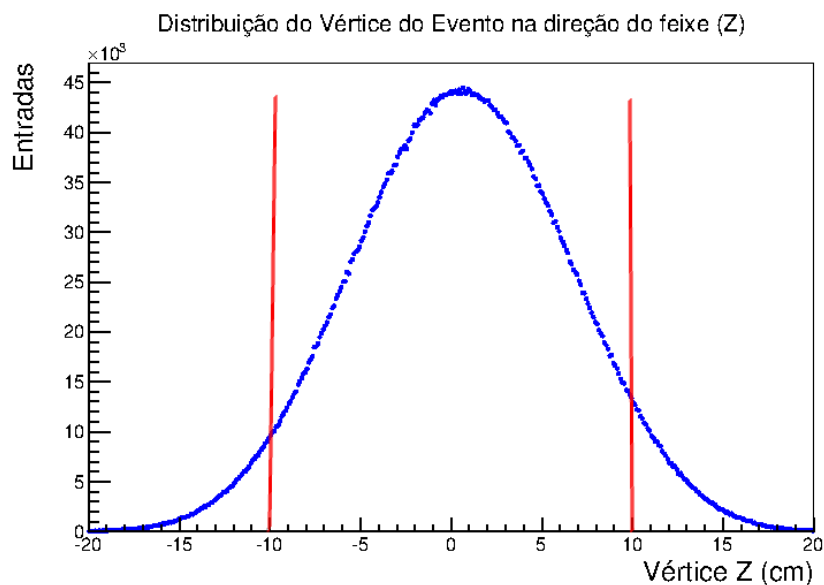


Figura 5.1: Distribuição do vértice na direção do feixe para uma amostra de eventos. As linhas vermelhas mostram o corte aplicado na seleção de eventos.

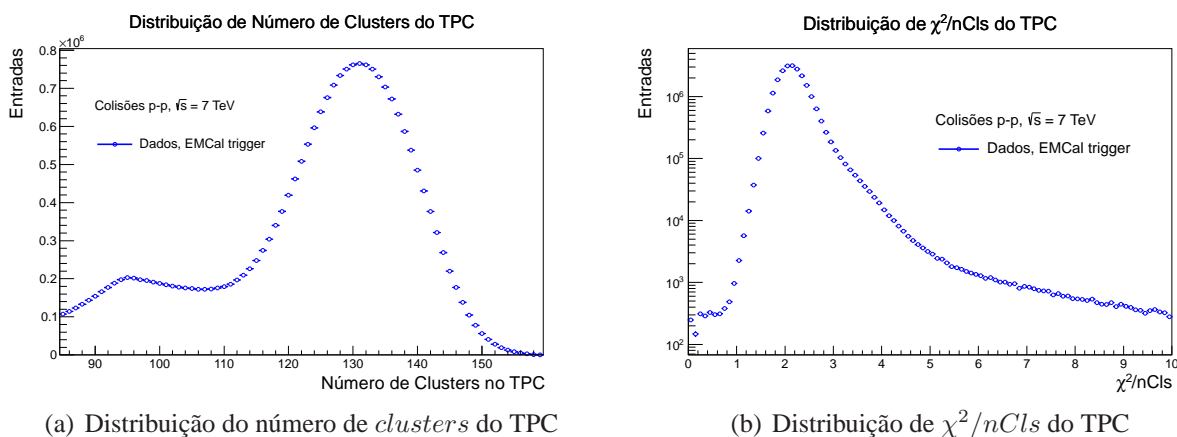
5.2 Características e seleção das trajetórias

É necessário impor alguns critérios de qualidade nas trajetórias utilizadas na análise de dados, garantindo que elas tenham sido corretamente reconstruídas. Além disso, é importante que a simulação utilizada para o cálculo da eficiência descreva bem os dados. Portanto, isso também é levado em conta no momento em que os eventos e trajetórias são selecionados.

5.2.1 Critérios de qualidade para a seleção das trajetórias

No intuito de selecionar trajetórias bem definidas, descartaram-se aquelas que apresentaram um número reduzido de pontos no TPC (chamados de *clusters*). Outro critério importante nessa seleção foi minimizar possíveis efeitos sistemáticos causados por esse corte. Para isso, evitou-se a utilização de valores para o corte próximos às regiões que apresentam grande variação no número de trajetórias. A figura 5.2(a) mostra a distribuição do número de *clusters* do TPC para os dados utilizados nesta análise. Como pode ser observado, o número médio de pontos em uma trajetória está próximo a 140. Por conseguinte, trajetórias com um número de pontos muito menor podem apresentar problemas. Além disso, é interessante que o corte aplicado fique distante da região próxima a 110, em virtude da variação abrupta do número de trajetórias, fato que poderia trazer inoportunos efeitos sistemáticos. Portanto, o corte escolhido

foi 85.



(a) Distribuição do número de *clusters* do TPC

(b) Distribuição de χ^2/nCl_s do TPC

Figura 5.2: (a) é a distribuição do número de *clusters* utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. Há um corte em $N_{clus}=85$ neste gráfico. (b) é a distribuição de χ^2/nCl_s utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. O gráfico apresenta a distribuição até $\chi^2/nCl_s = 10$.

Uma segunda seleção utilizada foi o χ^2/nCl_s do TPC. Foram selecionadas trajetórias com $\chi^2/nCl_s < 4$. Estatisticamente, não se espera obter trajetórias bem reconstruídas com χ^2/nCl_s maior do que esse valor. A distribuição do χ^2/nCl_s possui um pico próximo a 2 porque existe a contribuição do ajuste do filtro de Kalman (seção 3.3.2) em duas variáveis independentes, uma correspondendo ao eixo- z e outra à direção transversal. Esse valor apresentado corresponde à soma dessas duas contribuições.

Além dos cortes apresentados até aqui, cabe ressaltar que foi exigido que a trajetória depositasse sinal em pelo menos uma das duas camadas mais internas do ITS (detector pixelado SPD), com a finalidade de reduzir o número de elétrons provenientes de conversão ($\gamma \rightarrow e^-e^+$). Além disso, a análise da fração de J/ψ oriundos de B_s (seção 4.5) também necessita que haja essa seleção no SPD, para que o vértice secundário (vértice de decaimento) seja obtido com uma resolução adequada.

5.2.2 Cinemática e Cobertura angular

Alguns cortes cinemáticos e de cobertura angular foram aplicados às trajetórias e ao par do J/ψ :

- Foi aplicado um corte de $p_T > 1$ GeV/c a ambas as trajetórias;

- Pelo menos uma das trajetórias deveria ter $E > 4$ GeV/c para estar próxima do limiar do *trigger* ($E \approx 5$ GeV);
- As trajetórias deveriam estar na cobertura angular do TPC, ou seja, $-0,9 < \eta < 0,9$;
- As trajetórias deveriam estar contidas no intervalo $0 < \phi < 4$, em virtude de deformações observadas na medida de dE/dx no TPC (como demonstrado na seção 5.2.3);

5.2.3 Seleção de elétrons – PID

No que concerne à identificação de partículas no TPC, o primeiro critério adotado foi evitar a utilização de trajetórias contidas na região oposta ao EMCal ($\phi > 4$), em virtude de deformações na medida de dE/dx oriundas de um setor defeituoso do TPC. A figura 5.3 ilustra a região problemática em ϕ . Mesmo que talvez seja possível parametrizar o dE/dx de elétrons dessa região, não é adequado incluir tais trajetórias na análise, mesmo porque traria muitas dificuldades para a correção do espectro do J/ψ . Na seção 5.5, estudos sobre efeitos sistemáticos oriundos da escolha de ϕ da trajetória são apresentados.

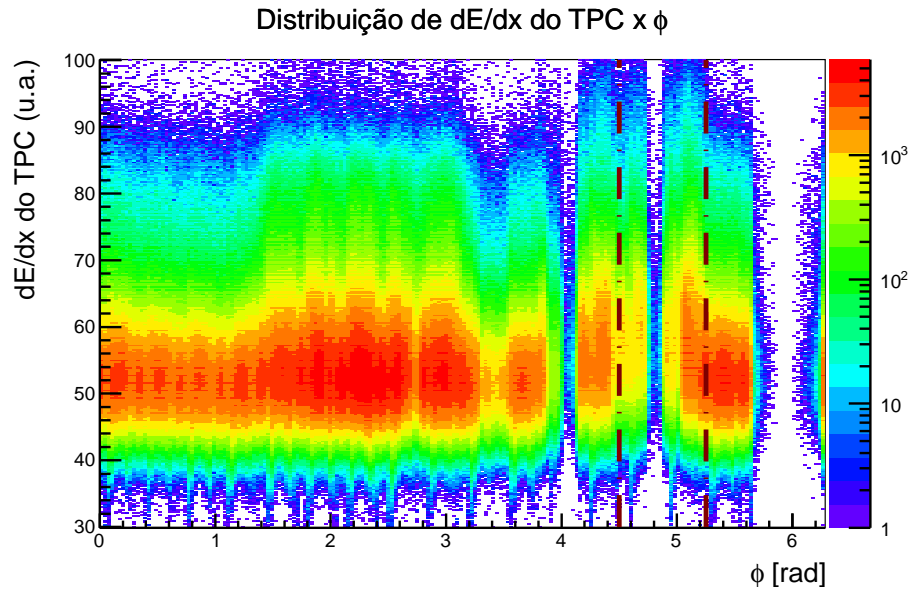


Figura 5.3: Distribuição do dE/dx do TPC como função do ϕ da trajetória. As linhas serrilhadas delimitam uma região onde a medida de dE/dx está prejudicada.

A distribuição de $N\sigma_{ele}^{TPC}$ oriunda dos dados utilizados nesta análise pode ser vista na figura 5.4. A região selecionada para a análise de dados está indicada com as linhas vermelhas serrilhadas. Observa-se que há bastante contaminação de píons na intersecção entre as duas bandas,

principalmente para $N\sigma_{ele}^{TPC}$ em torno de -2,5. Cortes menos restritivos, que aceitem $N\sigma_{ele}^{TPC} < -2,25$ ou $-2,5$, trazem muita contaminação de píons para o espectro, principalmente para $p > 5$ GeV/c.

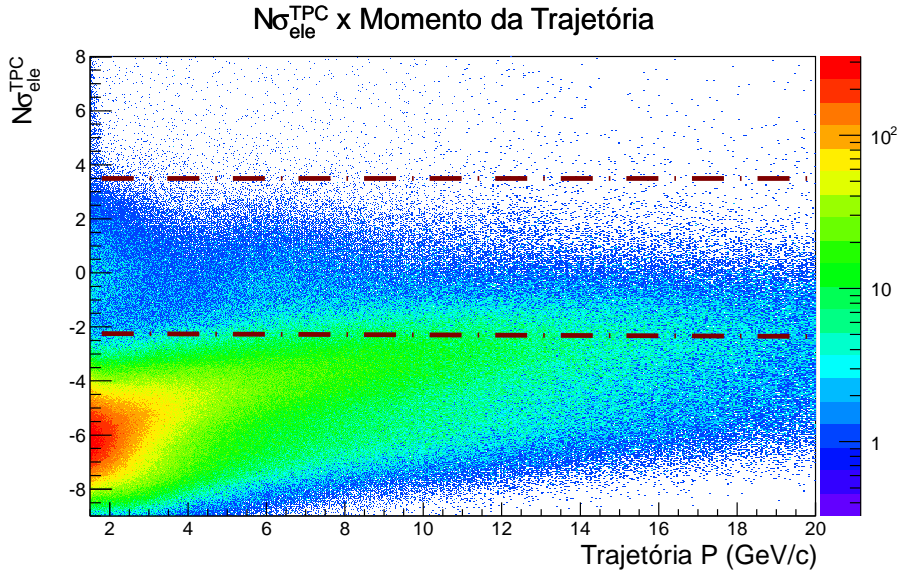


Figura 5.4: Distribuição do $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para os dados utilizados na análise de J/ψ . As linhas serrilhadas representam o corte aplicado às trajetórias.

A figura 5.5 mostra a distribuição de $N\sigma_{ele}^{EMCal}$ para candidatos a elétrons do TPC (com $N\sigma_{ele}^{TPC} > 0$), para diferentes intervalos de p_T . Como pode ser observado, essa distribuição está bem determinada para os diversos intervalos de momento.

A figura 5.6(a) mostra a distribuição do dE/dx do TPC em função de $N\sigma_{ele}^{EMCal}$. Pode-se perceber que a região de elétrons ficou bem acentuada, como indicado pela região delimitada pelas linhas serrilhadas. A figura 5.6(b) mostra a distribuição de $N\sigma_{ele}^{TPC}$ em função do momento, após uma seleção com o EMCal aplicado às trajetórias ($-2,5 < n\sigma^{EMCal} < 3,5$). Nota-se que é possível se obter uma amostra mais pura de elétrons quando ambas as seleções são utilizadas. As linhas serrilhadas apontam a seleção utilizada na análise de dados, ou seja, $-2,25 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 3,5$, a qual se torna bem distinguível da faixa de píons, como essa seleção combinada.

Na análise de dados, garantiu-se que pelo menos uma das candidatas a filha do J/ψ tivesse $-2,5 < N\sigma_{ele}^{EMCal} < 3,5$ e energia no EMCal maior do que 4 GeV/c. Em ambas as trajetórias, aplicou-se um corte de $-2,25 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 3,5$ assim como indicado nesta seção.

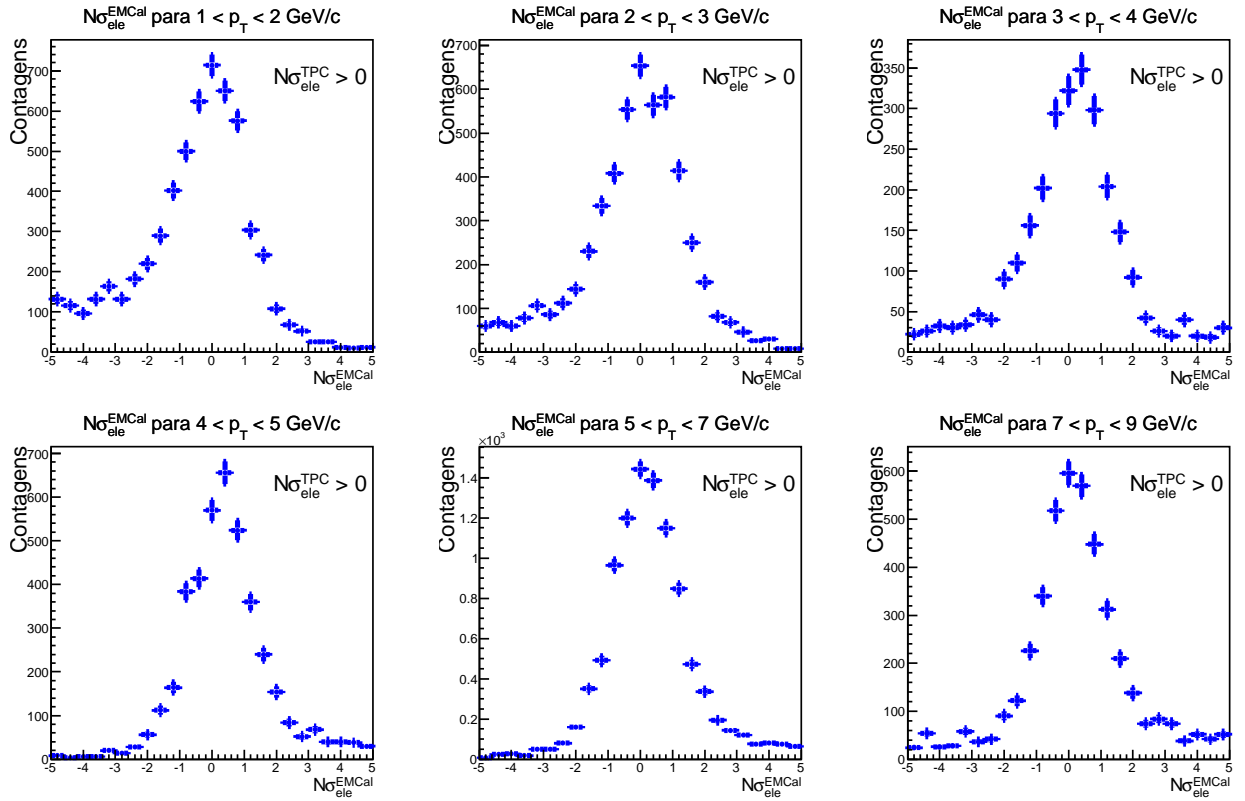
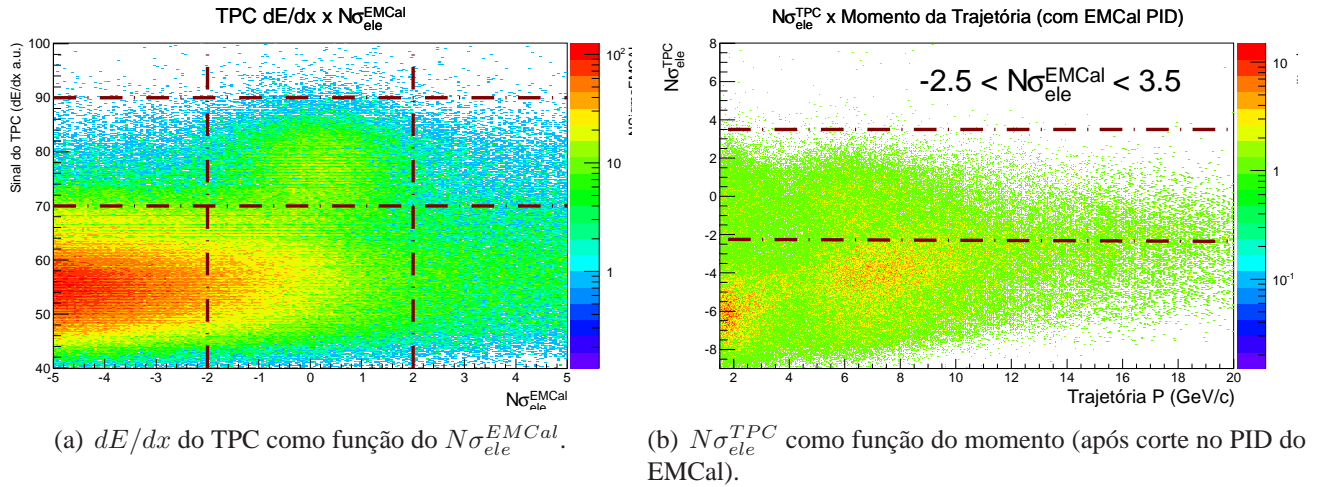


Figura 5.5: Distribuição de $N\sigma_{ele}^{EMCal}$ para diferentes intervalos de p_T , após uma seleção de elétrons com o TPC ($N\sigma_{ele}^{TPC} > 0$).



(a) dE/dx do TPC como função de $N\sigma_{ele}^{EMCal}$.

(b) $N\sigma_{ele}^{TPC}$ como função do momento (após corte no PID com EMCal).

Figura 5.6: Combinação do PID do TPC com o EMCal.

5.3 Extração do Sinal

Feita a escolha dos eventos e trajetórias de interesse, o próximo passo é a reconstrução dos espectros de massa invariante, como descrito na seção 4.3. O primeiro espectro realizado

corresponde à produção integrada² de J/ψ com $p_T > 5$ GeV/c (vide figura 5.7). O ajuste do fundo foi feito por intermédio de uma exponencial e o sinal foi obtido por meio de um ajuste de Crystal Ball (assim como discutido na seção 4.3.4).

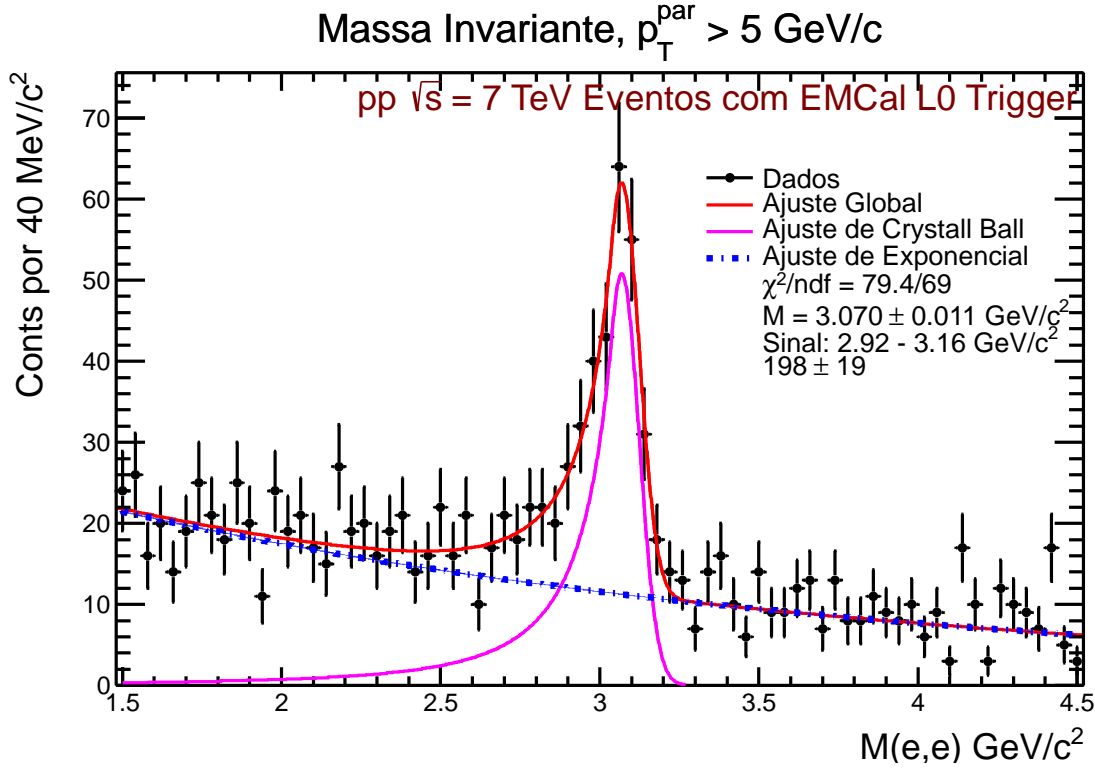


Figura 5.7: Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $p_T^{\text{par}} > 5$ GeV/c (produção integrada). Para o fundo, utilizou-se uma exponencial (curva azul). O sinal foi determinado por um ajuste por meio da função Crystal Ball (curva magenta). O ajuste global – sinal+fundo – é representado pelo curva vermelha.

Para a estimativa do sinal, o ajuste da CB foi integrado de $2.92 - 3.16$ GeV/c². A incerteza na integral foi determinada de acordo com os parâmetros ajustados da Crystal Ball e exponencial, incluindo a covariância entre eles.

Valendo-se da equação da decomposição de matrix de Cholesky [57], a matrix de covariância pode ser decomposta como:

$$COV = LL^* \quad (5.1)$$

Sendo que L é chamada de matrix de covariância decomposta.

²No contexto de produção ou seção de choque, o termo integrado refere-se a todos os J/ψ 's reconstruídos, sem nenhuma restrição ou separação em intervalos de p_T .

Os termos que representam nossa medida podem ser definidos como os parâmetros do ajuste somados à covariância existente entre eles. Diante disso, por Monte Carlo, sorteou-se um valor a ser acrescido ao valor do ajuste, de acordo com uma distribuição Gaussiana do parâmetro da matriz de covariância decomposta (L). Isso foi feito de acordo com a equação 5.2:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_n \end{bmatrix} = L \begin{bmatrix} Gauss(0, 1) \\ Gauss(0, 1) \\ \vdots \\ Gauss(0, 1) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} p_1^{Ajuste} \\ p_2^{Ajuste} \\ \vdots \\ p_n^{Ajuste} \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Sendo que $p_1 \cdots p_n$ são os parâmetros que descrevem a função do sinal e fundo, L é a matrix de covariância decomposta, $p_1^{Ajuste} \cdots p_n^{Ajuste}$ são os valores dos parâmetros ajustados às curvas e $Gauss(0, 1)$ é uma Gaussiana centrada em zero e cuja largura é 1, que foi utilizada no sorteio dos parâmetros.

A figura 5.8 mostra o resultado de 500k iterações da integral do sinal do J/ψ , sorteando-se a contribuição da covariância nos parâmetros do ajuste. Deste estudo, o número de J/ψ obtido foi 198 ± 19 . O Valor do pico de massa do ajuste foi $M = 3,070 \pm 0,011 \text{ GeV}/c^2$ ($3070 \pm 11 \text{ MeV}/c^2$), valor que é compatível, dentro de três incertezas, com o valor fornecido pelo PDG [28]: $3096,916 \pm 0,010 \text{ MeV}/c^2$.

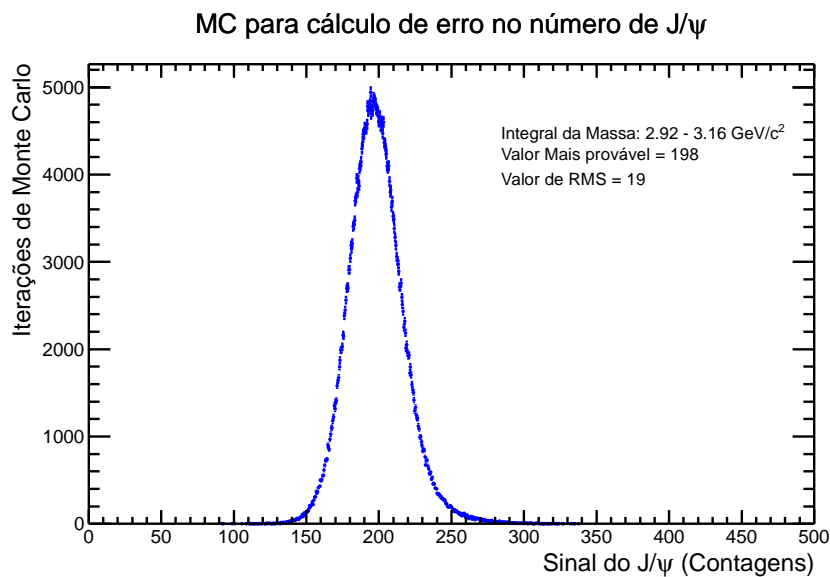


Figura 5.8: Estimativa de MC para o erro no número de contagens do J/ψ , após 500k iterações.

A fim de se construir o espectro em p_T , gráficos de massa invariante foram feitos para 4 intervalos de p_T : 5-7, 7-9, 9-11 e 11-14 GeV/c. Esses gráficos podem ser observados nas figuras 5.9(a), 5.9(b), 5.9(c) e 5.9(d). Em todos os gráficos, evidencia-se o pico do J/ψ em torno de 3.1 GeV/c². Nesses gráficos, foi utilizado o método de estimativa de fundo por eventos misturados (EM). Nos casos das figuras 5.9(a), 5.9(b) e 5.9(c), o fundo foi normalizado de tal modo que a integração entre $3,2 < M_{ee} < 4,5$ GeV/c² fosse a mesma dos pares de sinais opostos; no caso da figura 5.9(d), diferentemente, optou-se por uma normalização entre $3,2 < M_{ee} < 3,8$ GeV/c², visto que o número de entradas no gráfico de massa invariante de pares de sinais opostos é quase nulo para $M_{ee} > 3,8$ GeV/c².

A partir dos gráficos de massa invariante foi possível estimar o espectro de sinal de J/ψ (gráfico à direita das figuras 5.9(a), 5.9(b), 5.9(c) e 5.9(d)), o qual foi construído pela subtração do espectro de partículas de sinais opostos (como demonstrado pelos pontos azuis dos gráficos à esquerda das figuras) pela estimativa de sinal por EM (pontos pretos). Feito isso e de posse dos espectros de sinal do J/ψ , integrou-se o espectro de massa invariante na região entre $2,92 < M_{ee} < 3,16$ GeV/c² para cada intervalo de p_T , assim como foi feito para o caso da distribuição integrada. Consequentemente, por intermédio da integração no intervalo de massa dos 4 espectros de sinais nos diferentes intervalos de p_T , foi possível elaborar o espectro não corrigido de J/ψ reconstruído em função de p_T , como mostra a figura 5.10.

5.3.1 Resultados da Simulação de Monte Carlo

Alguns resultados de Monte Carlo foram comparados aos dados reais, a fim de se validar a simulação a ser utilizada para a estimativa de eficiência.

5.3.2 Distribuição do Vértice

A figura 5.11 mostra a distribuição da posição do vértice primário na direção longitudinal z , obtida da reconstrução dos dados simulados em comparação com a distribuição resultante dos dados reais. Observa-se que a distribuição de vértice nos dados reais esteve levemente mais larga do que aquela obtida da simulação, possivelmente oriunda de alguma sutileza envolvendo o modelo utilizado (seção 4.4.1) na simulação. No entanto, isso não afeta muito o resultado final, a não ser que haja uma correlação forte entre o número de J/ψ 's reconstruídos e a posição do vértice em Z . Na seção 5.5, são mostrados estudos sistemáticos que envolveram a produção

de J/ψ decorrente de uma variação de pelo menos 2 *cm* no tamanho do vértice na direção Z.

5.3.3 Distribuição de Massa invariante

A figura 5.12 mostra a comparação entre as distribuições de massa invariante em simulação e dados reais, para J/ψ com $5 < p_T < 14$ GeV/c (região da qual se obteve a seção de choque neste trabalho). Levando-se em consideração a estatística obtida para os dados reais (pontos azuis), pode-se afirmar que a simulação condiz com os resultados experimentais, no que se refere à resolução do pico do J/ψ .

5.3.4 Comparação das distribuições η , ϕ e y

As distribuições de η , ϕ e y dos J/ψ 's reconstruídos nos dados reais foram comparados aos resultados da simulação (Figura 5.13). As distribuições obtidas da simulação estão compatíveis com os resultados simulados dentro das incertezas dos pontos. No entanto, em virtude dos pontos experimentais possuírem uma flutuação estatística grande, não se pode ter uma conclusão definitiva quanto a possíveis distorções em alguma pequena região em η , ϕ ou y .

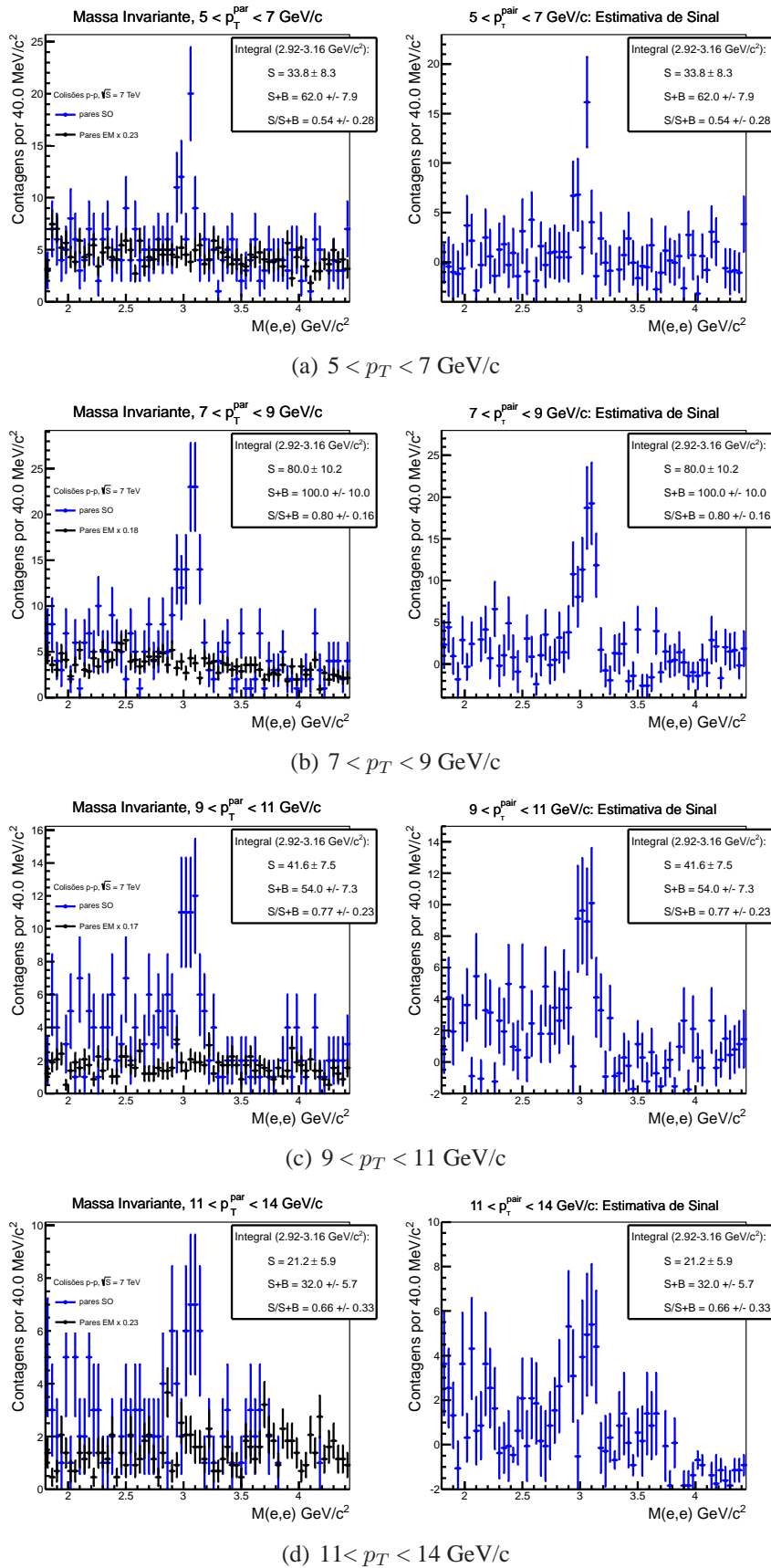


Figura 5.9: Espectro de massa invariante de pares formados por elétrons e pósitrons, para 4 intervalos de p_T diferentes. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por EM (pontos pretos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.

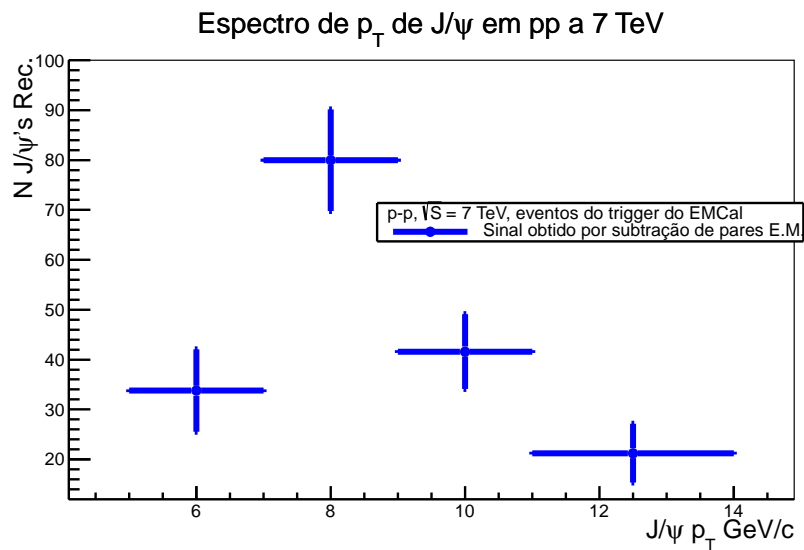


Figura 5.10: Espectro de p_T de J/ψ medido em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV, nos eventos selecionados pelo sistema de trigger do EMCal.

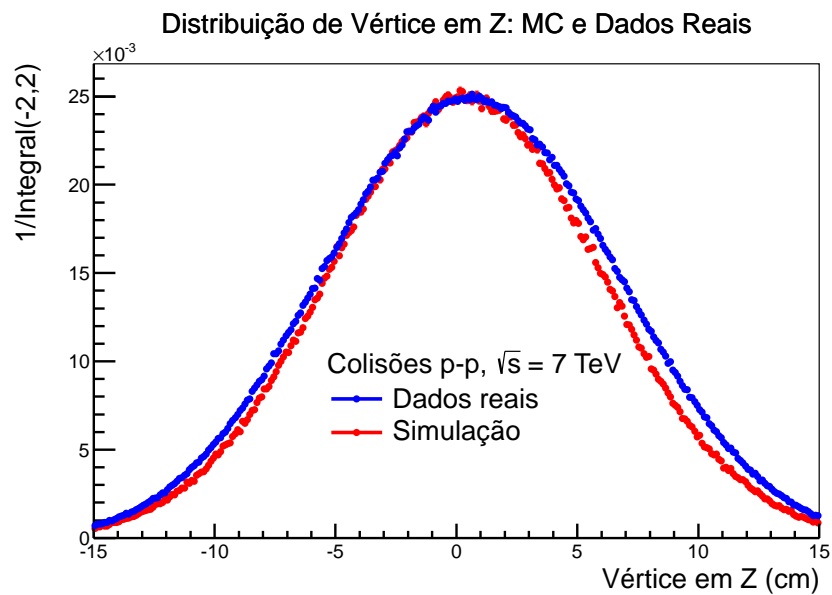


Figura 5.11: Distribuições de Vértice na posição Z, MC e dados reais.

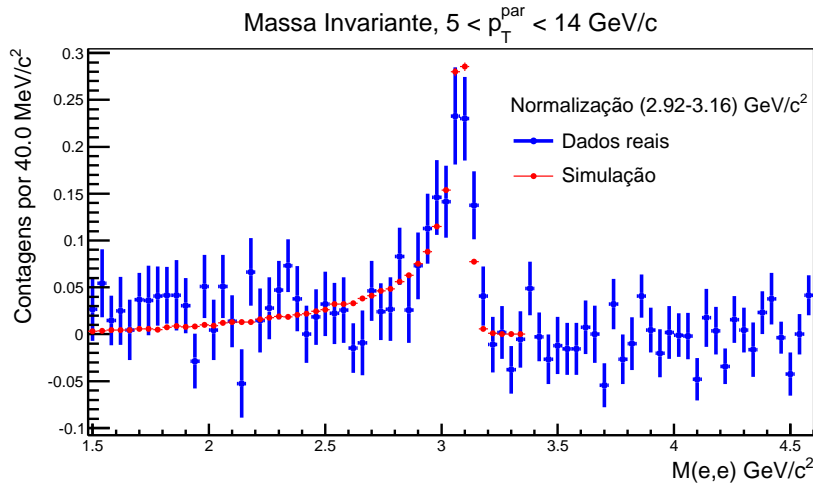


Figura 5.12: Comparação da distribuição de massa invariante do sinal do J/ψ em dados reais – valendo-se do método de partículas de mesmo sinal para o fundo – com a reconstrução oriunda da simulação.

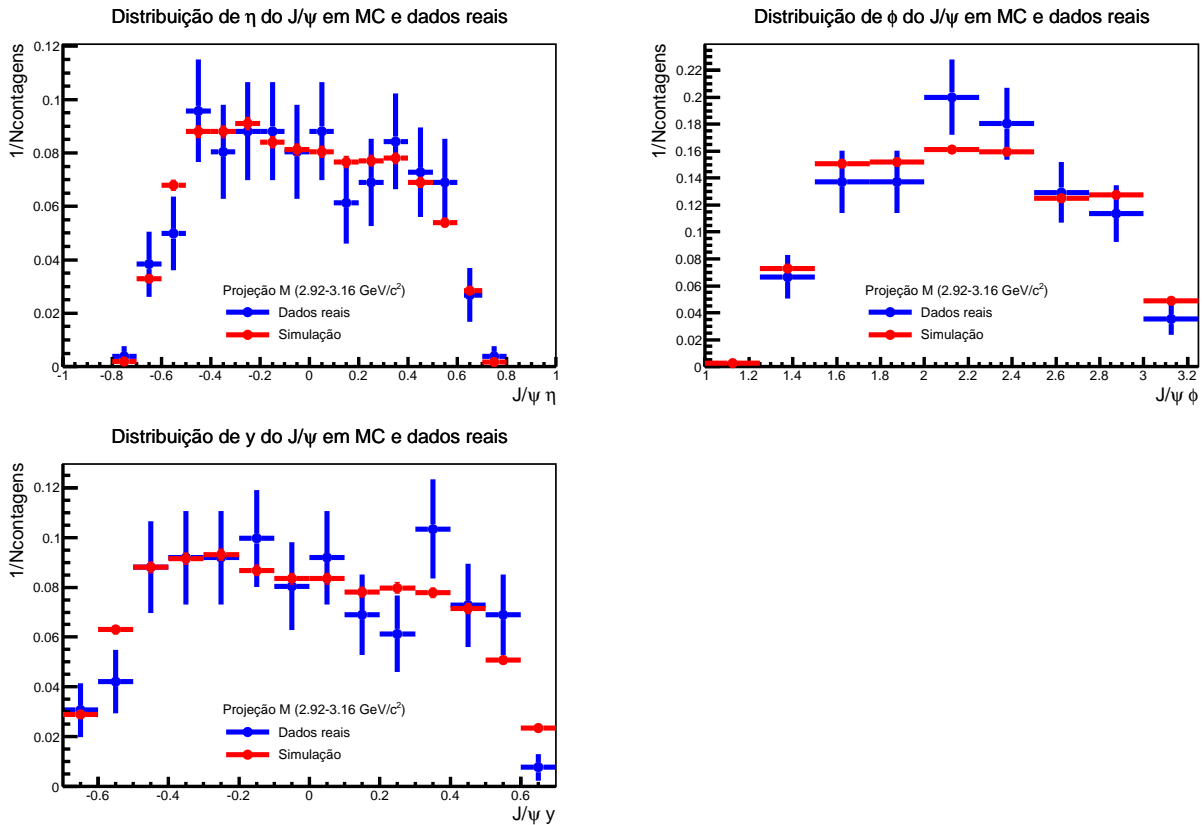


Figura 5.13: Distribuições de η , ϕ e γ dos J/ψ 's reconstruídos provenientes da simulação e dados reais.

5.4 Eficiências de reconstrução

A figura 5.14 mostra as eficiências na reconstrução do J/ψ em virtude dos cortes cinemáticos (seção 5.2.2), corte no intervalo de massa invariante ($2,92$ - $3,16$ GeV/ c^2), critérios de qualidade (das trajetórias 5.2.1) e reconstrução de trajetória.

Como mencionado na seção 4.4.1, para o cálculo da eficiência de identificação de elétrons e do sistema de *trigger*, foram utilizados os dados reais. Para a obtenção da eficiência na identificação de elétrons com o TPC, utilizou-se a expressão 4.11, sendo que $N\sigma_{ele}^{aceitos}$ e $N\sigma_{ele}^{totais}$ foram obtidos de ajustes Gaussianos na distribuição de $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para as diferentes partículas (hádrons e elétrons). A fim de tornar a distribuição de dE/dx de elétrons mais proeminente, facilitando o ajuste gaussiano, utilizou-se uma pré-seleção de elétrons por meio do EMCal. Isso foi feito valendo-se de um corte em $-2,5 < n\sigma_{ele}^{EMCal} < 3,5$ nas trajetórias (o mesmo corte da análise de dados), o qual diminuiu acentuadamente a contaminação de píons na distribuição de dE/dx de elétrons (como mostrado na seção 5.2.3). A figura 5.15(a) ilustra a distribuição de $N\sigma_{ele}^{TPC} \times p$ (com corte em E/P). Os ajustes Gaussianos estão ilustrados pelas linhas nas figuras.

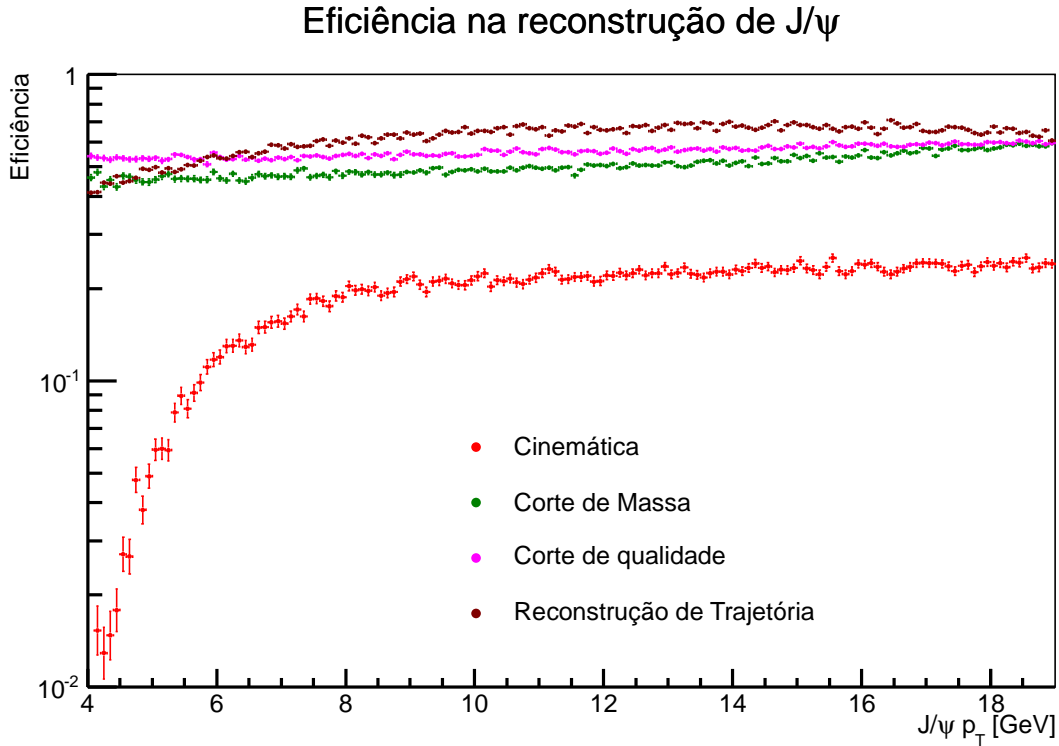


Figura 5.14: Eficiência de reconstrução do J/ψ obtida por meio de simulação do ALIROOT.

Estabelecendo-se as bandas de elétrons, foi possível calcular a eficiência dos elétrons utilizados, a qual foi definida como a integral da Função Gaussiana (F_{Gauss}) no intervalo utilizado na análise dividida pela integral em toda a Gaussiana de elétrons, assim como segue:

$$Efi_{ele}^{TPC} = \frac{N_{ele}^{aceitos}}{N_{ele}^{totais}} = \frac{\int_{N\sigma_{min}}^{N\sigma_{max}} F_{Gauss}^{EMCal}(N\sigma_{ele}^{TPC}) dN\sigma_{ele}^{TPC}}{\int_{-\infty}^{\infty} F_{Gauss}^{EMCal}(N\sigma_{ele}^{TPC}) dN\sigma_{ele}^{TPC}} \quad (5.3)$$

A incerteza na integral foi determinada de acordo com os parâmetros ajustados das Gaussianas e a covariância entre eles, tomando como base a equação de Cholesky matrix (assim como discutido na seção 5.3).

Considerando-se apenas as trajetórias combinadas a *clusters* no EMCal (com *track-matching* – *T.M.*), pode-se estimar a eficiência na identificação de elétrons com o EMCal (ϵ_{ele}^{EMCal}) da seguinte forma:

$$Efi_{ele}^{EMCal} = \frac{N_{ele}^{aceitos}}{N_{ele}^{totais}} = \frac{\int_{N\sigma_{min}}^{N\sigma_{max}} F_{Gauss}^{EMCal}(N\sigma_{ele}^{TPC}) dN\sigma_{ele}^{TPC}}{\int_{N\sigma_{min}}^{N\sigma_{max}} F_{Gauss}^{T.M.}(N\sigma_{ele}^{TPC}) dN\sigma_{ele}^{TPC}} \quad (5.4)$$

A figura 5.15(a) ilustra os ajustes realizados para a distribuição de $N\sigma_{ele}^{TPC}$, com $4 < p_T < 5$ GeV/c, após uma seleção de elétrons feita com o EMCal. O ajuste de Função Gaussiana dos elétrons, linha azul e área hachurada, representa a função F_{Gauss}^{EMCal} assim como está indicado nas expressões 5.4 e 5.4.

A figura 5.15(b) exemplifica os ajustes realizados para trajetórias combinadas a *clusters* do EMCal (T.M.), com $4 < p_T < 5$ GeV/c, mostrando as distribuições de $N\sigma_{ele}^{TPC}$ (figura 5.15(a)). O ajuste de elétrons feito nessa figura representa a função $F_{Gauss}^{T.M.}$ da expressão 5.4.

As demais distribuições e ajustes para os intervalos de p_T utilizados neste trabalho podem ser vistos no apêndice A.3.

Assim, a razão entre as integrais das regiões estudadas dos gráficos das figuras 5.15(a) e 5.15(b) representa a eficiência de PID do EMCal no determinado intervalo de p_T estudado. O procedimento utilizado para a determinação da integral da região $-2,25 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 3,0$ – e seu respectiva incerteza – nos gráficos da figura 5.15(b) foi o mesmo adotado no gráfico da figura 5.15(a) (MC valendo-se das covariâncias). A figura 5.16 mostra a eficiência de identificação de elétrons (com o TPC e o EMCal) em função do p_T da partícula.

Para o cálculo da eficiência do *trigger*, é preciso considerar que a tomada de dados para a produção utilizada nesta análise foi basicamente dividida em três sistemas de *trigger*:

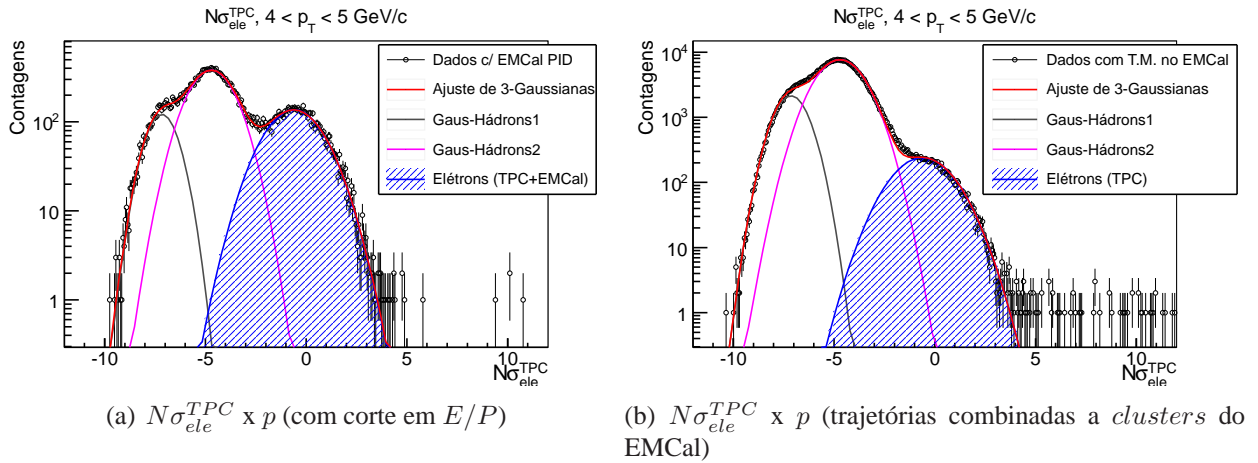


Figura 5.15: A figura à esquerda mostra a distribuição de $N\sigma^{TPC}_{ele}$ após o corte de elétrons no EMCal ($-2,5 < n\sigma^{EMCal} < 3,5$), para $4 < p_T < 5$ GeV/c. A área azul hachurada representa a região dos elétrons, sendo que linha azul representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons. A figura à direita mostra $N\sigma^{TPC}_{ele}$ para partículas carregadas combinadas a algum cluster do EMCal.

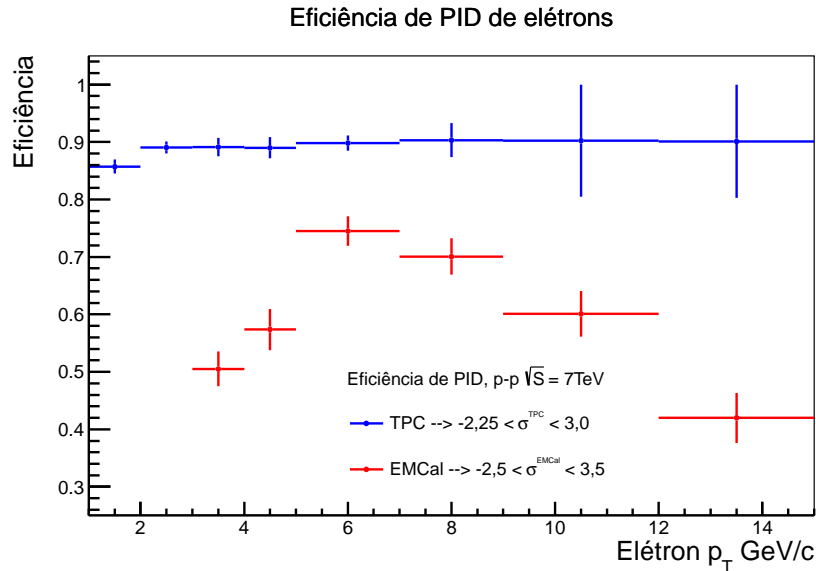
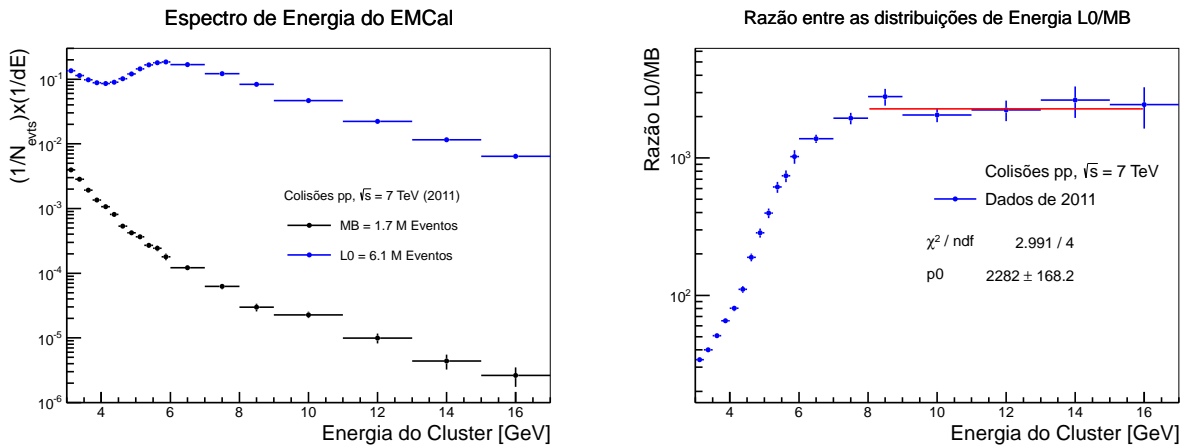


Figura 5.16: Eficiência de PID de elétrons para o TPC e EMCal (somente para p_T acima de 3 GeV/c).

- *Minimum Bias* (MB) – sem nenhuma tendência de física ou cinemática, tendo dados gravados aleatoriamente dentro do largura de banda prevista;
- *Muons triggers* – Sistema de *trigger* da câmera de múons, que selecionava eventos contendo ao menos um múon com p_T acima de um valor pré-estabelecido;

- *EMCal L0 trigger* – Sistema de *trigger* que seleciona eventos contendo um conjunto de torres (4x4) do EMCal com energia maior que um certo limiar (≈ 5 GeV).

Como discutido na seção 4.4, o método escolhido para a eficiência se vale da razão entre as distribuições de energia dos *clusters* em eventos L0 e MB. As distribuições de energia dos *clusters* por evento pode ser vista na figura 5.17(a). No caso da distribuição referente aos eventos L0, observa-se uma diminuição no número de *clusters* abaixo do limiar do *trigger*, indicando a região na qual a eficiência cresce abruptamente. A figura 5.17(b) mostra a razão entre as distribuições de energia dos *clusters*. A razão no *plateau* obtida foi $R^{Trigger} = 2282 \pm 168$, determinada por meio de um ajuste de uma constante. Esse valor de $R^{Trigger}$ foi utilizado para se obter a L_{int} (apêndice A.2.3). A curva da 5.17(b) normalizada foi utilizada para a determinação da eficiência do J/ψ devido ao sistema de *trigger* (como explicado na seção 4.4.2).



(a) Distribuição de energia dos *clusters*

(b) Razão entre a distribuição de energia dos *clusters* provenientes de eventos L0 e MB.

Figura 5.17: Distribuição de energia dos *clusters* do EMCal por evento em eventos L0 (pontos azuis) e MB (pontos pretos). Razão entre a distribuição da energia dos *clusters* por evento em eventos L0 do EMCal e eventos MB.

Os valores obtidos de eficiência para elétrons, *trigger* e PID, foram incluídos na simulação por meio de um peso estatístico (*weight*) nas filhas do J/ψ . Desta forma, estimou-se a eficiência do J/ψ em virtude desses fatores.

Resumo de todas eficiências e a ponderação dos intervalos de p_T

De posse das eficiências de PID e *trigger*, que foram estimadas por meio de dados reais, e das eficiências obtidas por simulação, foi possível calcular a eficiência total de reconstrução, $Efic_{Total}$ de reconstrução do méson J/ψ (assim como indicado no preâmbulo do capítulo).

Eficiência na reconstrução de J/ψ

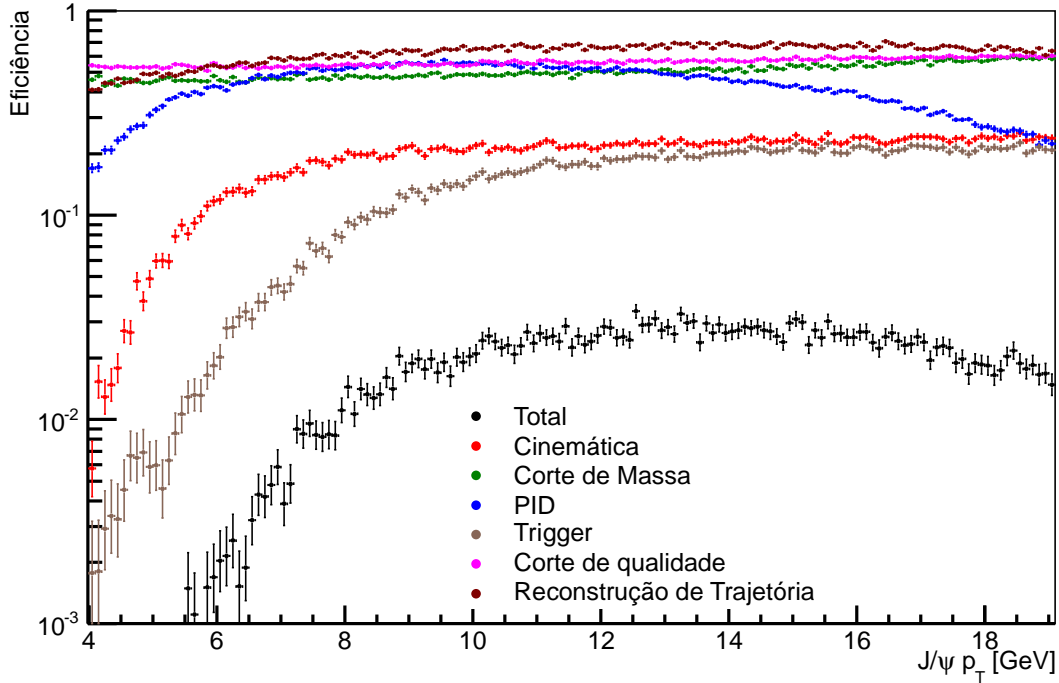


Figura 5.18: Resumo de todas as eficiências envolvidas na reconstrução do J/ψ em função do p_T do J/ψ .

A figura 5.18 resume todas as eficiências calculadas referentes à reconstrução do J/ψ . É possível observar que existe uma dependência em p_T da eficiência de reconstrução do J/ψ , em virtude, principalmente, da cinemática estudada, da eficiência do sistema de *trigger* e da eficiência de identificação de elétrons no EMCAL. Conseqüentemente, foi necessário ponderar a eficiência dentro de um intervalo de p_T , visto que eles são relativamente largos (3 intervalos com 2 GeV/c e 1 intervalo com 4 GeV/c). A maneira escolhida para tal foi utilizar a seção de choque extrapolada do CDF até 7 TeV, com a finalidade de obter o valor médio de p_T dentro de cada um dos 4 intervalos de p_T utilizados na análise de dados.

O processo executado foi o seguinte:

- Foram criados dois histogramas – um para numerador e outro para denominador – com

os mesmos intervalos de p_T utilizados na análise, e cujo valor médio correspondia ao obtido pela distribuição de p_T extrapolada (figura 5.19).

- Sorteou-se um valor de p_T da distribuição da figura 5.19, sendo que o denominador era preenchido com esse valor em p_T e o numerador era ponderado pela eficiência, utilizando a curva total da figura 5.18.
- A razão entre as duas distribuições forneceu a eficiência já ponderada pelo p_T do J/ψ .

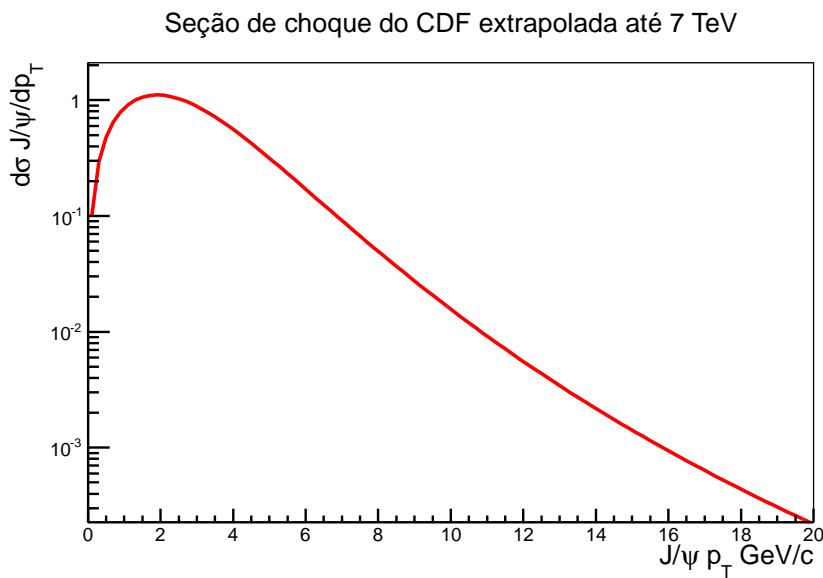


Figura 5.19: Curva de seção de choque em p_T de J/ψ em colisões próton-próton, extrapolada do CDF até $\sqrt{s} = 7$ TeV.

O próximo passo, antes da apresentação dos resultados finais para seção de choque, foi a estimativa das incertezas sistemáticos envolvidos na análise.

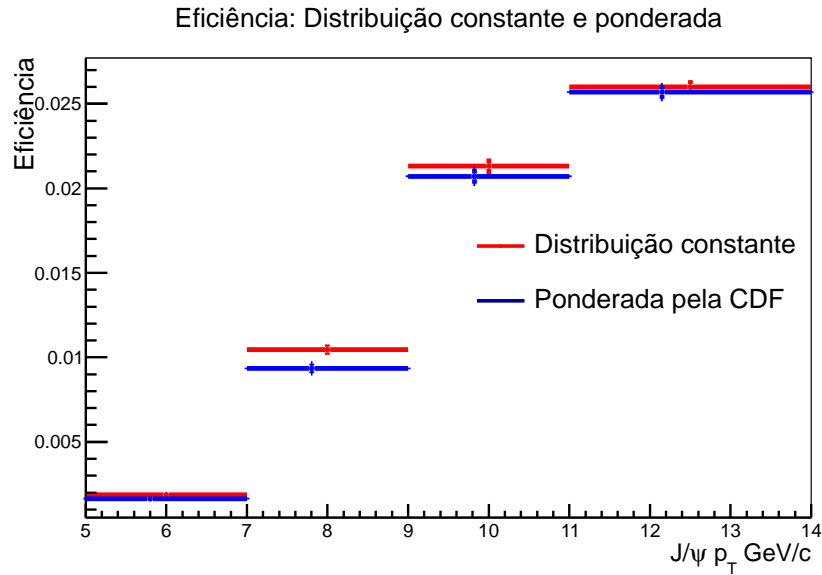


Figura 5.20: Eficiência ponderada pela seção de choque extrapolada do CDF comparada com a distribuição constante.

5.5 Incertezas Sistemáticos

Uma vez calculadas todas as correções experimentais, é possível se obter o número de J/ψ 's produzidos em um dado conjunto de dados, a partir da expressão 4.2. Esse valor deve ser independente da maneira pela qual essas partículas são reconstruídas, contanto que as correções sejam feitas de modo apropriado. Com a finalidade de calcular as incertezas devido aos procedimentos de correção e seleção utilizados nesta análise, estudou-se a variação do número de J/ψ corrigidos, expressão 4.2, a partir de modificações realizadas na análise.

Os aspectos da análise que podem gerar incertezas sistemáticas e foram estudados neste trabalho são:

- A seleção dos eventos considerados na análise. Neste caso, deve-se considerar a influência do corte de posição longitudinal do vértice primário.
- A seleção das trajetórias utilizadas na análise de dados. São incluídos nesse grupo, os cortes de qualidade das trajetórias, sejam eles aplicados nas informações provenientes do TPC ou do ITS.
- Seleção cinemática das filhas do J/ψ , ou seja, cortes em p_T , η e ϕ impostos na análise.
- A seleção dos candidatos a J/ψ , ou seja, intervalo de integração de massa invariante do

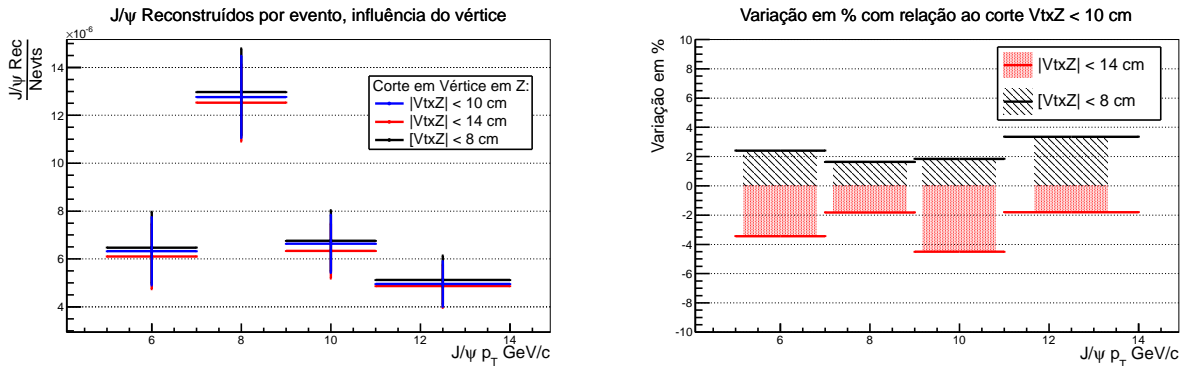
par formado por um elétron e um pósitron.

- A identificação de elétrons, tendo utilizado o EMCal quanto o TPC.

O estudo das incertezas sistemáticas iniciou-se pela sistemática envolvida na escolha de eventos. A subseção 5.5.1, a qual trata da influência da seleção da posição longitudinal do vértice primário (z), mostra com mais detalhes como todo o processo da estimativa da incerteza sistemática foi realizado.

5.5.1 Sistemática em virtude da escolha de eventos

Como visto na seção 5.3, foram selecionados apenas eventos cujo vértice primário estivesse a 10 cm do centro do detector. Dois novos cortes foram aplicados à análise, a fim de verificar se existe variação no resultado final decorrente dessa mudança. Em seguida, a eficiência na reconstrução de J/ψ e o número de J/ψ 's reconstruídos foram obtidos para cada caso e comparados. Os cortes aplicados e o número de eventos correspondentes a cada um deles são: $|VtxZ| < 10$ cm, 6,1 M eventos; $|VtxZ| < 14$ cm, 6,6 M eventos e $|VtxZ| < 8$ cm, 5,5 M eventos.



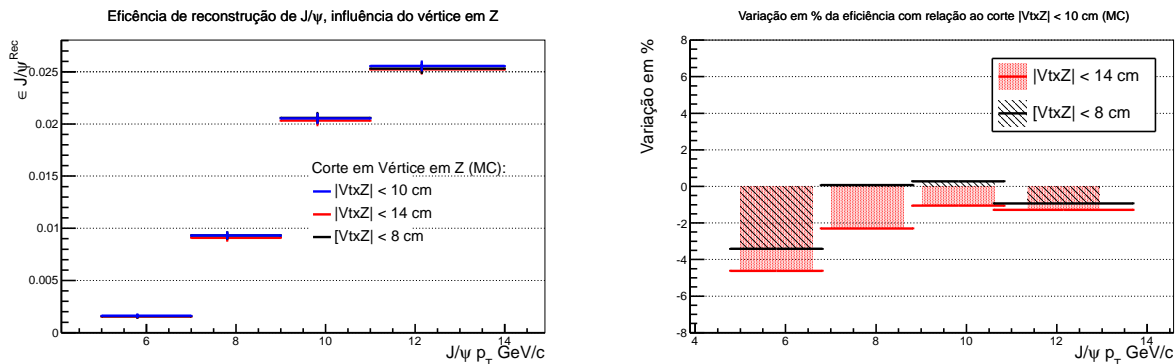
(a) Número de J/ψ 's reconstruídos por evento para 3 diferentes cortes de vértice em Z. (b) Variação do Número de J/ψ 's reconstruídos em comparação com o corte em 10 cm no vértice em Z.

Figura 5.21: Variação do Número de J/ψ reconstruído como consequência do corte em vértice em Z.

Observando-se os resultados obtidos para a variação existente para cada caso, figura 5.21, conclui-se que a variação decorrente do corte imposto na posição longitudinal do vértice é de menos de 5% no número de J/ψ 's reconstruídos por evento. Diante disso, evidencia-se que não

existe uma grande correlação entre a produção de J/ψ e o corte em vértice, quando se utiliza um corte menor do que 14 cm.

Os mesmos cortes foram utilizados nos dados da simulação, no intuito de se verificar se existe uma variação significativa no valor de J/ψ^{corr} . A variação no número de J/ψ por evento na simulação deve ser bem pequena visto que os J/ψ 's foram inseridos aleatoriamente nos eventos simulados, de modo que a produção de J/ψ não deve estar correlacionada com qualquer característica global do evento de simulação. A figura 5.22, a qual mostra a variação da eficiência em virtude do corte no vértice, comprova o esperado. As variações são menores do que 5 %. comprova



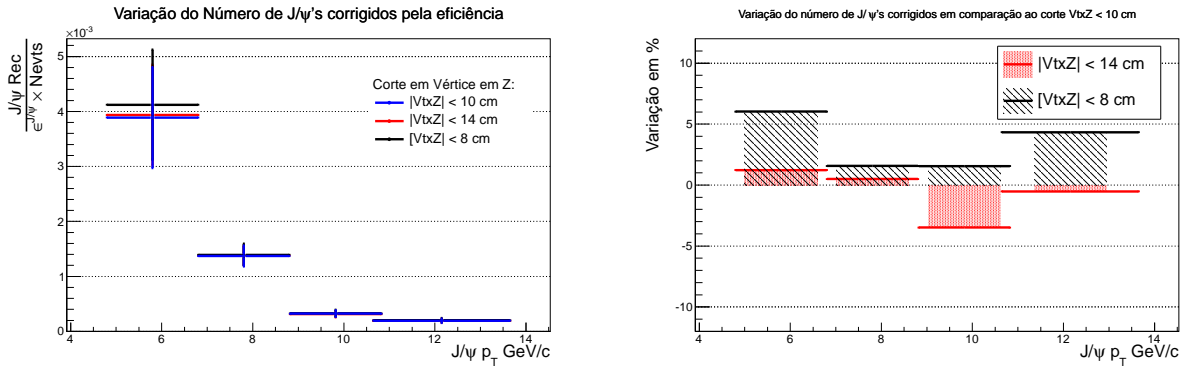
(a) Eficiência de reconstrução de J/ψ 's para 3 diferentes cortes de vértice em Z. (b) Variação da eficiência de reconstrução de J/ψ 's em comparação com o corte de 10 cm na posição do vértice em z.

Figura 5.22: Variação da eficiência de reconstrução de J/ψ como consequência do corte em vértice em Z.

A última sequência de gráficos a serem discutidos é a variação do número de J/ψ 's corrigidos ($N_{J/\psi}^{corr}$) em virtude da mudança no corte na posição do vértice em z . O gráfico da figura 5.23(a) mostra o valor absoluto de J/ψ 's produzidos no experimento ALICE, e a figura 5.23(b) mostra a variação em %. Essa variação continuou abaixo de 5 %, valor que é menor do que a incerteza estatística dessas medidas.

5.5.2 Sistemática da seleção das partículas filhas do J/ψ

Como mencionado na seção 5.3, foi realizada uma seleção em ϕ para as trajetórias de elétrons e pósitrons utilizadas na análise. Pelo fato de uma das filhas ser um elétron candidato a disparar o gatilho do evento, espera-se que a outra filha do J/ψ também esteja dentro da região



(a) Número de J/ψ 's corrigidos para 3 diferentes cortes (b) Variação do número de J/ψ 's corrigidos em comparação com o corte em 10 cm na posição do vértice em z .

Figura 5.23: Variação do número de J/ψ 's corrigidos como consequência do corte na posição do vértice em z .

do calorímetro. Isso porque um corte em E de 4 GeV em uma das filhas favorece J/ψ 's com momentos relativamente altos, os quais decaem com um ângulo de abertura não muito grande.

A figura 5.24 mostra a distribuição de ângulo de elétrons candidatos à filha do J/ψ quando a outra filha do J/ψ tem energia acima de 4 GeV. Neste caso, foi considerado como J/ψ , pares de elétron/pósitron com massa invariante entre $2,92 < M_{ee} < 3,16$ GeV/c. O resultado mostra que quase a totalidade das filhas do J/ψ estão em um intervalo de ϕ entre 0 e 4, o que significa que o corte não deve alterar significativamente o número de J/ψ 's reconstruídos.

Para o estudo sistemática do número da variação do número de J/ψ 's corrigidos, foram utilizados os seguintes cortes: $0 < \phi < 4$, $0,2 < \phi < 3,8$ e $0 < \phi < 4,2$.

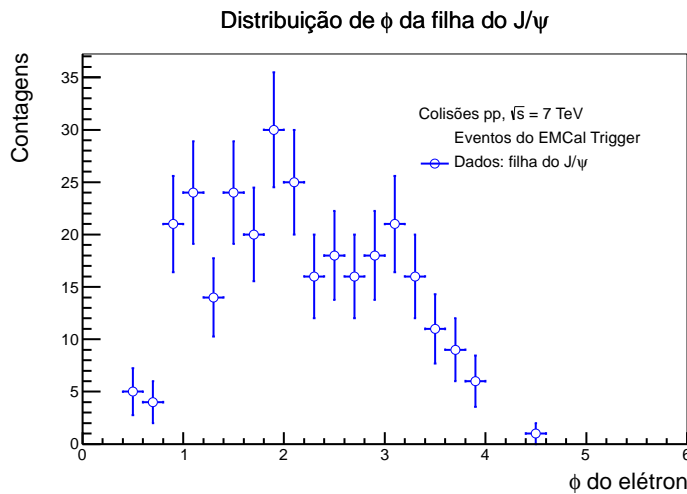


Figura 5.24: Distribuição do elétron candidato à segunda filha do J/ψ .

No caso do corte no p_T das filhas, três valores diferentes foram estudados: $p_T > 0,9$ GeV/c, $p_T > 1,0$ GeV/c e $p_T > 1,1$ GeV/c.

Outra seleção utilizada refere-se ao corte em energia das partículas filhas. Para se garantir que uma das filhas do J/ψ foi responsável pela seleção do evento – ou seja, que o *cluster* que disparou o evento é um elétron do J/ψ –, há um corte em energia no EMCal, sendo que a eficiência deste corte segue a curva obtida por meio dos dados reais (seção 5.4). Pelo fato de haver um crescimento bem abrupto na curva de eficiência do sistema de *trigger*, testou-se uma variação bem pequena próximo ao corte utilizado na análise, a saber: $E > 3,75$ GeV, $E > 4,0$ GeV e $E > 4,25$ GeV.

E, por fim, como pode haver alguma dependência entre o número de *clusters* reconstruídos no TPC e a qualidade da trajetória, foi verificado se existe uma grande variação no número de J/ψ 's obtidos em função de uma mudança em torno do valor escolhido para a análise ($Nclusters > 85$). Estimou-se, então, o número de J/ψ 's corrigidos para $Nclusters > 80$ e $Nclusters > 90$.

Os resultados referentes à sistemática envolvida na escolha das partículas filhas do J/ψ podem ser observados na figura 5.25. A influência mais significativa foi oriunda da escolha do p_T das trajetórias, que contribuiu com mais de 15% para o intervalo de 5 a 7 GeV/c do p_T do J/ψ . As outras contribuições são bem pequenas se comparadas com as incertezas estatísticas do valores obtidos no espectro de p_T .

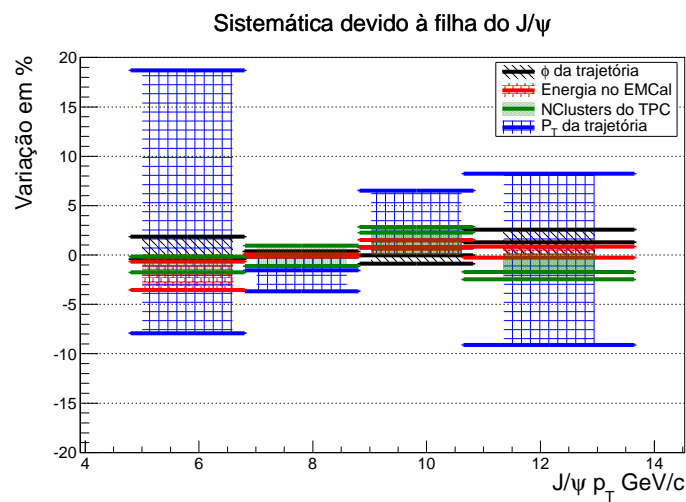
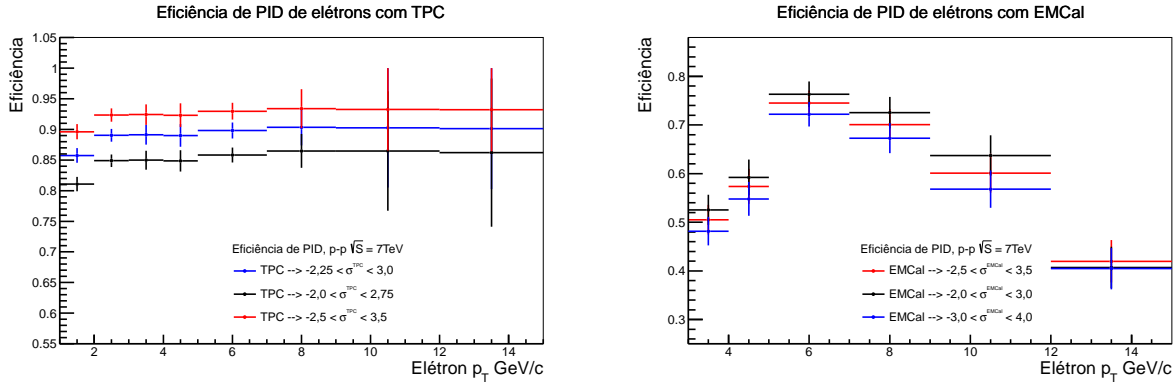


Figura 5.25: Incertezas sistemáticas devido à seleção das partículas filhas do J/ψ .

5.5.3 PID com o TPC e o EMCal

A identificação de elétrons tem um papel bem importante na análise do J/ψ . Como a determinação da eficiência na obtenção de elétrons foi realizada por meio de dados reais, e a estatística de elétrons não é bastante alta, há flutuações não desprezíveis no cálculo da eficiência. Por conseguinte, pode haver uma influência no valor final da seção de choque de J/ψ .



(a) Eficiência de PID de elétrons para o TPC nas três (b) Eficiência de PID de elétrons para o EMCal nas três faixas escolhidas para o estudo de incerteza sistemática. faixas escolhidas para o estudo de incerteza sistemática.

Figura 5.26: Resumo das eficiências de PID (EMCal e TPC).

Para o TPC, as variações na seleção das trajetórias correspondentes a elétrons os cortes estudados foram: $-2,0 < N\sigma^{TPC} < 2,75$, $-2,25 < N\sigma^{TPC} < 3,0$ (utilizado na análise principal) e $-2,5 < N\sigma^{TPC} < 3,25$, sendo que os valores obtidos para a eficiência, por meio dos dados reais, podem ser vistos na figura 5.26(a).

Influência do EMCal

No que concerne à identificação de elétrons por intermédio de E/p , os seguintes cortes foram estudados: $-2,0 < N\sigma^{EMCal} < 3,0$, $-2,5 < N\sigma^{EMCal} < 3,5$ (utilizado na análise principal) e $-3,0 < N\sigma^{EMCal} < 4,0$. Os valores obtidos para a eficiência na obtenção de elétrons podem ser vistos na figura 5.26(b).

5.5.4 Resultados da sistemática na identificação de elétrons

Os resultados obtidos para as incertezas sistemáticas de PID podem ser vistos na figura 5.27. A variação obtida, tanto para o caso do PID por meio de E/p quando por dE/dx no TPC, foi menor do que aproximadamente 10%.

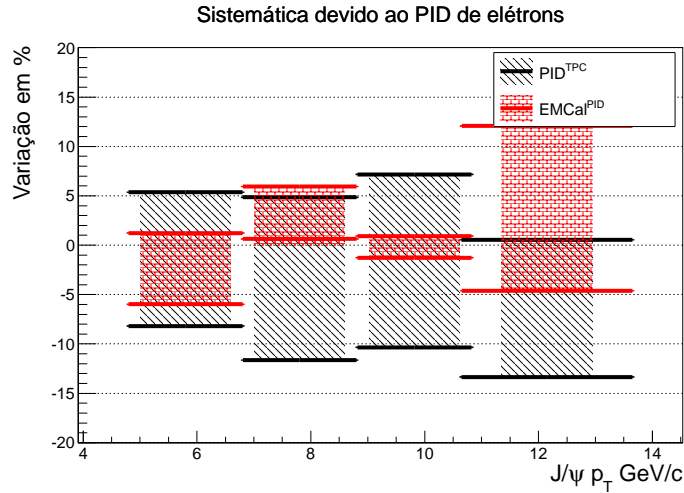


Figura 5.27: Incertezas sistemáticas da correção do J/ψ decorrentes do PID de elétrons.

5.5.5 Sistemática na seleção do par candidato a J/ψ

Como já explicado na seção 5.3, para a obtenção do espectro de J/ψ , é efetuada a integração do número de contagens em torno do pico nos espectros estimados de sinal de massa invariante (figuras 5.9(a), 5.9(b), 5.9(c) e 5.9(d)). A escolha efetuada na análise é a mesma realizada com os dados de MB de 2010 [3], ou seja, $2,92 < M_{ee} < 3,16 \text{ GeV}/c^2$. No entanto, isso não corresponde a todo o sinal existente de J/ψ , mas sim a uma grande parcela dele, a qual deve ser corrigida pela simulação de Monte Carlo. Alguma diferença pode surgir oriunda de uma flutuação diferente dos dados reais em comparação com o resultado simulado. Para que isso fosse averiguado, os seguintes cortes foram estudados: $2,96 < M_{ee} < 3,12 \text{ GeV}/c^2$, $2,92 < M_{ee} < 3,16 \text{ GeV}/c^2$ e $2,88 < M_{ee} < 3,20 \text{ GeV}/c^2$.

A figura 5.28 mostra a influência do intervalo de integração de massa. Observa-se que para alguns intervalos de p_T , a variação atingiu cerca de 16%.

Na seção 5.3, o número de J/ψ 's reconstruídos foi estimado mediante a subtração de fundo pelo método dos eventos misturados (EM). Nesta seção, é mostrada a comparação entre esse método utilizado com outros dois métodos: partículas de mesmo sinal e o método que se vale de ajuste da função *Crystall Ball* (sinal) + Exponencial (fundo).

Evidencia-se, pelos espectros de massa invariante (figuras 5.9(a), 5.9(b), 5.9(c), 5.9(d) e 5.29, 5.30, 5.31, 5.32), que o método que se vale de eventos misturados representa a melhor descrição do fundo. Entretanto, em termos de produção esperada ao longo do pico – ou seja, integral do espectro de sinais opostos subtraído da integral da estimativa de fundo entre (2,92 -

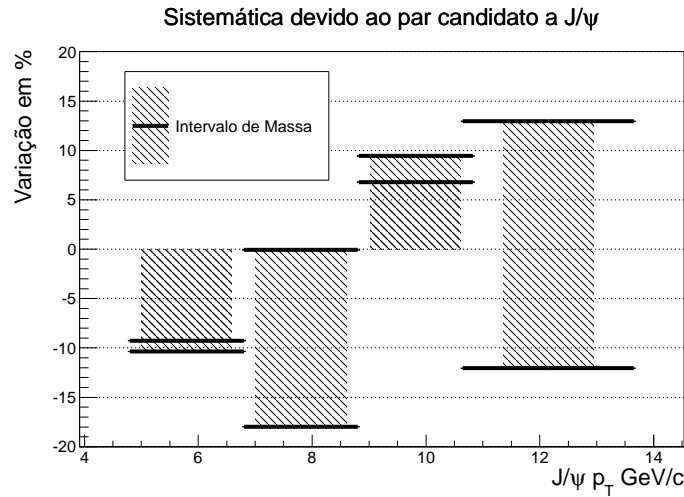


Figura 5.28: Incertezas sistemáticas da correção do J/ψ decorrentes da escolha do par do candidato à J/ψ .

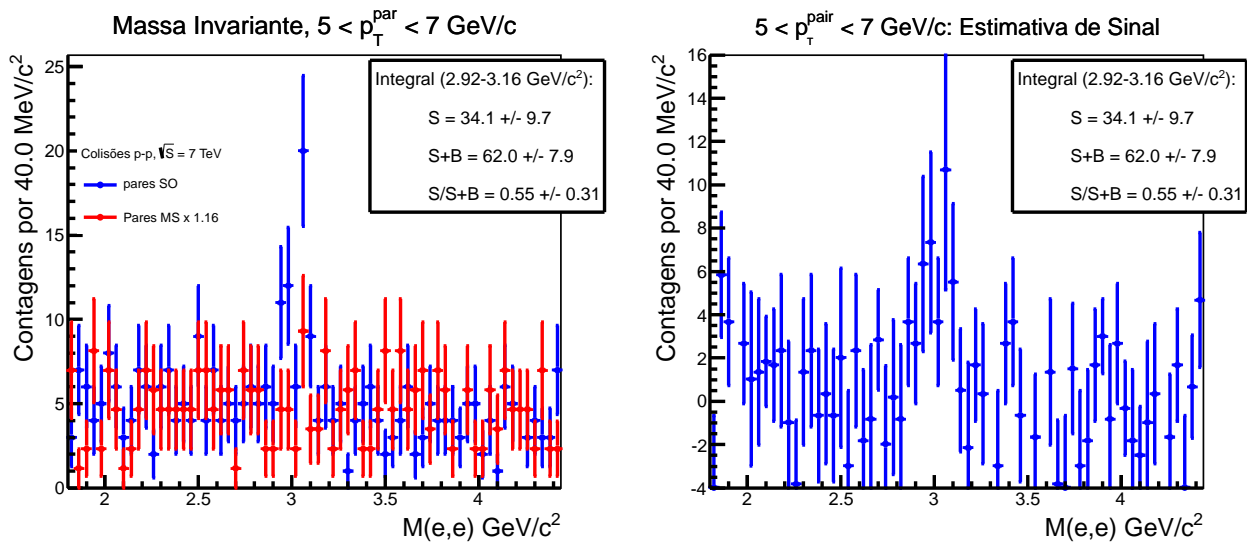


Figura 5.29: Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $5 < p_T^{\text{par}} < 7$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.

3,16 GeV/c²) –, a variação entre os dois métodos é inferior a 10%, como mostrado na figura 5.34. Por apresentar visível melhora na descrição do fundo, os resultados utilizados neste trabalho foram obtidos por meio do método de eventos misturados.

Um segundo estudo realizado foi a obtenção do sinal de J/ψ por meio de ajuste de Crystall Ball e fundo exponencial (como obtido para o espectro inclusivo). A figura 5.33 sintetiza o resultado obtido valendo-se dos ajustes.

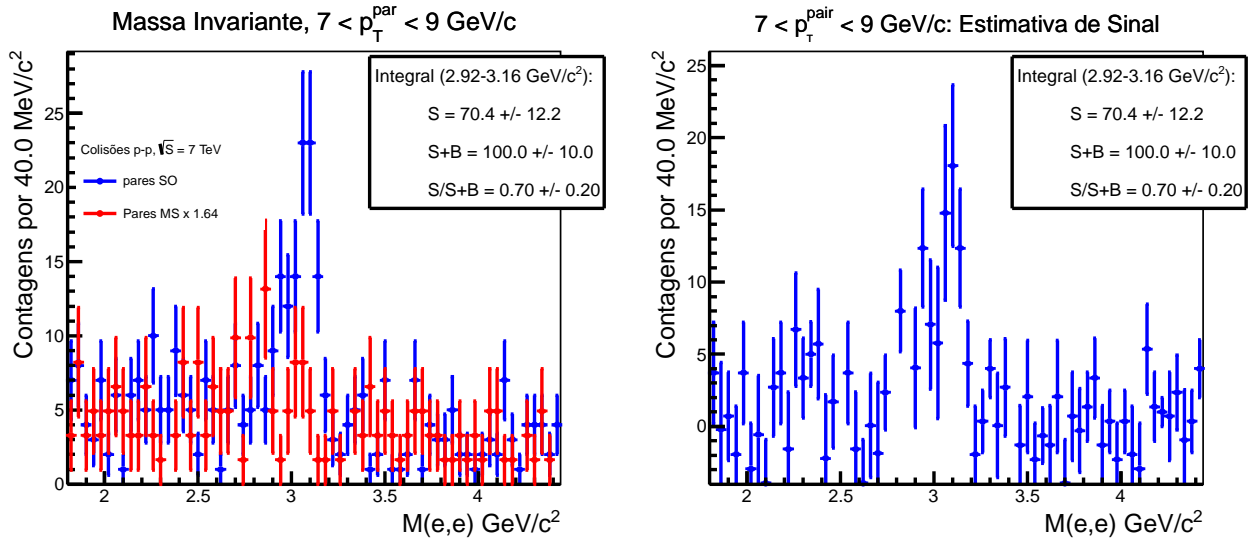


Figura 5.30: Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $7 < p_T^{\text{par}} < 9 \text{ GeV}/c$. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.

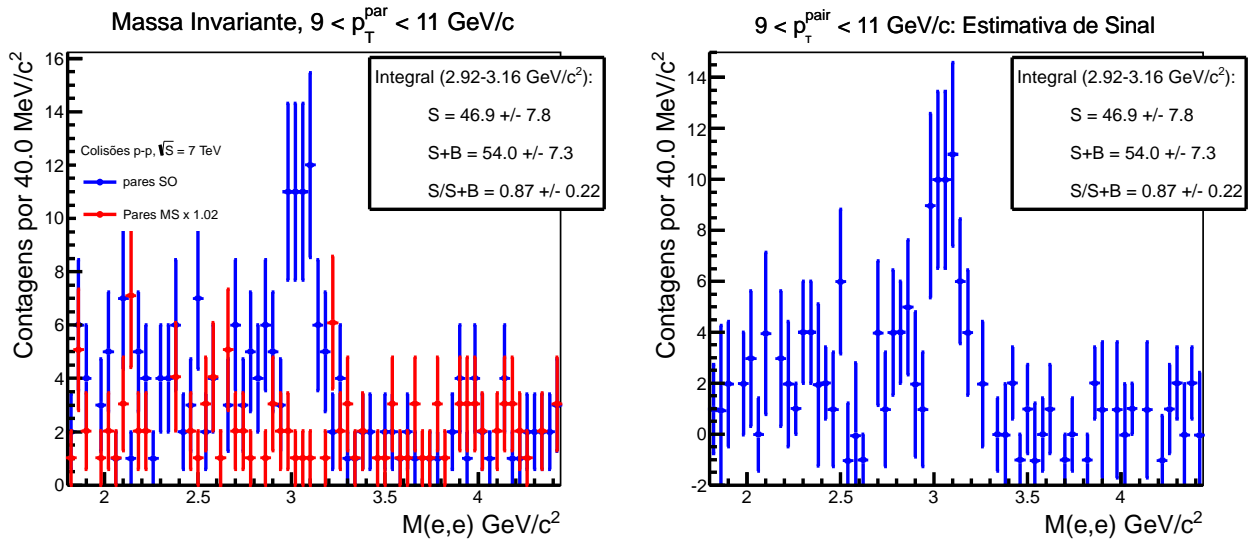


Figura 5.31: Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $9 < p_T^{\text{par}} < 11 \text{ GeV}/c$. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.

Considerando-se os dois métodos utilizados, a maior variação observada foi de 18,3 % (último intervalo de p_T).

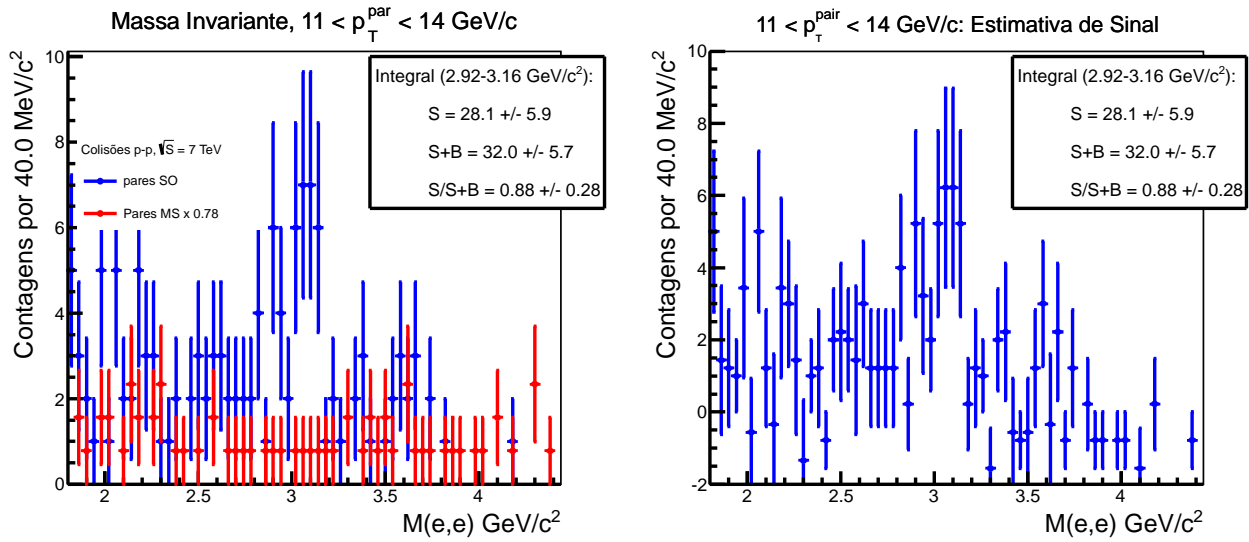


Figura 5.32: Espectro de massa invariante de pares formado por elétrons e pósitrons, sendo que $11 < p_T^{\text{par}} < 14$ GeV/c. Sinal+Fundo e Estimativa de fundo por MS (pontos vermelhos) à esquerda, e Estimativa de Sinal à direita.

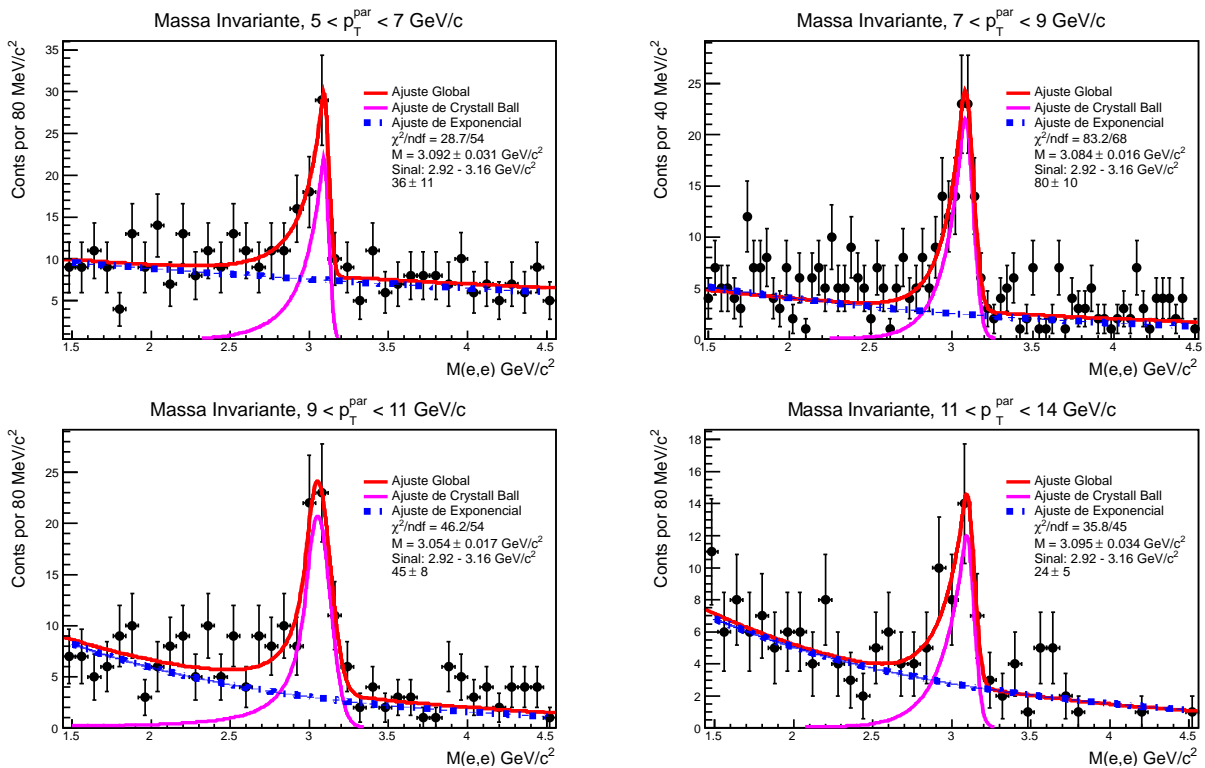


Figura 5.33: Ajuste de CB + Exponencial nos espectros de massa invariante dos 4 intervalos de p_T estudados.

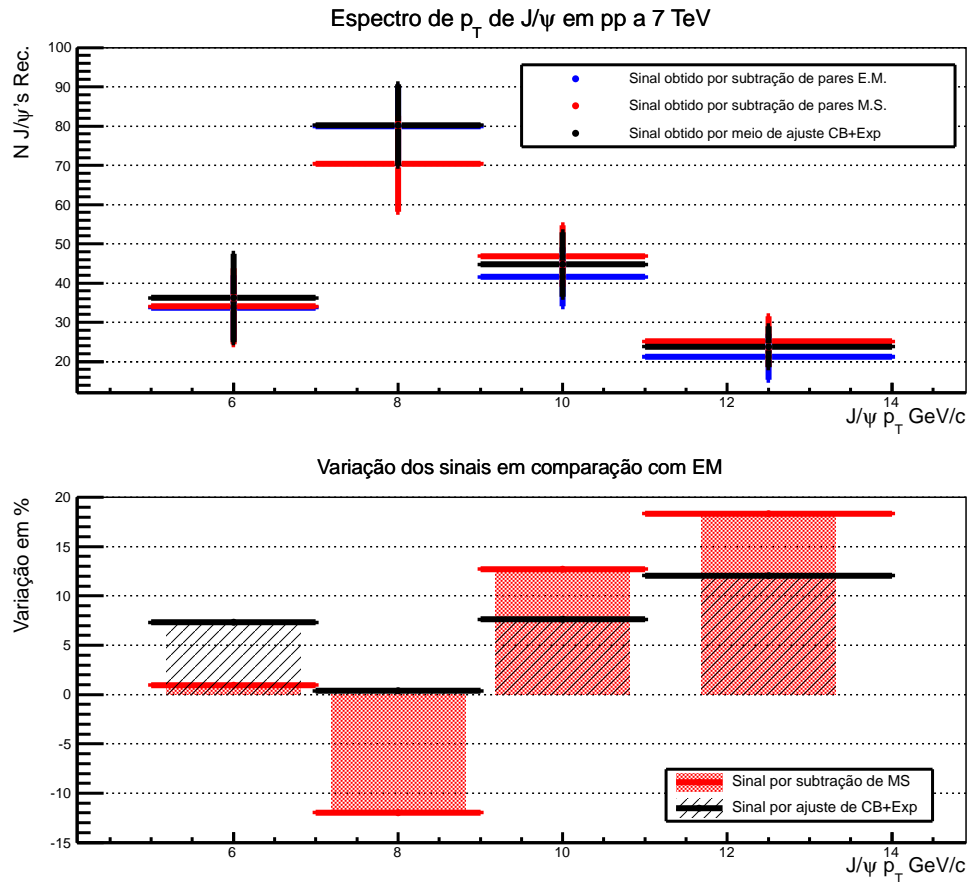


Figura 5.34: Espectro de p_T obtido por subtração de fundo pelo método de eventos misturados (E.M) e pelo método de partículas de mesmo sinal (M.S.), e por ajuste CB+Exp. O gráfico debaixo mostra a variação entre os sinais obtidos em comparação com o método de E.M.

Estimativa das incertezas sistemáticas totais para o espectro em p_T do J/ψ

Tendo em vista as estimativas para as incertezas sistemáticas apresentados nas figuras 5.22,5.25,5.26,5.28 e 5.34, foi possível estimar as incertezas sistemáticas totais envolvidos na reconstrução de J/ψ . Para isso, foi realizada uma soma quadrática de cada contribuição. A tabela 5.1 sintetiza as incertezas atribuídas em virtude de cada variável, assim como as incertezas totais – estimadas como combinação quadrática dos termos –, comparadas com as incertezas estatísticas.

Discussão acerca das incertezas sistemáticas

A estimativa da incertezas sistemáticas mostrou que nenhuma variável apresentou uma variação significativamente maior do que os valores das incertezas estatísticas das estimativas do

Variável	Variação para cada intervalo de p_T do par			
	5-7 GeV/c	7-9 GeV/c	9-11 GeV/c	11-14 GeV/c
ϕ da trajetória	1,9 %	0,4 %	0,9 %	2,6 %
Energia do EMCal	3,5 %	0,2 %	1,5 %	0,8 %
NClusters do TPC	1,8 %	1,1 %	2,8 %	2,5 %
p_T da trajetória	18,7 %	3,7 %	6,5 %	9,1 %
PID do TPC	8,2 %	11,6 %	10,3 %	13,3 %
PID do EMCal	6,0 %	5,9 %	1,3 %	12,1 %
Intervalo de Massa	10,4 %	18,0 %	9,4 %	13,0 %
Vértice em Z	3,5 %	2,0 %	1,9 %	3,2 %
Trigger	10,0 %	10 %	10 %	10 %
Método de Subtração de Fundo	7,3 %	11,9 %	12,7 %	18,3 %
Total	27,3 %	27,5 %	22,7 %	32,2 %
Incerteza Estatística	24,6 %	12,8 %	18,0 %	21,3 %

Tabela 5.1: Resumo das estimativas das incertezas sistemáticas na reconstrução do espectro em p_T do J/ψ .

número de J/ψ 's reconstruídos. Isso pode indicar que as variações possam ser principalmente oriundas das flutuações dos dados, e menos decorrente dos métodos de análise utilizados. Contudo, como existe uma variação evidente no número de J/ψ 's obtidos em função da variação de algumas variáveis – fato que poderia modificar o resultado final desta análise, caso se optasse por outras combinações de seleção de trajetórias e obtenção do par –, optou-se pela soma quadrática das contribuições estimadas. Por conseguinte os valores utilizados para a incerteza sistemática em percentual foram: 27,3 % (5-7 GeV/c²), 27,5 % (7-9 GeV/c²), 22,7 % (9-11 GeV/c²) e 32,2 % (11-14 GeV/c²).

5.6 Seção de choque diferencial de J/ψ em colisões próton-próton $\sqrt{s} = 7$ TeV (eventos selecionados com o *trigger* do EMCal)

Após o cálculo das eficiências e incertezas sistemáticas envolvidas na reconstrução de J/ψ pelo canal de decaimento elétron/pósitron no ALICE (seção 5.4), foi possível calcular a seção de choque final da produção de J/ψ nos eventos selecionados pelo sistema de *trigger* do EMCal em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

A seção de choque diferencial é obtida por meio da equação 4.1 (como discutido na seção 5.6).

Valendo-se de todas as considerações discutidas previamente: estudos de eficiência por meio de simulações de MC e fatores experimentais oriundos das características do feixe e cobertura angular dos detectors, foi possível obter a seção de choque final para J/ψ em colisões próton-próton a $\sqrt{s} = 7$ TeV com eventos do sistema de *trigger* do EMCal. A figura 5.35 mostra os valores finais calculados para a seção de choque com os dados utilizados na análise (pontos pretos).

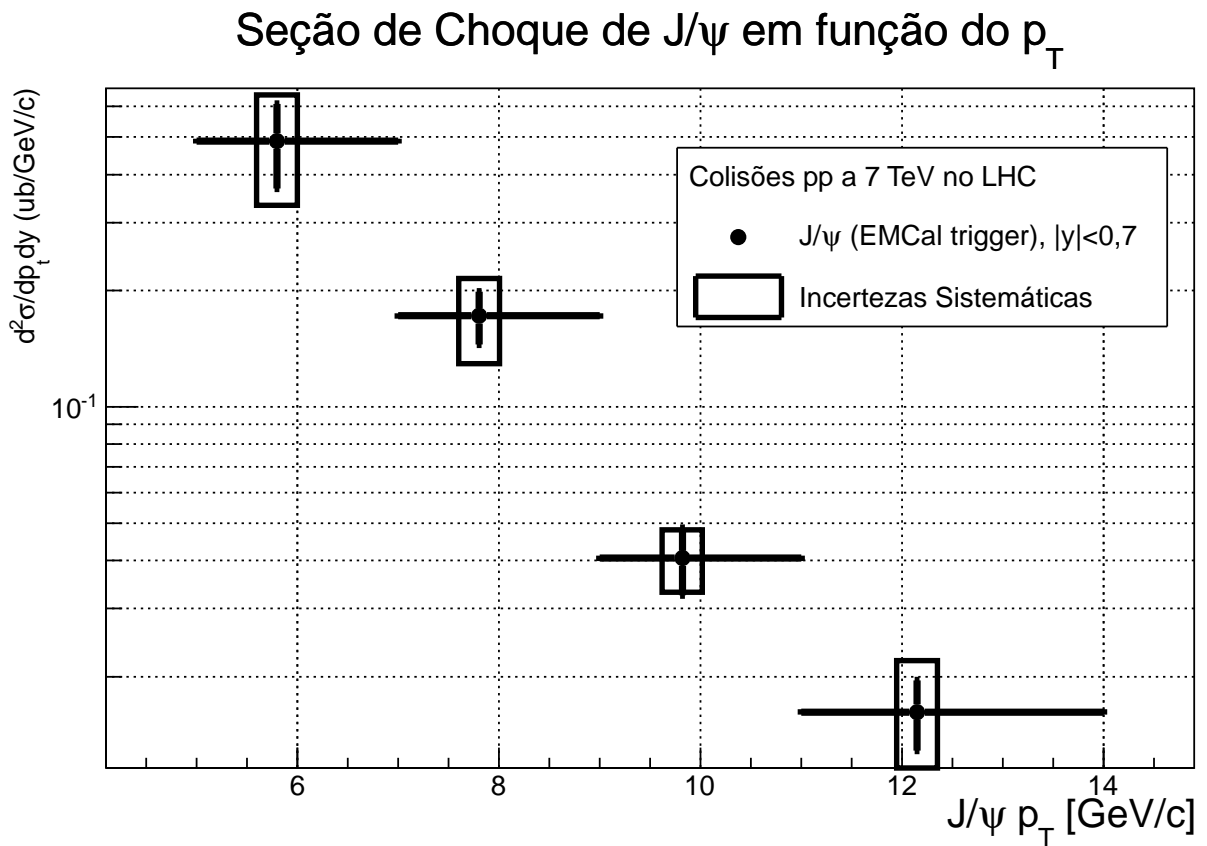


Figura 5.35: Seção de choque final de J/ψ P_T em colisões próton-próton

5.7 J/ψ provenientes de decaimentos de B

Como discutido na seção 4.5, é possível calcular a fração f_B de J/ψ 's reconstruídos que são originados pelo decaimento de mésons B . O objetivo desta análise é obter o f_B por meio

do resultado da equação 4.18. Para que isso seja possível, algumas funções precisam ser modeladas, tais como: $R_{SPD}(x)$, $F_f(x)$ (equação 4.21), $F_B(x)$ (equação 4.19), $F_{prompt}(x)$ (equação 4.20) e $\chi_B(x)$.

Para esta análise, um conjunto diferentes de parâmetros de identificação de elétrons foi utilizado, a fim de otimizar os resultados: Nesta seção, foi aplicada uma seleção de cortes de PID de modo a maximizar o sinal:

- Para partículas com $p_T > 1,5$ GeV/c e $-2 < N\sigma_{ele}^{EMCal} < 2$, aplica-se a seleção $-2,25 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 4$;
- Caso contrário, a seleção no TPC é mais restrita, aplicando-se $-1 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 3$;

Os demais cortes de seleção foram os mesmos atribuídos na seção 5.3.

5.7.1 A função de Resolução da variável x ($R_{SPD}(x)$)

Para a obtenção da função de resolução, $R_{SPD}(x)$, utilizou-se a mesma simulação tal qual descrita na seção 4.4.1. A função de resolução corresponde à distribuição de x de J/ψ *prompt* reconstruídos na simulação, visto que o decaimento do J/ψ *prompt* é compatível com a posição do vértice primário da colisão. Essa resolução melhora conforme se tenha informação reconstruída na primeira camada do SPD do ITS, ou seja, mais próximo do vértice primário da colisão. A resolução também melhora com o aumento do momento do J/ψ , assim como levantado em [8]. A figura 5.36 mostra os valores das larguras das distribuições de $F_{prompt}(x)$ da simulação em função do p_T , utilizando intervalos de p_T de 1 GeV/c. Os resultados apresentados confirmam o esperado, já que, para todos os casos a largura diminui à proporção que o p_T do J/ψ aumenta. Além disso, pode-se observar que a configuração PP, cujas duas filhas do par possuem sinal na primeira camada do SPD, apresenta uma resolução melhor, em qualquer intervalo de p_T . Diante disso, como os intervalos de p_T utilizados para a análise final são razoavelmente grandes, foi necessário ponderar a distribuição de x experimental, proveniente da região de massa invariante $2 < M_{ee} < 4$ GeV/c, de acordo com a distribuição de p_T medida. A figura 5.37 mostra essa distribuição de 5 a 14 GeV/c. A função de resolução foi ponderada de acordo com os pesos apontados nessa figura (eixo- y do gráfico). Os valores médios de p_T obtidos nas regiões estudadas neste trabalho foram: 8,5 GeV/c para $5 < p_T^{par} < 14$ GeV/c²; 7,2 GeV/c para $5 < p_T^{par} < 9$ GeV/c² e 10,7 GeV/c para $9 < p_T^{par} < 14$ GeV/c²

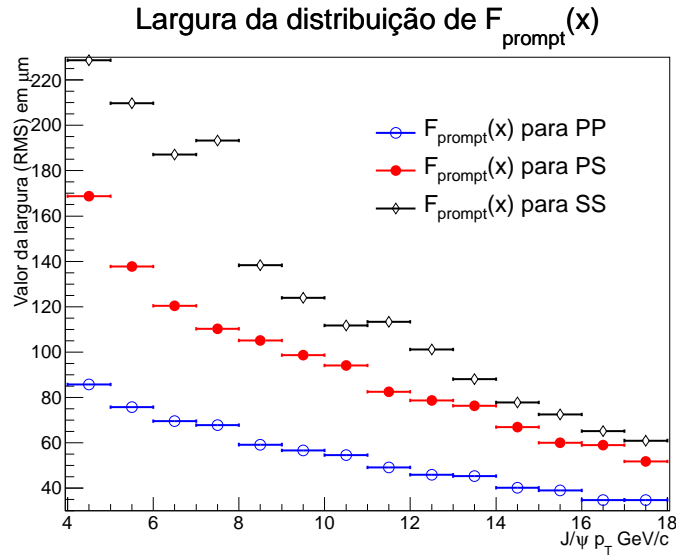


Figura 5.36: Distribuição da largura da distribuição de x de J/ψ na simulação, conforme o primeiro sinal no SPD: PP, PS, SS, sendo que P = primeira camada do SPD e S = segunda camada do SPD.

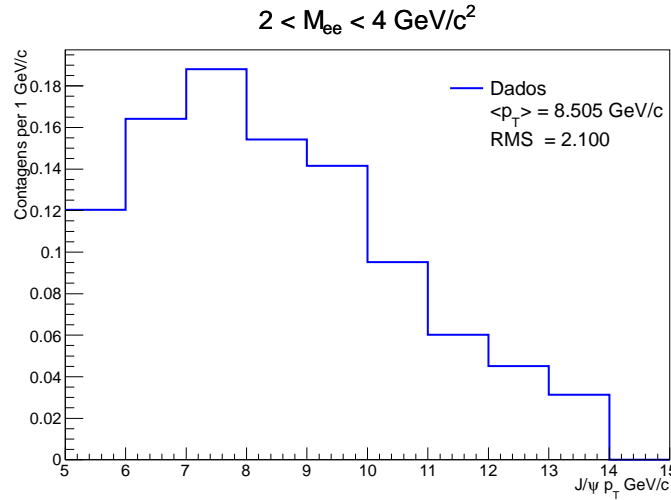


Figura 5.37: Distribuição de p_T para a região de massa invariante $2 < M_{ee} < 4 \text{ GeV}/c^2$.

As figuras 5.38(a), 5.38(b) e 5.38(c) mostram os resultados obtidos para as três configurações estudadas: R_{PP} , R_{PS} e R_{SS} , para $5 < p_T$ do $J/\psi^{\text{prompt}} < 14 \text{ GeV}/c$. As funções de resolução foram determinadas por meio de um ajuste de duas gaussianas e lei de potências refletida em $x=0$. O resultado desse ajuste foi utilizado nos estudos subsequentes. Os ajustes finais foram divididos de acordo com o tipo de resolução para o par estudado. O mesmo procedimento foi aplicado aos dados nos outros dois intervalos de p_T .

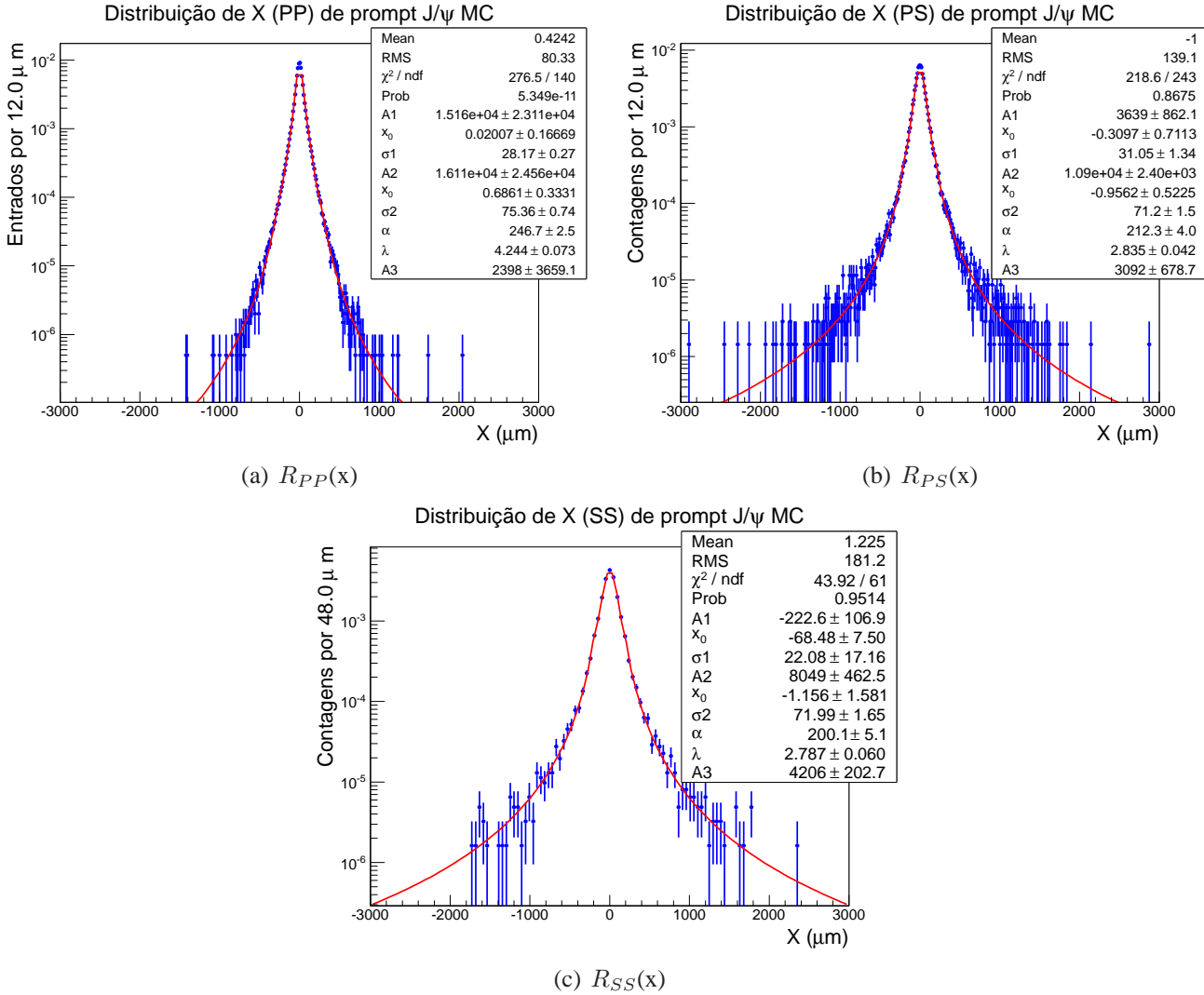


Figura 5.38: Função de resolução para $5 < J/\psi_{pT} < 14$ GeV/c para as combinações de acordo com o primeiro sinal no SPD das filhas do J/ψ : PP, PS, SS; sendo que P = primeira camada do SPD e S = segunda camada do SPD.

5.7.2 O fundo relacionado à distribuição de x

A distribuição da variável x devido ao fundo foi estimada pelas extremidades do espectro de massa invariante dos pares de sinais opostos, ou seja, $1,8 < M_{ee} < 2,6$ GeV/c² e $2,6 < M_{ee} < 5,0$ GeV/c². Esse fundo, como discutido na seção 4.5, foi parametrizado de acordo com a equação 4.21. A figura 5.39 mostra as distribuições e o ajuste realizado para os diferentes intervalos de p_T estudados: $5 < p_T^{par} < 9$ GeV/c, $9 < p_T^{par} < 14$ GeV/c e $5 < p_T^{par} < 14$ GeV/c. Observa-se que existe bastante assimetria no fundo, favorecendo valores de x positivos, que provavelmente são oriundos de decaimentos semileptônicos de hádrons abertos de quarks c e b , cujos elétrons

apresentam valores de x são compatíveis com a distância de decaimento dessas partículas.

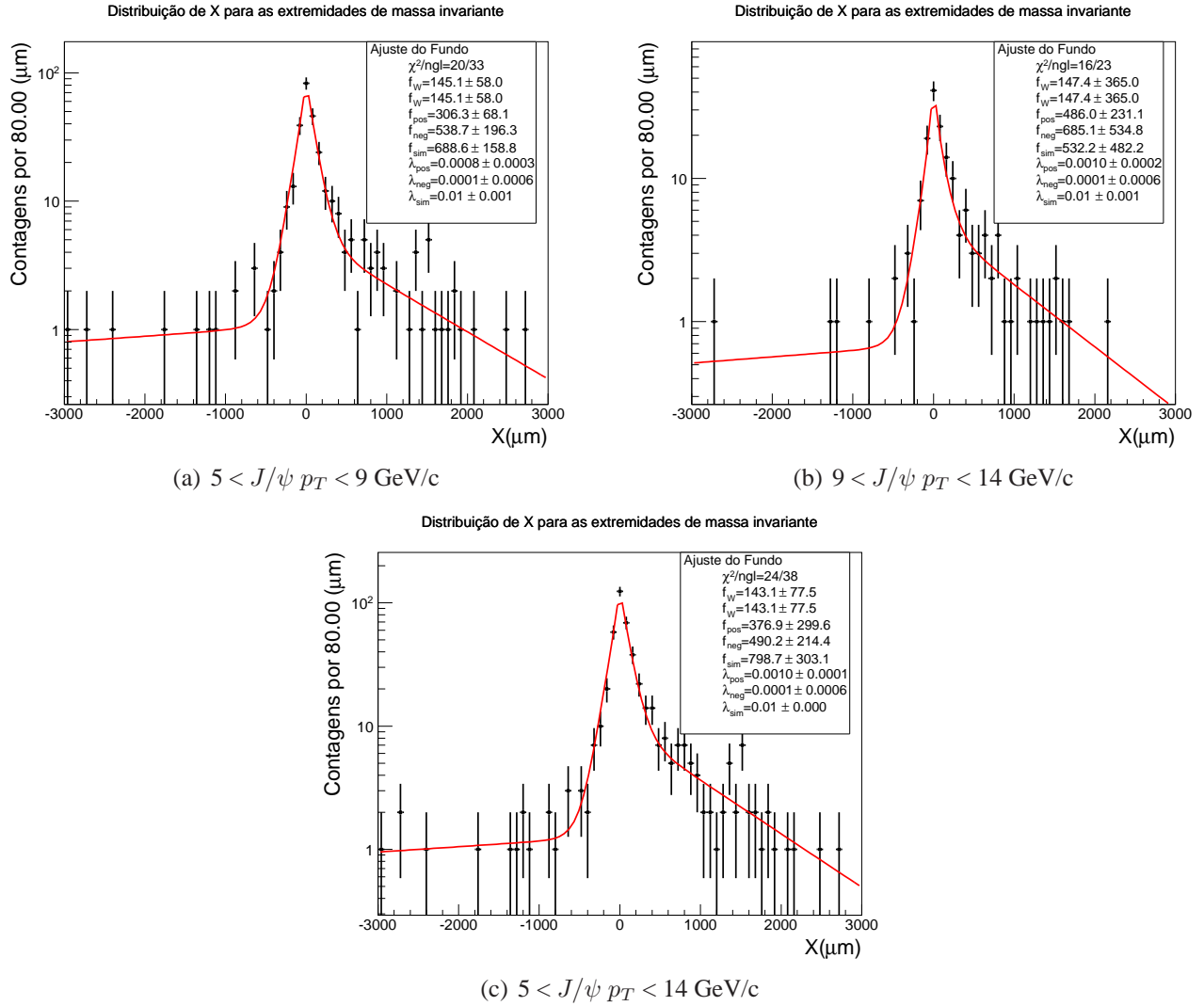


Figura 5.39: Ajuste de fundo de X , valendo-se de pares nas extremidades de massa invariante.

5.7.3 A função $F_B(x)$

Para a obtenção da função $F_B(x)$ dois ingredientes são importantes: a função de resolução dependente da informação proveniente do SPD, R_{SPD} , e a função de distribuição de x do decaimento do $B \rightarrow J/\psi + X$, $\chi_B(x)$. Essa distribuição foi obtida por meio do gerador de eventos PYTHIA6 [51]. Foram simulados eventos de colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, acrescidos de 1 decaimento $B \rightarrow J/\psi$ por evento. A figura 5.40 mostra a distribuição de x de J/ψ para os diferentes intervalos de p_T estudados. Pode-se observar que não há alteração

significativa para diferentes valores de p_T .

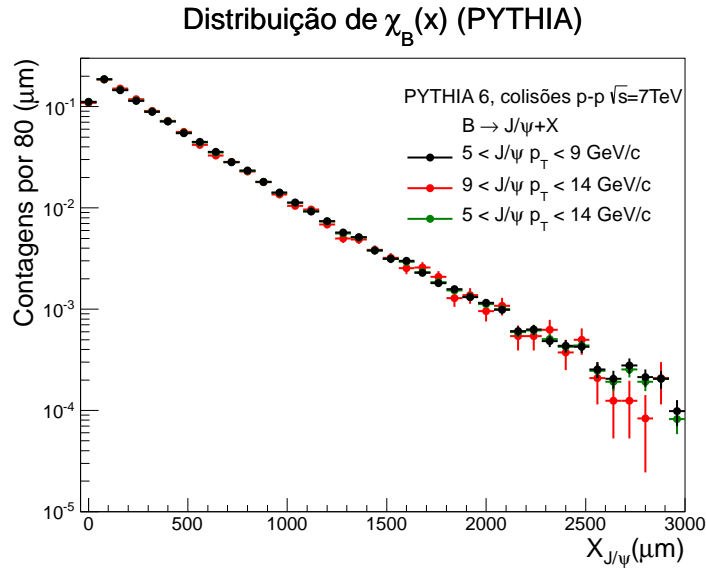


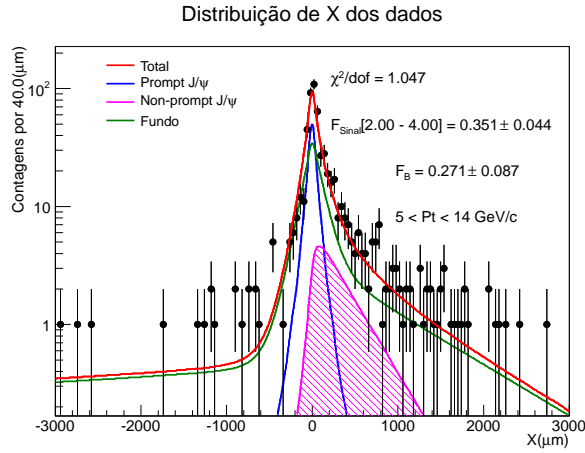
Figura 5.40: Distribuição de x da simulação do decaimento $B \rightarrow J/\psi + X$, para os três intervalos de p_T estudados neste trabalho.

No ajuste final, seção 5.7.4, essa informação de distribuição foi utilizada em conjunto com o R_{SPD} formando, por convolução, a função $F_B(x)$, assim como indicado na equação 4.19.

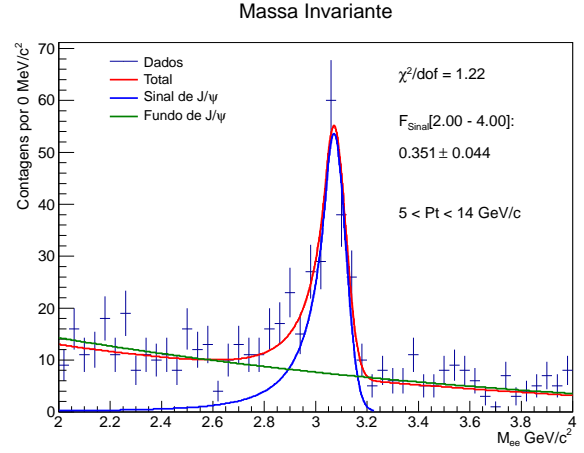
5.7.4 Resultados de f_B

Diante de todos os pré-requisitos para o modelo proposto, o último passo é a obtenção de f_B por meio do ajuste do logaritmo da máxima verossimilhança (assim como indicado na expressão 4.16). Os parâmetros livres desse ajuste são: f_S , que corresponde a fração do sinal de J/ψ na região $2 < M_{ee} < 4$ GeV/c², e a fração f_B . A figura 5.41 ilustra as distribuições utilizadas. Os gráficos à esquerda correspondem às distribuições de x (dados em preto), com o ajustes de fundo (linha verde), J/ψ non-prompt (linha e área magenta), J/ψ prompt (linha azul) e o total (linha vermelha). Os gráficos à direita correspondem ao ajuste do sinal e fundo, os quais foram modelados por uma função do tipo *Cristall Ball* somada a uma exponencial. Os parâmetros desse ajuste foram obtidos por meio de um ajuste pelo método dos mínimos quadrados nos dados de massa invariante independentemente (assim como feito na seção 5.3).

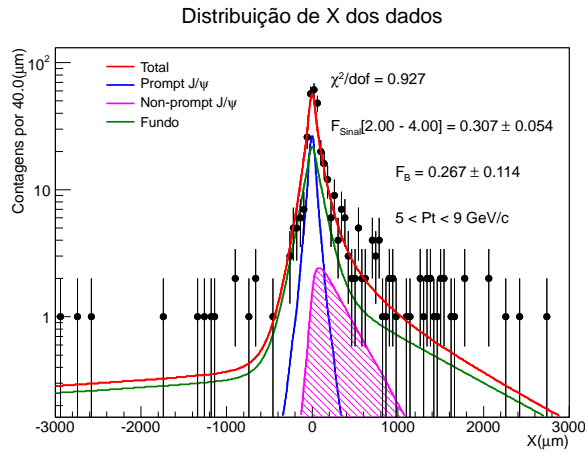
Os resultados obtidos do ajuste da máxima verossimilhança foram: $f_B = 0,27 \pm 0,11$ para $5 < J/\psi p_T < 9$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 7,2$ GeV/c); $f_B = 0,34 \pm 0,12$, para $9 < J/\psi p_T < 14$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 10,7$ GeV/c) e $f_B = 0,271 \pm 0,087$ para $5 < J/\psi p_T < 14$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 8,5$ GeV/c).



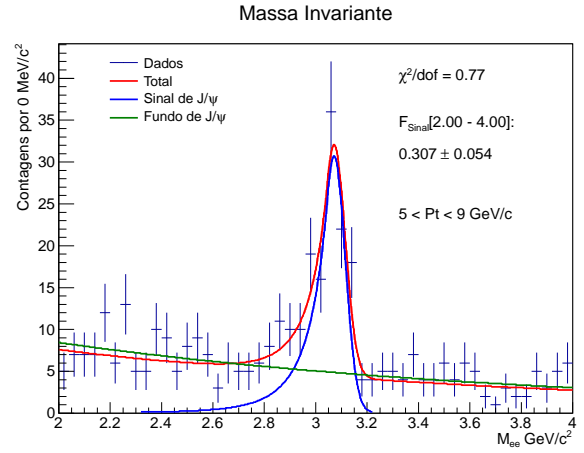
(a) $5 < J/\psi p_T < 14 \text{ GeV}/c$



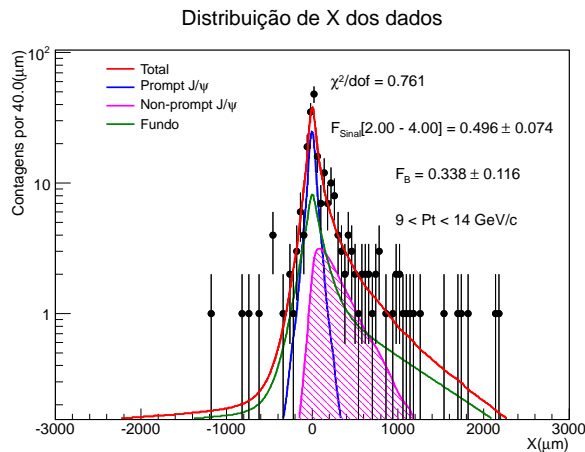
(b) $5 < J/\psi p_T < 14 \text{ GeV}/c$



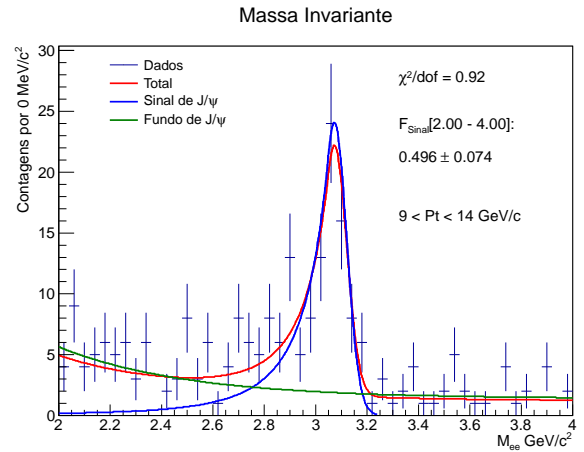
(c) $5 < J/\psi p_T < 9 \text{ GeV}/c$



(d) $5 < J/\psi p_T < 9 \text{ GeV}/c$



(e) $9 < J/\psi p_T < 14 \text{ GeV}/c$



(f) $9 < J/\psi p_T < 14 \text{ GeV}/c$

Figura 5.41: Distribuição de x com os ajustes (prompt, non – prompt e fundo) e de massa invariante (Sinal (CB) e fundo (Exponencial)) para diferentes intervalos de p_T .

Capítulo 6

J/ψ em colisões Pb-Pb

O estudo de J/ψ em colisões Pb-Pb é também muito importante dentro do contexto do ALICE, já que possibilita os estudos de R_{AA} , avaliando-se, assim, os possíveis mecanismos de supressão ou regeneração de estados de *heavy-quarkonium*. Da mesma forma que ocorreu com J/ψ em colisões p-p, os estudos aqui apresentados valem-se do sistema de *trigger* do EMCal, neste caso o nível L1 (*Gamma Trigger*). A utilização desses eventos estende os estudos de R_{AA} no ALICE. O objetivo principal dessa análise foi estudar a possibilidade de se estender a faixa de p_T em que se estuda a produção de J/ψ nos detectores centrais do ALICE para colisões Pb-Pb.

6.1 Características e Seleção de eventos

Como descrito na seção 3.4, nos eventos de colisões Pb-Pb, é preciso averiguar também a centralidade dos eventos estudados, para que seja possível dividir a análise de acordo com a região (ou classe) a que ela pertence, facilitando-se a comparação com outros experimentos e previsões teóricas.

As figura 6.1(a) e 6.1(b) mostram as distribuições de multiplicidade do detector V0 e a multiplicidade dos eventos em função da centralidade para os eventos selecionados com o *trigger* do EMCal. Note que a maior parte dos eventos selecionados está na região próxima à centralidade de 20 % (alguns estudos mais detalhados são abordados na seção 6.5).

A figura 6.2 mostra a distribuição de posição vértice na direção longitudinal z para os eventos de colisões Pb-Pb. O corte utilizado nesta análise foi a mesma utilizado nos eventos de colisões próton-próton, ou seja, um corte em 10 cm com relação ao centro do detector. A

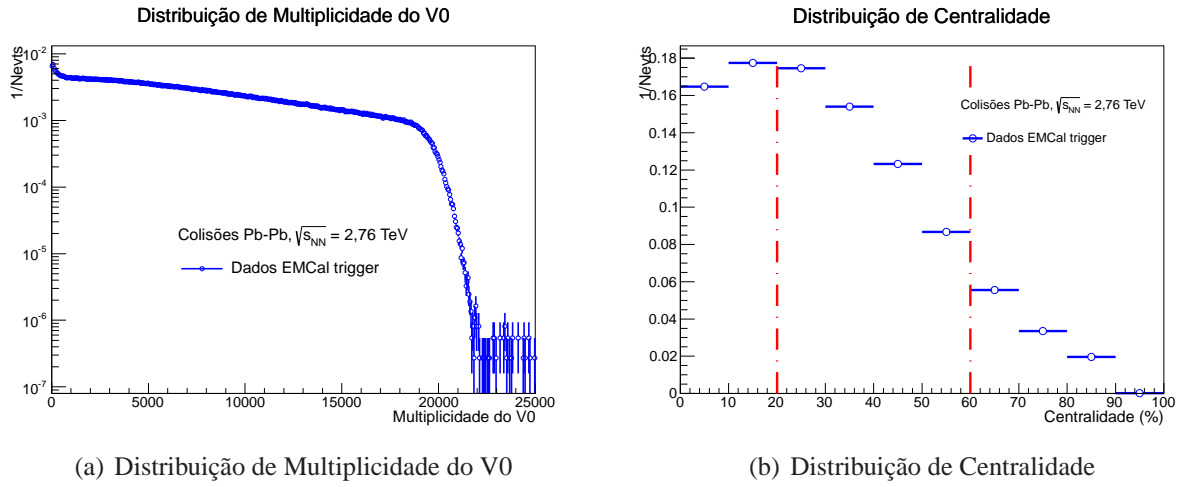


Figura 6.1: Distribuição de Multiplicidade do detector V0 e centralidade em %, para os eventos de colisões Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV, selecionados pelo sistema de trigger do EMCAL. As linhas serrilhadas da Figura (b) representam os eventos selecionados nesta análise.

motivação disso é apenas remover vértices muito mal reconstruídos.

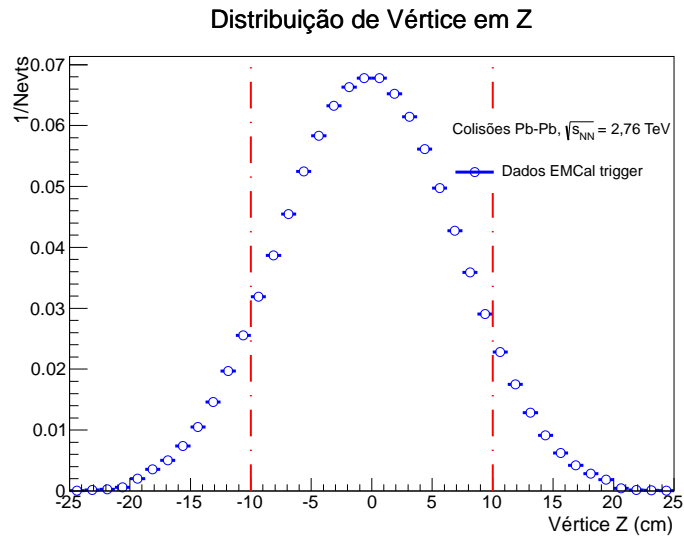


Figura 6.2: Distribuição de vértice em Z nos dados selecionados pelo sistema de trigger do EMCAL em colisões Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. As linhas serrilhadas representam os cortes de seleção utilizados na análise de dados.

6.2 Características e Seleção das trajetórias

Da mesma forma que foi apresentado no caso de colisões próton-próton, é realizada uma seleção de trajetórias, no intuito de melhorar a qualidade dos resultados apresentados

A figura 6.3(a) mostra a distribuição do número *clusters* das trajetórias reconstruídas a partir do TPC. Em comparação com o que foi apresentado na figura 5.2(a), observa-se que o valor mais provável desta distribuição é um pouco menor do que ocorre em colisões próton-próton. Isso decorre da alta multiplicidade de partículas carregadas existente em colisões Pb-Pb. O corte estabelecido foi novamente 85, evitando-se um corte muito próximo ao pico igual 120, como observado pela figura.

A figura 6.3(b) mostra a distribuição de $\chi^2/Ncls$ obtida dos dados. Da mesma forma que ocorreu em eventos de colisões próton-proton, evitou-se trajetórias com $\chi^2/Ncls$ muito alto, estabelecendo-se, então, o mesmo limite de $\chi^2/Ncls$ igual a 4.

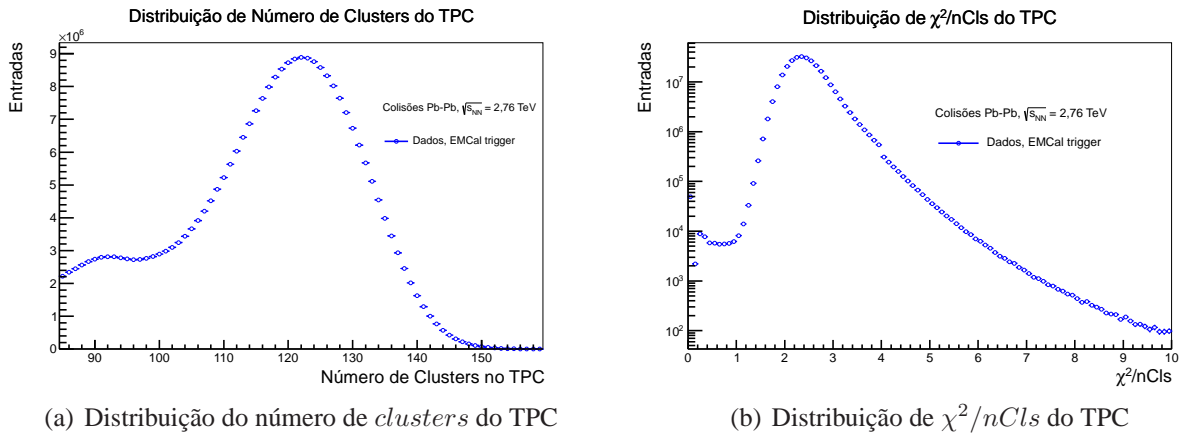


Figura 6.3: A figura (a) é a distribuição do número de *clusters* utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. Há um corte em $Nclus=85$ neste gráfico. A figura (b) é a distribuição de $\chi^2/nCls$ utilizados na reconstrução de trajetórias no TPC. O gráfico apresenta a distribuição até $\chi^2/nCls = 10$.

Um último critério de qualidade aplicado às trajetórias, e que merece destaque, foi o corte no ITS. Foi exigido que cada uma das filhas do J/ψ tivesse sinal em pelo menos uma das quatro camadas mais internas do ITS (detector pixelado *SPD* e Detector de *Drift*, o *SDD*), com o intuito de se reduzir o número de elétrons oriundos de conversão ($\gamma \rightarrow e^+e^-$).

No tocante à identificação de partículas, os gráficos da figura 6.4 mostram o comportamento do dE/dx como função do momento. Observa-se que, em colisões Pb-Pb, a contaminação de píons é extremamente maior, fato que ocasiona um aumento no fundo combinatório.

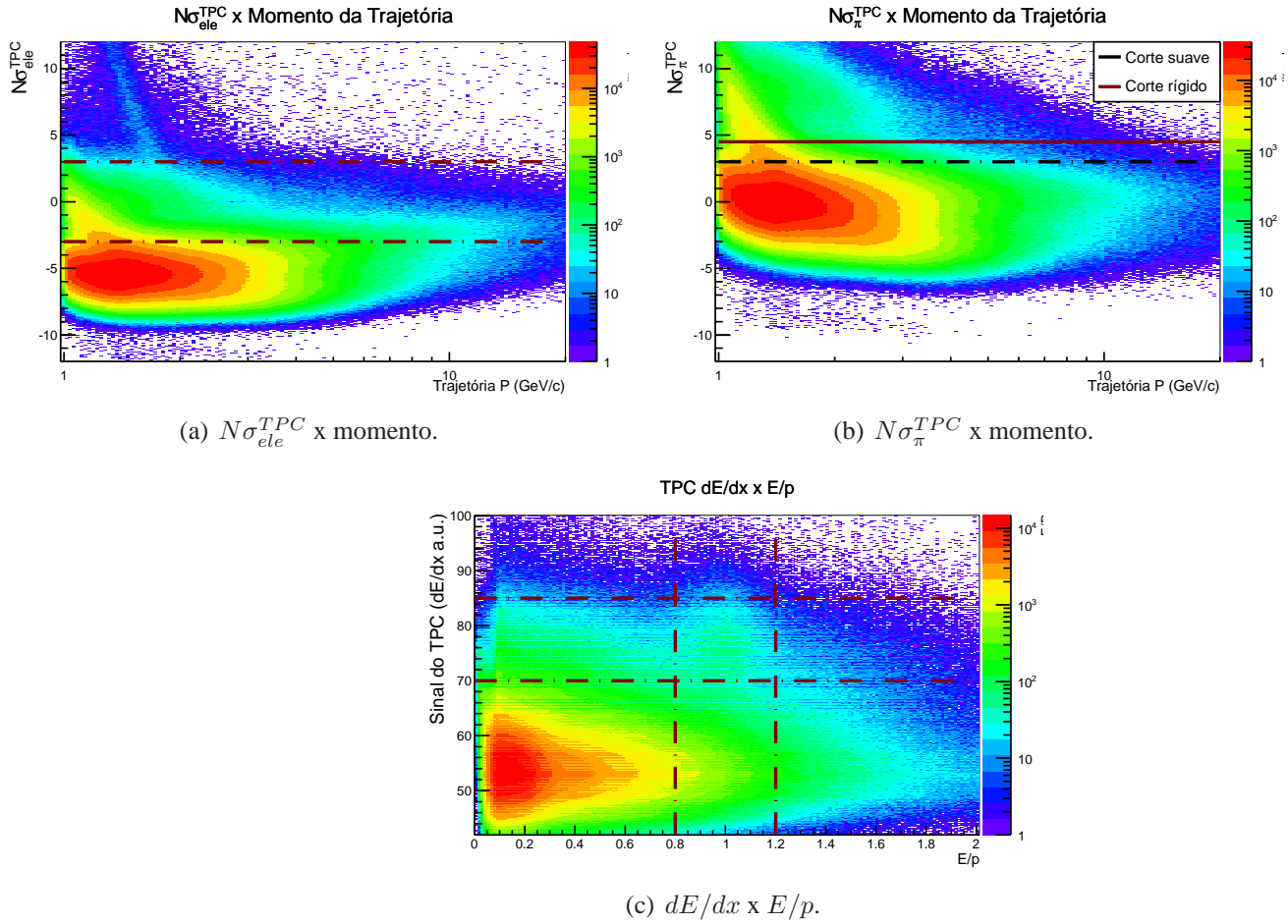


Figura 6.4: Distribuições $N\sigma_{ele}^{TPC}$ x p, $N\sigma_{\pi}^{TPC}$ x p e dE/dx x E/p em colisões Pb-Pb com $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV. Figura (a): linhas serrilhadas demonstram o corte utilizado na análise. Figura (b): linha vermelha cheia representa corte de remoção de píons mais rígido e linha preta serrilhada, o corte mais suave, ambos utilizados na análise de dados. Figura 6.4(c): linhas serrilhadas destacam a região de E/p de elétrons.

Os gráficos da figura 6.5 mostram a distribuição de dE/dx após uma pré-seleção de candidatos a elétrons com o EMCal ($-3 < N\sigma_{ele}^{EMCal} < 4$). Nota-se, na figura 6.5(a), que a separação entre as bandas de elétrons e píons tornou-se muito mais evidente. Na figura 6.5(b), a qual representa o $N\sigma_{\pi}^{TPC}$, é possível verificar que, após essa pré-seleção, um corte de remoção de $N\sigma_{\pi}^{TPC}$ – ou seja, um corte que remove trajetórias que estejam na região de intersecção entre as bandas de elétrons e píons – igual a 3 remove praticamente toda a faixa de píons.

Os cortes de identificação de partículas utilizados resumem-se desta maneira:

- Ambas as trajetórias (positiva ou negativa) deveriam ser candidatas a elétrons de acordo com o TPC, sendo que o corte aplicado foi $-3 < N\sigma_{ele}^{TPC} < 3$ (como demonstrado na figura

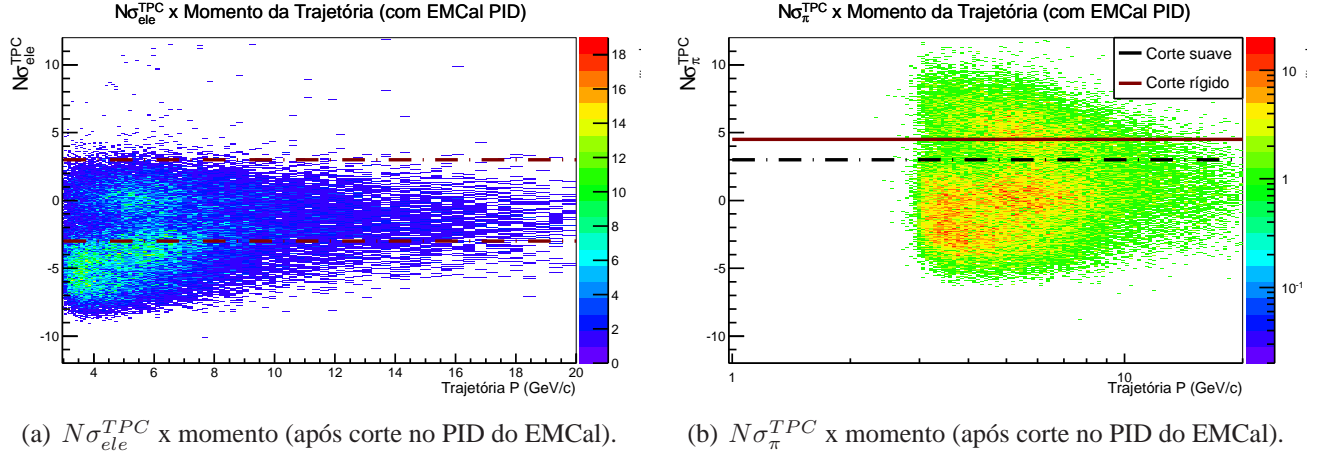


Figura 6.5: (a): linhas serrilhadas demonstram o corte utilizado na análise. (b): linha vermelha cheia representa corte de exclusão de píons duro e linha preta serrilha o corte mais suave utilizado.

6.4);

- Pelo menos uma das trajetórias deveria ser identificada como elétrons por intermédio do EMCal, ou seja, $-3 < N\sigma_{ele}^{EMCal} < 4$;
- Corte de remoção de candidatos a píons (visto que em um ambiente de colisões Pb-Pb, a contaminação de píons é bem significativa). No caso do candidato do EMCal, $|N\sigma_{\pi}^{TPC}| > 3$ (corte suave). No segundo caso, candidato apenas a elétron pelo TPC, $|N\sigma_{\pi}^{TPC}| > 4,5$. A figura 6.4(b) ilustra o ponto no qual aplicou-se o corte.

Além dos cortes de qualidade e identificação de partículas, houve cortes cinemáticos e de cobertura lugar, no intuito de diminuir o fundo combinatório. Os cortes aplicados foram:

- $p_T > 1.3$ GeV/c em ambas as trajetórias. Portanto, um corte mais rígido do que no caso próton-próton;
- As trajetórias deveriam estar em um intervalo de $-0,9 < \eta < 0,9$, ou seja, dentro da região delimitada pelo TPC;

6.3 Extração do Sinal

A extração do sinal de J/ψ pelo canal de decaimento elétron-pósitron seguiu uma lista de passos semelhantes à análise de próton-próton, distinguindo-se desta nos valores dos cortes

aplicados e, sobretudo, na seleção de eventos por meio de centralidade.

Em virtude da estratégia escolhida para o sistema de *trigger* do EMCal – a saber, limiar que dependia da multiplicidade $\approx 5-10$ GeV –, os eventos escolhidos não necessariamente proporcionam uma quantidade razoável de J/ψ para qualquer centralidade de colisão. Para os eventos mais centrais, com limiar próximo a 10 GeV, não foi observado sinal evidente de J/ψ , mesmo após se valer de diversos cortes cinemáticos e de PID possíveis. A quantidade mais significativa veio na região entre 20-60 % dos eventos mais centrais. Diante disso, essa região foi utilizada neste trabalho para o estudo de J/ψ em colisões Pb-Pb com os eventos escolhidos pelo EMCal.

Da mesma forma que ocorreu nos eventos do sistema de *trigger* em colisões próton-próton, o principal objetivo foi obter uma expansão na medida de J/ψ para valores maiores de p_T , em comparação com o que pôde ser obtido com os eventos de MB.

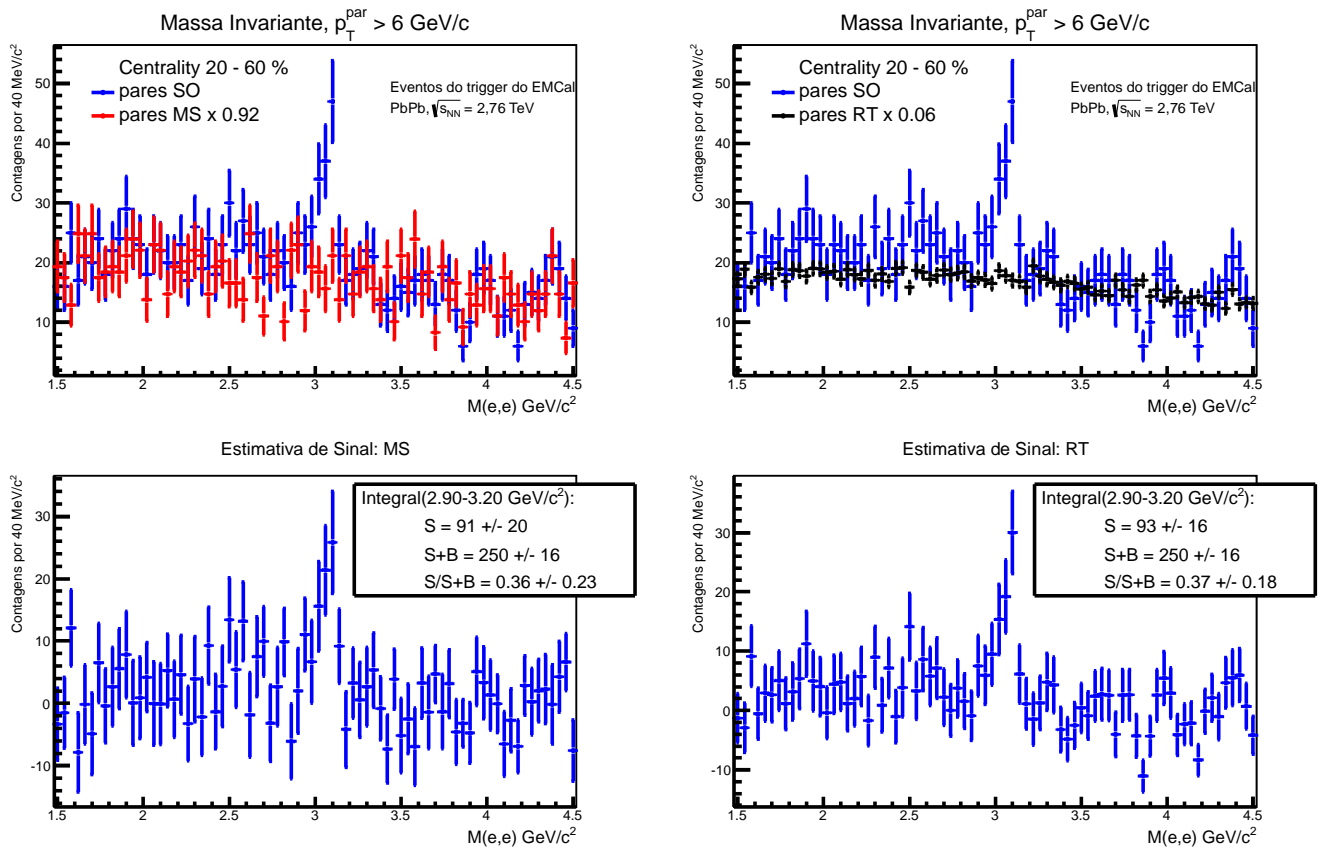


Figura 6.6: Espectro de massa invariante de pares formados por elétrons e pósitrons com $5 < p_T^{par} < 7$ GeV/c. Para o fundo, mesmo sinal (MS) – à esquerda – e rotação de trajetórias – à direita. As figuras de baixo mostram as estimativas de sinal de J/ψ .

A figura 6.6 mostra a distribuição da massa invariante de pares formados por elétrons e pósitrons, valendo-se de dois métodos para a estimativa de fundo: MS e RT. Os valores estimados para o sinal foram: 91 ± 20 (MS) e 93 ± 16 (RT). Ambos os métodos propiciaram resultados compatíveis entre si. Em virtude da possibilidade de se trabalhar com um número maior de combinações, o método de rotação de trajetórias leva a menos flutuação no sinal, reduzindo-se assim o erro estatístico.

6.4 Estratégia para o estudo da eficiência de J/ψ em colisões Pb-Pb

Assim como foi feito para as colisões próton-próton, as eficiências de reconstrução do J/ψ serão obtidas quase em sua totalidade por meio de simulação do *ALICE*. A parte que se refere ao sistema de *trigger* já foi estudada, de modo semelhante ao realizado em eventos próton-próton, utilizando-se dados reais (seção 6.5).

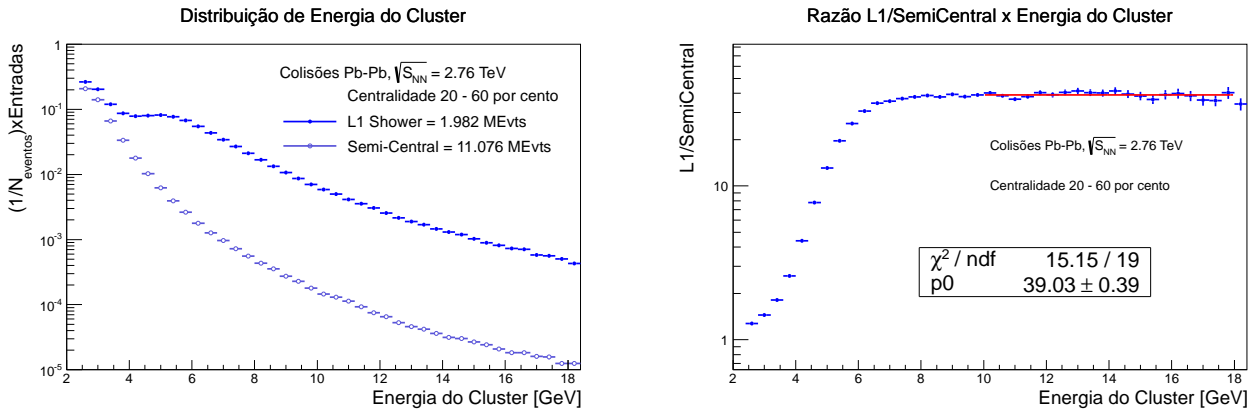
6.5 Estudo do Trigger

O estudo do desempenho do *trigger* em colisões Pb-Pb consistiu na obtenção da curva de eficiência por meio de dados reais – razão entre distribuição em eventos escolhidos pelo *trigger* e os eventos MB –, além do estudo do comportamento do *trigger* em função da multiplicidade. A tomada de dados de Pb-Pb do ALICE valeu-se de mais dois sistemas de *trigger*: o *trigger* Central, o qual selecionava eventos com centralidade entre 0-10 %; e o *trigger* SemiCentral, que selecionava eventos dentro da região de 10-60%. Assim como será discutido na próxima seção 6.5.1, esses dois sistemas de *trigger* foram desenvolvidos de modo a oferecer o mesmo tipo de evento que o MB, quando se estuda o mesmo intervalo de centralidade. O intuito deste sistema é otimizar a tomada de dados, evitando-se que se tome um número elevado de eventos muito periféricos – que são muito abundantes (figura 3.14) e se favoreça os eventos com maior multiplicidade de partículas.

6.5.1 Curva de eficiência da resposta do *trigger*

A eficiência de *trigger* e a rejeição de eventos do sistema de *trigger* L1 Gamma do EMCal forma obtidas de modo similar àquele realizado em colisões próton-próton. Em virtude do grande número de eventos do sistema de *trigger* SemiCentral, este será escolhido para a comparação com os eventos selecionados pelo sistema de *trigger* do EMCal.

O primeiro gráfico estudado foi a distribuição da energia dos *clusters* por evento em eventos do tipo SemiCentral e L1 (6.7(a)). A região de centralidade escolhida corresponde a 20-60% dos eventos mais centrais. A figura 6.7(b) mostra a razão entre as duas distribuições. O *plateau* é alcançado em torno de 7 GeV, sendo que o seu valor – e, conseqüentemente, a rejeição de eventos – é 39.03 ± 0.39 (obtido por ajuste linear).



(a) *clusters* em L1 e eventos do *trigger* SemiCentral.

(b) Razão entre *clusters* por evento, eventos L1 e SemiCentral

Figura 6.7: (a):distribuição da energia do cluster por evento em Eventos L1 Gamma e com *trigger* SemiCentral (20-60%). (b):razão entre a energia do cluster por evento em Eventos L1 Gamma e com *trigger* SemiCentral (20-60%).

Com esse valor será possível, por meio de comparação com a seção de choque MB (ou SemiCentral), estimar a luminosidade integrada total dos eventos utilizados neste trabalho.

6.5.2 Estudo do efeito introduzido pelo *trigger* do EMCal

Como o limiar do sistema de *trigger* do EMCal era dependente da multiplicidade do evento – dada pelo detector V0 –, é necessário se observar o quanto isso pode afetar a escolha de eventos, ou seja, verificar se há algum efeito em função da multiplicidade na escolha de eventos do sistema de *trigger* do EMCal.

Diante dos fatos expostos acima, foi desenvolvido o gráfico das distribuições da Multiplicidade do V0 para os diversos sistemas de *trigger* disponíveis para colisões Pb-Pb: EMCal L1 Gamma, Central (0-10 %), SemiCentral (10-60 %) e MB (Minimum Bias, eventos adquiridos aleatoriamente). A figura 6.8(a) mostra claramente as áreas de atuação dos diferentes *triggers* em comparação com *MB* e a figure 6.8(b) mostra a razão entre os diferentes *triggers* e o L1 Gamma do EMCal.

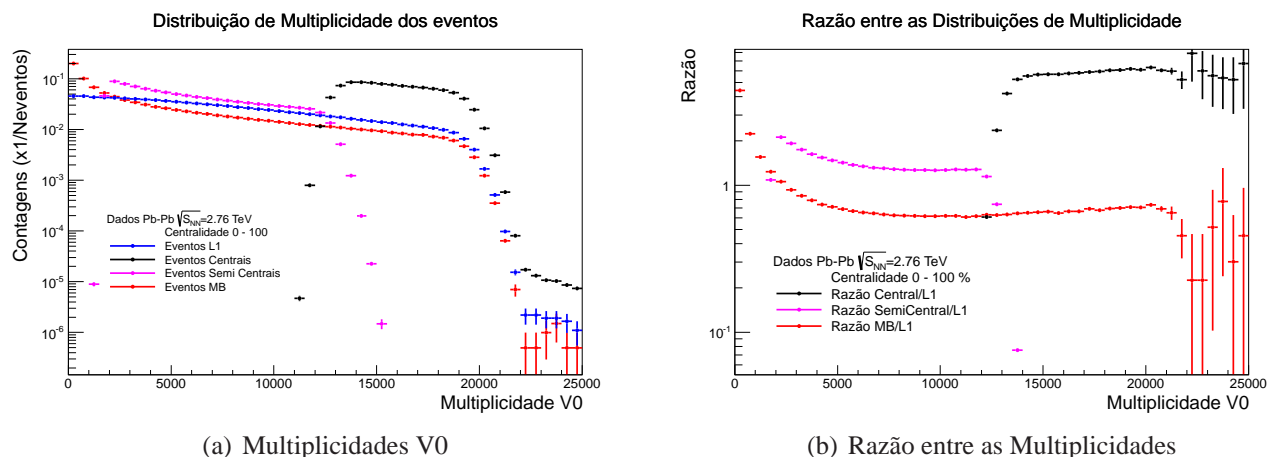


Figura 6.8: (a): distribuição de Multiplicidade para os diferentes sistemas de *trigger*. (b): razão entre a multiplicidade para os diferentes sistemas de *trigger* em comparação com os eventos do *trigger* L1 Gamma.

Pela figura 6.8(b), observa-se que existe um comportamento um pouco diferente para o sistema de *trigger* L1 em comparação com os outros tipos de *trigger*, em especial, na região de maior multiplicidade (Multiplicidade acima de 18000) e menor multiplicidade (Multiplicidade abaixo de 5000).

A figura 6.9 mostra a razão das diferentes distribuições de multiplicidade e a multiplicidade em eventos MB. Essa figura evidencia que os sistemas de *trigger* de centralidade (SemiCentral e Central) não apresentam significativa tendenciosidade em suas áreas de atuação – SemiCentral (2000 a 12000) e Central (14000 a 21000), ao passo que tornam claro as tendenciosidades expostas anteriormente quando ao L1 Gamma trigger do EMCal. Evitam-se, na análise de dados, as regiões nas quais haja diferenças significativas; deste modo, as regiões com multiplicidades muito altas e muito baixas não podem consideradas nas análises de J/ψ .

Diante dos resultados que concernem ao sistema de *trigger* apresentados nesta seção, além do espectro de massa invariante obtido na seção 6.3, pode-se concluir que essa análise é bastante viável na região utilizada, visto que é possível se entender o compartimento do sistema *trigger*,

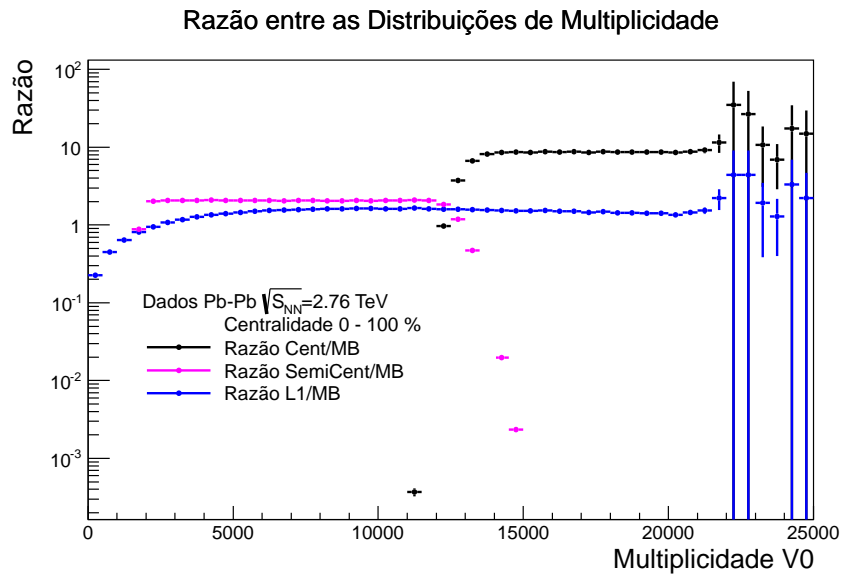


Figura 6.9: Razão entre a multiplicidade para os diferentes sistemas de trigger em comparação com os eventos MB.

para que se possa fazer as correções de eficiência devidas, e o sinal do J/ψ foi obtido como uma relação $S/S + B$ muito boa, acima de 30 %. Esses resultados são discutidos em mais detalhes no capítulo 7.

Capítulo 7

Discussões e Conclusões

Neste trabalho, com o auxílio de um sistema de *trigger* do calorímetro eletromagnético do ALICE, obteve-se o espectro de J/ψ em colisões próton-próton em uma faixa de p_T superior ($p_T > 5$ GeV/c) ao obtido em análises anteriores com eventos MB no experimento ALICE ([3]), as quais limitaram-se até p_T igual a 7 GeV/c (já com uma estatística bem baixa para o último intervalo de p_T estudado). Além disso, o número de total de J/ψ reconstruídos em colisões próton-próton para $p_T > 5$ GeV/c (espectro integrado em p_T) foi estimado, dentro da região de massa invariante $2,92 < M_{ee} < 3,16$ GeV/c². O valor medido foi 198 ± 19 (em 6,06 milhões de eventos com o sistema de *trigger* do EMCal). Isso corresponde a ≈ 33 J/ψ 's por milhão de eventos medidos, o que representa que o sistema de *trigger* propiciou um fator quase 30 vezes maior de J/ψ 's por evento com relação à análise de MB [3] (≈ 1 J/ψ por milhão de eventos). Portanto, o EMCal foi muito útil ao experimento, selecionando os eventos de interesse, otimizando a tomada de dados, e oferecendo, aliado à sua capacidade de identificação de elétrons, uma expansão dos fenômenos físicos estudados pelo ALICE.

A medida do J/ψ foi obtida mediante reconstrução da massa invariante de elétrons e pósitrons, em 4 intervalos de p_T : 5 a 7 GeV/c, 7 a 9 GeV/c, 9 a 11 GeV/c e 11 a 14 GeV/c. As correções necessárias para a obtenção da seção de choque foram calculadas valendo-se da combinação de estudos da eficiência de reconstrução de J/ψ em simulações do tipo Monte Carlo e por meio de dados reais (nos casos de identificação de partícula e eficiência do sistema de *trigger* L0). A seção de choque diferencial inclusiva (*prompt* + *non-prompt*) de J/ψ foi então calculada para os 4 intervalos de p_T estudados. Os erros sistemáticos foram estimados mediante variação nos critérios de seleção das trajetórias e pares reconstruídos nesta análise de dados, além de efeitos relacionados com o método de subtração de fundo, por exemplo. Os

valores estimados para os erros sistemáticos individualmente não são maiores do que os erros estatísticos, como apontado na tabela 5.1, indicando que o principal fator de erro experimental ainda está relacionado com as flutuações estatísticas dos dados.

O gráfico da figura 7.1 mostra os resultados deste trabalho em comparação com os pontos de baixo p_T obtidos com o experimento ALICE e com os pontos obtidos com o experimento ATLAS [7], o qual teve por objetivo a análise de J/ψ em momentos extremamente altos. Como observado pela figura, os pontos oriundos da análise dos eventos selecionados pelo *trigger* do EMCal são compatíveis, dentro de uma incerteza, tanto com os pontos do experimento ATLAS, quanto com os últimos pontos obtidos em análise MB no ALICE.

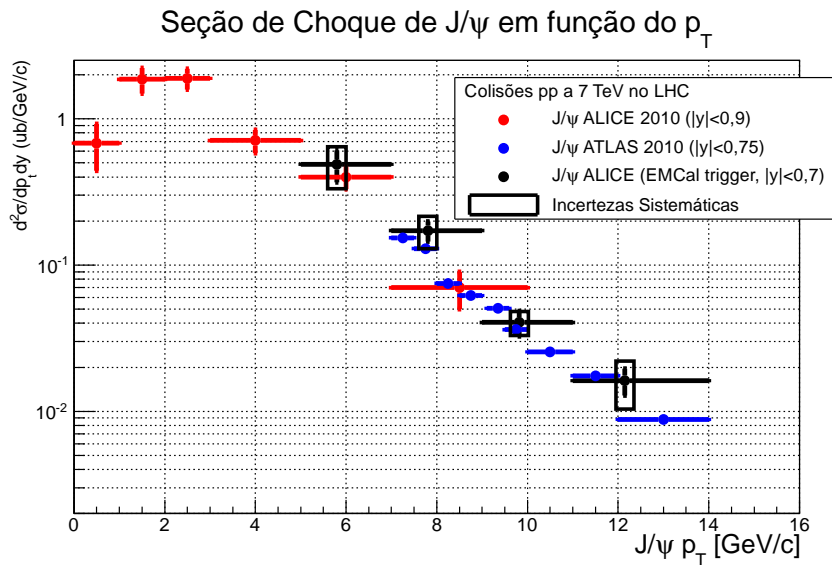


Figura 7.1: Seção de choque final de J/ψ p_T em colisões próton-próton com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Além disso, foi possível realizar uma análise do vértice de decaimento do J/ψ e, consequentemente, estimar a fração de J/ψ 's medidos que vieram de mésons B (f_B). Os métodos utilizados para essa análise, descritos na seção 4.5, são semelhantes aos utilizados no ATLAS [7] e anteriormente no ALICE [8]. Algumas hipóteses utilizadas no método foram testadas. Um exemplo disso foi a dependência da função de resolução em função dos pontos no detector SPD (PP, PS e SS – seção 5.7.1) utilizados na reconstrução das trajetórias. Os resultados apontaram que, de fato, nos casos em que as duas filhas deixaram sinal na primeira camada do SPD (PP), a resolução é bem melhor. Além disso, foi mostrado na figura 3.26(b), que a função de resolução depende mesmo de p_T , como levantado em [8], de modo que ela é mais bem definida para J/ψ com p_T mais alto.

p_T (GeV/c)	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	Measured quantity	Systematic uncertainties				
			Correl.	Non-correl.	Extrap.	Polariz., CS	Polariz., HE
		f_B (%)					
1.3–3.0	2.02	9.2 ± 7.4	0	+2.1, -2.8	0	+2.0, -1.7	+1.7, -1.5
3.0–5.0	3.65	13.8 ± 3.8	0	+1.5, -2.1	0	+1.3, -1.0	+2.1, -3.0
5.0–7.0	5.75	23.2 ± 7.2	0	+1.6, -2.1	0	+0.2, -0.2	+3.5, -2.6
7.0–10.0	8.06	30.7 ± 13.8	0	+1.8, -2.8	0	+1.5, -0.9	+3.4, -2.5
$p_T > 1.3$	2.85	14.9 ± 3.7	0	+1.8, -2.7	0	+1.9, -1.5	+2.5, -2.1
$p_T > 0$	2.41	14.3 ± 3.6	0	+1.8, -2.6	+0.2, -0.5	+2.4, -1.6	+2.5, -1.9

Tabela 7.1: Valores de f_B medidos no experimento ALICE [8].

A seção 5.7.2 confirmou a existência de um fundo correlacionado para valores de x positivos. Como levantado em [8], isso pode estar relacionado com o fundo proveniente de decaimentos semileptônicos de mésons B e D , os quais possuem comprimento de decaimento suficientes para serem distinguíveis do vértice primário, trazendo essa contaminação.

Os resultados obtidos, valendo-se de um ajuste pelo log da máxima verossimilhança, foram:

- Para $5 < J/\psi p_T < 9$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 7,2$ GeV/c), $f_B = 0,27 \pm 0,11$;
- Para $9 < J/\psi p_T < 14$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 10,7$ GeV/c), $f_B = 0,34 \pm 0,12$;
- Para $5 < J/\psi p_T < 14$ GeV/c ($\langle p_T \rangle = 8,5$ GeV/c), $f_B = 0,271 \pm 0,087$.

Os valores obtidos no ALICE anteriormente podem ser vistos na tabela 7.1 e os valores obtidos no ATLAS, na tabela 7.2. O primeiro intervalo medido neste trabalho ($\langle p_T \rangle = 7,2$ GeV/c) é compatível dentro de uma incerteza com o ponto do ATLAS $\langle p_T \rangle = 7,3$ GeV/c, cujo valor corresponde a $0,259 \pm 0,039$. O segundo intervalo obtido ($\langle p_T \rangle = 10,7$ GeV/c) é compatível dentro de uma incerteza com o valor obtido no experimento ATLAS, para $\langle p_T \rangle = 10,5$ GeV/c, $f_B = 0,321 \pm 0,018$. O último intervalo estudado, que é a distribuição total ($\langle p_T \rangle = 8,5$ GeV/c), é compatível tanto com o experimento ALICE, para $\langle p_T \rangle = 8,06$ GeV/c, $f_B = 0,31 \pm 0,14$, quanto com a combinação média das medidas do experimento ATLAS, para $\langle p_T \rangle = 8,3$ GeV/c, $f_B = 0,258 \pm 0,032$ ou, para $\langle p_T \rangle = 8,8$ GeV/c, $f_B = 0,291 \pm 0,030$. Diante dessas comparações, é possível afirmar que as medidas obtidas neste trabalho são compatíveis com os outros resultados expostos aqui, dentro das incertezas obtidas.

Os resultados apresentados na figura 7.1 representam a distribuição inclusiva de J/ψ , ou seja, inclui todos os decaimentos possíveis que poderia levar ao J/ψ .

Como consequência da baixa estatística obtida em alguns intervalos de p_T utilizados na análise inclusiva, não foi possível extrair os valores f_B para todo o espectro estudado. Em

p_T (GeV)	$\langle p_T \rangle$ (GeV)	Non-prompt to inclusive production fraction $ y < 0.75$			
		f_B	\pm (stat.)	\pm (syst.)	\pm (spin)
6.0-7.0	6.6	0.175	± 0.057	± 0.032	$\pm_{0.064}^{0.062}$
7.0-7.5	7.3	0.259	± 0.038	± 0.002	$\pm_{0.080}^{0.066}$
7.5-8.0	7.8	0.236	± 0.030	± 0.007	$\pm_{0.076}^{0.061}$
8.0-8.5	8.3	0.258	± 0.032	± 0.017	$\pm_{0.074}^{0.054}$
8.5-9.0	8.8	0.291	± 0.030	± 0.005	$\pm_{0.079}^{0.058}$
9.0-9.5	9.2	0.268	± 0.025	± 0.008	$\pm_{0.076}^{0.054}$
9.5-10.0	9.8	0.320	± 0.026	± 0.006	$\pm_{0.083}^{0.062}$
10.0-11.0	10.5	0.321	± 0.018	± 0.007	$\pm_{0.077}^{0.050}$
11.0-12.0	11.5	0.327	± 0.019	± 0.003	$\pm_{0.078}^{0.051}$
12.0-14.0	12.9	0.359	± 0.017	± 0.003	$\pm_{0.069}^{0.044}$
14.0-16.0	14.9	0.405	± 0.024	± 0.008	$\pm_{0.072}^{0.046}$
16.0-18.0	16.9	0.443	± 0.030	± 0.005	$\pm_{0.073}^{0.048}$
18.0-22.0	19.7	0.479	± 0.030	± 0.004	$\pm_{0.063}^{0.040}$
22.0-30.0	25.0	0.536	± 0.039	± 0.008	$\pm_{0.050}^{0.032}$
30.0-70.0	37.7	0.656	± 0.059	± 0.008	$\pm_{0.045}^{0.030}$

Tabela 7.2: Valores de f_B medidos no experimento ATLAS [7].

virtude da compatibilidade entre os resultados obtidos neste trabalho com os resultados do ATLAS e anteriores do ALICE (menor intervalo de p_T), para a fração f_B do espectro, os valores obtidos desse experimento, tais como podem ser vistos nas tabelas 7.1 e 7.2, foram utilizados para se extrair a componente de decaimento *prompt*. Cabe ressaltar que os resultados da seção de choque de J/ψ *prompt* – a saber, J/ψ direto e aqueles oriundos de χ_c e Ψ' – podem ser estudados pelos modelos indicados na seção 2.3, pois são oriundos da evolução de pares $c - \bar{c}$. Em contraste, o componente chamado de *non-prompt* – $B \rightarrow J/\psi + X$ – relaciona-se com a seção de choque de quarks b e mésons B . Essa contribuição portanto precisa ser subtraída. Deste modo, o valor da contribuição *prompt* pode ser estimada como:

$$\sigma_{prompt} = (1 - f_B)\sigma_{inclusivo} \quad (7.1)$$

Sendo que σ_{prompt} é a seção de choque de J/ψ *prompt* e $\sigma_{inclusivo}$ a seção de choque total medida (inclusiva).

A figura 7.2 mostra a comparação dos resultados obtidos neste trabalho com cálculos teóricos recentes envolvendo cálculos baseados em singlete (CS) e octeto de cor (CO). Os modelos que incluem CO valem-se da fatorização pela NRQCD como descrito na seção 2.3.3. A partir da figura, observa-se que os pontos no intervalo 5-7 9-11 e 11-14 GeV/c são compatíveis dentro de uma incerteza com os 3 cálculos envolvendo NRQCD, ao passo que o ponto no in-

intervalo 7-9 GeV/c é compatível dentro de duas incertezas com o cálculo exposto em verde, e dentro de uma incerteza com os outros dois cálculos envolvendo NRQCD. Um resultado do modelo de evaporação de cor (CEM) também é comparado aos dados (curva magenta), com estimativas para $p_T > 6,5$ GeV/c. Esses resultados também apresentam semelhante compatibilidades com os resultados obtidos. Assim como ocorrera no Tevatron, o modelo de singlete de cor descreve mal a seção de choque de J/ψ , evidenciando a necessidade da inclusão de termos de ordem superior, os quais se valem de octetos de cor.

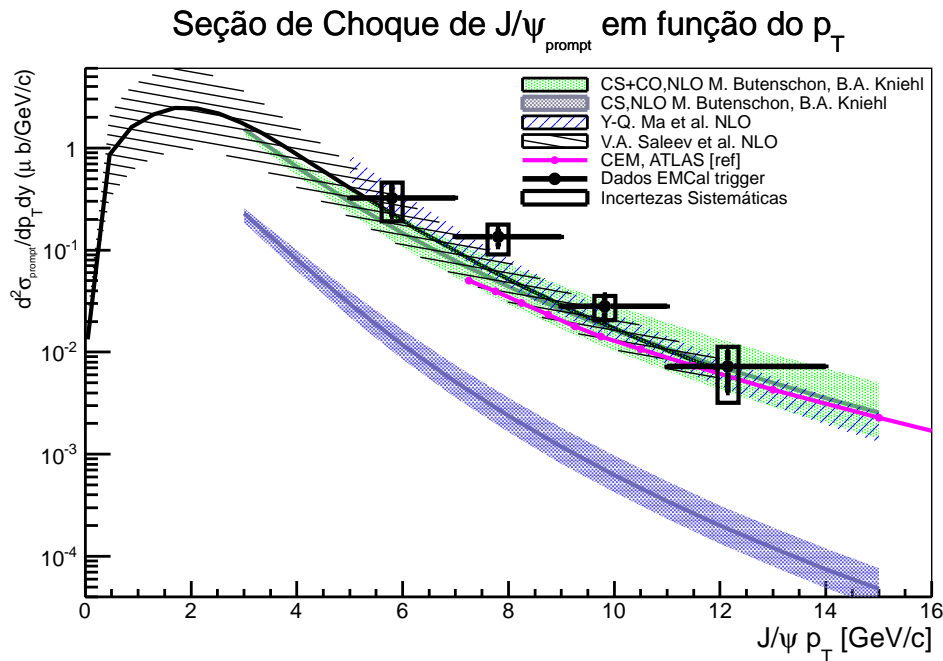


Figura 7.2: Seção de choque final de J/ψ P_T em colisões próton-próton comparada com os modelos teóricos da NRQCD: M. Butenshon, B.A. Kniehl [23], Y-Q. Ma et al. [24] e V.A. Saleev et al [25] e resultados para a CEM apontados em [7].

O experimento ALICE apresentou novos resultados de R_{AA} na última edição da conferência Quark Matter (Washington DC 2012) [58]. A figura 7.3(a) mostra a dependência do R_{AA} , para p_T integrado, obtido pelos detectores centrais $|y| < 0,9$ e pela câmara de múons (pontos vermelho, dois intervalos de rapidez diferentes), em função da centralidade da colisão. O padrão de supressão parece repetir o comportamento visto com o experimento PHENIX, ou seja, existe mais supressão nas regiões com rapidez maior. A figura 7.3(b) mostra a dependência do R_{AA} para a região integrada em y da câmara de múons. Esse resultado é muito importante, porque mostra que a supressão de J/ψ pode aumentar com o p_T do J/ψ , o que corrobora com modelos de aumento de produção por regeneração, visto que é proposto que a probabilidade de

regeneração é bem maior para p_T próximo de zero [6]. A figura 7.3(c) mostra a comparação dos resultados obtidos com o experimento ALICE (câmara de múons) com modelos teóricos que se valem de mecanismos de recombinação, modelos de transporte e hadronização estatística [6].

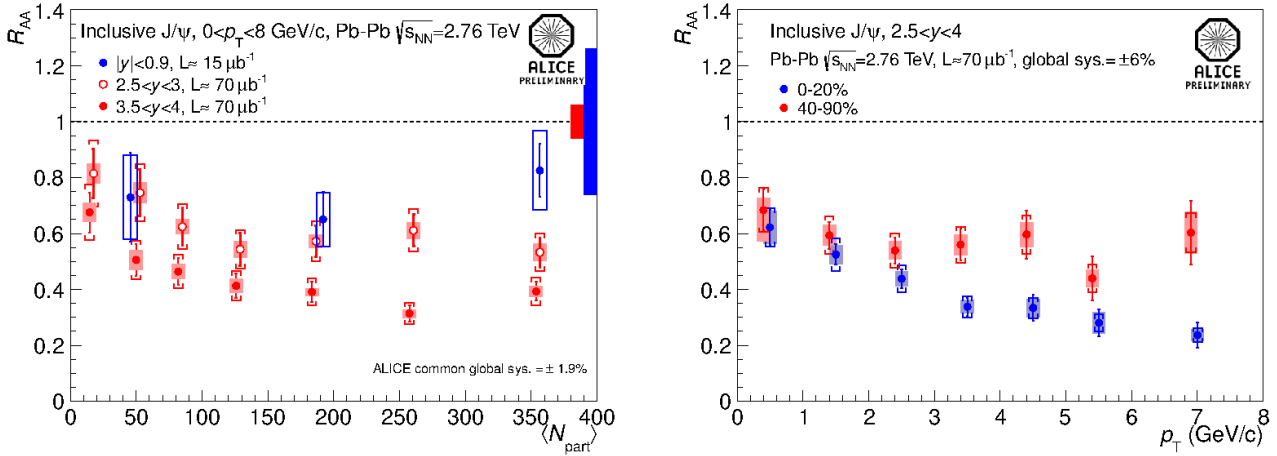
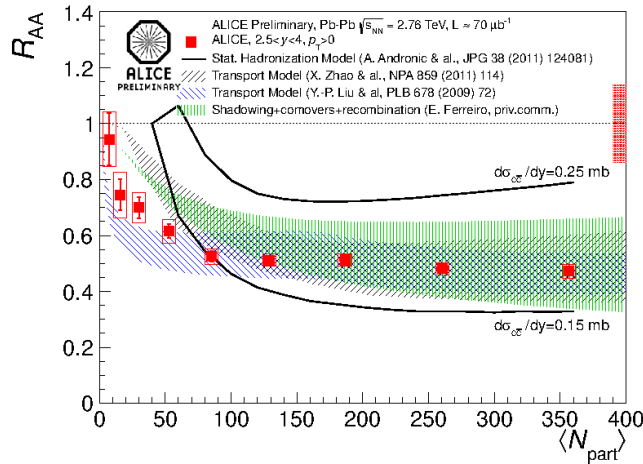
(a) $R_{AA} \times \langle N_{part} \rangle$ para 3 intervalos de y (b) $R_{AA} \times p_T$ para duas centralidades diferentes ($2,5 < y < 4$).(c) $R_{AA} \times \langle N_{part} \rangle$ ($2,5 < y < 4$), comparado com modelos teóricos.

Figura 7.3: Medidas de R_{AA} obtidos com o experimento ALICE em regiões de rapidez diferentes.

No tocante à análise de J/ψ em eventos Pb-Pb, a estratégia utilizada durante a tomada de dados foi um *trigger* que dependia da centralidade, variando de ≈ 5 GeV/c (eventos mais periféricos) até ≈ 10 GeV/c em eventos mais centrais.

O resultado aponta que a região com centralidade entre 20–60 % é promissora para uma análise de R_{AA} para $p_T > 6$ GeV/c, visto que se obteve um espectro com um sinal bem significativo, com uma relação S/S+B superior a 30%. A razão disso pode estar relacionada com o

fato de o limiar de *trigger* não estar tão distante do que se trabalhou em colisões próton-próton, além de o sistema de *trigger* do EMCal ter favorecido a seleção de eventos nessa região, como avaliado no estudo do desempenho do sistema de *trigger* (seção 6.5.2). No entanto, os eventos bem periféricos (centralidade > 60 %) não trouxeram uma contribuição significativa, assim como ocorreu com os eventos mais centrais (centralidade < 20 %). A principal razão para tal resultado deve estar relacionada com o alto limiar de *trigger* do EMCal, o qual, por questões de cinemática, exclui uma grande quantidade de possíveis candidatos a J/ψ . Esse resultado é bastante importante porque abre a possibilidade de se estudar o R_{AA} em diferentes intervalos de p_T em rapidez mais central ($|y| < 0,9$). Diante disso, seria possível confrontar esse resultados com os resultados obtidos com a câmara de múons, os quais apontaram um fator de supressão maior para momentos maiores, o que é uma possível evidência de que o efeito de regeneração está presente na evolução da colisão, visto que eles apontam um incremento na produção de J/ψ térmicos.

Finalmente, conclui-se que a combinação das medidas obtidas com o sistema de *trigger* do EMCal tanto em colisões próton-próton, quanto em colisões Pb-Pb são muito importantes para o experimento ALICE, porque possibilitam a expansão do estudo de J/ψ para valores de p_T maiores do que tinham sido estudados anteriormente em rapidez central. A seção de choque obtida em próton-próton, para 4 intervalos diferentes de p_T , variando de 5 a 14 GeV/c, é compatível tanto com os modelos teóricos propostos, quanto com outros experimentos. Desta forma, já se tem um dos ingredientes necessários para o cálculo do fator de modificação nuclear, R_{AA} (expressão 2.28), ou seja, já se tem uma seção de choque confiável para se utilizar como referência na comparação com a produção de Pb-Pb. Os estudos realizados referentes à produção de J/ψ em colisões Pb-Pb apontam que é viável a medida de J/ψ para $p_T > 6$ GeV/c em centralidade de 20 a 60%. Os estudos relacionados ao sistema de *trigger* mostram que a correção dos efeitos do sistema de *trigger* é possível, visto que foi possível compreender a dependência entre os eventos selecionados e a multiplicidade dos eventos.

Pode-se afirmar que em ambos os tipos de colisão, próton-próton e Pb-Pb, o sistema de *trigger* do EMCal trouxe uma boa seleção de eventos para a análise de *heavy-quarkonium* mesmo não sendo um *trigger* totalmente dedicado às análises de elétrons. No que diz respeito às análises de di-elétrons em geral, pode ser interessante estudar outras partículas em diferentes regiões de massa invariante. Por exemplo, o Υ , estado de *bottomonium*, cuja massa corresponde a $9,46030 \pm 0,00026$ GeV/c² [28], é um ótimo candidato a ser estudado, visto que

seu decaimento também gera elétrons com alto momento, que são bem aceitos pelo sistema de *trigger*, mas possuem uma probabilidade muito pequena de ocorrer em eventos de MB. As análises que envolvem elétrons provenientes de decaimento de mésons abertos de *b* e *c* também têm tomado proveito desse sistema de *trigger*, expandindo as análises para momentos mais altos. Em colisões Pb-Pb, apesar de o limiar de energia imposto trazer dificuldades para a análise de J/ψ em colisões bem centrais, o sistema de *trigger* tem sido útil para análises de elétrons de decaimento semileptônicos, expandindo os valores de momento de elétrons medidos para além de 10 GeV/c.

Um fator que poderia melhorar a seleção de eventos é a utilização de um sistema de *trigger* dedicado a elétrons, como pode ser obtido com o HLT e que foi desenvolvido ao longo desse trabalho (seção 3.5.2). Valendo-se desse *trigger* do EMCal, o qual utiliza a informação de E/p de partículas carregadas, combinando a informação do TPC (momento) e EMCal (energia), é possível se obter um fator extra de rejeição de eventos, selecionando os eventos que realmente possuem elétrons. Desta maneira, obtendo-se o mesmo número de eventos, pode-se conseguir muito mais estatística para os processos de interesse. Isso expandiria a estatística da física obtido no ALICE em toda a faixa de p_T , porque seria possível diminuir o limiar do sistema de *trigger*, aumentando a eficiência de obtenção de elétrons com momento mais baixo com relação ao sistema de *trigger* L0. A possibilidade de diminuição do limiar do sistema de *trigger* seria muito importante também em Pb-Pb, já que, em eventos mais centrais, não foi medido um significativo número de estados de *heavy-quarkonium*, decorrente possivelmente do alto limiar de energia utilizado (E em torno de 10 GeV).

Dentre as análises que poderiam ser obtidas ou aprimoradas, é possível destacar:

- Expansão da estatística na medida de J/ψ em um grande intervalo de momento, o que sem dúvida diminuiria as incertezas estatísticas no cálculo do R_{AA} ;
- Medida de estados de *bottomonium*, que ainda não foram medidos em rapidez central no ALICE;
- Medidas de outros estados de *charmonium*, tal como ψ' , que possui uma seção de choque cerca de 10 vezes menor do que o J/ψ ;
- Aprimoramento de análises envolvendo decaimento de hádrons pelo canal semileptônico;
- Além de possíveis correlações, tais como elétron-hádron, elétron-jatos e v_2 (fluxo elíptico [1]), seriam beneficiadas com esse sistema de *trigger* dedicado a elétron;

Finalmente, é possível afirmar que os objetivos propostos para este trabalho foram concluídos com êxito. Iniciando-se pela proposta de utilização do sistema de *trigger* de L0 do EMCal para a reconstrução de J/ψ , fato que levou à possibilidade de estudos referentes ao funcionamento e eficiência do sistema de *trigger*, além da possibilidade de implementar um novo sistema de *trigger* do EMCal, o HLT, em especial pelo sistema de *trigger* dedicado a elétrons. Consequentemente, após a validação do correto funcionamento do sistema de *trigger* L0 em 2010 (seção 3.5.1), a tomada de dados do ano seguinte, já com o EMCal praticamente completo, valeu-se desse importante sistema de *trigger* em colisões próton-próton e, como consequência do sucesso obtido nessas colisões, ele foi utilizado, já com um algoritmo de L1, em colisões Pb-Pb. A análise dos eventos de colisões Pb-Pb também mostraram que a utilização do *trigger* do EMCal em análise de J/ψ é viável em colisões Pb-Pb em centralidade em torno de 20 a 60%.

Referências Bibliográficas

- [1] ALICE Collaboration, F Carminati, P Foka, P Giubellino, A Morsch, G Paic, J-P Revol, K Safarik, Y Schutz, and U A Wiedemann. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 30(11):1517, 2004. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/30/i=11/a=001>.
- [2] A. Pich. QUANTUM CHROMODYNAMICS. *arXiv:hep-ph/9505231v1*, 1995.
- [3] ALICE Collaboration. Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Phys.Lett.*, B(B704):442–455, 2011.
- [4] Michelangelo L Mangano, Helmut Satz, and Urs Achim Wiedemann. *Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC: [report of the 4 working groups]*. CERN, Geneva, 2004. Report of the 4 working groups completed by Oct 2003, following 3 plenary meetings held from Oct 2001 - Oct 2002 of the CERN Theory Workshop on Hard Probes in Heavy Ion Collisions at the LHC.
- [5] N. Brambilla et al. Heavy Quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *Eur.Phys.J.*, C(71):1534–2011, 2010.
- [6] A. Andronic, F. Beutler, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Statistical hadronization of heavy flavor quarks in elementary collisions: Successes and failures. *Physics Letters B*, 678(4):350 – 354, 2009. ISSN 0370-2693. doi: 10.1016/j.physletb.2009.06.051. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309007540>.
- [7] G. Aad et al. Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt production in proton-proton collisions at 7 TeV. *Nuclear Physics B*, 850(3):387 – 444, 2011. ISSN 0550-3213. doi: 10.1016/j.nuclphysb.2011.05.015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321311002938>.
- [8] Betty et al. Abelev. Measurement of prompt J/ψ and beauty hadron production cross sections at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Journal of High Energy Physics*,

2012:1–31, 2012. doi: 10.1007/JHEP11(2012)065. URL <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11%282012%29065>.

- [9] P. Aurenche et al. *Eur. Phys. J.*, C9:107, 1999.
- [10] ALICE Eletromagnetic Calorimeter Technical Proposal. EMCal Technical Design Report. *CERN/LHCC*, 96-32-Add3, 2006.
- [11] J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, J. Leong, T. McCorrison, T. G. Rhoades, M. Rohde, Samuel C. C. Ting, Sau Lan Wu, and Y. Y. Lee. Experimental Observation of a Heavy Particle *J. Phys. Rev. Lett.*, 33:1404–1406, Dec 1974. doi: 10.1103/PhysRevLett.33.1404. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404>.
- [12] J. E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. T. Dakin, G. J. Feldman, G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie, R. R. Larsen, V. Lüth, H. L. Lynch, D. Lyon, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl, B. Richter, P. Rapidis, R. F. Schwitters, W. M. Tanenbaum, F. Vannucci, G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek, J. A. Kadyk, B. Lulu, F. Pierre, G. H. Trilling, J. S. Whitaker, J. Wiss, and J. E. Zipse. Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1406–1408, Dec 1974. doi: 10.1103/PhysRevLett.33.1406. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406>.
- [13] L. Kluberg and H. Satz. Color Deconfinement and Charmonium Production. *Arxiv*, 1(1), 2009.
- [14] J.P. Lansberg. Quarkonium Production at High-Energy Hadron Colliders. *arXiv:hep-ph/0507175v1*, 2005.
- [15] N. Brambilla M. Kramer R. Mussa and A. Vairo. HEAVY QUARKONIUM PHYSICS. *arXiv:hep-ph/0412158v2*, 2005.
- [16] H. Satz. Quarkonium Binding and Dissociation: The Spectral Analysis of the QGP. *I*, 1(1), 2006.
- [17] Sinya AOKI. Lattice QCD and Nuclear Physics. *arXiv:1008.4427v1 [hep-lat]*, 2010.
- [18] H.Satz S.Sarkar and B.Sinha. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*. Springer, 2009.
- [19] David Jeffrey Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, 1987.
- [20] Geoffrey T. Bodwin. Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium. *arXiv:hep-ph/9407339v2*, 1997.

- [21] M. Kramer. Quarkonium Production at High-Energy Colliders. *arXiv:hep-ph/0106120v1*, 2001.
- [22] S. et al. Chatrchyan. J/ψ and $\psi(2S)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2012:1–46, 2012. doi: 10.1007/JHEP02(2012)011. URL <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02%282012%29011>.
- [23] Mathias Butenschön and Bernd A. Kniehl. Reconciling J/ψ Production at HERA, RHIC, Tevatron, and LHC with Nonrelativistic QCD Factorization at Next-to-Leading Order. *Phys. Rev. Lett.*, 106:022003, Jan 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.106.022003. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.022003>.
- [24] Yan-Qing Ma, Kai Wang, and Kuang-Ta Chao. *Phys. Rev. Lett.*, 106:042002, Jan 2011. doi: 10.1103/PhysRevLett.106.042002. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.042002>.
- [25] V. A. Saleev, M. A. Nefedov, and A. V. Shipilova. Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From the Tevatron to the LHC. *Phys. Rev. D*, 85:074013, Apr 2012. doi: 10.1103/PhysRevD.85.074013. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [26] H. Satz. COLOUR DECONFINEMENT IN NUCLEAR COLLISIONS. *arXiv:hep-ph/0007069v1*, 1(1):1, 2000.
- [27] M. Asakawa and T. Hatsuda. Title. *Nucl. Phys. A*, 610(470c), 1996.
- [28] K. Nakamura et al. Particle Data Group. *J. Phys. G* 37, 075021, 2010.
- [29] J. I. Friedman, H. W. Kendall and Taylor. Deep Inelastic Scattering: Experimental. Technical report, Department of Energy - EUA, Junho 1971.
- [30] M.L. Miller et al. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 57:205–243, 2007.
- [31] Alessandro B et al (NA50 Collaboration). . *Eur. Phys. J. C*, 39(335SPS), 2005.
- [32] ALICE Collaboration, B Alessandro, F Antinori, J A Belikov, C Blume, A Dainese, P Foka, P Giubellino, B Hippolyte, C Kuhn, G Martínez, M Monteno, A Morsch, T K Nayak, J Nystrand, M López Noriega, G Paic, J Pluta, L Ramello, J-P Revol, K Safarik, J Schukraft, Y Schutz, E Scapparini, R Snellings, O Villalobos Baillie, and E Vercellin. ALICE: Physics Performance Report, Volume II]. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(10):1295, 2006. URL <http://stacks.iop.org/0954-3899/32/i=10/a=001>.

- [33] *A Physics Experiment at RHIC*. <http://www.phenix.bnl.gov/>, May 2013.
- [34] J. Adams et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search of the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assesmente of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl. Physics, A(752):102–183*, 2005.
- [35] H. Hahn and et al. The RHIC design overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:245–263, 2003.
- [36] *The HERA-B Experiment*. <http://www-hera-b.desy.de/>, May 2013.
- [37] *DESY Research Center*. <http://www.desy.de>, May 2013.
- [38] R. Bellwied et al for the ALICE EMCAL Collaboration. ALICE EMCAL Physics Performance Report. *arXiv:1008.0413v1 [physics.ins-det]*, 2010.
- [39] O. Bourrion et al. Level-1 jet trigger hardware for the ALICE electromagnetic calorimeter at LHC. *arXiv:1010.2670v2 [physics.ins-det]*, 2010.
- [40] Billoir P. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 225(352), 1984.
- [41] Brian Lasiuk, Thomas Ullrich. Star C++ Class Library - User Guide and Reference Manual. Manual de referência, STAR Collaboration, Maio 2001.
- [42] K. Aamodt. Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collision at LHC at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC. *Physics Letters B*, 693(2):53 – 68, 2010. ISSN 0370-2693. doi: 10.1016/j.physletb.2010.08.026. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310009731>.
- [43] F Ronchetti, F Blanco, M Figueredo, A G Knospe, and L Xaplanteris. The alice electromagnetic calorimeter high level triggers. *Journal of Physics: Conference Series*, 396(1):012045, 2012. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/396/i=1/a=012045>.
- [44] The ALICE Colaboration. Determination of pb-pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tevwith alice. <http://arxiv.org/abs/1301.4361>, 2012.
- [45] ALICE Collaboration. . <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter1/firstHI.html>, December 2010.
- [46] Figueredo M. Hlt electron trigger. In *ALICE HLT Physics Meeting 2012*. Presented in the workshop ALICE HLT Physics Meeting 2012 – Frascati Italy, February 2012, 2012.

- [47] The ALICE Collaboration. Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. <http://arxiv.org/abs/1011.3916>, 2010.
- [48] ALICE Collaboration. Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavour hadron decays in pp collisions $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Rev. D* 86, 86(112007), 2012.
- [49] C. Amsler et al. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667(1), 2008.
- [50] Tomasz Skwarnicki. A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon Resonances. *DESY-F31-86-02*, 11. DESY-F31-86-02.
- [51] T. Sjostrand S. Mrenna and P. Skands. Physics and manual. *hep-ph/0603175*, 2006.
- [52] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*. <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>, May 2013.
- [53] *ROOT ROOT / A Data Analysis Framework - Cern/ A Data Analysis Framework - Cern*. <http://root.cern.ch/drupal/>, May 2013.
- [54] *AliRoot Documentation*. <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>, May 2013.
- [55] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08002, 2008. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- [56] K Aamodt et al. First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: Measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ -GeV. *Eur.Phys.J.*, C65:111–125, 2010. doi: 10.1140/epjc/s10052-009-1227-4.
- [57] Michiel Hazewinkel. *Cholesky factorization, Encyclopedia of Mathematics*. Springer - ISBN 978-1-55608-010-4, 2001.
- [58] E. Scomparin. ALICE results on quarkonia. In *Quark Matter 2012*. Presented in the conference Quark Matter 2012 – Washington D.C., August 16 2012, 2012.

Glossário

ALICE — Experimento dedicado especialmente à física de íons pesados no LHC (do inglês *A Large Ion Collider Experiment*).

ATLAS — Experimento do LHC dedicado especialmente ao estudo do bóson de Higgs (do inglês *A Toroidal LHC Apparatus*).

CB — Função *Crystal Ball*, criada pela colaboração com o mesmo nome. Representa a distribuição do sinal de massa invariante de J/ψ quando reconstruído pelo canal semilepônico.

Centralidade — Medida de quão central é uma colisão entre íons pesados relativísticos.

CDF — Experimento no FERMILAB (do inglês *The Collider Detector at FERMILAB*).

CEM — Modelo de evaporação de cor (*Colour Evaporation Model*)

Charmonium — Mésons formados por um par $c\bar{c}$. O plural é *charmonia*.

Clusters do EMCal — Conjunto de torres do EMCal excitados por uma partícula.

CMS — Experimento do LHC dedicado especialmente ao estudo do bóson de Higgs.(do inglês *Compact Muon Solenoid*).

Colisões A-A — Colisões entre íons pesados (A) relativísticos.

CSM — Modelo de singleto de cor (*Colour Single Model*)

DESY — Centro de pesquisa alemão (do alemão *Deutsches Elektronen-Synchrotron*).

EM — Eventos misturados (técnica de subtração de fundo de massa invariante do J/ψ)

EMCal — Detector: calorímetro eletromagnético (*Electromagnetic Calorimeter* do inglês).

FEE — *Front End Electronics*, eletrônica responsável pela leitura do sinal das torres do EM-Cal.

FERMILAB — *Fermi National Accelerator Laboratory*, laboratório localizado no estado estadunidense de Illinois.

HERA — Acelerador de partículas no experimento DESY em Hamburgo (do alemão *Hadron Elektron Ring Anlage*).

HLT — Nível de *Trigger* mais alto do ALICE (*High Level Trigger*).

ITS — Detector de silício Nível de *Trigger* mais alto do ALICE (*High Level Trigger*).

J/ψ — Um méson formado por $c\bar{c}$, um dos estados do *charmonium*.

LHC — Acelerador de partículas do CERN (do inglês *Large Hadron Collider*).

LHCb — Experimento dedicado à análise de *beauty* (quarks b) no LHC (do inglês *Large Hadron Collider beauty Experiment*).

L_{int} — Luminosidade integrada (veja definição no apêndice A.2.3).

MB — *Minimum Bias*, eventos adquiridos com a mínima tendência possível. Os dados oriundos de colisões são salvos de modo aleatório.

MC — Monte Carlo, simulações.

Méson — Um estado ligado formado por um quark e um antiquark.

Momento transversal (p_T) — momento transversal à direção do feixe (denotada por z) em colisores.

MS — Partículas de mesmo sinal (técnica de subtração de fundo de massa invariante do J/ψ).

NRQCD — QCD não-relativística (*Non-relativistic QCD*).

Off-line — Termo utilizado neste trabalho para designar a informação utilizada dos dados após a reconstrução final, ou seja, após o evento ser gravado em disco.

On-line — Termo utilizado neste trabalho para designar a informação utilizada dos dados durante a tomada de dados, ou seja, antes do evento ser gravado em disco.

PHENIX — Experimento do RHIC (*A Physics Experiment at RHIC*).

PID — Terminologia utilizada para a identificação de partículas (do inglês *Particle Identification*).

R_{AA} (**Fator de modificação nuclear**) — Variável que combina a seção de choque em colisões próton-próton com colisões A-A, com o intuito de se estimar um fator de supressão de partículas ou jatos em colisões A-A.

RCU — *Readout Control Unit*, unidade de controle de leitura, responsável pela leitura das FEE's e TRU's do EMCal.

RHIC — Acelerador dedicado à física de íons pesados relativísticos localizado em Brookhaven (*Relativistic Heavy Ion Collider*).

- RT** — Rotação de trajetórias (técnica de subtração de fundo de massa invariante do J/ψ).
- SM** — Super módulo do calorímetro eletromagnético.
- SPD** — As duas primeiras camadas – *pixels* – do detector ITS (do inglês *Silicon Pixel Detector*).
- SPS** — Experimento localizado no CERN (*Super Proton Synchrotron*) da década de 80.
- STAR** — Experimento do RHIC (*Solenoidal Tracker at RHIC*).
- TPC** — *Time Projection Chamber*, principal detector de trajetórias do experimento ALICE.
- Trigger** — Sistema de gatilho de eventos em colisores. Corresponde ao sistema de seleção de um evento de interesse.
- TRU** — *Trigger Region Unit*, módulo da eletrônica de leitura do sistema de *trigger* do EM-Cal.
- Variável η** — rapidez (apêndice A.2.1).
- Variável y** — pseudorapidez (apêndice A.2.1).
- Variável s** — Energia no centro de massa dos feixes dos colisores (apêndice A.2.2).

Apêndice A

Apêndice

A.1 Run 134908 - LHC period LHC10f

Colisões próton-próton, sendo que a energia do feixe correspondia a 3500 GeV e a taxa de colisão correspondia a $\approx 50kHz$ (em torno de 10 vezes maior do que nos períodos anteriores). Esse período de tomada de dados, em especial, foi destinado a testes em alguns detectores mais rápidos, tais como o EMCal. Consequentemente, os dados oriundos desse período foram muito importantes para o estudo do desempenho do sistema de *trigger* do EMCal.

A.2 Algumas definições importantes

No intuito de facilitar a leitura dos capítulos e seções subsequentes, é conveniente introduzir alguns termos e variáveis, que são comuns na área de física nuclear de altas energias.

A.2.1 Pseudo-rapidez (η) e Rapidez (y)

A rapidez é definida como [18]:

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

Sendo que E corresponde à energia da partícula e p_z é o momento longitudinal da partícula (no caso dos colisores de partículas, z é a direção do feixe).

A pseudorapidez é definida como [18]:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \quad (\text{A.2})$$

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.3})$$

Sendo que $|p|$ corresponde ao módulo do momento da partícula. Das relações acima, pode-se chegar à relação entre y e η :

$$dy = \frac{|p|}{E} d\eta \quad (\text{A.4})$$

A.2.2 Energia do Centro de massa

Definem-se a energia no centro de massa por núcleon como $\sqrt{s_{NN}}$; no caso de colisões próton-próton, explicita-se \sqrt{s} . No caso dos trabalhos apresentados aqui, foram utilizados:

- $\sqrt{s} = 7$ TeV em colisões próton-próton, o que corresponde a dois feixes com energia igual a 3,5 TeV;
- $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV para o caso de colisões Pb-Pb

A.2.3 Luminosidade Integrada

A luminosidade \mathcal{L} relacionada a razão R de eventos de um determinado processo com a sua seção de choque σ :

$$R = \mathcal{L}\sigma \quad (\text{A.5})$$

Ela pode ser totalmente definida em termos das características dos feixes no ponto de interação.

$$\mathcal{L} = f N_b \frac{N^2}{2\pi(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} F \quad (\text{A.6})$$

Sendo que f é a frequência de revolução, N_b é o número de ramos (*bunches* em inglês) do feixe, N o número de partículas por *bunch* e $\sigma_{1,2}$ o tamanho transversal dos dois feixes. F é um fator de redução em virtude do tamanho finito do ângulo de cruzamento dos feixes [1].

De um modo alternativo, a luminosidade pode ser determinada como:

$$\mathcal{L} = \frac{R}{Acc \cdot \sigma_{inel}} \quad (\text{A.7})$$

Sendo que R é a taxa de colisões inelásticas e σ_{inel} é a taxa de processos inelásticos. Acc (*Acceptance* em inglês) é a cobertura angular do detector utilizado para a medição dos processos inelásticos.

\mathcal{L}_{int} é a luminosidade integrada no tempo. No caso de colisões no ALICE, por exemplo, é possível obter a \mathcal{L}_{int} por meio da seção de choque de eventos MB e do número de eventos MB, ou seja:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{N_{MB}}{\sigma_{MB}} \quad (\text{A.8})$$

No caso de eventos selecionados pelo sistema de *trigger*, a \mathcal{L}_{int} leva em conta o fator de rejeição do sistema de *trigger* ($R^{trigger}$), de modo que o resultado final de \mathcal{L}_{int} torna-se:

$$\mathcal{L}_{int}^{trigger} = R^{trigger} \frac{N_{MB}}{\sigma_{MB}} \quad (\text{A.9})$$

A.3 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para as colisões próton-próton

Seguem as distribuições de $N\sigma_{ele}^{TPC}$ do dE/dx do TPC para os dados oriundo de colisões próton-próton a 7 TeV.

A.3.1 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para trajetórias com $(-2.5 < n\sigma_{ele}^{EMCal} < 3.5)$

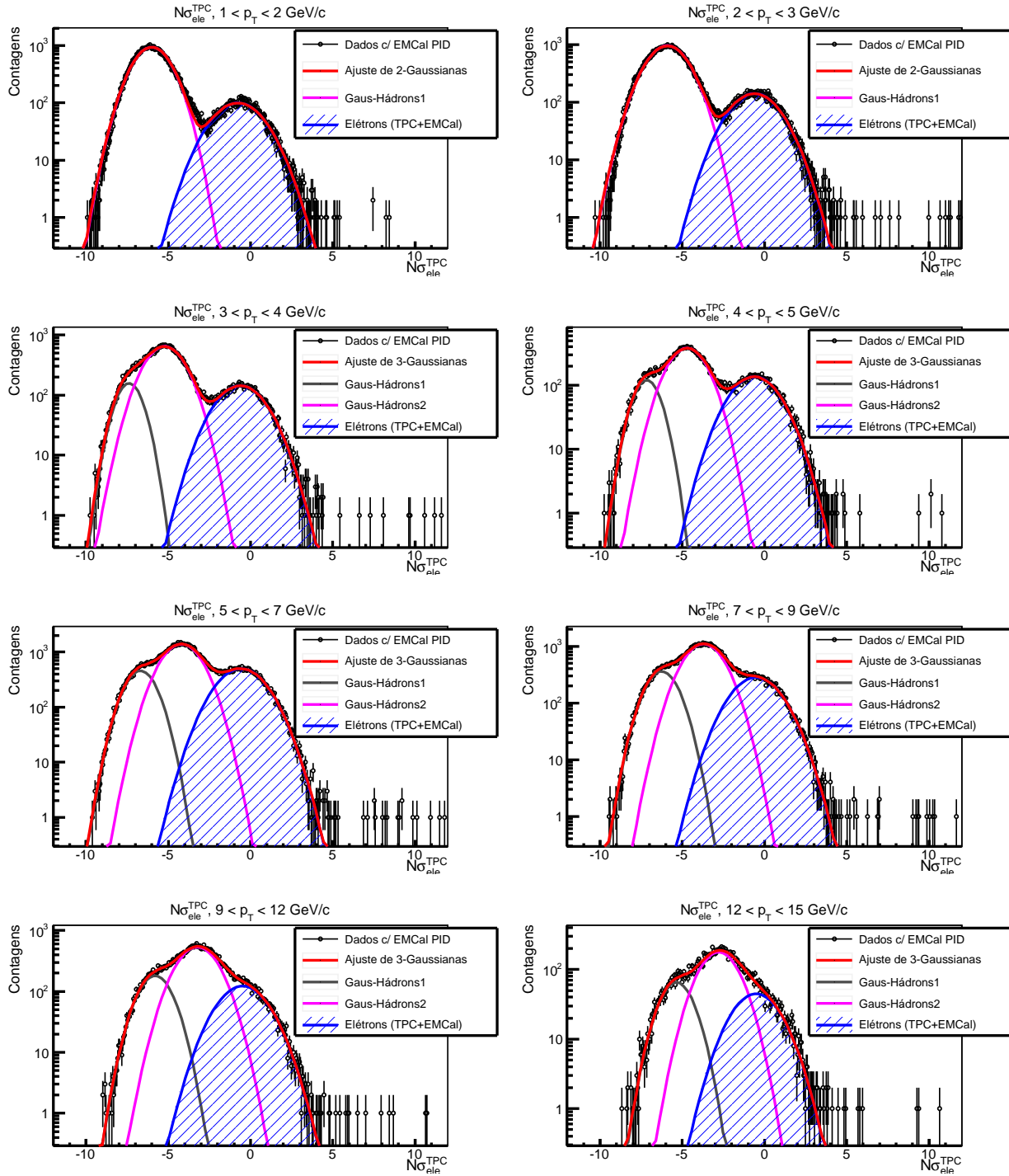


Figura A.1: $n\sigma$ do dE/dx do TPC para diferentes regiões de p_T da trajetória, após o corte de elétrons no EMCal ($-2.5 < n\sigma_{ele}^{EMCal} < 3.5$). A linha azul hachurada representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons.

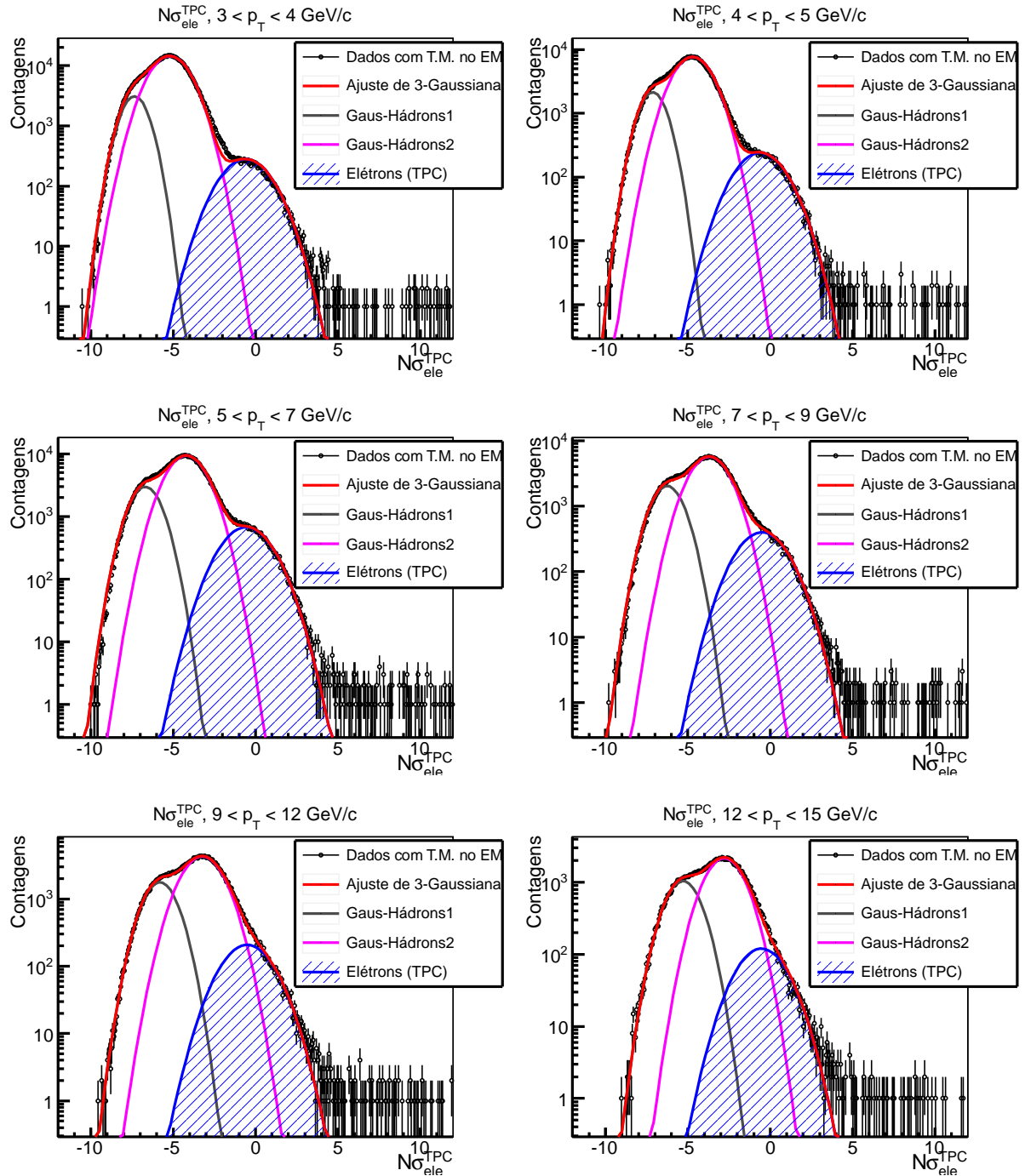
A.3.2 $N\sigma_{ele}^{TPC}$ para trajetórias com combinação com *clusters* do EMCal

Figura A.2: $n\sigma$ do dE/dx do TPC para diferentes regiões de p_T da trajetória com track-matching. A linha azul hachurada representa o ajuste Gaussiano na banda de elétrons.