

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física “Gleb Wataghin”
Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia

David Dobrigkeit Chinellato

Estudo de Estranheza em Colisões próton-próton no LHC

Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física
“Gleb Wataghin” para obtenção do título de Doutor em
Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Jun Takahashi

*Este exemplar corresponde à versão final da tese
de doutorado apresentada pelo aluno David Dobrigkeit
Chinellato e aprovada pela comissão julgadora.*

23 de Março de 2012
J. Takahashi



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR
VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW
UNICAMP**

C441e Chinellato, David Dobrigkeit, 1983-
 Estudo de estranheza em colisões próton-próton no LHC
 / David Dobrigkeit Chinellato.-- Campinas, SP : [s.n.], 2012.

Orientador: Jun Takahashi.
Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física “Gleb Wataghin”.

1. Grande colisor de hádrons. 2. Produção de partículas.
3. Produção de estranheza. 4. Experimento ALICE.
5. Plasma de quarks e glúons. I. Takahashi, Jun, 1971-
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física
“Gleb Wataghin”. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Study of strangeness in proton-proton at the LHC

Palavras-chave em inglês:

Large hadron collider

Particle production

Strangeness production

ALICE experiment

Quark-Gluon plasma

Titulação: Doutor em Ciências

Banca Examinadora:

Jun Takahashi [Orientador]

João Carlos Costa dos Anjos

Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman

Marcio José Menon

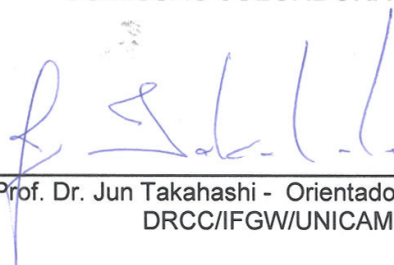
Pedro Cunha de Holanda

Data da Defesa: 31-01-2012

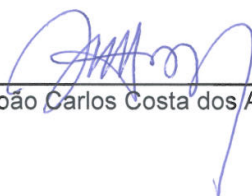
Programa de Pós-Graduação em: Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **DAVID DOBRIGKEIT CHINELLATO – R.A. 008464** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 31 / 01 / 2012.

COMISSÃO JULGADORA:



Prof. Dr. Jun Takahashi - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos – CBPF



Prof. Dr. Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman – CBPF



Prof. Dr. Marcio José Menon – DRCC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda – DRCC/IFGW/UNICAMP

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Jun Takahashi, pela orientação, incentivo e discussões que tornaram este trabalho possível.

Agradeço a todos os membros da colaboração ALICE, e em particular para o meu colega Antonin Maire e aos Profs. Michele Floris, Boris Hippolyte, Jurgen Schukraft, Karel Šafařík e Helmut Oeschler, pela oportunidade, apoio e discussões. Agradeço também a todos os outros pesquisadores com os quais interagi no CERN, com os quais pude aprender muito sobre física, técnicas de análise de dados e a operação de um experimento como o ALICE.

Agradeço aos meus colegas Alysson F. Morais, Ajay K. Dash, Bárbara Smilgys, Bernardo M. Tavares, Geraldo M.S. Vasconcelos, Mauro R. Cosentino, Rafael D. de Souza, Thiago V. Acconcia e Yugo M. Kuno pelas críticas, sugestões e apoio durante todo o período de realização deste trabalho. Agradeço também aos demais colegas de pós-graduação pelas discussões.

Agradeço aos meus pais, Carola Dobrigkeit Chinellato e José Augusto Chinellato e ao meu irmão Daniel D. Chinellato por todo o apoio dado ao longo dos anos de doutorado.

Agradeço à Rafaella Camargo Marques pelo apoio, por todas as conversas e principalmente pela paciência durante a realização do trabalho do doutorado.

Agradeço à FAPESP pelo apoio financeiro.

Resumo

Neste trabalho, estudamos a produção de hádrons estranhos em colisões próton-próton (pp) a energias de $\sqrt{s} = 7$ TeV medidas pelo experimento ALICE no acelerador LHC. São apresentadas medidas inéditas das taxas de produção em rapidez central do méson K_S^0 e também dos bárions Λ , Ξ^- e Ω^- e suas antipartículas correspondentes. As taxas totais de produção excedem significativamente as previsões de modelos que utilizam a Cromodinâmica Quântica Perturbativa (pQCD). Em particular, comparamos as medidas com previsões do simulador de eventos PYTHIA, onde é observado que as previsões concordam com as medidas apenas para momentos transversais (p_t) acima de $6 - 7$ GeV/c. Este resultado indica que os processos de primeira ordem não-nula implementados no PYTHIA estão bem ajustados, mas a implementação de um cálculo que descreva os dados em baixo p_t ainda é um problema em aberto. Os resultados aqui apresentados devem contribuir para melhorar o entendimento dos mecanismos de produção de partículas na região de baixo p_t .

Colisões pp são também utilizadas como referência para colisões nucleares de diferentes multiplicidades no estudo da formação do *Quark-Gluon Plasma* (QGP). Em particular, o aumento da produção de estranheza é considerado um importante observável do QGP. Neste contexto, estudamos a dependência da produção de partículas estranhas com a multiplicidade de partículas carregadas e comprovamos que não há indício de aumento da produção relativa de estranheza em eventos pp. Isto é um importante resultado, pois complementa os estudos que consideram a possibilidade de formação de QGP em colisões pp.

Abstract

In this work, we study the production of strange hadrons in proton-proton (pp) collisions at energies of $\sqrt{s} = 7$ TeV measured by the ALICE experiment at the LHC. We present the first measurements of particle yields at central rapidities for the K_S^0 meson as well as for the Λ , Ξ^- and Ω^- baryon and their antiparticles. Total particle production rates exceed predictions by models that use Perturbative Quantum Chromodynamics (pQCD). In particular, we compare our measurements to predictions by the PYTHIA event generator and find that predictions agree with data only at transverse momenta (p_t) higher than $6 - 7$ GeV/c. This result indicates that the leading order processes implemented in PYTHIA are well adjusted, but the implementation of a calculation that describes the data at low p_t is still an open issue. The results presented here should contribute to improve our understanding of particle production mechanisms at low p_t .

Proton-proton collisions are also used as a reference for nuclear collisions of different multiplicities in the study of *Quark-Gluon Plasma* (QGP) formation. The increase of strangeness production is considered an important observable of the QGP. In this context, we study the dependence of strange particle production with charged particle multiplicity and find that there is no indication of an increase strangeness production rate in pp collisions. This is an important result that contributes to the studies that consider the possibility of QGP formation in pp collisions.

Sumário

Lista de Figuras	xiv
-------------------------	------------

Lista de Tabelas	xxii
-------------------------	-------------

1 A Física do Modelo Padrão	1
1.1 Introdução ao Modelo Padrão	2
1.1.1 A Lagrangiana do Modelo Padrão	4
1.1.2 Hádrons no Modelo Padrão	6
1.1.3 O confinamento de quarks e a liberdade assintótica	7
1.1.4 Desconfinamento de Quarks	8
1.2 O estudo do Plasma de Quarks e Glúons	10
1.3 Sinais de QGP em comparações entre colisões nucleares e pp	12
2 O Experimento ALICE	17
2.1 O acelerador de partículas LHC	17
2.2 Introdução às variáveis cinemáticas utilizadas	22
2.3 O Experimento ALICE	24
2.4 Detectores	28
2.4.1 Inner Tracking System (<i>ITS</i>)	28
2.4.2 Time Projection Chamber (<i>TPC</i>)	31
2.4.3 V0 Detector	34
2.5 Infra-Estrutura	37
2.5.1 Sistema de Trigger	37

2.6	Desenvolvimento de Monitoramento de Trigger	39
2.6.1	Motivação	40
2.6.2	A Interface SMAQ	41
2.7	Aquisição de Dados	42
3	Ferramentas de Análise de Dados	47
3.1	Seleção de Eventos	49
3.1.1	Normalização em relação a número de eventos inelásticos	51
3.2	Determinação de Trajetórias de Partículas do ALICE	53
3.2.1	Seleção por perda de energia no <i>TPC</i>	56
4	Análise de hádrons estranhos	59
4.1	A medida da estranheza	59
4.2	Introdução aos Hádrons estranhos	61
4.3	Critérios de Seleção de Candidatos	65
4.3.1	Seleção topológica dos candidatos	65
4.3.2	Seleção por perda de energia no <i>TPC</i>	70
4.3.3	Seleção por tempo de vida próprio ($c\tau$)	72
4.3.4	Rejeição de Candidatos com a mesma topologia	75
4.4	Determinação do Espectro de Momento Transversal	76
4.4.1	Extração de Sinal	77
4.4.2	Cálculo de eficiência	79
4.4.3	Correção GEANT/FLUKA	83
4.4.4	Correção de Feeddown para Λ e $\bar{\Lambda}$	86
4.4.5	Construção de Espectros: Resumo	90
5	Incertezas sistemáticas	91
5.1	Seleção topológica para decaimentos em V0 e cascata	91
5.2	Incerteza sistemática devido à seleção do número de pontos no <i>TPC</i>	95

5.3	Incerteza sistemática devido ao uso de identificação de partículas por perda de energia no <i>TPC</i>	96
5.4	Incerteza sistemática devido à extração de sinal	97
5.5	Incerteza sist. devido à quantidade de material dos detectores	97
5.6	Incerteza sistemática devido à seleção de eventos e normalização	100
5.7	Resumo das incertezas ponto-a-ponto	100
5.8	Incertezas sistemáticas em parâmetros de ajuste	101
5.9	Incertezas devido à extrapolação para baixo p_T	104
5.10	Combinação de Incertezas	108
6	Resultados	111
6.1	Espectros de momento transversal	111
6.2	Comparação com Previsões de Simulação	113
6.2.1	Introdução	113
6.2.2	Comparação dos Espectros com previsões do PYTHIA	118
6.3	Razão entre taxas de produção de Λ , $\bar{\Lambda}$, Ω^\pm e Ξ^\pm	120
6.4	Razão entre Bárions e Mésons: $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_S^0$	125
6.5	Comparação com outros experimentos e a outras energias	126
6.5.1	Extrapolação para 14 TeV	130
6.6	Estudos dependentes de multiplicidade do evento	132
6.6.1	Motivação	132
6.6.2	Espectros de momento transversal de acordo com a multiplicidade do evento	135
7	Conclusão	143
A	Informações adicionais: detectores do ALICE	149
A.1	Transition Radiation Detector (TRD)	149
A.2	Time Of Flight (TOF)	150
A.3	High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)	151
A.4	Photon Spectrometer (PHOS)	152

A.5 Forward Muon Spectromoneter (Tracking Chambers, Trigger)	153
A.6 Zero-Degree Calorimeter (ZDC)	154
A.7 Photon Multiplicity Detector (PMD)	155
A.8 Forward Multiplicity Detector (FMD)	156
A.9 T0 Detector	156
 B Participação na tomada de dados	 159
 C Distribuições de Massa Invariante	 161
 D Estudos de Incerteza Sistemática	 185
 E Estudos de PYTHIA em multiplicidade	 197
 Glossário	 201
 Referências Bibliográficas	 204

Lista de Figuras

1.1	Constante de acoplamento α_s como função do quadrado do momento transferido, Q^2 . Figura de [20].	8
1.2	Figura esquemática mostrando o aparecimento do plasma de quarks e glúons, ou <i>Quark-Gluon Plasma</i> , quando atingida uma densidade hadrônica correspondente a pelo menos 8 vezes a densidade nuclear típica. Figura adaptada de [24] e inspirada em [25].	9
1.3	Potencial efetivo entre dois quarks nos cenários confinado e desconfinado. Figura adaptada de [25] e inspirada em referência [21], página 108.	10
1.4	Diagrama de fase da QCD. Figura adaptada de [24] e inspirada em [25]. . . .	11
2.1	Seções de choque para colisões pp (escala da esquerda) e taxas de eventos associadas calculadas com uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (escala da direita). Figura de [1].	18
2.2	Luminosidades integradas para colisões pp (esquerda) e Pb-Pb (direita) para os anos de 2010 (figuras superiores) e 2011 (figuras inferiores). Figuras de [33].	20
2.3	Sistema de coordenadas e variáveis relevantes utilizadas para descrever eventos no ALICE.	22
2.4	O experimento <i>ALICE</i> . Figura de [1].	26
2.5	Distribuição dos vários detectores do <i>ALICE</i> em pseudorapidez, η	26
2.6	Ilustração da determinação de trajetórias em um evento próton-próton. Figura adaptada da referência [37], mostrando ITS (mais interno), TPC (em cinza), PHOS (em amarelo escuro) e HMPID (em azul escuro).	26
2.7	O conjunto de detectores do <i>ITS</i> . Figura de [1].	29
2.8	Câmara de Projeção Temporal (<i>TPC</i>). Figura extraída da referência [1]. . .	33
2.9	Resolução de determinação de momento transversal no <i>TPC</i> . Figura adaptada de [38].	34
2.10	Exemplo de perda de energia no <i>TPC</i> de acordo com o momento total da partícula. As curvas denotam funções de Bethe-Bloch que representam a perda de energia média esperada para cada tipo de partícula.	36
2.11	Exemplo de gráfico de verificação de alinhamento de sinais de trigger. Figura gerada com o aplicativo novo. Linhas verticais pontilhadas indicam posições esperadas de disparos na órbita do LHC.	40
2.12	Imagem da janela de interface SMAQ.	43
2.13	Imagem da interface gráfica para verificação de alinhamento.	44
2.14	O sistema de aquisição de dados do <i>ALICE</i> . Figura de [1].	46

3.1	Esquema de processamento de eventos simulados no <i>AliRoot</i>	49
3.2	Esquema ilustrativo de detecção de trajetória no <i>TPC</i>	54
3.3	Perda de energia ao atravessar o <i>TPC</i> de acordo com o momento total para trajetórias provenientes de candidatos a decaimento em <i>V0</i> para trajetórias com momento total de 300 ± 5 MeV/c.	58
4.1	Esquema ilustrativo de decaimento em <i>V0</i> e em cascata.	62
4.2	Exemplo de distribuições de massa invariante na região das massas de Ξ^\pm (a) e Ω^\pm (b).	64
4.3	Cortes topológicos utilizados para a combinação de trajetórias de partículas para a formação de candidatos a K_S^0 , Λ ou $\bar{\Lambda}$. DCA vem do inglês <i>Distance of Closest Approach</i> e denota distância de máxima aproximação entre trajetórias ou trajetória e um ponto (no caso, o vértice primário).	66
4.4	Cortes topológicos utilizados para a combinação de trajetórias de partículas em candidatos a decaimentos de Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- ou $\bar{\Omega}^+$. DCA vem do inglês <i>Distance of Closest Approach</i> e denota distância de máxima aproximação entre trajetórias ou trajetória e um ponto (no caso, o vértice primário).	67
4.5	Demonstração do efeito da seleção por perda de energia no TPC: (a) distribuição de massa invariante de Λ na região de baixo momento transversal, $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de trajetórias dos produtos do decaimento que tenham apresentado perda de energia conforme o esperado; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos que foram rejeitados pela seleção por perda de energia. Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.	71
4.6	Fração de Λ primários e secundários entrando na análise de Λ , computada fazendo uso de simulações. Nesta figura, $\text{Cos}(PA)$ denota o cosseno do ângulo de direção do <i>V0</i> , como indicado na figura 4.3.	73
4.7	Exemplo do efeito da seleção por tempo de vida próprio em dados reais e em simulação. (a) distribuição de massa invariante de Λ na região de baixo momento transversal, $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de candidatos para os quais $c\tau < 30$ cm; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos que foram rejeitados ($c\tau > 30$ cm). Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.	74
4.8	Exemplo do efeito da rejeição de K_S^0 na análise de Λ em dados reais e em simulação. (a) distribuição de massa invariante de Λ para $1.0 < p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de candidatos para os quais a massa na hipótese de massas dos filhos de K_S^0 está a menos de $10 \text{ MeV}/c^2$ da massa do K_S^0 ; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos rejeitados por este critério de seleção. Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.	76
4.9	Demonstração do processo de amostragem do fundo utilizado para extração de sinal para cada uma das partículas estudadas.	78

4.10	Exemplo de contagens de Λ e $\bar{\Lambda}$ de acordo com momento transversal.	80
4.11	Eficiência de detecção para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ em função de p_t . Figura apenas com erros estatísticos.	82
4.12	Correção GEANT/FLUKA para a eficiência de detecção de prótons (esquerda) e antiprótons (direita), ajustado com funções 4.16 e 4.17.	84
4.13	Relação entre $p_T(\Lambda)$ e $p_T(p)$ do próton proveniente do decaimento do Λ e ajustes lineares. Erros estatísticos estão graficados mas não são visíveis por serem muito pequenos.	85
4.14	Demonstração do efeito da correção GEANT/FLUKA na razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$	86
4.15	Matriz de eficiência de feeddown F_{ij} para $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0$	88
4.16	Matriz de eficiência de feeddown F_{ij} para $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$	88
4.17	Fração dos espectros não corrigidos de Λ e $\bar{\Lambda}$ que é removida de acordo com o procedimento de remoção de Λ decorrentes de decaimentos de Ξ	89
4.18	Passos na construção de um espectro, no caso do $\bar{\Lambda}$, como exemplo, partindo do espectro não corrigido por eficiência. Passos listados na legenda são inclusivos: o segundo estágio, após correção GEANT/FLUKA, inclui também a correção de eficiência, e assim por diante.	90
5.1	Distribuição de variáveis topológicas para Λ e $\bar{\Lambda}$. Também graficadas estão as distribuições de variáveis de dados simulados e com candidatos associados apenas a decaimentos de Λ e $\bar{\Lambda}$. Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela 5.1. Gráficos para candidatos sem seleção por perda de energia no TPC.	93
5.2	Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Lambda}$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela 5.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.	96
5.3	Variação da eficiência de detecção de Λ e $\bar{\Lambda}$ de acordo com variações da quantidade de material nos detectores.	99
5.4	Resumo das incertezas dependentes de p_t para K_S^0 . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.	101
5.5	Resumo das incertezas dependentes de p_t para Λ e $\bar{\Lambda}$. Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.	102
5.6	Resumo das incertezas dependentes de p_t para Ξ^\pm . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.	102
5.7	Resumo das incertezas dependentes de p_t para Ω^\pm . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.	103
5.8	Exemplo da averiguação do efeito da sistemática através do deslocamento do espectro corrigido de Λ para $+1\sigma$ e -1σ do erro sistemático e subsequente ajuste com parametrização de Tsallis.	104

5.9	Os espectros dos bárions estranhos e ajustes com exponencial em m_t comparados com ajustes de Tsallis. As linhas verticais separam as regiões nas quais temos medidas e as regiões nas quais é necessário efetuar extrapolação. . . .	107
6.1	Espectros de momento transversal para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ em colisões próton-próton a energias de 7 TeV, e as suas funções de ajuste de Tsallis. As barras de erro horizontais denotam a largura dos intervalos de momento considerados para cada ponto e as barras verticais correspondem a erros estatísticos e sistemáticos ponto-a-ponto somados em quadratura. . . .	112
6.2	Esquema ilustrativo de um evento do PYTHIA.	115
6.3	Razão entre dados e previsão do PYTHIA Perugia-0 para cada uma das 7 espécies de partículas estranhas estudadas neste trabalho.	119
6.4	Razão entre dados e previsão do PYTHIA Perugia-2011 para cada uma das 7 espécies de partículas estranhas estudadas neste trabalho.	119
6.5	Contribuição relativa para o espectro final de K_S^0 para faixas de momento transferido Q no processo base do evento próton-próton simulado pelo PYTHIA (figura superior) e considerando apenas limites inferiores de Q (figura inferior).121	
6.6	Razões $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ e $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$ de acordo com o momento transversal, graficadas com as razões entre as funções de ajuste de cada partícula.	123
6.7	Comparação da razão $\Xi^\pm / (\Lambda + \bar{\Lambda})$ medida pelo <i>ALICE</i> e previsões das duas versões do gerador de eventos PYTHIA.	124
6.8	Comparação da razão Ω^\pm / Ξ^\pm medida pelo <i>ALICE</i> e previsões das duas versões do gerador de eventos PYTHIA.	124
6.9	Razões $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ e $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$ de acordo com $m_t - m_0$.125	
6.10	Razão Bárion/Méson, $(\Lambda + \bar{\Lambda}) / K_S^0$, comparada com curvas simuladas do gerador de eventos PYTHIA.	126
6.11	Comparação de taxas de produção de K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ com outros experimentos e a outras energias. Os dados do CMS são de [52] e do STAR, de [53]. Antipartículas e partículas foram somadas para possibilitar a comparação com os dados do CMS, que não realiza a distinção. Os dados do CMS foram deslocados em 5% no eixo de energia para permitir melhor visualização. . . .	127
6.12	Comparação de taxas de produção de bárions multi-estranhos com outros experimentos e a outras energias. Os dados do CMS são de [52] e do STAR de [53]. Antipartículas e partículas foram somadas para possibilitar a comparação com os dados CMS, que não realiza a distinção.	129
6.13	Extrapolação das taxas de produção de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 para colisões próton-próton a energias de 14 TeV. Dados do CMS obtidos da referência [52] e dados do STAR obtidos da referência [53].	131
6.14	Eficiência de reconstrução de vértice primário de acordo com a multiplicidade de partículas carregadas de um evento próton-próton. Gráfico baseado em simulações apenas. Extraído da referência [38].	136
6.15	Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para o méson K_S^0	136

6.16	Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para os bárions Λ e $\bar{\Lambda}$	137
6.17	Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para os bárions Ξ^- e $\bar{\Xi}^+$	137
6.18	Variação dos parâmetros de ajuste para as figuras 6.15, 6.16 e 6.17 de acordo com o número médio de partículas carregadas produzidas por evento. Linhas sólidas (partículas) e tracejadas (antipartículas) denotam ajustes lineares para cada um dos parâmetros.	139
6.19	Variação da proporção entre cada uma das espécies de partículas estudadas e o total de partículas carregadas produzidas por evento. Na esquerda, vemos esta variação para o sistema pp a 7 TeV, enquanto que na direita, graficamos esta variação para o sistema $Au + Au$ a uma energia de colisão de 200 GeV, conforme medido pelo experimento STAR [59].	141
A.1	Corte do detector <i>TRD</i> com o TPC no interior. Figura de [1].	150
A.2	Detector <i>HMPID</i> conforme disposto em relação à estrutura de suporte dos detectores centrais. Figura de [1].	151
A.3	Cobertura em pseudorapidez de detectores <i>FMD</i> e <i>SPD</i> (parte do <i>ITS</i>), este último sendo dividido em camada externa e interna. Figura de [1].	156
C.1	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do K_S^0 para dados reais. Os outros 26 intervalos estão nas figuras seguintes. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	162
C.2	Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 19 a 36 de momento transversal do K_S^0 para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	163
C.3	Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 37 a 44 de momento transversal do K_S^0 para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	164
C.4	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. Os outros 26 intervalos estão nas figuras seguintes. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	165
C.5	Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 19 a 36 de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	166
C.6	Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 37 a 44 de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	167

C.7	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do Λ para dados reais. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	168
C.8	Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do Λ para dados reais. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	169
C.9	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do Λ para dados simulados. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	170
C.10	Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do Λ para dados simulados. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	171
C.11	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados reais. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	172
C.12	Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados reais. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	173
C.13	Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados simulados. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	174
C.14	Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados simulados. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	175
C.15	Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^- para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	176
C.16	Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^- para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	177
C.17	Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Xi}^+$ para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	178
C.18	Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Xi}^+$ para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	179

C.19	Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do Ω^- para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	180
C.20	Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do Ω^- para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	181
C.21	Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do $\bar{\Omega}^+$ para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	182
C.22	Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do $\bar{\Omega}^+$ para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.	183
D.1	Distribuição de variáveis topológicas para K_S^0 , com seleção de ± 10 MeV/ c^2 ao redor da massa invariante do K_S^0 . Também graficadas estão as distribuições de variáveis de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de K_S^0 . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.1. Gráficos para candidatos sem seleção por perda de energia no TPC.	187
D.2	Distribuição de variáveis topológicas para Ξ^\pm . Também graficadas estão as distribuições de variáveis dos candidatos de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de Ξ^\pm . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.2.	188
D.3	Distribuição de variáveis topológicas para Ω^\pm . Também graficadas estão as distribuições de variáveis dos candidatos de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de Ω^\pm . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.3.	189
D.4	Variações relativas do espectro de momento transversal de K_S^0 quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.	190
D.5	Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Lambda}$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela 5.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.	191
D.6	Variações relativas do espectro de momento transversal de Ξ^- quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.2 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.	192

- D.7 Variações relativas do espectro de momento transversal de Ξ^+ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.2 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos. 193
- D.8 Variações relativas do espectro de momento transversal de Ω^- quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.3 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos. 194
- D.9 Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Omega}^+$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.3 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos. 195
- E.1 Relação entre o quadrado do momento transferido Q^2 e a multiplicidade de cada evento próton-próton a 7 TeV. Computado utilizando PYTHIA Perugia-2011. No gráfico interno: relação entre momento transferido Q^2 e quantidade de partículas carregadas produzidas na interação. 198
- E.2 Relação entre o número de interações partônicas e a multiplicidade de cada evento próton-próton a 7 TeV, computada fazendo uso do simulador PYTHIA Perugia-2011. No gráfico interno: relação entre número de interações partônicas e quantidade de partículas carregadas produzidas na interação. 199

Lista de Tabelas

1.1	Partículas elementares do Modelo Padrão.	2
1.2	Os bósons vetoriais do Modelo Padrão.	3
2.1	Características dos diferentes detectores de silício.	30
2.2	Características do TPC.	35
2.3	Volume de dados coletados por cada detector por evento.	45
3.1	Número de eventos pp passando em cada um dos cortes para posterior análise.	51
4.1	Massa nua dos quarks do Modelo Padrão [43].	59
4.2	Hádrons estranhos estudados neste trabalho. Dados de [43].	60
5.1	Cortes topológicos utilizados para Λ e $\bar{\Lambda}$	92
5.2	Variações relativas de taxas de produção (dN/dy) e momento médio ($\langle p_t \rangle$) observadas quando testada a função exponencial em m_t para extrapolação para baixos momentos.	106
5.3	Incertezas devido à extrapolação para os bárions estranhos e multi-estranhos medidos neste trabalho.	108
6.1	Parâmetros de ajuste de Tsallis para todas as sete partículas estranhas estudadas. Incertezas listadas são estatísticas e sistemáticas, respectivamente.	113
6.2	Valores reduzidos de χ^2 para os ajustes utilizando a função de Tsallis (equação 6.1) apenas considerando incertezas estatísticas e considerando incertezas estatísticas e sistemáticas adicionadas em quadratura.	114
6.3	Previsão de taxas de produção de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 para colisões próton-próton com energias de $\sqrt{s} = 14$ TeV.	131
6.4	Parâmetros de ajuste para funções de excitação dada pela equação 6.5 e ajustadas aos dados de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0	132
D.1	Cortes topológicos utilizados para K_S^0	185
D.2	Cortes topológicos utilizados para Ξ	186
D.3	Cortes topológicos utilizados para Ω	186

Capítulo 1

A Física do Modelo Padrão

Ao longo das últimas décadas, a física de altas energias foi capaz de estabelecer um modelo de partículas elementares e das interações entre elas chamado Modelo Padrão [1]. Neste contexto, a física de colisões relativísticas de íons pesados procura aplicar o Modelo Padrão para sistemas de maior extensão e complexidade. Nestes sistemas, o objetivo é correlacionar os fenômenos coletivos e macroscópicos mensuráveis com as regras microscópicas conhecidas e procurar por efeitos previstos e ainda não confirmados.

Nesta seção, descreveremos de forma introdutória a teoria do modelo padrão associada à força de interação forte, a cromodinâmica quântica (QCD, do inglês *Quantum Chromodynamics*). Então, discorreremos acerca das propriedades desta teoria que são de nosso interesse, como a liberdade assintótica e o confinamento de quarks e glúons em hádrons. Estas propriedades são cruciais para a compreensão do fenômeno de desconfinamento de quarks e glúons que é o objeto de estudo de modernos aceleradores de íons pesados como o RHIC¹ [2] e, mais recentemente, o LHC. Finalmente, encerraremos a seção introdutória com as especificidades associadas às medidas de partículas estranhas e multi-estranhas: K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- , $\bar{\Omega}^+$.

¹do inglês *Relativistic Heavy Ion Collider*.

1.1 Introdução ao Modelo Padrão

O modelo padrão é constituído por duas partes integrantes: as partículas elementares das quais toda a matéria é feita e as interações entre estas partículas. O primeiro componente do modelo são as doze partículas elementares, todas férmions, divididas igualmente entre quarks e léptons (tabela 1.1). Cada uma destas doze partículas admite uma antipartícula associada, com todas as características como spin e massa idênticas às partículas, exceto pela inversão das cargas (elétrica, fraca, de cor) associadas às interações.

Estas partículas fundamentais estão divididas em três gerações, cada uma constituída por um lépton carregado, um neutrino correspondente e dois quarks. Os quarks da segunda e terceira gerações são instáveis e decaem em quarks das gerações anteriores - a única família de quarks estáveis neste cenário é a da primeira geração. Taus e múons também decaem em elétrons, mas neutrinos, por outro lado, apenas apresentam oscilações de sabor e não decaimentos², como previsto por B. Pontecorvo [3]. A primeira observação de oscilações de neutrinos ocorreu na década de 60 com neutrinos solares, com o experimento de Ray Davis [4], e uma medida mais conclusiva de oscilação de neutrinos ocorreu apenas aproximadamente 30 anos depois com o experimento *Sudbury Neutrino Observatory (SNO)* [5]. O fenómeno de oscilação de neutrinos também foi recentemente observado no CERN pelo experimento OPERA [6].

Tabela 1.1: Partículas elementares do Modelo Padrão.

	Léptons	Quarks
Primeira Geração	elétron (e^-) e neutrino eletrónico (ν_e)	up (u) e down (d)
Segunda Geração	múon (μ^-) e neutrino muônico (ν_μ)	strange (s) e charm (c)
Terceira Geração	tau (τ^-) e neutrino tauônico (ν_τ)	bottom (b) e top (t)

O segundo componente fundamental desta teoria são as interações entre estes férmions. As três categorias de interações possíveis ocorrem através da troca de partículas mensageiras.

²Note que existem teorias além do Modelo Padrão em que há decaimentos de neutrinos.

Tabela 1.2: Os bósons vetoriais do Modelo Padrão.

Bóson	fóton, γ
interação associada	eletromagnética
Teoria	Eletrodinâmica Quântica (QED)
Grandeza Quântica associada	carga elétrica
Partículas	léptons e partículas carregadas, hádrons
Bóson	bósons massivos, W^+ , W^- e Z^0
interação associada	eletrofraca
Teoria	teoria eletrofraca
Grandeza Quântica associada	cargas elétrica e fraca
Partículas	léptons, quarks e hádrons
Bóson	8 glúons, g
interação associada	forte
Teoria	Cromodinâmica Quântica (QCD)
Grandeza Quântica associada	carga de cor
Partículas	quarks e glúons

Trata-se de bósons vetoriais, conforme listado na tabela 1.2, diferentes para cada uma das três interações. O desenvolvimento de cada uma das teorias de interação segue a ordem da tabela 1.2.

- *Eletrodinâmica quântica*: a QED³ foi desenvolvida entre 1946 e 1950 por Shinichiro Tomonaga [7], Julian S. Schwinger [8, 9], Richard P. Feynman [10, 11, 12] e Freeman Dyson [13]. Aos três primeiros destes autores foi dado o Prêmio Nobel de Física de 1965, e testes de grande precisão foram realizados nas décadas subsequentes, comprovando o sucesso da teoria em descrever observáveis como o momento magnético anômalo do elétron [14] ou a estrutura hiperfina do hidrogênio [15].
- *Teoria Eletrofraca*: primeiro desenvolvimento em 1961, com Sheldon Lee Glashow, e é completada em 1967 por Abdus Salam e Steven Weinberg. Pelo conjunto do trabalho, foi dado a Glashow, Salam e Weinberg o Prêmio Nobel em 1979. A primeira observação experimental dos bósons da interação (W^+ , W^- e Z^0) foi realizada em 1983, através da

³do inglês *Quantum Electrodynamics*)

medida dos produtos do decaimento de Z^0 em colisões realizadas pelos experimentos UA1 e UA2 [16, 17], no CERN. A confirmação experimental também recebeu o Prêmio Nobel no ano de 1984.

- *Cromodinâmica Quântica*: Nos anos 60 foi proposto o assim chamado “caminho óctuplo”, de acordo com o qual a matéria é composta por quarks. Isto foi proposto independentemente por Murray Gell-Mann e Yuval Ne’eman, sendo que Gell-Mann recebeu o Prêmio Nobel por este trabalho. Dentro deste contexto, um grau adicional de liberdade seria necessário para que não ocorresse a violação do princípio de exclusão de Pauli em bárions como o Ω^- , no qual há três quarks do mesmo sabor e de spin $1/2$: trata-se da carga de cor, que pode ser vermelha, azul ou verde. Desta forma, os diferentes sabores de quarks também admitem uma propriedade adicional de carga de cor, que seriam a fonte de um campo forte, dentro de uma teoria quântica da interação forte, a Cromodinâmica Quântica (QCD). Esta teoria vem sendo desenvolvida progressivamente e a última grande contribuição foi a de David J. Gross, H. David Politzer e Frank Wilczek com a descoberta da liberdade assintótica, à qual foi dado o prêmio Nobel de 2004.

O Modelo Padrão tem sido um grande sucesso experimental, muitas vezes com previsões anteriores às medidas associadas. Ainda assim, há assuntos em investigação, como a massa do neutrino ou a verificação experimental, ainda não realizada, do bóson de Higgs.

1.1.1 A Lagrangiana do Modelo Padrão

Concentraremos nossos esforços na teoria da QCD, baseada em uma simetria $SU(3)$, o grupo unitário em três dimensões (complexas) [18]. Esta é a *representação adjunta* e pode ser usada para representar os glúons no espaço de cores. Uma vez que há 9 matrizes 3×3

linearmente independentes, das quais 8 possuem determinante unitário, haverá um total de 8 direções independentes no espaço adjunto - os glúons formam, então, um octeto. Na QCD, estas matrizes podem operar nelas mesmas (interações glúon-glúon) ou em vetores de 3 componentes complexas (a representação *fundamental*), que representam então quarks. A representação fundamental tem um vetor linearmente independente por grau de liberdade do SU(3) e, logo, os quarks são tripletos.

A expressão da Lagrangiana que governa todas as interações da QCD é:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{i\delta_{ij}\bar{\psi}_q^i\gamma^\mu\partial_\mu\psi_q^j}_{(\mathcal{L}_1)} + \underbrace{g_s\bar{\psi}_q^i\gamma^\mu t_{ij}^a A_\mu^a\psi_q^j}_{(\mathcal{L}_2)} - \underbrace{m_q\bar{\psi}_q^i\psi_{q,i}}_{(\mathcal{L}_3)} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{(\mathcal{L}_4)}$$

com

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.1)$$

$$g_s^2 = 4\pi\alpha_s \quad (1.2)$$

onde

- ψ_q^i denota um campo associado a um quark com índice de cor i ;
- γ^μ é uma matriz de Dirac e expressa a natureza vetorial da interação forte, com μ sendo o índice associado;
- g_s é a constante de acoplamento da interação forte;
- m_q é uma massa não necessariamente nula para quarks (através, por exemplo, do mecanismo de Higgs);
- $F_{\mu\nu}^a$ é o tensor de campo para um glúon de índice de cor a ;
- A_μ^a é o campo do glúon com índice de cor a (representação adjunta);
- t_{ij}^a são as matrizes geradoras do grupo SU(3), proporcionais às matrizes de Gell-Mann e efetuam ‘rotações’ no espaço de cores, representando interações de glúons e quarks;
- f^{abc} é uma constante de estrutura da QCD.

Cada um dos quatro termos \mathcal{L}_i é responsável por um aspecto da interação: \mathcal{L}_1 é o termo de energia cinética do campo do quark ψ_q^i , \mathcal{L}_2 é o termo de interação entre férmions (quarks) e bósons (glúons), \mathcal{L}_3 é o termo de massa dos quarks e \mathcal{L}_4 é o termo de energia cinética associada aos glúons.

As constantes da teoria, m_q e α_s , têm significados importantes para a natureza da interação forte, como veremos posteriormente.

1.1.2 Hádrons no Modelo Padrão

Enquanto os léptons não admitem carga de cor, as partículas que interagem fortemente, os quarks e glúons, carregam carga de cor. Os quarks podem admitir as cores vermelho (r), verde (g) e azul (b) e os antiquarks podem admitir as anticores correspondentes: antivermelho (ciano, \bar{r}), antiverde (magenta, \bar{g}) e antiazul (amarelo, \bar{b}). Os glúons carregam combinações de cor e anticor.

Um dos pontos cruciais do Modelo Padrão é que as partículas observadas isoladamente são todas desprovidas de carga de cor, i.e. perfazem combinações de cores que resultam em incolor quando realizada combinação aditiva de cores. Desta forma, as partículas previstas pelo Modelo Padrão são agrupamentos de quarks e anti-quarks, os hádrons. Há duas combinações de quarks que resultam em hádrons incolores:

- *Bárions*, formados por três quarks (com estado de cor rgb) e respectivos anti-bárions (com estado de cor $\bar{r}\bar{g}\bar{b}$). É o caso do próton (duu) e do nêutron (ddu).
- *Mésons*, formados por um par quark e anti-quark, $q_1\bar{q}_2$; a neutralidade de cor é obtida com um par complementar de cor e anti-cor, como $r\bar{r}$. É o caso dos píons π^0 ($(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$), π^+ ($u\bar{d}$) e π^- ($\bar{u}d$); note que no caso do π^0 , trata-se de uma combinação linear de quarks para que a antipartícula de π^0 seja a própria partícula.

Combinações de quarks em hádrons descrevem quaisquer uma das partículas conhecidas, exceto os léptons, que são elementares.

1.1.3 O confinamento de quarks e a liberdade assintótica

Uma característica fundamental da interação forte é a de que os glúons não só mediam a interação entre os quarks, mas também são capazes de interagir entre si devido ao termo $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ da equação 1.1. Isto não ocorre na teoria da eletrodinâmica quântica, na qual não há interação entre fótons. Uma das consequências deste fato é que a constante de acoplamento α_s decresce com a energia, ao contrário do que acontece na QED. O decréscimo do valor da constante $\alpha_s(Q^2)$ pode ser visto na figura 1.1; em regimes de produção de partículas com grande troca de momento transversal, o valor da constante de acoplamento é reduzido, o que permite o uso da teoria perturbativa. Este é o regime no qual se espera que a descrição por pQCD (do inglês *perturbative QCD*) tenha maior sucesso em reproduzir os dados.

Por outro lado, em energias baixas (regimes energéticos da física nuclear e hadrônica), a constante de acoplamento é particularmente forte. Nestas faixas de energia, o cálculo perturbativo não converge e faz-se necessário o uso de novas estratégias de cálculo - é o que é chamado de QCD não-perturbativa, que é abordada por técnicas como QCD na rede [19].

Outra consequência importante do fato de glúons interagirem entre si é que o potencial de interação é fundamentalmente diferente em relação às outras interações fundamentais. Empiricamente, o que ocorre é que o potencial V_{eff} assume valores cada vez maiores à medida em que a distância entre as partículas coloridas, r , aumenta (veja referência [21], página 43):

$$V_{eff} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad (1.3)$$

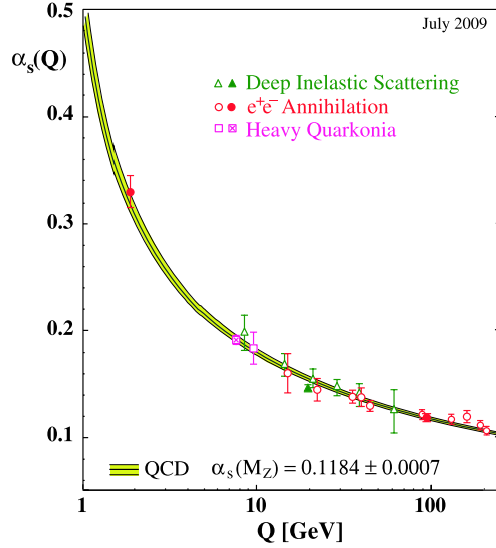


Figura 1.1: Constante de acoplamento α_s como função do quadrado do momento transferido, Q^2 . Figura de [20].

Desta forma, para valores bastante pequenos de r , domina o comportamento do tipo potencial de Coulomb ($1/r$) - os quarks são praticamente livres. Este é o domínio da *liberdade assintótica*. Por outro lado, à medida em que r cresce, o potencial admite um comportamento do tipo $V(r) = kr$, como o de tensão em corda elástica. Desta forma, em teoria, seria necessária uma quantidade de energia infinita para efetivamente separar dois quarks. Na prática, porém, no contexto de teoria quântica de campos, o que acontece é que, em altas energias, a energia disponível ao sistema de dois quarks q_1 e q_2 ultrapassa a quantidade de energia necessária para criar um par quark e anti-quark q_3 e \bar{q}_3 . Então, ocorre a criação de um par e a interação efetiva de corda é quebrada, sendo que q_1 não se encontra mais confinado com q_2 ; porém, nenhum quark está isolado neste cenário, uma vez que q_1 se associa a q_3 (ou \bar{q}_3) e q_2 se associa a \bar{q}_3 (ou q_3). Desta forma, a teoria nunca prevê a existência de quarks isolados. É dito, então, que todos os quarks encontram-se normalmente *confinados* em hádrons.

1.1.4 Desconfinamento de Quarks

A teoria do eletromagnetismo admite, em condições especiais de densidade de carga elé-

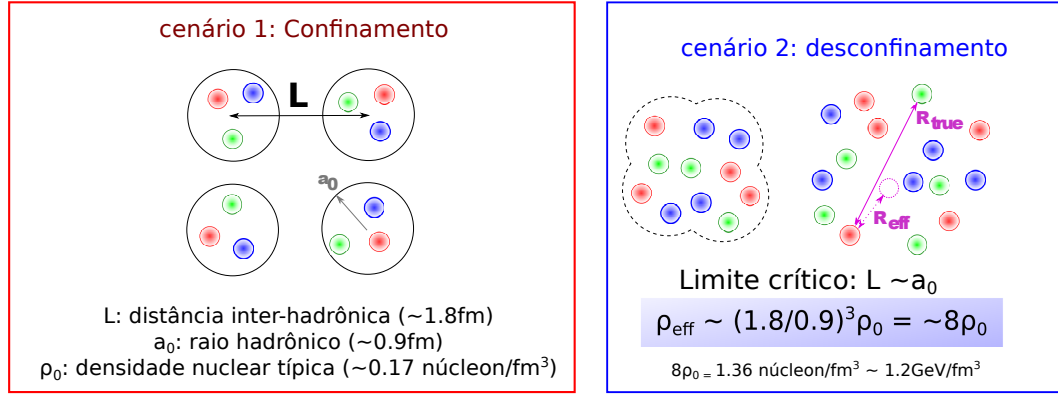


Figura 1.2: Figura esquemática mostrando o aparecimento do plasma de quarks e glúons, ou *Quark-Gluon Plasma*, quando atingida uma densidade hadrônica correspondente a pelo menos 8 vezes a densidade nuclear típica. Figura adaptada de [24] e inspirada em [25].

trica e temperatura altas, a existência de um plasma eletromagnético globalmente neutro em termos de carga. Analogamente, na QCD é possível que, em densidades muito altas de hádrons, nas quais a distância entre os hádrons passa a ser da ordem de grandeza da distância de atuação da força forte, ocorra uma transição para um estado em que, efetivamente, todos os pártons (quarks e glúons) do hádron interajam por um potencial saturado, e é então possível que um quark atravessasse todo o volume de alta densidade desimpedido. Este é o cenário indicado na parte direita da figura 1.2, e um esquema ilustrativo do comportamento de V_{QCD} pode ser visto na figura 1.3. Podemos fazer um cálculo bastante aproximado da densidade necessária para que esta situação se torne possível: se compararmos a distância hadrônica média em um núcleo e o raio efetivo de um hádron, nota-se que os hádrons entrarão em contato entre si quando a densidade hadrônica octuplicar em relação à densidade hadrônica nuclear. Se computarmos esta densidade considerando as massas dos prótons, chegamos em uma densidade de energia de cerca de 1.2 GeV fm^{-3} . Neste cenário, há efetivamente o desconfinamento de quarks e glúons, também conhecido como o plasma de quarks e glúons (QGP, do inglês *Quark-Gluon Plasma*), conforme sugerido já em 1975 [22, 23]. No QGP, quarks e glúons poderão então transitar livremente, desde que *dentro do volume de alta densidade*, de forma análoga a elétrons em plasmas eletromagnéticos clássicos.

De acordo com o Modelo Padrão, a transição de fase deve trazer consigo a restauração

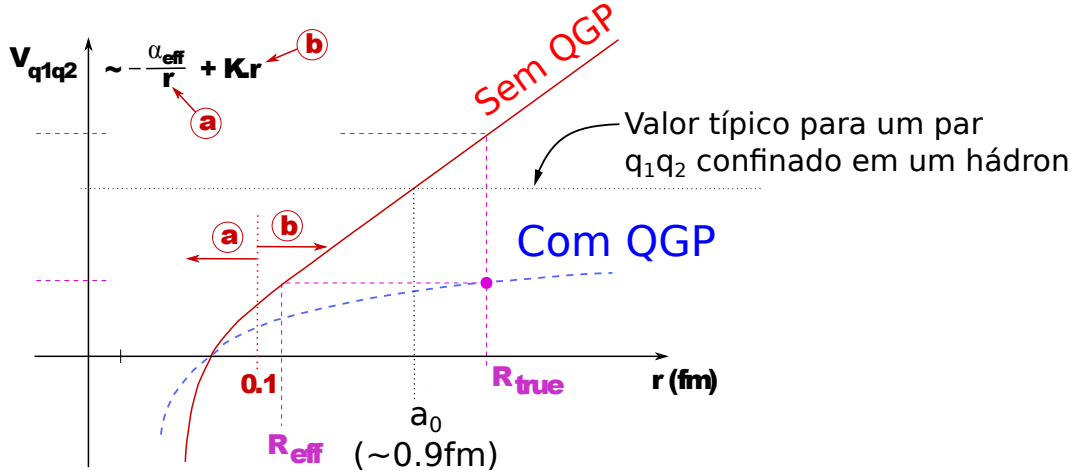


Figura 1.3: Potencial efetivo entre dois quarks nos cenários confinado e desconfinado. Figura adaptada de [25] e inspirada em referência [21], página 108.

de simetrias fundamentais que normalmente não são válidas em baixas energias. Cálculos de Cromodinâmica Quântica na rede prevêem que essa transição deva ocorrer em uma densidade de energia de $\varepsilon_c \cong 1 \text{ GeV fm}^{-3}$, equivalente a uma temperatura de aproximadamente 170 MeV. Note que esta densidade de energia ε_c é aproximadamente consistente com o nosso cálculo inicial aproximado, baseado na figura 1.2.

1.2 O estudo do Plasma de Quarks e Glúons

O estudo do estado denso e desconfinado de quarks e glúons pode trazer maiores desenvolvimentos para a QCD, uma vez que podem ser realizados estudos sobre o processo de hadronização e mecanismos de confinamento. Além disso, tais investigações podem trazer maiores desenvolvimentos acerca da quebra da simetria quiral e da massa dos quarks. Em particular, o entendimento da relação entre a massa nua e a massa constituinte dos quarks pode trazer maior compreensão a respeito do fenômeno de geração de massa.

Além do desenvolvimento da teoria da QCD, há também um outro aspecto do estudo do QGP que se refere à cosmologia do universo. Acredita-se que, nos instantes primordiais do universo, toda a matéria estava concentrada em um volume bastante reduzido, e neste

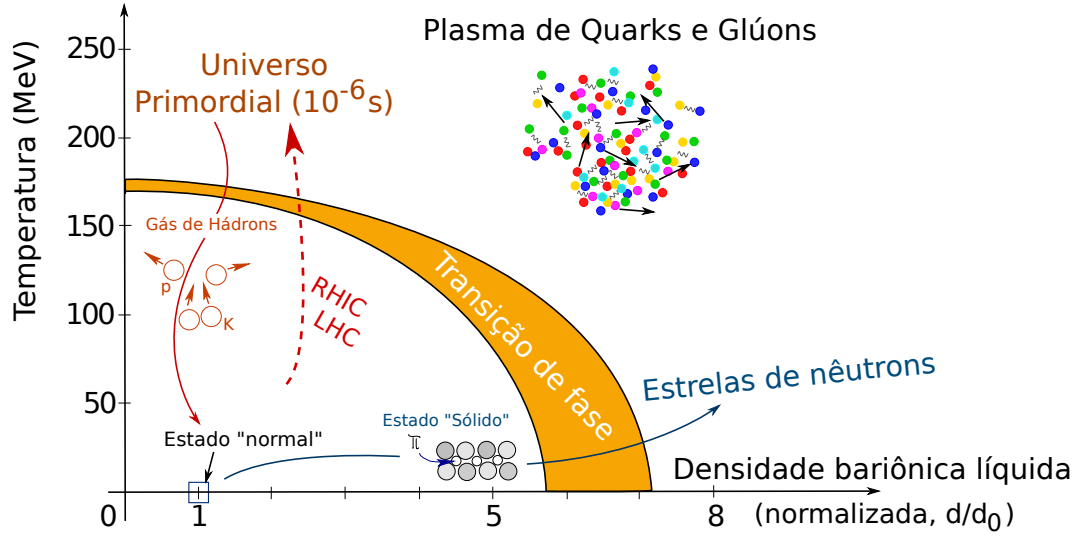


Figura 1.4: Diagrama de fase da QCD. Figura adaptada de [24] e inspirada em [25].

cenário, nos primeiros microssegundos do universo a matéria deveria estar em um estado desconfinado de quarks e glúons [26]. Desta forma, há interesse no estudo do QGP para procurar paralelos entre o processo de evolução do sistema com a evolução do universo primordial. A figura 1.4 mostra um esquema ilustrativo do diagrama de fase da QCD e o limiar de transição de fase para um QGP. Em energias altas, como as do RHIC e particularmente do LHC, estima-se que o enorme número de partículas produzidas resulte em uma densidade bariônica líquida muito próxima de zero e com temperaturas crescentes, ou seja, a transição dar-se-á no sentido vertical na figura 1.4. Presume-se que há outras formas de ocorrer tal transição em densidades bariônicas líquidas altas e baixas temperaturas, o que seria basicamente equivalente a atingir a condição de contato entre hádrons da figura 1.2 sem utilizar energias elevadíssimas por hádron, mas sim efetuando a transição de forma ‘fria’. É o que possivelmente ocorre em estrelas de nêutrons, onde a grande densidade hadrônica é atingida por atração gravitacional apenas e imagina-se que um estado desconfinado, supercondutor de cor seja criado. É claro que este é um regime que dificilmente será explorado no laboratório; na melhor das hipóteses, colisões nucleares com energias não tão elevadas quanto as do LHC podem resultar em densidades bariônicas líquidas não tão próximas de zero. É

o caso das colisões estudadas pelo programa do acelerador alemão FAIR⁴ e do programa *beam energy scan* [27, 28] do experimento STAR, montado no acelerador RHIC, nos Estados Unidos, onde estão sendo testadas várias energias de colisão baixas. Acredita-se que isto proporcionará entendimento mais aprofundado acerca do diagrama de fase da QCD e da transição para QGP.

1.3 Sinais de QGP em comparações entre colisões nucleares e próton-próton

Colisões próton-próton, menos extensas, são distintas de colisões íon-íon (AA), uma vez que nelas não são esperados os fenômenos coletivos associados com o aparecimento de um plasma de quarks e glúons e nem tampouco fenômenos tradicionalmente associados com graus de liberdade partônicos. A hipótese usual da literatura que descarta o aparecimento de QGP nestes sistemas mais simples é a ausência de um volume de interação maior do que o de um hádron, que é um requisito para a transição de fase - pelo menos da forma como concebida na figura ilustrativa 1.2.

A caracterização de sistemas resultantes de colisões íon-íon a partir apenas de medidas dos hádrons resultantes da colisão é um grande desafio, pois requer observáveis que sejam sensíveis aos estados iniciais da colisão. Comparando observáveis de colisões de prótons e de íons, procura-se então diferenciar traços do aparecimento do QGP e faz-se necessário separá-los de efeitos já vistos em colisões próton-próton. Além de servir como comparativo para colisões AA , há vários elementos físicos de interesse em colisões pp , nas quais a estrutura hadrônica, fenômenos relacionados com confinamento e os mecanismos de produção de partículas podem ser sondados. Alguns observáveis de interesse nestes sistemas incluem:

⁴do inglês *Facility for Antiproton and Ion Research*.

1. ***Aumento das taxas de produção de estranheza:*** A produção de estranheza em sistemas pp é bastante regular para energias do feixe entre 10-1800 GeV, com uma razão entre a produção de quarks s e quarks mais leves (u e d) quase constante de cerca de 0.25. Este não é o caso para sistemas AA , justificando uma comparação mais detalhada [2]. Em particular, é interessante comparar sistemas pp colidindo com energias semelhantes por núcleon ao sistema AA . Mudanças na razão entre a produção de s e quarks mais leves podem ser indicativas de novos mecanismos de produção, de novos fenômenos coletivos ou de contribuição de jatos para a multiplicidade. Em particular, Johann Rafelsky sugeriu, em 1982, que o aumento da taxa de produção de quark s poderia ser indicativo do aparecimento de um plasma de quarks e glúons, [29]. No cenário de QGP, o processo de fusão de glúons, resultando em estranheza adicional, $gg \rightarrow s\bar{s}$, será favorecido energeticamente, o que não deve ocorrer em interações puramente hadrônicas em um cenário sem QGP. Este favorecimento deve-se ao fato de que cálculos de QCD na rede prevêem que a transição de fase deve ocorrer em temperaturas de cerca de 150 – 200 MeV/c, acima da massa de repouso do quark s . Desta forma, um dado par de glúons em um QGP possui, na média, energia suficiente para a criação de um par $s\bar{s}$. Neste contexto, a medida de taxas de produção de estranheza em colisões próton-próton pode atuar como taxa de produção base em um cenário em que não há formação de QGP, e é através de comparações entre estes dois sistemas que o aumento da produção de estranheza pode ser estudado.

2. ***Multiplicidade de partículas:*** diferenças entre colisões AA e pp podem ser devidas a efeitos de saturação a baixos valores de x de Bjorken e de diferenças em funções de distribuição de momento de párons constituintes dos prótons em cada caso. Em colisões pp , o estudo da multiplicidade de partículas é de interesse para o cálculo da seção de choque dependente da energia do feixe, \sqrt{s} . Não há certeza acerca do comportamento da multiplicidade de acordo com \sqrt{s} . Richard Feynman previu uma dependência logarítmica com \sqrt{s} , mas resultados recentes são mais favoráveis a uma

dependência polinomial quadrática, e não linear, em $\ln(s)$. Além disso, uma análise de interesse é a comparação das flutuações de valores de multiplicidade entre sistemas pp e AA, o que pode ser uma medida sensível a transições de fase [30].

3. *Função de fragmentação de jatos*: podem ser afetadas pelo fato de que há um meio de alta densidade no caso de colisões AA, o que não ocorre em pp. O estudo de fragmentação de jatos e do processo de hadronização em si já é de grande interesse, uma vez que o processo de fragmentação é compreendido apenas de forma empírica.
4. *Espectros de momento transversal de partículas* - É fundamental estudar o espectro de partículas para várias espécies, como π , p , \bar{p} , Λ , K , por exemplo, tendo como objetivo o estudo de produção de jatos e correlações entre partículas de alto momento transversal. Em particular, a correlação entre a multiplicidade e o momento transversal médio, $\langle p_T \rangle$, é uma medida da partição da energia total fornecida ao sistema entre produção de partículas e energia cinética. Este estudo pode ser feito por espécie de partícula, como já realizado no experimento E735 no Tevatron, nos Estados Unidos. [31, 32].
5. *Inclinação da distribuição de massa transversa*: pode ser usada para medir o fluxo transversal de partículas, presente em AA apenas. O fluxo transversal é um fenômeno que apareceria em sistemas nucleares devido a um efeito coletivo do meio de alta densidade para transferir energia através de gradientes de pressão, de forma análoga ao que aconteceria em sistemas hidrodinâmicos clássicos.
6. *Razões de produção de partículas*: são indicativos do equilíbrio químico entre espécies de partículas, que podem ser diferentes em cada tipo de colisão. O estudo da composição hadrônica de cada tipo de sistema pode trazer informações acerca de possíveis diferenças nos diversos mecanismos de produção de partículas.
7. *Produção de quarks pesados* - A seção de choque para produção de quarks b ,

conforme medida no SPS no CERN e, independentemente, no Tevatron, está duas vezes acima do valor previsto teoricamente. Além disto, dados do HERA também não são explicados satisfatoriamente. Faz-se necessário medir a produção de quarks pesados com maior precisão, idealmente medindo a região de momento transversal baixo ($< 500 \text{ MeV}/c$), para que haja o menor erro possível de extrapolação para baixo momento.

Neste trabalho, nós nos concentraremos em estudar primariamente os pontos 3 e 6, comparando dados de colisões próton-próton com dados já publicados de colisões nucleares. Sendo as medidas novas, elas estarão, ao longo dos próximos meses e anos, sujeitas a interpretações dentro de um contexto maior e espera-se que possam contribuir também para a formação de um entendimento melhor deste cenário mais amplo.

Capítulo 2

O Experimento ALICE

2.1 O acelerador de partículas LHC

Localizado no CERN, em Genebra, na Suíça, está o LHC (*“Large Hadron Collider”*), um acelerador projetado para levar feixes de prótons a energias recordes de 7 TeV quando operando na energia máxima, levando a colisões com $\sqrt{s} = 14$ TeV, e feixes de íons de chumbo a energias de 2.76 TeV por par de núcleons, levando a colisões de $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV, onde “ s_{NN} ” denota que trata-se de uma medida por par de núcleons. Em 90% do seu tempo de operação, o LHC colide feixes de prótons (gerando colisões próton-próton denotadas neste trabalho por colisões pp). Nestes sistemas, a principal meta física é a observação do bóson de Higgs e a procura por sinais de física além do Modelo Padrão. Como podemos ver na figura 2.1, previsões teóricas para a seção de choque de produção do bóson de Higgs indicam que sua produção é substancialmente menos provável até do que a produção do quark t , mesmo no caso em que a massa do Higgs seja de $150 \text{ GeV}/c^2$, tornando sua detecção mais fácil. Se as previsões estiverem corretas, a observação do bóson de Higgs requer tanto altas energias quanto altas luminosidades. O LHC foi concebido para atender a estas duas necessidades, operando a energias sem precedentes e também a altas luminosidades. O eixo da direita da figura 2.1 indica a taxa de eventos por segundo utilizando como referência a luminosidade nominal de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; é claro que a esta informação deve-se adicionar uma probabilidade de detecção associada ao canal de medida do bóson de Higgs. Tudo isto

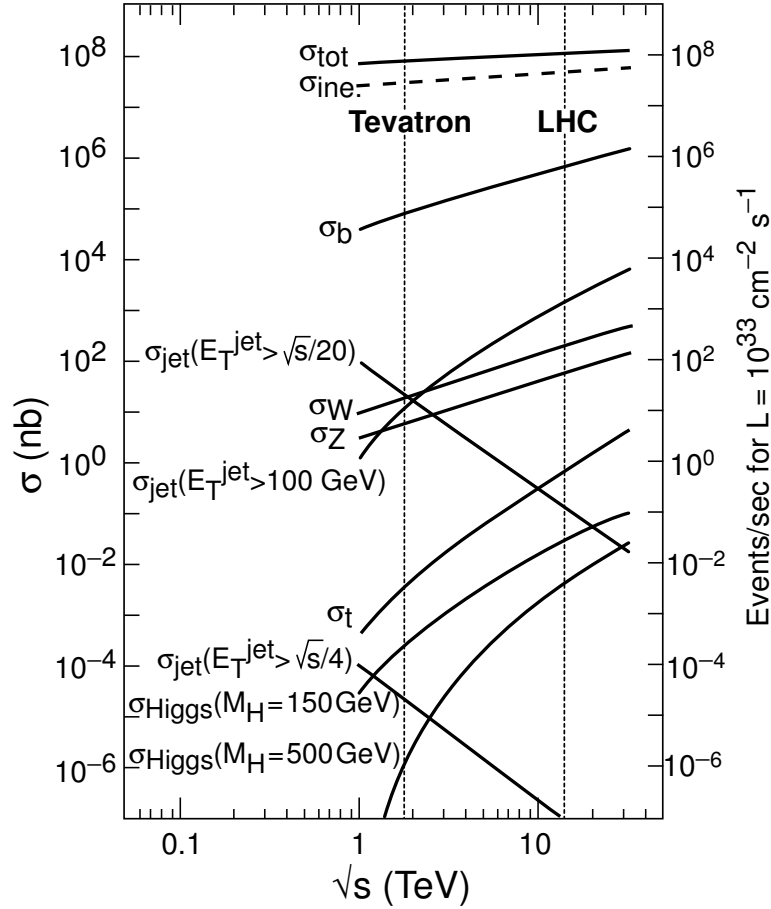


Figura 2.1: Seções de choque para colisões pp (escala da esquerda) e taxas de eventos associadas calculadas com uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (escala da direita). Figura de [1].

significa que, na prática, é necessária uma luminosidade integrada bastante alta para uma efetiva detecção do bóson de Higgs.

O segundo modo de operação do LHC, utilizando em aproximadamente 10% do tempo de operação da máquina, é o de aceleração de núcleos de chumbo, efetuando então colisões chumbo-chumbo (denotadas neste trabalho por colisões Pb-Pb). Neste contexto, o principal objetivo físico é a detecção e caracterização do sistema resultante da colisão dos dois núcleos. Como discutido anteriormente na seção 1.1.3, nestes sistemas espera-se que haja o aparecimento de um estado desconfinado de quarks e glúons.

O acelerador já foi comissionado para operação em $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, que é metade da energia máxima e corresponde a 3.5 TeV por próton, colidindo feixes de prótons nesta energia

intermediária ao longo dos anos de 2010 e 2011. A máquina fornece para os experimentos que se utilizam de seu feixe um tempo de aproximadamente 10^7 s/ano para interações com sistemas pp e 10^6 s/ano para sistemas AA. Nos anos de 2010 e 2011, o acelerador obteve êxito de operação em ambos os sistemas, e além disso ainda operou, por um curto período de tempo em 2010, um feixe de prótons a energias de 2.76 TeV, o que faz com que colisões de prótons a esta energia tenham a mesma energia por núcleon do sistema de Pb-Pb e permite comparação mais imediata entre os dois sistemas. A figura 2.2 mostra as luminosidades integradas fornecidas para cada um dos experimentos para os anos de 2010 e 2011 para colisões pp e Pb-Pb. Devido a restrições de latência do *TPC* do *ALICE*, a luminosidade fornecida para o *ALICE* é reduzida através da desfocalização do feixe de prótons no ponto de interação do *ALICE*.

Algumas possibilidades de extensão da operação atual do LHC, além do aumento de energia para a energia nominal de 7 TeV por próton acelerado, incluem:

- a possibilidade de variar a energia do feixe para que seja estabelecida uma função de excitação de energia e subsequente conexão com observáveis do laboratório RHIC, nos EUA, que opera sistemas AA com energias de 200 GeV por núcleon;
- colisões de prótons com íons pesados, denotados como sistemas do tipo pA ou, especificamente no caso do chumbo, p-Pb. Nestes sistemas, haverá interação com matéria nuclear ‘fria’, o que pode servir de referência para colisões Pb-Pb.

Há quatro grandes experimentos fazendo uso do LHC no momento. São eles: *ATLAS*, *ALICE*, *CMS* e *LHCb*. Faremos uma rápida descrição do *ATLAS*, *CMS* e *LHCb*, e uma descrição mais detalhada do *ALICE*, experimento do qual fazemos parte e no qual se baseia este trabalho.

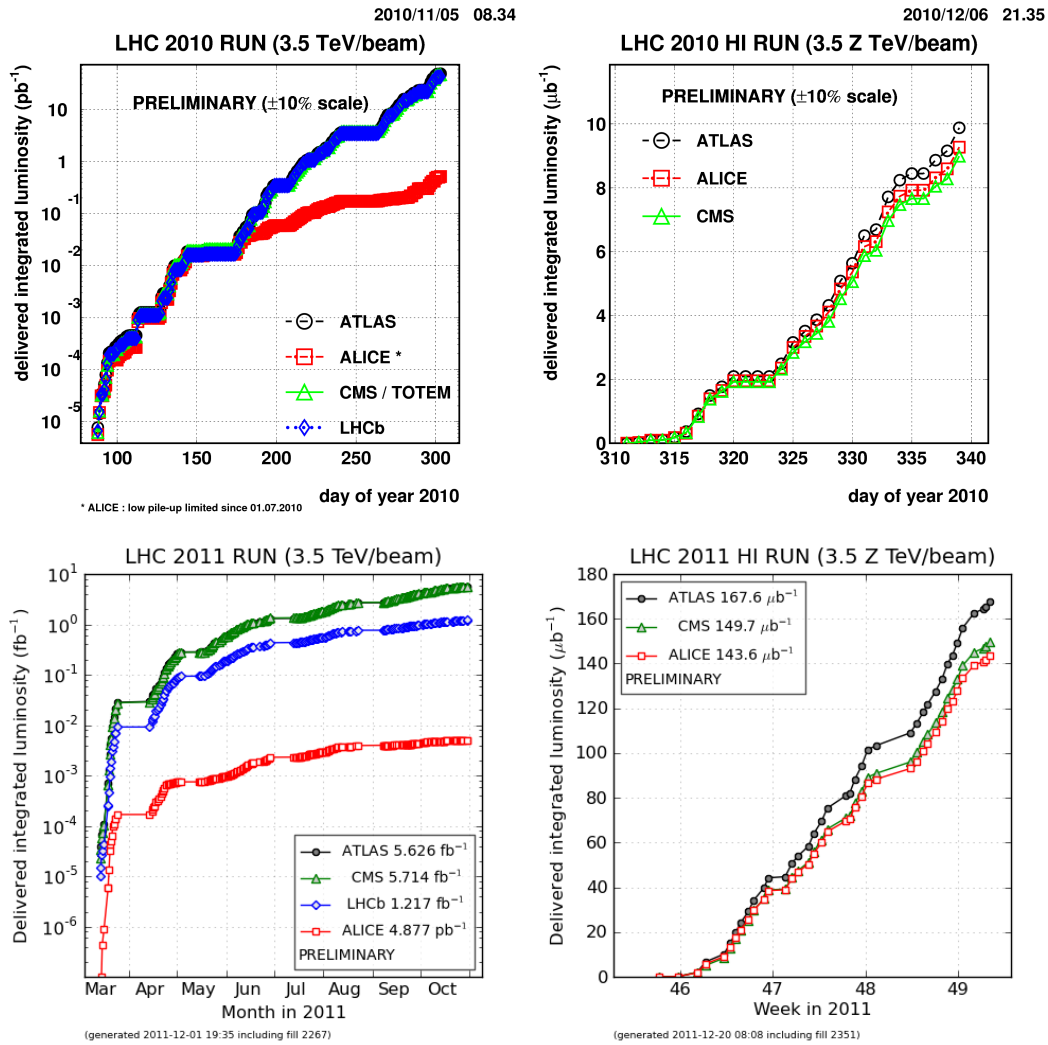


Figura 2.2: Luminosidades integradas para colisões pp (esquerda) e Pb-Pb (direita) para os anos de 2010 (figuras superiores) e 2011 (figuras inferiores). Figuras de [33].

- *ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)*: Trata-se do maior dos experimentos em termos de dimensão física. O seu principal objectivo é a medida do bóson de Higgs através de canais de decaimento como $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell^\pm$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell^\pm, 2\ell^\pm 2\nu$ [34], onde ℓ corresponde a um elétron ou múon. Devido a estas metas, o *ATLAS* é concebido concentrando-se em calorimetria eletromagnética e muônica e medida de jatos, sempre tendo em mente os altos momentos decorrentes do decaimento de um bóson de Higgs bastante massivo. A calorimetria do *ATLAS* possui cobertura tão extensa que é possível a medida de *missing transverse energy*, i.e. a determinação da quantidade de energia e momento na direção transversal carregadas por partículas que escaparam da detecção, determinada a partir da necessidade de simetria cilíndrica para a emissão de partículas.
- *CMS (Compact Muon Solenoid)*: Este experimento compartilha muitas características com o *ATLAS*. Seu principal objetivo também é a medida do bóson de Higgs, e por esta razão o foco em sua concepção foi para boa identificação e resolução para múons e determinação de sua carga para momentos transversais inferiores a 1 TeV/c e excelente calorimetria eletromagnética para detecção de elétrons e fótons [35]. Assim como o *ATLAS*, a calorimetria tem cobertura extensa em coordenadas zenitais e azimutais, permitindo a determinação de *missing transverse energy*.
- *LHCb*: Este experimento concentra-se na região de rapidez frontal, i.e. em medidas realizadas em direções muito próximas à do feixe, e tem como objeto de estudo a violação de CP em mésons B [36], com conteúdo de um quark pesado de sabor b . O foco deste experimento é estudar o grande número de canais de decaimento possíveis para estes mésons, o que requer excelente resolução para vértices de decaimento secundários e um *trigger*, i.e. um sinal para coleta de dados, que seja otimizado para a observação de eventos nos quais há decaimentos de hádrons com conteúdo de quark b .

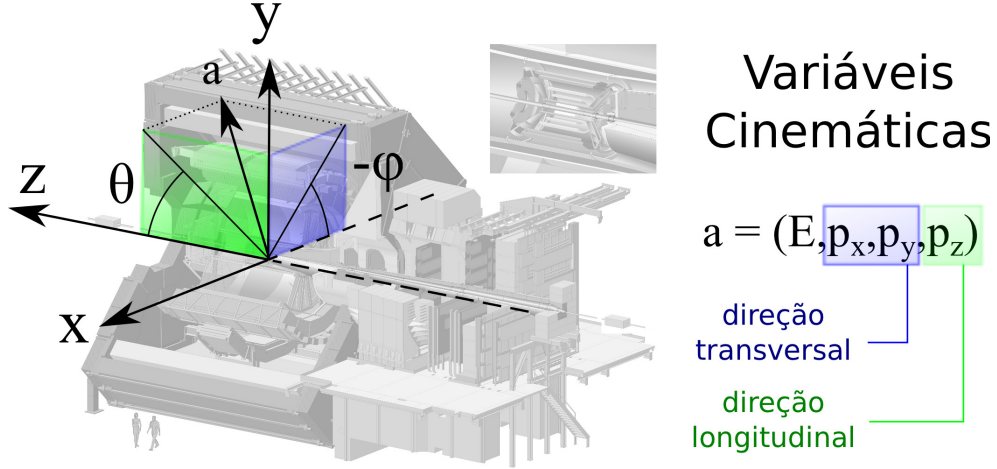


Figura 2.3: Sistema de coordenadas e variáveis relevantes utilizadas para descrever eventos no ALICE.

Antes de discorrermos a respeito do experimento *ALICE* e dos seus detectores, vamos introduzir brevemente as variáveis cinemáticas utilizadas.

2.2 Introdução às variáveis cinemáticas utilizadas

O sistema de coordenadas utilizado comumente por vários experimentos, incluindo o *ALICE* e o experimento *STAR*, está indicado na figura 2.3. A direção \hat{z} é alinhada com o feixe do acelerador, enquanto que a direção \hat{x} é alinhada com o horizonte e a direção \hat{y} é escolhida de forma perpendicular ao horizonte.

As variáveis relevantes para a análise dividem-se em dois grupos: as variáveis transversas e as variáveis longitudinais. No sentido transversal, a principal variável é o momento transversal p_t , dado por:

$$p_t^2 = p_x^2 + p_y^2 \quad (2.1)$$

O momento transversal é particularmente útil para caracterizar produtos de uma colisão, uma vez que as partículas que colidiram tinham momento transversal praticamente nulo. Uma variável adicional que é de grande utilidade para medir a quantidade total de energia

desprendida na direção transversa é a massa transversa m_t , definida por:

$$m_t^2 = p_t^2 + m_0^2 \quad (2.2)$$

onde m_0 é a massa de repouso de cada partícula analisada.

Na direção longitudinal, a principal variável geométrica utilizada é a pseudorapidez η , definida por:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.3)$$

onde \vec{p} é o vetor momento da partícula considerada, $p_z = \hat{z} \cdot \vec{p}$ é o momento na direção longitudinal e θ é o ângulo em relação à direção do feixe, como indicado na figura 2.3. O cálculo da pseudorapidez η não requer uma hipótese de massa para a partícula e portanto é possível calcular η para qualquer partícula carregada que tenha sido detectada pelo experimento.

Uma outra variável longitudinal de grande importância é a rapidez y , definida por:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.4)$$

onde E é a energia total da partícula. A rapidez, ao contrário da pseudorapidez, não é uma grandeza puramente geométrica, i.e. não tem nenhuma relação unívoca com o ângulo θ enquanto não houver sido feita uma hipótese de massa para o cálculo de E . Desta forma, y só pode ser determinado para partículas identificadas, para as quais a massa é conhecida.

Como a direção transversa está associada a partículas criadas na colisão, é de interesse imediato calcular a distribuição deste momento transversal para as partículas produzidas com o intuito de caracterizar esta produção. Esta distribuição é comumente denotada na literatura de altas energias por:

$$\frac{d^2 N}{dp_t dy} = f(p_t) \quad (2.5)$$

o que na realidade não segue a notação usual do cálculo, uma vez que $d^2 N / dp_t dy$ é graficado

como sendo apenas função de p_t , $f(p_t)$, e não também de y , $f(p_t, y)$, como indicado pela diferencial. Matematicamente, o que se refere quando se escreve a expressão 2.5 é:

$$f(p_t) = \left\{ \frac{d^2 N}{dp_t dy} \right\}_{\text{literatura}} = \frac{\int_{y_{inf}}^{y_{sup}} \frac{d^2 N}{dp_t dy} dy}{\int_{y_{inf}}^{y_{sup}} dy} \approx \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{dN}{dp_t} \Big|_{y \approx 0} \right) \quad (2.6)$$

onde y_{inf} e y_{sup} são os limites de rapidez das partículas analisadas e $\Delta y = y_{sup} - y_{inf}$. Aqui, assume-se que escolhemos Δy suficientemente pequeno para que dN/dp_t seja constante dentro do intervalo de rapidez considerado. Daqui em diante, neste trabalho, seguiremos a convenção da literatura e, sempre que mencionarmos $d^2 N/dp_t dy$, estaremos lidando matematicamente com a expressão 2.6. Por último, note que a taxa total de produção de partículas, N , é normalmente dada como densidade de produção na região central de rapidez, denotada por dN/dy ; aqui, trata-se novamente de um uso pouco comum da notação de derivada, uma vez que dN/dy é, então, constante e não função da rapidez. Neste caso,

$$\left\{ \frac{dN}{dy} \right\}_{\text{literatura}} = \frac{\int_{y_{inf}}^{y_{sup}} \frac{dN}{dy} dy}{\int_{y_{inf}}^{y_{sup}} dy} = \frac{1}{\Delta y} \int_0^\infty dp_t \int_{y_{inf}}^{y_{sup}} dy \frac{d^2 N}{dy dp_t} \quad (2.7)$$

que é um valor constante associado à taxa de produção total de partículas de um determinado tipo.

2.3 O Experimento ALICE

O experimento *ALICE*, do inglês “*A Large Ion Collider Experiment*”, foi concebido para melhorar a compreensão das questões teóricas da física de altas energias apontadas anteriormente, com capacidades investigativas tanto para sistemas pp quanto para sistemas AA. Trata-se de um experimento versátil, cujos detectores foram projetados para a medida e, particularmente, para a subsequente identificação de hádrons, léptons e fótons produzidos

na região de interação com rapidez central. O experimento e seus vários detectores estão retratados na figura 2.4.

Para atingir os objetivos físicos do experimento *ALICE*, faz-se necessário que tanto partículas de baixíssimo momento transversal, tipicamente 100 MeV/c, quanto partículas de altíssimo momento transversal (100 GeV/c) sejam medidas e tenham suas trajetórias bem determinadas. Isto é requisito para a reconstrução adequada de decaimentos de partículas com tempos de vida média curtos, como híperons e mésons D e B . O processo de reconstrução de trajetórias deve ser capaz de atuar de forma efetiva mesmo em um cenário de no máximo 8000 partículas carregadas por unidade de rapidez, na região de rapidez central.

As trajetórias de hádrons, fótons e léptons são determinadas por uma série de detectores centrais em $|\eta| \leq 0.9$ composta pelo *ITS (Inner Tracking System)*, um conjunto de seis camadas de detectores de silício, uma câmara de projeção temporal (*Time Projection Chamber, TPC*) de grande volume e um detector de radiação de transição (*Transition Radiation Detector, TRD*). Na figura 2.5 é mostrada a distribuição dos detectores na variável de pseudorapidez. Todos estes detectores estão imersos em um campo magnético de 0.5 T. A detecção de trajetórias, de propósito físico mais geral, é realizada com os detectores em pseudorapidez central e está ilustrada na figura 2.6. A identificação de partículas na região central em pseudorapidez é feita através da combinação da informação de perda de energia nos detectores de trajetória com a medida de radiação de transição no *TRD* e tempo percorrido para chegar no exterior dos detectores, este último sendo fornecido pelo detector *TOF (Time Of Flight)*. Estas informações são complementadas, ainda, com detecção de radiação Cherenkov no *HMPID (High Momentum Particle Identification Detector)* e detecção de fótons no *PHOS (PHOton Spectrometer)*. Na direção frontal, em um intervalo de pseudorapidez de $-4.0 \leq \eta \leq -2.4$, a detecção de múons é realizada por um espectrômetro dedicado a apenas esta tarefa e utiliza um ímã dipolar não-supercondutor.

Além destes detectores, há um conjunto de detectores em grandes valores de pseudora-

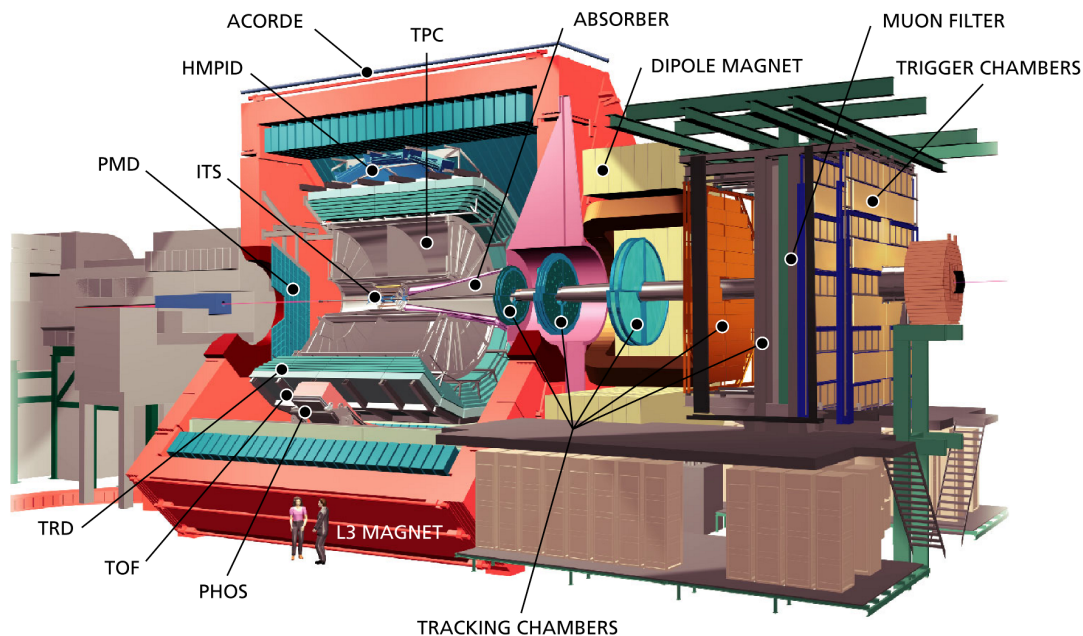


Figura 2.4: O experimento *ALICE*. Figura de [1].

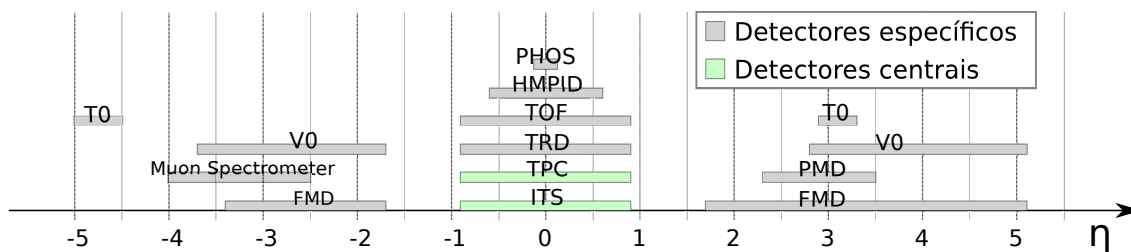


Figura 2.5: Distribuição dos vários detectores do *ALICE* em pseudorapidez, η .

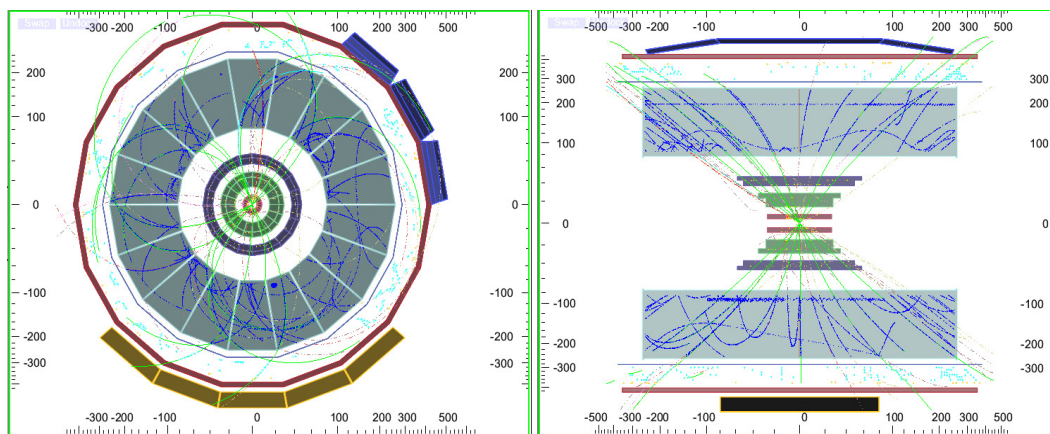


Figura 2.6: Ilustração da determinação de trajetórias em um evento próton-próton. Figura adaptada da referência [37], mostrando ITS (mais interno), TPC (em cinza), PHOS (em amarelo escuro) e HMPID (em azul escuro).

pidez em módulo, em $1.5 \leq |\eta| \leq 5.1$, para a caracterização do evento e para atuar como gatilhos (*triggers*) de interação. Estes incluem o detector *V0* e *T0*, associados à tarefa de gatilhos, assim como o *FMD* (*Forward Multiplicity Detector*), que mede multiplicidade de partículas carregadas. Finalmente, há também um detector dedicado à medida de multiplicidade de fótons, localizado em uma região de rapidez entre $2.3 \leq \eta \leq 3.5$, chamado de *PMD* (*Photon Multiplicity Detector*), e um outro detector dedicado à medida de núcleons espectadores (não envolvidos na colisão no caso de interações *AA*), o *ZDC* (*Zero Degree Calorimeter*).

O experimento *ALICE* compartilha o feixe do *LHC* com outros três experimentos dedicados a medir interações pp. Para evitar que a câmara de projeção temporal do *ALICE* e os detectores de silício sejam sobrecarregados em termos de taxa de interação, a luminosidade no ponto de interação do *ALICE* tem de ser reduzida utilizando uma opção dentre a desfocalização do feixe e feixes opostos com eixos deslocados. Para o *ALICE*, é necessário que a luminosidade nominal com feixes de prótons do *LHC*, de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, seja reduzida para no máximo $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sendo que o valor ideal para ótima performance dos detectores é de $\mathcal{L} = 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Isto ocorre porque o *ALICE* optou por utilizar detectores relativamente lentos, como o *TPC* e o sistema de *ITS*¹, mas que em contrapartida oferecem resolução espacial excelente, um requisito para a boa reconstrução de vários tipos de decaimento e para o bom estabelecimento das trajetórias com múltiplos pontos. O principal diferencial do experimento *ALICE* é a presença do *TPC*, que permite a identificação de partículas através da medida da perda de energia ao atravessar o gás de detecção, como veremos na seção 2.4.2.

Em termos de aquisição de dados, devido à grande granularidade dos detectores de trajetória, é necessário lidar com um volume de dados de até 1.25 GB/s, dependendo da luminosidade do *LHC*, mesmo usando algoritmos de redução de dados, quando são levados em conta todos os cenários de utilização dos detectores.

¹Na realidade, duas das seis camadas de silício do *ITS* - as camadas de *Silicon Drift Detectors* - são restritivamente lentas. Mais detalhes a seguir.

2.4 Detectores

Nesta seção, daremos uma breve descrição de cada um dos detectores do experimento *ALICE*, assim como seus objetivos mais importantes. Cobriremos com particular cuidado os detectores centrais, *ITS* e *TPC*, uma vez que estes são responsáveis pela determinação das trajetórias das quais faremos uso em minhas análises. Os outros detectores não são de grande relevância para as análises, mas fazem parte de um conjunto versátil de detecção capaz de abordar uma grande quantidade de problemas físicos. Estes outros detectores atendem outras necessidades e podem ser vistos em mais detalhes no apêndice A, com maiores informações técnicas contidas no *ALICE Physics Performance Report* [1].

2.4.1 Inner Tracking System (*ITS*)

O sistema de detectores de silício do *ALICE* consiste de seis camadas de detectores de silício montados em uma estrutura cilíndrica, como podemos ver na figura 2.7. Estas camadas estão localizadas em raios entre 4 a 44 cm do eixo do feixe, cobrindo valores de pseudorapidez em $|\eta| \leq 0.9$ para quaisquer partículas que venham de uma região de interação de 10 cm do centro dos detectores. O raio máximo de 44 cm permite que trajetórias do *ITS* sejam combinadas com trajetórias do *TPC*, que tem um raio interno de detecção de 85 cm. Os principais objetivos do *ITS* são:

- determinação do vértice primário de interação com precisão superior a $100 \mu\text{m}$ nas direções x e y ;
- reconstrução de vértices secundários de decaimentos de híperons e mésons D e B ;
- reconstrução de trajetórias e identificação de partículas com momentos de $100 \text{ MeV}/c$ ou menos, se possível;

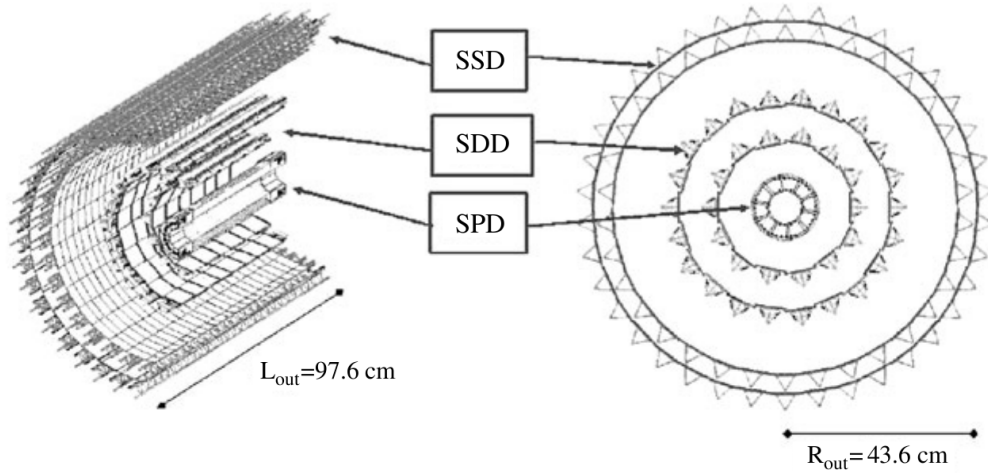


Figura 2.7: O conjunto de detectores do *ITS*. Figura de [1].

- auxiliar na reconstrução de trajetórias de partículas com momentos altos que também atravessarão o *TPC*;
- reconstrução de pelo menos algumas das trajetórias de partículas que atravessam partes inertes do *TPC*.

A estrutura de suporte do *ITS* foi construída com materiais de baixo comprimento de interação, para evitar ao máximo interações secundárias com os detectores. Se a quantidade de material for medida em múltiplos do comprimento efetivo de interação hadrônica, não há mais do que 7% deste comprimento no *ITS*.

Conforme mencionado, o *ITS* é composto de seis camadas de detectores de silício de diferentes tipos. Primeiramente, com um raio menor, há duas camadas que são chamadas de *Silicon Pixel Detector* (*SPD*), que consistem de cerca de 10^7 pixels de silício. Em raios intermediários, há duas camadas de detectores de silício que perfazem o *Silicon Drift Detector* (*SDD*). O *SDD* tem resolução espacial excelente e um número baixo de canais de leitura com tempos de leitura bastante longos. Finalmente, há mais duas camadas mais externas que são do tipo *Silicon Strip Detector* (*SSD*), que, conforme o nome indica, têm

Tabela 2.1: Características dos diferentes detectores de silício.

Característica	<i>SPD</i>	<i>SDD</i>	<i>SSD</i>
Resolução Espacial em $r\varphi$ (μm)	12	38	20
Resolução Espacial em z (μm)	100	28	830
Resolução para distinção de 2 trajetórias em $r\varphi$ (μm)	100	200	300
Resolução para distinção de 2 trajetórias em z (μm)	850	600	2400
Tamanho da célula de detecção (μm^2)	50×425	150×300	95×40000
Área ativa por módulo (mm^2)	12.8×69.6	72.5×75.3	73×40
Canais de leitura por módulo (mm^2)	40960	2×256	2×768
Número de módulos	240	260	1698
Número de canais de leitura ($\times 10^3$)	9835	133	2608
Número total de células de detecção ($\times 10^6$)	9.84	23	2.6
Ocupação média das células em uso, camada interna (%)	2.1	2.5	4
Ocupação média das células em uso, camada externa (%)	0.6	1.0	3.3
Dissipação térmica no detector (W)	1500	1060	1100
Dissipação térmica em componentes de leitura (W)	500	1750	1500

resolução espacial excelente em uma direção e uma resolução pior na direção perpendicular, por tratar-se de célula sensível comprida. As características de resolução de cada um desses subdetectores do *ITS* estão resumidas na tabela 2.1.

A eletrônica de leitura do *ITS* tem sistema de refrigeração a água, uma vez que há grande carga térmica devido ao número de canais de leitura. O detector *SPD* tem tempo de leitura suficientemente rápido para atuar como um dos detectores de gatilho centrais e é portanto importante para a determinação do instante no tempo em que houve interações.

A determinação de vértice primário de interação é, como já mencionado, a principal tarefa dos detectores do *ITS*. Em termos de qualidade de reconstrução, as possibilidades de determinação do vértice primário são, em ordem decrescente de resolução:

1. *ITS+TPC*, o chamado *global tracking*: quando o vértice primário é determinado desta forma, a melhor resolução é obtida.
2. *ITS* apenas: neste caso, o vértice primário foi obtido apenas com o auxílio dos detectores de silício - principalmente o detector *SPD*, de maior resolução espacial.

3. *ITS* apenas, com uso da posição do feixe como informação adicional: neste caso, o vértice primário foi reconstruído utilizando informações do *ITS* e fazendo a hipótese de que o ponto de interação está na linha do feixe. A resolução é baixa, mais ainda é possível obter um vértice primário com posição não-nula.
4. *TPC* apenas: conforme diz o nome, é quando não foi obtida nenhuma informação com o *ITS*. Apesar do nome, na maior parte dos casos, estes eventos têm vértice primário nulo e, portanto, informações de máxima aproximação com o vértice primário não são confiáveis. Tipicamente, estes eventos não têm trajetórias na região central de detecção, mas podem existir dados coletados em ângulos mais fechados, como nos detectores de múons.

Devido às altas luminosidades de operação do *LHC*, é possível que ocorram duas colisões entre prótons tão próximas no tempo que os detectores registrem os sinais destas colisões como se estas fossem apenas um evento - é o assim chamado empilhamento (*pile-up no inglês*). O sistema de detecção de silício, sendo responsável pela determinação de vértices primários de interação, também é responsável por rejeitar eventos em que haja o fenômeno de empilhamento. Se houver dois vértices primários determinados na reconstrução, o evento é marcado como provável empilhamento pelo sistema de detecção de silício. Em nossas análises, rejeitaremos estes eventos. Infelizmente, porém, estudos internos do *ALICE* determinaram que a rejeição de empilhamento remove apenas cerca de 50% dos empilhamentos reais. Discutiremos esta consideração na seção de ferramentas de análise.

2.4.2 Time Projection Chamber (*TPC*)

A câmara de projeção temporal, *TPC*², é o principal detector de trajetórias do *ALICE*.

²Note que, neste trabalho, optamos pelo artigo masculino, ‘o’ *TPC*, assumindo tratar-se de omissão da

A principal consideração técnica é que este detector deve ser capaz de lidar com uma taxa de interações de $Pb-Pb$ de cerca de 8 kHz, das quais 10% são colisões centrais nas quais a densidade de partículas carregadas por unidade de pseudorapidez pode chegar a $dN_{ch}/d\eta = 8000$, resultando em um total de 20000 partículas carregadas dentro do *TPC* para um evento central.

Como é o caso em toda câmara de projeção temporal, trata-se de uma câmara preenchida com um gás e permeada por um campo elétrico, conforme indicado na figura 2.8. Quando partículas atravessam o gás, ocorre a sua ionização, e o campo elétrico faz com que esta carga atravesse a câmara e se deposite nos planos nas extremidades do cilindro que é o *TPC*. Nestes planos, há detectores de carga que são capazes de fornecer a informação sobre onde a partícula atravessou o gás originalmente. A principal restrição no processo de detecção é que demora até 90 μs para que uma carga de ionização em um dado ponto da câmara seja efetivamente transportada para os planos de detecção; portanto, em uma luminosidade muito alta, pode haver sobreposição de trajetórias provenientes de diferentes interações pp sendo detectadas simultaneamente. Em um feixe de prótons com uma luminosidade de $\mathcal{L} = 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, por exemplo, o que corresponderia a uma taxa de interação pp de 350 kHz, seriam detectadas trajetórias provenientes de aproximadamente 60 eventos pp simultaneamente em um dado instante. Ainda assim, porém, se comparado com o caso de Pb-Pb, a quantidade de trajetórias medidas ainda é bastante inferior no caso de pp, uma vez que a multiplicidade média em pp é de cerca de 10^3 vezes inferior à multiplicidade em colisões Pb-Pb. É importante salientar que o tempo de deriva de até 90 μs atua como uma latência de detecção, e, portanto, não interfere diretamente na capacidade de determinação de trajetórias de um único evento com grande número de partículas carregadas, mas no cenário de empilhamento de muitas interações pp com baixa multiplicidade, esta latência pode complicar a separação dos eventos empilhados. É por esta razão que, quando o *LHC* opera com prótons, a luminosidade fornecida para o experimento *ALICE* é inferior do que

palavra detector em ‘o detector *TPC*’.

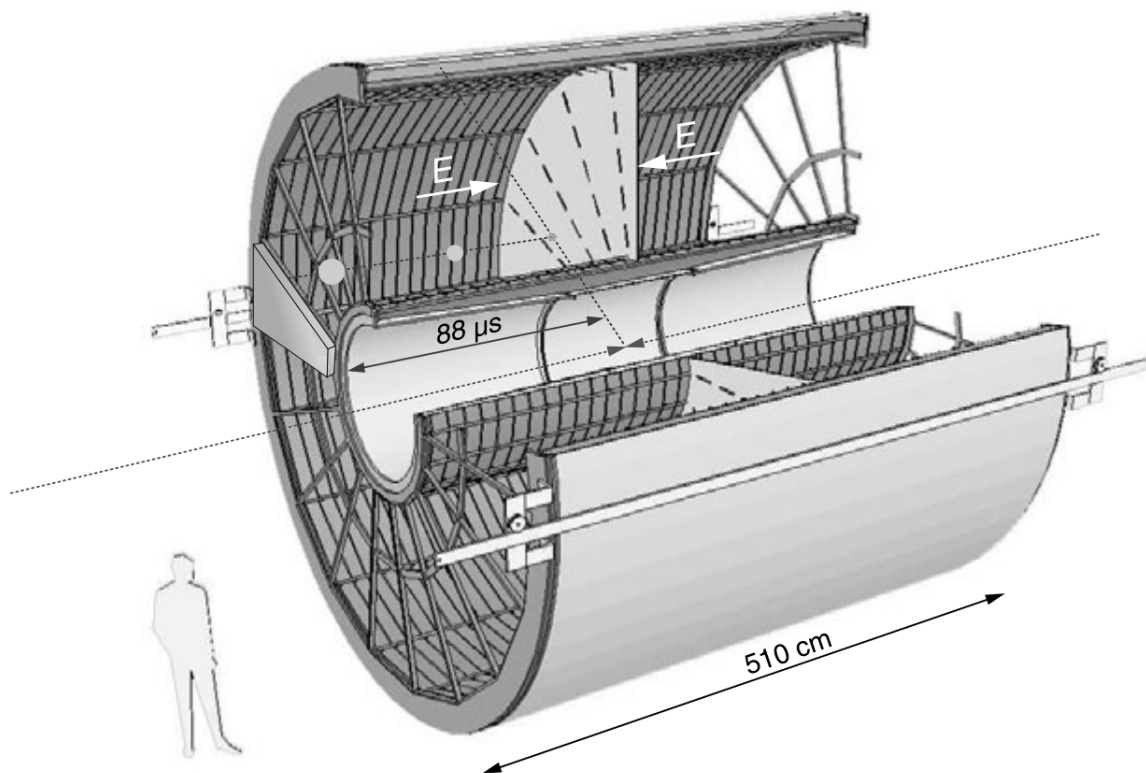


Figura 2.8: Câmara de Projeção Temporal (*TPC*). Figura extraída da referência [1].

para outros experimentos, como vimos na figura 2.2.

O *TPC* junta-se ao *ITS* na detecção de trajetórias, e a informação de ambos é combinada para obter a trajetória cuja distância de aproximação ao vértice primário seja determinada com a melhor precisão possível. Para o estudo de medidas hadrônicas em geral, a resolução em momento do *TPC* precisa ser da ordem de 1-2% para momentos transversais baixos (entre 100 MeV/c e 1 GeV/c). A resolução deteriora com o aumento de p_t , mas é sempre melhor do que 10% até um momento transversal de 100 GeV/c.

As características físicas do *TPC* estão resumidas na tabela 2.2, e a figura 2.9 indica a resolução de determinação de momento transversal no *TPC*, que é inferior a 1% em um momento típico de 1 GeV/c.

Além disso, a perda de energia de partículas carregadas ao atravessar o gás é medida no *TPC*. Esta informação é uma das mais importantes para a identificação de partículas,

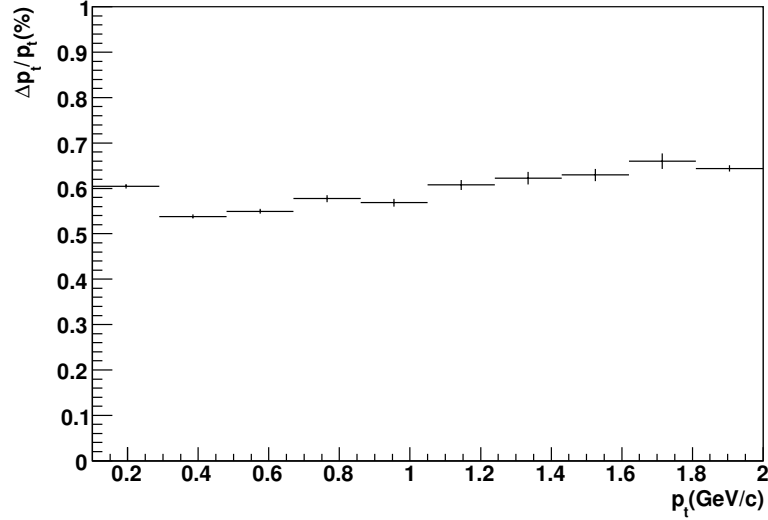


Figura 2.9: Resolução de determinação de momento transversal no *TPC*. Figura adaptada de [38].

podendo ser utilizada em uma faixa de momentos baixos para diferenciar entre prótons, píons e káons, como pode ser visto na figura 2.10. A capacidade de identificação do *TPC* do experimento ALICE é única dentre os quatro experimentos do LHC, e é de grande valia para a análise de hádrons estranhos, como veremos posteriormente.

2.4.3 V0 Detector

O detector *V0* é um detector rápido bastante versátil utilizado para propósitos físicos fundamentais, incluindo:

- um sinal de gatilho de *minimum bias*, i.e. um sinal que capta qualquer evento ocorrido com um mínimo de tendenciosidade;
- um indicador da centralidade (i.e. do parâmetro de impacto) de colisões de íons pesados;
- controle de luminosidade do feixe do *LHC*;
- um sinal de validação para o gatilho do espectrômetro de múons para a filtragem de

Tabela 2.2: Características do TPC.

Característica	Valor
Cobertura em η , trajetória inteira compreendida	$-0.9 \leq \eta \leq 0.9$
Cobertura em η , trajetória parcial no TPC	$-1.5 \leq \eta \leq 1.5$
Cobertura azimutal	2π
Volume ativo de detecção (coordenada radial)	$845 < r < 2466$ mm
Volume ativo de detecção (comprimento)	5000 mm
Segmentação em φ	18 setores
Segmentação em r	2 câmaras por setor
Segmentação em z	2 partes separadas por membrana central
Número total de câmaras de leitura	$2 \times 2 \times 18 = 72$
Gás utilizado	mistura Ne/CO_2 a proporção 90/10
Volume de gás	88 m^3
Comprimento percorrido por carga de ionização	2500 mm
Campo elétrico	400 V/cm
Velocidade de carga de ionização	$2.84 \text{ cm}/\mu\text{s}$
Tempo máximo para carga atingir placas de detecção	$88 \mu\text{s}$
Taxa limite para leitura de dados	400 Hz
Taxa limite para sinal de gatilho em pp	1000 Hz
Taxa limite para sinal de gatilho em Pb-Pb central	200 Hz
Resolução espacial em $r\varphi$	$1100 - 800 \mu\text{m}$ (câmara interna - externa)
Resolução espacial em z	$1250 - 1100 \mu\text{m}$ (câmara interna - externa)
Resolução em dE/dx (perda de energia), trajetórias isoladas	5.5%
Resolução em dE/dx (perda de energia), $dN/dy = 8000$	6.9%

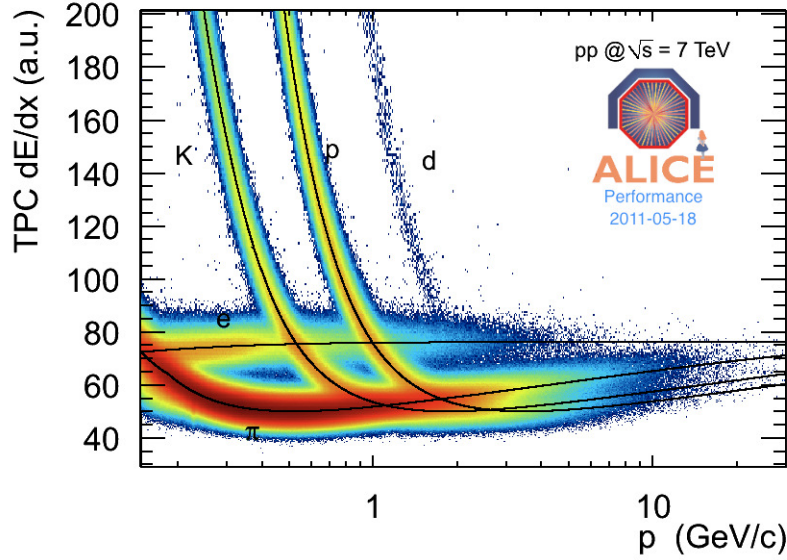


Figura 2.10: Exemplo de perda de energia no *TPC* de acordo com o momento total da partícula. As curvas denotam funções de Bethe-Bloch que representam a perda de energia média esperada para cada tipo de partícula.

interações gás-feixe quando operando com colisões pp.

O detector *V0* consiste de dois conjuntos localizados de forma assimétrica em cada lado do ponto de interação do *ALICE* - o conjunto *V0A* e o conjunto *V0C*. Cada conjunto de detecção consiste de um disco cintilador segmentado em oito pedaços azimutais e quatro setores polares, em um total de 32 cintiladores, que, por sua vez, são conectados a fotomultiplicadoras. A resolução temporal do sistema é melhor do que 1 ns, colocando-o entre os mais precisos na coordenada tempo dos detectores do *ALICE*.

Do ponto de vista de gatilho, a probabilidade do detector *V0* emitir um sinal positivo é de 77% quando exigimos que ao menos uma partícula seja detectada em ambos os conjuntos de detecção. A resolução temporal de 1 ns permite que seja possível diferenciar a origem das partículas - se, quando operando com colisões pp, houver uma interação feixe-gás localizada fora da região compreendida entre *V0A* e *V0C*, a diferença de tempo entre os diferentes sinais será de cerca de 6 ns, o que permite automaticamente uma filtragem destas interações não-

desejadas. Em com colisões Pb-Pb, a multiplicidade muito superior faz com que interações feixe-gás sejam uma contribuição desprezível e neste caso a probabilidade de o detector *V0* detectar uma interação, dando um gatilho apropriado, é de praticamente 100%.

O detector *V0* é o utilizado para análises de colisões próton-próton, ditando quando devem ser efetuadas as leituras de todos os detectores e armazenando os eventos para análise posterior. Como veremos na seção 3.1.1, a eficiência total de detecção com a configuração utilizada para as nossas análises é de cerca de 85% de todas as colisões inelásticas em uma amostra real de colisões próton-próton a $\sqrt{s} = 7$ TeV.

2.5 Infra-Estrutura

2.5.1 Sistema de Trigger

O sistema de *trigger* do *ALICE* foi feito para a seleção de eventos físicos de grande variedade levando em conta restrições impostas pela largura de banda do sistema de aquisição de dados (*DAQ*) e do *High Level Trigger* (*HLT*). O desafio do sistema de seleção de eventos é lidar com detectores muito distintos do ponto de vista de tempo de leitura da eletrônica e tempo de resposta dentro de cada um dos cenários - colisões pp e também colisões Pb-Pb.

O primeiro sinal de *trigger* do *ALICE* deve ser necessariamente rápido, e é chamado de sinal de nível zero, ou *L0*. Este sinal é enviado em não mais do que $1.2 \mu\text{s}$ após uma colisão, e apenas alguns detectores são capazes de responder inequivocamente de forma tão rápida (*SPD*, *V0*, *T0*, *Muon Spectrometer*). Um sinal de evento mais lento, emitido a no máximo $6.5 \mu\text{s}$ da interação, é denominado de nível um, ou *L1*. Finalmente, um outro recurso interessante no sistema de trigger é esperar um pouco para evitar o empilhamento de interações no sistema de detecção; este é o chamado intervalo de proteção *past-future* de $88 \mu\text{s}$ e está representado logicamente por um sinal de evento final, de nível 2, *L2*. Note que

este período de espera de $88 \mu\text{s}$ é o tempo necessário para cargas percorrerem integralmente o TPC, o principal detector de trajetórias e também o mais versátil dos detectores do ponto de vista físico. Todos estes sinais de evento, $L0$, $L1$ e $L2$, são processados ‘em tempo real’, pela eletrônica, durante o experimento. Um último sinal de evento, mais sofisticado e de nível mais alto, é emitido pelo *High Level Trigger (HLT)*, que consiste de um grupo de computadores de processamento que já efetua uma reconstrução rápida de cada um dos eventos que passou pela seleção de evento de níveis inferiores e é capaz de fazer verificações flexíveis em cada um dos eventos para seleccioná-los ou não para uma finalidade física específica. A utilização do sistema de *HLT* do *ALICE* depende de um bom entendimento sobre o fluxo de dados do experimento em cada uma das situações de tomada de dados, e, por esta razão, é esperado que, no decorrer dos anos após o início do experimento, este sistema adquira uma importância cada vez maior.

Os sinais de *trigger* são processados pelo sistema central de *trigger*, o *Central Trigger Processor (CTP)* do *ALICE*. O número de sinais possíveis lógicos é de 24 sinais $L0$, 20 sinais $L1$ e 6 sinais $L2$, para um total de 50 sinais. A leitura de detectores é feita de forma agrupada, no que é chamado de *cluster* de detectores, onde cada *cluster* tem um conjunto de sinais de *trigger* que são necessários para que aquele *cluster* de detectores receba um sinal de leitura. A idéia é que isso torne possível o agrupamento de detectores cuja leitura é mais lenta em *clusters* lentos, enquanto que os detectores cuja leitura é rápida podem ficar desimpedidos tomando dados com taxas superiores. Este recurso já está sendo usado ativamente no *ALICE*, com colisões pp e luminosidades bastante altas. Mesmo quando o sistema de *clusters* é utilizado, porém, ainda ocorre que *triggers* menos exigentes inundem o sistema e impeçam que *triggers* mais específicos, como os associados ao sistema de detecção de múons, utilizem os recursos do *CTP*. Para evitar que isto seja um problema, foi implementado também um revezamento entre sinais de *trigger* de forma a garantir o perfeito esvaziamento de armazenamentos temporários - os *buffers* - do sistema de aquisição de dados.

O sistema de trigger opera em uma taxa de ciclos de 40 MHz cujo sinal é enviado como referência pelo *LHC* e é mantido sincronizado entre todos os experimentos. Cada sinal de *trigger* é essencialmente apenas um bit, positivo ou negativo, para cada um dos ciclos do *LHC*. Os 24 sinais de trigger são armazenados em palavras de 32 bits, uma palavra por ciclo, sendo que os 8 bits excedentes trazem informações como ‘efetuando leitura’ / ‘disponível para leitura’ e alguns bits de verificação. Cada sinal de *trigger* individual tem um valor de deslocamento temporal para que os sinais sejam disparados de forma exatamente alinhada. Além do monitoramento da taxa de cada um dos sinais de *trigger*, o sistema é capaz de salvar todas as informações de 10^6 ciclos do *LHC* (25 ms) para um arquivo de controle, um *snapshot*, para verificação de consistência posterior. Este procedimento e os métodos associados são chamados de *Snapshot Memory Acquisition*, ou *SMAQ*. Estes *snapshots* podem ser utilizados para verificar se os valores de deslocamento temporal de cada um dos detectores de *trigger* estão fazendo com que os sinais de *trigger* cheguem ao *CTP* de forma perfeitamente alinhada. Se os sinais estiverem perfeitamente alinhados, então, no momento em que o *CTP* receber estes sinais, ocorrerá a leitura dos detectores específicos, como *TPC* e *ITS*. É, portanto, evidente que a tomada de dados depende destes sinais de *trigger*, vindos de diferentes detectores, estarem alinhados.

Durante nossos estudos e trabalhos no *ALICE*, desenvolvemos uma ferramenta de monitoramento dos sinais de *trigger*, que descreveremos na seção seguinte.

2.6 Desenvolvimento de Monitoramento de Trigger

Durante os turnos de operação do sistema de *trigger* do *ALICE*, ficou evidente que era necessária uma ferramenta para o monitoramento do alinhamento dos sinais de *trigger* do *ALICE*. Descreveremos, de forma bastante sucinta, o utilitário desenvolvido durante o trabalho de doutorado.

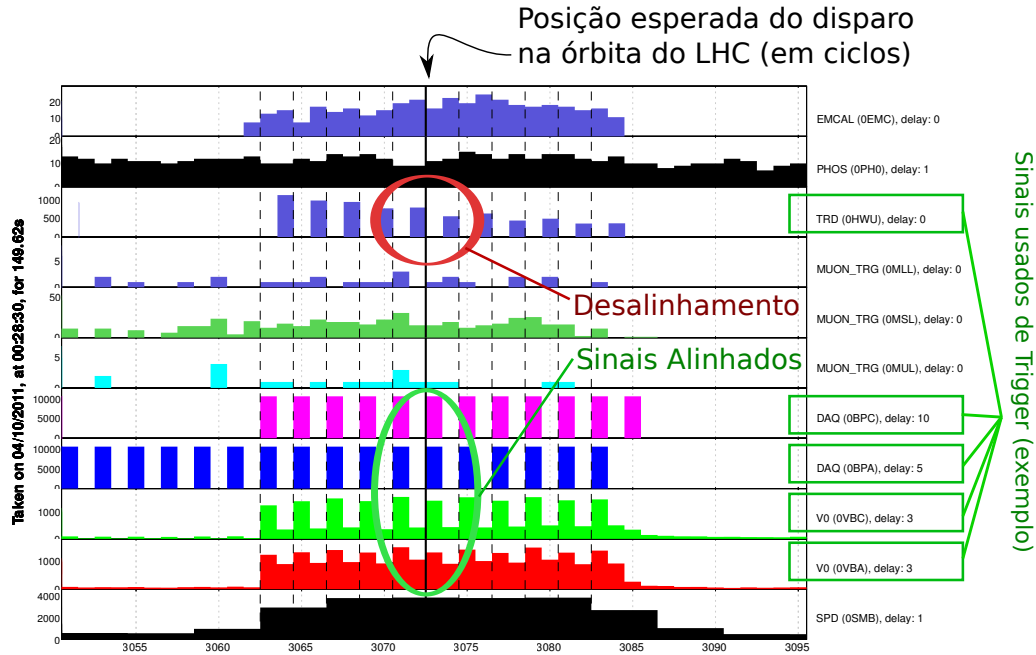


Figura 2.11: Exemplo de gráfico de verificação de alinhamento de sinais de trigger. Figura gerada com o aplicativo novo. Linhas verticais pontilhadas indicam posições esperadas de disparos na órbita do LHC.

2.6.1 Motivação

Os sinais de *trigger* do ALICE devem estar sincronizados para que a tomada de dados tenha sucesso, o que deve ser verificado rotineiramente pelos operadores do sistema de trigger. Caso ocorra algum desalinhamento, este deve ser corrigido através de calibragem o mais rapidamente possível para garantir que os dados sejam coletados eficientemente. Na figura 2.11 é mostrado um exemplo de gráfico de verificação com linhas verticais nas posições de sobreposições de agrupamentos de prótons, onde se espera que hajam colisões. Estas posições são fornecidas pelo centro de operações do acelerador.

No início do ano de 2010, este monitoramento era feito por um código rudimentar, capaz apenas de graficar uma pequena região dos 3564 ciclos de 25 ns que perfazem uma órbita do LHC. Tornou-se evidente que era necessária uma ferramenta mais prática, uma vez que ao longo de uma órbita era esperado um número crescente de colisões para as quais o alinhamento dos sinais de trigger deveria ser verificado.

2.6.2 A Interface SMAQ

Para que as operações fossem simplificadas, foi criado então o SMAQ Project - do inglês, *Snapshot Memory Acquisition Project*. O nome *Snapshot Memory* refere-se à leitura de um bloco de 2^{20} bits (cerca de um milhão) de cada um dos 24 canais de leitura, o que perfaz um “snapshot”, ou uma breve imagem do sistema de trigger do ALICE. Estas imagens podem ser lidas do sistema e salvas em arquivos binários para posterior análise dos sinais de disparo, processo que pode ser realizado tanto para os triggers de nível L0, quanto para os de nível L1. O novo aplicativo desenvolvido por nós para o monitoramento do alinhamento deveria ser capaz de efetuar a leitura de vários blocos de 2^{20} bits para análise de uma forma conveniente. Além do módulo de aquisição dos dados denominado SMAQ Project, foi feita uma interface (figura 2.12) de nome SMAQ GUI (do inglês *Graphical User Interface*), que permite a manipulação de todas as condições de tomada dos *Snapshots*. Uma vez realizada a aquisição de dados, uma segunda janela, mostrada na figura 2.13, é capaz de varrer de forma intuitiva a órbita toda do LHC e indicar, com um pequeno mapa de linhas verticais, as posições esperadas de colisões, para as quais a verificação de alinhamento é necessária.

Na interface indicada na figura 2.13, uma barra de rolagem horizontal permite que a posição visualizada seja alterada de forma rápida.

Recursos que foram implementados na interface incluem:

- A possibilidade de salvar um relatório de alinhamento, que consiste em um arquivo PDF de várias páginas onde cada página mostra um gráfico de alinhamento para cada posição de colisões esperadas. O processo é totalmente automático e lê informações do sistema onde o código é executado, de tal forma que cada página do PDF de fato mostra uma região relevante.
- A possibilidade de verificar se todos os disparos dos sinais correspondentes aos *Beam Pickups* (detectores de feixe) no sentido horário e anti-horário, estão corretos. A idéia é

que, toda vez que um agrupamento de prótons passa pelo ALICE - não necessariamente colidindo com um agrupamento viajando no sentido contrário - este deve deixar um sinal nos detectores de feixe, sem exceção. Há um módulo na interface gráfica que verifica se, para todos os *Snapshots*, e em todas as posições em que há passagem do feixe pelo ALICE, há exatamente um disparo dos detectores de feixe. Se este não for o caso, um aviso automático é enviado para o serviço de avisos do ALICE para que o problema seja averiguado.

A versão atual da interface gráfica é uma versão revisada, capaz de monitorar *triggers* de nível L0 e L1. Atualmente, esta ferramenta é utilizada rotineiramente pela colaboração *ALICE*.

O projeto SMAQ está em constante desenvolvimento e é atualizado sempre que necessário. Embora este trabalho não seja diretamente relacionado à análise de física desta tese, acreditamos que a participação em todas as etapas do experimento é não só necessária do ponto de vista técnico, mas crucial para uma compreensão completa do esforço necessário para possibilitar os estudos físicos realizados.

2.7 Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados (*DAQ*) do *ALICE* foi concebido para ser capaz de lidar com um volume de dados de 1.25 GB/s para atender as necessidades físicas do experimento. Este número é uma estimativa baseada em um máximo de 8000 trajetórias para cada colisão central de sistemas Pb-Pb, com todos os detectores ativados e tomando dados. Uma grande quantidade de algoritmos para a redução do uso da largura de banda será implementada. Em particular, supressão de fundo e compressão de dados são de interesse imediato. O *TPC* em particular é responsável por aproximadamente 87% do volume total de dados em uma

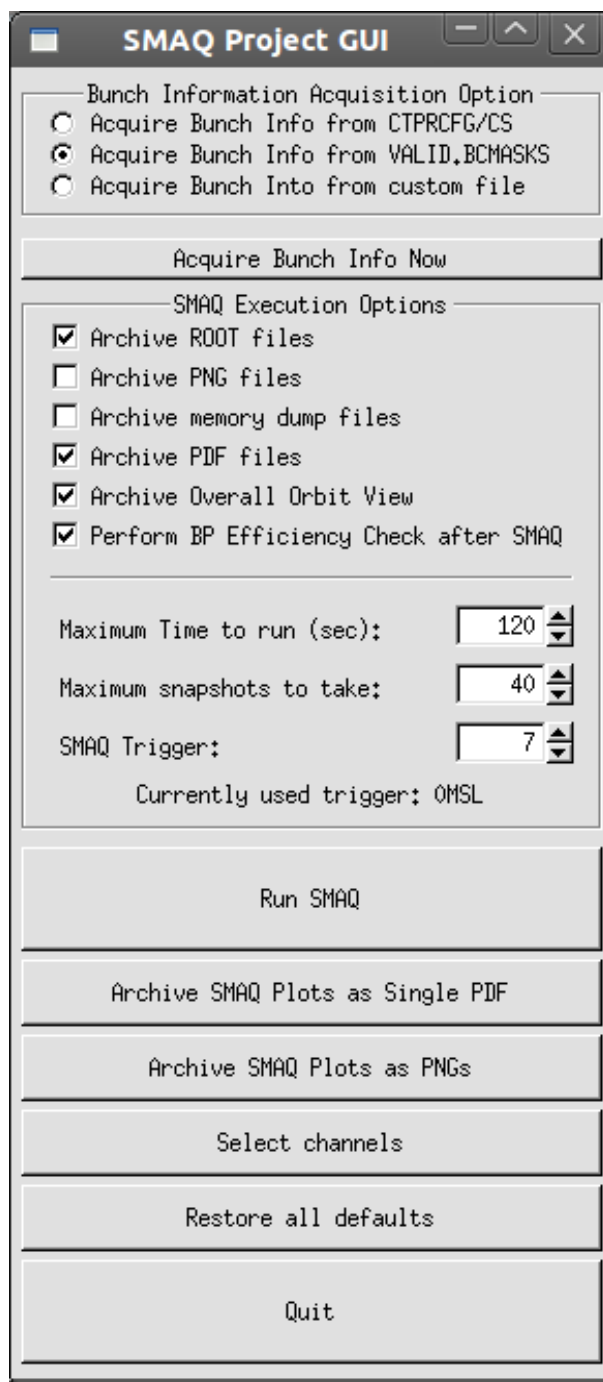


Figura 2.12: Imagem da janela de interface SMAQ.

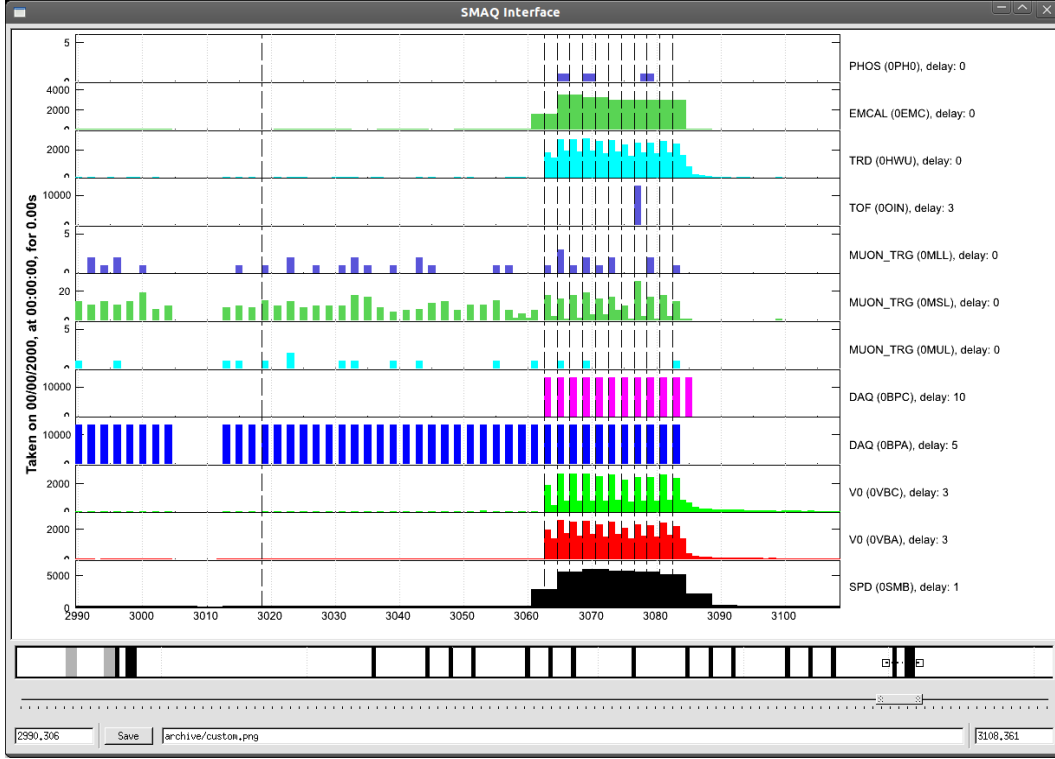


Figura 2.13: Imagem da interface gráfica para verificação de alinhamento.

colisão Pb-Pb; esta informação está resumida na tabela 2.3. Enquanto que um evento de Pb-Pb é praticamente livre de empilhamento de eventos na detecção (*pile up*), um registro de evento de pp pode conter, no máximo da luminosidade, até 40 eventos sobrepostos; os números da tabela para pp já levam esta sobreposição em conta.

O sistema de processamento de dados está extensivamente documentado na literatura [1, 39]. Cobriremos aqui apenas os princípios básicos de funcionamento. Cada parte de leitura de cada detector está equipada com uma placa *FERO* (*Front-End Read-Out*), que recebe o sinal de *trigger* e envia os dados a concentradores de dados, os *LDCs* (*Local Data Concentrator*), que são essencialmente *PCs* com seis placas *D-RORC* (*DAQ Read-Out Receiver Card*), cada uma capaz de transmitir uma taxa sustentada de 200 Mb/s. A grande quantidade de links presentes garante que cada *LDC* receba, então, até 1.2 GB/s de dados. Os *FEROs* são apenas capazes de receber o sinal de leitura de eletrônica se não estiverem ocupados (*BSY* na figura 2.14), como um mecanismo de balanço de carga neste estágio.

Tabela 2.3: Volume de dados coletados por cada detector por evento.

Detetor	pp (kB)	Pb-Pb (MB)
<i>ITS / SPD</i>		0.140
<i>ITS / SDD</i>	1.8	1.500
<i>ITS / SSD</i>		0.160
<i>TPC</i>	2450.0	75.900
<i>TRD</i>	11.1	8.000
<i>TOF</i>		0.180
<i>PHOS</i>		0.020
<i>HMPID</i>		0.120
<i>MUON</i>		0.150
<i>PMD</i>		0.120
<i>Trigger</i>		0.120
Total	2500	86.500

Os *LDCs* estão conectados a uma grande rede baseada em tecnologia padrão de *Gigabit Ethernet*, fazendo uso do tradicional protocolo *TCP/IP* e capaz de suportar todas as interfaces operando em 100% da capacidade de transmissão de dados. Os *LDCs* enviam, através de múltiplas interfaces para que seja agregada a largura de banda, os dados parciais dos eventos para os *GDCs*, os *Global Data Concentrators*. Estes, por sua vez, processam os dados parciais e retornam eventos completos para processamento *offline* posterior. Esses eventos são, então, enviados para armazenamento permanente. A figura 2.14 é referente ao projeto original, que foi levemente alterado: na forma atual, o sistema de *DAQ* envia automaticamente os dados através de dois canais de fibra ótica redundantes para o centro de computação do *CERN*. O armazenamento local no *ALICE* existe, mas é apenas uma salvaguarda no caso de perda de conexão com o centro de computação do *CERN*.

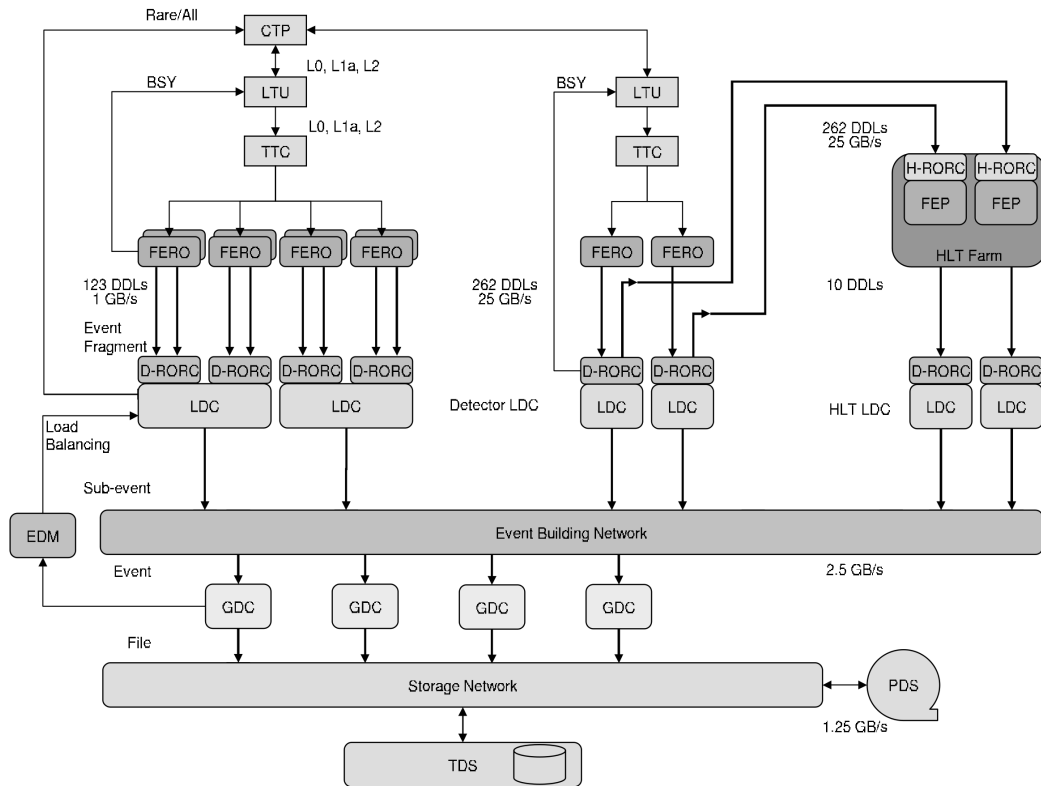


Figura 2.14: O sistema de aquisição de dados do *ALICE*. Figura de [1].

Capítulo 3

Ferramentas de Análise de Dados

Uma vez que os dados tenham sido coletados, é necessário realizar a reconstrução completa dos eventos. Para realizar a tarefa de reconstrução e também a análise de dados, foi adotado em 1998 a plataforma de análise e software *ROOT*, desenvolvida no próprio *CERN*. Trata-se de um conjunto versátil de classes acoplado a um interpretador de comandos, inteiramente escrito na linguagem C++. A disponibilidade de um interpretador de comandos torna possível a rápida alteração de *scripts* executáveis, chamados de macros, e há ainda a possibilidade de compilação de todo código para binários cuja execução é mais rápida.

Baseando-se no *ROOT*, foi desenvolvido código específico para o experimento *ALICE*, e nasceu o assim chamado *AliRoot*. O *AliRoot* inclui bibliotecas de simulação de eventos em altas energias, como o *PYTHIA* para colisões pp e o *HIJING* para colisões de íons pesados, e, além disso, utiliza de forma modular programas de transporte de partículas como *GEANT3*, *GEANT4* ou *FLUKA*, dependendo da escolha do usuário. Finalmente, no *AliRoot* também estão contidas todas as informações sobre posicionamento dos detectores do *ALICE* e pacotes necessários à reconstrução dos eventos, uma vez que se tenha sinais dos detectores. No paradigma do *ALICE*, este conjunto de diferentes códigos é utilizado também para simulações conforme indicado na figura 3.1.

No caso de simulação de eventos, utiliza-se um gerador de eventos em altas energias para

gerar um evento base. Em seguida, a propagação das partículas através dos detectores é simulada até a obtenção dos *Hits*, interações com os detectores. A resposta dos detectores é inteiramente simulada em software, até se obter os dados não processados - *raw data*. Nestes dados é executada exatamente a mesma reconstrução que será utilizada nos dados reais, e a saída final, de trajetórias de partículas e informações de alto nível, é comparada com o registro de simulação de cada evento. Esta comparação é somente possível para simulações, uma vez que dados reais serão processados pelo *AliRoot* a partir do estágio *raw data* e não haverá como saber a informação real. É com base nesta comparação de partículas simuladas e partículas detectadas após reconstrução que é possível calcular grandezas efetivas de aceitação geométrica dos detectores e eficiências de detecção e reconstrução. Do ponto de vista de eficiência de reconstrução, não é estritamente necessário que o gerador de eventos seja capaz de fornecer a mesma mistura de partículas e momentos que será observada na realidade, embora seja preferível que a simulação esteja próxima da realidade para evitar eventuais problemas sistemáticos. Os processos de simulação do evento, simulação de resposta do detector e reconstrução estão documentados na literatura [1].

O processo de reconstrução depende da calibração adequada de todos os detectores do experimento ALICE. Por esta razão, a reconstrução é repetida várias vezes com parâmetros de calibragem aprimorados, à medida em que as características de operação de cada conjunto de dados são estudadas de forma mais aprofundada. O primeiro ciclo de reconstrução, o mais impreciso, é o chamado *pass 1*, e os ciclos subsequentes são chamados de *pass2*, *pass3* etc. Tipicamente, alguns meses de controle de qualidade separam cada um dos ciclos de reconstrução.

Uma vez estando a reconstrução de cada evento completa, ainda é necessário lidar com uma enorme quantidade de eventos. Em poucos meses de operação, o *ALICE* detectou e reconstruiu muitas centenas de milhões de colisões pp a 7 TeV já no início da operação do *LHC* em 2010. Estes eventos são todos utilizando um *trigger* de *minimum bias*, ou seja, são colisões pp com o mínimo possível de viés em variáveis como multiplicidade. Para a análise

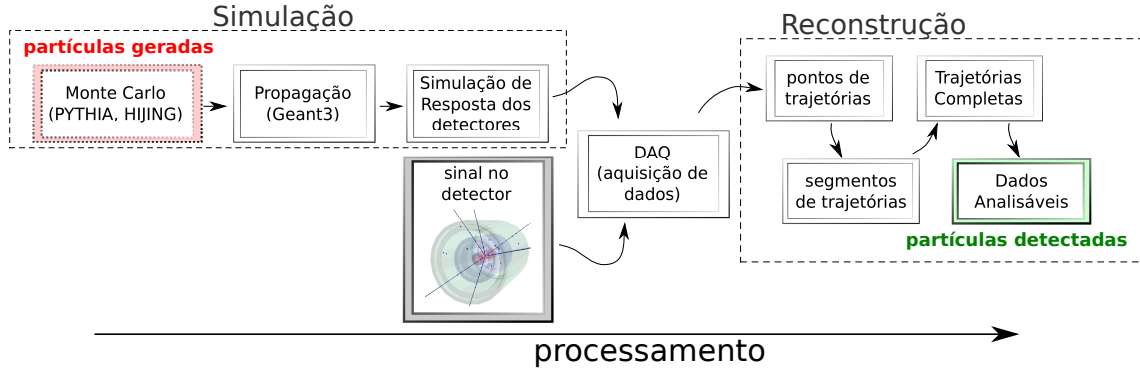


Figura 3.1: Esquema de processamento de eventos simulados no *AliRoot*.

desta grande quantidade de dados, utiliza-se o *Grid*, um grupo de 45 clusters distribuídos em vários países e conectados pela internet e por conexões dedicadas de alta velocidade. Essa abordagem paralela depende de software especificamente desenvolvido para a finalidade de análises no *Grid*. Este software está em contínuo desenvolvimento nos últimos anos. Trata-se do *AliEn*, (*Alice Environment*), que se acopla ao *ROOT* e *AliRoot* para o uso efetivo do *Grid*. Utilizando este conjunto de programas, é então possível realizar quaisquer análises submetendo tarefas ao *Grid* e, posteriormente, coletando os resultados. Assim se torna possível a análise de dezenas de milhões de eventos em questão de horas.

3.1 Seleção de Eventos

Os dados utilizados para a análise da produção de estranheza em colisões pp foram coletados no período de Junho e Julho de 2010, conhecido internamente como o período *LHC10d*. Este período já tem todos os seus parâmetros de calibração bem determinados e já foi analisado pela colaboração em outros estudos, permitindo assim que os problemas em potencial de partes deste conjunto de dados já sejam conhecidos. Analisamos os dados de *pass2*, ou seja, o segundo ciclo de reconstrução dos dados tomados, já com parâmetros de calibragem melhores. Escolhemos 54 blocos de dados - os chamados *runs* - para análise. Estes 54 *runs* passam pelos seguintes critérios:

- estão marcados como sendo de boa qualidade, i.e. não se sabe de nenhum problema operacional existente durante a tomada de dados.
- apresentam baixa taxa de empilhamento: sempre inferior a 5%.
- os dados foram coletados com ambos *TPC* e *ITS*, para garantir boa qualidade de reconstrução de trajetórias.

O número total de eventos coletados é de aproximadamente 159×10^6 eventos. Dentro desta amostra, selecionaremos apenas os eventos que passem por mais alguns critérios:

- que o evento tenha passado pelos critérios de rejeição de interações feixe-gás.
- que a interação tenha ocorrido dentro de um alcance de ± 10 cm do centro geométrico dos detectores centrais do ALICE, para garantir eficiência de detecção de trajetórias uniforme.
- que o evento tenha seu vértice primário determinado não apenas baseando-se nas trajetórias medidas pelo TPC, mas também pelo *ITS* ou *ITS+TPC*. Isto garante boa resolução de vértice primário, o que permite que cortes de aproximação mínima/máxima com o vértice primário atuem de forma mais precisa.
- não são marcados como empilhamento pelo algoritmo de determinação de empilhamento do *ITS*, como descrito na seção 2.4.1. Essa rejeição removerá cerca de 1% de todos os eventos, e é eficiente em remover apenas 50% dos empilhamentos reais, na média, segundo análises internas do *ALICE*. A incerteza de normalização utilizada nestas análises inclui as incertezas associadas ao empilhamento¹.

¹Uma complicação adicional aparece quando se analisa apenas eventos de alta multiplicidade, que têm maior chance de serem eventos empilhados. Nestes, a rejeição de empilhamento do *ITS* remove até 5-6% dos eventos, e, assumindo que estes são apenas 50% dos empilhamentos reais, adicionamos uma incerteza sistemática de 5-6% aos dados, quando analisamos colisões próton-próton em diferentes categorias de multiplicidade.

Tabela 3.1: Número de eventos pp passando em cada um dos cortes para posterior análise.

Contador de Eventos	$N_{eventos}$
(a1) Evento selecionado para análise física	159.10×10^6
(a2) Evento cujo vértice primário obedece $ Z_{VP} < 10$ cm	142.48×10^6
(a3) Evento que passa pela rejeição de empilhamento	141.09×10^6

O resultado de cada uma dessas seleções no número de eventos pode ser visto na tabela 3.1.

3.1.1 Normalização em relação a número de eventos inelásticos

Eventos próton-próton podem ser classificados, de forma geral, como eventos elásticos - aqueles que conservam energia cinética e momento - e inelásticos - aqueles em que a energia cinética não é conservada e há criação de partículas. Dentro dos eventos inelásticos, é possível definirmos ainda três subcategorias:

- Colisão difrativa simples: Nestas colisões, um dos prótons permanece intacto enquanto que o outro próton é levado a um estado excitado pela interação, emitindo partículas para o retorno ao seu estado fundamental. Estas partículas são tipicamente emitidas em valores de rapidez bastante elevados em módulo. Os eventos podem ser do tipo $p + p \rightarrow X + p$ ou, permutando, $p + p \rightarrow p + X$. A teoria que descreve fisicamente o que ocorre nesses eventos é a teoria de Regge [40], na qual essas interações são descritas de forma efetiva por uma troca de *Pomerons*.
- Colisão difrativa dupla: Nestas colisões, ambos os prótons são levados a estados excitados, e observa-se produção de partículas em regiões com altos valores (em módulo) de rapidez; estes processos podem ser escritos por $p + p \rightarrow X + X$. O que caracteriza e diferencia estes eventos de eventos não difrativos é o grande intervalo de rapidez na região de $y = 0$ que permanece pouco populado por

partículas criadas, o que não é o caso em eventos não difrativos. A teoria de Regge, de interação por troca de Pomerons, também é utilizada para descrever a física destes eventos.

- Colisão não difrativa: nestas colisões, presume-se a interação direta dos pártons dos núcleons incidentes e há produção de partículas na região de rapidez central, tipicamente sem intervalos não populados por partículas produzidas. Estes eventos são tradicionalmente descritos por espalhamentos de QCD perturbativa.

A colaboração ALICE adotou a convenção de normalizar os seus dados em relação ao número de eventos inelásticos analisados dentro de uma certa amostra, incluindo, portanto, eventos difrativos na normalização. Infelizmente, a eficiência de detecção, particularmente para eventos difrativos, não é de 100%. Os eventos difrativos têm produção de partículas concentrada na região de alta rapidez, onde não há uma cobertura de detecção tão eficiente, e nesses eventos as taxas de produção de partículas são menores, fazendo com que muitos desses eventos ocorram e permaneçam indetectados, não estando registrados na tabela 3.1. Para o cálculo do número de eventos inelásticos em nossa análise, então, precisaremos da eficiência de disparo do sistema de *trigger* do ALICE.

Este cálculo pode ser realizado como em [41], e sabe-se então que apenas 85.2% dos eventos inelásticos são detectados. Desta forma, quando observamos o contador de eventos (a1) da tabela 3.1, este número de eventos é cerca de 15% inferior ao número de eventos inelásticos, N_{INEL} , que de fato ocorreu durante a tomada de dados, ou seja, $N_{INEL} = a1/0.852$. Note ainda que, ao selecionarmos eventos com a posição do vértice primário contida em $|z| < 10$ cm e rejeitarmos eventos onde há empilhamento, provocamos uma perda proporcional de sinal, uma vez que não esperamos que haja correlação entre a posição do vértice primário ou o fato de ter ocorrido empilhamento e a taxa de produção de estranheza. Desta forma, a normalização aplicada aos dados corresponde a um número total de eventos

inelásticos de

$$\left(\frac{a3}{a1}\right) \frac{(a1)}{0.852} = (165.60 \pm 13.2) \times 10^6 \text{ eventos} \quad (3.1)$$

Note que a primeira fração da equação 3.1 corresponde à estimativa de perda de sinal quanto realizadas as seleções $a1 \rightarrow a2 \rightarrow a3$ da tabela 3.1, enquanto que a segunda fração corresponde ao número de eventos inelásticos analisados.

3.2 Determinação de Trajetórias de Partículas do ALICE

Em primeira instância, as medidas brutas de todos os detectores devem passar por um processamento para uma forma mais facilmente analisável. O principal detector utilizado para tanto é o *TPC*, já descrito brevemente na seção 2.4.2. No *TPC*, a detecção básica consiste de sinais em cada um dos ‘*pads*’ de detecção de ionização, como indica a figura 3.2. O objetivo primário da detecção de trajetórias é transformar estas medidas fundamentais em trajetórias analisáveis, passando pelos seguintes estágios:

1. **Dígito:** é como é chamado o sinal digitalizado obtido com um ‘*pad*’ em um dado instante no tempo;
2. **Cluster:** é como é chamado um agrupamento de sinais adjacentes (no espaço e/ou no tempo) que se assume ter sido gerado por uma única partícula atravessando os componentes sensíveis do detector;
3. **Ponto reconstruído no espaço:** é a estimativa da posição tridimensional em que uma partícula atravessou os componentes sensíveis do detector. Comumente, esta posição é simplesmente o centro de gravidade de um dado *cluster*.
4. **Trajetoária reconstruída:** este é um conjunto de parâmetros, como curvatura e ângu-

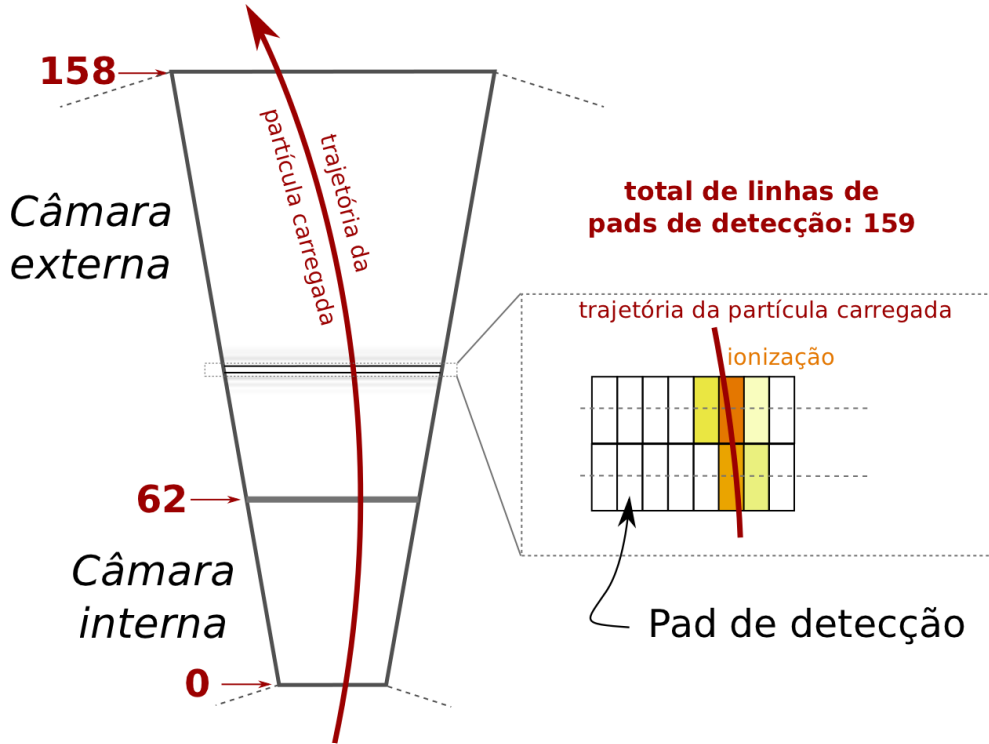


Figura 3.2: Esquema ilustrativo de detecção de trajetória no *TPC*.

los em relação aos eixos de coordenadas, que denotam uma trajetória suave, incluindo uma matriz de covariância em um dado ponto no espaço, associada às incertezas do ajuste.

Em primeiro instante, o sinal no *TPC* consiste apenas de dígitos. Os dígitos são então combinados em *clusters* através do agrupamento de sinais de *pads* adjacentes ao longo de uma linha de *pads* detectores, como indicado na figura 3.2. Este passo é necessário porque uma dada trajetória pode resultar em sinais em vários *pads* adjacentes.

Então, o processo de reconstrução procura por *clusters* que possuam dois máximos de sinais, considerando a possibilidade de que duas trajetórias independentes tenham passado tão próximas uma da outra no plano xy que os sinais de ionização em um dado ponto se sobreponham. Neste cenário, é necessário decompor estes *clusters* em dois sinais independentes, conforme descrito em [38]. Uma vez que os *clusters* sobrepostos tenham sido

decompostos, é atribuído a todos os *clusters* uma posição que corresponde ao ponto mais provável no espaço pelo qual a trajetória passou. Quando se trata de um *cluster* sem sobreposição, este valor é simplesmente o centro de gravidade dos sinais adjacentes medidos. Quando terminado este estágio de reconstrução, temos os pontos reconstruídos no espaço e é necessário determinar as trajetórias reconstruídas.

O método escolhido para combinar os pontos reconstruídos em trajetórias é o filtro de Kalman [42], um método numérico que efetua simultaneamente o ajuste e a combinação dos pontos. Este método requer uma hipótese inicial de trajetória para começar a efetuar combinação de pontos. Estas hipóteses são determinadas de formas variadas para garantir uma eficiência ideal de reconstrução, mas sempre envolvem a combinação inicial de dois pontos reconstruídos distantes - por exemplo, um consideravelmente mais interno ao *TPC*, e outro, mais externo. Para a determinação de trajetórias vindas do vértice primário, pode-se levar em conta o vértice primário como um terceiro ponto da trajetória, enquanto que para trajetórias secundárias, esta condição é relaxada e substituída por um terceiro ponto obtido ao longo da reta que une os dois primeiros pontos combinados. Finalmente, uma última possibilidade considerada para hipóteses iniciais para trajetórias secundárias é a simples combinação de três pontos adjacentes no espaço discreto de linhas de *pads* e subsequente extrapolação².

Uma vez obtidas as hipóteses iniciais, o filtro de Kalman realiza a propagação e combinação de vários pontos reconstruídos. Quando este processo se encerra, o software de reconstrução armazena as trajetórias resultantes, incluindo algumas características básicas das trajetórias, como o número de clusters utilizado para cada trajetória e o valor dos χ^2 do ajuste e os valores do primeiro ponto. O número de clusters utilizado nas trajetórias pode ser interpretado como uma quantificação da qualidade da medida da trajetória e será, em nossas análises, utilizado como critério de seleção para trajetórias de boa qualidade. Uma outra informação armazenada pelo software é se a propagação teve sucesso até o interior do

²Maiores detalhes estão contidos nas páginas 1329-1330 de [38]

volume de detecção do *TPC*, que tem um raio interno de 85 cm; este é um *flag* chamado ‘TPC refit’ e também utilizaremos apenas trajetórias que tenham o *flag* de ‘TPC Refit’ marcado.

3.2.1 Seleção por perda de energia no *TPC*

Quando uma partícula carregada atravessa o gás do *TPC*, ocorrem interações que acarretam perda de energia e ionizam este gás. Esta perda de energia depende não só da carga da partícula, como também de sua massa, o que faz com que uma medida efetiva desta energia perdida seja uma boa forma de identificação de partícula. Ao graficarmos a perda de energia, dE/dx , no *TPC* de acordo com o momento da partícula, observamos a formação de bandas distintas para cada uma das partículas mais abundantes: π , K e p , todas com massas distintas. Estas bandas não permitem a distinção das partículas em alto momento, mas permitem boa identificação em momentos abaixo de 1 GeV/c.

Para diferenciar entre as diferentes bandas, utilizamos a parametrização de Aleph (\aleph) para a fórmula de Bethe-Bloch para a perda de energia. Esta parametrização, para partículas de carga unitária, depende apenas da massa da partícula e permite que a perda de energia média possa ser calculada a partir do módulo do momento, $|\vec{p}|$, e assumindo uma massa correspondente à espécie de partícula que se deseja encontrar:

$$\beta\gamma = \frac{|\vec{p}|}{m} \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1 + \beta^2\gamma^2}} \quad (3.3)$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle (|\vec{p}|) = \frac{\aleph_1}{\beta^{\aleph_4}} \left\{ \aleph_2 - \beta^{\aleph_4} - \ln \left[\left(\frac{1}{\beta\gamma} \right)^{\aleph_5} + \aleph_3 \right] \right\} \quad (3.4)$$

onde \aleph_i são parâmetros livres que devem ser ajustados aos dados. Então, escolhe-se uma

banda de largura adequada ao redor da curva média dada pela equação 3.4 tal que poucas partículas exibindo perda de energia próxima de uma dada curva de Bethe-Bloch seja rejeitada. Desta forma, a seleção por dE/dx atua rejeitando partículas cuja combinação de momento e energia depositada sejam totalmente discrepantes da perda esperada para a espécie desejada.

O procedimento de seleção por dE/dx é realizado tanto em dados reais quanto em simulações, e é necessário averiguar se a seleção é razoável computando alguns histogramas de controle em cada caso. Isto está exemplificado na figura 3.3 para dados reais, onde foi graficada a perda de energia para as trajetórias das partículas provenientes de candidatos a decaimentos de $V0$ para uma faixa estreita em momento total de 300 ± 5 MeV/c. Nota-se a presença de várias distribuições aproximadamente Gaussianas, tanto para dados simulados quanto para dados reais. Estão graficadas também linhas verticais que indicam os valores de corte para três espécies de partículas - π , p e K . Os valores dos parâmetros N não são os mesmos para dados reais e simulados, mas o importante aqui é que a mesma perda de sinal relativa ocorra, tanto nos dados, quanto em MC. Porém, como as bandas de seleção são bastante largas, a perda de sinal deve ser desprezível³.

³ Uma verificação de consistência possível em simulações é o estudo do número de partículas de interesse - i.e., correspondendo realmente ao tipo de partículas nas quais estamos interessados - rejeitados por este corte. Esta verificação de consistência será realizada na seção 5.3.

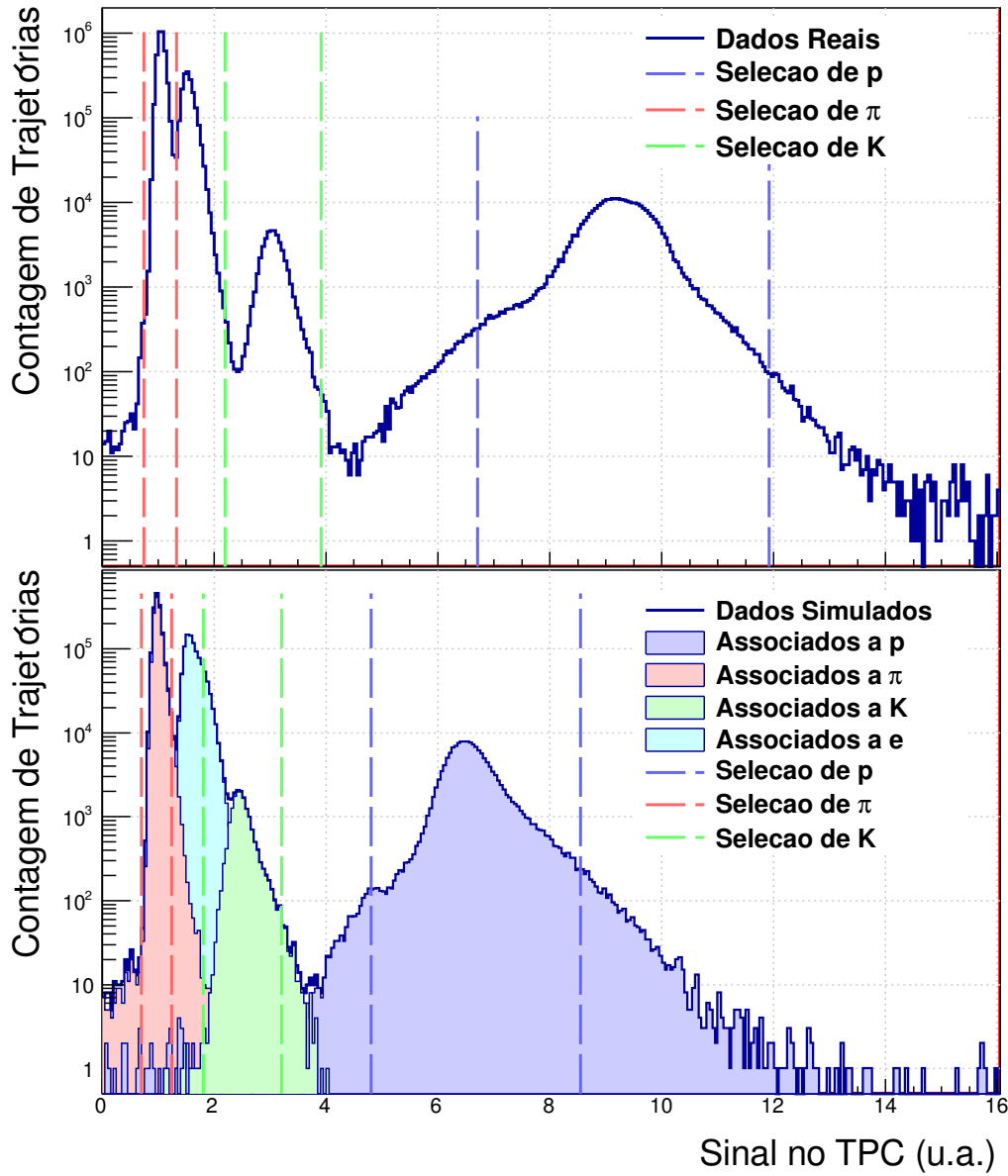


Figura 3.3: Perda de energia ao atravessar o *TPC* de acordo com o momento total para trajetórias provenientes de candidatos a decaimento em *V0* para trajetórias com momento total de 300 ± 5 MeV/c.

Capítulo 4

Análise de hádrons estranhos

4.1 A medida da estranheza

Tendo a menor massa nua dentre os quarks de gerações superiores, o quark estranho s é de interesse imediato devido ao fato de as partículas originais da colisão não possuírem quarks estranhos entre seus quarks de valência. Enquanto existem quarks s no mar de quarks dentro dos hádrons que colidem, estes são em baixa quantidade se comparados com os pares de quarks s e \bar{s} produzidos em energias como as de aceleradores modernos como o RHIC e o LHC. Desta forma, os quarks s são praticamente criados na colisão, o que faz das partículas estranhas um objeto de estudo interessante, tanto em colisões próton-próton quanto em colisões Pb-Pb. Além disso, o fato da massa do quark s ser próxima do parâmetro de temperatura no qual se espera que haja uma transição para o estado de QGP (como visto na figura 1.4) também o torna interessante para o estudo desta transição de fase.

Tabela 4.1: Massa nua dos quarks do Modelo Padrão [43].

Quark	Massa Nua
u	$1.7 - 3.3 \text{ MeV}/c^2$
d	$4.1 - 5.8 \text{ MeV}/c^2$
s	$101^{+29}_{-21} \text{ MeV}/c^2$
c	$1.27^{+0.07}_{-0.09} \text{ GeV}/c^2$
b	$4.43 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2$
t	$172.0 \pm 0.9 \pm 1.3 \text{ GeV}/c^2$

Tabela 4.2: Hádrons estranhos estudados neste trabalho. Dados de [43].

Hádron	Conteúdo de quarks	Massa (MeV/ c^2)	$c\tau$ (cm)	canal de decaimento principal	B.R. ¹
K_S^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{s} - s\bar{d})$	497.61	2.68	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	69.2%
Λ	uds	1115.68	7.89	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	63.9%
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	1115.68	7.89	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$	63.9%
Ξ^-	dss	1321.71	4.91	$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$	99.9%
$\bar{\Xi}^+$	$\bar{d}\bar{s}\bar{s}$	1321.71	4.91	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$	99.9%
Ω^-	sss	1672.45	2.46	$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$	67.8%
$\bar{\Omega}^+$	$\bar{s}\bar{s}\bar{s}$	1672.45	2.46	$\bar{\Omega}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + K^+$	67.8%

No contexto dos outros quarks, a massa nua do quark s tem valor intermediário à massa dos quarks u e d , mais leves, e dos quarks c e b , mais pesados, como pode ser visto na tabela 4.1. Isto significa que a energia necessária para a criação de um par $s\bar{s}$ é inferior à necessária para a criação de outros quarks instáveis, garantindo que esse quark é o mais abundante dentre os instáveis.

As partículas estranhas estudadas neste trabalho estão retratadas na tabela 4.2. Os decaimentos das partículas listadas na tabela ocorrem após um tempo característico τ no referencial de repouso da partícula; este é usualmente especificado não em unidades de tempo, mas em unidades de distância, através da multiplicação com a velocidade da luz c . Do ponto de vista do referencial de laboratório, esta é a distância média, em centímetros, percorrida por uma partícula cujo valor de massa multiplicado pela velocidade da luz é igual ao seu momento.

As partículas deste estudo podem ser oriundas não só do processo de fragmentação de quarks, mas também de decaimentos de outras partículas. É o caso do Λ , alimentado, por exemplo, pelo decaimento do Σ^0 , além de Σ^{*0} , Σ^{*-} e Σ^{*+} , e pelo decaimento do Ξ^\pm . Quando se estuda a produção de partículas da interação de hádrons do feixe, é importante estabelecer uma definição de partículas *primárias*, i.e. que são produtos diretos da colisão em alta energia, e partículas *secundárias*, que podem ser produtos de decaimentos. No experimento ALICE, a convenção é a de que partículas primárias são todas aquelas originadas na colisão

¹do inglês “Branching ratio”, denotando a probabilidade de que a partícula decaia no seu canal de decaimento principal.

(fragmentação de quarks, etc) e produtos de decaimentos fortes ou de decaimentos de quarks c , b , e t , enquanto que partículas secundárias são produtos de decaimentos fracos de quarks s ou interações hadrônicas com o material dos detectores. Uma definição que excluísse todos os produtos de decaimentos do grupo de partículas primárias seria experimentalmente impraticável, uma vez que decaimentos que ocorrem em um tempo curto no referencial de repouso, como é o caso do Σ^0 , que decai em um tempo médio da ordem de 10^{-20} s. Neste breve intervalo, a partícula percorreu distância muito abaixo da resolução espacial de discriminação de trajetórias e está ainda localizada praticamente no vértice de interação entre dois prótons ou núcleons do feixe que colidiram. Desta forma, é impossível determinar, no laboratório, se uma partícula é produto de decaimento forte ou realmente produto da colisão inicial, uma vez que tal partícula viria praticamente do mesmo ponto no espaço. Este não é o caso de decaimento fracos de estranheza, que tipicamente ocorrem em 10^{-8} a 10^{-9} s e portanto as partículas percorrem uma distância apreciável no laboratório antes de decair, permitindo que o vértice de decaimento seja distinto do vértice de interação primário.

No caso do bárion Ξ^\pm , há apenas a ressonância Ξ^* , com massa $1530 \text{ MeV}/c^2$, além da produção direta e decaimentos consideravelmente mais raros de quarks mais pesados, para alimentar o sinal de Ξ^\pm através de decaimentos. No caso do bárion triplamente estranho Ω^\pm , a grande maioria (99%, verificado com simulações) é oriunda de produção direta. O restante ($< 1\%$) é proveniente de decaimentos de quarks mais pesados. Isto torna estes dois bárions multi-estranhos interessantes também devido à baixa contaminação dos seus respectivos sinais pelo decaimento de outras partículas.

4.2 Introdução aos Hádrons estranhos

Os hádrons estranhos que são objetos de estudo neste trabalho, K_S^0 , Λ , Ξ , Ω e suas antipartículas, possuem decaimentos fracos de topologias características e são reconstruídos através

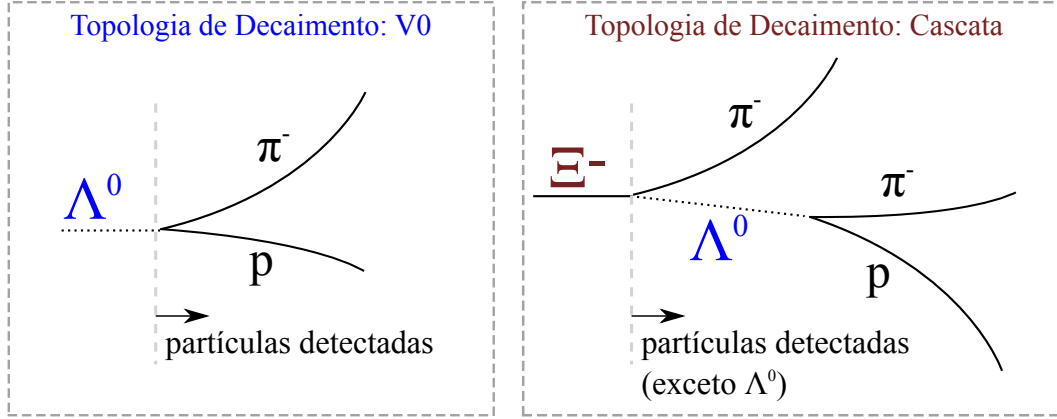


Figura 4.1: Esquema ilustrativo de decaimento em V0 e em cascata.

da detecção nos seguintes canais:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (69.2\%) \quad (4.1)$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad (63.9\%) \quad (4.2)$$

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+ \quad (63.9\%) \quad (4.3)$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^- \quad (100\%) \quad (4.4)$$

$$\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+ \quad (100\%) \quad (4.5)$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^- \quad (67.8\%) \quad (4.6)$$

$$\Omega^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + K^+ \quad (67.8\%) \quad (4.7)$$

Nestas equações, a porcentagem entre parênteses denota a probabilidade de decaimento neste canal. As primeiras duas, K_S^0 e Λ , decaem em duas partículas carregadas, em uma topologia de decaimento chamada de V0 devido ao formato em V do decaimento e com o zero denotando a carga total líquida do sistema. As outras duas partículas, Ξ^\pm e Ω^\pm , decaem em uma partícula carregada e um Λ , que subsequentemente decai em um próton e um píon. Neste último caso, são detectadas três partículas carregadas para a reconstrução do Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- ou Ω^+ que as originou; esta é chamada topologia de decaimento em cascata. A figura 4.1 retrata estes decaimentos de forma ilustrativa. Conforme mencionado na seção anterior, todos estes decaimentos, por serem fracos, ocorrem sempre em distâncias apreciáveis do vértice primário de um evento, tornando a reconstrução dos seus decaimentos mais simples

por permitir a exclusão de trajetórias primárias como possíveis produtos destes decaimentos.

Uma vez que tenhamos detectado trajetórias em um evento, faz-se necessário combiná-las em pares para obter decaimentos em $V0$ em potencial (doravante chamados de candidatos) - ou em trios para obter candidatos a decaimentos em cascata. Utilizamos, então, a relatividade especial e calculamos, para estes agrupamentos de partículas, o quadrivetor momento - cujo módulo sabemos ser invariante perante transformações de Lorentz. Em particular, para partículas provenientes de um decaimento, vale lembrar que, no referencial de repouso da partícula original, o quadrivetor momento possui módulo igual apenas à massa da partícula. Desta forma, se computarmos o módulo do quadrivetor momento utilizando os dois (ou três) produtos de um dado decaimento, e se a combinação de fato for proveniente do decaimento procurado, deveremos recuperar então a massa da partícula original:

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - ||\sum \vec{p}_i||^2 \quad (4.8)$$

Desta forma, se realizarmos este cálculo - chamado de cálculo de massa invariante - para candidatos a decaimentos de K_S^0 , Λ , Ξ ou Ω , deveremos observar um pico na massa invariante que corresponde à massa de cada um destes bárions. A obtenção de candidatos é feita combinando-se trajetórias de acordo com cortes nas cargas das partículas filhas, assim como cortes topológicos mínimos razoáveis, como veremos na seção seguinte, e também levando em conta uma hipótese de massa para o cálculo das energias da equação 4.8. As massas são utilizadas com hipóteses consistentes com os decaimentos listados anteriormente, i.e. no caso de um Λ , por exemplo, a trajetória que corresponde à partícula de carga elétrica positiva deve ser de uma partícula cuja massa é a do próton e a outra trajetória, correspondente a uma partícula de carga elétrica negativa, deve ser de uma partícula cuja massa é a do π^- .

No caso particular de decaimentos em cascata, primeiramente encontram-se candidatos a Λ efetuando combinações próton-píon; então, estes candidatos a Λ são combinados com mais uma trajetória de um píon ou káon. Se a combinação escolhida for proveniente de um

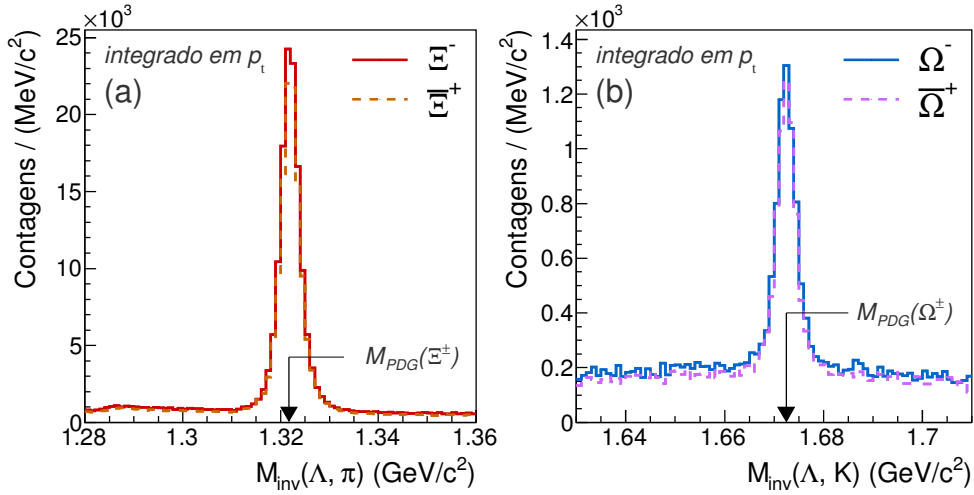


Figura 4.2: Exemplo de distribuições de massa invariante na região das massas de Ξ^\pm (a) e Ω^\pm (b).

decaimento de Ξ , a massa invariante, calculada de acordo com a equação (4.8), será muito próxima à massa do Ξ , de $1.321 \text{ GeV}/c^2$, com uma pequena variação oriunda de imprecisões nas medidas de momentos¹. Exemplos de picos de massa invariante computados desta forma podem ser vistos na figura 4.2.

Devido ao grande número de partículas produzidas em uma colisão, não se pode combiná-las todas duas-a-duas ou três-a-três - haveria um excesso de combinações associadas a este cálculo. Desta forma, efetuam-se seleções de trajetórias para os produtos dos decaimentos $V0$ e cascata. Nas seções seguintes, descreveremos os critérios de seleção utilizados para este estudo.

¹Note que variações na massa são permitidas também devido à incerteza $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, mas, considerando a ordem de grandeza de $\Delta t \approx 10^{-11} \text{ s}$, obtemos uma variação totalmente desprezível na massa - da ordem de $\Delta E \approx 10^{-6} \text{ eV}$. Apenas partículas com decaimentos fortes ($\Delta t < 10^{-20} \text{ s}$) têm ΔE apreciável. Esta seria a chamada *Largura Natural* do pico de massa invariante, que não aparecerá neste trabalho.

4.3 Critérios de Seleção de Candidatos

4.3.1 Seleção topológica dos candidatos

Se combinarmos quaisquer duas ou três trajetórias com cargas apropriadas em um dado evento, teremos uma enorme quantidade de candidatos a decaimento em $V0$ ou cascata. Para evitar que a combinatória seja proibitiva, são realizados cortes topológicos mínimos. Estes cortes são geométricos e selecionam trajetórias com características tais que seja mais provável que elas sejam oriundas de um decaimento de K_S^0 , Λ , Ξ ou Ω . Em particular, é importante rejeitar partículas que venham do vértice primário, uma vez que sabemos que as topologias de decaimento que estudamos são tais que as trajetórias devem vir de vértices secundários, i.e. de pontos distantes do ponto de interação do feixe.

Nas nossas análises de decaimentos $V0$, utilizamos 5 cortes topológicos, conforme pode ser visto na figura 4.3. Como um exemplo de um critério de seleção geométrica, é desejado que as duas trajetórias devem ter estado muito próximas em algum momento, presumivelmente o momento de decaimento do $V0$. Esta distância de máxima aproximação entre as duas trajetórias está denotada como variável 1 na figura 4.3. Também estamos procurando por duas trajetórias que não venham do vértice primário, para rejeição de partículas primárias. Desta forma, é desejável que a máxima aproximação de cada trajetória ao vértice primário (variáveis de número 2 e 3) seja superior à resolução do processo de determinação de trajetórias. Também rejeitamos $V0$ s cujo ponto de decaimento é muito próximo do vértice primário (variável 4), em um esforço adicional de rejeitar combinações de trajetórias primárias. É também desejável que o cosseno do ângulo de direção do $V0$ - a variável 5 na figura - seja próximo de 1, o que faz com que o $V0$ tenha um vetor momento e vetor posição de decaimento alinhados e garante que o possível Λ , $\bar{\Lambda}$ ou K_S^0 tenha vindo da direção do vértice primário.

Os decaimentos em cascata, que envolvem três trajetórias, têm reconstrução mais complexa e nestes são utilizados 11 cortes topológicos, conforme indicado na figura 4.4. As

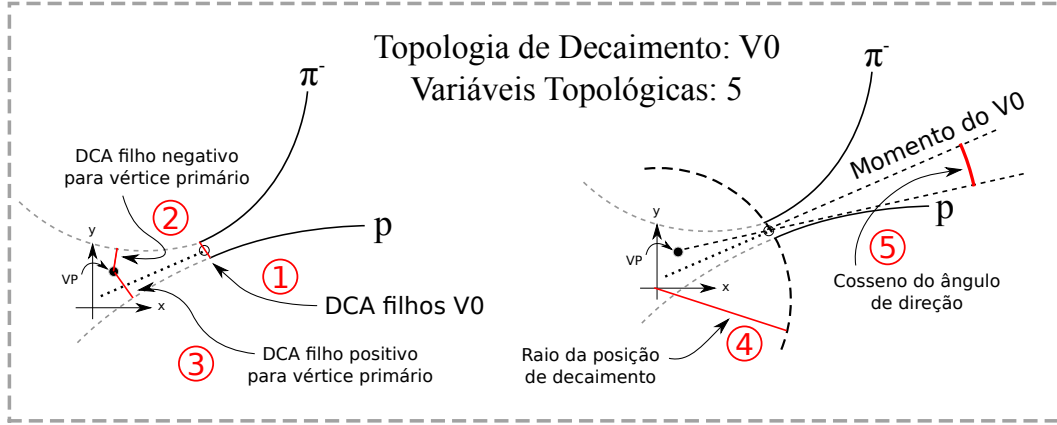


Figura 4.3: Cortes topológicos utilizados para a combinação de trajetórias de partículas para a formação de candidatos a K_S^0 , Λ ou $\bar{\Lambda}$. DCA vem do inglês *Distance of Closest Approach* e denota distância de máxima aproximação entre trajetórias ou trajetória e um ponto (no caso, o vértice primário).

variáveis listadas de 1 até 5 são equivalentes às da figura 4.3, uma vez que todo decaimento cascata tem um V0 como constituinte. Finalmente, ainda é realizado uma seleção de uma janela de massa invariante (variável 11 da figura) utilizada para selecionar o V0 contido dentro de um decaimento cascata para que este V0 tenha uma massa invariante próxima à de um Λ ou $\bar{\Lambda}$.

Os cortes mínimos utilizados para efetuar a combinatória de trajetórias, que incluem cortes topológicos mínimos, foram determinados previamente pela colaboração durante o desenvolvimento do software oficial de reconstrução de decaimentos secundários. Tais seleções são necessárias para evitar que a combinatória de trajetórias resulte em um número intratável de candidatos. Para estas seleções mínimas, todas as variáveis geométricas estão em valores bastante permissivos, i.e. de tal forma que a resolução de determinação de trajetórias do ALICE é muito superior aos cortes aplicados e portanto a perda de sinal é mínima.

- o valor de χ^2 reduzido referente ao ajuste de trajetória dos filhos do decaimento deve ser menor do que um valor máximo de 33, para garantir um ajuste de boa qualidade

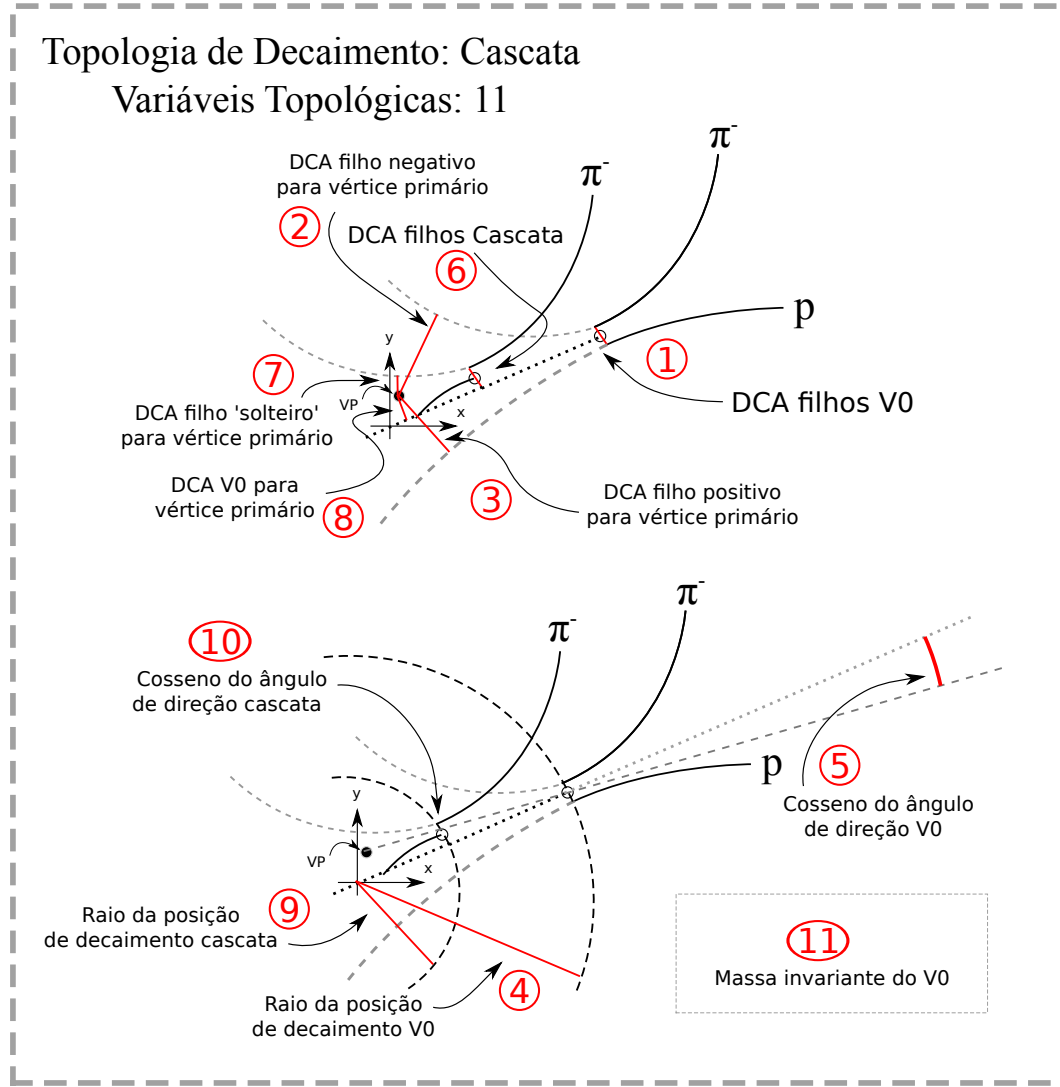


Figura 4.4: Cortes topológicos utilizados para a combinação de trajetórias de partículas em candidatos a decaimentos de Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- ou $\bar{\Omega}^+$. DCA vem do inglês *Distance of Closest Approach* e denota distância de máxima aproximação entre trajetórias ou trajetória e um ponto (no caso, o vértice primário).

à trajetória.

- (parâmetro 1 das figuras 4.3 e 4.4) Distância de aproximação entre trajetória dos filhos do decaimento do Λ deve ser inferior a 2 cm, para garantir trajetórias que tenham estado próximas em algum momento, presumivelmente o instante de decaimento.
- (parâmetros 2 e 3 das figuras 4.3 e 4.4) Mínimo parâmetro de impacto para a trajetória dos filhos do decaimento do Λ (π^\pm ou p , \bar{p}) de 0.02 cm para exclusão de partículas primárias.
- (parâmetro 4 das figuras 4.3 e 4.4) Mínimo raio de decaimento do Λ (raio do volume fiducial) de 1 cm, para rejeição de partículas primárias como possíveis produtos do decaimento.
- (parâmetro 4 das figuras 4.3 e 4.4) Máximo raio de decaimento do Λ^0 (raio do volume fiducial) de 100 cm, para garantir que o decaimento não ocorra muito além do raio interno do TPC, garantindo detectabilidade.
- (parâmetro 5 das figuras 4.3 e 4.4) Mínimo valor permitido para o cosseno do ângulo de direção do Λ de 0.95, garantindo que o V0 seja proveniente da direção do vértice primário.
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 6 da figura 4.4) Máxima distância de aproximação entre a trajetória do Λ e do pión ou káon de 2 cm, para garantir que sejam escolhidas partículas que venham de um mesmo ponto de decaimento em cascata.
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 7 da figura 4.4) Mínimo parâmetro de impacto da trajetória do pión ou káon do decaimento de Ξ ou Ω de 0.03 cm, para rejeição de píons e káons primários.

- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 8 da figura 4.4) Mínimo parâmetro de impacto da trajetória do Λ de 0.05 cm, para rejeição de Λ primários.
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 9 da figura 4.4) Mínimo raio de decaimento do bárion multi-estranho de 0.4 cm, para rejeição de trajetórias primárias como produtos do decaimento.
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 9 da figura 4.4) Máximo raio de decaimento do bárion multi-estranho de 100 cm, para garantir que o decaimento não ocorra muito além do raio interno do TPC.
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 11 da figura 4.4) Largura da região de massa invariante ao redor do Λ de 10 MeV/ c^2 , selecionando combinações de duas trajetórias com massa invariante próxima à do Λ .
- (apenas Ξ , Ω - parâmetro 10 da figura 4.4) Mínimo valor permitido para o cosseno do ângulo de direção do Ξ ou do Ω de 0.95, garantindo que o Ξ ou Ω venha da direção do vértice primário.

Com estes cortes topológicos, já é possível observar picos em massa invariante nas posições esperadas das massas dos bárions Ξ e Ω , embora no caso do Ω observamos um fundo de combinação bastante numeroso.

Uma vez que tenham sido gerados os candidatos a decaimentos de hádrons estranhos, aplicamos mais algumas seleções de qualidade nestes. Estes cortes incluem:

- Exigimos que o TPC tenha sido capaz de detectar todas as duas ou três trajetórias com no mínimo 80 pontos detectados no TPC por trajetória. Isto garante que a trajetória foi bem determinada, uma vez que estes 80 pontos serão utilizados no ajuste de uma trajetória hipotética helicoidal para cada trajetória.

- O conjunto de dados tomados pelo TPC e pelos detectores do *ITS* permite a determinação de uma trajetória hipotética helicoidal consistente e descritiva para a trajetória em questão, i.e. o ajuste da função helicoidal teve sucesso numericamente.
- O candidato a decaimento de hádron estranho tem que ter rapidez contida dentro de $|y| < 0.5$, para garantir que as trajetórias envolvidas estejam na região central de detecção, onde a eficiência de detecção é aproximadamente a mesma para diferentes y .

Sem os cortes iniciais desta seção, não seria possível sequer desenhar gráficos de massa invariante onde se observam picos. Porém, há situações em que é necessário utilizar cortes de seleção topológica mais rigorosos, como é o caso dos candidatos a decaimentos de Ω^\pm . Neste caso, há ruído de fundo significativo e o uso de cortes pode melhorar a estabilidade do processo de extração de sinal. Os cortes específicos para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ serão mencionados posteriormente, quando cada análise for discutida individualmente.

4.3.2 Seleção por perda de energia no TPC

Conforme já descrito na seção 3.2.1, o ALICE é capaz de identificar algumas partículas através da medida da quantidade de energia depositada na câmara de projeção temporal, uma vez que esta perda de energia é dependente do tipo de partícula. Como vimos na figura 3.3, a diferenciação entre as partículas é particularmente evidente em momentos transversais baixos. Em nossas análises, porém, é justamente na região de baixo momento transversal que encontramos o maior fundo de combinatória, como podemos ver, por exemplo, no caso do Λ , na figura 4.5a, onde não aplicamos seleção alguma. Nesta figura, o pico na massa do Λ (em $1.1157 \text{ GeV}/c^2$) é visível, mas há um sinal de fundo bastante substancial. Na figura 4.5b, vemos que uma parcela enorme deste ruído de fundo é removida ao exigirmos que as duas trajetórias das partículas produto do decaimento hipotético de um Λ tenham

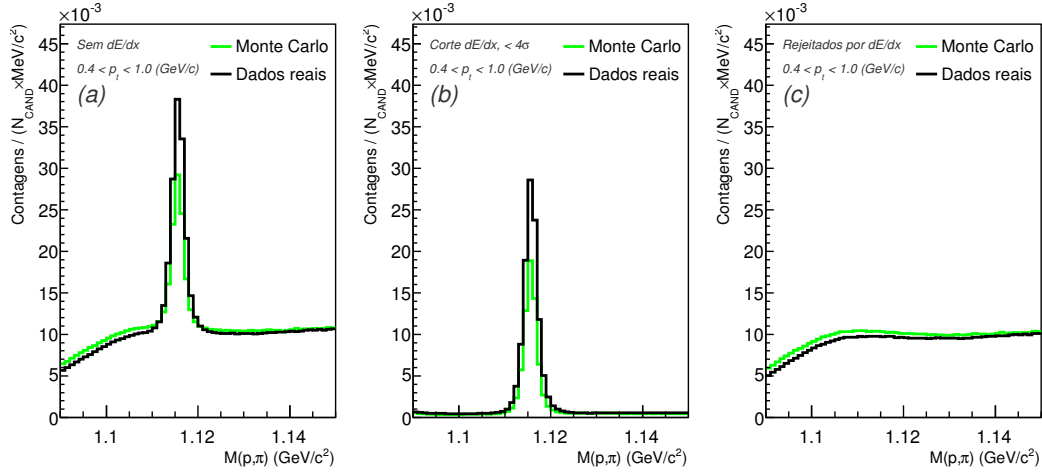


Figura 4.5: Demonstração do efeito da seleção por perda de energia no TPC: (a) distribuição de massa invariante de Λ na região de baixo momento transversal, $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de trajetórias dos produtos do decaimento que tenham apresentado perda de energia conforme o esperado; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos que foram rejeitados pela seleção por perda de energia. Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.

depositado energia no TPC que corresponda a partículas do tipo desejado - no caso, próton para a partícula positiva e π^- para a partícula negativa. Finalmente, é importante constatar que não removemos nenhuma parcela significativa do sinal, o que pode ser visto na figura 4.5c, onde graficamos a distribuição de massa invariante para os candidatos rejeitados e mostramos que não há nenhum pico na massa do Λ . Se extraírmos o número de candidatos na região do pico utilizando a extração de sinal descrita na seção 4.4.1, notaremos que a razão entre a área do sinal e a área de ruído em dados reais, no caso da figura 4.5a, é de 0.71, enquanto que após a seleção por perda de energia no TPC, vista na figura 4.5b, temos uma razão sinal / ruído de 12.74. O efeito em dados simulados é semelhante, sendo que a razão sinal / ruído tem um valor inicial de 0.43 e um valor após seleção de 9.06. A diferença em valor absoluto refere-se apenas ao fato de que os dados simulados não reproduzem corretamente a taxa de produção de Λ ; isto, porém, não afetará diretamente as medidas das taxas de produção em dados reais.

A seleção por perda de energia no caso de todas as outras partículas atua de forma semelhante, e exemplificamos o seu efeito apenas com o Λ . Esta seleção é particularmente importante por reduzir drasticamente a assimetria do ruído de fundo de ambos os lados do pico de massa invariante, o que, por sua vez, estabiliza o processo de extração do sinal, descrito posteriormente na seção 4.4.1. Porém, ainda há uma assimetria residual entre o ruído de fundo de cada lado do pico de massa invariante. O próximo critério de seleção será de grande importância para resolver esta assimetria residual.

4.3.3 Seleção por tempo de vida próprio ($c\tau$)

Uma seleção adicional aplicada aos estudos de decaimentos $V0$ é a seleção por $c\tau$. No referencial próprio da partícula, cada um dos hádrons estudados tem um tempo de decaimento médio $c\tau$ (comumente escrito já multiplicando pela velocidade da luz por comodidade numérica) como dado na tabela 4.2 e uma distribuição do tempo típico de decaimento, t_d , que é uma exponencial simples:

$$\frac{dN}{dt_d} = C \exp \left\{ \frac{-ct_d}{c\tau} \right\} \quad (4.9)$$

A conversão de $c\tau$ para o referencial do laboratório pode ser feita trivialmente:

$$c\tau = \frac{cmL}{p} \quad (4.10)$$

onde m é a massa da partícula tratada, L é o comprimento de decaimento no laboratório e p é o momento total da partícula. Uma vez que a probabilidade de decair com $t_d \gg \tau$ é bastante baixa, é interessante considerar um limite superior do valor de ct_d para os candidatos considerados para a análise, o que excluirá partículas cujo vértice de decaimento é tão distante do esperado para uma partícula daquele momento que há uma alta probabilidade de que se trate de um candidato não primário. Os limites considerados para os $V0$ s são:

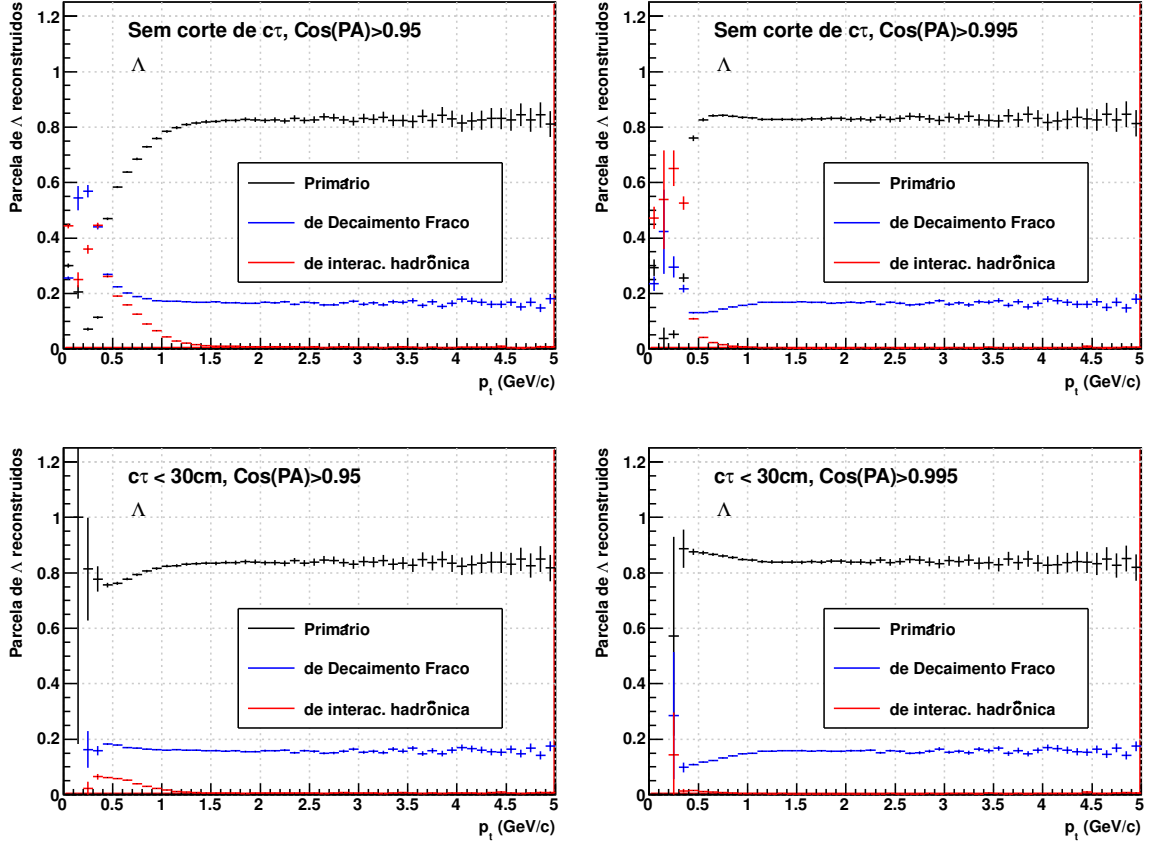


Figura 4.6: Fração de Λ primários e secundários entrando na análise de Λ , computada fazendo uso de simulações. Nesta figura, $\text{Cos}(PA)$ denota o cosseno do ângulo de direção do $V0$, como indicado na figura 4.3.

- Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$: $ct_d < 30 \text{ cm}$ ($< \sim 3.8c\tau$)
- K_S^0 : $ct_d < 20 \text{ cm}$ ($< \sim 7.8c\tau$)

É particularmente interessante notar que, para partículas de baixo momento, a relação da equação 4.10 faz com que o comprimento de decaimento no laboratório seja bastante reduzido. Isso faz com que candidatos secundários, como Λ advindos de interações com o material dos detectores, sejam rejeitados, uma vez que estes tipicamente ocorrerão em momentos relativamente baixos e em distâncias relativamente elevadas do centro geométrico

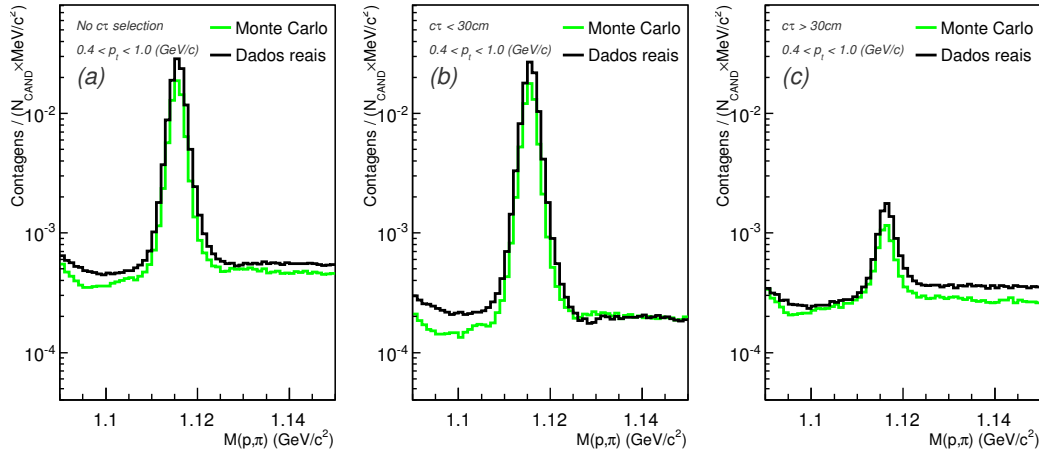


Figura 4.7: Exemplo do efeito da seleção por tempo de vida próprio em dados reais e em simulação. (a) distribuição de massa invariante de Λ na região de baixo momento transversal, $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 1.0 \text{ GeV}/c$; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de candidatos para os quais $c\tau < 30 \text{ cm}$; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos que foram rejeitados ($c\tau > 30 \text{ cm}$). Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.

do ALICE. Esta rejeição faz com que não seja necessário que as simulações reproduzam de forma extremamente precisa as interações com o material, o que diminui incertezas sistemáticas de nossa medida. Quando considerado em conjunção com uma seleção no cosseno do ângulo de direção, vemos que estas duas seleções reduzem o nível de contaminação por secundários provenientes de interações hadrônicas a cerca de 1% ou menos, como pode ser visto na figura 4.6. Devido à baixa seção de choque de interação hadrônica dos bárions multi-estranhos, o benefício de um corte em $c\tau$ nestes é reduzido e não utilizamos o corte de $c\tau$ na análise de Ξ^\pm e Ω^\pm .

A figura 4.7 demonstra o efeito da seleção por $c\tau$ em dados reais e em dados simulados. Nota-se que é perdida uma fração do sinal; porém, esta perda de sinal é comparável em dados reais (6.0%) e em dados simulados (6.2%); isto garante que, dentro de uma precisão melhor do que 1%, o procedimento de seleção é confiável. A razão entre sinal e ruído, que após seleção por perda de energia no TPC é de 12.74 em dados reais, é aproximadamente duplicada e chega-se em um sinal bastante limpo, com razão sinal / ruído de 29.44. A

melhoria entre sinal e ruído em dados simulados é semelhante: o valor da razão é aproximadamente dobrado, indo de 9.06 após a seleção por perda de energia no TPC para 20.54. Vale lembrar que estes valores são para a região com momento abaixo de 1 GeV/c, onde ocorre a maior parcela do fundo de combinatória.

4.3.4 Rejeição de Candidatos com a mesma topologia

Um critério adicional de seleção utilizado para a análise é o de rejeição de decaimentos com a mesma topologia do que estamos interessados e com massas invariantes consistentes com outras partículas. Desta forma, com o Λ , por exemplo, rejeitamos qualquer decaimento em $V0$ cuja massa invariante com a hipótese de massas de K_S^0 esteja próximo da massa do K_S^0 . O critério escolhido foi de:

- Λ e $\bar{\Lambda}$: Rejeitados $V0$ s para os quais a massa invariante na hipótese de massa de K_S^0 seja de $|M(\pi^+\pi^-) - 497.6 \text{ MeV}/c^2| < 10 \text{ MeV}/c^2$.
- K_S^0 : Rejeitados $V0$ s para os quais a massa invariante na hipótese de massa de Λ ou $\bar{\Lambda}$ seja tal que $|M(p\pi) - 1.1157 \text{ MeV}/c^2| < 5 \text{ MeV}/c^2$.
- Ω^\pm : Rejeitados decaimentos em cascata cuja massa invariante na hipótese de massa de Ξ^\pm seja de $|M(\Lambda\pi) - 1.3217 \text{ MeV}/c^2| < 8 \text{ MeV}/c^2$.

Não é necessário realizar rejeição para as análises de Ξ^\pm , uma vez que a taxa de produção de Ω^\pm é extremamente pequena em relação à taxa de produção de Ξ^\pm . Este critério é de interesse por possibilitar a rejeição de candidatos que de fato decaem na mesma topologia e portanto não seriam filtrados por cortes topológicos apenas.

Este critério de rejeição é complementar às seleções anteriores e reduz ainda mais o ruído de fundo, particularmente para momentos transversais mais altos, para os quais a seleção por perda de energia no TPC não é tão eficiente. Verificações efetuadas em dados simulados mostram que a perda de sinal é sempre bem reproduzida nos dados simulados. A figura 4.8

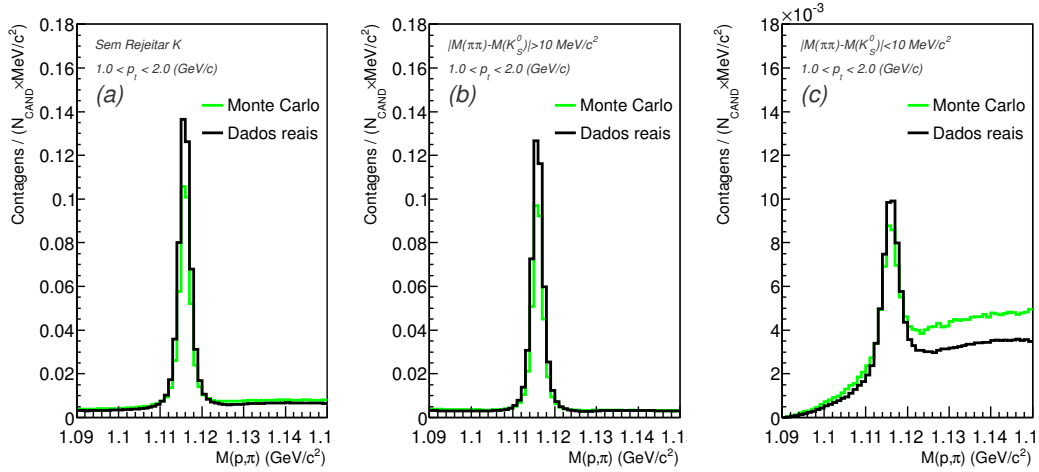


Figura 4.8: Exemplo do efeito da rejeição de K_S^0 na análise de Λ em dados reais e em simulação. (a) distribuição de massa invariante de Λ para $1.0 < p_t < 2.0$ GeV/c; (b) distribuição de massa invariante de Λ após a seleção de candidatos para os quais a massa na hipótese de massas dos filhos de K_S^0 está a menos de 10 MeV/ c^2 da massa do K_S^0 ; (c) distribuição de massa invariante de Λ para os candidatos rejeitados por este critério de seleção. Gráficos normalizados para número de candidatos para possibilitar comparação entre dados reais e simulados.

indica o efeito da rejeição de K_S^0 no pico de massa invariante do bárion Λ , e observa-se que o ruído de combinatória comporta-se de forma mais linear após esta seleção adicional.

4.4 Determinação do Espectro de Momento Transversal

Nesta seção, após discutidos os critérios com os quais o sinal de massa invariante é selecionado, veremos o procedimento utilizado para a obtenção do espectro de momento transversal. Discutiremos também algumas correções necessárias para os espectros resultantes. Estas correções podem ser devido a problemas conhecidos da abordagem de análise, como a correção GEANT/FLUKA, discutida na seção 4.4.3, ou a considerações físicas, como a subtração de Λ e $\bar{\Lambda}$ oriundos de decaimentos de Ξ^- e Ξ^+ - a chamada *correção de feeddown*, discutida na seção 4.4.4.

4.4.1 Extração de Sinal

Uma vez que sejam realizadas as seleções de candidatos descritas nas seções anteriores, teremos então picos nas distribuições de massa invariante, como exemplificado na figura 4.2, com um fundo bastante regular e aproximadamente linear. Faz-se necessário, então, o cômputo do número de candidatos do pico. Para tanto, primeiramente ajustamos uma distribuição Gaussiana e um fundo linear à região do pico. Então, utilizamos as informações de centro e largura da Gaussiana para estimar três regiões nas quais tomaremos uma amostra do fundo e pico, que serão as regiões:

$$\bar{x} - 2L\sigma \rightarrow \bar{x} - L\sigma \quad (\text{fundo à esquerda}) \quad (4.11)$$

$$\bar{x} - L\sigma \rightarrow \bar{x} + L\sigma \quad (\text{região do pico}) \quad (4.12)$$

$$\bar{x} + L\sigma \rightarrow \bar{x} + 2L\sigma \quad (\text{fundo à direita}) \quad (4.13)$$

onde \bar{x} é a média da Gaussiana ajustada, σ é a sua largura e L é um valor escolhido convenientemente baseando-se nas distribuições de massa invariante. Para os estudos de decaimentos em V0, escolhemos $L = 5$, enquanto que para os estudos de decaimentos em cascata, escolhemos $L = 4.5$; a consequência destas escolhas está indicada na figura 4.9 e mostra que a amostragem do fundo está em uma região adequada, i.e. está suficientemente distante do pico e é representativa do comportamento do ruído de combinatória.

Notando, então, que a largura somada das duas regiões de amostragem de fundo é igual à largura da região do pico, podemos simplesmente subtrair a contagem nestas duas regiões adjacentes ao pico do número de candidatos na região do pico. Este é o procedimento de extração de sinal que escolhemos utilizar, segundo o qual, então:

$$\text{Contagens no pico} = N(\bar{x} - L\sigma, \bar{x} + L\sigma) - N(\bar{x} - 2L\sigma, \bar{x} - L\sigma) - N(\bar{x} + L\sigma, \bar{x} + 2L\sigma) \quad (4.14)$$

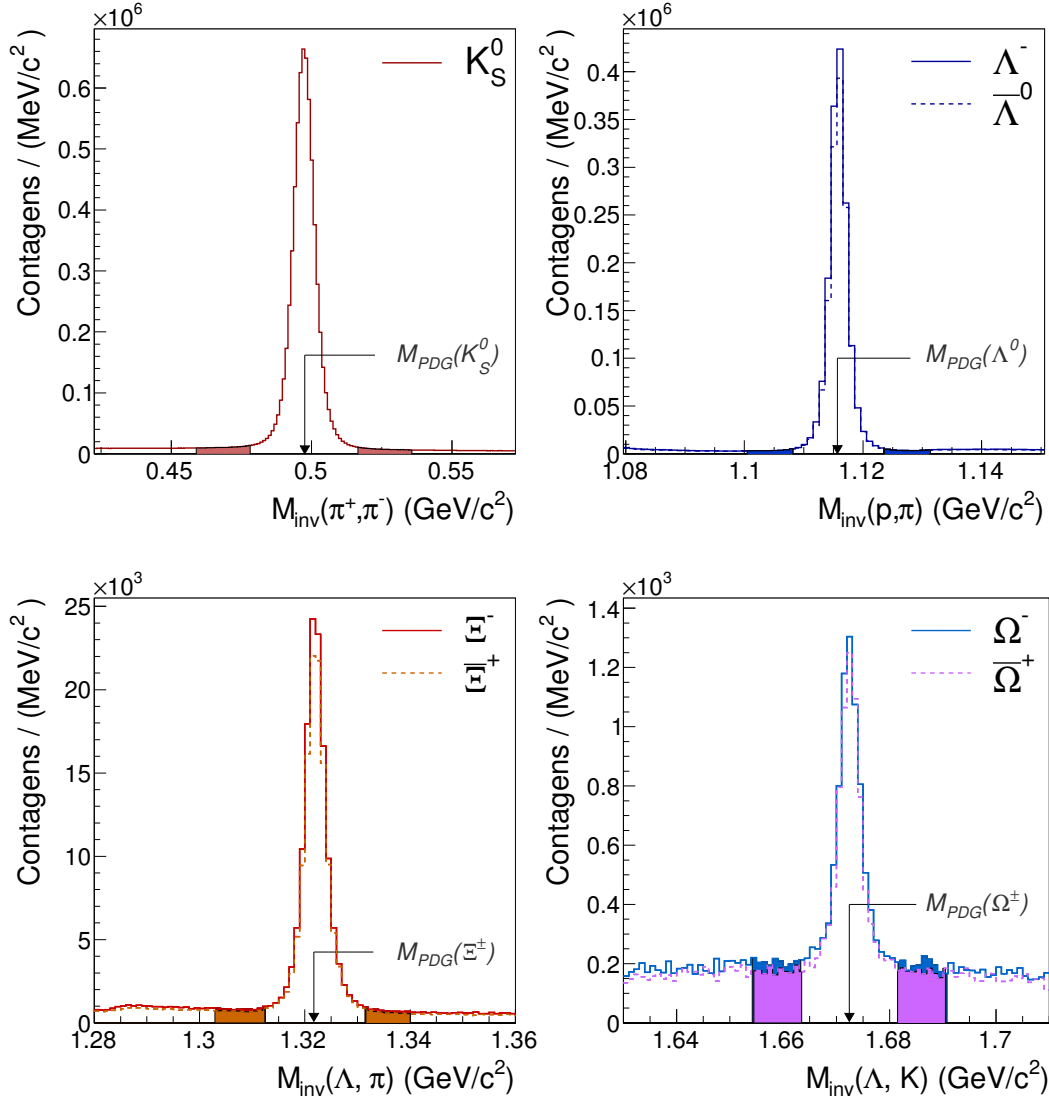


Figura 4.9: Demonstração do processo de amostragem do fundo utilizado para extração de sinal para cada uma das partículas estudadas.

onde $N(A, B)$ denota o número de candidatos contidos no intervalo $[A, B]$. Este método de amostragem do fundo por contagem de candidatos é chamado de *bin counting*. Efetuaremos este procedimento para cada intervalo de momento transversal, resultando em um conjunto de números de candidatos no pico de acordo com momento transversal, como podemos ver, por exemplo, no caso do Λ e $\bar{\Lambda}$, na figura 4.10. Utilizam-se intervalos de p_t de largura variável para possibilitar a análise até momentos mais altos - nota-se na figura que, para momentos abaixo de 2 GeV/c, por exemplo, intervalos com largura $\Delta p_t = 0.1$ GeV/c são possíveis, enquanto que para momentos acima de 6 GeV/c, onde a produção é mais escassa, recorreremos a larguras de bin $\Delta p_t \geq 1$ GeV/c. Em baixos momentos transversais, o número de contagens cai significativamente, impossibilitando a análise até 0 GeV/c exceto no caso do K_S^0 devido à diferença de massas entre os sistemas antes e após o decaimento²; em altos momentos transversais, a taxa de produção decresce rapidamente e estabelecemos um limite mínimo de contagens por intervalo de momento transversal de cerca de 100-200 contagens. Naturalmente, a largura do intervalo de momento transversal deve ser levada em conta após realizada a extração de sinal, como pode ser visto no lado direito da figura 4.10, onde nota-se que o espectro é completamente suave uma vez que seja efetuada a divisão pela largura do intervalo de momento transversal, Δp_t .

Todas as distribuições de massa invariante utilizadas para a obtenção dos resultados principais deste trabalho estão retratados, para completeza, no apêndice C.

4.4.2 Cálculo de eficiência

Uma vez que seja realizada a medida de quantos K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^\pm ou Ω^\pm foram detectados em uma determinada amostra de dados do ALICE, é necessário relacionar a proporção entre quantas partículas foram criadas na colisão primária e as que foram medidas (utilizando o

²Vale lembrar que o canal medido de decaimento do K_S^0 , que é $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, tem uma diferença de massas entre estado inicial e final de aproximadamente 218 MeV/c²; esta energia é transferida ao momento, tornando possível a detecção dos pares de píons provenientes de K_S^0 até momentos contidos entre 0 – 0.1 GeV/c para o K_S^0 . Este não é o caso para os bárions medidos: no decaimento $\Omega^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, por exemplo, essa diferença de massas é de apenas 63 MeV/c², o que não contribui de forma tão substancial para a detectabilidade.

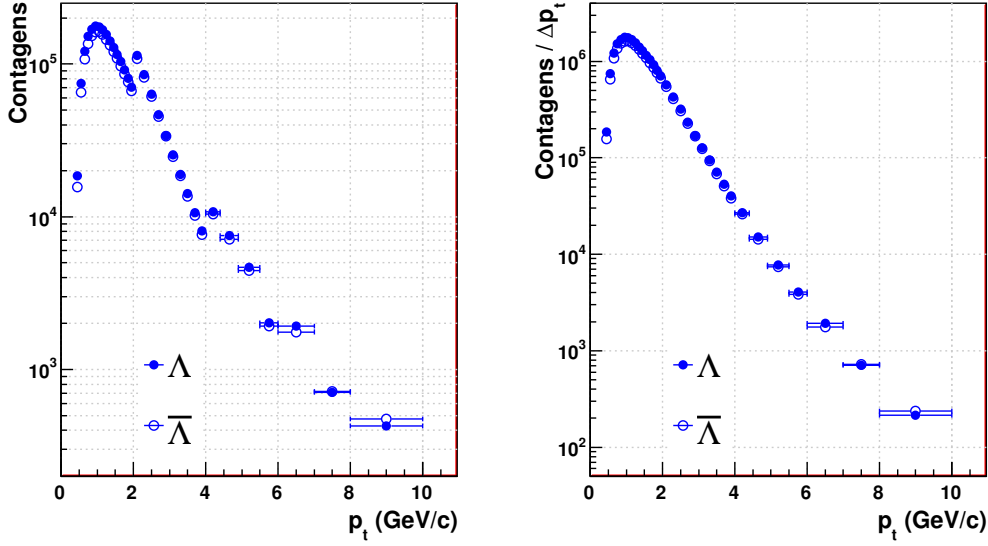


Figura 4.10: Exemplo de contagens de Λ e $\bar{\Lambda}$ de acordo com momento transversal.

método de *bin counting*). Esta operação não pode ser realizada em dados reais, uma vez que nestes não se sabe o primeiro número; para tanto, então, faz-se uso de simulações.

Nestas simulações, então, definimos a eficiência em cada um dos nossos i -ésimos intervalos de momento como sendo

$$\epsilon_i = \frac{\text{partículas detectadas no intervalo de momento}}{\text{partículas primárias geradas no intervalo de momento}} \quad (4.15)$$

O numerador desta fração é determinado a partir da reconstrução e utilizando o procedimento de extração de sinal nos dados simulados após reconstrução. O procedimento de extração de sinal utilizado é exatamente o mesmo do aplicado nos dados reais, para minimizar incertezas sistemáticas. Vale lembrar que, de acordo com o paradigma de análise do *ALICE* (figura 3.1), os dados simulados também passam pelo mesmo software de reconstrução utilizado para reconstruir dados reais, também em uma tentativa de reproduzir e, neste estágio de correção de eficiência, efetivamente minimizar diferenças sistemáticas.

O denominador da fração na equação 4.15 é computado simplesmente contando as partículas geradas em cada intervalo de momento transversal no registro dos eventos simulados,

no qual temos uma listagem de todas as partículas geradas (mas não necessariamente detectadas).

Note que é necessário definirmos o que são partículas primárias para o cálculo da eficiência. No experimento ALICE, é convenção chamar de partículas primárias todas aquelas produzidas na colisão inicial ou decorrentes de decaimentos fortes, enquanto que partículas secundárias são geradas por decaimentos fracos (efetivamente longe do vértice primário devido ao tempo típico) ou por interações hadrônicas.

Neste contexto, então, praticamente todos os Ω^\pm são primários, enquanto que os Ξ^\pm que não vieram do decaimento de Ω^\pm são primários. Devido à baixa probabilidade de decaimento de um Ω^\pm no canal Ξ^\pm (8%) e à baixa razão entre Ω^\pm e Ξ^\pm (sempre da ordem de 0.05-0.15 tanto em dados quanto em previsões), o número total de Ξ^\pm que vieram de fato de um decaimento de Ω^\pm pode ser desconsiderado.

Quando pensamos em Λ e $\bar{\Lambda}$, porém, há uma contribuição mais significativa destes que vieram de decaimentos de Ξ^\pm , que decaem em um par $\Lambda\pi$ com probabilidade de 99.9%. Podemos subtrair esta contribuição, modificando então o o cálculo de eficiência levando em conta apenas os Λ e $\bar{\Lambda}$ que não vêm de Ξ carregados, de tal forma que vamos modificar o numerador da equação 4.15 subtraindo aqueles Λ que foram detectados mas que, no registro do evento simulado, são produzidos por decaimentos de Ξ^\pm .

Note que, desta forma, esta eficiência é rigorosamente apenas realmente aplicável no sinal de Λ e $\bar{\Lambda}$ após subtração do número de Λ e $\bar{\Lambda}$ que vieram de decaimentos de Ξ^\pm . Esta subtração, chamada de *Feeddown Correction*, requer uma correlação entre os momentos dos Ξ^\pm gerados e os Λ decorrentes de Ξ^\pm , o que será descrito posteriormente. O méson K_S^0 não tem nenhuma contribuição significativa de decaimentos fracos, e portanto não é necessário realizar uma correção de *Feeddown*, assim como no caso do Ξ^\pm e Ω^\pm .

Existe uma outra contribuição para o espectro de Λ que é o decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0$. Porém, este decaimento é de difícil detecção devido ao pión sem carga e não há uma medida de taxas de produção de Ξ^0 , como é o caso do Ξ^\pm . Desta forma, a subtração desta

contribuição sempre requer alguma hipótese devido a esta ausência de informação. Na nossa análise, optamos por considerar o numerador da eficiência incluindo os Λ provenientes de Ξ^0 , enquanto que o denominador não inclui esta contribuição; efetivamente, a hipótese aqui é a de que as simulações sejam capazes de reproduzir a razão Ξ^0/Λ . Existem outras formas de realizar esta subtração que serão exploradas fora do escopo deste trabalho.

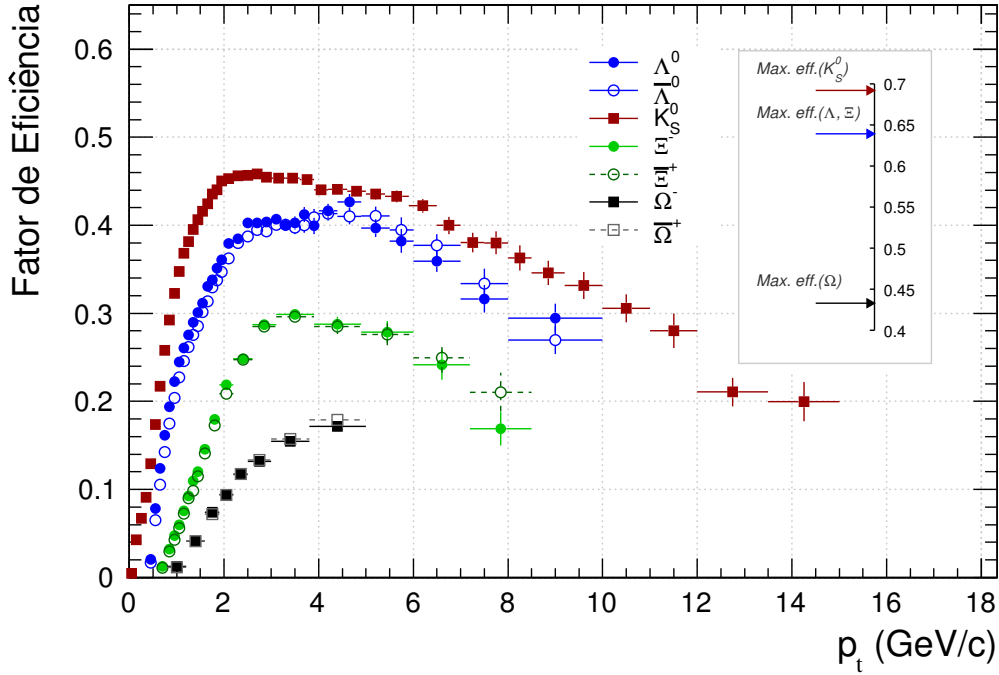


Figura 4.11: Eficiência de detecção para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ em função de p_t . Figura apenas com erros estatísticos.

A eficiência para detecção de todos os hádrons estranhos analisados neste trabalho pode ser vista na figura 4.11. Esta eficiência inclui a aceitação geométrica, i.e. a probabilidade de que todos os produtos do decaimento de determinada espécie de partícula ser encontrada em um volume geométrico no qual a detecção é possível. A eficiência também inclui a probabilidade de decaimento no canal medido, ou seja, a probabilidade máxima de se detectar um Λ , por exemplo, corresponde à probabilidade de que este Λ decaia no canal que estamos reconstruindo, que é de cerca de 64%.

A eficiência de detecção de K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ é, no máximo, de aproximadamente metade do valor da probabilidade do decaimento no canal medido. Para a detecção de Ξ^\pm e Ω^\pm , porém, a eficiência é tipicamente menor devido ao fato de se tratar de uma combinação de três trajetórias e não de duas.

Aqui, salientamos que, para baixos momentos transversais, a eficiência é reduzida devido à dificuldade de detecção dos mésons associados, que carregarão momentos muito baixos devido à sua massa proporcionalmente muito menor do que a do bárion e à conservação do momento e da energia. Em altos momentos, o que ocorre é que, no referencial do laboratório, o comprimento de decaimento médio passa a ser maior do que o raio dos detectores mais internos do ALICE, o que faz com que as partículas decaiam em posições distantes do centro do detector, nas quais as chances de detecção são bastante reduzidas.

Antes de proceder com uma descrição da correção do procedimento de *feeddown*, porém, é necessário abordar um outro problema no cálculo de eficiência e corrigi-lo, como veremos na seção seguinte.

4.4.3 Correção GEANT/FLUKA

O cálculo de eficiência é baseado em um simulador de eventos próton-próton, o PYTHIA, e em um simulador de transporte, GEANT3 [44]. Em estudos anteriores realizados na colaboração ALICE, foi determinado que, embora o simulador de transporte GEANT3 reproduza de forma aceitável a seção de choque de interação de káons e píons com os detectores do ALICE, este não é o caso para prótons e principalmente para anti-prótons. Uma vez que a simulação já tenha sido efetuada em larga escala com a combinação PYTHIA e GEANT3, não é possível corrigir a situação através da troca ou modificação do simulador de transporte. É necessário, então, corrigir os dados simulados utilizando a razão entre eficiências de detecção de (anti)prótons em um simulador reconhecidamente incorreto - GEANT3 - e um outro simulador cujos resultados descrevam bem a realidade - FLUKA (do alemão FLUktuierende KAskade), um outro código disponível para realizar transporte de partículas

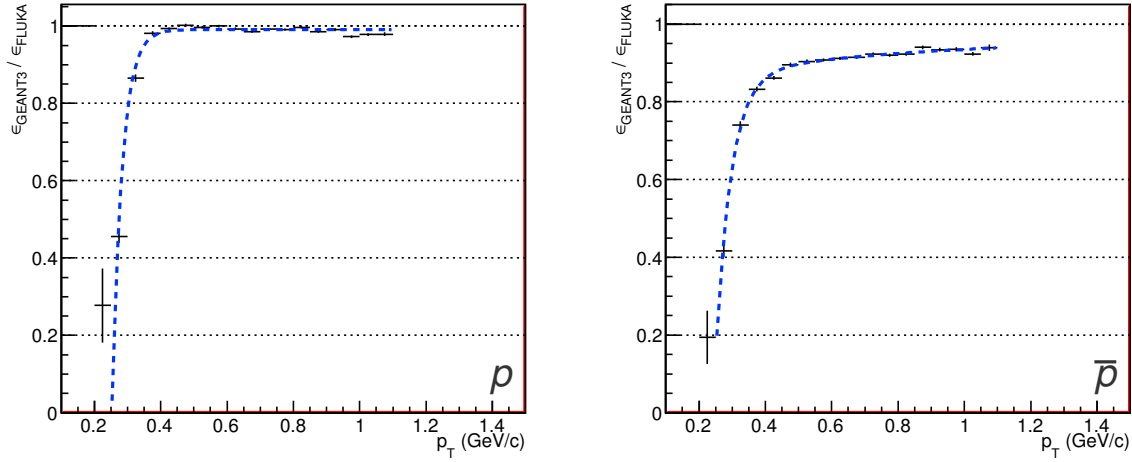


Figura 4.12: Correção GEANT/FLUKA para a eficiência de detecção de prótons (esquerda) e antiprótons (direita), ajustado com funções 4.16 e 4.17.

em matéria [45]. Este cálculo já foi realizado antes e utilizaremos o resultado pronto para corrigir os dados. Esta correção é chamada de correção geant/fluka pela colaboração, e é uma correção que depende do momento do (anti)próton, conforme pode ser visto na figura 4.12.

Para representar adequadamente a razão entre as eficiências obtidas pelos dois simuladores de transporte, ajustamos funções para representar a correção de uma forma mais suave. As funções escolhidas foram:

$$f_p(p_T) = 1 - a_1 e^{a_2 p_T} + a_2 \quad (4.16)$$

$$f_{\bar{p}}(p_T) = 1 - a_1 e^{a_2 p_T} + a_2 + a_3 \left[\frac{\ln(p_T)}{(p_T)^{0.2}} \right] \quad (4.17)$$

onde a_n são parâmetros livres. As funções de ajuste estão representadas na figura 4.12 e ambas têm comportamento assintótico tal que $f_p \rightarrow 1$ e $f_{\bar{p}} \rightarrow 1$ quando $p_T \rightarrow \infty$.

Para os nossos estudos de bárions estranhos e multi-estranhos, é necessário lembrar que os (anti)prótons são subprodutos dos Λ , Ξ e Ω e como tal carregam apenas uma parcela do

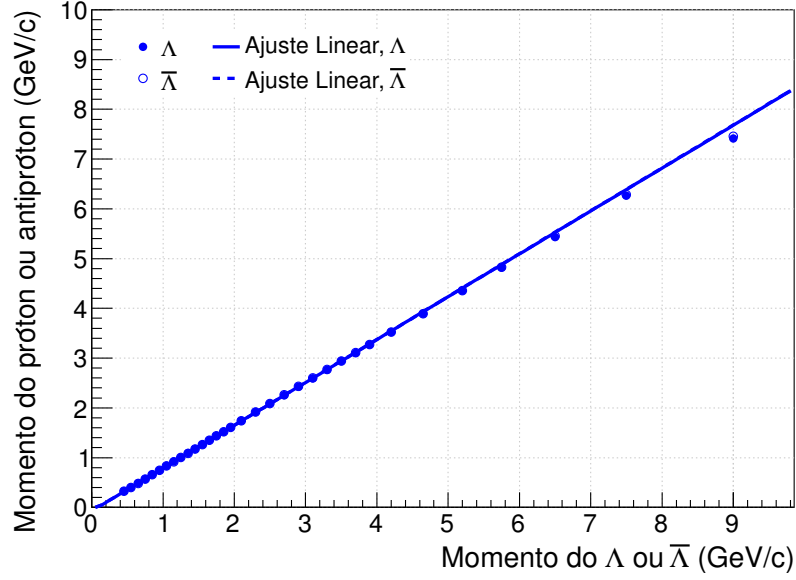


Figura 4.13: Relação entre $p_T(\Lambda)$ e $p_T(p)$ do próton proveniente do decaimento do Λ e ajustes lineares. Erros estatísticos estão graficados mas não são visíveis por serem muito pequenos.

momento transversal de sua partícula mãe. Para que a correção seja aplicada, é necessário computar a relação entre $p_T(\Lambda)$ e $p_T(p^\pm)$, $p_T(\Xi^\pm)$ e $p_T(p^\pm)$, assim como entre $p_T(\Omega^\pm)$ e $p_T(p^\pm)$, o que pode ser feito com o auxílio de simulações, conforme retratado na figura 4.13 no caso do Λ e $\bar{\Lambda}$, como exemplo. Nesta figura, ajustamos - apenas para fins ilustrativos - uma reta aos pontos; os valores utilizados para a correção GEANT/FLUKA são os dos pontos. A reta, porém, nos diz que a fração do momento carregada pelo (anti-)próton é de cerca de 86% do momento do Λ ou $\bar{\Lambda}$ original. Em alto momento transversal, o ajuste parece não passar pelo último ponto; isto, porém, não é problema, pois, como podemos ver na figura 4.12, a correção GEANT/FLUKA tende assintoticamente para 1 em momentos altos.

Uma vez que a relação entre estes momentos esteja determinada na média, podemos então multiplicar o espectro em cada região de momento transversal pelo fator de correção associado aos (anti)prótons com o momento médio correspondente àquela região de momento para o bárion estranho ou multi-estranho original.

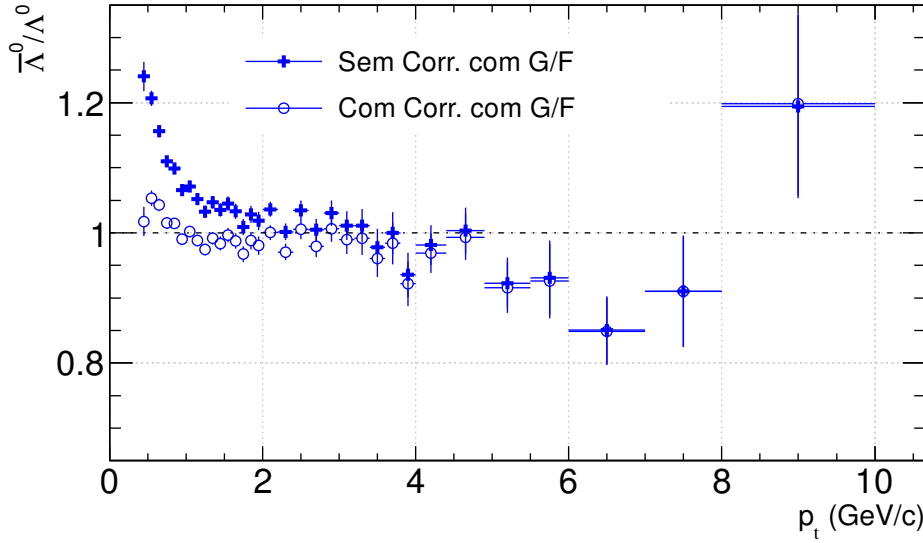


Figura 4.14: Demonstração do efeito da correção GEANT/FLUKA na razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$.

O efeito da correção GEANT/FLUKA é imediatamente perceptível quando analisamos a razão entre partícula e antipartícula. A figura 4.14 mostra que a razão entre antipartícula e partícula ($\bar{\Lambda}/\Lambda$) citado como exemplo, estava 20% acima de 1 sem a correção, enquanto que a razão permanece oscilando dentro de 1.00 ± 0.05 com a correção GEANT/FLUKA.

4.4.4 Correção de Feeddown para Λ e $\bar{\Lambda}$

É importante lembrar que o decaimento de Ξ^\pm no canal de Λ tem uma probabilidade de 99.9% de ocorrer. Desta forma, para uma medida de taxas de produção de Λ primários, é recomendável efetuar a subtração da contribuição não-desprezível de decaimentos de Ξ . Uma vez que tenhamos medido os espectros de Ξ^- e $\bar{\Xi}^+$, esta conta pode ser efetuada substituindo o cálculo usual do espectro para uma expressão que subtraia as contribuições de Ξ^\pm :

$$\left. \frac{d^2 N_\Lambda}{dy dp_t} \right|_{(p_t)_i} = \frac{\frac{N[(p_t)_i]}{\Delta p_t N_{eventos}} - \sum_j \left[g_i F_{ij} \left(\left. \frac{d^2 N_{\Xi}}{dy dp_t} \right|_{(p_t)_j} \right) \right]}{\epsilon(\Lambda)|_{(p_t)_i}} \quad (4.18)$$

onde:

- $\left. \frac{d^2 N_\Lambda}{dy dp_t} \right|_{(p_t)_i}$ é a taxa de produção para Λ (ou Ξ , se denotado N_Ξ no numerador) para o i -ésimo bin em momento transversal, já normalizado para número de eventos inelásticos, largura do bin e largura do intervalo de rapidez utilizado para a análise.
- $N[(p_t)_i]$ é o número de Λ medidos no i -ésimo bin em momento transversal.
- Δp_t é a largura do i -ésimo bin em momento transversal.
- $N_{eventos}$ é o número de eventos inelásticos na amostra.
- g_i é o valor da correção de GEANT/FLUKA para os Λ ou $\bar{\Lambda}$ do i -ésimo bin em momento transversal. Note que esta correção está também incorporada na eficiência, mas isto é correto: a idéia é que é necessário implementá-la nos dados de *feeddown*, uma vez que o cálculo de Ξ^\pm produzidos para Λ detectados será feito com o desvio sistemático associado ao erro do GEANT3 para a seção de choque de interação hadrônica para prótons e anti-prótons. Ao dividir, posteriormente, pela eficiência, a correção deve se cancelar no que concerne o *feeddown*.
- $\epsilon(\Lambda)|_{(p_t)_i}$ é o valor da correção de eficiência de detecção de Λ primários, já com a correção de GEANT/FLUKA implementada.
- F_{ij} é a matriz de eficiência de *feeddown*, definida como sendo a probabilidade de que, dado um Ξ do j -ésimo bin em momento transversal dos Ξ , o seu Λ filho seja detectado no i -ésimo bin em momento transversal dos Λ . A binagem em Ξ e Λ não é necessariamente diferente.

A matriz F_{ij} depende das características cinemáticas do decaimento e da geometria do detector e por isso pode ser computada utilizando-se simulações, e está indicada na figura 4.15 para Λ e figura 4.16 para $\bar{\Lambda}$. Estas matrizes foram construídas utilizando-se o momento transversal exato do Ξ e o momento transversal reconstruído para o Λ , o que faz que a

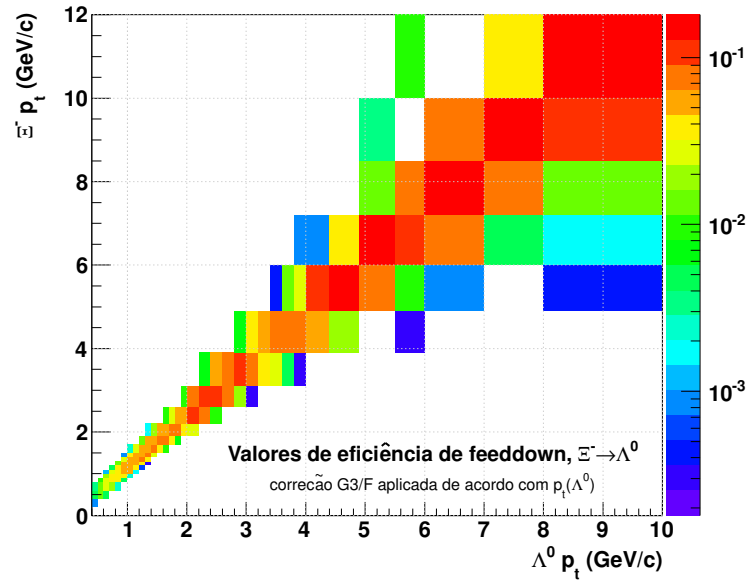


Figura 4.15: Matriz de eficiência de feeddown F_{ij} para $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0$.

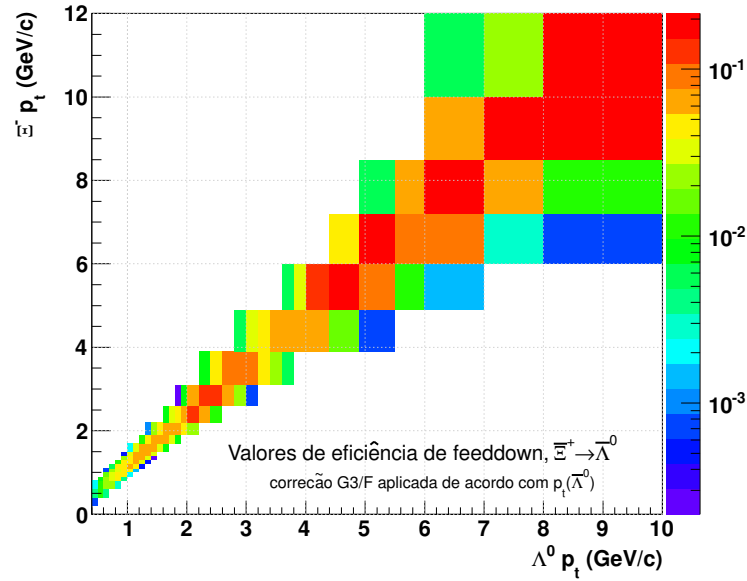


Figura 4.16: Matriz de eficiência de feeddown F_{ij} para $\Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}$.

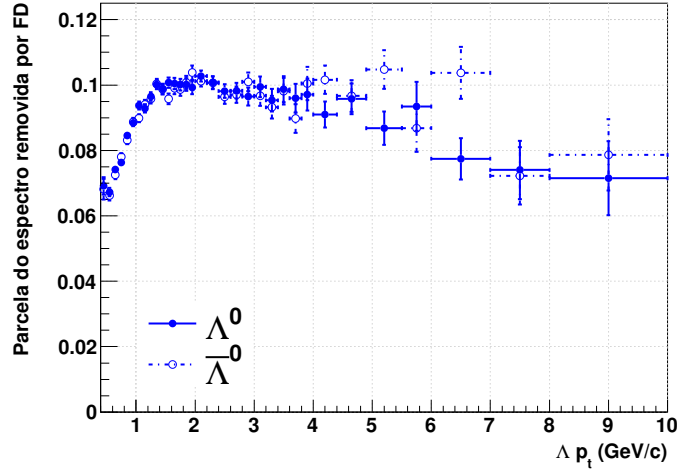


Figura 4.17: Fração dos espectros não corrigidos de Λ e $\bar{\Lambda}$ que é removida de acordo com o procedimento de remoção de Λ decorrentes de decaimentos de Ξ .

imprecisão na reconstrução atue de forma próxima ao que ocorrerá na análise de dados reais³. Esta matriz pode ser subsequentemente utilizada para efetuar a correção indicada na equação 4.18. Indicamos na figura 4.17 a proporção entre Λ primários e Λ oriundos de decaimentos de Ξ^\pm nas nossas análises, para controle e verificação de consistência. Nota-se que algo entre 7% a 10% dos Λ são retirados pela correção de *feeddown*, e portanto a correção não é desprezível. Os erros indicados na figura 4.17 incluem incertezas estatísticas na determinação de cada elemento da matriz de eficiência de *feeddown* F_{ij} em cada caso.

Uma vez efetuada a correção de *feeddown*, podemos afirmar então que estamos analisando exclusivamente Λ primários de acordo com a definição do ALICE, uma vez que subtraímos a única contribuição não desprezível de decaimento fraco que afetará de fato a medida de Λ e $\bar{\Lambda}$.

³ Esta é a causa de uma contribuição extremamente pequena, mas não nula, de decaimentos de Ξ originando Λ com momento superior ao do Ξ que o originou.

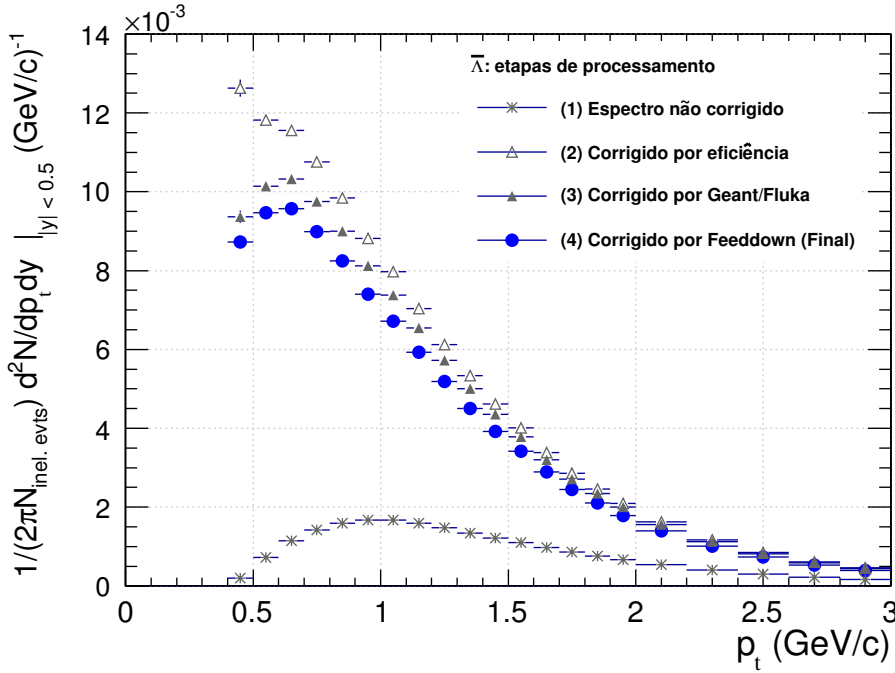


Figura 4.18: Passos na construção de um espectro, no caso do $\bar{\Lambda}$, como exemplo, partindo do espectro não corrigido por eficiência. Passos listados na legenda são inclusivos: o segundo estágio, após correção GEANT/FLUKA, inclui também a correção de eficiência, e assim por diante.

4.4.5 Construção de Espectros: Resumo

A figura 4.18 mostra todos os quatro passos listados nas quatro seções anteriores, em ordem de aplicação para a obtenção dos espectros finais, no caso particular do $\bar{\Lambda}$ - escolhido porque a correção de GEANT/FLUKA é particularmente importante neste caso. Para todas as outras partículas, o processo de construção de um espectro de momento transversal é análogo, exceto pelo fato de que a correção de feeddown só é necessária para Λ e $\bar{\Lambda}$ e a correção GEANT/FLUKA é desnecessária no caso do K_S^0 , que não tem dentre seus produtos de decaimentos nenhum próton.

Capítulo 5

Incertezas sistemáticas

Uma vez realizada a medida de taxas de produção, é importante verificar a estabilidade da medida perante variações dos parâmetros utilizados no processo de análise. Se pequenas variações na análise resultarem em grandes flutuações dos resultados físicos, é necessário atribuir incertezas sistemáticas adicionais. Nesta seção, nós nos preocuparemos com o cálculo destas incertezas e com as suas muitas origens.

5.1 Seleção topológica para decaimentos em $V0$ e cascata

É possível que as seleções topológicas discutidas anteriormente tenham efeitos sistemáticos nos resultados finais das partículas medidas nesta análise. Para estimar tais efeitos, é necessário realizar a mesma análise para vários valores dos cortes topológicos e então investigar as variações dos nossos resultados finais para cada combinação de seleções topológicas. Nesta seção, daremos ênfase no cálculo de incertezas para os Λ e $\bar{\Lambda}$, colocando maiores informações das demais partículas no apêndice D. Estas informações foram todas calculadas de forma análoga.

Este estudo pode ser realizado de várias formas, mas em todos os casos é necessário estipular variações para cada um dos cortes topológicos. Para os nossos estudos, utilizamos cinco diferentes variações, indo de cortes mais restritivos para cortes mais permissivos.

Tabela 5.1: Cortes topológicos utilizados para Λ e $\bar{\Lambda}$.

Variável de Corte	Permissivo	Médio-Permissivo	Normal/Médio	Médio-Agressivo	Agressivo
DCA filhos V0 (σ)	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50
DCA Traj. Neg. ao Vértice Primário (cm)	0.50	0.55	0.60	0.70	0.80
DCA Traj. Neg. ao Vértice Primário (cm)	0.50	0.55	0.60	0.70	0.80
Limite inferior do raio de decaimento do V0 (cm)	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70
Coseno do ângulo de direção do V0	0.9850	0.9925	0.9950	0.9960	0.9970

A tabela 5.1 mostra os cortes topológicos utilizados para os bárions Λ e $\bar{\Lambda}$. Na figura 5.1, graficamos a distribuição dos diferentes parâmetros que são utilizados nos cortes topológicos, mostrando também os resultados equivalentes obtidos de simulação nas mesmas figuras. Nota-se que a simulação reproduz adequadamente o comportamento observado nos dados reais.

Os valores de cortes topológicos para as outras partículas encontram-se nas tabelas D.1, D.2 e D.3, no apêndice, para K_S^0 , Ξ^\pm e Ω^\pm , respectivamente, enquanto que as distribuições de variáveis topológicas correspondentes estão graficadas nas figuras D.1, D.2 e D.3.

Além disso, nas simulações é possível averiguar a distribuição das variáveis de seleção apenas para aqueles candidatos que realmente provêm de decaimentos do Λ . Isto é relevante, uma vez que os cortes topológicos devem sempre excluir o fundo proveniente da combinatória sem comprometer o sinal medido. Observa-se que nenhum dos cortes foi extremamente restritivo.

Para avaliar a incerteza sistemática devido às seleções topológicas, devemos estudar como cada um dos pontos dos nossos espectros de momento transversal é alterado em cada variação dos cortes topológicos, e então combinar estas variações posteriormente. O procedimento utilizado para tal tarefa é:

- Variamos os valores de cada uma das 5 (no caso de decaimentos V0) ou 11 (no caso de decaimentos em cascata) variáveis topológicas para os seus quatro valores alternativos, mantendo as outras variáveis constantes.

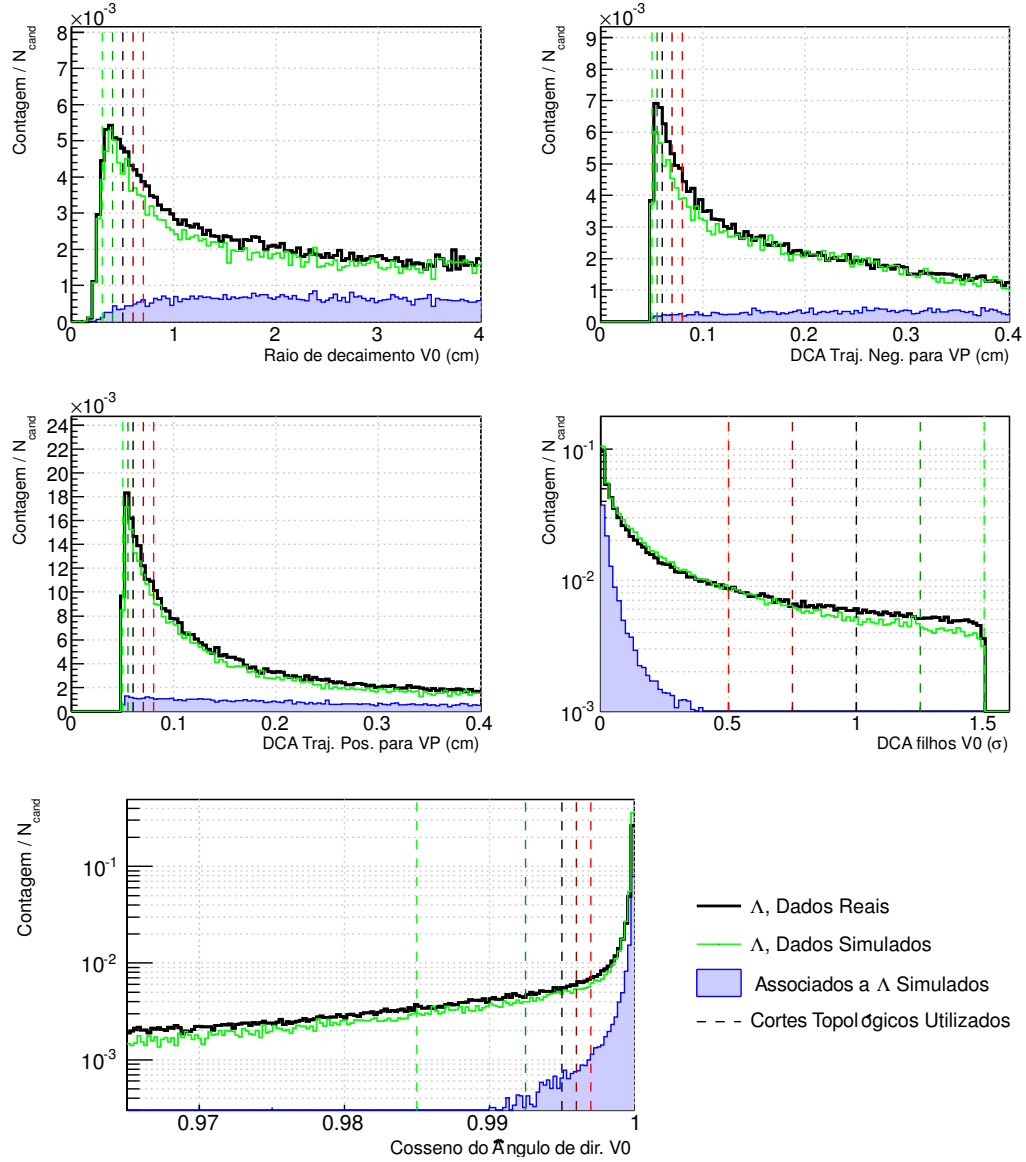


Figura 5.1: Distribuição de variáveis topológicas para Λ e $\bar{\Lambda}$. Também graficadas estão as distribuições de variáveis de dados simulados e com candidatos associados apenas a decaimentos de Λ e $\bar{\Lambda}$. Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela 5.1. Gráficos para candidatos sem seleção por perda de energia no TPC.

- Observamos como cada ponto em nosso espectro varia em relação ao nível padrão de seleção topológica, e tomamos a metade do máximo desvio observado ponto-a-ponto como medida da incerteza sistemática. Escolhemos a metade do desvio porque em estudos anteriores, ficou comprovado que o desvio máximo é aproximadamente o dobro do desvio típico observado.
- Dos desvios calculados no passo anterior, apenas desvios estatisticamente significativos são mantidos. O critério de estatisticamente significativos é de Roger Barlow [46]. Para a nossa análise, simplesmente desprezamos aqueles desvios para os quais vale a condição:

$$\Delta x < 2\sigma_{\text{Barlow}} = 2\sqrt{|\sigma_1^2 - \sigma_2^2|} \quad (5.1)$$

onde Δx é o valor do desvio de cada variável medida (no caso, pontos do espectro de momento transversal), e σ_1 e σ_2 são as incertezas estatísticas no caso padrão e no caso com a variável sistemática modificada.

- Para combinar as incertezas sistemáticas devido a cada uma das 5 ou 11 variáveis em apenas uma incerteza ponto-a-ponto, não realizamos apenas uma adição em quadratura, uma vez que as variáveis são correlacionadas. Ao invés disso, utilizamos uma matriz de correlação \mathbb{C} , de dimensão 5×5 ou 11×11 , entre as variáveis de seleção topológicas e tomamos a incerteza ponto-a-ponto como sendo

$$I_{\text{topo}} = \sqrt{\vec{i}^T \mathbb{C} \vec{i}} \quad (5.2)$$

Para o cálculo da matriz de correlação \mathbb{C} , utilizamos os dados simulados, uma vez que nesta podemos isolar apenas candidatos a decaimento que realmente correspondam a K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^\pm ou Ω^\pm . Se utilizarmos os dados reais, temos de levar em conta o fundo decorrente da combinatória, que poderá alterar a correlação de formas não previsíveis.

Uma vez definido o método, o cálculo de sistemática pode ser realizado repetindo-se a análise para cada combinação de cortes, i.e. $4 \times 5 = 20$ ou $4 \times 11 = 44$ vezes, e combinando os desvios observados de acordo com a equação 5.2. A figura 5.2 mostra, para Λ , a razão entre o espectro obtido com cortes intermediários e com cortes mais restritivos ou permissivos. Os estudos equivalentes para as outras espécies de partículas estudadas estão contidos no apêndice, nas figuras nas figuras D.4 para K_S^0 , D.5 para $\bar{\Lambda}$, D.6 e D.7 para Ξ^\pm e D.8 e D.9 para Ω^\pm . Os pontos em verde escuro correspondem ao corte médio-permissivo, e o tom verde claro corresponde ao corte permissivo; da mesma forma, os pontos em vermelho escuro correspondem ao médio-agressivo, e os pontos em vermelho vivo correspondem aos cortes agressivos. A incerteza sistemática para partículas mais abundantes, como Λ , $\bar{\Lambda}$ e Ξ^\pm , é mais estável do que para o Ω^\pm , o que se deve ao fato de que o sinal é bastante intenso em comparação com o ruído subtraído, tornando o procedimento de análise como um todo mais confiável. Em baixos e altos momentos, vemos sempre desvios relativos superiores aos observados em momentos médios, próximos de $2 - 3$ GeV/c, para todas as partículas.

5.2 Incerteza sistemática devido à seleção do número de pontos no *TPC*

Quando selecionamos os candidatos a decaimentos V0 e cascata, escolhemos trajetórias que tivessem pelo menos 80 pontos de detecção no *TPC*. Esta seleção pode constituir vício nos dados, restringindo a seleção de candidatos a trajetórias que tinham um segmento maior contido dentro da câmara de projeção temporal.

Em si, isto não é um problema, desde que a simulação esteja reproduzindo adequadamente esta seleção. Desta forma, fizemos testes com um número menos restritivo de 70 pontos disparados no *TPC* e chegamos à conclusão de que, independentemente do momento transversal considerado, o desvio dos resultados era limitado a 3%. Levamos então em conta

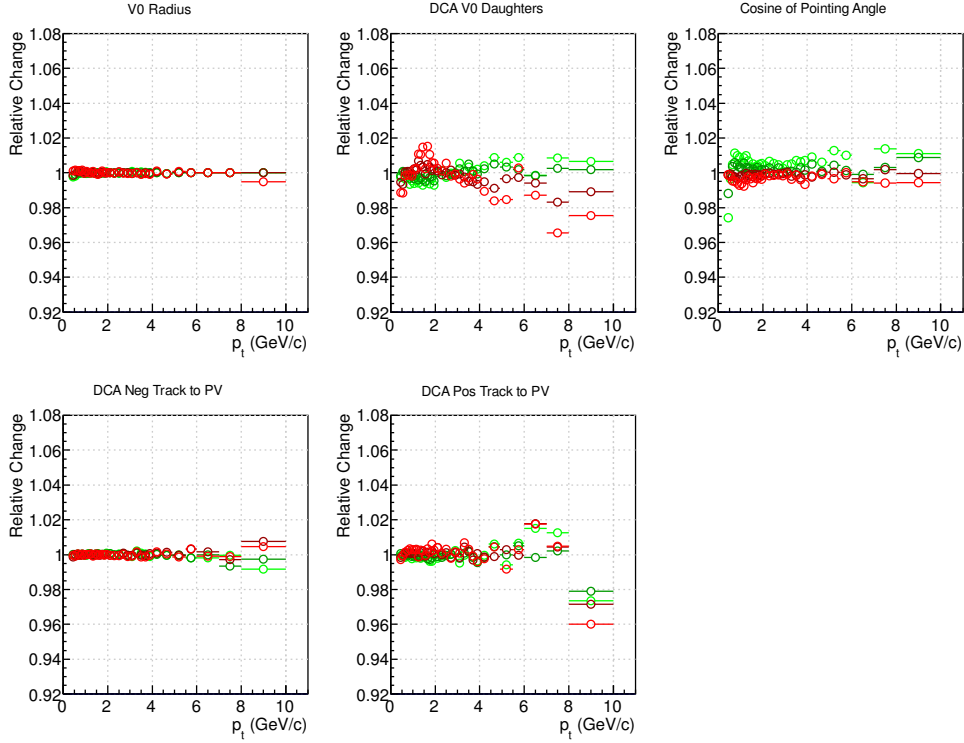


Figura 5.2: Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Lambda}$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela 5.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

uma incerteza sistemática independente de momento transversal de 3% devido a esta seleção de trajetórias para todas as partículas estudadas.

5.3 Incerteza sistemática devido ao uso de identificação de partículas por perda de energia no *TPC*

Em todas as espécies de partículas estudadas, foi aplicado um corte de identificação de partículas por perda de energia de 4σ . Se a parametrização estiver correta e a largura da distribuição de perda de energia for de fato Gaussiana para cada momento considerado, então a seleção de 4σ engloba 99,9936% do sinal; porém, é importante testar estas duas hipóteses.

Para avaliar a incerteza devido à seleção de partículas por perda de energia, checamos a perda de sinal das partículas verdadeiramente associadas com o tipo de partícula procurado. No máximo, a perda de sinal chegou a 1,5%; esta perda deve ser observada nos dados reais também, contrariando este efeito. Porém, devido ao fato de que não é simples estimar esta perda em dados reais devido ao fundo de combinatória e ao fato de que em dados reais não temos acesso ao número real de partículas de interesse, optamos então por adicionar uma incerteza independente de momento transversal de 1,5% a todos os pontos experimentais medidos.

5.4 Incerteza sistemática devido à extração de sinal

A incerteza sistemática devido à extração de sinal do espectro de massa invariante para os $V0$ foi avaliada variando-se as regiões de contagem de bins, para as quais $L = 5\sigma$, para $L = 4\sigma$ e $L = 6\sigma$. Além disso, estudamos a possibilidade de se ajustar uma função linear ao fundo de combinatória; a função linear utiliza uma amostra do fundo que vai de $-2L\sigma$ a $-L\sigma$ e de $+L\sigma$ a $+2L\sigma$ ao redor do pico, onde escolhemos $L = 5$, $L = 6$ e $L = 7$.

Os resultados dos desvios observados podem ser vistos nos gráficos de resumo de sistemática dependente de momento, na seção 5.7. As figuras 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7 mostram, respectivamente, as curvas de incerteza devido à extração de sinal para K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, Ξ^\pm e Ω^\pm .

5.5 Incerteza sistemática devido à quantidade de material dos detectores

Quando a simulação do ALICE é realizada, o código de transporte (GEANT3) procura reproduzir a interação das partículas com o material dos detectores. Para tanto, as simulações do ALICE são feitas utilizando-se um modelo geométrico da disposição de material

dos detectores que é o mais preciso possível. Ainda assim, há incertezas acerca de qual é o comprimento de radiação equivalente de material que está presente nos sistemas de detecção. A única forma de se estimar esta incerteza é realizar simulações nas quais a quantidade relativa de material é aumentada e reduzida artificialmente, o que é feito em um esforço da colaboração como um todo. Há dois conjuntos de dados disponíveis para tais estudos, com $\pm 10\%$ de material nos detectores e uma estatística de apenas 10 milhões de eventos com colisões próton-próton a 900 GeV.

A figura 5.3 mostra a razão entre as eficiências de detecção de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K_S^0 obtidas utilizando simulações realizadas com $\pm 10\%$ de material nos detectores. Motivados pela idéia de que a quantidade de material nos detectores do *ALICE* afetará predominantemente a região de baixo momento, ajustamos uma função do tipo

$$f(p_t) = 1 - A \exp \left\{ -\frac{p_t}{B} \right\} \quad (5.3)$$

onde A e B são parâmetros livres que denotam a amplitude do efeito da variação da quantidade de material e o alcance em momento transversal, respectivamente.

Desta forma, se a incerteza de material no *ALICE* fosse de $\pm 10\%$, a incerteza seria a metade do desvio observado na figura 5.3. Porém, medidas internas de conversão γ da colaboração *ALICE* indicam que, na realidade, a incerteza atual de material do *ALICE* é de $+3.4\%$ e -6.2% . Assumindo linearidade, podemos aplicar um fator de escala à incerteza relativa dada pela $f(p_t)$ da equação 5.3, com A dado por $0.5 * 6.2/10.0 = 0.31$ vezes a função que parametriza o desvio graficado em 5.3. Uma vez que há uma diferença para Λ e $\bar{\Lambda}$, escolhemos sempre utilizar a função de ajuste que resulta no máximo de desvio. Desta forma, podemos, para as medidas mais precisas de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K_S^0 , atribuir uma incerteza sistemática dependente do momento transversal.

Mesmo em momentos transversais altos, há outras incertezas em relação à interação com o detector que não foram estimadas nesta análise. Para manter o cálculo de incertezas con-

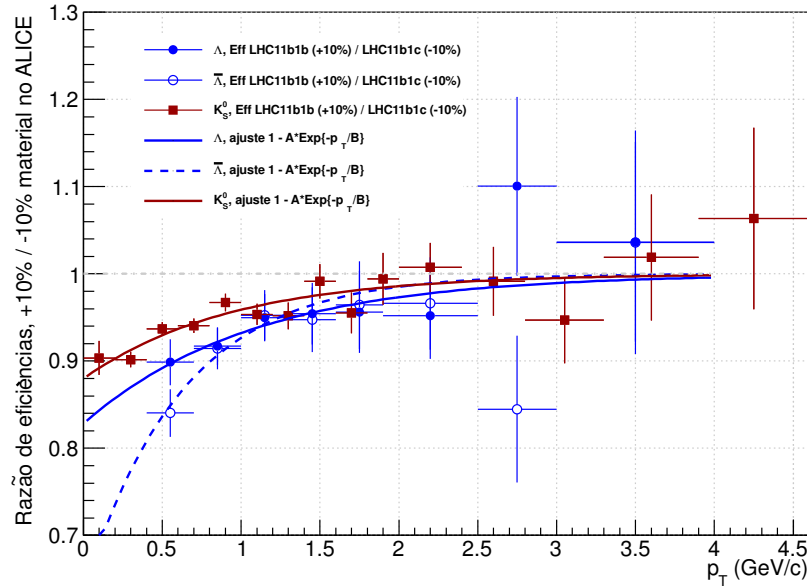


Figura 5.3: Variação da eficiência de detecção de Λ e $\bar{\Lambda}$ de acordo com variações da quantidade de material nos detectores.

servativo, utilizamos um limite inferior na incerteza ponto-a-ponto em momento transversal de 1%. Desta forma, os pontos de 2 GeV/c, que teriam, de acordo com a função ajustada, uma incerteza inferior a 1%, têm atribuídos uma incerteza de 1%.

No caso particular de bárions multi-estranhos, não é possível, devido à baixa estatística das simulações disponíveis, efetuar um estudo acerca do efeito da incerteza na quantidade do material tão detalhado quanto no caso de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K_S^0 . Baseando-se em razões de eficiência em intervalos de momento transversal bastante grande, observamos uma variação máxima de 4% na eficiência de reconstrução de Ξ^\pm , mas com incertezas estatísticas bastante elevadas. Desta forma, levaremos em conta, tanto para Ξ^\pm quanto para Ω^\pm , uma incerteza devido à quantidade de material dos detectores de 4%, independentemente do momento transversal.

5.6 Incerteza sistemática devido à seleção de eventos e normalização

A incerteza associada a esta seleção e ao processo de normalização como um todo foi calculada de forma central pelo *ALICE*, levando em conta a imprecisão na determinação de quantos eventos do tipo difrativo não foram detectados pelo sistema central de detecção. Esta análise fez uso de detectores frontais e resultou em uma imprecisão total no número de eventos inelásticos da amostra utilizada de 8%, a maior incerteza dentre as sistemáticas que utilizaremos. Esta incerteza não só é constante em momento transversal, como também não afeta a forma do espectro de forma alguma. Ao graficar, então, os resultados finais, é importante separar a incerteza de normalização das outras incertezas que podem, de fato, afetar a forma do espectro, mesmo que estas estejam sendo computadas como independentes de momento por simplicidade.

5.7 Resumo das incertezas ponto-a-ponto

Uma vez que todas as incertezas sistemáticas e estatísticas tenham sido avaliadas, podemos combiná-las para o cálculo dos espectros de momento transversal e computar a incerteza relativa estatística e sistemática, como pode ser visto nas figuras 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7 para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^\pm e Ω^\pm , respectivamente. Nota-se que as incertezas são maiores para regiões próximas aos extremos em momento, onde há menos estatística e/ou maior contaminação pelo fundo do processo de combinação de trajetórias, o que reduz a confiança na medida realizada. Esta contaminação por fundo é relevante em baixo momento transversal, onde a taxa de produção é elevada, e portanto é importante levar em conta estas incertezas no cômputo da taxa total de produção de cada espécie de partícula.

Os resultados das figuras 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7 mostram que as incertezas estatísticas dominam sobre os outros tipos de incerteza. Isto é um sinal de que a análise está atualmente

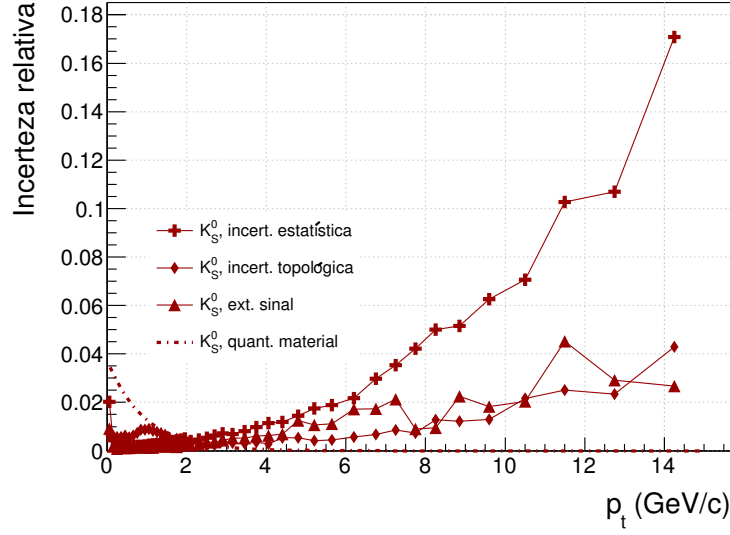


Figura 5.4: Resumo das incertezas dependentes de p_t para K_S^0 . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.

em um ponto estável do ponto de vista de seleções topológicas e extração de sinal, o que permite que tenhamos maior confiança nos resultados apresentados. Vale lembrar que a incerteza devido ao desconhecimento da quantidade de material nos detectores do *ALICE* tem um efeito bastante pronunciado na medida de K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, mas somente na região de baixo momento transversal.

A incerteza devido à quantidade de material dos detectores do *ALICE* não foi graficada nas figuras 5.6 e 5.7 porque, nestes casos, esta foi tomada como constante em relação ao momento, tendo um valor único de 4%.

5.8 Incertezas sistemáticas em parâmetros de ajuste

Uma vez que tenham sido computadas as incertezas sistemáticas para cada ponto, sejam estas dependentes ou não do momento transversal, devemos considerar que ajustaremos o espectro com uma função suave, de Tsallis (equação 6.1). Ao efetuar o ajuste, utilizare-

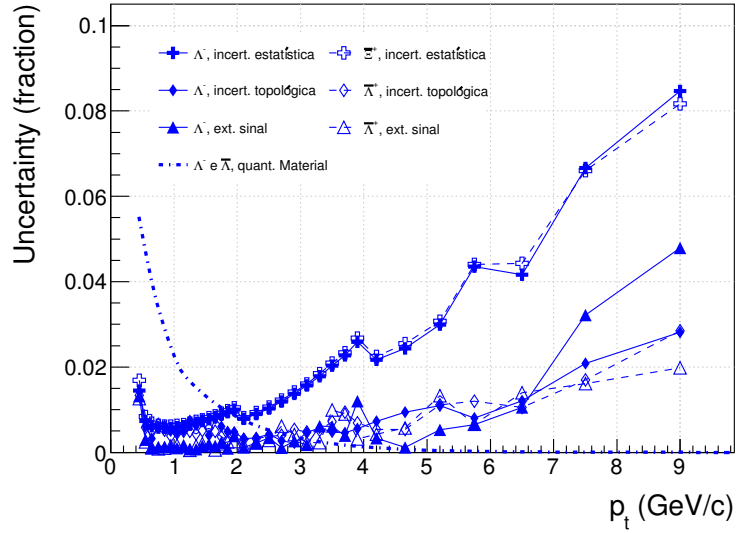


Figura 5.5: Resumo das incertezas dependentes de p_t para Λ e $\bar{\Lambda}$. Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.

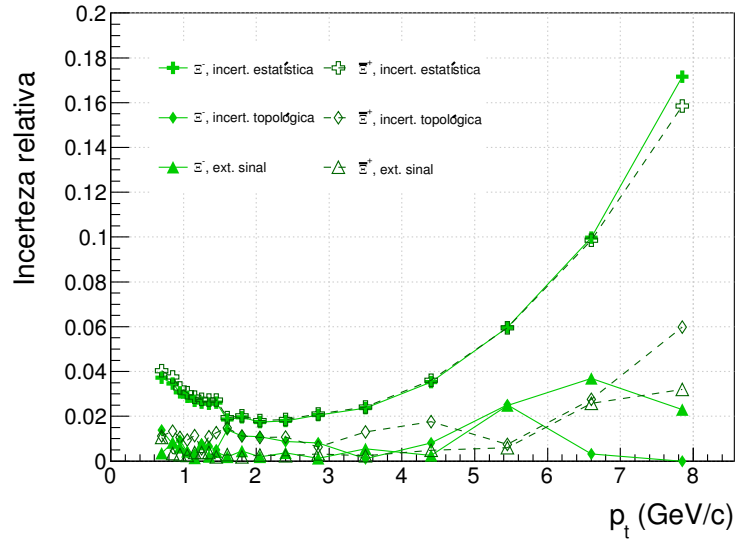


Figura 5.6: Resumo das incertezas dependentes de p_t para Ξ^\pm . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.

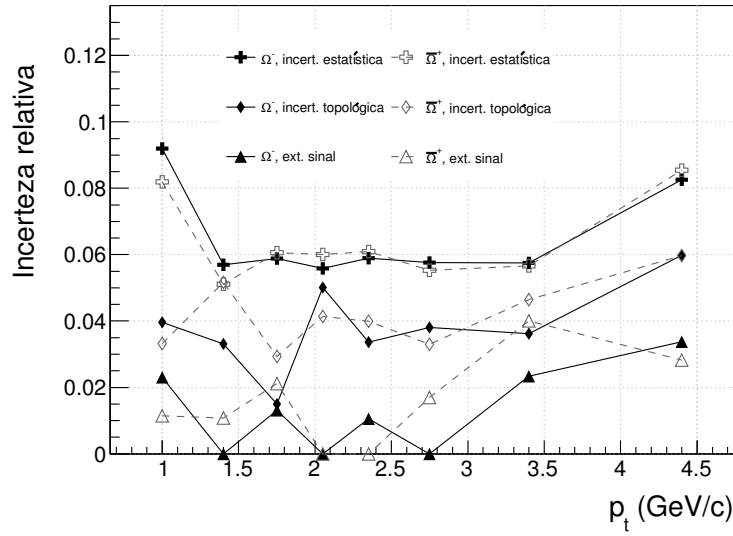


Figura 5.7: Resumo das incertezas dependentes de p_t para Ω^\pm . Note que a incerteza pode ser nula quando o critério de Roger Barlow (equação 5.1) nos diz que o desvio observado é estatisticamente irrelevante.

mos em princípio apenas os erros sistemáticos, que não são correlacionados ponto-a-ponto. Existe, porém, uma questão em aberto a respeito de como utilizar os erros sistemáticos ponto-a-ponto para computar eventuais incertezas sistemáticas em cada um dos parâmetros de ajuste.

Em princípio, poderíamos efetuar o ajuste considerando as incertezas estatísticas e sistemáticas adicionadas em quadratura. Neste caso estaria sendo assumido que as incertezas ponto-a-ponto não são correlacionadas. Este não é o caso - em particular, a incerteza associada à quantidade de material do *ALICE* exibe uma dependência no momento que pode ter influência sobre os parâmetros de ajuste.

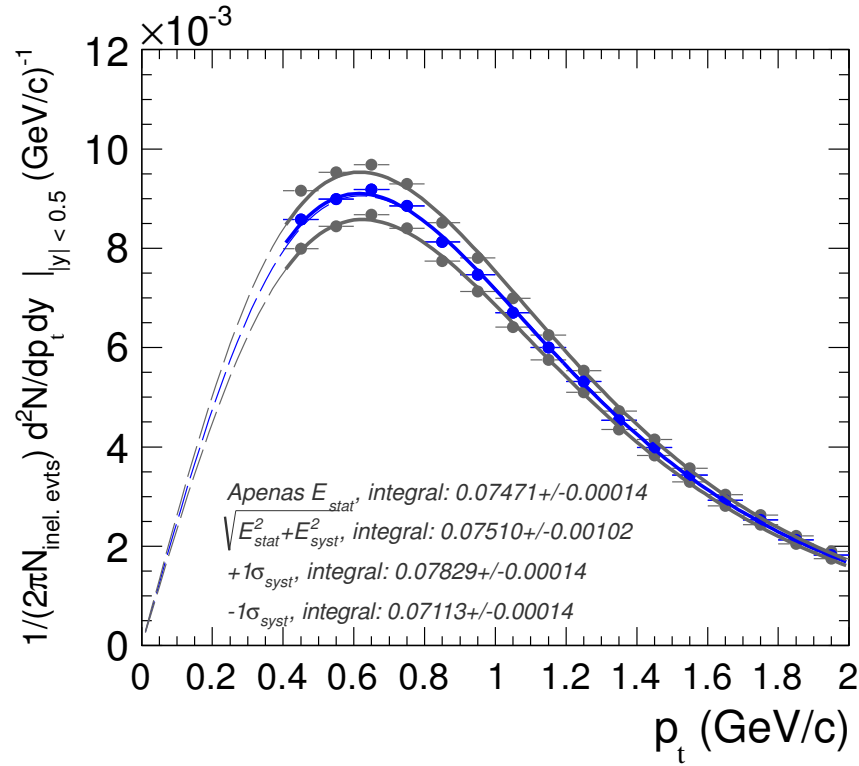


Figura 5.8: Exemplo da averiguação do efeito da sistemática através do deslocamento do espectro corrigido de Λ para $+1\sigma$ e -1σ do erro sistemático e subsequente ajuste com parametrização de Tsallis.

Uma primeira abordagem para levar em conta tais efeitos seria a realização do ajuste da curva com incertezas estatísticas apenas, e então o deslocamento do espectro para valores maiores por $+1\sigma$ da incerteza sistemática, e subsequente ajuste deste espectro; podemos então repetir o procedimento para valores deslocados do espectro por -1σ da incerteza sistemática. Este método está indicado na figura 5.8. Note que este desvio provocará uma variação bastante acentuada da taxa total de produção (dN/dy).

5.9 Incertezas devido à extrapolação para baixo p_T

A região de momento transversal medida para os bárions possui limite inferior de 0.8 GeV/c no caso de Ω^\pm , 0.6 GeV/c no caso de Ξ^\pm e 0.4 GeV/c no caso de Λ e $\bar{\Lambda}$. Isto ocorre devido ao

fato de que o primeiro decaimento destas partículas estranhas é em um bárion e um méson consideravelmente mais leve do que o bárion, e a conservação de energia e momento exige que o méson carregue uma fração bastante pequena do momento original do bárion. Desta forma, o momento mínimo a partir do qual a detecção por parte do ALICE tem probabilidade não desprezível é limitado pela habilidade de detecção deste méson de baixo momento. Para medir a taxa total de produção, então, faz-se necessário realizar uma extrapolação para momento transversal nulo. Esta extrapolação é em geral feita com uma função de ajuste e há uma incerteza relacionada à capacidade desta função de adequadamente representar a taxa de produção não medida.

Nesta seção, temos como objetivo o cômputo da incerteza sistemática associada ao fato de que é realizada uma extrapolação para baixo momento transversal, e utilizaremos como incerteza sistemática uma estimativa conservadora baseada nestes estudos. Esta incerteza não se aplica ao méson estranho K_S^0 , uma vez que não há extrapolação necessária para baixo momento, e ela é de particular importância no caso dos bárions multi-estranhos, para os quais a extrapolação é maior.

Para estimar a incerteza devido à extrapolação, utilizamos dois métodos distintos. Para todas as partículas, testamos um ajuste com uma função diferente da função de Tsallis, utilizando ao invés disso a exponencial em m_t , dada por:

$$\frac{d^2 N}{dy dp_t} = A \exp \left\{ \frac{-m_t}{B} \right\} = A \exp \left\{ \frac{-\sqrt{m_0^2 + p_t^2}}{B} \right\} \quad (5.4)$$

onde A e B são parâmetros livres e m_0 é a massa de repouso da partícula considerada. O ajuste da exponencial em m_t leva a valores distintos da taxa total de produção e momento médio de cada partícula, para cada uma delas. Devido ao fato de que a exponencial em m_t não consegue um ajuste razoável em altos momentos, efetuamos os ajustes sempre com restrição ao máximo momento considerado. Isto garante que o ajuste em baixo momento transversal, onde se concentra a maior parte da produção de partículas, seja satisfatório. Os limites máximos de momento transversal considerados para o ajuste foram:

Tabela 5.2: Variações relativas de taxas de produção (dN/dy) e momento médio ($\langle p_t \rangle$) observadas quando testada a função exponencial em m_t para extrapolação para baixos momentos.

	$\Delta (dN/dy) (\%)$	$\Delta (\langle p_t \rangle) (\%)$
Λ	6.0%	6.1%
$\bar{\Lambda}$	6.3%	6.4%
Ξ^-	5.2%	4.4%
$\bar{\Xi}^+$	5.6%	5.0%
Ω^-	4.0%	2.2%
$\bar{\Omega}^+$	3.9%	4.9%

- Λ e $\bar{\Lambda}$: $p_t < 1.75$ GeV/c
- Ξ^- e $\bar{\Xi}^+$: $p_t < 2.25$ GeV/c
- Ω^- e $\bar{\Omega}^+$: $p_t < 3.00$ GeV/c

Os ajustes estão comparados na figura 5.9. As áreas extrapoladas são de cerca de 15% do espectro no caso de Λ e $\bar{\Lambda}$, 22% do espectro no caso de Ξ^- e $\bar{\Xi}^+$ e 26% do espectro no caso de Ω^- e $\bar{\Omega}^+$. As variações relativas observadas nos parâmetros de taxa de produção (dN/dy) e momento médio ($\langle p_t \rangle$) estão listadas na tabela 5.2.

Para garantirmos uma estimativa conservadora da incerteza de extrapolação, utilizaremos então o critério de 25% da área extrapolada no caso em que a estimativa dada na tabela 5.2 é menor do que 25% da região extrapolada. Este é um critério bastante difundido dentro do *ALICE*, e este teste indica que, de forma geral, a ordem de grandeza da incerteza de extrapolação é consistente com 25% da região extrapolada. Tomando então sempre o maior desvio observado neste teste e levando em conta este limite mínimo da incerteza da taxa total de produção, adotamos as incertezas retratadas na tabela 5.3. Note que o méson K_S^0 não está listado porque, para esta partícula, não há extrapolação para baixos momentos, uma vez que o intervalo de momento mais baixo medido é de 0 a 0.1 GeV/c.

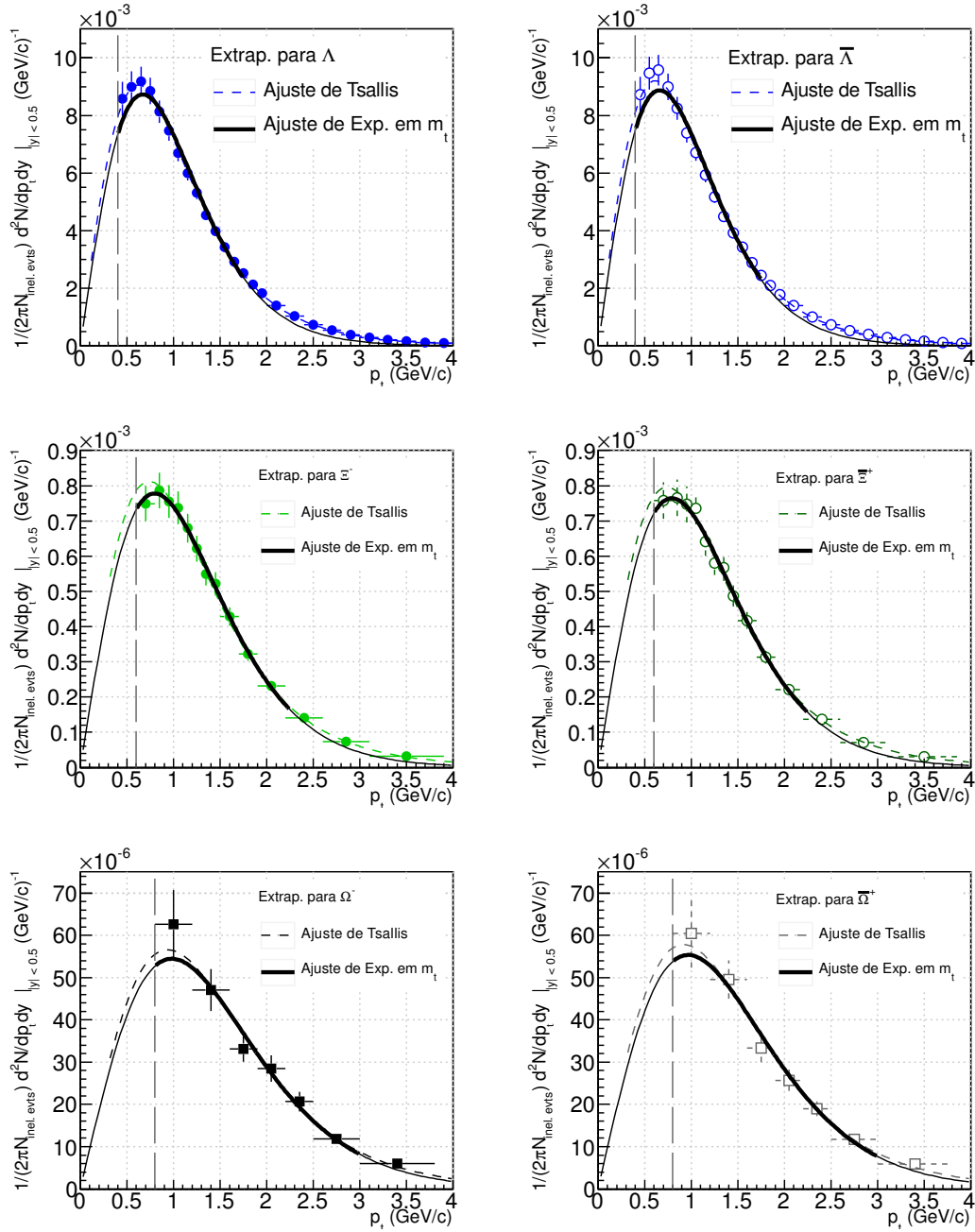


Figura 5.9: Os espectros dos bárions estranhos e ajustes com exponencial em m_t comparados com ajustes de Tsallis. As linhas verticais separam as regiões nas quais temos medidas e as regiões nas quais é necessário efetuar extrapolação.

Tabela 5.3: Incertezas devido à extrapolação para os bárions estranhos e multi-estranhos medidos neste trabalho.

Incerteza Relativa Utilizada	$\frac{dN}{dy}$	$\langle p_t \rangle$
Λ e $\bar{\Lambda}$	6.5%	6.5%
Ξ^- e Ξ^+	5.5%	5%
Ω^- e Ω^+	6.5%	5%

5.10 Combinação de Incertezas

Uma vez que tenhamos computado todas as incertezas associadas a um espectro de momento transversal, resta a tarefa de combiná-las.

Inicialmente, ajustamos o espectro de momento transversal apenas com incertezas estatísticas. Os parâmetros de $\frac{dN}{dy}$, T e n do ajuste de Tsallis obtidos serão usados como os valores centrais do resultado oficial, enquanto que as incertezas decorrente deste primeiro ajuste serão as incertezas estatísticas citadas.

A obtenção da incerteza sistemática para a taxa total de produção é feita computando-se

$$\Delta_{sist}^{dN/dy} = \sqrt{\left(\Delta_{extrap}^{dN/dy}\right)^2 + \left(\Delta_{norm.}^{dN/dy}\right)^2 + \text{Max}\left(\Delta_{\text{espectro deslocado}}^{dN/dy}\right)^2} \quad (5.5)$$

onde $\Delta_{extrap}^{dN/dy}$ é a incerteza devido à extrapolação, $\Delta_{norm.}^{dN/dy}$ é a incerteza devido à normalização e $\text{Max}\left(\Delta_{\text{espectro deslocado}}^{dN/dy}\right)$ é o maior desvio observado quando é efetuada a subtração e subtração das incertezas sistemáticas ponto-a-ponto, como descrito na seção 5.8. No exemplo do Λ , o cálculo destas incertezas resulta em:

$$\frac{dN}{dy}(\Lambda) = (7.47 \pm 0.01_{(estat)} \pm 0.60_{(norm)} \pm 0.49_{(extrap)} \pm 0.36_{(espectro)}) \times 10^{-2} \quad (5.6)$$

onde os índices indicam a natureza da incerteza, sendo $(estat)$ a incerteza estatística, $(norm)$ é a incerteza de normalização, $(extrap)$ é a incerteza de extrapolação e $(espectro)$ é a incerteza associada a variar o espectro com os valores das incertezas sistemáticas ponto-a-ponto. Quando combinadas quadraticamente, obtemos o valor final de taxa de produção

de

$$\frac{dN}{dy}(\Lambda) = (7.47 \pm 0.01_{(estat)} \pm 0.85_{(sist)}) \times 10^{-2} \quad (5.7)$$

onde a primeira incerteza é estatística e a segunda é sistemática, respectivamente.

Para as incertezas associadas às outras duas variáveis de Tsallis, n e T , efetuaremos o ajuste do espectro com a incerteza sistemática apenas e com todas as incertezas ponto-a-ponto inclusas. Nestes parâmetros, optamos por citar uma incerteza total que é igual à incerteza do ajuste com todas as incertezas ponto-a-ponto inclusas, de tal forma que:

$$n \rightarrow n_{\text{ajuste estat.}} \pm \Delta_{(estat)}^n \pm \Delta_{(sist)}^n \quad (5.8)$$

com $\Delta_{(estat)}^n$ proveniente do primeiro ajuste com incertezas estatísticas apenas e $\Delta_{(sist)}^n$ sendo dado por

$$\Delta_{(sist)}^n = \sqrt{\left(\Delta_{\text{ajuste com sist.}}^n\right)^2 - \left(\Delta_{(estat)}^n\right)^2} \quad (5.9)$$

onde $\Delta_{\text{ajuste com sist.}}^n$ é a incerteza do segundo ajuste, com incertezas estatísticas e sistemáticas ponto-a-ponto. O cálculo da incerteza é efetuado analogamente para o parâmetro T .

Finalmente, a incerteza associada ao valor de momento médio, $\langle p_t \rangle$, foi computada de forma análoga aos parâmetros n e T , mas adicionando-se uma incerteza de extrapolação de 5%. Desta forma, temos:

$$\langle p_t \rangle \rightarrow \langle p_t \rangle_{\text{ajuste estat.}} \pm \langle p_t \rangle_{(stat)} \pm \langle p_t \rangle_{(\text{inc. ponto-a-ponto})} \pm \langle p_t \rangle_{(extrap)} \quad (5.10)$$

onde novamente o valor central foi obtido com o ajuste ao espectro apenas com incertezas estatísticas e os índices denotam a natureza da incerteza, sendo $(stat)$ a incerteza proveniente do ajuste apenas com as incertezas estatísticas, $(\text{inc. ponto-a-ponto})$ a incerteza proveniente do ajuste com incertezas sistemáticas, computada de forma análoga à equação 5.9 e $(extrap)$ a incerteza proveniente da extrapolação, que é de 5%.

Capítulo 6

Resultados

Uma vez discutidos os métodos de obtenção de um espectro de momento transversal na seção 4.4 e exploradas as incertezas sistemáticas associadas a cada uma das medidas que realizamos, vamos discorrer acerca dos resultados propriamente ditos.

6.1 Espectros de momento transversal

Os espectros de momento transversal corrigidos por eficiência para as sete partículas medidas neste trabalho estão indicados na figura 6.1. Para que seja possível calcular a taxa total de produção de cada partícula por evento, é necessário efetuar uma parametrização dos espectros e subsequente extrapolação para baixo momento transversal. Para tanto, fizemos uso da forma funcional de Tsallis [47]:

$$\frac{d^2 N}{dy dp_t} = \frac{(n-1)(n-2)}{nT[nT + m_0(n-2)]} \times \frac{dN}{dy} \times p_t \times \left(1 + \frac{m_t - m_0}{nT}\right)^{-n} \quad (6.1)$$

A função de Tsallis apresenta comportamento exponencial para baixos momentos, enquanto que, em momentos mais altos (> 5 GeV/c), há um comportamento similar a uma função de lei de potência. Isto torna esta função particularmente interessante para realizar ajustes ao longo de um grande alcance em momento transversal, uma vez que é possível descrever

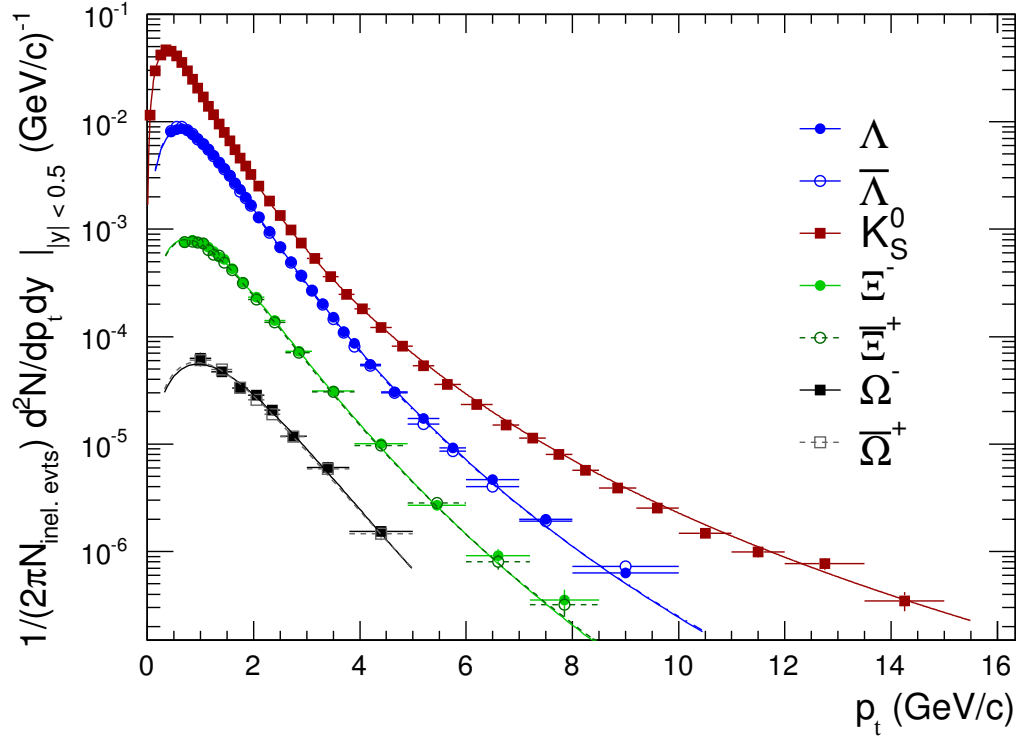


Figura 6.1: Espectros de momento transversal para K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ em colisões próton-próton a energias de 7 TeV, e as suas funções de ajuste de Tsallis. As barras de erro horizontais denotam a largura dos intervalos de momento considerados para cada ponto e as barras verticais correspondem a erros estatísticos e sistemáticos ponto-a-ponto somados em quadratura.

Tabela 6.1: Parâmetros de ajuste de Tsallis para todas as sete partículas estranhas estudadas. Incertezas listadas são estatísticas e sistemáticas, respectivamente.

Partícula	$\frac{dN}{dy}$	T (MeV)	n
K_S^0	$(2.690 \pm 0.002 \pm 0.244) \times 10^{-1}$	$210.4 \pm 0.2 \pm 2$	$6.75 \pm 0.01 \pm 0.05$
Λ	$(7.47 \pm 0.01 \pm 0.85) \times 10^{-2}$	$285 \pm 1 \pm 4$	$9.40 \pm 0.07 \pm 0.17$
$\bar{\Lambda}$	$(7.52 \pm 0.02 \pm 0.85) \times 10^{-2}$	$279 \pm 1 \pm 4$	$9.25 \pm 0.07 \pm 0.19$
Ξ^-	$(7.94 \pm 0.07 \pm 0.90) \times 10^{-3}$	$344 \pm 5 \pm 8$	$10.8 \pm 0.4 \pm 0.5$
$\bar{\Xi}^+$	$(7.75 \pm 0.08 \pm 0.88) \times 10^{-3}$	$339 \pm 5 \pm 8$	$10.4 \pm 0.4 \pm 0.5$
Ω^-	$(6.63 \pm 0.28 \pm 0.96) \times 10^{-4}$	$459 \pm 36 \pm 45$	$20 \pm 9 \pm 5$
$\bar{\Omega}^+$	$(6.73 \pm 0.28 \pm 1.00) \times 10^{-4}$	$425 \pm 33 \pm 41$	$14 \pm 5 \pm 6$

simultaneamente regiões de momento nas quais acredita-se que dominem diferentes mecanismos de produção de partículas. Os parâmetros de ajuste podem ser vistos na tabela 6.1 para todas as sete espécies estudadas.

Quando realizamos os ajustes em momento transversal com apenas erros estatísticos, os valores de χ^2 dividido pelo número de graus de liberdade são próximos da unidade para os bárions multi-estranhos, mas bastante distantes da unidade para Λ e K_S^0 , onde as incertezas estatísticas são extremamente pequenas devido à grande quantidade de eventos analisados e as incertezas sistemáticas dominam. Assim, quando ajustados os espectros de momento transversal incluindo os erros sistemáticos no ajuste, os bárions multi-estranhos apresentam um χ^2 reduzido bastante abaixo da unidade e Λ e K_S^0 apresentam χ^2 reduzidos mais próximos da unidade. Os valores reduzidos de χ^2 podem ser vistos na tabela 6.2. De forma geral, a função de Tsallis descreve bem os espectros, se consideradas incertezas estatísticas e sistemáticas.

6.2 Comparação com Previsões de Simulação

6.2.1 Introdução

Uma vez realizadas as medidas de distribuição de momento transversal de sete diferentes partículas, é importante determinar se os modelos disponíveis para prever o resultado de colisões próton-próton são capazes de descrever o observado. Tendo este objetivo em mente,

Tabela 6.2: Valores reduzidos de χ^2 para os ajustes utilizando a função de Tsallis (equação 6.1) apenas considerando incertezas estatísticas e considerando incertezas estatísticas e sistemáticas adicionadas em quadratura.

Partícula	χ^2/ndf , ajuste com erros estatísticos	χ^2/ndf , ajuste com $\sqrt{stat^2 + syst^2}$
K_S^0	602/41	11/41
Λ	192/30	25/30
$\bar{\Lambda}$	78/30	11/30
Ξ^-	18.0/15	5.9/15
$\bar{\Xi}^+$	15.0/15	3.8/15
Ω^-	8.8/5	3.1/5
$\bar{\Omega}^+$	7.0/5	2.4/5

fizemos uso do gerador de eventos *PYTHIA*, versão 6.4.25 [48]. Trata-se de um gerador capaz de simular colisões entre partículas como e^- , e^+ , p e \bar{p} ; aqui, trataremos apenas com colisões pp , objeto de estudo deste trabalho. Optamos pelo simulador *PYTHIA* por este ser o código mais frequentemente atualizado e portanto o mais adequado para analisar estes novos dados coletados no LHC.

O simulador de eventos *PYTHIA* incorpora vários aspectos da teoria da QCD, e é baseado em *Leading Order (LO) QCD*, ou seja, na primeira contribuição não-nula prevista para cada processo quando realizado um cálculo de amplitude de espalhamento. Apesar de baseado em LO, o *PYTHIA* contabiliza também de forma efetiva contribuições de ordens superiores, utilizando para isso mecanismos de radiação de pártons pelos pártons iniciais e finais na colisão.

Essencialmente, um evento *PYTHIA* consiste dos seguintes estágios, conforme figura ilustrativa:

1. Uma vez selecionadas as frações de momento carregadas pelos pártons interagentes em cada núcleo usando uma distribuição de momento de pártons (chamada de *Parton Distribution Function*, ou abreviadamente *PDF*, na literatura) parametrizada, é escolhido um espalhamento base para a colisão, que pode ser de dois pártons interagindo e resultando em um sistema final contendo entre 2 a 4 pártons. Estes espalhamentos

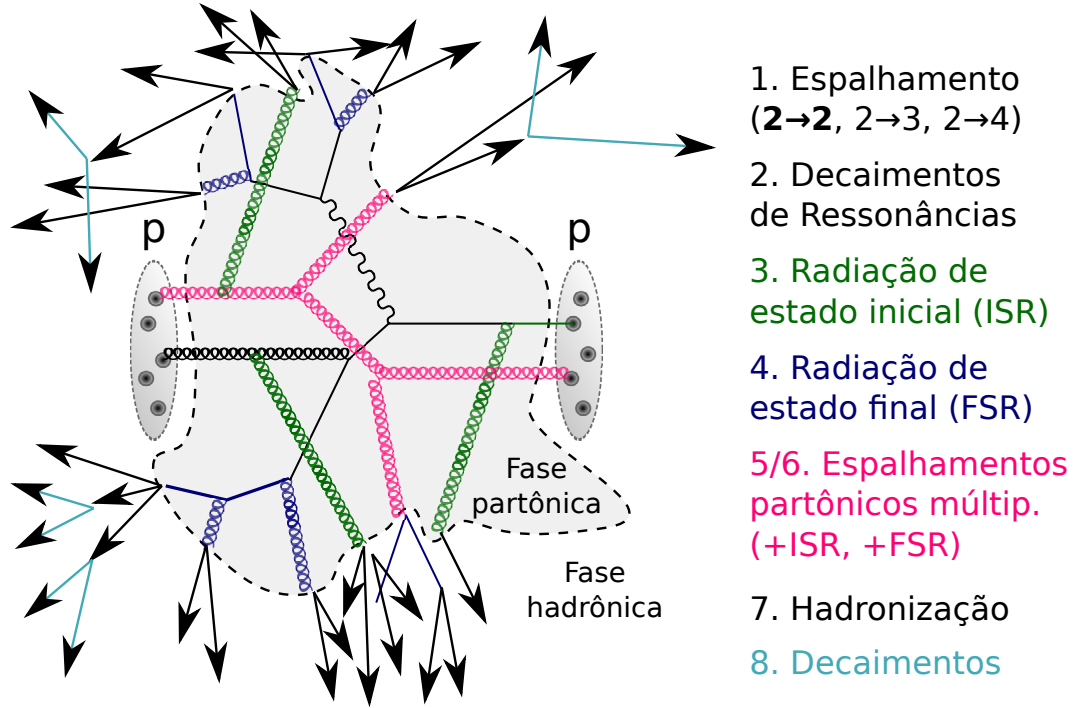


Figura 6.2: Esquema ilustrativo de um evento do PYTHIA.

são denotados por $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ ou $2 \rightarrow 4$ e têm a sua amplitude de primeira ordem não nula ($\propto \alpha_s^2$) calculada de acordo com a QCD.

2. Se houver ressonâncias dentre os produtos da primeira interação base, é realizado o decaimento destas, que deve ocorrer logo em seguida devido à curta escala de tempo associada com decaimentos fortes.
3. Considera-se então a possibilidade de os pártons que realizaram o processo base do evento tenham irradiado outros pártons antes do processo base ocorrer. De forma efetiva, isto leva em conta contribuições de ordem superior, para as quais a ordem perturbativa seria $\geq \mathcal{O}(\alpha_s^3)$, uma vez que isso implica na adição de mais um vértice ao evento. Esta é a chamada *Initial State Radiation (ISR)*.
4. Analogamente ao passo anterior, considera-se a possibilidade de os pártons resultantes do espalhamento base terem irradiado outros pártons, o que rigorosamente deveria ser feito com diagramas de ordem $\geq \mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Esta é a chamada *Final State Radiation*

(FSR).

5. Leva-se em conta espalhamentos partônicos múltiplos (*Multiple Partonic Interactions*, *MPI*) entre os constituintes dos prótons originais. Note que, ao sobrepor vários processos base em um evento próton-próton, os espalhamentos adicionados posteriormente serão restritos a um momento transferido Q inferior ao do processo inicialmente considerado, o que faz com que a primeira interação domine o aspecto do evento.
6. As interações partônicas múltiplas do passo anterior podem também ser associadas a radiações de estado final e inicial (ISR e FSR). Com este passo, é encerrado o desenvolvimento partônico do evento.
7. A fragmentação de párons ocorre, formando então mésons e bárions através de criação de pares. O mecanismo utilizado para tanto é o de ‘pipoca’, no qual é sorteado um número de pares $q_i\bar{q}_i$ a ser criado na fragmentação e é posteriormente realizada a combinação entre quarks, sempre seguindo regras de confinamento de cor. Nestas criações de pares, existe a possibilidade de inserir um fator adicional de supressão da probabilidade de criação de um par $s\bar{s}$.
8. Após a hadronização, o PYTHIA também efetua a simulação dos decaimentos de hádrons instáveis conforme necessidade. No ALICE, hádrons que decaem por interação forte têm seu decaimento simulado pelo PYTHIA, uma vez que o tempo típico ($< 10^{-20}$ s) faz com que estes decaimentos ocorram praticamente no vértice primário de interação. Decaimentos fracos, com tempos típicos $> 10^{-11}$ s, não são efetuados pelo PYTHIA mas pelo simulador de transporte (GEANT3, tipicamente), uma vez que estes decaimentos ocorrerão já na região dos detectores e podem também ocorrer interações hadrônicas.

O PYTHIA foi utilizado neste trabalho com dois conjuntos de parâmetros, o *Perugia Tune*

0 (Perugia-0) e o *Perugia Tune 2011* (*Perugia-2011*) [49, 50]. Estes dois conjuntos distintos de parâmetros, ou versões, trazem consigo as seguintes hipóteses e considerações:

PYTHIA Perugia-0

É a primeira versão do PYTHIA que leva em conta a possibilidade de múltiplas interações partônicas (passo 5 listado acima). A idéia de múltiplas interações partônicas foi originalmente concebida na cidade italiana de Perugia - daí o nome. Esta versão do PYTHIA foi utilizada como referência em medidas de colisões próton-próton em energias de 900 GeV em artigos publicados tanto pelo ALICE [51], quanto pelo CMS [52]. Nesta versão, o passo 7 listado acima leva em conta um fator de supressão para a criação de um par $s\bar{s}$ durante a fragmentação; logo, uma parcela maior dos quarks s origina-se da interação base e não do processo de fragmentação.

PYTHIA Perugia-2011

Esta versão do PYTHIA, mais nova do que a versão Perugia-0, leva em conta novos dados do ALICE e do CMS em energias de 900 GeV e também 7 TeV. A multiplicidade de partículas carregadas por evento próton-próton foi ajustada para reproduzir adequadamente as novas medidas a 7 TeV. Particularmente relevante para a nossa análise é também o fato de que foi removido o fator de supressão de criação de estranheza durante a fragmentação (passo 7 acima), aumentando a proporção de $s\bar{s}$ criados em fragmentação em relação ao Perugia-0.

Neste trabalho, utilizaremos primariamente PYTHIA Perugia-2011, por tratar-se de uma versão revisada e tida como mais adequada para descrever colisões próton-próton a 7 TeV. Posteriormente, utilizaremos a versão anterior, Perugia-0, para estudar as melhorias efetuadas no Perugia-2011 mais a fundo. Sempre que for utilizada a versão Perugia-0, mencionaremos isto explicitamente; caso contrário, tratar-se-á da versão Perugia-2011.

6.2.2 Comparação dos Espectros com previsões do PYTHIA

O simulador de eventos PYTHIA prevê taxas de produção de todas as espécies de partículas. Comparamos então a taxa de produção do PYTHIA com a medida pelo experimento ALICE para as 7 espécies de partículas estudadas utilizando duas versões de PYTHIA: Perugia-0 e Perugia-2011.

A primeira comparação, com PYTHIA Perugia-0, está indicada na figura 6.3, onde é feita a razão dos espectros experimentais pelos valores previstos pelo modelo. Nota-se de imediato que há uma convergência para momentos acima de cerca de 7 GeV/c; porém, há problemas substanciais na região de momento mais baixo, onde se presume que partículas com estes momentos são provenientes de processos de momento transferido baixo. Nota-se também que a discordância entre dados e previsão é mais acentuada para partículas com conteúdo estranho maior, como é o caso do Ω^\pm . Infelizmente, neste caso, devido ao alcance relativamente limitado em momento transversal da análise de Ω^\pm , não é possível constatar uma concordância entre dados e previsão para este bárion.

Podemos também realizar uma segunda comparação utilizando uma versão mais recente do PYTHIA, a versão Perugia-2011. Esta comparação pode ser vista na figura 6.4. É importante salientar que a parte de baixo momento transversal, o assim chamado *Underlying Event*, apresenta melhorias significativas, enquanto que a concordância em alto momento transversal não é alterada. A discrepância crescente entre dados e previsão para partículas com conteúdo de estranheza crescente foi também melhorada, o que é consequência da remoção do fator de supressão da produção de pares $s\bar{s}$ no processo de fragmentação do PYTHIA Perugia-2011.

A boa descrição em alto momento transversal é particularmente aparente para o méson K_S^0 , para o qual obtemos uma concordância ao longo de mais da metade do alcance em momento. É importante salientar que a implementação do processo de fragmentação dando origem a mésons no PYTHIA é mais simples do que o equivalente para bárions, uma vez que

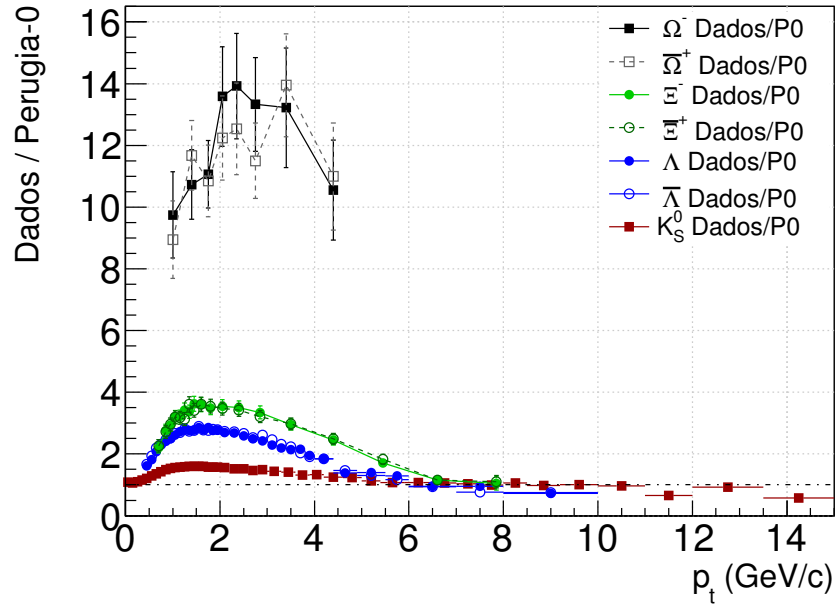


Figura 6.3: Razão entre dados e previsão do PYTHIA Perugia-0 para cada uma das 7 espécies de partículas estranhas estudadas neste trabalho.

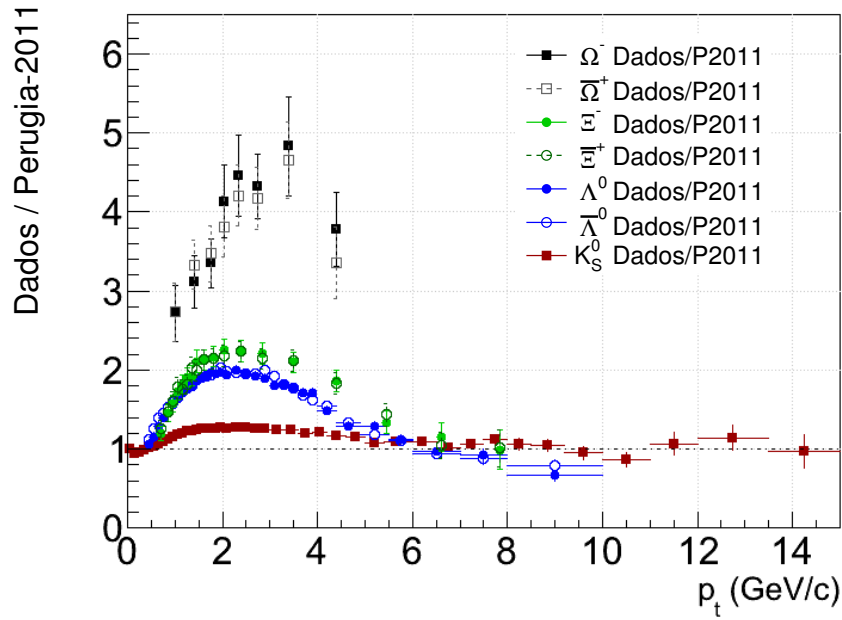


Figura 6.4: Razão entre dados e previsão do PYTHIA Perugia-2011 para cada uma das 7 espécies de partículas estranhas estudadas neste trabalho.

no primeiro caso menos quarks precisam ser criados. O fato de que a criação de mésons tem implementação mais simples provavelmente contribui para que a previsão esteja de acordo com os dados observados.

Como o valor da constante de acoplamento da QCD, α_s , depende do valor do momento transferido em um processo, podemos então utilizar o PYTHIA para nos dar maiores informações sobre a contribuição de processos com determinados valores de módulo do momento transferido Q (definido aqui como $\sqrt{Q^2}$, onde Q^2 é invariante) para cada uma das faixas de momento transversal que foram medidas. O resultado desta análise está retratado na figura 6.5, sendo que aqui nós concentramos nossos esforços apenas no méson K_S^0 , uma vez que é neste caso em particular que medimos excelente concordância entre dados e previsões do PYTHIA.

Da relação de $\alpha_s(Q)$ com Q , mostrado na figura 1.1, verificamos então que há uma contribuição de $\alpha_s < 0.14$ acima de 10% apenas em momentos bastante elevados, a partir de 9-10 GeV/c. Na região de momento transversal 0-4 GeV/c, há uma contribuição apreciável ($> 10\%$) de processos com momento transferido abaixo de 5 GeV/c, para os quais $\alpha_s > 0.28$; nestes casos, é provável que termos de ordem superior da QCD dêem contribuições significativas, o que é uma possível explicação para a discrepância em baixos momentos observada nas duas figuras 6.3 e 6.4.

Portanto, é possível supor que os processos de primeira ordem do PYTHIA estão bem ajustados e descrevem bem os dados experimentais, mas a implementação de um cálculo efetivo para simular os efeitos de ordens superiores, que devem descrever os dados em baixo p_t ainda precisam ser aprimorados.

6.3 Razão entre taxas de produção de Λ , $\bar{\Lambda}$, Ω^\pm e Ξ^\pm

A medida dos três bárions com estranheza crescente, Λ , Ξ e Ω , possibilita um estudo do efeito da adição de um quark estranho para a taxa de produção de bárions. A figura 6.1

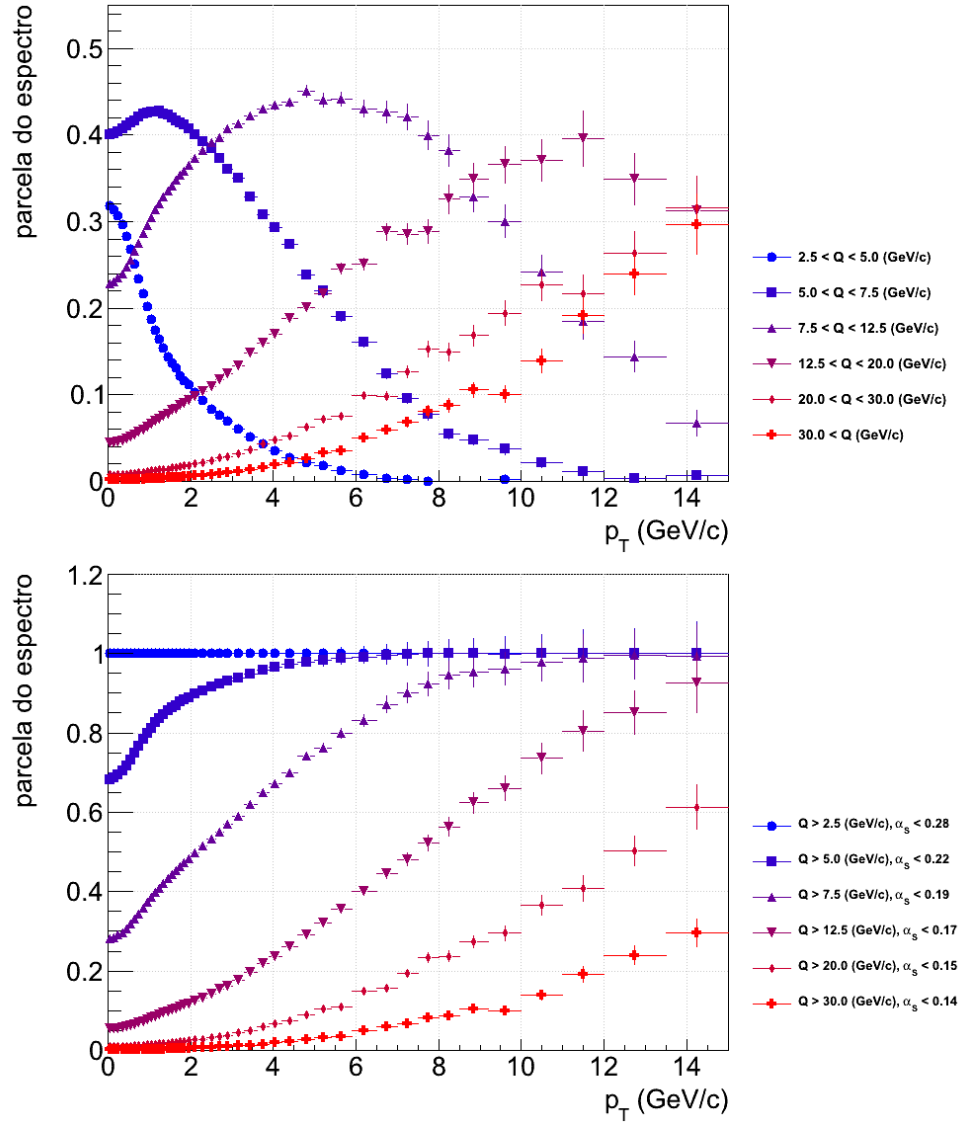


Figura 6.5: Contribuição relativa para o espectro final de K_S^0 para faixas de momento transferido Q no processo base do evento próton-próton simulado pelo PYTHIA (figura superior) e considerando apenas limites inferiores de Q (figura inferior).

já sugere que há uma penalidade de um fator 10 à medida em que é adicionado um quark estranho ao bárion medido. De fato, as taxas de produção totais da tabela 6.1 mostram que a razão $\Xi^\pm / (\Lambda + \bar{\Lambda})$ é de 0.105 ± 0.012 e a razão Ω^\pm / Ξ^\pm é de 0.085 ± 0.011 e são portanto bastante próximas.

É de interesse então graficar as razões $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ e $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$ de acordo com o momento transversal, como indicado na figura 6.6. Nota-se que, embora a ordem de grandeza destas duas razões seja a mesma e a dependência das razões com o momento transversal seja aproximadamente igual, a razão $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ é sistematicamente superior do que $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$. Não há portanto um fator de escala comum que explique a abundância relativa destas partículas baseando-se apenas no conteúdo de estranheza. É interessante notar também que a razão $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ tende a um valor constante para momentos altos (> 5 GeV), indicando que no regime mais próximo do perturbativo, o custo de gerar um bárion com estranheza superior independe do momento tratado, possivelmente sugerindo que não há mais alterações significativas nos mecanismos de produção de partículas em altos momentos. As razões entre estes bárions apresenta aumento com o momento transversal, o que é devido a diferenças cinemáticas: para hádrons com massa superior, observamos também um momento transversal médio superior, resultando em uma inclinação inferior da distribuição de momentos e fazendo com que as razões entre um hádron mais massivo e um menos massivo aumente com o momento transversal.

Podemos comparar as razões observadas com previsões do PYTHIA. Na figura 6.7 é mostrado o resultado desta comparação, indicando que a versão Perugia-0 tem uma tendência a prever a razão correta a momentos baixos, enquanto que o simulador PYTHIA em sua versão Perugia-2011 prevê uma razão superior do que a observada em baixos momentos. Por outro lado, quando efetuamos uma comparação da razão entre Ω^\pm e Ξ^\pm , como na figura 6.8, vemos que a versão Perugia-0 deste simulador prevê uma razão Ω^\pm / Ξ^\pm muito inferior à observada, enquanto que a versão Perugia-2011 apresenta melhorias significativas.

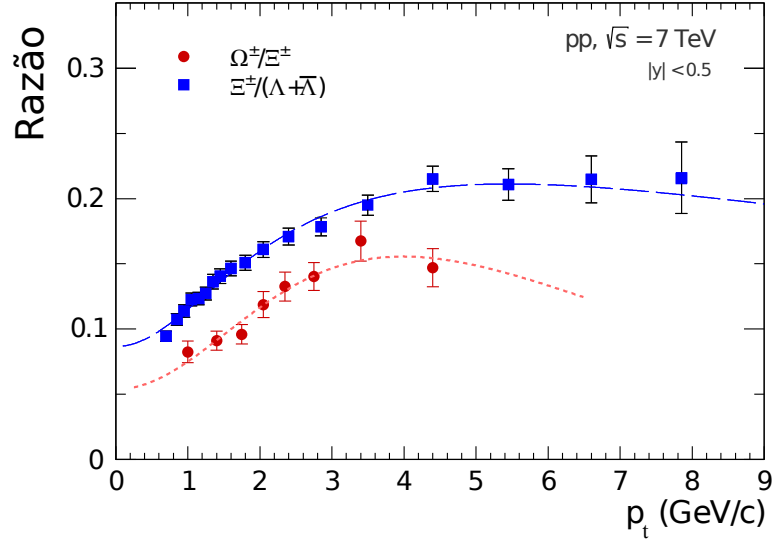


Figura 6.6: Razões $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ e $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$ de acordo com o momento transversal, graficadas com as razões entre as funções de ajuste de cada partícula.

Observando ambas as figuras, vemos que as diferentes razões de bárions estranhos não são bem reproduzidas por uma mesma versão do PYTHIA, e a razão Ω^\pm/Ξ^\pm é a que apresenta maior discrepância com as previsões.

Uma das desvantagens de efetuar o cálculo de razão entre bárions no espaço de p_t é que as massas desses bárions são distintas, e é possível que as diferenças observadas sejam consequência apenas da diferença entre essas massas. Em um esforço de fatorar a massa, é possível efetuar a combinação do momento transversal em massa transversal, m_t , e então subtrair a massa de repouso dos bárions analisados.

No espaço de $m_t - m_0$, não há alteração significativa do padrão já visto no espaço de p_t , indicando que o fenômeno de aumento das razões não é unicamente devido a diferenças em massas de repouso das partículas analisadas. As mesmas conclusões da seção anterior podem ser feitas aqui: ao se adicionar conteúdo de estranheza nos bárions, notamos uma penalidade de uma ordem de grandeza nas taxas de produção.

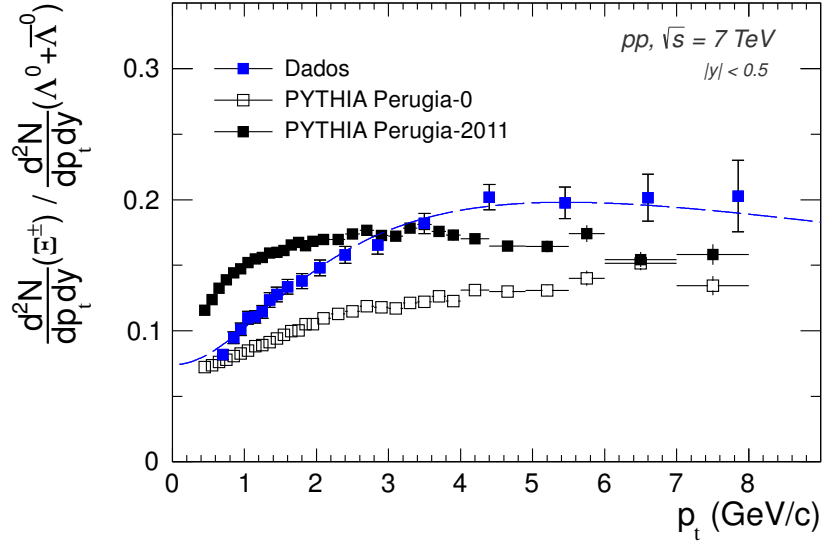


Figura 6.7: Comparação da razão $\Xi^\pm / (\Lambda + \bar{\Lambda})$ medida pelo *ALICE* e previsões das duas versões do gerador de eventos PYTHIA.

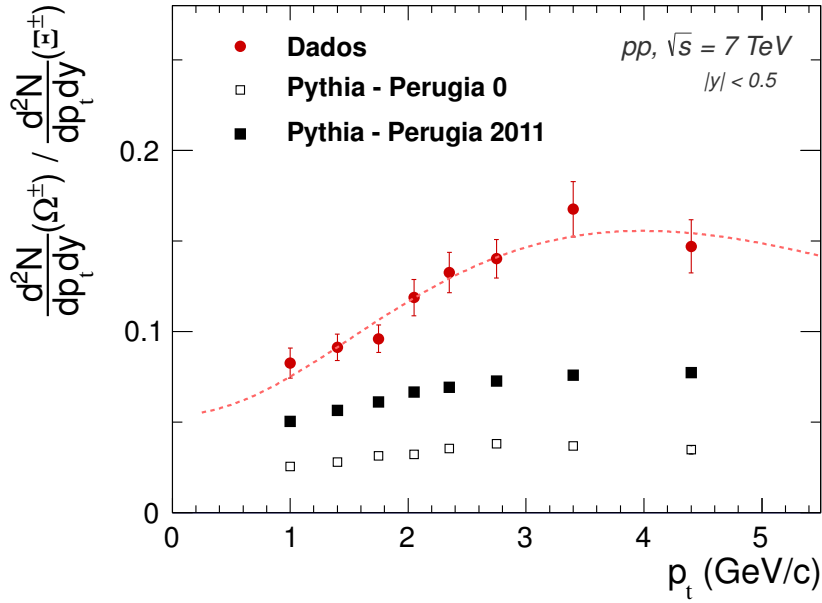


Figura 6.8: Comparação da razão Ω^\pm / Ξ^\pm medida pelo *ALICE* e previsões das duas versões do gerador de eventos PYTHIA.

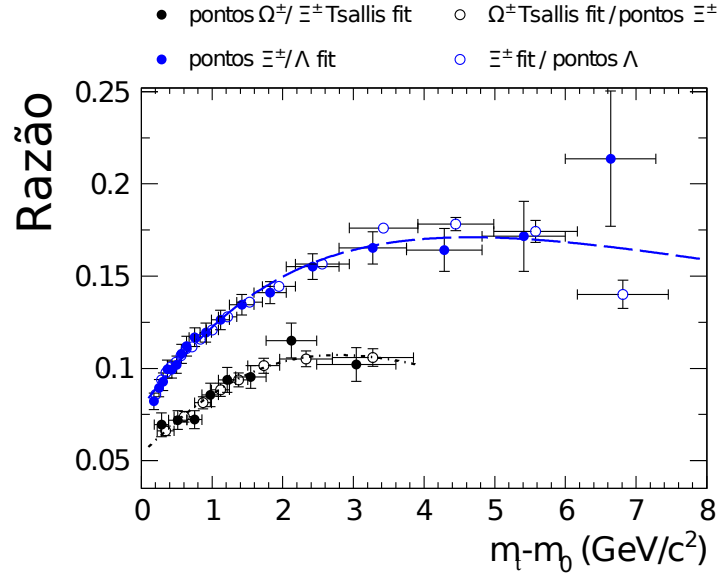


Figura 6.9: Razões $[\Xi^- + \bar{\Xi}^+] / [\Lambda + \bar{\Lambda}]$ e $[\Omega^- + \bar{\Omega}^+] / [\Xi^- + \bar{\Xi}^+]$ de acordo com $m_t - m_0$.

6.4 Razão entre Bárions e Mésons: $(\Lambda + \bar{\Lambda}) / K_S^0$

Uma vez que foram estudados os espectros de espécies de bárion e mésons com conteúdo de estranheza 1, podemos realizar o cálculo da razão entre bárions e mésons tomando $(\Lambda + \bar{\Lambda}) / K_S^0$. Esta razão está indicada na figura 6.10, onde podemos ver também uma comparação com as previsões obtidas com gerador de eventos PYTHIA. Em baixos momentos transversais, a razão aumenta com o momento, o que é resultado do fato de que os Λ e $\bar{\Lambda}$, com suas massas maiores do que K_S^0 , carregam também um momento médio superior ao momento médio do K_S^0 . Esta diferença cinemática foi também observada nas razões entre Λ , Ξ e Ω . Porém para momentos transversais acima de aproximadamente 2.15 GeV/c, a razão entre bárions e mésons decresce. A razão provável desta observação é que, nestas regiões de momento, o principal mecanismo de produção de partículas é o de fragmentações de jatos com momento bastante alto, onde é consideravelmente mais simples gerar um méson do que um bárion, uma vez que é necessária a criação de dois pares $q\bar{q}$ para o segundo caso.

A comparação com as previsões dos dois modelos de PYTHIA mostra que, embora estes geradores de evento reproduzam esta razão de uma forma qualitativa, também indicando

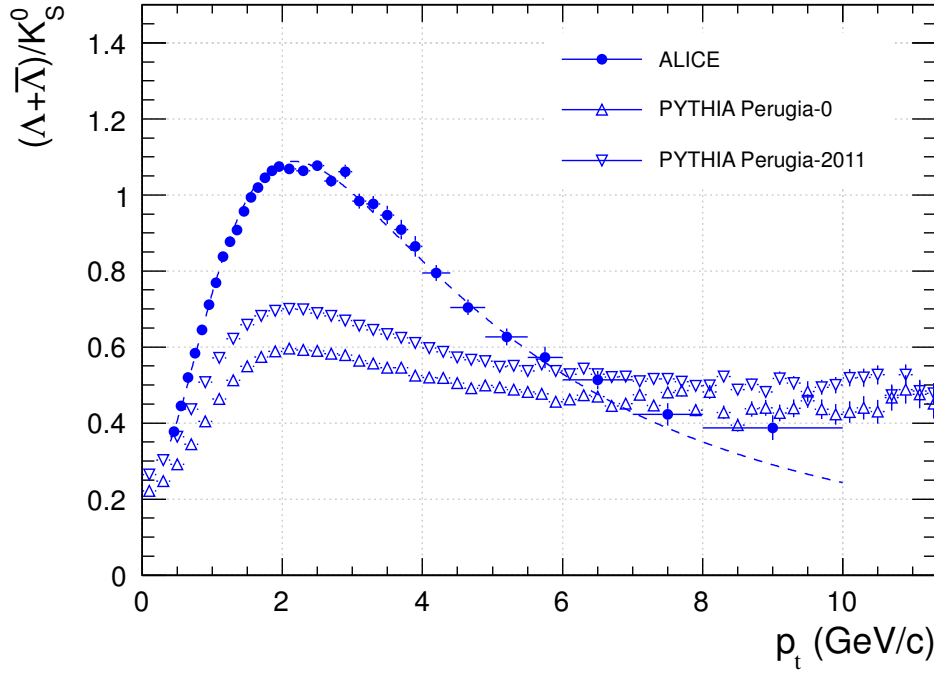


Figura 6.10: Razão Bárion/Méson, $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_S^0$, comparada com curvas simuladas do gerador de eventos PYTHIA.

um máximo em uma região de momento relativamente baixo, se vistas de forma quantitativa as previsões estão diferentes do observado.

6.5 Comparação com outros experimentos e a outras energias

Podemos comparar a taxa de produção de cada um dos hádrons estranhos que medimos com a taxa de produção em outros experimentos e/ou a outras energias do feixe.

Na figura 6.11, estão graficadas as taxas de produção e momento médio do K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ com os resultados medidos pelos experimentos CMS, ALICE e STAR a energias de 0.2, 0.9 e 7 TeV. Aqui, graficamos sempre resultados somados para partícula e antipartícula, o que possibilita a comparação com os dados do CMS, nos quais esta distinção não é feita. A

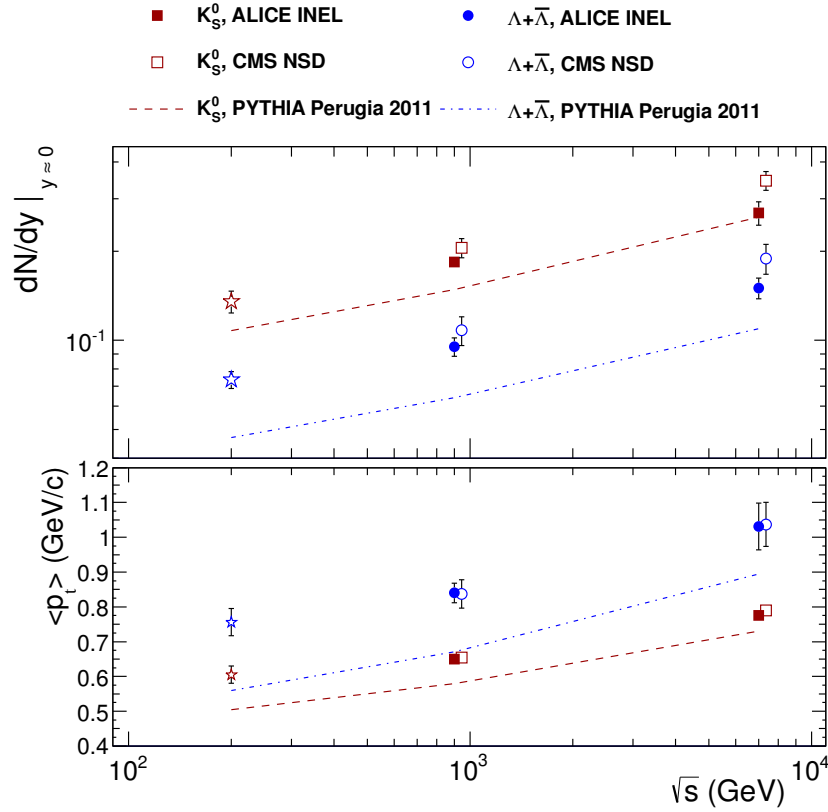


Figura 6.11: Comparação de taxas de produção de K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ com outros experimentos e a outras energias. Os dados do CMS são de [52] e do STAR, de [53]. Antipartículas e partículas foram somadas para possibilitar a comparação com os dados do CMS, que não realiza a distinção. Os dados do CMS foram deslocados em 5% no eixo de energia para permitir melhor visualização.

razão entre a taxa de produção medida para K_S^0 pelo ALICE e pelo CMS é de

$$\frac{\frac{dN}{dy}(K_S^0)_{ALICE}}{\frac{dN}{dy}(K_S^0)_{CMS}} = 0.78 \pm 0.13, \quad (6.2)$$

e, no caso dos bárions Λ ,

$$\frac{\frac{dN}{dy}(\Lambda + \bar{\Lambda})_{ALICE}}{\frac{dN}{dy}(\Lambda + \bar{\Lambda})_{CMS}} = 0.79 \pm 0.13. \quad (6.3)$$

Note que a normalização da medida do CMS é para eventos do tipo NSD , ou seja, eventos que não foram singularmente difrativos, enquanto que o ALICE normaliza para eventos inelásticos ($INEL$), que incluem eventos NSD e também eventos singularmente difrativos. Se for assumido que a produção de partículas em rapidez central é desprezível em eventos singularmente difrativos, então estas razões entre resultados do ALICE e do CMS são diferentes da unidade unicamente devido à diferença entre seções de choque $\sigma_{INEL}/\sigma_{NSD}$, que é da ordem de 0.80 conforme medido em análises de física difrativa no ALICE [41]. Desta forma, podemos considerar que os dois resultados estão consistentes. Os resultados do PYTHIA, na versão Perugia 2011, mostram que, embora o aumento relativo das taxas de produção de Λ e $\bar{\Lambda}$ está bem retratado, o valor absoluto não é bem reproduzido. No caso do K_S^0 , a dependência com a energia não é prevista satisfatoriamente mesmo em valores relativos, mas nota-se que a taxa total de produção de K_S^0 em energias de $\sqrt{s} = 7$ TeV em eventos inelásticos está aproximadamente de acordo com a medida deste trabalho.

Na figura 6.12, comparamos os resultados de taxa total de produção dos bárions multi-estranhos, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ com os resultados medidos em outras energias de colisão e/ou por outros experimentos. Comparando-se a taxa de produção de Ξ^\pm com o valor obtido pelo experimento CMS, chega-se em uma razão

$$\frac{\frac{dN}{dy}(\Xi^\pm)_{ALICE}}{\frac{dN}{dy}(\Xi^\pm)_{CMS}} = 0.75 \pm 0.13 \quad (6.4)$$

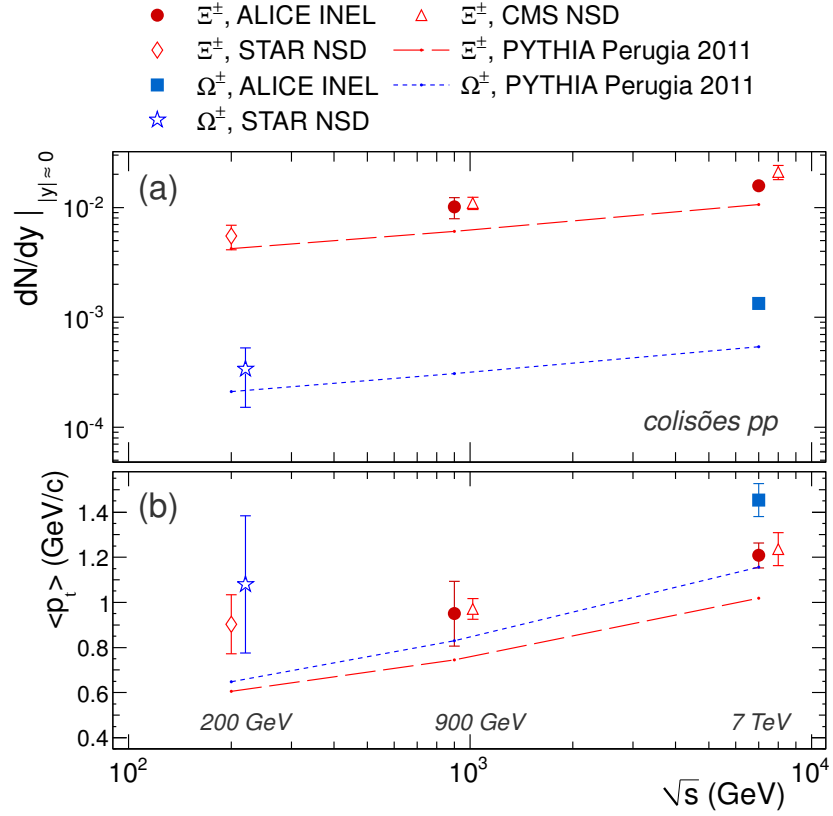


Figura 6.12: Comparação de taxas de produção de bárions multi-estranhos com outros experimentos e a outras energias. Os dados do CMS são de [52] e do STAR de [53]. Anti-partículas e partículas foram somadas para possibilitar a comparação com os dados CMS, que não realiza a distinção.

As figuras 6.11 e 6.12 também mostram a variação do momento médio, $\langle p_t \rangle$, para as diferentes partículas estudadas. Como nesta medida a normalização não importa, todos os resultados do ALICE e do CMS em colisões pp a energias de $\sqrt{s} = 7$ TeV estão de acordo dentro das incertezas experimentais. Com o aumento da energia do feixe, é observado também um aumento do valor do momento médio. O gerador de eventos PYTHIA, na versão Perugia 2011, reproduz o comportamento qualitativamente, com taxas de produção e momento médio ambos aumentando com a energia do feixe, mas falham quantitativamente por um fator de escala, prevendo valores menores do que os medidos para ambas as variáveis analisadas. Os aumentos relativos previstos pelo PYTHIA estão aproximadamente de acordo com os aumentos relativos observados, como anteriormente no caso de $\Lambda + \bar{\Lambda}$.

6.5.1 Extrapolação para 14 TeV

Baseando-se nos dados de colisões pp já existentes e nas medidas deste trabalho, é possível extrapolar as taxas de produção para a energia nominal do *LHC*, de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Para tanto, parametrizamos a dependência com a energia do feixe com a função de excitação

$$\frac{dN}{dy}(\sqrt{s}) = A \left(\frac{\sqrt{s}}{\text{TeV}} \right)^B, \quad (6.5)$$

que já foi utilizada pelo ALICE em parametrizações deste tipo [54, 55, 56]. A figura 6.13 mostra todos os pontos experimentais disponíveis para $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e para K_S^0 e três ajustes para cada conjunto de dados, realizados com a função da equação 6.5 para os valores centrais dos pontos e para os pontos deslocados pelos valores das incertezas totais para valores superiores e inferiores. Note que, devido ao fato de que os experimentos STAR e CMS normalizam os seus dados para eventos NSD e o ALICE utiliza uma normalização para eventos inelásticos, ajustamos os dados do ALICE independentemente.

É possível utilizar os ajustes realizados com os valores centrais para uma estimativa das taxas de produção destes hádrons na energia nominal de operação do *LHC* de 14 TeV,

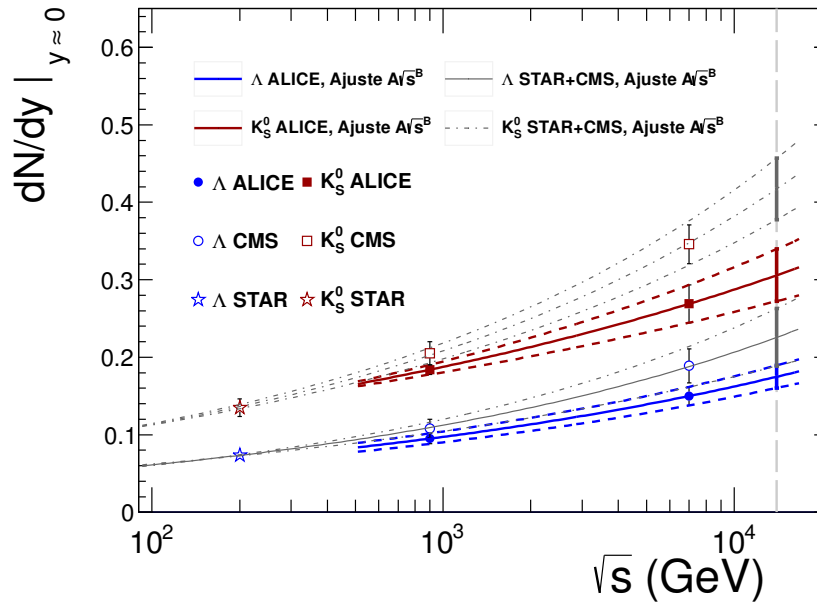


Figura 6.13: Extrapolação das taxas de produção de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 para colisões próton-próton a energias de 14 TeV. Dados do CMS obtidos da referência [52] e dados do STAR obtidos da referência [53].

Tabela 6.3: Previsão de taxas de produção de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 para colisões próton-próton com energias de $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Energia	7TeV (medido)	14 TeV (extrapolado)
$\frac{dN}{dy}_{y \approx 0} (\Lambda + \bar{\Lambda})$ (eventos inelásticos)	0.15 ± 0.01	0.18 ± 0.02
$\frac{dN}{dy}_{y \approx 0} (K_S^0)$ (eventos inelásticos)	0.27 ± 0.02	0.31 ± 0.03
$\frac{dN}{dy}_{y \approx 0} (\Lambda + \bar{\Lambda})$ (eventos NSD)	0.19 ± 0.02	0.23 ± 0.04
$\frac{dN}{dy}_{y \approx 0} (K_S^0)$ (eventos NSD)	0.35 ± 0.03	0.42 ± 0.04

operação esta que só está prevista para 2014. Os ajustes realizados com os pontos deslocados pelas incertezas podem ser utilizados para uma estimativa conservadora das incertezas de nossa previsão. A tabela 6.3 mostra os valores extrapolados e as incertezas obtidas desta forma.

As grandes incertezas nas taxas de produção de Ξ^\pm e a ausência de boas medidas das taxas de produção de Ω^\pm a energias inferiores não permitem uma extrapolação satisfatória no caso dos bárions multi-estranhos, e mesmo no caso dos $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 , é necessário salientar que os ajustes foram realizados com uma quantidade muito reduzida de dados. Em particular,

	A	B
$\Lambda + \bar{\Lambda}$, <i>ALICE</i> (eventos inelásticos)	0.021 ± 0.009	0.44 ± 0.10
$\Lambda + \bar{\Lambda}$, <i>STAR</i> e <i>CMS</i> (eventos NSD)	0.018 ± 0.004	0.53 ± 0.07
K_S^0 , <i>ALICE</i> (eventos inelásticos)	0.052 ± 0.018	0.37 ± 0.09
K_S^0 , <i>STAR</i> e <i>CMS</i> (eventos NSD)	0.033 ± 0.007	0.53 ± 0.06

Tabela 6.4: Parâmetros de ajuste para funções de excitação dada pela equação 6.5 e ajustadas aos dados de $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e K_S^0 .

no caso das previsões para eventos inelásticos, o número de graus de liberdade é nulo: há dois parâmetros ajustados e apenas dois pontos disponíveis para realizar o ajuste. No caso de previsões para eventos NSD, há três pontos disponíveis, e com este ajuste vemos que a função da equação 6.5 descreve os valores experimentais, exibindo um χ^2 reduzido extremamente baixo, de 0.01 para $\Lambda + \bar{\Lambda}$ e 0.04 para K_S^0 . A tabela 6.4 mostra os parâmetros obtidos com o ajuste. Os parâmetros referentes à inclinação da curva para diferentes partículas estão dentro das incertezas para cada um dos tipos de evento.

6.6 Estudos dependentes de multiplicidade do evento

6.6.1 Motivação

Recentemente, tem havido crescente interesse no estudo de eventos próton-próton de alta multiplicidade. Nestes, à medida em que a energia envolvida na reação aumenta, existe a possibilidade de formação do *Quark-Gluon Plasma* mesmo em colisões pp. Alguns trabalhos nestes sistemas a energias do LHC já sugerem algo nesta direção, como, por exemplo, o estudo realizado pela colaboração CMS na área de correlação de duas partículas em colisões de alta multiplicidade, onde foi encontrada uma correlação semelhante à observada em colisões de íons pesados. Esta correlação não é prevista pelos modelos de simulação utilizados comumente [57].

Alguns outros trabalhos, como o de Campanini e Ferri [58], estudam características globais como momento transversal médio de uma colisão em função da multiplicidade e

computam o volume de interação do evento, chegando na conclusão de que, a partir de uma densidade de produção de partículas carregadas de $\frac{dN(ch)}{d\eta} \approx 6$, há uma descontinuidade na relação entre o volume de interação e o número de partículas produzidas, indicando a possibilidade de que tenha havido alguma transição de fase quando colisões de multiplicidade acima de 6 partículas carregadas em rapidez central são analisadas. Determinar se existe ou não uma transição de fase em colisões próton-próton é também importante porque estas colisões são comumente utilizadas como referências para colisões núcleo-núcleo, nas quais se procura o *Quark-Gluon Plasma*. A hipótese usual na literatura em energias mais baixas do que a do *LHC* é a de que a comparação é particularmente interessante devido à hipótese da ausência de transições de fase em *pp*; se em energias do *LHC* esta hipótese não for válida, a lógica de se utilizar colisões *pp* como comparativo deve ser revisada.

Motivados por estes estudos, podemos realizar medidas da produção de partículas estranhas de acordo com o número de partículas carregadas em um evento. Como estimador de multiplicidade, utilizaremos o número de trajetórias contidas dentro do intervalo de pseudo-rapidez $|\eta| \leq 0.5$. Para garantir que utilizamos trajetórias determinadas com boa precisão, exigimos que:

- Todas as trajetórias devem ter sido medidas com pelo menos 70 *clusters* no TPC;
- O máximo valor de χ^2 para cada *cluster* do TPC é de 4;
- Os pontos da trajetória no interior do *ITS* e também do TPC devem ter sido ajustados com sucesso por uma função helicoidal.

Para considerarmos a multiplicidade somente de trajetórias primárias e desconsiderar trajetórias de interações e decaimentos secundários, exigimos que:

- O ponto de máxima aproximação da trajetória com o eixo do feixe tem de estar a uma distância de no máximo 2 cm do vértice primário da interação;
- O ponto de máxima aproximação da trajetória com o plano perpendicular ao feixe do eixo e incluindo o vértice primário de interação deve ser de no máximo $DCA_{xy}(p_t)$, do inglês *Distance of Closest Approach*, definida por:

$$DCA_{xy}(p_t) = 0.0182 + \frac{0.0350}{(p_t / (GeV/c))^{1.01}} \quad (\text{em centímetros}) \quad (6.6)$$

Note que faz-se necessário um corte dependente de momento transversal porque partículas de baixo p_t terão incertezas maiores em suas medidas de trajetória, e portanto é tolerável que essas não tenham se aproximado tanto do vértice primário da interação.

Uma vez selecionadas faixas de multiplicidade de partículas carregadas, podemos caracterizar a produção de bárions multi-estranhos em cada uma das categorias de multiplicidade. Uma possibilidade, por exemplo, é investigar como a proporção entre a taxa de produção de partículas estranhas e a taxa de produção de partículas carregadas é alterada. Se houver alteração significativa, isto pode ser um sinal de que há uma alteração nos mecanismos de produção destas partículas. Além da taxa de produção, podemos verificar como o momento transversal médio destas partículas se comporta. Se o intuito é encontrar uma transição de fase para um estado partônico desconfinado, é importante estabelecer uma base de comparação. Para tanto, um modelo de simulação como o PYTHIA pode ser útil, uma vez que neste simulador reconhecidamente não há fenômenos coletivos e transições de fase.

6.6.2 Espectros de momento transversal de acordo com a multiplicidade do evento

Escolhemos dividir a amostra de dados em cinco categorias, sempre medindo a quantidade de partículas carregadas usando o estimador oficial, não corrigido por eficiência, do ALICE:

1. Entre 0 e 3 partículas carregadas produzidas no evento em rapidez central: não analisamos esta categoria de eventos, uma vez que há complicações para o cálculo de eficiência do trigger e é difícil descrever a mistura entre eventos difrativos e não-difrativos para estes eventos.
2. Entre 4 e 8 partículas carregadas produzidas no evento em rapidez central;
3. Entre 9 e 13 partículas carregadas produzidas no evento em rapidez central;
4. Entre 14 e 18 partículas carregadas produzidas no evento em rapidez central;
5. Mais de 19 partículas carregadas produzidas em rapidez central.

Para as categorias 2-5, utilizaremos a hipótese de que a eficiência de trigger, i.e. a eficiência de detecção do *ALICE* para eventos daquele tipo, é de aproximadamente 100%. Esta hipótese é baseada em uma previsão da performance do *ALICE* realizada em 2006 e apresentada na referência [38] e pode ser vista na figura 6.14, onde está graficada a reconstrução de vértice primário. De forma conservadora, optamos por manter a mesma incerteza de normalização que é utilizada em dados sem seleção de multiplicidade, que é de 8%. Os resultados nesta seção estão inteiramente desprovidos de erros sistemáticos; a avaliação destes erros será efetuada em um momento futuro.

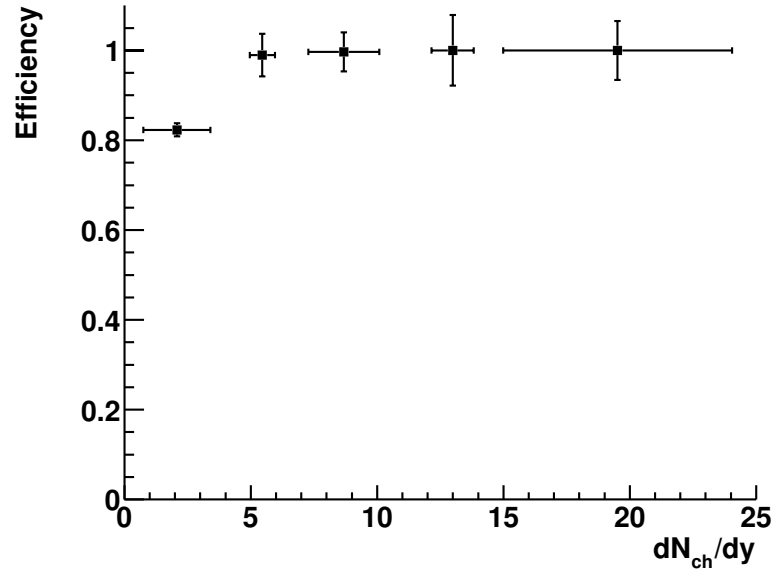


Figura 6.14: Eficiência de reconstrução de vértice primário de acordo com a multiplicidade de partículas carregadas de um evento próton-próton. Gráfico baseado em simulações apenas. Extraído da referência [38].

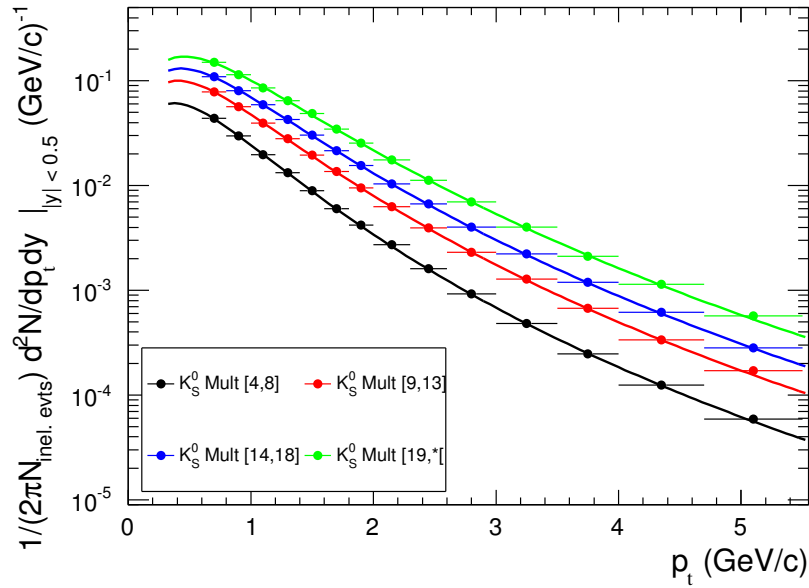


Figura 6.15: Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para o méson K_S^0 .

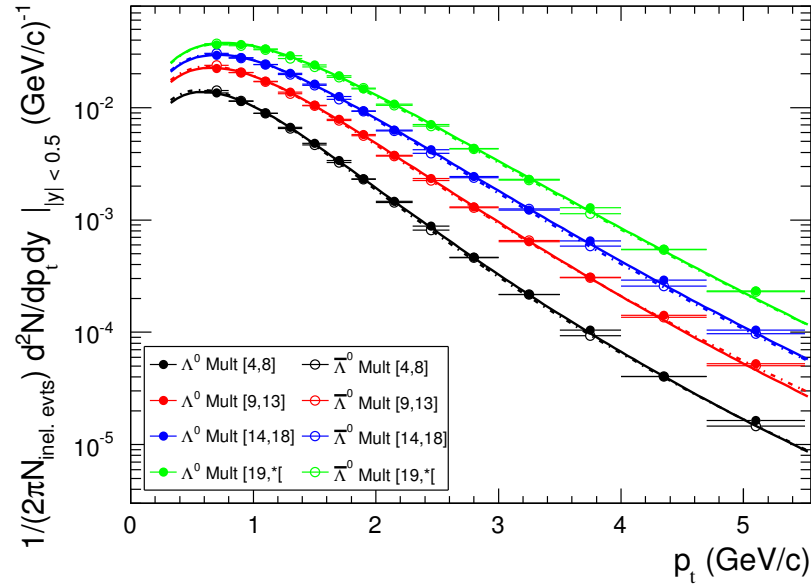


Figura 6.16: Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para os bárions Λ e $\bar{\Lambda}$.

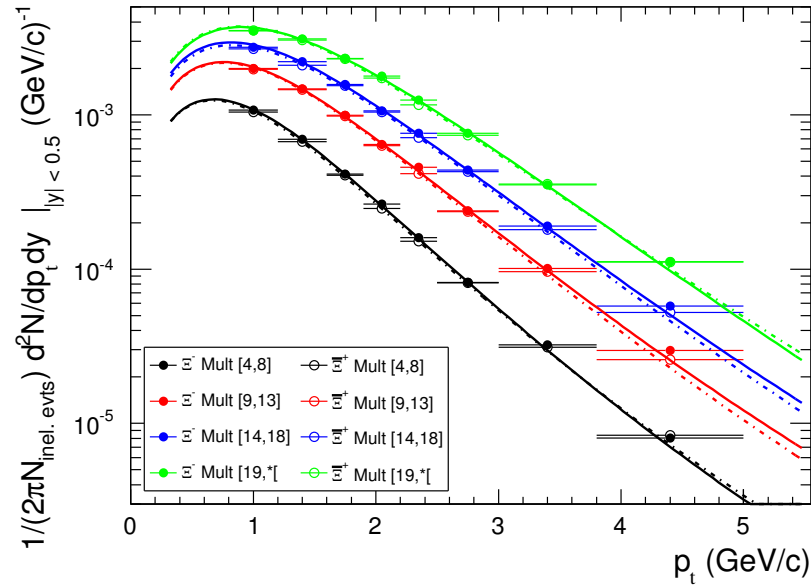


Figura 6.17: Espectros para cada categoria de multiplicidade de evento próton-próton estudada para os bárions Ξ^- e Ξ^+ .

Todos os estudos de taxa de produção de acordo com momento transversal foram então repetidos nas quatro categorias acima. Nas figuras 6.15, 6.16 e 6.17 são mostrados os espectros para as partículas K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e $\bar{\Xi}^+$. Não foi possível realizar o estudo de dependência em multiplicidade para os bárions Ω^- e $\bar{\Omega}^+$, devido à baixa seção de choque de produção deste bárion, o que faz com que uma estatística de colisões maior seja necessária para uma análise em categorias de multiplicidade. Nota-se imediatamente que a quantidade de partículas produzidas para todas as espécies é superior em eventos de multiplicidade superior. Além disso, a inclinação dos espectros de p_t é sempre inferior para eventos de alta multiplicidade.

Efetuamos ajustes de Tsallis para cada um dos espectros em cada categoria de multiplicidade. Os parâmetros do ajuste podem ser vistos na figura 6.18. Podemos ver um aumento linear de todas as variáveis observadas. É notável que a taxa de produção de cada espécie de partículas estranhas (dN/dy) parece ser proporcional à taxa de produção de partículas carregadas, como pode ser visto na parte superior da figura 6.18; discutiremos este fato em mais detalhes posteriormente. O parâmetro T , relacionado com o inverso da inclinação da função de ajuste em baixos momentos transversais, cresce linearmente também, indicando uma tendência a produção de partículas com momento médio mais elevado em eventos de maior multiplicidade; além disso, o parâmetro n cresce linearmente também, indicando um comportamento em alto momento transversal mais próximo de uma exponencial e mais distante de uma lei de potência¹, embora a determinação do parâmetro n seja um pouco incerta devido ao alcance relativamente pequeno da medida em altos momentos.

O fato de que a proporção entre as espécies de partículas estranhas analisadas e as partículas carregadas produzidas em um evento seja constante pode ser investigado de forma mais detalhada fazendo-se um gráfico da variação da proporção

$$\left[\frac{dN}{dy} \right] / \left[\frac{dN_{ch}}{d\eta} \right] \quad (6.7)$$

¹Vale lembrar que, para $n \rightarrow \infty$, a equação 6.1 tende a uma exponencial em $m_t - m_0$.

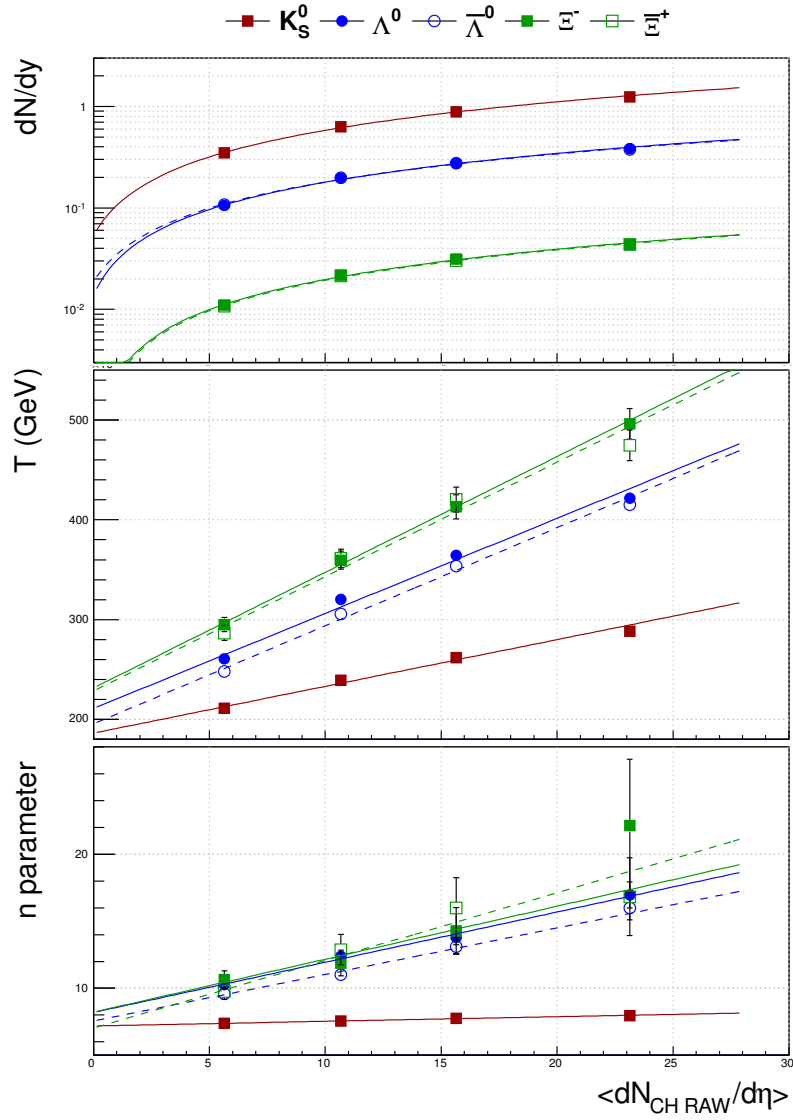


Figura 6.18: Variação dos parâmetros de ajuste para as figuras 6.15, 6.16 e 6.17 de acordo com o número médio de partículas carregadas produzidas por evento. Linhas sólidas (partículas) e tracejadas (antipartículas) denotam ajustes lineares para cada um dos parâmetros.

para cada uma das categorias de multiplicidade. A figura 6.19 mostra, no lado esquerdo, que a proporção de fato é constante em todas as categorias de evento investigadas, indicando que não há alteração significativa no mecanismo de produção das partículas estudadas. Por outro lado, se fizermos a mesma verificação em colisões nucleares no acelerador RHIC medidas pelo experimento STAR, vemos que, à medida em que olhamos para eventos nos quais houve maior taxa de produção de partículas, houve um aumento do conteúdo relativo de bárions estranhos, o que é indicativo do fenômeno de aumento de produção de estranheza discutido na seção 1.3 e é um dos possíveis sinais de que houve transição para o estado de QGP. Nos estudos de colisões nucleares, associam-se colisões com menor taxa de produção de partículas carregadas com colisões periféricas, nas quais os dois núcleos colidiram com alto parâmetro de impacto e portanto houve uma quantidade de energia envolvida menor, enquanto que colisões com maior taxa de produção de partículas carregadas são normalmente atribuídas a colisões com baixo parâmetro de impacto, chamadas de colisões centrais. Seguindo esta idéia, as colisões são categorizadas em percentis de taxa de produção de partículas e obtém-se então a classificação em centralidades de evento. Por exemplo, a amostra de dados com colisões mais centrais, que possuem parâmetro de impacto menor, da amostra de dados utilizada para a figura 6.19, correspondem a uma amostra de eventos cujo evento com menor multiplicidade tem um número de partículas carregadas produzidas superior a 95% de todos os eventos. Esta amostra de eventos recebe então a designação 0 – 5%. Não entraremos em mais detalhes sobre a classificação em centralidades de colisão neste trabalho, por se tratar apenas de uma comparação com os dados do STAR. De qualquer forma, salientamos aqui que, ao comparar diretamente as mesmas medidas realizadas com os mesmos conceitos de seleção por multiplicidade, mostramos que em colisões pp não se observa o mesmo aumento relativo da produção de estranheza com a multiplicidade do evento que se observa em colisões de íons de ouro.

Há de se ressaltar aqui que todos os nossos estudos de colisões próton-próton em categorias de multiplicidade são esforços iniciais e passarão por refinamentos no futuro. No

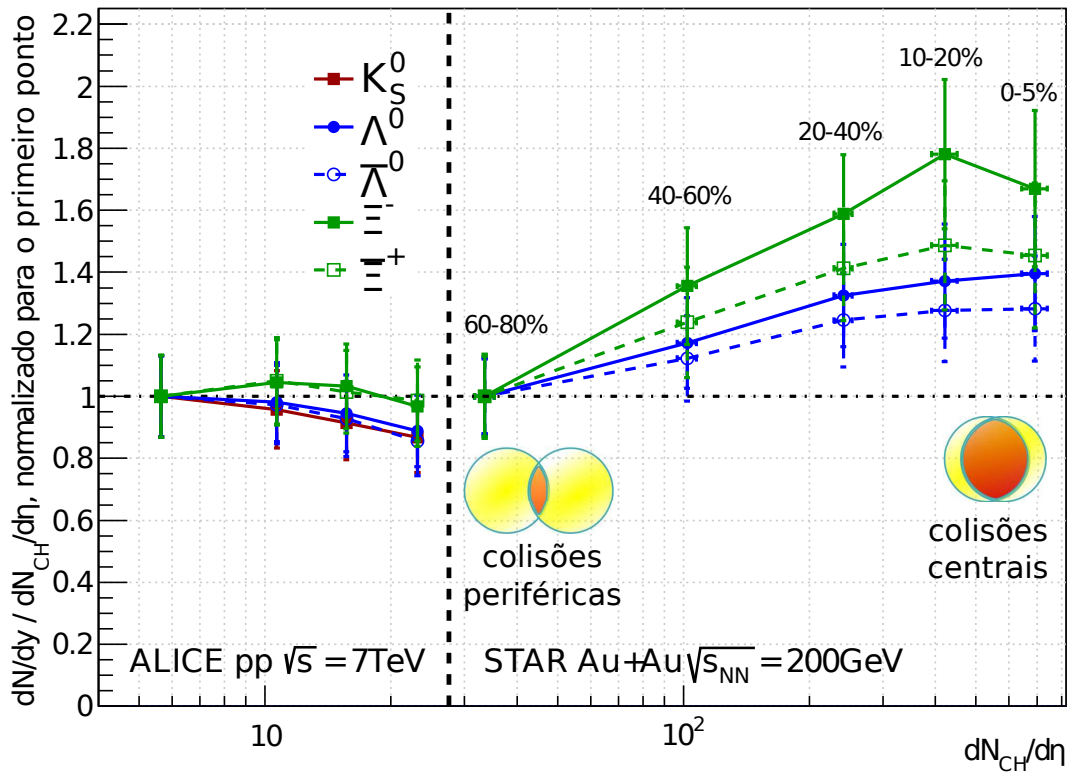


Figura 6.19: Variação da proporção entre cada uma das espécies de partículas estudadas e o total de partículas carregadas produzidas por evento. Na esquerda, vemos esta variação para o sistema pp a 7 TeV, enquanto que na direita, graficamos esta variação para o sistema $Au + Au$ a uma energia de colisão de 200 GeV, conforme medido pelo experimento STAR [59].

momento, por exemplo, o empilhamento de eventos não foi considerado de forma totalmente satisfatória. Apesar de a análise utilizar uma rejeição de eventos nos quais houve empilhamento, esta é a primeira implementação de rejeição de empilhamento do *ALICE* e foi estimado que, na implementação atual, apenas 50% dos eventos nos quais houve empilhamento são marcados como tal pelo software. Em uma análise integrada em multiplicidade, onde há apenas 1% de empilhamento no total, esta incerteza não é muito preocupante; porém, quando observamos eventos com alta multiplicidade, são rejeitados 5% da amostra de dados. Portanto, um esforço para compreender melhor o efeito do empilhamento nesta análise seria um possível aprimoramento deste estudo. Por enquanto, para levar este efeito em consideração, uma incerteza de 5% na taxa de produção de partículas foi adicionada na figura 6.19.

As dependências lineares vistas na figura 6.18 também podem ser estudadas utilizando o gerador de eventos PYTHIA, descrito na seção 6.2. Este gerador de eventos não é capaz de realmente reproduzir as taxas de produção das partículas que estudamos; porém, se efetuarmos um estudo de acordo com a multiplicidade de partículas produzidas em um evento próton-próton simulado do PYTHIA, obtemos o mesmo comportamento qualitativo de crescimento linear dos parâmetros observado na figura 6.18. Alguns estudos detalhados sobre o PYTHIA estão no capítulo E, onde vemos que a seleção de eventos com multiplicidades altas efetivamente favorece colisões pp em que houve maior momento transferido no espalhamento mais energético e nas quais houve também um número maior de espalhamentos partônicos.

Capítulo 7

Conclusão

Neste trabalho, medimos a taxa de produção de sete hádrons multi-estranhos: K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ em colisões próton-próton a energias de colisão sem precedentes de 7 TeV. Vimos que a razão entre partículas e antipartículas é consistente com a unidade para todos os bárions estudados. Para verificar se existe um padrão de redução na produção devido ao aumento do conteúdo de estranheza, calculamos as razões entre as taxas de produção para cada espécie de partículas, denotadas por

$$\frac{\Xi^- + \bar{\Xi}^+}{\Lambda + \bar{\Lambda}} \quad \text{e} \quad \frac{\Omega^- + \bar{\Omega}^+}{\Xi^- + \bar{\Xi}^+} \quad (7.1)$$

e mostradas na figura 6.6 em relação a momento transversal. Vimos que a adição de um quark estranho provoca uma diminuição de aproximadamente uma ordem de grandeza nas taxas de produção. Porém, quando observamos a razão Ξ/Λ , é notável que esta razão permanece constante a partir de um momento de 4-5 GeV/c. Isso quer dizer que a penalidade por adicionar um quark estranho é constante quando entramos em um regime de produção de partículas tradicionalmente tido como dominado pela QCD perturbativa.

A investigação da razão bárion sobre méson, na forma do estudo de $(\Lambda + \bar{\Lambda})/K_S^0$, indica que estas partículas estão sendo geradas por mecanismos diferentes: não se trata apenas de uma diferença na inclinação dos espectros, como é o caso das razões entre os diferentes bárions estudados, embora este efeito também seja visto para $p_t < 2$ GeV/c. Para um dado

momento de um pártion que se fragmentará, o eventual méson resultante da fragmentação terá momento superior a um bárion formado em situação equivalente, uma vez que foi utilizada quantidade menor de energia para formar pares $q\bar{q}$ no caso do méson. Em particular, nota-se que o decréscimo da razão bárion sobre méson em alto momento transversal significa exatamente um favorecimento de formação de mésons em uma região tida como dominada por processos de fragmentação e jatos.

As nossas medidas de taxas de produção de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K_S^0 , quando combinadas com dados já publicados do próprio *ALICE* e do CMS, permitem uma extrapolação para taxas de produção destes hádrons em colisões pp a $\sqrt{s} = 14$ TeV. Ao longo dos próximos anos, ficará claro se esta extrapolação prevê corretamente as taxas de produção na energia nominal do *LHC*. Uma boa compreensão da dependência destas taxas de produção com a energia do feixe, tanto em sistemas pp, com a inclusão de energias como $\sqrt{s} = 2.76$ e 7 TeV, quanto em colisões de íons pesados, permitirá estudos mais detalhados a respeito de propriedades globais dos eventos.

Na seção 6.2, comparamos as nossas medidas com as previsões de um gerador de eventos, o PYTHIA, em duas versões distintas: Perugia-0 e Perugia-2011. Enquanto que a versão Perugia-0 fornece previsões bastante discrepantes em baixo momento em relação às nossas medidas, observamos que a versão Perugia-2011 apresenta uma melhoria na descrição dos dados. No regime de alto momento transversal, $p_t > 6 - 7$ GeV/c, notamos que as previsões deste simulador de eventos em ambas as versões estudadas estão de acordo com os dados dentro das incertezas experimentais, sugerindo que para este alcance de momento transversal, a pQCD de primeira ordem não nula ($\propto \alpha_S^2$), na qual o PYTHIA se baseia, descreve bem os processos físicos que ocorrem na colisão. Destes resultados concluímos que, embora o PYTHIA implemente vários mecanismos e teorias para modelar efeitos de QCD de ordens superiores, estes esforços não são suficientes para obter boa concordância com os dados provenientes de hádrons estranhos em momentos baixos e moderados (0 – 6 GeV/c). Os mecanismos de produção de mésons na fragmentação implementada no PYTHIA são

mais bem estabelecidos teoricamente do que os mecanismos de formação de bárions [48], o que também justifica a excelente concordância em alto momento das medidas de taxas de produção de K_S^0 .

Neste ponto, fica evidente a complexidade envolvida nos estudos de colisões próton-próton e a sua comparação com as previsões. As medidas de taxas de produção de hádrons são apenas sinais indiretos dos mecanismos de produção. Por outro lado, a comparação destas medidas com o modelo é feita de forma indireta, com um gerador de eventos que faz uma grande quantidade de hipóteses e que possui literalmente centenas de parâmetros livres. É claro que tais parâmetros têm interpretação física, mas isto torna a tarefa de comparação entre medidas e modelos menos informativa. Ainda assim, é notável que, nas altas energias do *LHC*, é possível encontrar regiões de momento transversal onde há clara correspondência com PYTHIA e regiões nas quais isto não ocorre, indicando que é possível compreender onde o modelo atual fracassa na descrição das nossas observações. Esperamos que os dados aqui apresentados possam contribuir para refinar os modelos e tentar obter melhor compreensão dos processos físicos relevantes para a produção de partículas.

Realizamos ainda um estudo sistemático de taxas de produção de partículas estranhas em diferentes categorias de multiplicidade de partículas carregadas nos eventos próton-próton. Os estudos realizados com dados do PYTHIA sugerem que a análise de eventos próton-próton de maior multiplicidade seleciona eventos nos quais houve espalhamentos com maior momento transferido, nos quais havia maior quantidade de energia disponível tanto para criação de partículas quanto para o seu momento, resultando em momentos médios superiores para todas as espécies de partículas estudadas. Os resultados experimentais mostram que a razão entre a taxa de produção total de cada hádron estranho e a taxa de produção média de partículas carregadas em colisões pp é aproximadamente constante, sugerindo que não há variações significativas na composição hadrônica de uma colisão, como pode ser visto na figura 6.19. Este não é o caso para colisões nucleares de Au+Au a energias de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV por par de núcleons medidas pelo experimento STAR no RHIC,

nas quais a composição hadrônica favorece hádrons com conteúdo de estranheza crescente à medida em que se estuda colisões de multiplicidades maiores. Nestas, presume-se que o volume nuclear envolvido na colisão seja superior, resultando em um possível volume superior de Quark-Gluon Plasma e portanto na possibilidade de um aumento da produção de estranheza em relação às taxas de produção de partículas não-estranhas. A verificação de que este fenômeno de mudança da composição hadrônica não ocorre em colisões próton-próton, mesmo a energias elevadas de $\sqrt{s} = 7$ TeV, mas ocorre em colisões Au+Au no RHIC é mais um indício de que ocorreu, de fato, uma transição de fase para o QGP nestes sistemas Au+Au. Os estudos de taxas de produção de estranheza em colisões próton-próton de acordo com a multiplicidade são uma área de pesquisa nova, e esperamos que, com aprimoramentos de questões como empilhamento em eventos de alta multiplicidade, seja possível compreender de forma ainda mais aprofundada as comparações entre colisões nucleares e protônicas.

Há de se salientar aqui que, se comparações entre medidas e modelo já são indiretas em colisões pp, colisões nucleares são ainda mais complexas para análises físicas. Como vimos, a comparação com sistemas pp é de grande importância, mas ao mesmo tempo a própria comparação adiciona mais graus de liberdade, pois é necessário aplicar um fator de escala ao realizar a comparação e não é claro, a priori, qual é o melhor fator de escala - é necessário assumir hipóteses. Isto ressalta novamente o fato de que, nas nossas análises, o devido cuidado com estas hipóteses é um pré-requisito para resultados confiáveis.

Finalmente, esperamos que este trabalho seja uma peça integrante de um conjunto de medidas realizadas pelo ALICE e que, com o acesso da comunidade a todas as medidas, seja possível o avanço do entendimento sobre tanto colisões próton-próton quanto colisões nucleares e os processos físicos envolvidos nestas colisões. No futuro muito próximo, espera-se que as medidas de colisões de chumbo-chumbo no ALICE a energias de feixe de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV sejam capazes de trazer mais conhecimento acerca de colisões nucleares e do fenômeno do aparecimento do Quark-Gluon Plasma. Ao participar da tomada de dados e

fazer parte de uma colaboração como a do *ALICE*, fica claro que as pesquisas realizadas em experimentos de altas energias são ao mesmo tempo um grande desafio, desde a realização do experimento até a análise, e uma enorme oportunidade para uma melhor compreensão da física de partículas elementares.

Apêndice A

Informações adicionais: detectores do ALICE

Nesta seção, daremos informações adicionais acerca de detectores do *ALICE* que sejam de propósito mais específico. Maiores detalhes sobre cada um destes detectores podem ser encontrados facilmente na literatura

A.1 Transition Radiation Detector (TRD)

O principal objetivo deste detector é a distinção eficiente entre píons e elétrons para aqueles casos em que a informação de perda de energia no TPC não foi capaz de distinguir entre estas duas partículas, particularmente para o caso de momentos transversais elevados ($> 1 \text{ GeV}/c$). Esta distinção faz-se necessária para uma variedade de análises físicas que medem canais leptônicos como, por exemplo, medidas de J/ψ no canal e^+e^- , que, na ausência de um discriminante entre píons e elétrons, seriam mais difíceis de realizar.

O detector *TRD* é um dos detectores com cobertura azimutal completa e também opera em um intervalo de pseudorapidez de $|\eta| < 0.9$. Sua resolução espacial é de cerca de $400 - 600 \mu\text{m}$ na coordenada $r\varphi$ e de 2 mm na coordenada z .

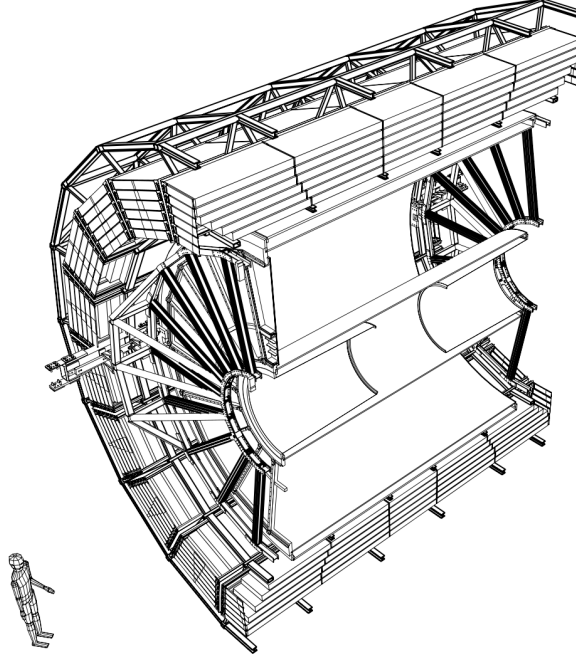


Figura A.1: Corte do detector *TRD* com o *TPC* no interior. Figura de [1].

A.2 Time Of Flight (TOF)

O último dentre os detectores com cobertura azimutal completa e cobertura em pseudorapidez $|\eta| \leq 0.9$, é um detector com resolução temporal extremamente alta, superior a 40 ps. Este detector utiliza um gás imerso em um forte campo elétrico, tal que qualquer partícula carregada, ao atravessá-lo, provoca um processo de avalanche que então será detectado por eletrodos posicionados de maneira a permitir uma resolução espacial de $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ por célula de leitura.

O detector *TOF*, quando combinado com o *T0*, é capaz de contribuir significativamente ao processo de identificação de partícula. Cada trajetória, conforme detectada por *ITS* e *TPC*, é combinada com uma detecção com resolução temporal excelente no *TOF*. Assim, o detector *T0* fornece o tempo inicial de interação com uma resolução comparável à do *TOF* (cerca de 50 ps); combinando as informações, obtemos o tempo decorrido para percorrer cada uma das trajetórias, informação que auxilia enormemente para identificar a partícula.

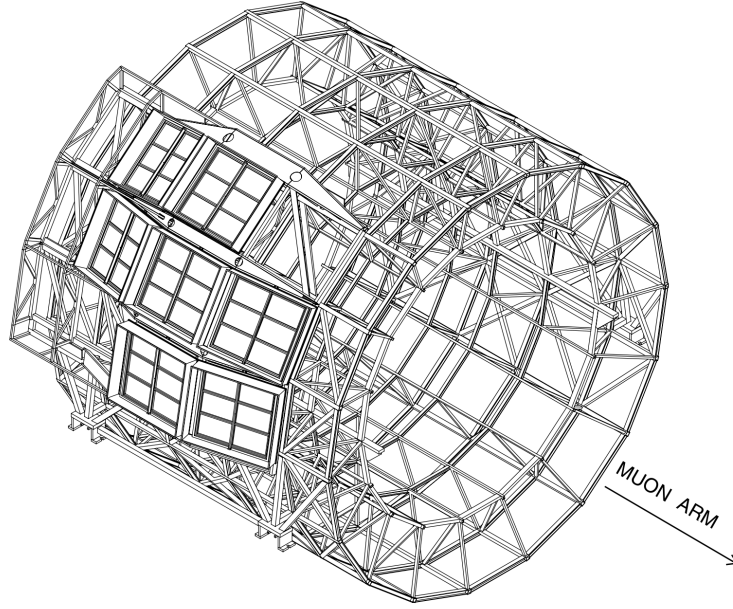


Figura A.2: Detector *HMPID* conforme disposto em relação à estrutura de suporte dos detectores centrais. Figura de [1].

TOF e *T0* são os únicos detectores do experimento capazes de resolução temporal na casa de dezenas de picosegundos (10^{-11} s); todos os outros operam com resolução máxima de cerca de 10^{-8} s. Como referência, o *LHC* opera com uma frequência digital de 40 MHz, ou seja, um ciclo equivale a 25 ns; todo o sistema de trigger do *ALICE* também opera com esta resolução temporal.

A.3 High Momentum Particle Identification Detector (HMPID)

Quando uma partícula atravessa um material com uma velocidade superior à velocidade da luz neste meio, há a emissão de um cone de radiação Cherenkov cujo ângulo de abertura depende da velocidade da partícula. É este ângulo de abertura que é medido no *HMPID*, um detector que auxilia na identificação de partículas. Nele, medem-se elipses que são seções

de corte destes cones, e então calcula-se a velocidade dentro do meio em que a radiação Cherenkov foi emitida. Uma vez medido o momento com os detectores de trajetória e a velocidade com *HMPID*, é possível inferir a massa de uma partícula e, portanto, a sua espécie.

O detector em si, portanto, operará bem para detecção de partículas de momento elevado, acima de 1 GeV/c. A idéia do *HMPID* é auxiliar na identificação de partículas em faixas de momento transversal elevado, nas quais a informação de perda de energia no TPC e *ITS* não são conclusivas para a identificação. Do ponto de vista geométrico, a cobertura azimutal é de cerca de 57 graus, e a cobertura em pseudorapidez é de $|\eta| \leq 0.6$. O detector faz uso de metano (CH_4) para a detecção e radiadores com perfluorohexano, C_6F_{14} , onde é emitido o cone de radiação Cherenkov. Enquanto que o perfluorohexano é relativamente seguro, o metano é um gás inflamável e toda a montagem experimental do *HMPID* é feita com mecanismos de proteção para prevenir quaisquer problemas de segurança.

A.4 Photon Spectrometer (PHOS)

O espectrômetro de fótons, ou *PHOS*, das iniciais em inglês, é constituído de um calorímetro eletromagnético e um detector de veto para partículas carregadas. A idéia é realizar detecção da deposição de energia de uma partícula ao chegar no calorímetro e ser capaz de, simultaneamente, detectar a carga desta partícula; se a carga for nula, há uma chance muito grande de se tratar de um fóton.

Do ponto de vista físico, um detector de fótons é muito versátil. Dentre várias, uma das finalidades poderia ser o estudo de jatos provenientes de π^0 , que decai em dois fótons; uma outra medida possível seria o estudo de correlações de fótons primários. Geometricamente, o *PHOS* está disposto em pseudorapidez central, com $|\eta| \leq 0.12$, e tem cobertura azimutal de 100 graus.

A.5 Forward Muon Spectrometer (Muon Tracking chambers, Muon Trigger)

Para a detecção dedicada de decaimentos muônicos, o experimento dispõe de um conjunto de detectores que perfazem o *Forward Muon Spectrometer*. Do ponto de vista físico, este detector torna possível a detecção de mésons vetoriais pesados, como J/ψ , ψ' , Υ , Υ' e Υ'' , no canal muônico $\mu^+\mu^-$. O *Forward Muon Spectrometer* deve levar em conta considerações como um ambiente de grande multiplicidade e ter a maior aceitação geométrica possível para a detecção de partículas raras, para que seja obtida uma estatística razoável. A detecção de múons em colisões de íons pesados é complexa devido à grande multiplicidade, o que faz com que a detecção ocorra atrás de um absorvedor de hádrons e apenas para múons de momento superior a 4 GeV/c dentro de um intervalo de pseudorapidez de $-4.0 \leq \eta \leq -2.5$, equivalente ao ângulo zenital de 2 até 9 graus. Neste intervalo e com estas energias, os múons chegarão ao detector sem decair, já que o tempo para decaimento no referencial de laboratório será aumentado relativisticamente.

O sistema de detecção de múons consiste dos seguintes itens, indicados na figura 2.4:

- um absorvedor passivo de hádrons e fótons;
- um sistema de detecção de trajetórias de múons com grande resolução espacial consistindo de 10 planos de detecção (*Muon Chambers*);
- um ímã dipolar não-supercondutor;
- um filtro de múons seguido de quatro planos de câmaras de gatilho para múons (*Muon Trigger*);
- um filtro interno cobrindo a região por onde passa o feixe para evitar contaminação por outras partículas de alta pseudorapidez.

O sistema absorvedor de hádrons é suficiente para as câmaras de trajetórias, mas o segundo filtro de múons, que consiste de uma parede de 1 m de ferro e antecede os detectores de gatilho, é necessário para prevenir os últimos sinais espúrios de hádrons. A cobertura azimutal do sistema de detecção de múons é completa. A resolução para massa no caso de J/ψ é de $70 \text{ MeV}/c^2$ e no caso do Υ é de $100 \text{ MeV}/c^2$; o ímã dipolo produz um campo magnético de 0.7 T, necessário para atingir esta resolução na determinação da massa do J/ψ e do Υ . A resolução do sistema de detecção de trajetória de múons é de cerca de $100 \mu\text{m}$.

O sistema de detecção de múons é utilizado para a determinação de gatilho (*trigger*) de eventos no *ALICE*, e, como tal, é necessário que a parte eletrônica seja bastante rápida. É prevista uma taxa de gatilho de no máximo 1 kHz em sistemas de íons pesados, o que é compatível com o sistema de aquisição de dados do *ALICE*.

A.6 Zero-Degree Calorimeter (ZDC)

Em uma colisão de íons pesados, podemos caracterizar a colisão do ponto de vista geométrico se medirmos a energia carregada pelos núcleons espectadores, i.e. aqueles que não participaram na interação e que prosseguiram na trajetória original do feixe. Quanto menor o parâmetro de impacto de uma colisão de íons pesados, ou seja, quanto mais central a colisão, menor será a energia carregada neste ‘ângulo zero’ pelos núcleons espectadores. O detector *ZDC* tem como objetivo justamente medir estes núcleons espectadores. Idealmente, o detector seria capaz de medir todos os núcleons espectadores, mas, na realidade, isto não é possível por restrições experimentais - apenas uma parcela dos núcleons espectadores são efetivamente medidos, e o restante é inferido por modelos.

O detector em si está posicionado a 116 m de distância do ponto de interação do *ALICE*, a apenas alguns centímetros do feixe. O *ZDC* consiste de um calorímetro de nêutrons e um de prótons, uma vez que estes serão separados espacialmente pelos elementos magnéticos

do *LHC*. Os calorímetros serão baseados em materiais absorvedores densos e resistentes à alta radiação, uma necessidade baseada na proximidade extrema com o feixe. O material escolhido consiste de fibras de quartzo, dentro das quais ocorrerá o mesmo processo de emissão de radiação Cherenkov já descrito na seção referente ao *HMPID*. Os sinais são então transmitidos por fibra ótica até fotomultiplicadoras, e o sinal destas é transmitido até os sistemas de trigger do *ALICE*. Devido à distância do ponto de interação, o *ZDC* não é capaz de fornecer um sinal de gatilho de nível mais baixo (L0), como veremos mais adiante.

A.7 Photon Multiplicity Detector (PMD)

O detector *PMD* foi concebido para medir a distribuição espacial (η e φ) e a multiplicidade de fótons na região frontal do *ALICE* e abordar questões físicas como flutuações evento-a-evento e fluxo de partículas em colisões de íons pesados. O detector também é capaz de medir o plano de reação da colisão, definido como o plano contendo os dois centros dos núcleos e o vetor momento do feixe.

O detector *PMD* consiste de dois planos detectores de partículas carregadas idênticos entre os quais há uma chapa de chumbo. O conceito utilizado aqui é que uma partícula carregada atravessará o primeiro detector e será detectada, fornecendo um sinal de veto, enquanto que uma partícula sem carga como o fóton não será detectada no primeiro detector, mas haverá uma cascata de partículas quando este fóton interagir com a chapa de chumbo e, posteriormente, a detecção desta cascata no segundo plano de detecção. Geometricamente, o *PMD* tem cobertura azimutal completa e cobertura em pseudorapidez de $2.3 \leq \eta \leq 3.5$, cobrindo uma área de 2 m^2 . O sistema de detecção escolhido, que consiste de uma mistura de Argônio com CO_2 em uma proporção de 70% para 30%, respectivamente, é do tipo contador proporcional a gás, no qual a resposta do detector, conforme medida nos cátodos, é linearmente proporcional à ionização dentro da faixa de operação do detector. A eficiência de detecção de partículas carregadas para os planos de detecção é de 96%; porém, uma vez

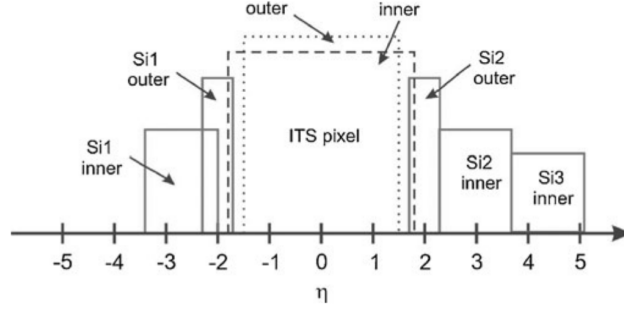


Figura A.3: Cobertura em pseudorapidez de detectores *FMD* e *SPD* (parte do *ITS*), este último sendo dividido em camada externa e interna. Figura de [1].

que a detecção de fótons depende inclusive da criação de um chuveiro detectável de partículas no plano de chumbo, a detecção de fótons é de cerca de 54%, quando estas variáveis são computadas em simulações [60].

A.8 Forward Multiplicity Detector (FMD)

O *Forward Multiplicity Detector* é um detector de silício muito semelhante aos do *ITS* que tem como objetivo central fornecer informações complementares de multiplicidade de partículas carregadas. Com o *FMD* combinado com o *ITS*, o *ALICE* dispõe de detectores de silício cobrindo uma região de pseudorapidez de $-3.4 \leq \eta \leq 5.1$, conforme pode ser visto na figura A.3. Nesta, *Si1*, *Si2* e *Si3* denotam as diferentes camadas constituintes do *FMD*, que é construído a partir de células de silício em faixas compridas. Tempos de leitura são relativamente longos, o que faz com que este detector não contribua para o sistema de gatilho do *ALICE*.

A.9 T0 Detector

Conforme diz o nome, a principal função do detector *T0* é fornecer um sinal de tempo inicial de interação para o *TOF*. A precisão temporal do *T0*, para tanto, é da ordem de

50 ps. Um objetivo secundário do $T0$ é fornecer uma medida rápida da posição do vértice de interação com uma precisão de cerca de 1.5 cm, o que permite a distinção entre interações feixe-feixe, que ocorrem na região de interação devido à ótica do feixe, e interações feixe-gás, que ocorrem ao longo do LHC como um todo. Esta posição do vértice primário é medida de forma suficientemente rápida para que o $T0$ opere como um dos detectores de gatilho do experimento.

O detector $T0$ também fornece um sinal antecipado de leitura de eletrônica para o detector TRD que atua antes até do sinal de *trigger* de $L0$ ¹. Além disso, fornece também uma leitura rápida da multiplicidade do evento, o que já o torna capaz de fornecer um sinal de *trigger* de acordo com a centralidade do evento no caso de colisões Pb-Pb.

Para garantir tempos de resposta suficientemente rápidos para permitir que todos estes objetivos físicos sejam alcançados, o detector em si consiste de dois conjuntos de contadores de radiação Cherenkov baseados em quartzo ligado com fibras óticas a fotomultiplicadoras.

¹Para mais informações, verifique a seção sobre o sistema de *Trigger* do *ALICE*, (2.5.1).

Apêndice B

Participação na tomada de dados

Durante os anos de 2008 e 2010, fiz um total de cerca de 50 turnos de 8 horas. Nestes turnos de operação do ALICE, é necessário ficar na sala de controle do experimento, e assume-se responsabilidade por um dos diversos postos de controle. Dentre as posições que ocupei incluem-se:

DCS - Detector Control System

É uma posição de monitoramento central de segurança do detector. Nesta posição, o *shifter* (pesquisador em turno no ALICE) é responsável por acompanhar a situação de todos os detectores e sistemas do ALICE, e é nesta posição que problemas de operação, como superaquecimentos, são monitorados. De crucial importância para o experimento, o sistema de controle de detectores (DCS) também é capaz de ativar e desativar todos os detectores do ALICE, o que é feito cada vez que há uma injeção de novo feixe no acelerador.

CTP - Central Trigger Processor

É a posição que monitora as operações do sistema de disparo (*trigger*) do ALICE. Este sistema é o que faz com que a leitura de todos os detectores seja efetuada nos momentos

corretos, i.e. naqueles em que se entende que houve uma colisão fisicamente interessante, onde o conceito de ‘fisicamente interessante’ pode ser definido da forma que for conveniente para a operação do ALICE. Quando ocupei esta posição, desenvolvi também uma ferramenta adicional de monitoramento dos disparos dos detectores, descrita na seção 2.6.

DAQ - Data Acquisition

Nesta posição, o pesquisador é responsável por iniciar e interromper a tomada de dados por parte de todos os detectores, e também controlar quais detectores são lidos em blocos lógicos independentes.

SL - Shift Leader

Nesta posição, o pesquisador é o coordenador de plantão de todas as operações do ALICE. Ao ocupar esta posição, é esperado que o pesquisador acompanhe todos os acontecimentos do ALICE e do LHC e tome todas as providências necessárias para que o máximo possível de dados fisicamente significativos sejam coletados enquanto houver feixe disponível.

Apêndice C

Distribuições de Massa Invariante

Neste apêndice, reproduziremos, por completeza, todas as distribuições de massa invariante utilizadas para a obtenção dos resultados da figura 6.1. Os resultados estão organizados em ordem crescente de massa e de estranheza: K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$.

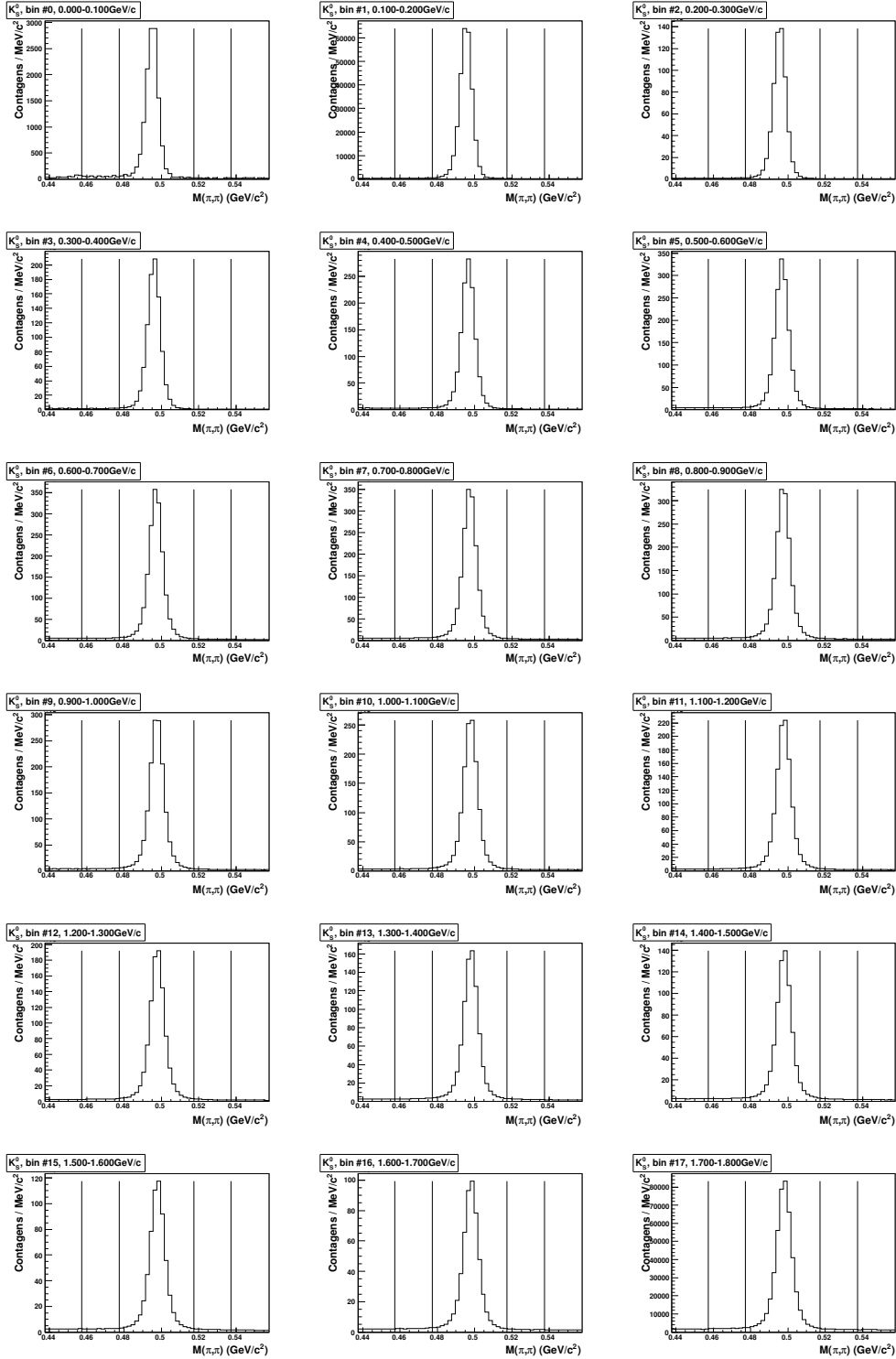


Figura C.1: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do K_S^0 para dados reais. Os outros 26 intervalos estão nas figuras seguintes. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

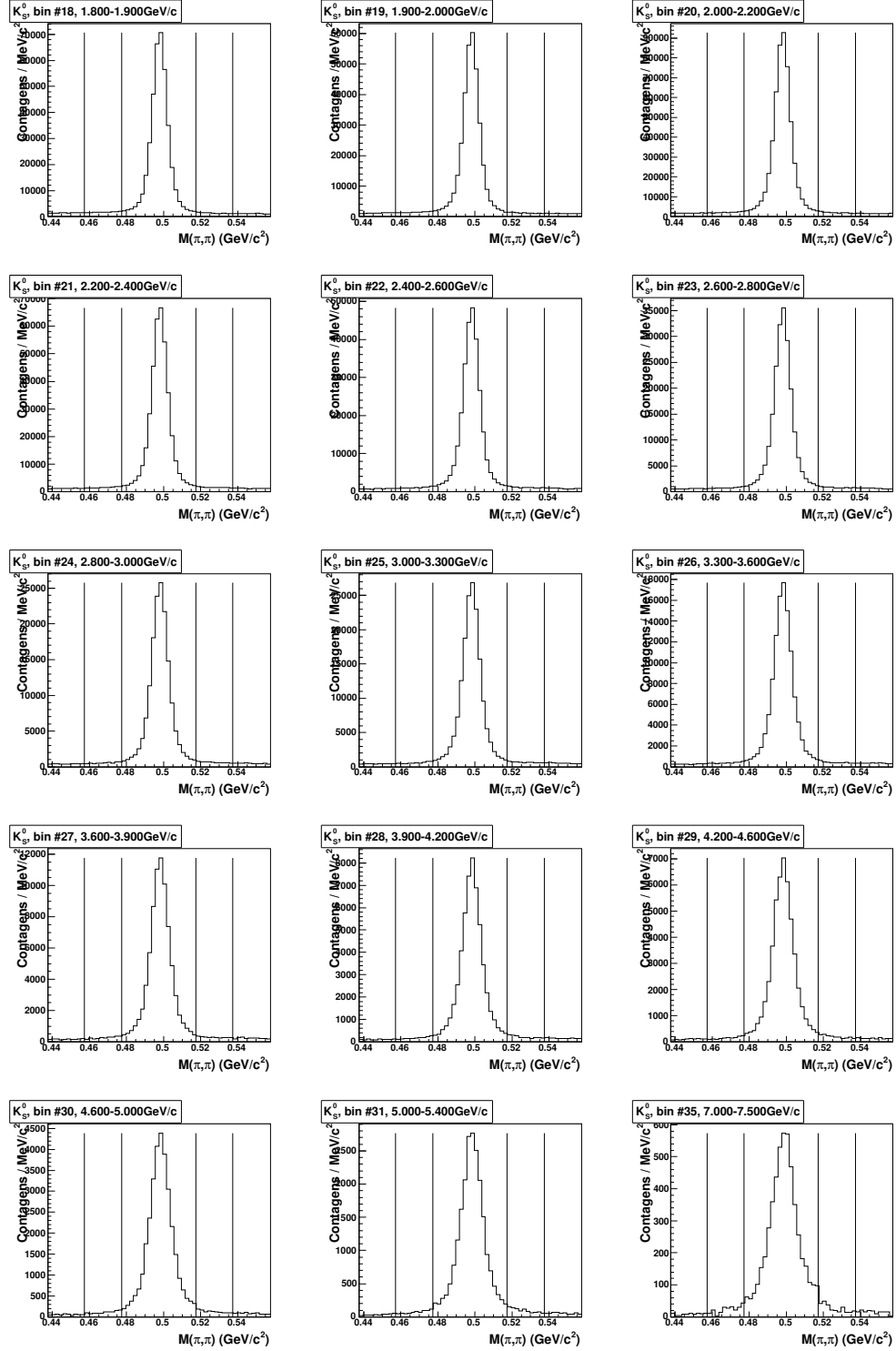


Figura C.2: Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 19 a 36 de momento transversal do K_S^0 para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

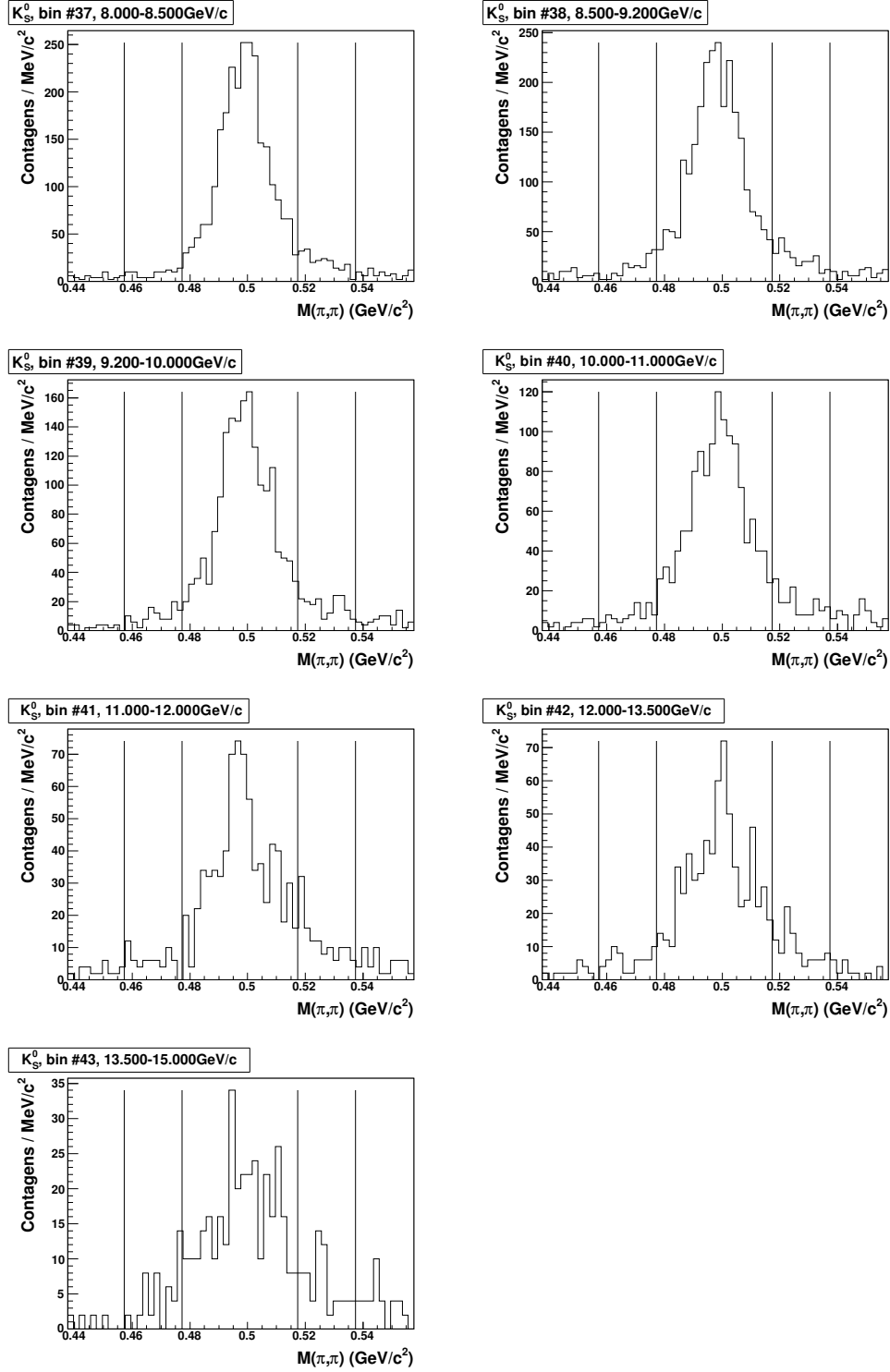


Figura C.3: Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 37 a 44 de momento transversal do K_S^0 para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

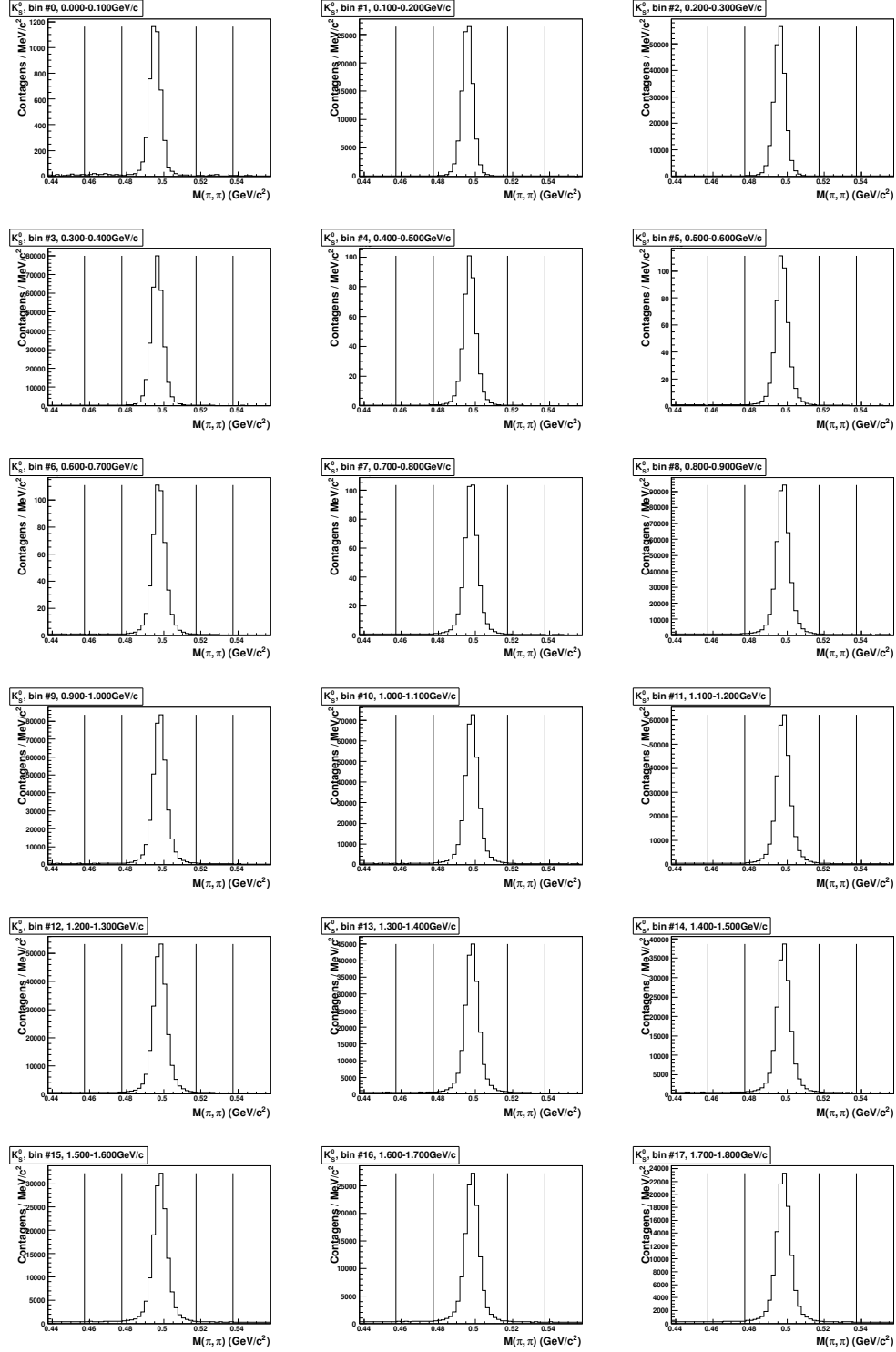


Figura C.4: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. Os outros 26 intervalos estão nas figuras seguintes. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

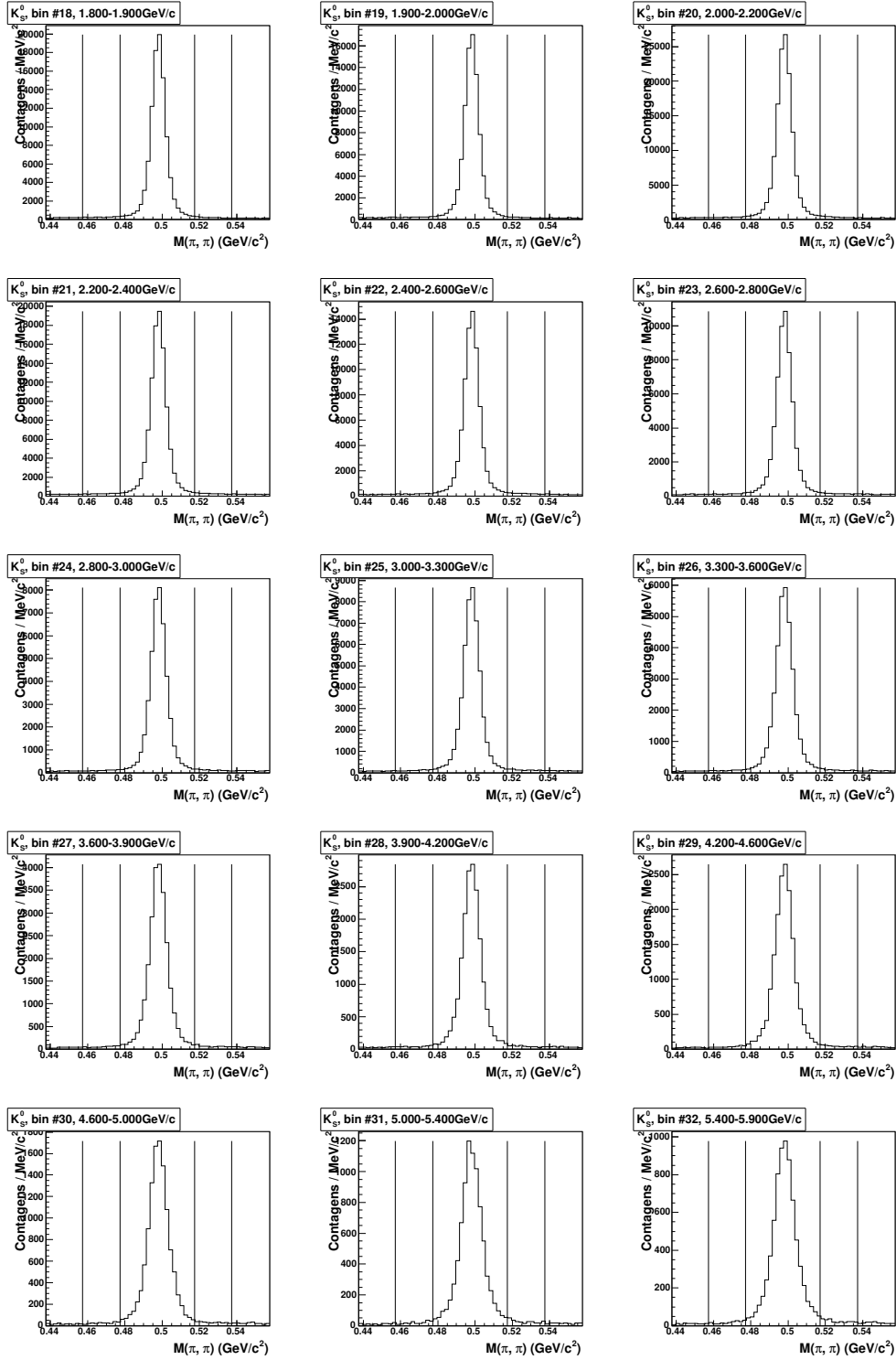


Figura C.5: Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 19 a 36 de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

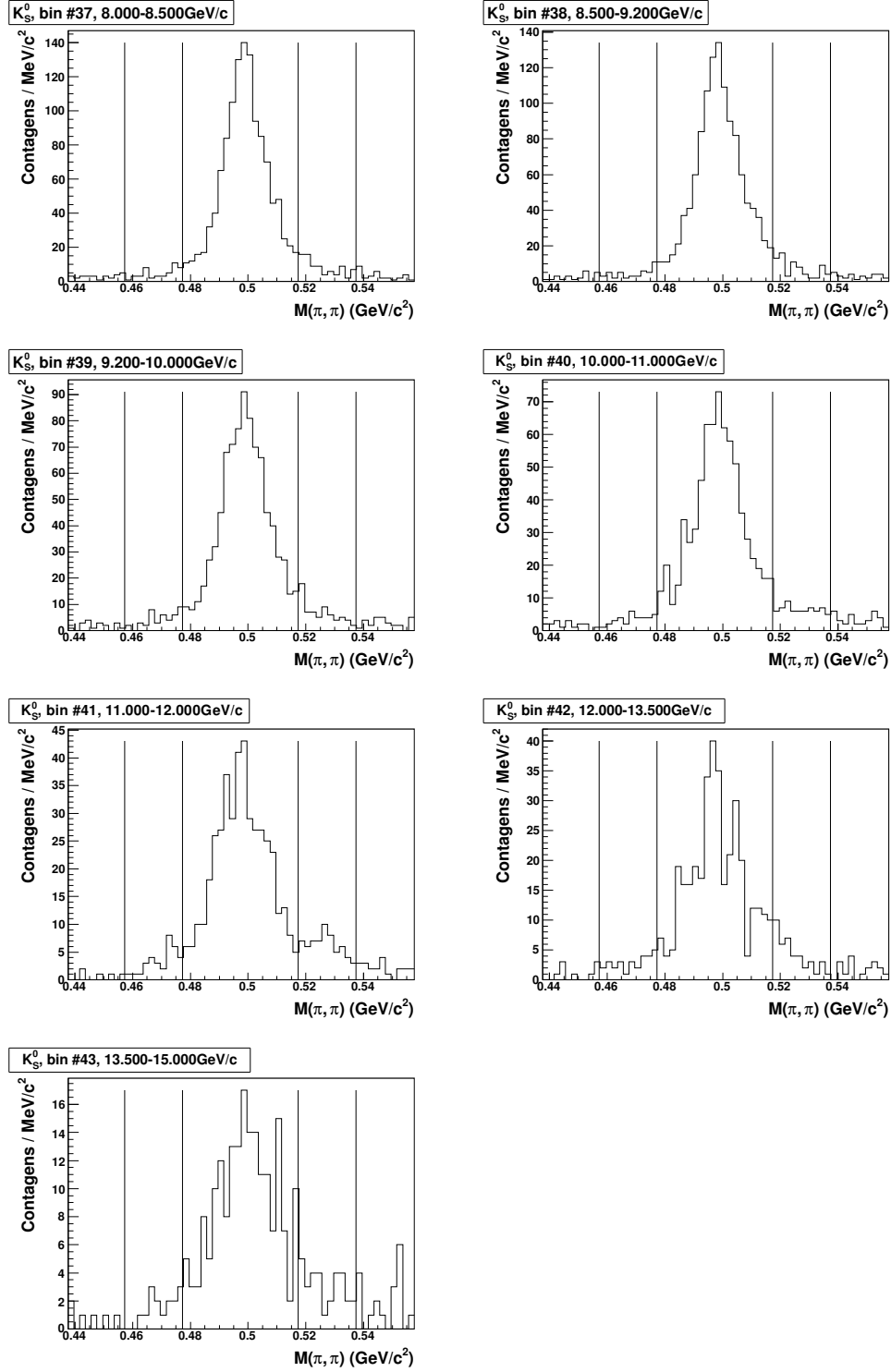


Figura C.6: Distribuições de massa invariante nos intervalos de número 37 a 44 de momento transversal do K_S^0 para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

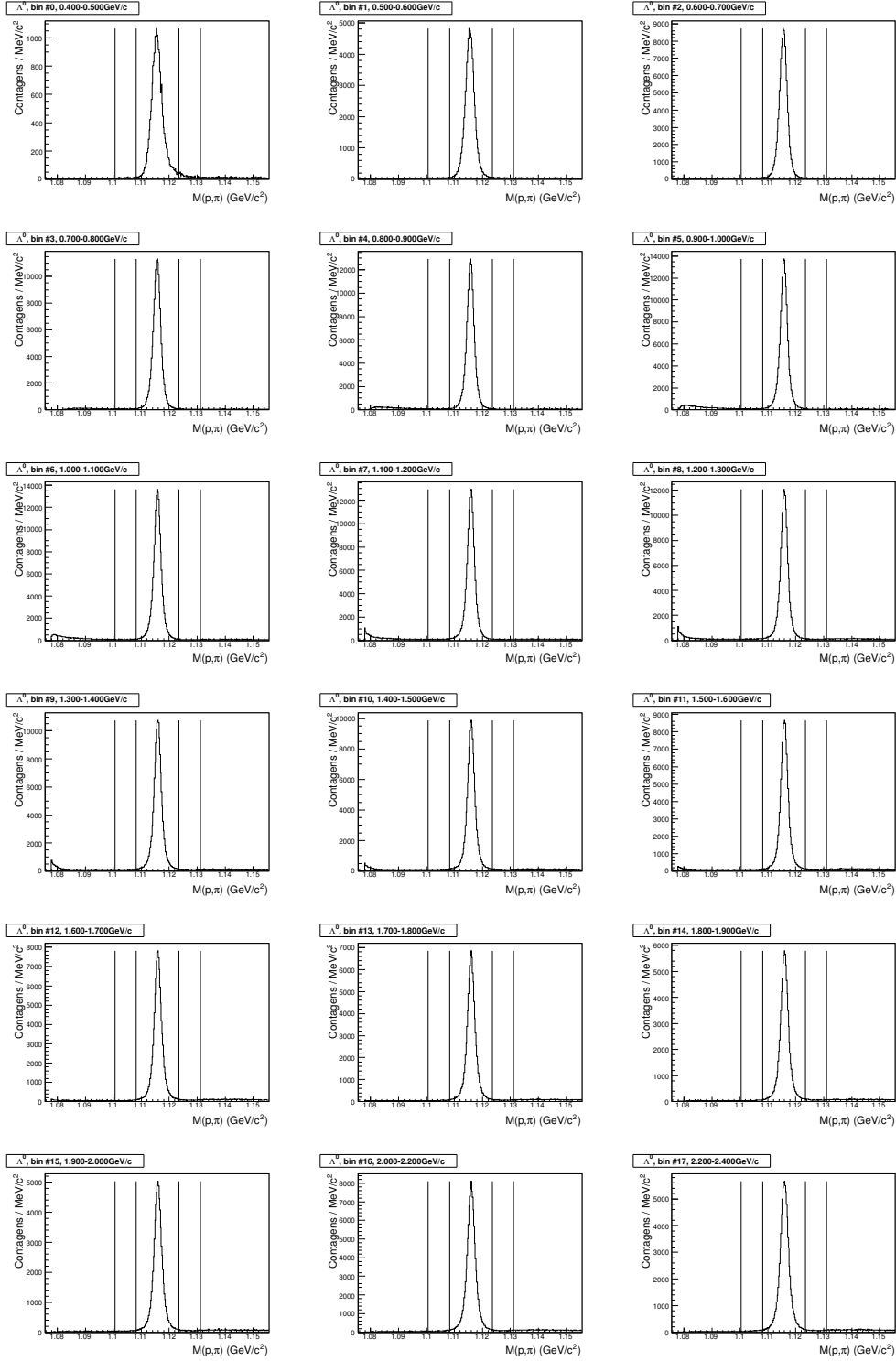


Figura C.7: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do Λ para dados reais. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

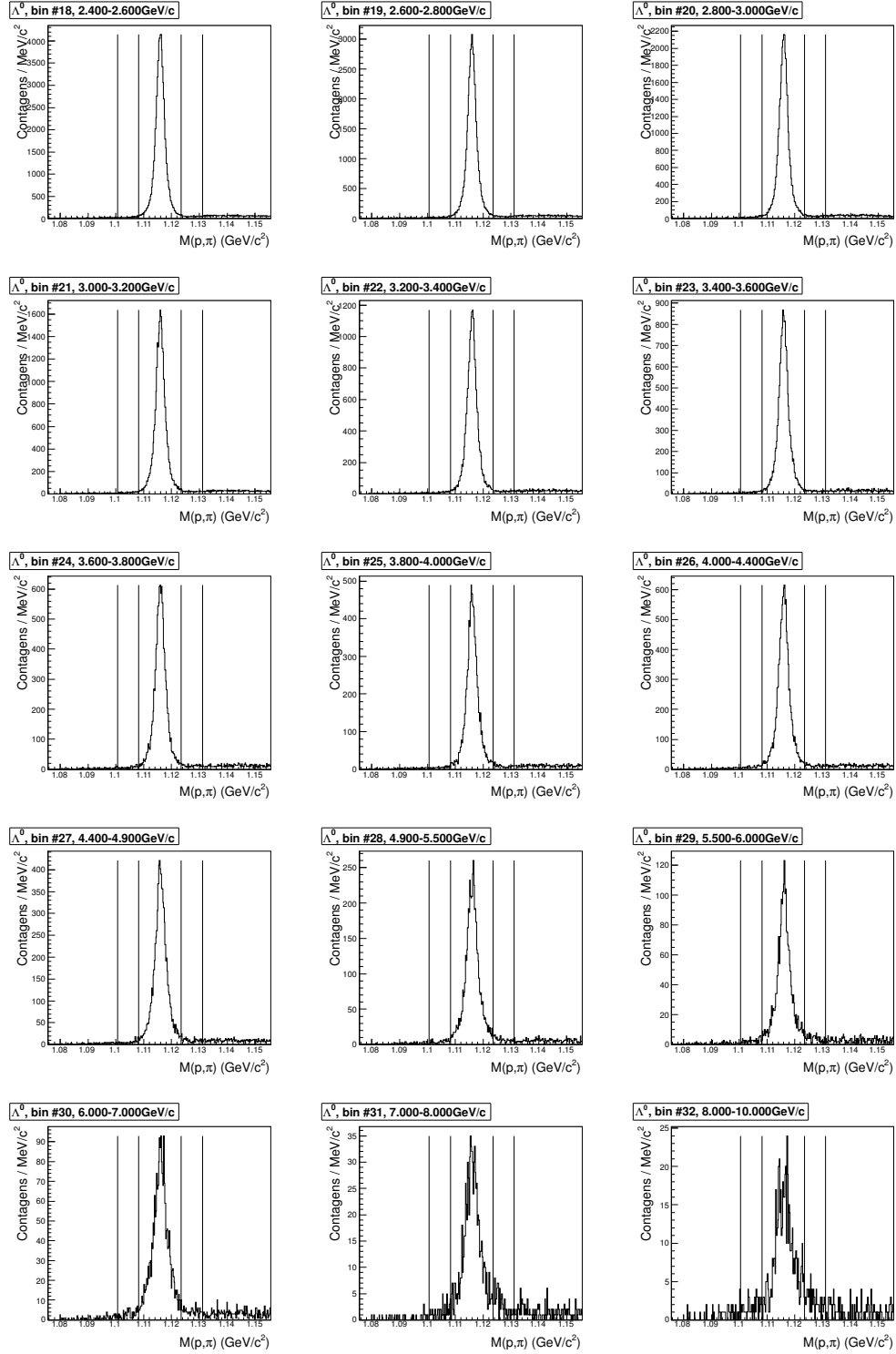


Figura C.8: Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do Λ para dados reais. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

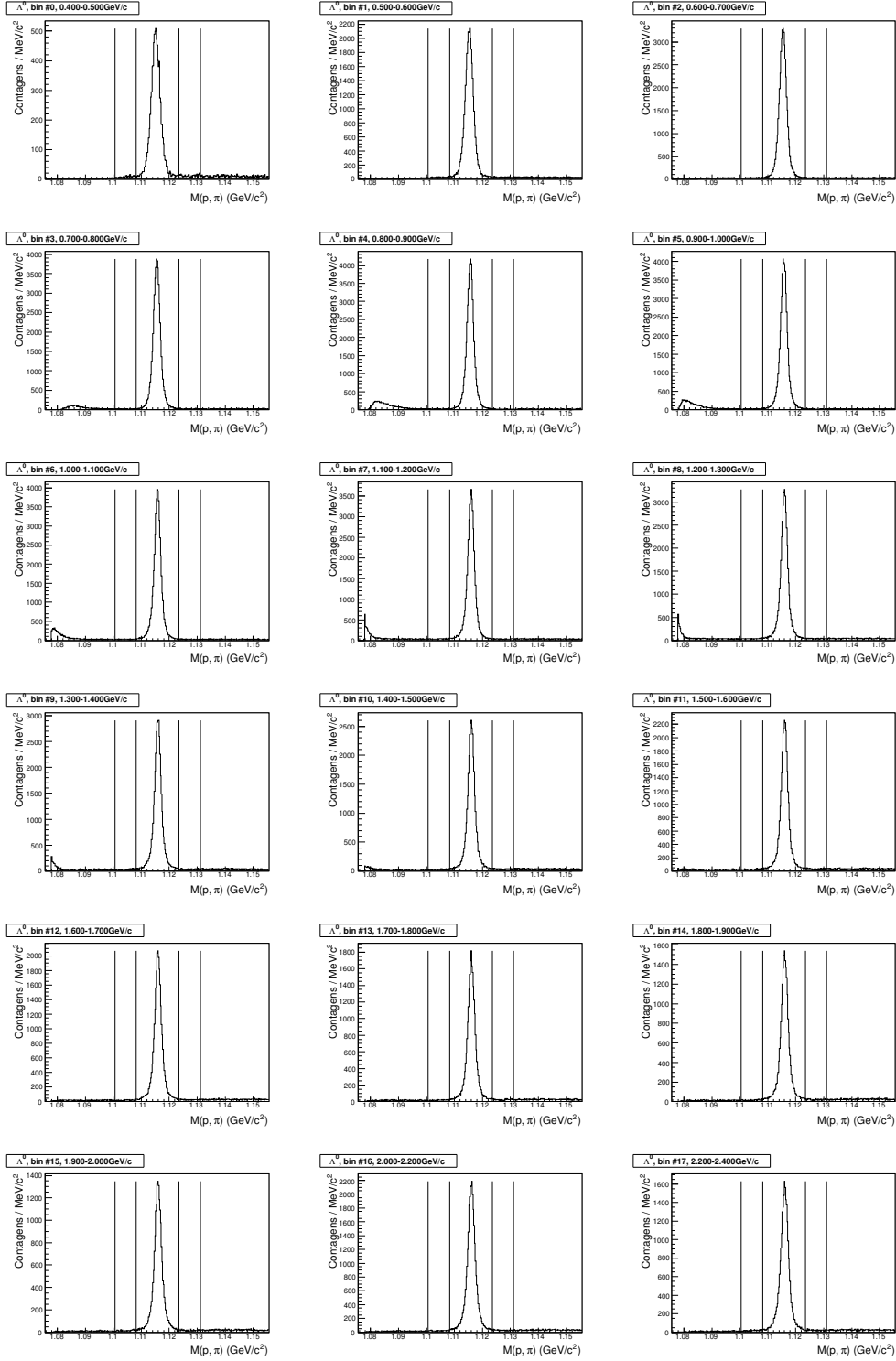


Figura C.9: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do Λ para dados simulados. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

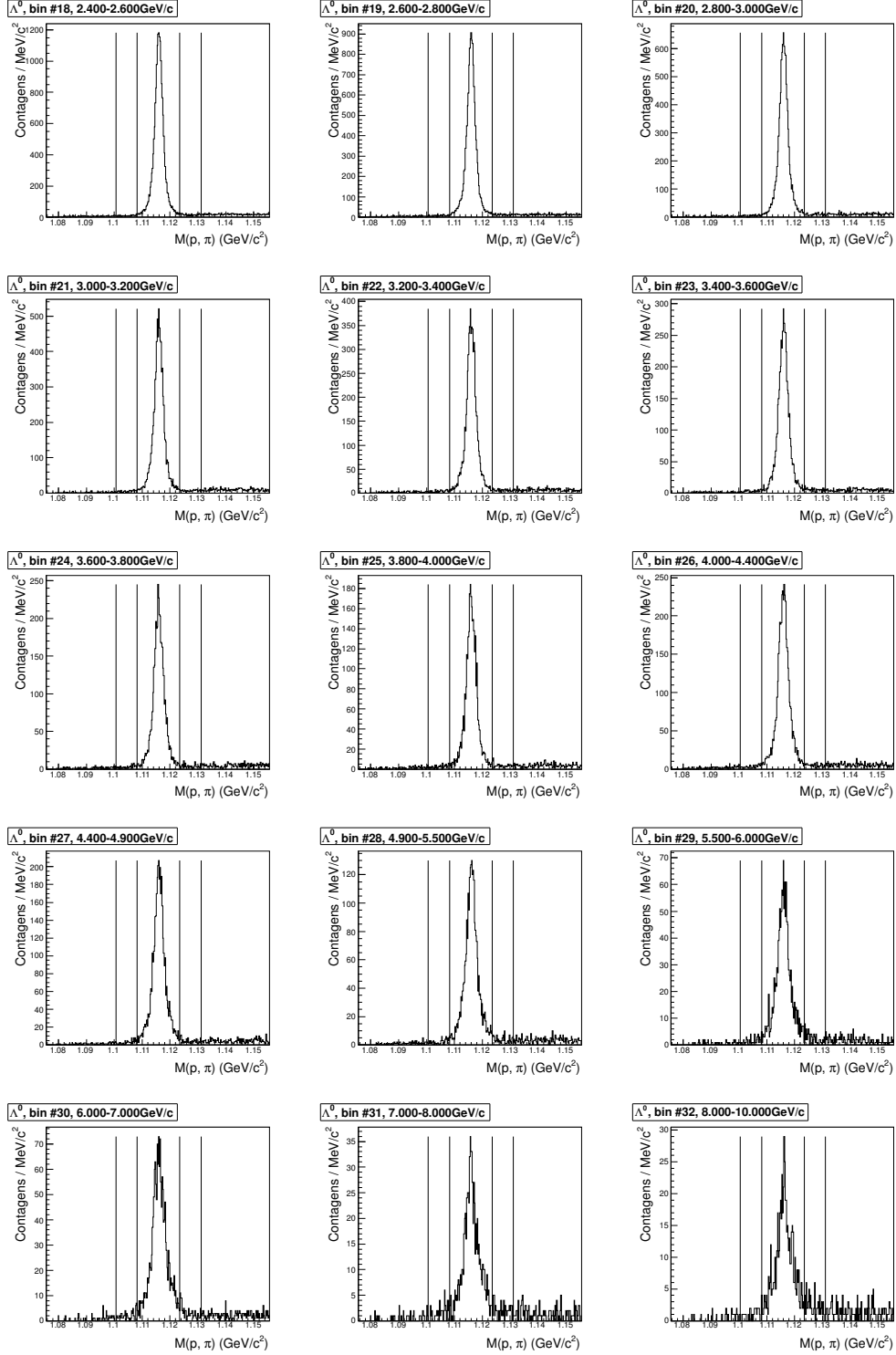


Figura C.10: Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do Λ para dados simulados. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

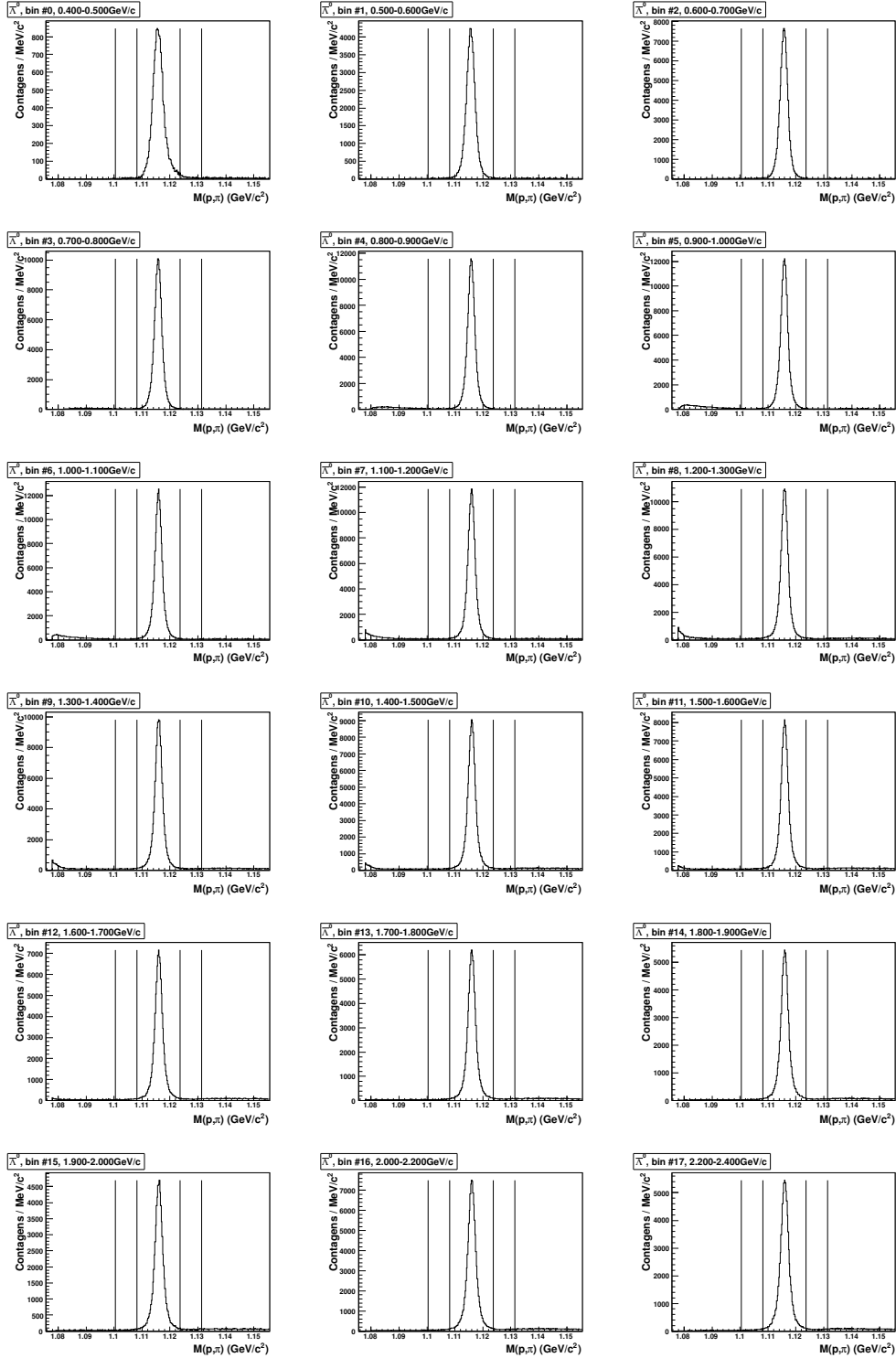


Figura C.11: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados reais. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

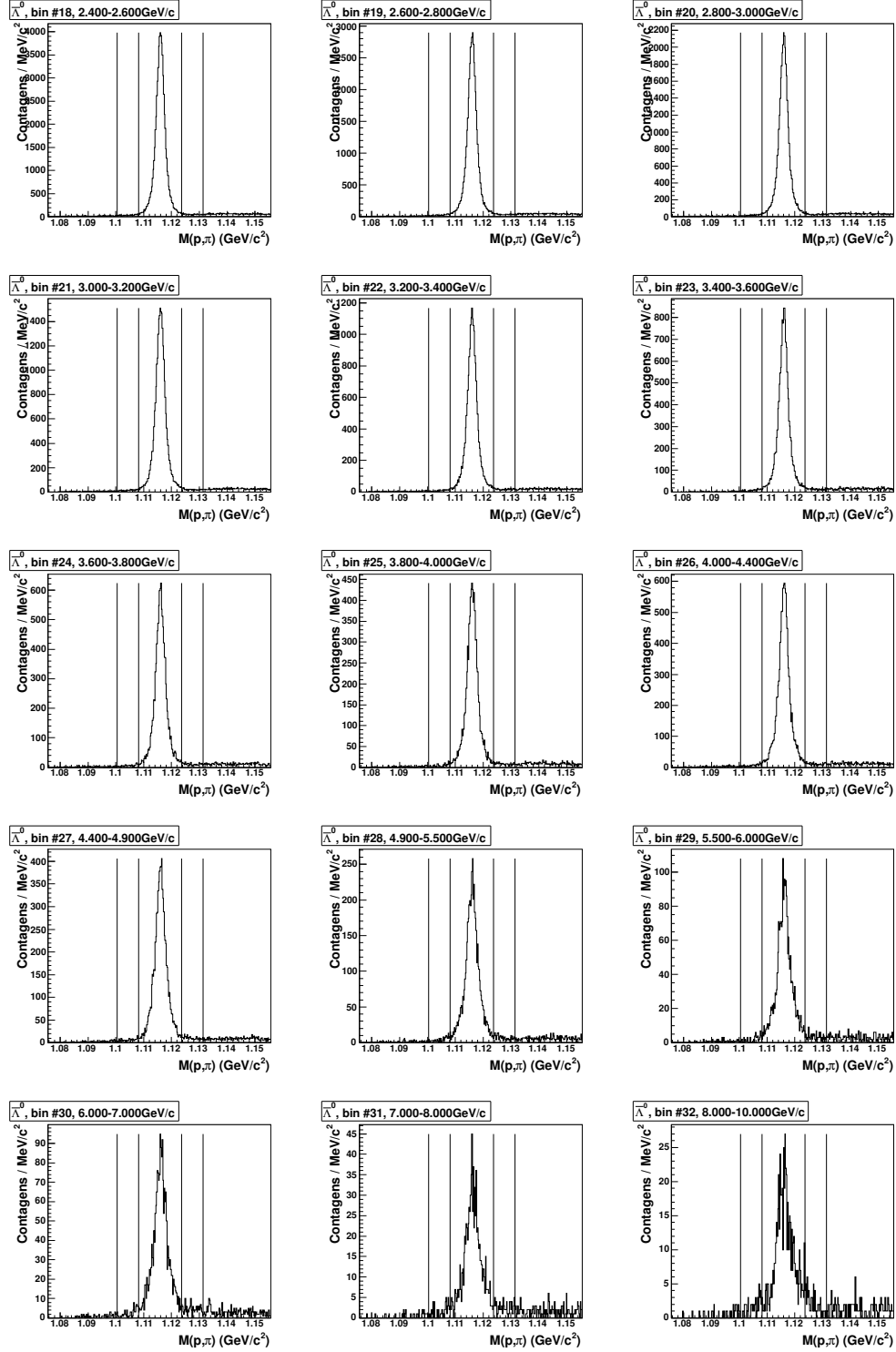


Figura C.12: Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados reais. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

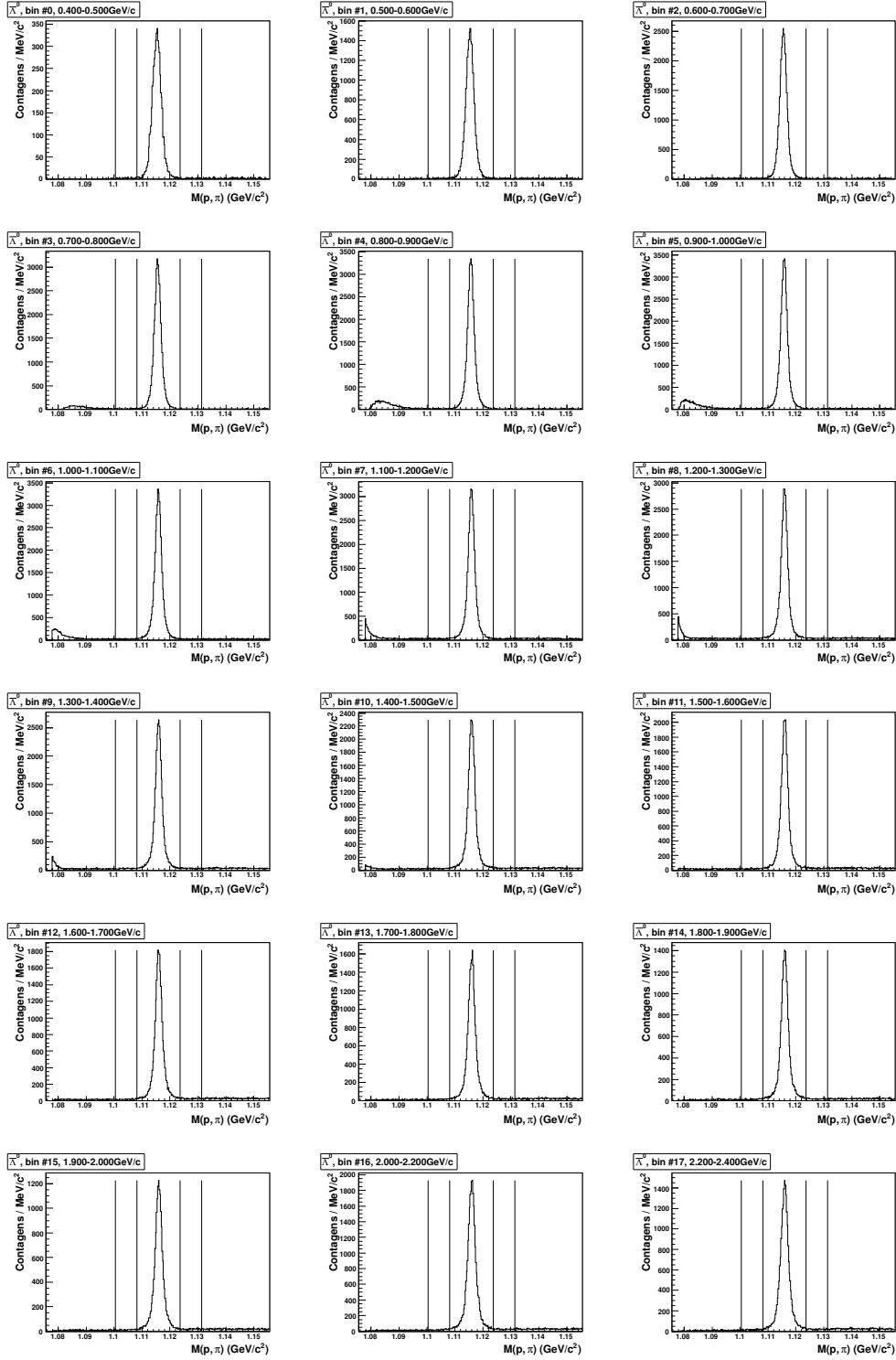


Figura C.13: Distribuições de massa invariante nos primeiros 18 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados simulados. Os outros 15 intervalos estão na figura seguinte. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

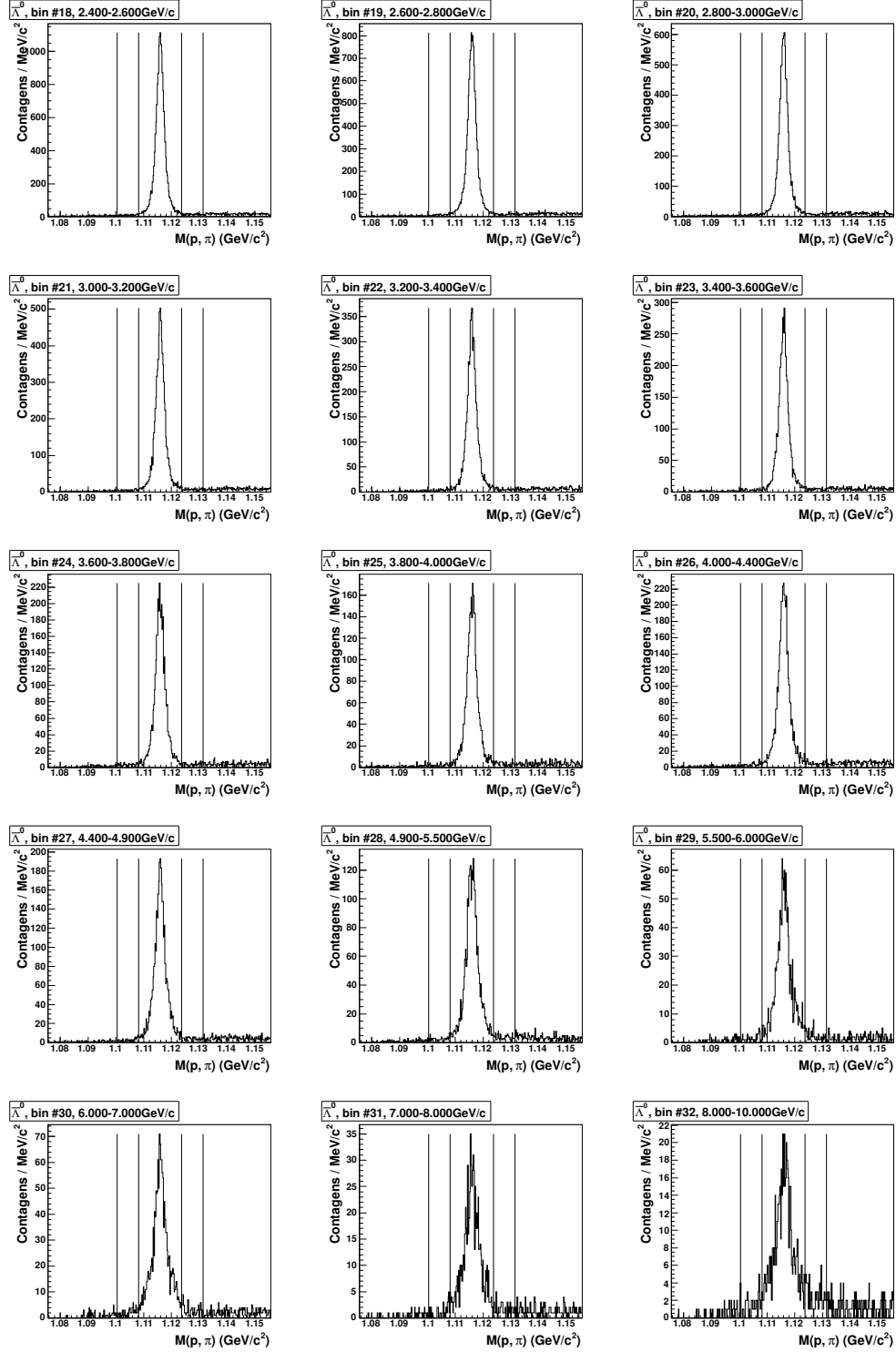


Figura C.14: Distribuições de massa invariante nos últimos 15 intervalos de momento transversal do $\bar{\Lambda}$ para dados simulados. Os 18 intervalos de momento inferior estão na figura anterior. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

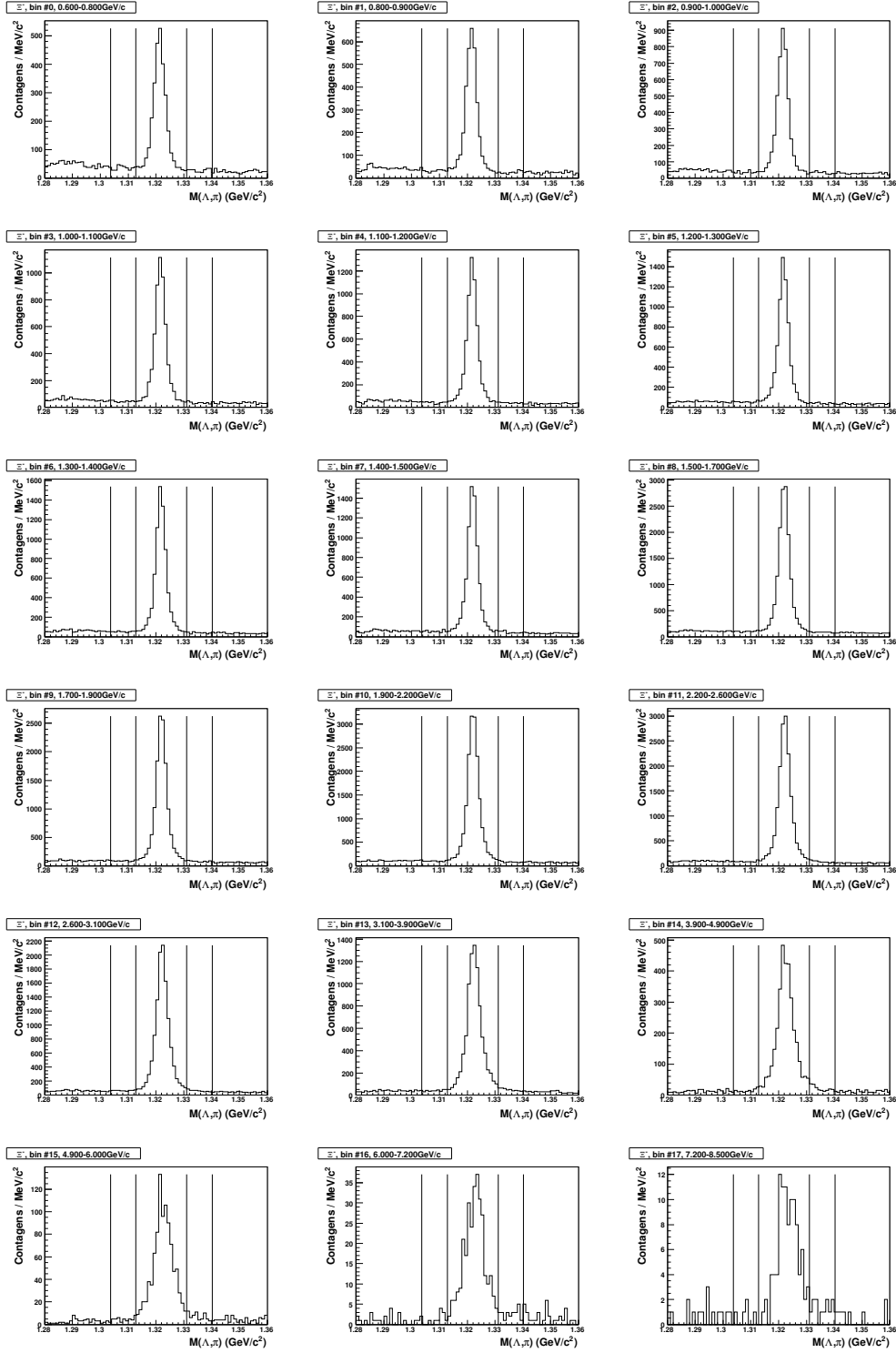


Figura C.15: Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^- para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

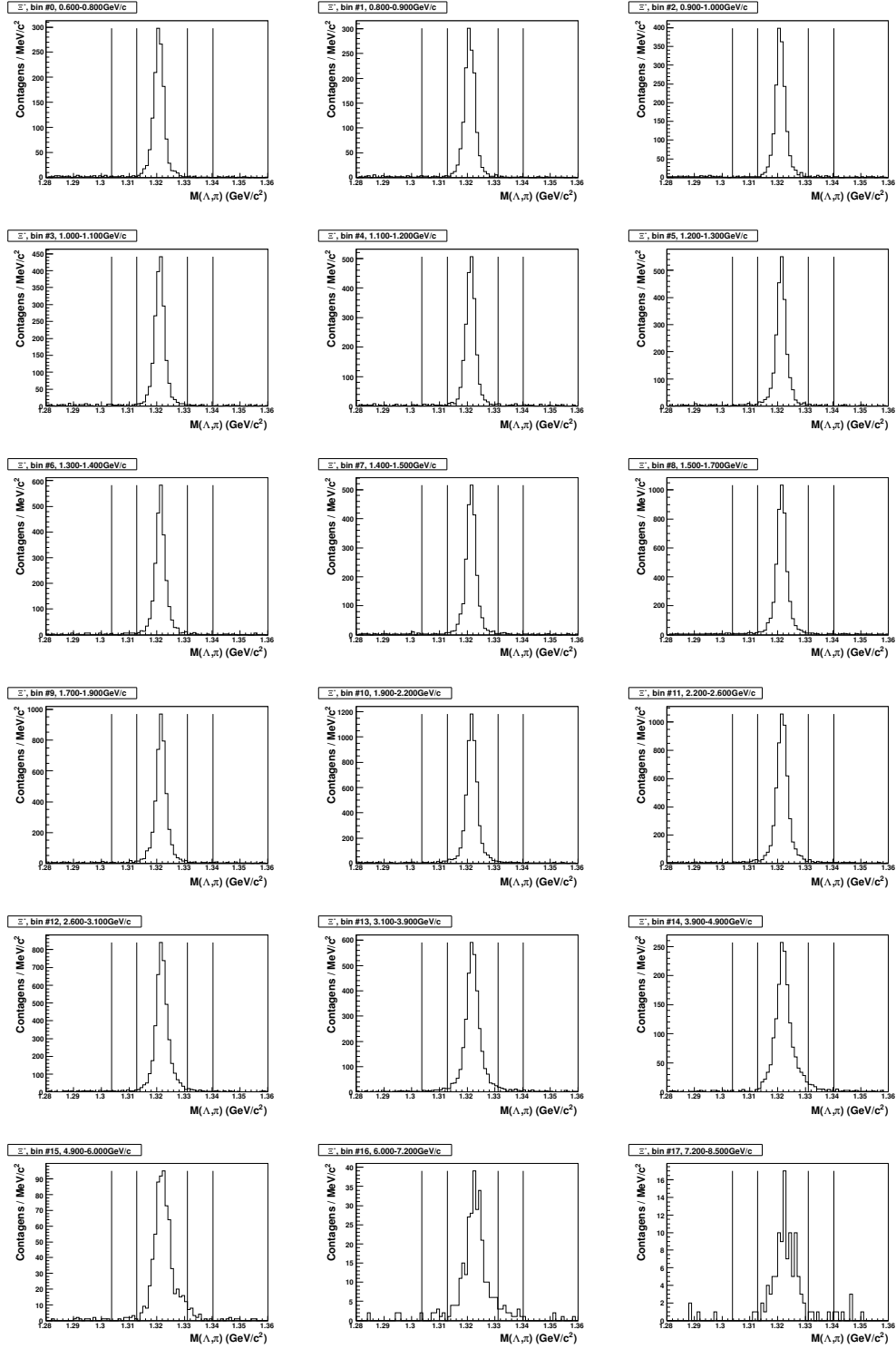


Figura C.16: Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^- para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

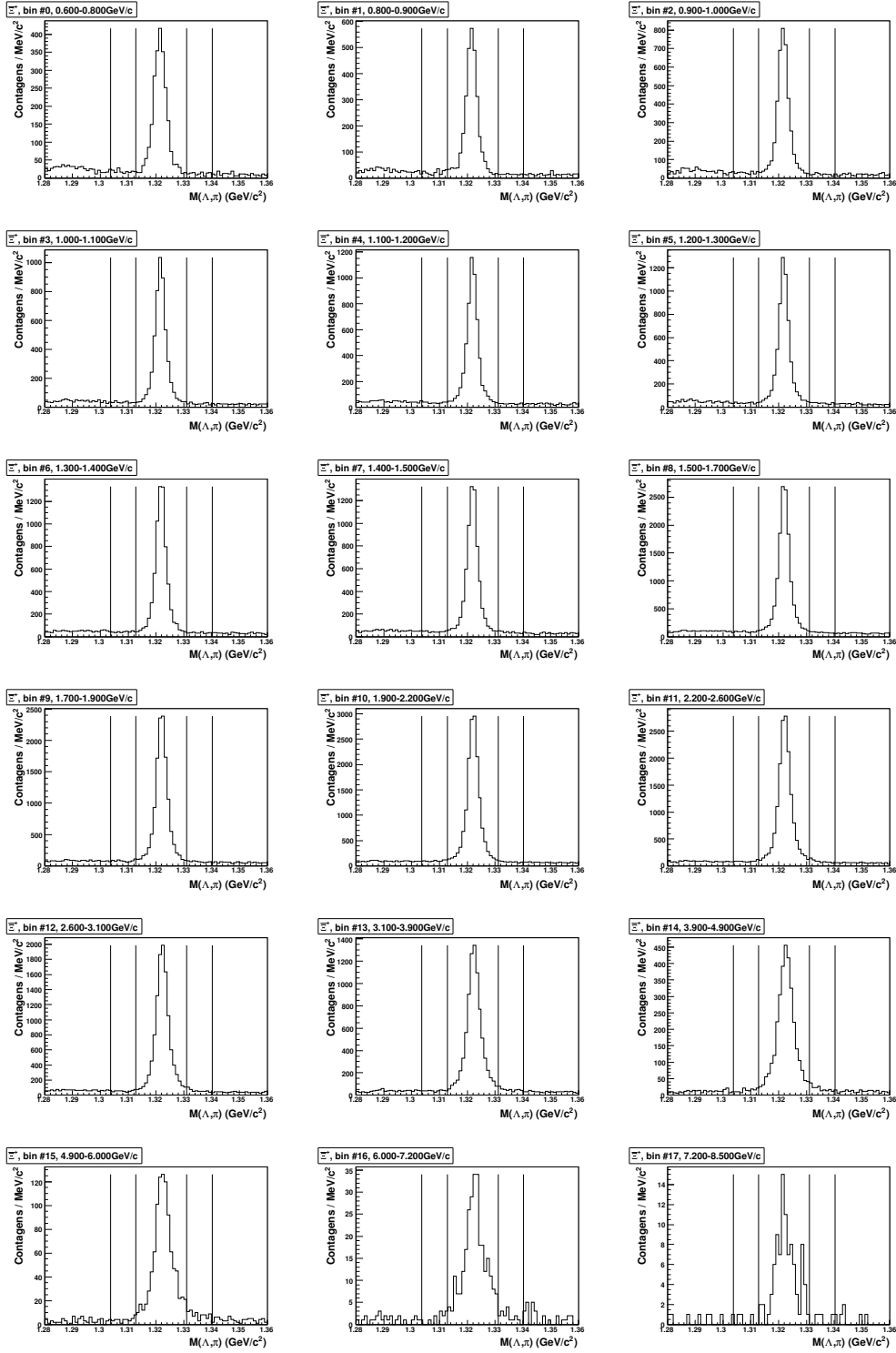


Figura C.17: Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^+ para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

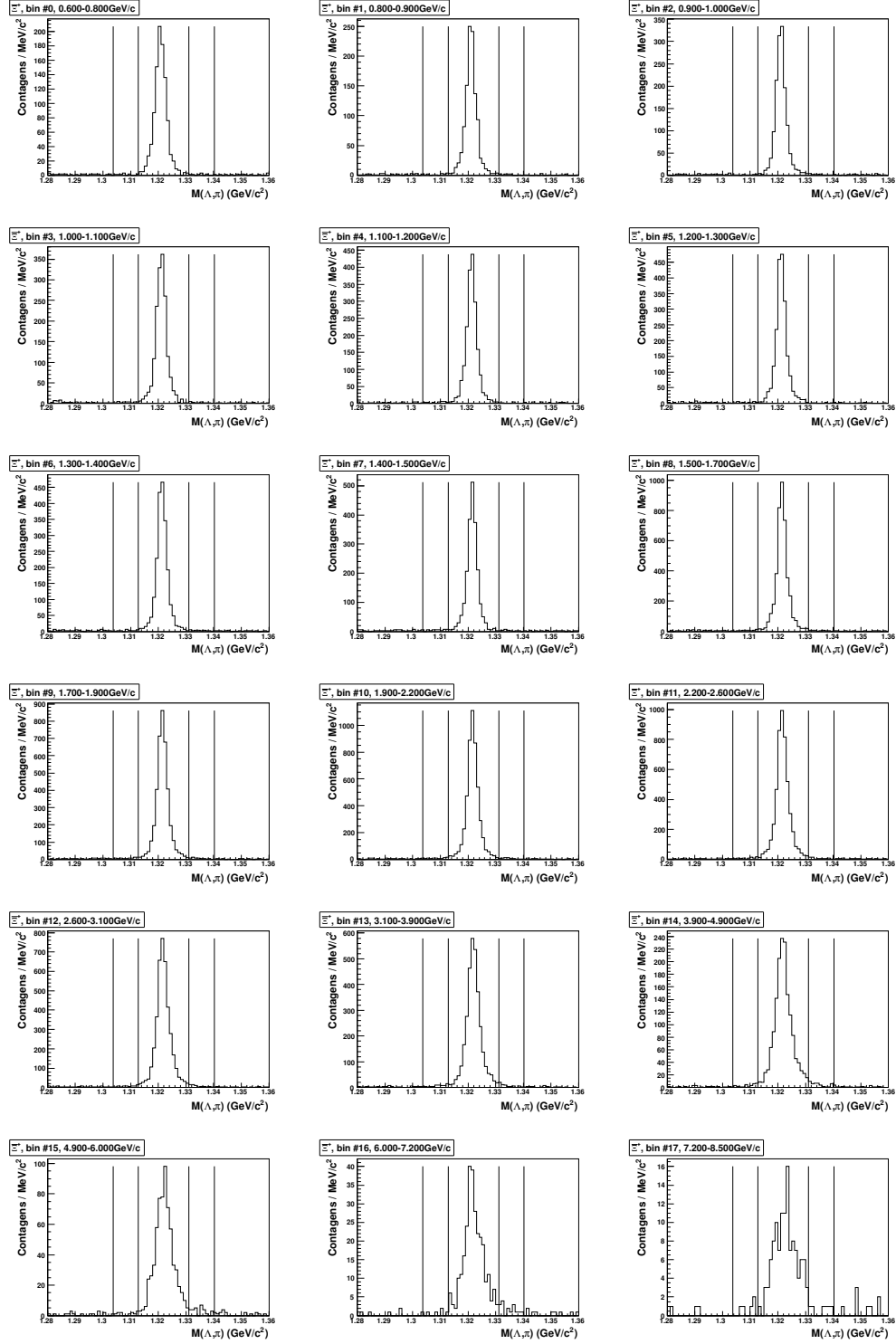


Figura C.18: Distribuições de massa invariante nos 18 intervalos de momento transversal do Ξ^- para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

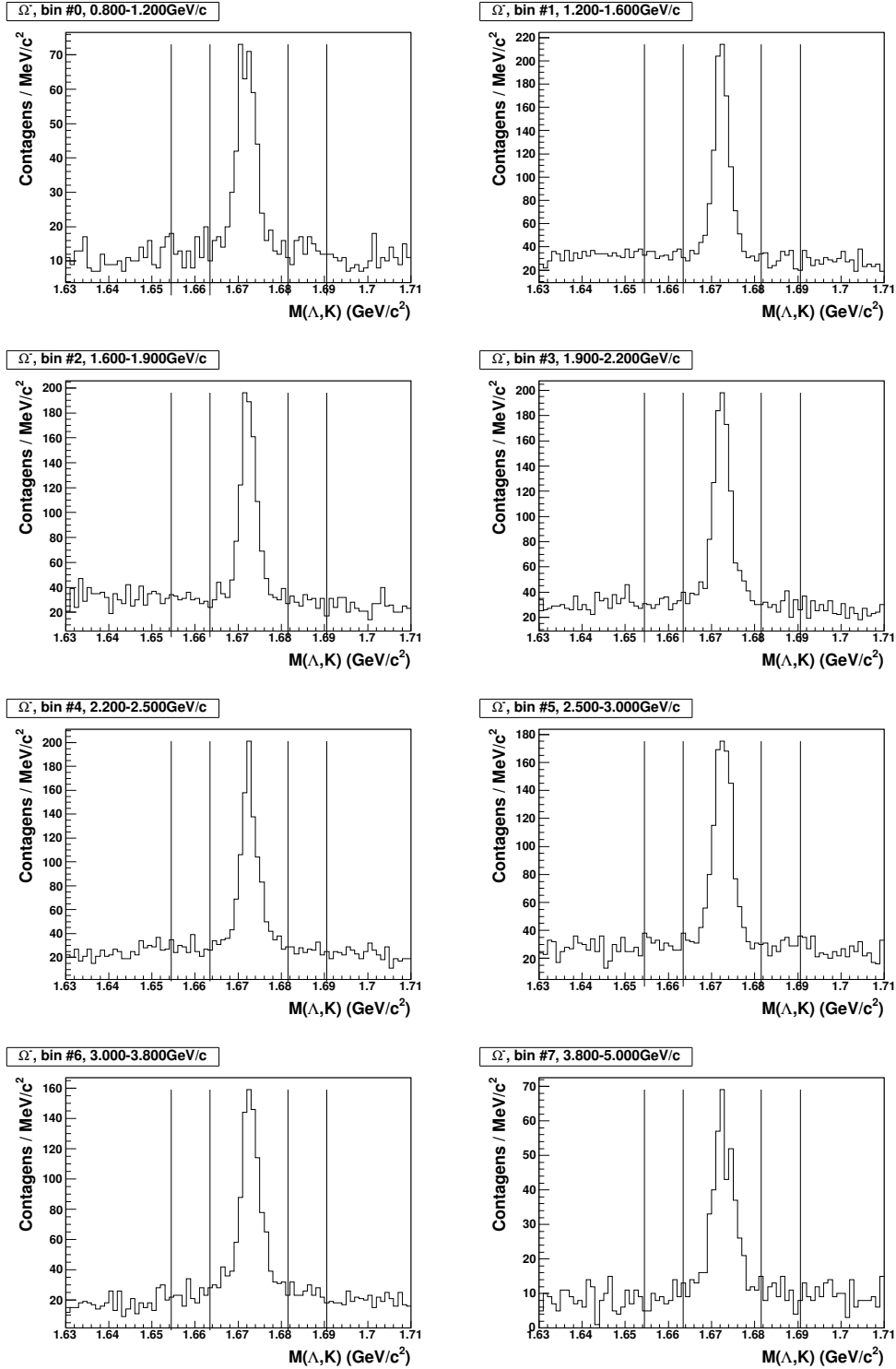


Figura C.19: Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do Ω^- para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

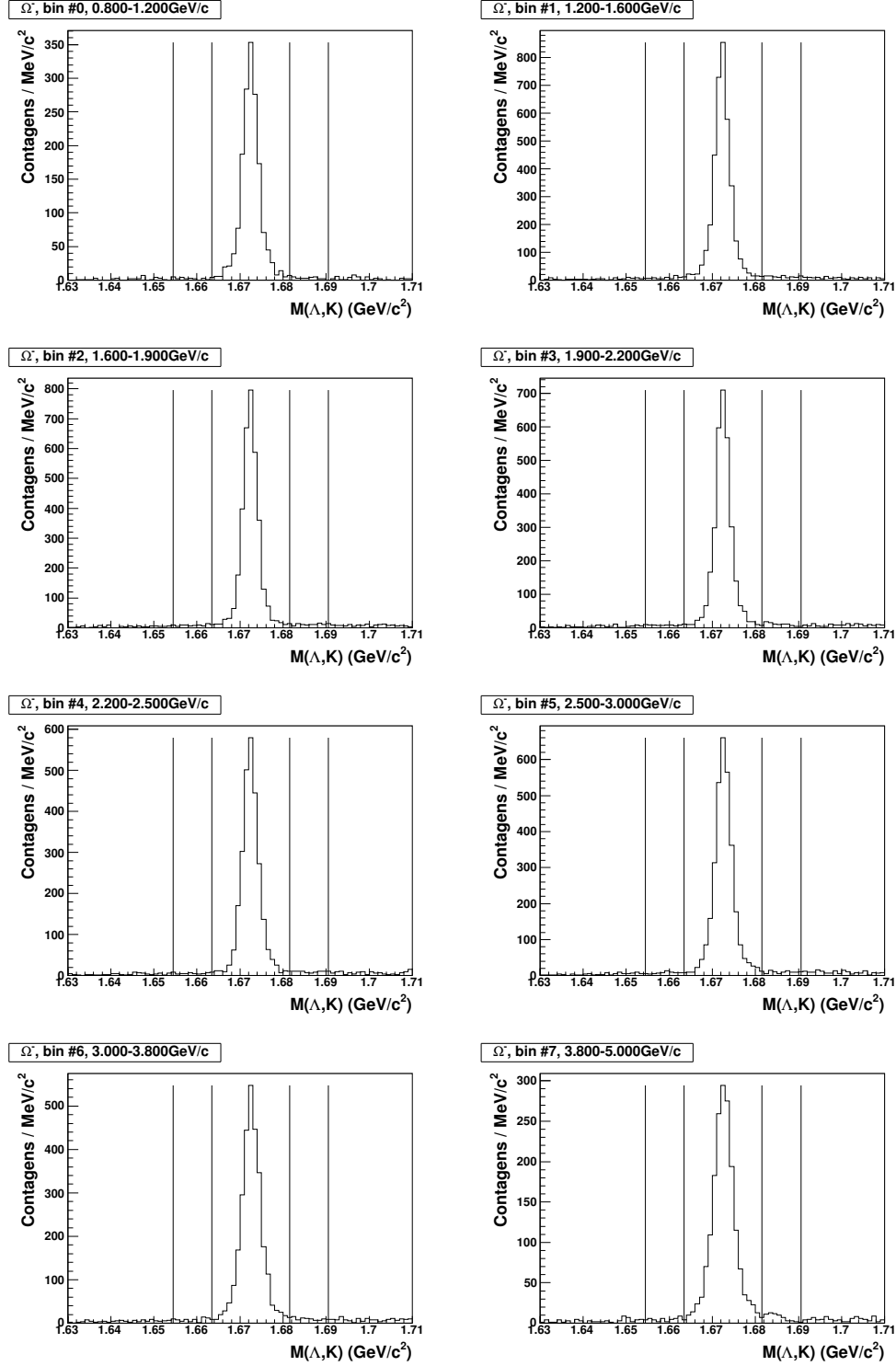


Figura C.20: Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do Ω^- para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

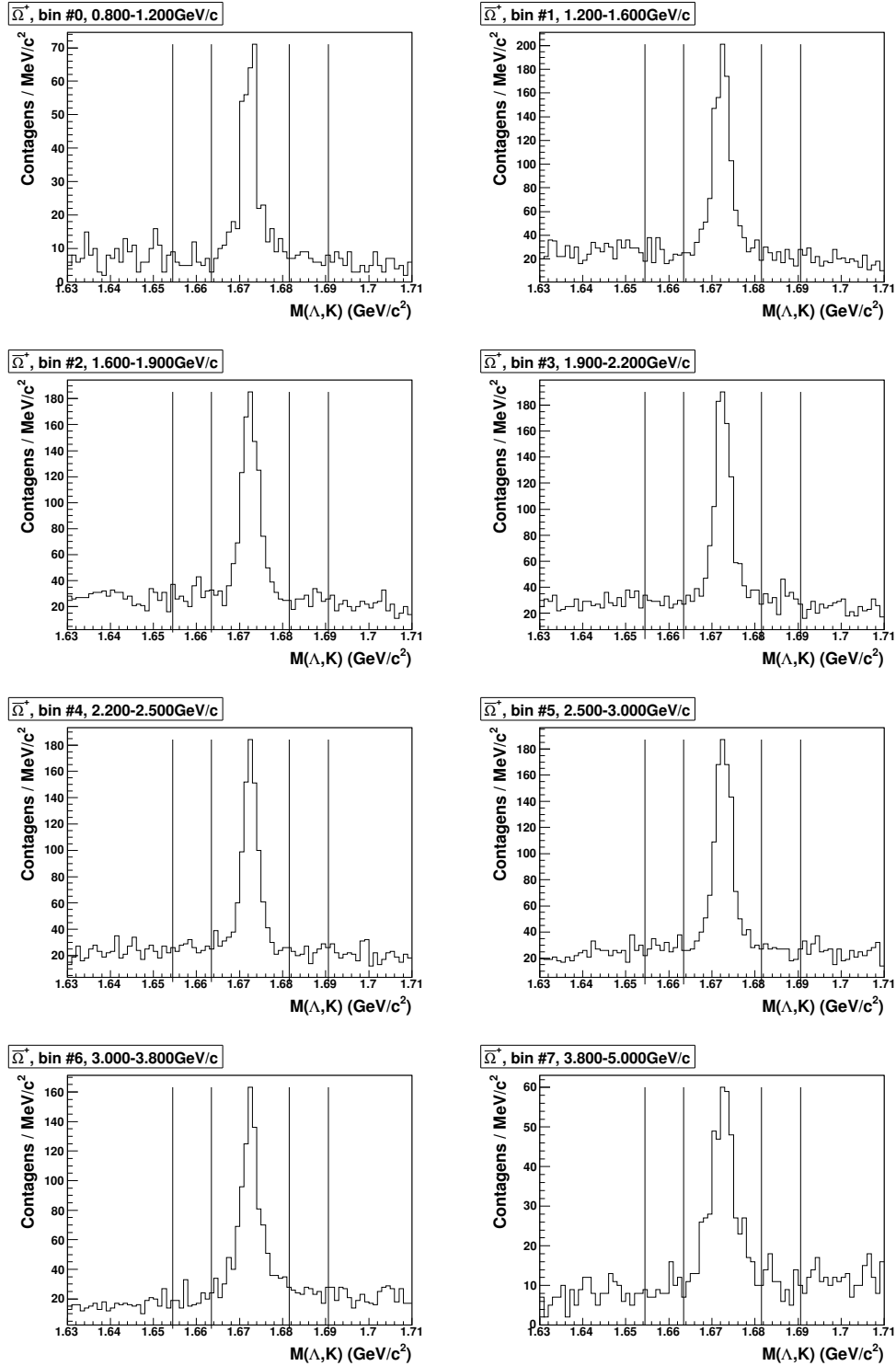


Figura C.21: Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do $\bar{\Omega}^+$ para dados reais. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinatória.

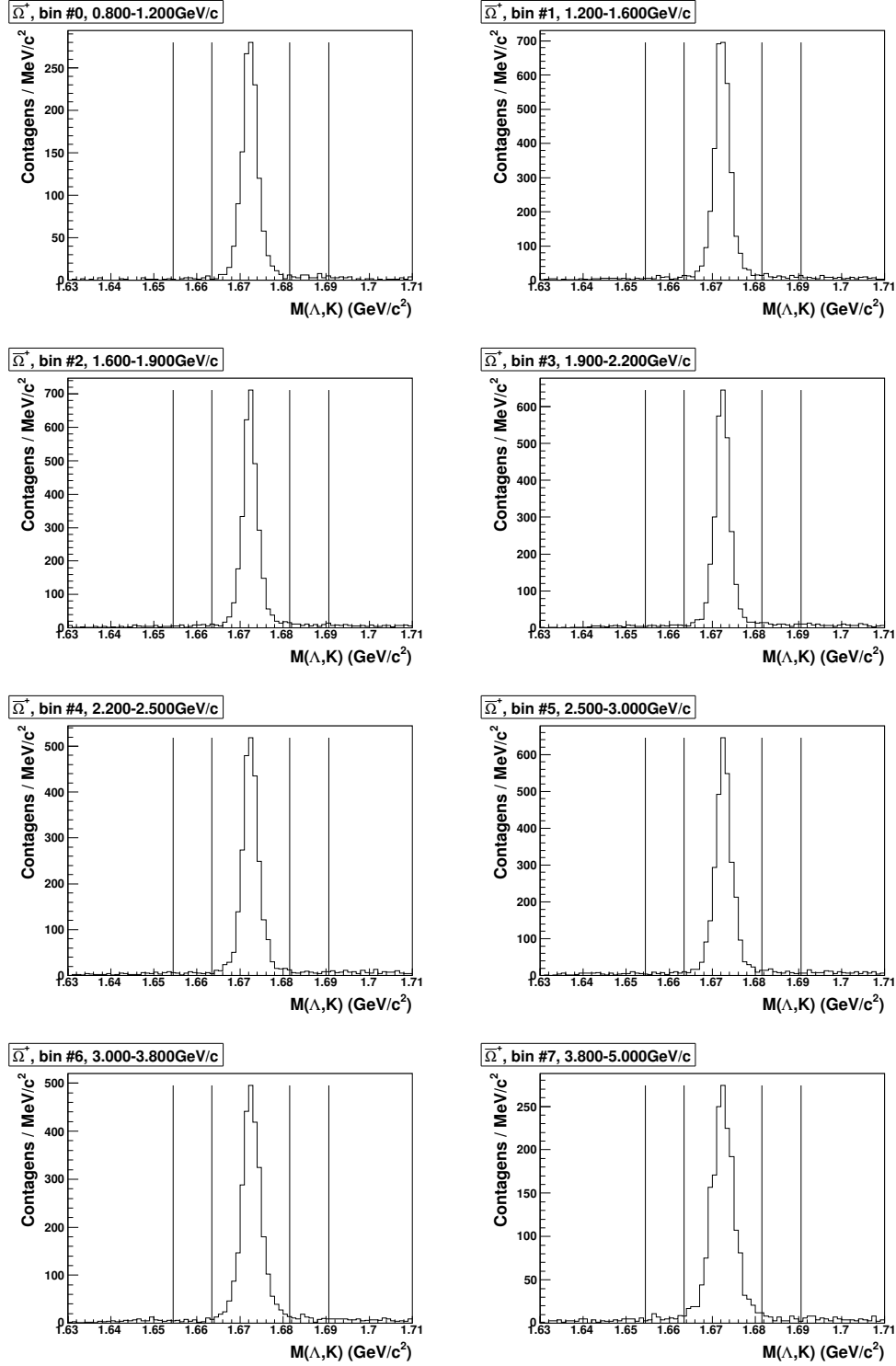


Figura C.22: Distribuições de massa invariante nos 8 intervalos de momento transversal do $\bar{\Omega}^+$ para dados simulados. As linhas verticais denotam as regiões adjacentes aos picos utilizadas para amostragem do fundo de combinação.

Apêndice D

Estudos de Incerteza Sistemática

Nesta seção, temos informações complementares acerca da análise de incertezas sistemáticas realizadas para todas as espécies de partículas estudadas. Todos os gráficos e tabelas aqui dizem respeito ao capítulo 5 e estão referenciados neste capítulo, mas foram colocados no apêndice por praticidade.

Variável de Corte	Permissivo	Médio-Permissivo	Normal/Médio	Médio-Agressivo	Agressivo
DCA filhos V0 (σ)	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50
DCA Traj. Neg. ao Vértice Primário (cm)	0.50	0.55	0.60	0.70	0.80
DCA Traj. Neg. ao Vértice Primário (cm)	0.50	0.55	0.60	0.70	0.80
Limite inferior do raio de decaimento do V0 (cm)	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70
Coseno do ângulo de direção do V0	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99

Tabela D.1: Cortes topológicos utilizados para K_S^0 .

Variável de corte	Permissivo	Médio-Permissivo	Normal / Médio	Médio-Agressivo	Agressivo
$ M_{reco}(\Lambda) - M_{PDG}(\Lambda) \text{ MeV}/c^2 <$	10.00	8.00	6.00	4.00	3.00
DCA filhos V0 (σ) $<$	2.00	1.80	1.60	1.40	1.20
DCA (V0, Vértice primário) (cm) $>$	0.05	0.06	0.07	0.08	0.10
DCA (Traj. Neg., Vértice primário) (cm) $>$	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06
DCA (Traj. Pos., Vértice Primário) (cm) $>$	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06
Coseno do ângulo de direção do V0 $>$	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99
DCA (V0, Traj. 'Solteiro') (cm) $<$	2.00	1.80	1.60	1.40	1.20
Coseno do ângulo de direção do Ξ ou Ω $>$	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99
DCA (Traj. 'Solteiro', Vért. Prim.) (cm) $>$	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07
Raio de decaimento do V0 (cm) $>$	1.0	1.2	1.4	1.6	2.00
Raio de decaimento do Ξ ou Ω (cm) $>$	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2

Table D.2: Cortes topológicos utilizados para Ξ .

Variável de corte	Permissivo	Médio-Permissivo	Normal / Médio	Médio-Agressivo	Agressivo
$ M_{reco}(\Lambda) - M_{PDG}(\Lambda) \text{ MeV}/c^2 <$	10.00	8.00	6.00	4.00	3.00
DCA filhos V0 (σ) $<$	2.0	1.8	1.6	1.4	1.2
DCA (V0, Vértice primário) (cm) $>$	0.05	0.06	0.07	0.08	0.10
DCA (Traj. Neg., Vértice primário) (cm) $>$	-	0.02	0.03	0.05	0.06
DCA (Traj. Pos., Vértice Primário) (cm) $>$	-	0.02	0.03	0.05	0.06
Coseno do ângulo de direção do V0 $>$	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99
DCA (V0, Traj. 'Solteiro') (cm) $<$	1.4	1.2	1.0	0.8	0.6
Coseno do ângulo de direção do Ξ ou Ω $>$	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99
DCA (Traj. 'Solteiro', Vért. Prim.) (cm) $>$	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07
Raio de decaimento do V0 (cm) $>$	1.0	1.2	1.4	1.6	2.0
Raio de decaimento do Ξ ou Ω (cm) $>$	0.40	0.50	0.60	0.70	0.80

Table D.3: Cortes topológicos utilizados para Ω .

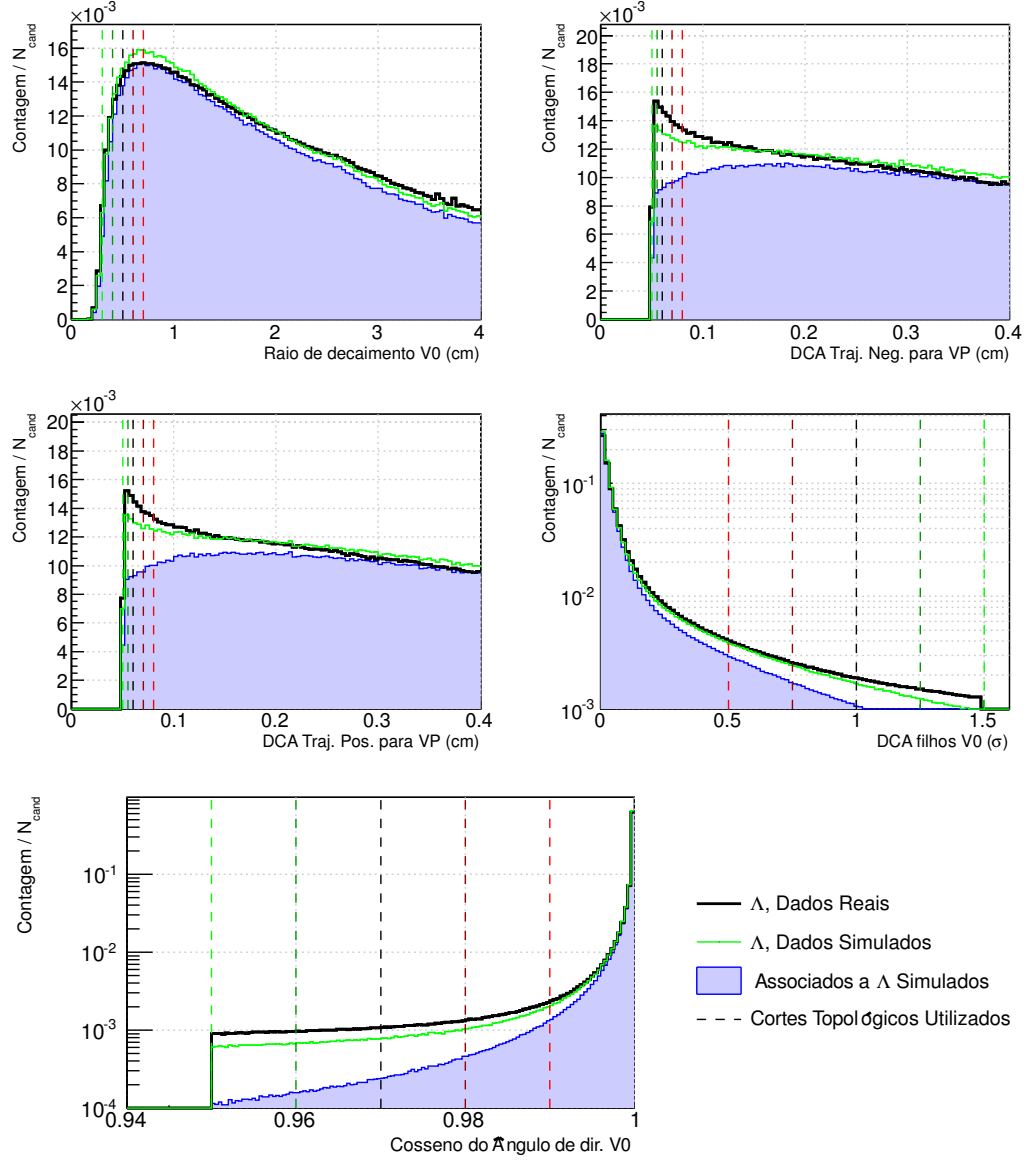


Figura D.1: Distribuição de variáveis topológicas para K_S^0 , com seleção de $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ ao redor da massa invariante do K_S^0 . Também graficadas estão as distribuições de variáveis de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de K_S^0 . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.1. Gráficos para candidatos sem seleção por perda de energia no TPC.

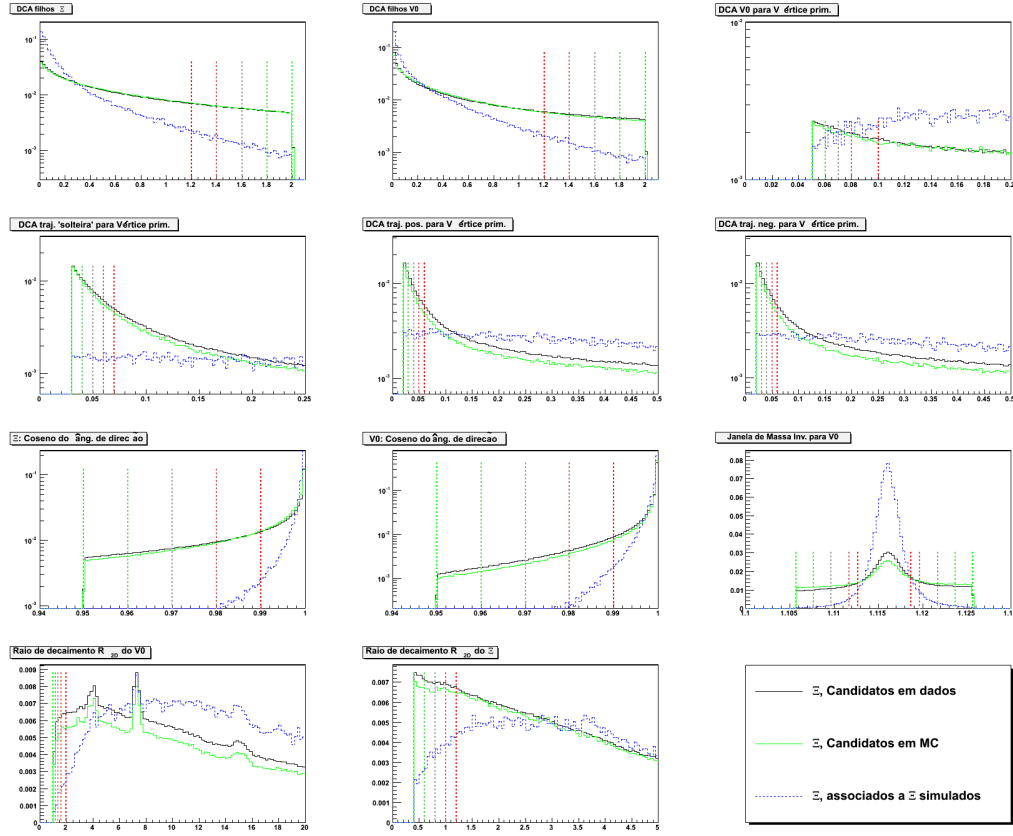


Figura D.2: Distribuição de variáveis topológicas para Ξ^\pm . Também graficadas estão as distribuições de variáveis dos candidatos de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de Ξ^\pm . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.2.

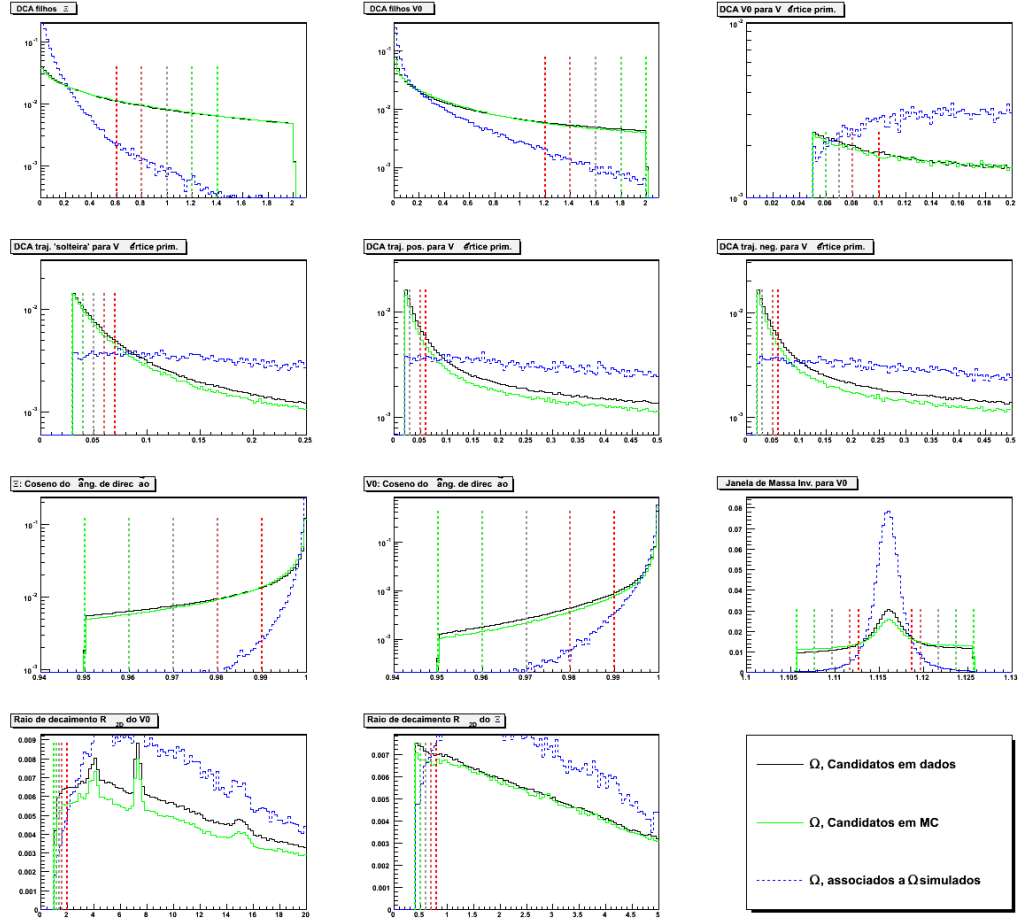


Figura D.3: Distribuição de variáveis topológicas para Ω^\pm . Também graficadas estão as distribuições de variáveis dos candidatos de Monte Carlo e com candidatos associados apenas a decaimentos de Ω^\pm . Todas as curvas foram normalizadas para a mesma área para facilitar a comparação do formato das distribuições. As linhas verticais indicam os cortes da tabela D.3.

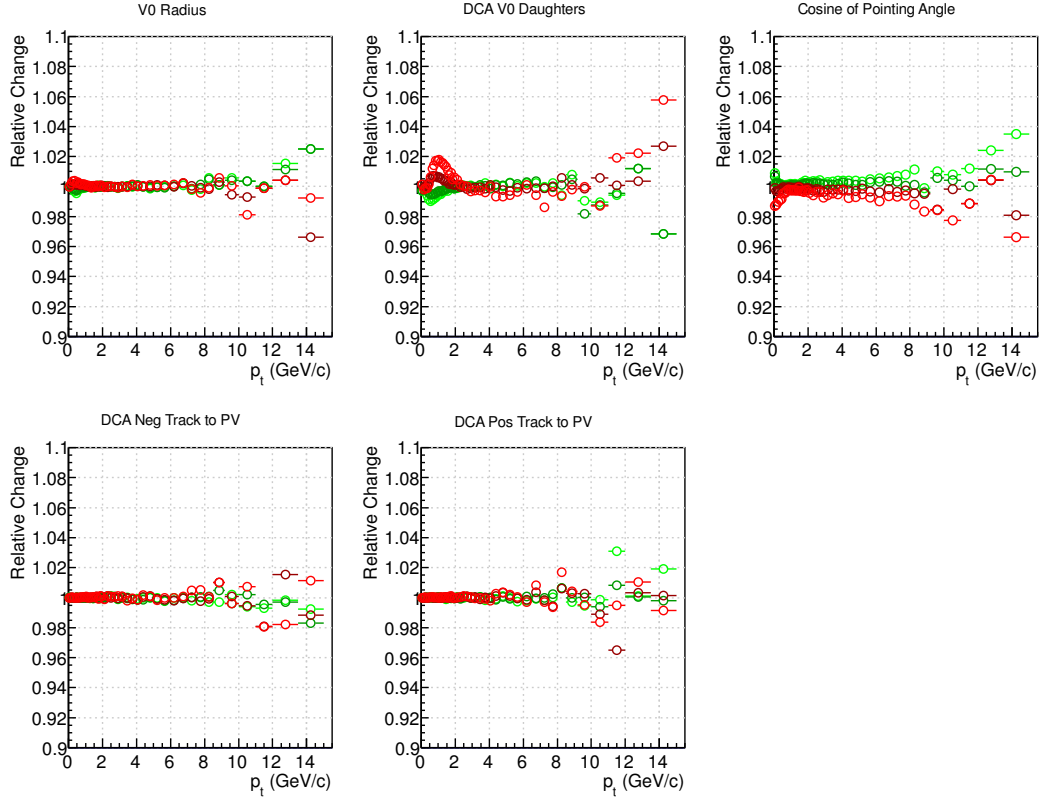


Figura D.4: Variações relativas do espectro de momento transversal de K_S^0 quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

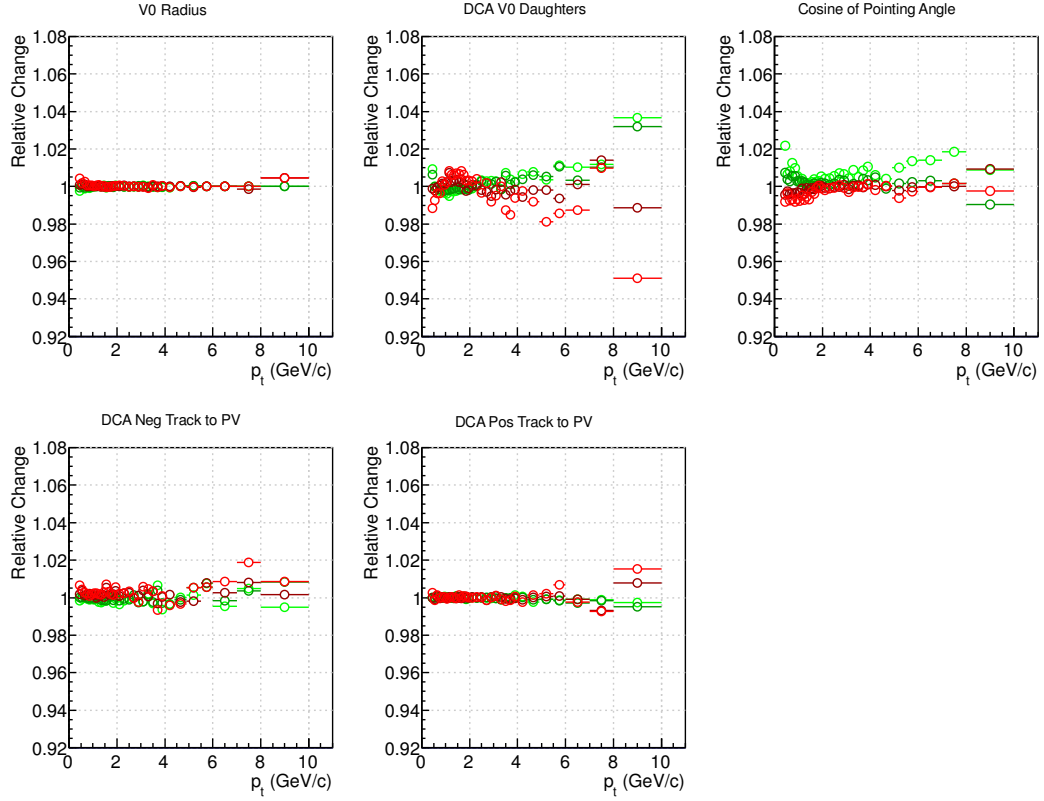


Figura D.5: Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Lambda}$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela 5.1 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

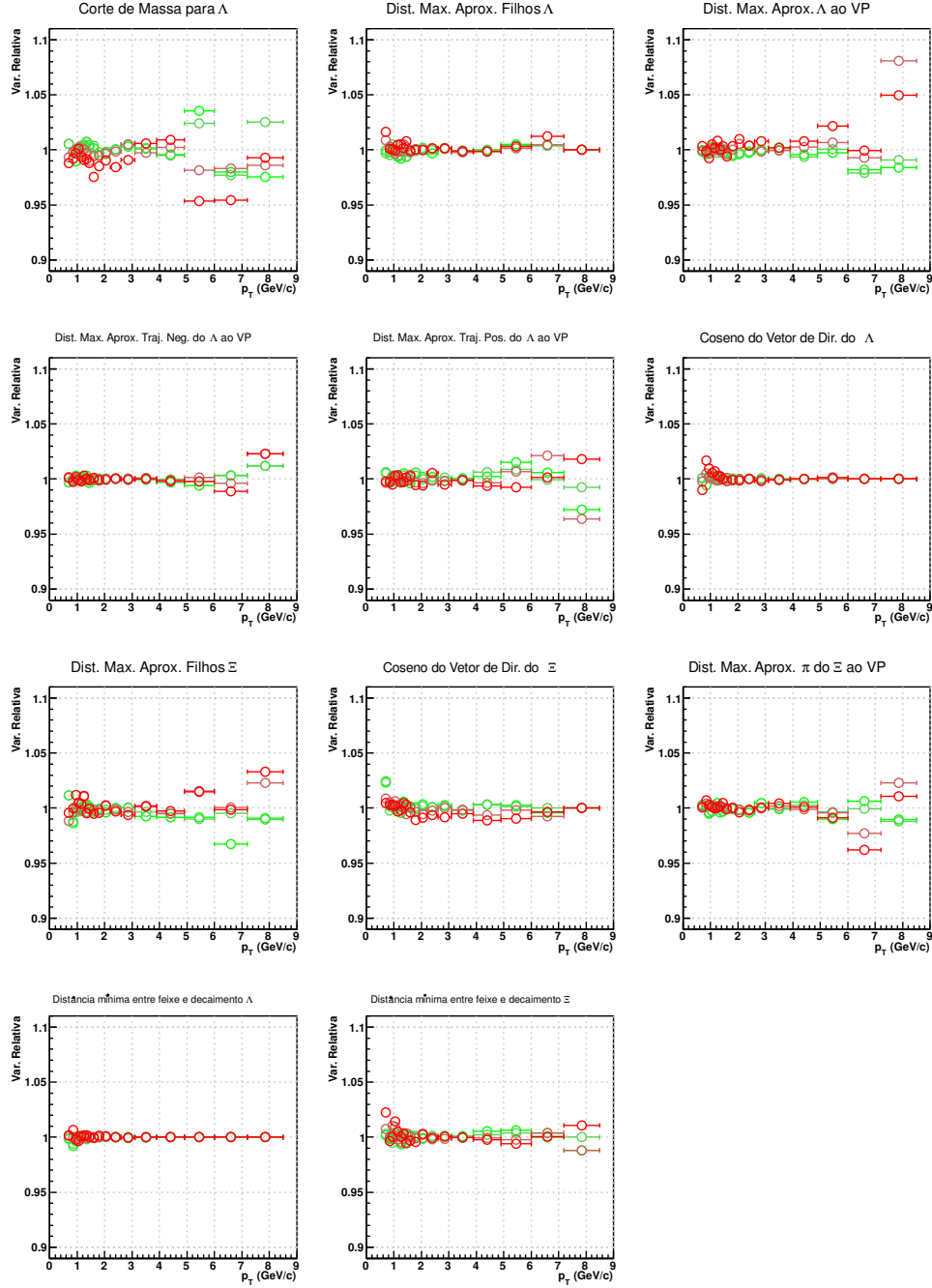


Figura D.6: Variações relativas do espectro de momento transversal de Ξ^- quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.2 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

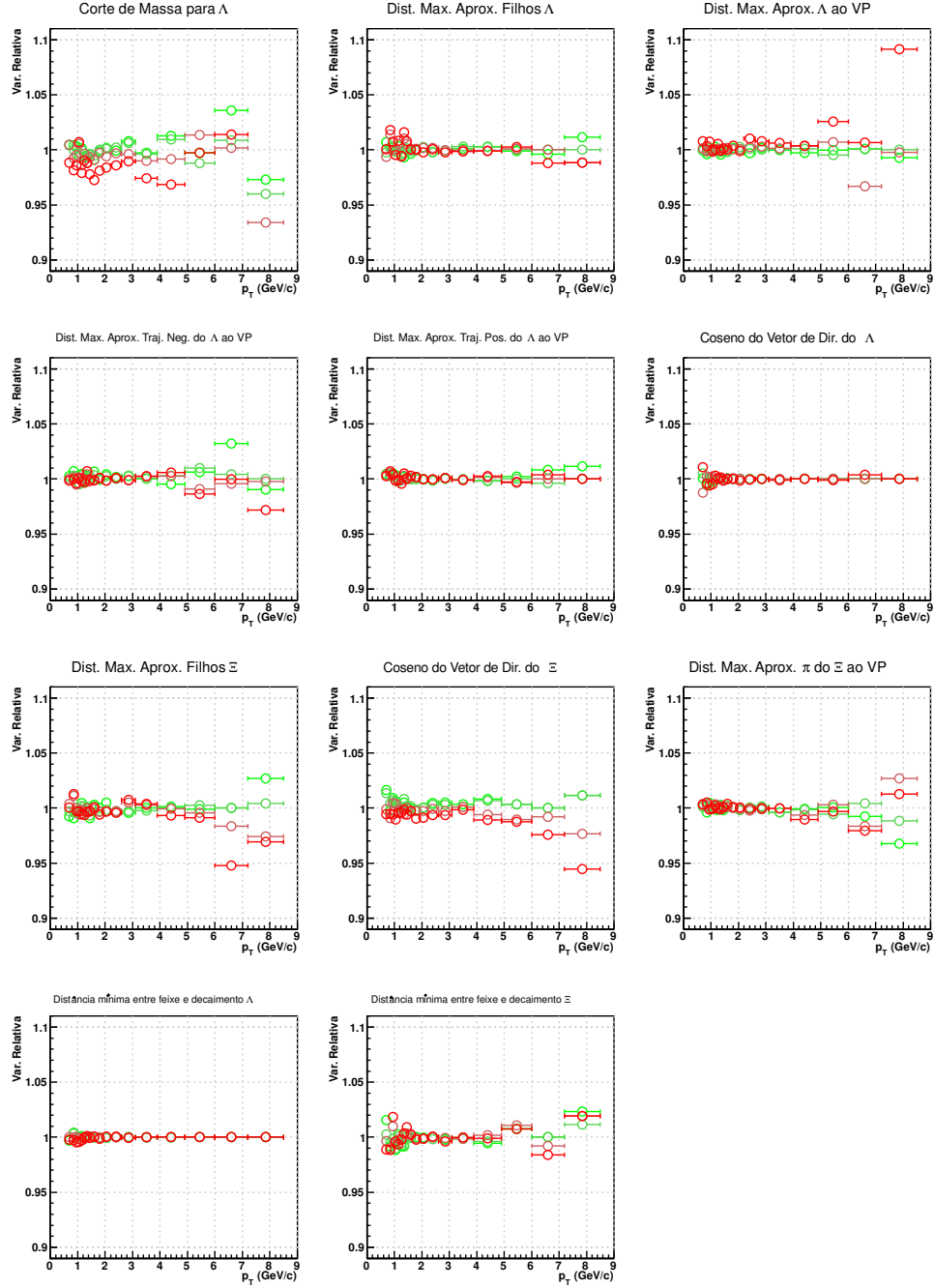


Figura D.7: Variações relativas do espectro de momento transversal de Ξ^+ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.2 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

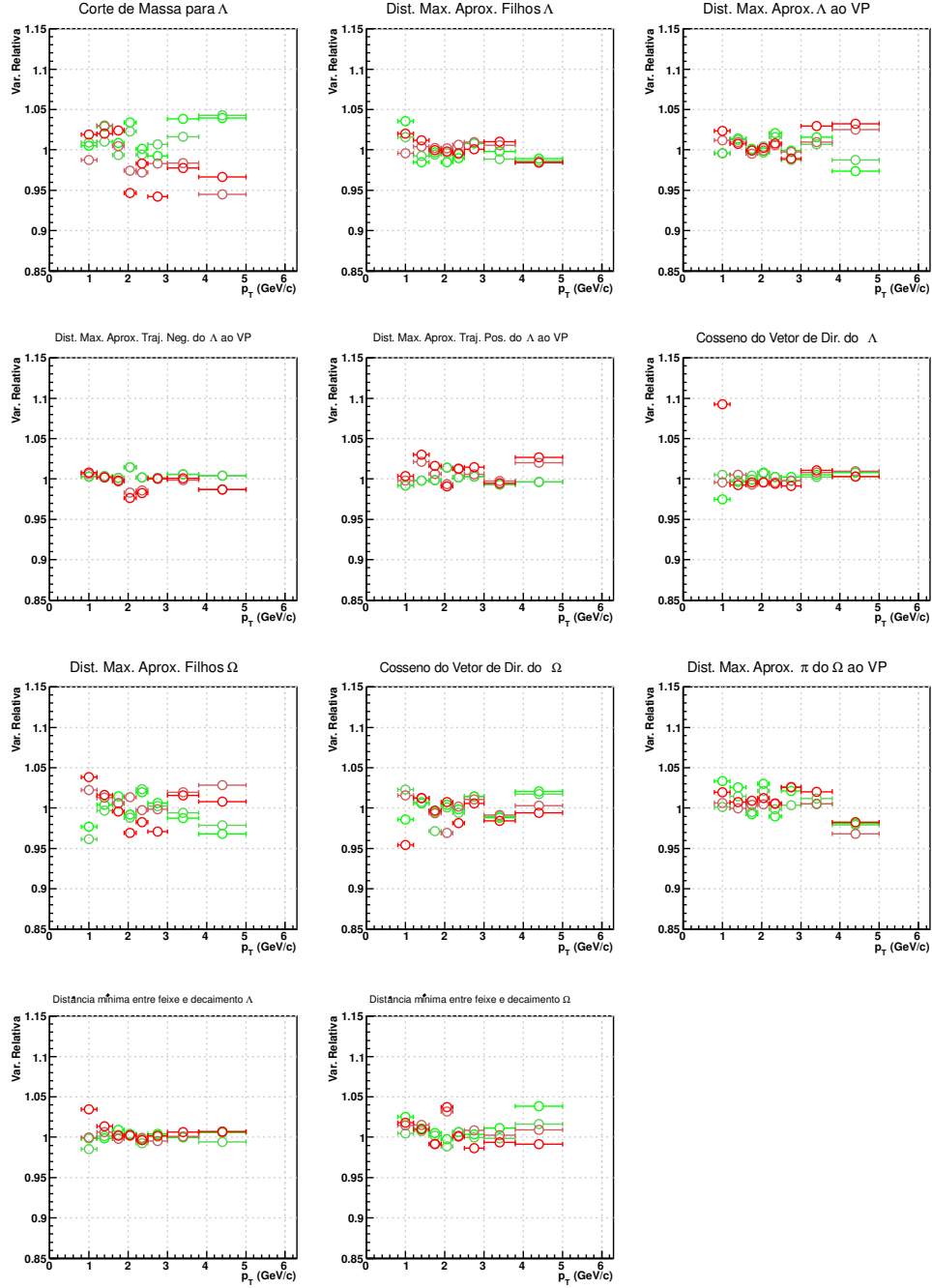


Figura D.8: Variações relativas do espectro de momento transversal de Ω^- quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.3 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

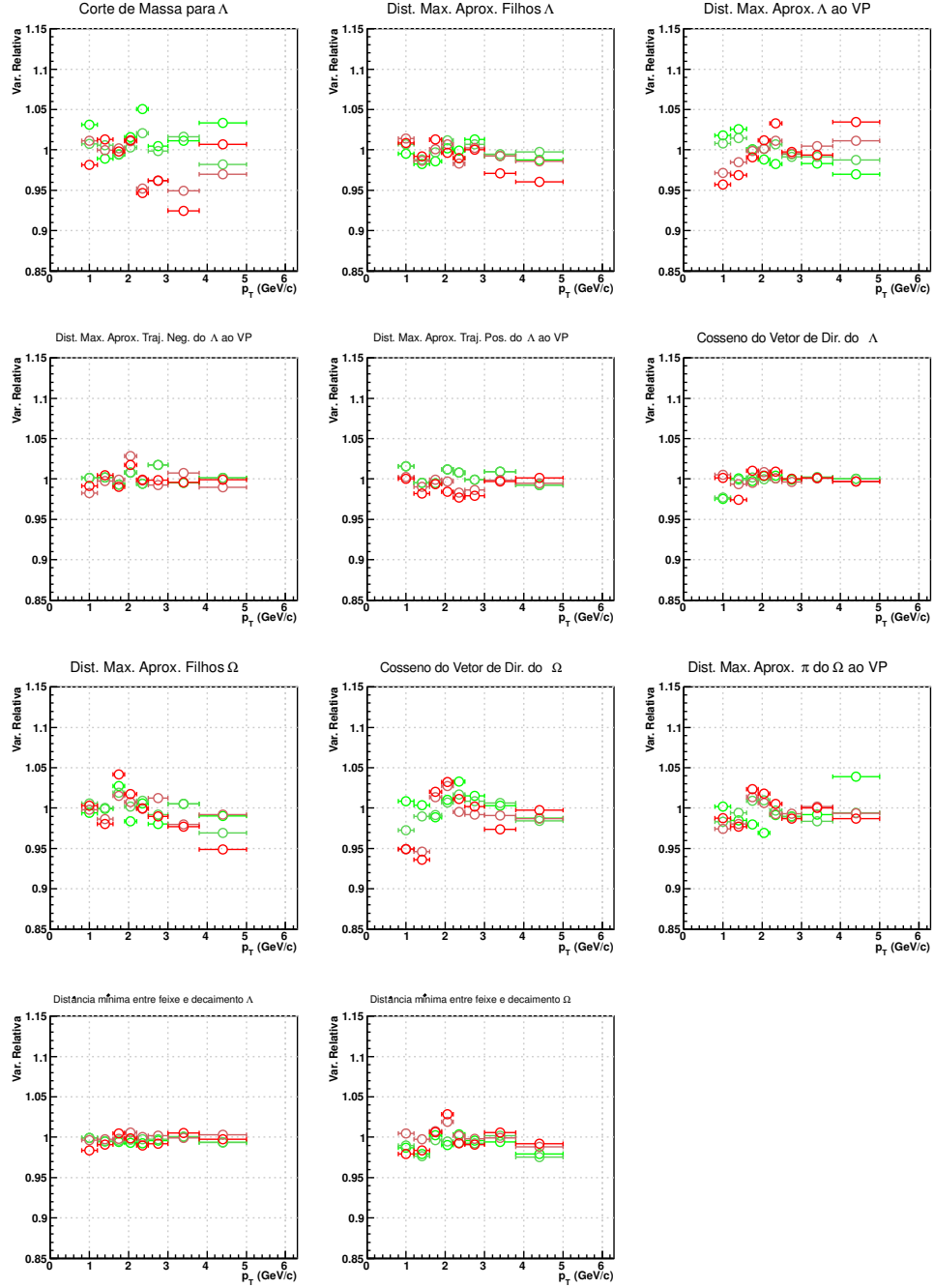


Figura D.9: Variações relativas do espectro de momento transversal de $\bar{\Omega}^+$ quando são utilizados os cortes topológicos da tabela D.3 para cada uma das variáveis de corte. Os pontos verdes correspondem a cortes topológicos menos restritivos, enquanto que os vermelhos correspondem a cortes mais restritivos.

Apêndice E

Estudos de PYTHIA em multiplicidade

Um dos estudos que podemos realizar fazendo uso do PYTHIA é a verificação do momento transferido médio, $\langle Q^2 \rangle$, em diferentes categorias de multiplicidade de evento, conforme mostra a figura E.1. Note que, na implementação atual do PYTHIA de múltiplas interações partônicas, o valor de Q e Q^2 que é fornecido pelo gerador de eventos corresponde ao espalhamento partônico com o maior valor de momento transferido na reação. É portanto razoável assumir que este espalhamento será o que determinará as características gerais da interação próton-próton em primeira aproximação. Observamos que a seleção de eventos com grande número de partículas carregadas produzidas seleciona também eventos que têm um momento transferido médio $\langle Q^2 \rangle$ maior, conforme indicado pelas linhas verticais tracejadas da figura E.1. Quando graficado o valor da média do número de partículas produzidas e $\langle Q^2 \rangle$, nota-se uma dependência aproximadamente linear, mostrada no gráfico interno da figura E.1.

A implementação atual do PYTHIA de múltiplas interações partônicas também permite ao usuário a obtenção da informação do número de espalhamentos partônicos realizados em um evento simulado. Graficamos esta variável para as diferentes categorias de multiplicidade na figura E.2 e observamos aqui também um aumento do número médio de interações partônicas para eventos com grande multiplicidade. Quando graficado o número médio de interações partônicas para cada categoria de multiplicidade e o número médio de partículas produzidas, como indicado na subfigura de E.2, observamos também uma dependência

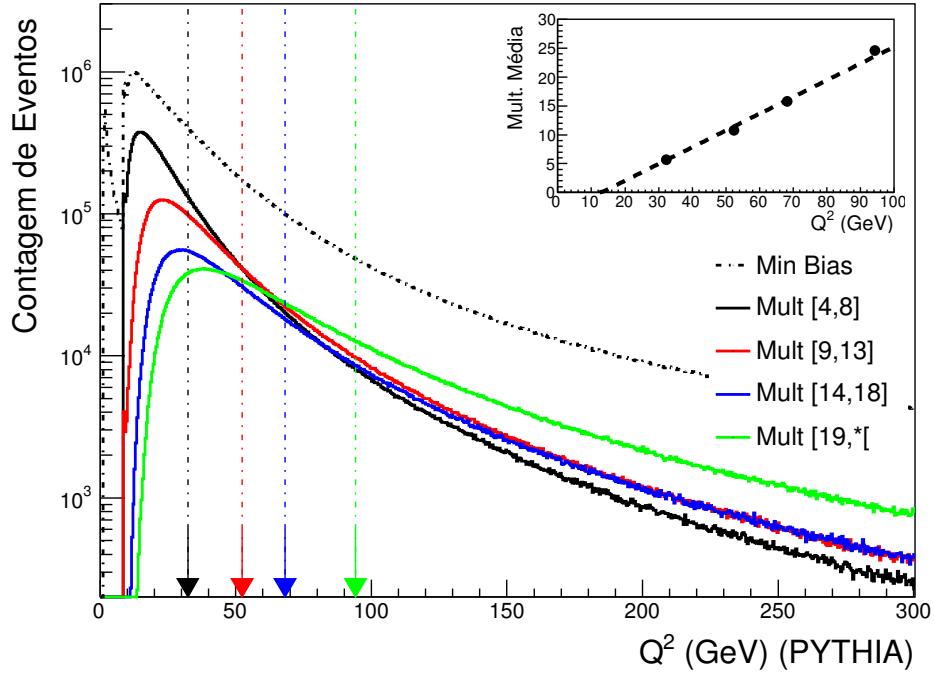


Figura E.1: Relação entre o quadrado do momento transferido Q^2 e a multiplicidade de cada evento próton-próton a 7 TeV. Computado utilizando PYTHIA Perugia-2011. No gráfico interno: relação entre momento transferido Q^2 e quantidade de partículas carregadas produzidas na interação.

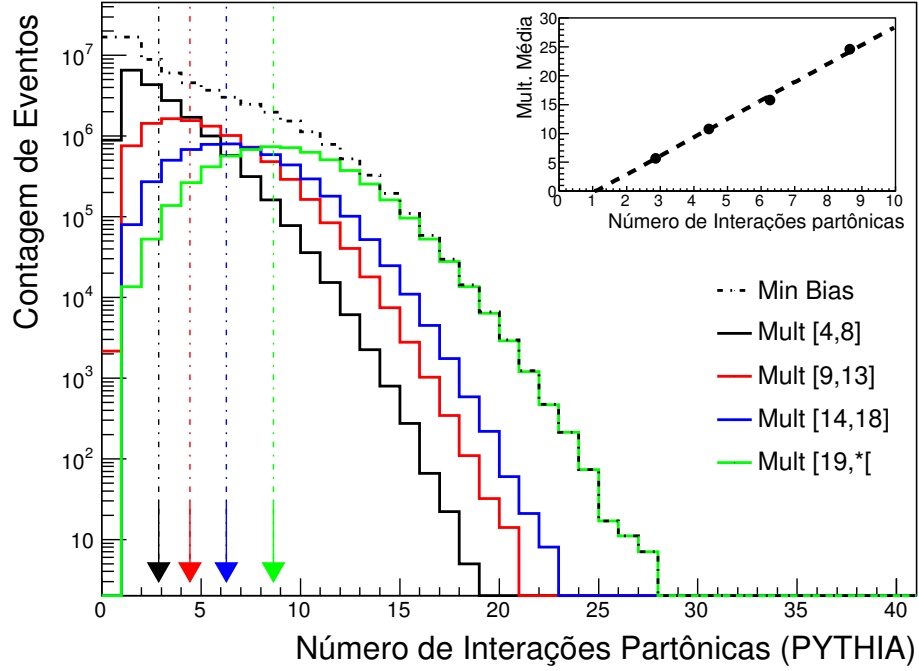


Figura E.2: Relação entre o número de interações partônicas e a multiplicidade de cada evento próton-próton a 7 TeV, computada fazendo uso do simulador PYTHIA Perugia-2011. No gráfico interno: relação entre número de interações partônicas e quantidade de partículas carregadas produzidas na interação.

linear.

Disto, concluímos qualitativamente que a seleção de eventos próton-próton com número maior de partículas carregadas vicia a amostra de dados, efetivamente selecionando uma faixa na qual os espalhamentos dominantes possuem trocas de momento superiores em relação à amostra de dados sem seleção de multiplicidade. Nestas interações com maior número de partículas produzidas, observamos também que houve um número maior de interações partônicas, o que é notavelmente semelhante ao que ocorre em colisões nucleares. Uma vez que seja determinado que existe uma mudança nas características médias de uma colisão quando é efetuada seleção de multiplicidade mesmo em sistemas próton-próton, é ainda mais importante efetuar comparações cuidadosas entre colisões próton-próton e nucleares.

Glossário

- ALICE** Do inglês “A Large Ion Collider Experiment”, é um experimento montado no LHC, no CERN, voltado ao estudo de colisões relativísticas de íons pesados.
- ATLAS** Do inglês “A Toroidal LHC ApparatuS”, é um experimento montado no acelerador LHC, localizado no CERN.
- CERN** Laboratório de pesquisa localizado em Genebra, na Suíça, onde está localizado o acelerador LHC. Do francês “Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”, era originalmente o nome de um conselho dedicado ao estudo de pesquisa nuclear. O nome desta organização foi mudado para “Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire” em 1954, mas a abreviação CERN continuou sendo usada por praticidade e facilidade de pronúncia e acabou sendo atribuída ao laboratório.
- CMS** Do inglês “Compact Muon Solenoid”, é um experimento montado no LHC, localizado no CERN.
- CTP** Sigla do inglês “Central Trigger Processor”, denota o sistema de processamento de sinais de trigger do ALICE.
- D-RORC** Do inglês “DAQ Read-Out Receiver Card”, é o nome dado à placa PCI (ou PCI-Express) utilizada nos computadores do sistema de DAQ do ALICE, tanto nos LDCs quanto nos GDCs.
- DAQ** Do inglês “Data Acquisition”, denota o sistema de aquisição de dados do ALICE.
- DCA** Do inglês “Distance of Closest Approach”, é a distância de máxima aproximação entre duas trajetórias de partículas.
- DCA** Do inglês “Distance of Closest Approach”, é a distância de máxima aproximação entre duas trajetórias de partículas.
- DCA_{xy}** Denota a projeção no plano xy da distância de máxima aproximação de uma trajetória com um ponto - tipicamente o vértice primário.
- DCS** Do inglês “Detector Control System”, é o nome dado ao conjunto de sistemas de monitoramento de segurança dos detectores do ALICE.
- FAIR** Do inglês “Facility for Antiproton and Ion Research”, é um projeto de um acelerador internacional de antiprótons e íons, a ser construído na região de Darmstadt, na Alemanha.

FERO	Do inglês “Front-End Read-Out”, é o nome dado às placas de aquisição de dados presentes em cada sistema de detecção do ALICE.
FMD	Do inglês “Forward Multiplicity Detector”, trata-se de um detector na região frontal de rapidez do ALICE.
FSR	Do Inglês “Final State Radiation”, é o nome dado à irradiação de pártons que ocorre após os espalhamentos partônicos no simulador de eventos PYTHIA.
GDC	Do inglês “Global Data Concentrator”, é o nome dado aos computadores que processam dados do ALICE em tempo real e agrupam os dados medidos em uma estrutura evento-por-evento para processamento posterior.
HERA	Do alemão “Hadron-Elektron-Ringanlage ”, foi um acelerador localizado em Hamburg, na Alemanha. Operou de 1992 até 2007 com colisões lépton-próton.
HLT	Do inglês “High Level Trigger”, denota o sistema de trigger de alto nível do ALICE, usado para seleção de eventos com sinais raros em tempo real.
HMPID	Do inglês “High Momentum Particle Identification Detector”, denota um dos detectores na região central de rapidez do ALICE.
ISR	Do Inglês “Initial State Radiation”, é o nome dado à irradiação de pártons que ocorre antes dos espalhamentos partônicos no simulador de eventos PYTHIA.
ITS	Do inglês “Inner Tracking System”, denota o conjunto de detectores de silício do experimento ALICE.
L0	Sigla do inglês “Level 0 (trigger)”, denota a primeira categoria de sinais de trigger do ALICE, que são os que respondem mais rapidamente.
L1	Sigla do inglês “Level 1 (trigger)”, denota o segundo tipo de sinal eletrônico de trigger do ALICE.
L2	Sigla do inglês “Level 2 (trigger)”, denota a terceira categoria de sinais de trigger do ALICE.
LDC	Do inglês “Local Data Concentrator”, é o nome dado aos computadores que recebem dados não processados dos detectores do ALICE.
LHC	Sigla do Inglês denotando “Large Hadron Collider”, um acelerador em Genebra, na Suíça.
LHCb	Junção da sigla LHC e da letra ‘b’, é um experimento localizado no LHC cujo principal objeto de estudo é o quark b e, especificamente, a violação de CP em mésons B.
MPI	Do Inglês “Multiple Partonic Interactions”, denota os múltiplos espalhamentos partônicos, ordenados por módulo do momento transferido, realizados pelo simulador de eventos PYTHIA durante um evento próton-próton.

-
- OPERA** Do inglês “Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatur”, é um experimento dedicado à detecção de neutrinos tauônicos provenientes de um feixe com origem no CERN. A detecção dos neutrinos ocorre em Gran Sasso, na Itália, a uma distância de 731 *km* do CERN.
- PDF** Do Inglês “Parton Distribution Function”, denota um conjunto de funções que parametrizam a fração do momento de um hádron carregada por cada um dos seus pártons constituintes e para cada tipo de hádron.
- PHOS** Do inglês “PHOton Spectrometer”, denota um dos detectores na região central de rapidez do ALICE.
- PMD** Do inglês “Photon Multiplicity Detector”, trata-se de um detector na região frontal de rapidez do ALICE.
- pQCD** Do inglês “Perturbative Quantum Chromodynamics”, denota a teoria da QCD desenvolvida perturbativamente, i.e. computada em potências da variável de acoplamento, α_S .
- QCD** Do inglês “Quantum Chromodynamics”, denota a teoria que descreve a interação forte.
- QED** Do inglês “Quantum Electrodynamics”, denota a teoria que descreve a interação eletromagnética.
- QGP** Do inglês “Quark-Gluon Plasma”, denota um estado de alta densidade partônica no qual quarks e glúons não se encontram confinados em hádrons.
- RHIC** Sigla do Inglês denotando “Relativistic Heavy Ion Collider”, um acelerador em Brookhaven, nos EUA, no qual está montado o experimento STAR.
- SDD** Do inglês “Silicon Drift Detector”, denota um dos três detectores de silício que compõem o ITS do ALICE.
- SL** Do inglês “Shift Leader”, é a abreviação do nome dado ao posto de líder de turno do ALICE.
- SMAQ** Do inglês “Snapshot Memory Acquisition”, é o sistema utilizado para arquivamento de uma amostra de 25 ms de todos os sinais de trigger do ALICE.
- SNO** Do inglês “Sudbury Neutrino Observatory”, é o nome de um experimento dedicado à observação de neutrinos solares.
- SPD** Do inglês “Silicon Pixel Detector”, denota um dos três detectores de silício que compõem o ITS do ALICE.
- SPS** Do inglês “Super Proton Synchrotron”, é um acelerador localizado no CERN. Utilizado desde a década de 80, atualmente serve de último estágio de aceleração para os feixes antes de sua injeção final no acelerador LHC.

SSD	Do inglês “Silicon Strip Detector”, denota um dos três detectores de silício que compõem o ITS do ALICE.
STAR	Do inglês “Solenoidal Tracker at RHIC”, é um experimento montado no acelerador RHIC, em Brookhaven, nos EUA, com seu principal objeto de estudo sendo colisões nucleares e detecção de sinais de QGP.
T0	Denota um dos detectores na região periférica de rapidez do ALICE.
TOF	Do inglês “Time of Flight”, denota um dos detectores na região central de rapidez do ALICE.
TPC	Do inglês “Time Projection Chamber”, denota a câmara de projeção temporal do ALICE.
TRD	Do inglês “Transition Radiation Detector”, denota um dos detectores na região central de rapidez do ALICE.
trigger	Na terminologia usual dos experimentos de física de partículas de altas energias, é um sinal de que houve um evento físico no experimento, e é utilizado como gatilho para a leitura detalhada de detectores mais específicos e/ou lentos.
V0	Um dos detectores nas regiões periféricas de rapidez do ALICE, fornece um dos sinais de trigger de maior importância para a coleta de dados.
ZDC	Do inglês “Zero Degree Calorimeter”, trata-se de um detector nas regiões de rapidez periférica do ALICE.

Referências Bibliográficas

- [1] F. Carminati, P. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paic, J.P. Revol, K. Šafařík, Y. Schutz, and U. A. Wiedemann (ALICE Collaboration). ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 30(11):1517, 2004.
- [2] J. Adams et al (STAR Collaboration). Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys.*, A757:102–183, 2005.
- [3] B. Pontecorvo. Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation. *Sov. Phys. JETP*, 26:984–988, 1968.
- [4] J.N. Bahcall. Solar neutrinos. i. theoretical. *Phys. Rev. Lett.*, 12:300–302, Mar 1964.
- [5] Q.R. Ahmad et al (SNO Collaboration). Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8b solar neutrinos at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87:071301, Jul 2001.
- [6] CERN. Particle chameleon caught in the act of changing, <http://press.web.cern.ch/press/pressreleases/releases2010/pr08.10e.html>, May 2010.
- [7] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Progress of Theoretical Physics*, 1(2):27–42, 1946.

- [8] J. Schwinger. On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. *Phys. Rev.*, 73:416–417, Feb 1948.
- [9] J. Schwinger. Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation. *Phys. Rev.*, 74:1439–1461, November 1948.
- [10] R. P. Feynman. Space-time approach to quantum electrodynamics. *Phys. Rev.*, 76:769–789, Sep 1949.
- [11] R.P. Feynman. The theory of positrons. *Phys. Rev.*, 76:749–759, Sep 1949.
- [12] R.P. Feynman. Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction. *Phys. Rev.*, 80:440–457, Nov 1950.
- [13] F.J. Dyson. The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman. *Phys. Rev.*, 75:486–502, February 1949.
- [14] G. Gabrielse D. Hanneke, S.F. Hoogerheide. Cavity Control of a Single-Electron Quantum Cyclotron: Measuring the Electron Magnetic Moment, arXiv:1009.4831v1 [physics.atom-ph]. 2010.
- [15] W.E. Lamb and R.C. Retherford. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Phys. Rev.*, 72:241–243, Aug 1947.
- [16] G. et al (UA1 Collaboration) Arnison. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider. *Phys. Lett.*, B126:398–410, 1983.
- [17] P. Bagnaia et al (UA2 Collaboration). Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, B129:130–140, 1983.
- [18] P.Z. Skands. QCD for Collider Physics, arXiv:1104.2863 [hep-ph]. 2011.
- [19] K.G. Wilson. Confinement of quarks. *Phys. Rev. D*, 10:2445–2459, Oct 1974.

- [20] S. Bethke. The 2009 world average of α_s . *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 64:689, 2009. 10.1140/epjc/s10052-009-1173-1.
- [21] D.H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, fourth edition, 2000.
- [22] N. Cabibbo and G. Parisi. Exponential hadronic spectrum and quark liberation. *Phys. Lett. B*, 59(1):67 – 69, 1975.
- [23] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense matter: Neutrons or asymptotically free quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34:1353–1356, May 1975.
- [24] A. Maire. *Production des baryons multi-étranges au LHC dans les collisions proton-proton avec l'expérience ALICE*. Université de Strasbourg, 2011.
- [25] C. Kuhn. *Etude de la production de matière étrange dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes avec les expérience STAR au RHIC et ALICE au LHC*. CNRS.
- [26] J.S. Lange. A Comparison between an ultrarelativistic Au+Au collision and the primordial universe, arXiv:hep-ph/0403104. pages 497–500, 2004.
- [27] H. Caines. The RHIC Beam Energy Scan - STAR's Perspective, arXiv:0906.0305v1 [nucl-ex]. 2009.
- [28] M. Bedangadas and the STAR Collaboration. Star experiment results from the beam energy scan program at the rhic. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 38(12):124023, 2011.
- [29] J. Rafelski and B. Müller. Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma. *Phys. Rev. Letters*, 48:1066–1069, April 1982.
- [30] L. Van Hove. Multiplicity dependence of p_t spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions. *Phys. Lett. B*, 118(1-3):138 – 140, 1982.

- [31] T. Alexopoulos et al. Mass-identified particle yields in antiproton-proton collisions at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 64:991–994, Feb 1990.
- [32] T. Alexopoulos et al. Mass identified particle production in proton anti-proton collisions at $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$, 540 GeV , 1000 GeV , and 1800 GeV . *Phys. Rev.*, D48:984–997, 1993.
- [33] CERN. LHC programme coordination web pages, <http://lpc.web.cern.ch/lpc/>, 2011.
- [34] *ATLAS: technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1994.
- [35] G.L. Bayatian et al (CMS Collaboration). *CMS Physics Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items.
- [36] *LHCb : Technical Proposal, CERN-LHCC-98-004 ; LHCC-P-4*. Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1998.
- [37] M. Tadel. Overview of EVE - the event visualization environment of ROOT. *Journal of Physics: Conference Series*, 219(4):042055, 2010.
- [38] 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. Lopez Noriega, G. Paic, J. Pluta, L. Ramello, J. P. Revol, K. Šafařík, J. Schukraft, Y. Schutz, E. Scapparini, R. Snellings, O. Villalobos Baillie, E. Vercellin, and the ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, volume II. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(10):1295, 2006.
- [39] V. Lindstruth L. Riccati D. Rorich P. Van de Vyvre O. Villalobos Baillie H. de Groot C.W. Fabjan, L. Jirdén. *ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system: Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 2004.

- [40] P. D. B. Collins. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics (Cambridge Monographs on Mathematical Physics)*. Cambridge University Press, 1977.
- [41] M. Poghosyan. Diffraction dissociation in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV, 2.76 TeV and 7 TeV with ALICE at the LHC, arXiv:1109.4510v1 [hep-ex]. 2011.
- [42] P. Billoir. Track fitting with multiple scattering: A new method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 225(2):352 – 366, 1984.
- [43] K. Nakamura and Particle Data Group. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A):075021, 2010.
- [44] R. Brun et al. GEANT3 User Guide. *CERN Data Handling Division DD/EE/841*, 1985.
- [45] A. Fasso J. Ranft A. Ferrari, P.R. Sala. *FLUKA: A multi-particle transport code (program version 2005)*. CERN, Geneva, 2005.
- [46] R. Barlow. Systematic Errors: facts and fictions, arXiv:0207026v1 [hep-ex]. 2002.
- [47] C. Tsallis. Possible generalization of boltzmann-gibbs statistics. *Journal of Statistical Physics*, 52:479–487, 1988. 10.1007/BF01016429.
- [48] P.Z. Skands T. Sjostrand, S. Mrenna. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 05:026, 2006.
- [49] P.Z. Skands. Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes. *Phys. Rev.*, D82:074018, 2010.
- [50] R. Field. Early LHC Underlying Event Data - Findings and Surprises, arXiv:1010.3558v1 [hep-ph]. 2010.
- [51] K. Aamodt et al (ALICE Collaboration). Strange particle production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ GeV with ALICE at the LHC. *Eur. Phys. J. C*, 71:1594, 2011.

- [52] V. Khachatryan et al (CMS Collaboration). Strange particle production in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV . *JHEP*, 2011:1–40, 2011. 10.1007/JHEP05(2011)064.
- [53] B.I. Abelev et al (STAR Collaboration). Strange particle production in p + p collisions at $\sqrt{s} = 200\text{ GeV}$. *Phys. Rev.*, C75:064901, 2007.
- [54] K. Aamodt et al (ALICE Collaboration). Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 68:89–108, 2010. 10.1140/epjc/s10052-010-1339-x.
- [55] K. Aamodt et al (ALICE Collaboration). Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ with ALICE at LHC. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 68:345–354, 2010. 10.1140/epjc/s10052-010-1350-2.
- [56] K. Aamodt et al (ALICE Collaboration). Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 105:252301, Dec 2010.
- [57] V. Khachatryan et al (CMS Collaboration). Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC. *JHEP*, 09:091, 2010.
- [58] R. Campanini and G. Ferri. Experimental equation of state in pp and collisions and phase transition to quark gluon plasma. *Phys. Lett. B*, 703(3):237 – 245, 2011.
- [59] B.I. Abelev et al (STAR Collaboration). Systematic measurements of identified particle spectra in pp , $d + \text{Au}$, and $\text{Au} + \text{Au}$ collisions at the STAR detector. *Phys. Rev. C*, 79:034909, Mar 2009.
- [60] *ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): Technical Design Report*. Technical Design Report ALICE. CERN, Geneva, 1999.