

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

**Medida da Produção de Hádrons Estranhos e
Estudo do Processo de Hadronização em
Colisões entre Íons Pesados Relativísticos**

Dissertação de Mestrado apresentada ao IFUSP como parte dos requisitos
para obtenção do título de Mestre em Física.

Ulisses Gulart de Souza

Orientador: Marcelo Gameiro Munhoz

São Paulo

2013

Agradecimentos

Desde o início do mestrado, contei com a confiança e o apoio de inúmeras pessoas e instituições, sem os quais esta pesquisa não teria sido possível.

Ao meu orientador, Prof. Marcelo Gameiro Munhoz, pela disponibilidade, colaboração, conhecimentos transmitidos e capacidade de estímulo ao longo de todo o trabalho.

A todos os colegas do GRIPER da USP, pela amizade e troca de conhecimento que foram fundamentais para o desenvolvimento do projeto. Aos amigos da Unicamp, Geraldo e Rafael, pela amizade e discussões igualmente importantes.

Aos professores Alexandre Suaide e Jun Takahashi, pelas sugestões em relação ao trabalho.

À Colaboração STAR, principalmente aos pesquisadores Xin Dong e Lijuan Ruan, pela orientação no período que estive em Brookhaven.

Aos meus amigos de graduação, Cesar, Helen, Felipe, Vanderson, Lucas, James, Denise, Fábio, Kadu e Julian, por terem tornado mesmo os momentos mais árduos de estudo divertidos e memoráveis.

Aos meus familiares, em especial ao meu pai, à minha mãe e à minha irmã, pelo amor e apoio aos estudos que me propiciaram a chegar até aqui.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e ao Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL), pelo apoio financeiro.

Resumo

O principal objetivo de experimentos envolvendo colisões de íons pesados relativísticos é estudar a matéria nuclear sob condições extremas de temperatura e densidade. Sob tais condições, acredita-se que a matéria transite para um novo estado no qual quarks e glúons deixem de estar confinados, o plasma de quarks e glúons (PQG). A produção de partículas estranhas é uma importante ferramenta para a caracterização desse novo estado. O aumento da produção dessas partículas já era considerado como sendo um possível sinal para a existência do plasma de quarks e glúons mesmo antes da obtenção dos primeiros resultados experimentais do RHIC.

Nesse trabalho, é feita a determinação da produção das partículas estranhas neutras K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, utilizando o intervalo de rapidez $y < |0.75|$. Em seguida, esses dados são comparados a modelos teóricos (estatístico-termodinâmicos, coalescência e core-corona) para entender o processo de produção dessas partículas em colisões de íons pesados relativísticos.

Abstract

The main goal of relativistic heavy ion collisions is to study nuclear matter under extreme conditions of temperature and density. It is under these conditions that it is believed that a phase transition to a new state of matter where quarks and gluons are no longer confined takes place, the so called Quarks and Gluon Plasma. Strange particle production is an important tool for the characterization of this new state of matter. Strangeness enhancement was considered as a possible evidence for the formation QGP even before the first RHIC experimental results.

In this thesis, it is determined a production of neutral strange particles K_s^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, using a rapidity range $y < |0.75|$. These data are compared to theoretical models (statistical-thermodynamic, coalescence and core-corona) in order to understand the hadronization process in relativistic heavy ions collisions.

Sumário

1	Introdução.	1
1.1	Cromodinâmica Quântica (QCD)	1
1.2	Plasma de Quarks e Glúons (PQG)	4
1.3	Colisões entre Íons Pesados Relativísticos	7
1.4	Produção de Estranheza como Evidência do PQG.	9
2	Modelos para Produção de Partículas.	11
2.1	Modelo Estatístico-Termodinâmico	11
2.1.1	O Software THERMUS	14
2.2	Modelo de Coalescência	16
2.3	Modelo Core-Corona	20
3	Arranjo Experimental.	27
3.1	O Acelerador RHIC	27
3.2	O experimento STAR.	29
3.2.1	<i>Time Proportional Chamber</i> (TPC)	31
3.2.2	<i>Zero Degree Calorimeter</i> (ZDC)	33
3.2.3	<i>Central Trigger Barrel</i> (CTB)	34
3.2.4	<i>Beam Beam counters</i> (BBC)	35
3.2.5	Calorímetros BEMC e EEMC	36
3.2.6	<i>Forward Time Projection Chamber</i> (FTPC)	36
3.2.7	<i>Silicon Vertex Tracker</i> (SVT) e <i>Silicon Drift Detector</i> (SDD). . .	37
3.2.8	<i>Time of Flight</i> (TOF)	37
3.2.9	Sistema de <i>Trigger</i>	39
3.3	Redução dos dados Brutos	40
3.4	Atividades Desenvolvidas em Brookhaven.	41
4	Análise.	43
4.1	Seleção dos Eventos.	43
4.2	Reconstrução do V0.	45

4.3	Identificação de Partículas.	47
4.4	Espaço de Fase.	48
4.5	Espectro de Massa Invariante e Método para Extração do Fundo.	50
4.6	Otimização dos Cortes nos Parâmetros Geométricos.	52
4.7	Medidas Diferenciais.	55
4.7.1	Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para K_s^0	55
4.7.2	Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para Λ	56
4.7.3	Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para $\bar{\Lambda}$	57
4.8	Eficiência na reconstrução	58
4.9	Espectro Invariante de Momento Transversal.	62
4.10	Determinação da Produção das Partículas a partir do Espectro Invariante de p_t	64
4.10.1	Produção de K_s^0	65
4.10.2	Produção Inclusiva de Λ	67
4.10.3	Produção Inclusiva de $\bar{\Lambda}$	68
4.11	Estimativa da Contribuição de Λ e $\bar{\Lambda}$ Secundários no Espectro Inclusivo . . .	70
4.11.1	Produção Primária de Λ	75
4.11.2	Produção Primária de $\bar{\Lambda}$	76
4.12	Erros Sistemáticos	78
4.13	Comparação entre a produção de K^- , K^+ e K_s^0	88
5	Discussão dos Resultados	91
5.1	Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$	91
5.2	Aplicação dos Dados a Modelos Estatísticos-Termodinâmicos	92
5.3	Razão Λ/K_s^0 e Modelo de Coalescência	97
5.4	Modelo Core-Corona	99
6	Conclusão	103

Lista de Figuras

1	Constante de acoplamento da QCD (α_s) versus o momento transferido (q) [5]	3
2	Gás de hádrons observado em um meio com densidade normal de energia (esquerda) e Plasma de Quarks e Glúons alcançado através do aumento da densidade de energia no meio (direita) [9].	5
3	Esquema ilustrativo do diagrama de fases da QCD [11].	6
4	Diagrama ilustrativo da evolução hidrodinâmica de um sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP [17].	8
5	Evolução da produção de estranheza em colisões Pb+Pb relativo a colisões p+Pb para partículas (figura à esquerda) e antipartículas (figura à direita) em função do número de quarks estranhos. Dados provenientes do experimento WA97 [23].	10
6	Assimetria na produção dos mésons D^- e D^+ (α) vs x de Feynman ($x_F = p_{ }/p_{max}$) em colisões de π^- contra um alvo fixo [39].	17
7	Dados coletados no STAR e PHENIX mostrando as razões p/π (à direita) e Λ/K_s^0 (à esquerda) em função de p_t para vários sistemas de colisões [42].	18
8	Fator de modificação nuclear (RCP) para várias partículas mensuradas em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ do STAR. As medidas de K_s^0 e de $\Lambda+\bar{\Lambda}$ demonstram que bárions estranhos, em colisões centrais, sofrem um aumento significativo em sua produção (em relação à produção em colisões periféricas) na faixa de p_t intermediário, fato que não é observado para o méson K_s^0 . As medidas das demais partículas também apoiam a hipótese de que o número de quarks que constituem o hádron possui mais influência sobre o aumento na produção do que a massa do hádron. As linhas tracejadas, vermelha e azul, indicam o comportamento médio dos mésons e bárions respectivamente [42].	19
9	A parametrização do fluxo elíptico pelo número de quarks (v_2/n) como uma função do momento transversal pelo número de quarks (p_t/n) [39].	20
10	Fator de aumento para produção de partículas estranhas em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ (E) em função de N_{part} [78].	22
11	Simulação de Glauber Monte-Carlo para uma colisão periférica (40%-50%) de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Os círculos cinza preenchidos representam o <i>core</i> , enquanto que os círculos vazios a <i>corona</i> [46]	23

12	Aplicação do modelo Core-Corona com o uso da fórmula 18 para a produção de Λ , Ξ (esquerda) e suas antipartículas (direita) [46]. A produção por nucleons utilizada no <i>core</i> foi aquela obtida em colisões mais centrais de Au+Au, enquanto que a produção da <i>corona</i> foi obtida através de colisões p+p.	24
13	Resultados dos cálculos (linhas cheias) com a utilização modelo EPOS para produção de Λ e Ξ para Cu+Cu (esquerda) e para Au+Au (direita), ambas a energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. As linhas pontilhadas indicam a contribuição devido apenas a região do <i>core</i>	24
14	Esquema do acelerador do RHIC [50].	28
15	Detector do STAR [54].	30
16	TPC (Time Projection Chamber) do STAR [55].	31
17	Esquema de um setor do TPC [55].	32
18	Posicionamento dos ZDCs em relação ao ponto de interação (figura fora de escala). Os nêutrons viajam pela extensão do tubo do feixe sem serem afetados pelos ímãs do RHIC [58].	33
19	Posicionamento dos cintiladores do CTB na parte externa do cilindro do TPC [59].	34
20	Figura esquemática do BBC [60].	35
21	Figura esquemática do MRPC [67].	38
22	Sinais obtidos no ZDC e CTB a cada evento [50] (a). Distribuição do parâmetro <i>refMult</i> dos eventos classificados em quatro intervalos de centralidade (b)	44
23	Posição do Vértice Primário ao longo do eixo z do TPC.	45
24	Parâmetros Geométricos do V_0	46
25	Energia perdida da partícula ao atravessar o gás TPC em função do momento da mesma [55].	48
26	Distribuição não corrigida da rapidez para K_s^0 (direita) e Λ (esquerda).	49
27	Espectro de Massa Invariante para de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ de todos os eventos <i>Minimum Bias</i> analisados após os cortes iniciais nos Parâmetros Geométricos e identificação pela perda de energia das partículas filhas no gás.	51
28	Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico <i>decayLengthV0</i> . Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (3,5 cm).	52

29	Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico $dcaPostoPV$. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (1,2 cm).	52
30	Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico $dcaNegtoPV$. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (1,2 cm).	53
31	Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico $dcaV0toPV$. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (0,7 cm).	53
32	Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico $dcaV0Daughters$. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (0.75 cm).	53
33	Espectro de Massa Invariante para de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ <i>Minimum Bias</i> após seleção dos cortes nos Parâmetros Geométricos e identificação pela perda de energia das partículas filhas no gás.	54
34	Espectro de Massa Invariante de K_s^0 dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).	56
35	Espectro de Massa Invariante de Λ dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).	57
36	Espectro de Massa Invariante de $\bar{\Lambda}$ dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).	58
37	Eficiência da Reconstrução de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ x p_t para todas as centralidades de colisão	61
38	A comparação entre as eficiências pressupondo uma distribuição uniforme e exponencial para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ x p_t utilizando somente as colisões mais centrais.	62
39	Espectro de momento transversal para K_s^0 considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e Lèvy (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.	65
40	Espectro de momento transversal para Λ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.	67

41	Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.	69
42	Espectro de momento transversal para Ξ e $\bar{\Xi}$ de uma colisão Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV para cada uma das quatro centralidades [82]. Os ajustes aplicados são funções de Boltzmann (linha tracejada).	71
43	Simulação de um espectro de Ξ com p_t constante (esquerda) e do espectro de Λ originado no decaimento dos Ξ 's (direita).	71
44	À esquerda, espectros de momento transversal de Ξ para a simulação com distribuição de constante (curva preta) e ajustes de boltzmann dos espectros feitos a partir momento transversal dos dados experimentais de Ξ (curvas coloridas). À direita, a função de normalização obtida calculando a razão entre os ajustes de Boltzmann e o espectro simulado.	72
45	À esquerda, a distribuição simulada do momento transversal de Ξ após normalização. À direita, a distribuição de Λ secundário oriundo do decaimento da distribuição normalizada de Ξ	72
46	À esquerda a distribuição simulada do momento transversal de Ξ após a normalização. À direita, a distribuição de Λ secundário oriundo do decaimento de Ξ com distribuição normalizada.	73
47	Correção de <i>feed-down</i> para Λ	74
48	Distribuição experimental do momento transversal de Λ antes e depois da correção de <i>feed-down</i> (esquerda) e porcentagem referente a correção (direita) para Λ 's produzidos nas colisões 10% mais centrais.	74
49	Distribuição experimental do momento transversal de $\bar{\Lambda}$ antes e depois da correção de <i>feed-down</i> (esquerda) e porcentagem referente a correção (direita) para $\bar{\Lambda}$'s produzidos nas colisões 10% mais centrais.	75
50	Espectro de momento transversal para Λ considerando a correção de <i>feed-down</i> , diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).	75
51	Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).	77

52	Método de <i>Bin-Counting</i> para a extração de sinal de um espectro de massa invariante de Λ . Nesse método o número de contagens do fundo é obtido através da soma das áreas adjacentes A_1 e A_2	79
53	Razão entre as contagens obtidas pelos métodos de Ajuste Polinomial de 2° grau e de <i>Bin Counting</i>	79
54	Comparação entre os métodos de extração do fundo para K_s^0 utilizando polinômios de 2° e 3° grau.	80
55	Valor médio da posição do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t para dados experimentais (esquerda) e simulados (direita) considerando as quatro centralidades de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$	81
56	Desvio padrão do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t para dados experimentais (esquerda) e simulados (direita) considerando as quatro centralidades de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$	82
57	K_s^0 : Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).	83
58	Λ : Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).	83
59	$\bar{\Lambda}$: Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).	84
60	Espectro de momento transversal para K_s^0 e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.	85
61	Espectro de momento transversal para Λ e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.	86
62	Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.	86
63	Comparação entre os espectros invariante de p_t para os mésons estranhos K_s^0 , K^+ e K^- , com o ajuste de Lèvy e considerando duas centralidades (0-10% e 10%-20%) em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$	88

64	dN/dy vs N_{part} para K_s^0 , K^+ e K^- para colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV. Todas as produções foram determinadas utilizando o ajuste de Lèvy. Os pontos acompanham apenas o erro estatístico.	89
65	À esquerda, a produção dos mésons K_s^0 , K^+ e K^- vs N_{part} em colisões de p+p a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV [81]. Neste gráfico, os pontos de dN/dy contêm apenas o erro estatístico e todas as produções foram obtidas utilizando um mesmo ajuste. Na figura do meio, a produção dos três mésons vs N_{part} em colisões de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV [77, 80] e, à direita, a mesma comparação para colisões de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV [77, 79]. Nessas duas últimas figuras, o dN/dy de K_s^0 é obtido através de uma função de extrapolação diferente daquela utilizada em K^+ e K^- , mas as incertezas combinam erros estatísticos e sistemáticos.	89
66	Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ como função do Número de participantes da colisão (N_{part}).	92
67	Comparação entre as razões experimentais (pontos pretos) e as razões obtidas através do software THERMUS (faixas verdes). Também são mostrados os valores dos parâmetros termodinâmicos (T , μ_Q , μ_S , μ_B e γ_s) associados ao meio formado em uma colisão central (0% – 10%) de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, além do valor de χ^2 desse ajuste.	94
68	Comportamento da temperatura de <i>freezeout</i> químico (à esquerda) e do potencial químico bariônico (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.	95
69	Comportamento do potencial químico de estranheza (à esquerda) e do potencial químico de carga (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.	96
70	Comportamento do fator γ_s (à esquerda) e do χ^2 (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.	97
71	Razão Λ/K_s^0 e $\bar{\Lambda}/K_s^0$ como função do momento transversal para as quatro centralidades utilizadas em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV.	98
72	Fator de modificação nuclear R_{CP} em função de p_t para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. O R_{CP} foi calculado utilizando as colisões com centralidade 0-10% e 40-60%.	99
73	$(dN/dy)/N_{part}$ para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Os pontos nos gráficos consideram os erros estatísticos (barras pretas) e sistemáticos (barras coloridas). As produções de Λ e $\bar{\Lambda}$ estão com a correção de <i>feed-down</i> . As curvas referem-se ao ajuste da fórmula 45	100

Lista de Tabelas

1	Propriedades dos quarks [4].	2
2	Propriedades dos aceleradores utilizados para colisão de íons pesados relativísticos no CERN e BNL. O termo $\sqrt{s_{NN}}$ refere-se a energia total no referencial do centro de massa da colisão [15, 16].	7
3	Multiplicidade, nucleons participantes por evento, colisões binárias por evento e número de eventos analisados para as diferentes centralidades.	44
4	Propriedades das partículas estranhas neutras estudadas.	46
5	Cortes Iniciais nos Parâmetros Geométricos. *DMA é a abreviação de distância de máxima aproximação e **VP significa vértice primário.	47
6	Cortes ortogonais nos parâmetros geométricos após otimização.	54
7	Produção de K_s^0 para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.3$); a temperatura (T); e o χ^2/dof do ajuste de Boltzmann.	66
8	Produção de K_s^0 para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Lèvy ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Lèvy (dN/dy $0 \leq p_t < 0.3$); a temperatura (T); o coeficiente (n); e o χ^2/dof do ajuste de Lèvy.	66
9	Produção de Λ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste de Boltzmann.	68
10	Produção de Λ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste exponencial.	68

- 11 Produção de $\bar{\Lambda}$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste de Boltzmann. 69
- 12 Produção de $\bar{\Lambda}$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Lèvy ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T) e χ^2/dof do ajuste exponencial. 69
- 13 Propriedades das partículas Ξ e $\bar{\Xi}$ 70
- 14 Produção de Λ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de *feed-down* o para ajuste de Boltzmann. 76
- 15 Produção de Λ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e de a porcentagem referente a correção de *feed-down* para o ajuste de exponencial. 76
- 16 Produção de $\bar{\Lambda}$ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de *feed-down* para o ajuste de Boltzmann. 77
- 17 Produção de $\bar{\Lambda}$ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de *feed-down* para o ajuste exponencial. 77

- 18 Conjunto de cortes aplicados aos candidatos a V_0 de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ com o intuito de verificar a
variação no resultado final (dN/dy) 85
- 19 dN/dy para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ para colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$, no intervalo de rapidez
 $|y|=0.75$, com erros estatísticos e sistemáticos considerando diferentes ajustes (Boltzmann
e Lèvy) e as quatro centralidades distintas. 87

1 Introdução.

Colisões entre íons pesados relativísticos constituem de uma importante ferramenta para estudar as propriedades da matéria nuclear sob condições extremas, como alta temperatura e densidade de energia. Nessas colisões, o núcleo atômico (íon pesado) move-se com uma velocidade próxima da luz e, após a colisão, deposita uma grande quantidade de energia em uma pequena região do espaço onde a temperatura e a densidade são comparáveis com aquelas existentes no universo primordial, microssegundos após o Big-Bang [1]. Sob tais condições, acredita-se que as forças que mantêm os quarks e glúons confinados são suprimidas e a simetria quiral no meio é reestabelecida, promovendo uma transição fase para um novo estado da matéria hadrônica, o plasma de quarks e glúons (PQG) [2]. Nesse capítulo, vamos discutir esses conceitos e como o estudo da produção de estranheza (K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$) nessas colisões pode auxiliar a entender o comportamento da matéria sob condições extremas.

1.1 Cromodinâmica Quântica (QCD)

As partículas podem interagir por meio de quatro forças fundamentais. O modelo padrão da física é uma teoria que descreve três dessas forças: forte, fraca e eletromagnética. A exceção, força gravitacional, é explicada pela Teoria da Relatividade Geral [3].

No modelo padrão, as partículas são classificadas como léptons, quarks ou mediadores de interação. Este último é necessário, pois o modelo padrão se trata de uma teoria quântica de campos, ou seja, a força é o resultado da troca de partículas. A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria física dentro desse modelo que se propõe a descrever a interação forte.

Os quarks são os únicos férmions que podem interagir por meio da força forte e os glúons são os bósons responsáveis pela mediação da mesma. A tabela 1 mostra algumas propriedades dos seis sabores de quarks conhecidos.

Sabor	Símbolo	Massa (MeV)	Carga elétrica
up	u	1.3 – 3.0	+2/3
down	d	3 – 7	-1/3
strange	s	95 ± 25	-1/3
charm	c	1250 ± 90	+2/3
bottom	b	4200 ± 70	+2/3
top	t	194200 ± 3300	-1/3

Tabela 1: Propriedades dos quarks [4].

Quarks não são observados isoladamente na natureza, e sim combinados na forma de hádrons os quais são chamados de bárions, quando formados pelo estado ligado de três quarks (qqq), ou de mésons, quando formados pelo estado ligado de um par quark-antiquark ($q\bar{q}$). Porém, é possível observar bárions formados por estados ligados de três quarks de mesmo sabor, como Δ^{++} (uuu), Δ^- (ddd) e Ω^- (sss), fato que violaria o princípio de exclusão de Pauli para um férmion.

Por isso, foi adicionado um terceiro número quântico ao quark, a cor, que possui três tipos de carga: *red* (r), *green* (g) e *blue* (b). Entretanto, para que a teoria fosse compatível com a não observação de quarks isolados, foi postulado que a carga de cor seria confinada, ou seja, todos os hádrons são partículas neutras com relação à cor e devem ser formados por três quarks de cores diferentes (bárions) ou por dois quarks com cor e anticor (mésons).

Outra característica importante da QCD é que os glúons carregam carga de cor e, portanto, além de mediar a interação forte entre os quarks, também podem interagir entre si. Como consequência disso, a força forte aumenta com a distância entre dois quarks e o seu potencial pode ser escrito por [4]:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr \quad (1)$$

Onde α_s é a constante de acoplamento forte, $4/3$ é o fator de cor, r é a distância entre dois quarks e k é uma constante que possui valor observado de aproximadamente 1 GeV/fm. Esse potencial, por exemplo, se diferencia muito da eletrodinâmica quântica (QED) na qual a força eletromagnética, mediada por fótons não interagentes entre si, possui um potencial

que apenas diminui com a distância entre as cargas.

Olhando para equação 1, percebe-se que, para grandes distâncias, o primeiro termo se torna desprezível deixando linear a dependência do potencial com r . Dessa forma, a energia do campo entre dois quarks pode crescer ilimitadamente com a distância caracterizando o que chamamos de confinamento: os quarks não podem ser isolados e se forçados a isso, a energia do campo aumenta tanto que o sistema torna-se energeticamente favorável à produção de um par quark-antiquark oriundo do vácuo quântico da QCD [3].

Além disso, sabe-se que a constante de acoplamento (α_s) depende do momento transferido pelos quarks durante a interação, diminuindo com o aumento do mesmo (fórmula 2) [5].

$$\alpha_s(|q^2|) = -\frac{12\pi}{(11n - f) - \ln(|q^2|/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2)$$

Onde n é igual a três e representa o número de cores, f é igual a seis e representa o número de sabores, q é o momento transferido entre as partículas e Λ_{QCD} é uma constante da QCD cujo valor está no intervalo entre 50 e 350 MeV^2/c^2 . Importante ressaltar que essa expressão para α_s é válida somente quando $|q^2| \gg \Lambda_{QCD}$. O comportamento de α_s como função do módulo do momento (q) é mostrado na figura 1.

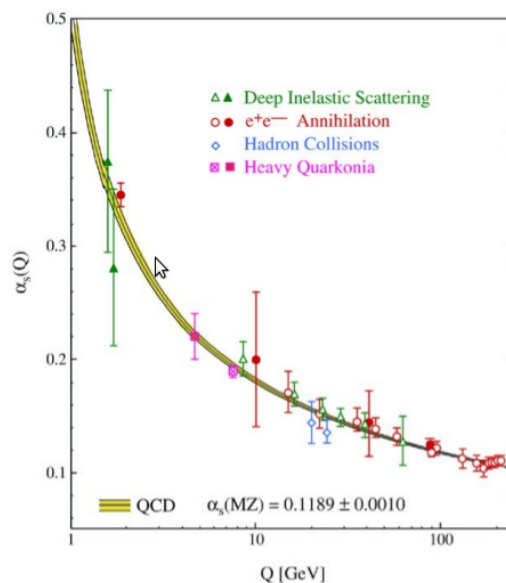


Figura 1: Constante de acoplamento da QCD (α_s) versus o momento transferido (q) [5]

Devido a esse comportamento de α_s , o potencial forte (equação 1) acaba se anulando para interações a pequenas distâncias (r) com valores elevados de troca de momento ($|q|$), pois $\alpha_s \rightarrow 0$ mais rapidamente que $r \rightarrow 0$. Esse fenômeno é conhecido como liberdade assintótica e faz com que os quarks e glúons, dentro desse limite, sejam tratados como partículas livres [5]. A constante Λ_{QCD} pode ser usada para comparar a escala da interação forte, diferenciando um sistema confinado em hadrões ($|q| \sim \Lambda_{QCD}$) de um sistema onde os partons não sentem mais a interação forte ($|q| \gg \Lambda_{QCD}$).

1.2 Plasma de Quarks e Glúons (PQG)

O conceito de liberdade assintótica dos quarks aplicado a um gás ideal de partons no qual pode-se obter propriedades termodinâmicas (tais como temperatura e pressão) foi a ideia inicial que levou à suposição da existência do plasma de quarks e glúons (PQG) [6]. O cenário de Debye pode ser utilizado para explicar o aparecimento desse novo estado da matéria hadrônica [7]. Para compreender esse cenário, primeiramente, foi exemplificado um análogo para matéria condensada.

Se considerarmos a caso hipotético de átomos de hidrogênio isoladamente, tem-se que cada elétron é ligado ao seu próton por meio de força coulumbiana. Entretanto, um elétron num gás de hidrogênio não é atraído somente pelo seu núcleo atômico mais próximo, mas também pelos prótons vizinhos de modo que, quando estes estão bem próximos, ocorre uma mudança no potencial atrativo entre elétron e núcleo [7], o qual passa a ser dado por:

$$V(r) = \frac{e^2}{4\pi e_0 r} \exp\left(\frac{-r}{R_D}\right) \quad (3)$$

Onde r é o raio do elétron ligado ao próton e R_D é o raio de Debye, o qual está relacionado com a densidade de átomos de hidrogênio N_D como mostrado na fórmula 4:

$$R_D \sim \frac{1}{\sqrt[3]{N_D}} \quad (4)$$

A medida que a densidade aumenta, R_D se torna menor do que o raio do elétron inicialmente ligado ao próton (r) fazendo a exponencial na equação 3 tender a zero. Com isso, os elétrons se tornam livres e o gás de hidrogênio se transforma em um condutor de elétrons.

Na QCD, o potencial forte entre dois quarks isolados, inicialmente dado pela fórmula 1, devido a interação com outros hádrons do gás, passa a ser dado por [8]:

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r}e^{-r/R_D} + R_D\sigma \left(1 - e^{-r/R_D}\right) \quad (5)$$

E novamente, a medida que a densidade aumenta, R_D diminui. Dessa forma, o termo responsável pelo acoplamento que acompanha a constante σ também diminui, fazendo com que o cenário de Debye represente a transição de um estado hadrônico da matéria nuclear, no qual a carga de cor estava isolada, para um estado de plasma no qual há a condução da carga de cor e os quarks podem se propagar através do meio, como mostrado na figura 2 [9].

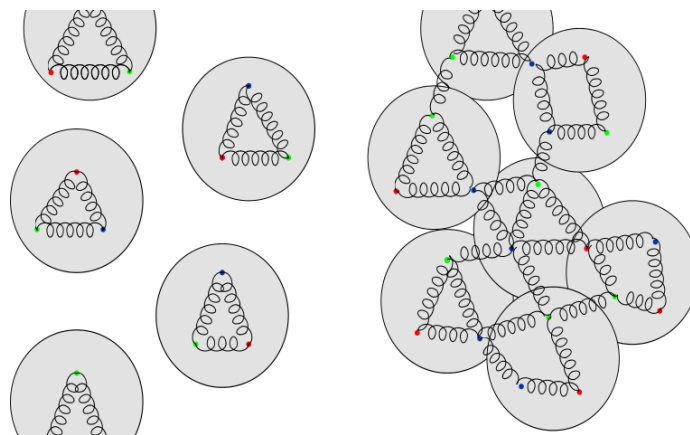


Figura 2: Gás de hádrons observado em um meio com densidade normal de energia (esquerda) e Plasma de Quarks e Glúons alcançado através do aumento da densidade de energia no meio (direita) [9].

Além da liberdade partônica, na transição de fase para o PQG, também é esperada a ocorrência da restauração da simetria quiral. Para entender esse fenômeno e sua importância,

deve-se ter em mente que a massa do quark pode ser dividida em duas partes: a primeira parte seria uma massa intrínseca bariônica cuja origem estaria na interação do quark com o campo de Higgs; e a segunda parte seria uma massa oriunda da interação dos quarks com o meio ao redor. Com a restauração da simetria quiral, a contribuição da segunda parte tenderia a zero [10, 9]. E dessa forma, seria mais fácil produzir um par quark-antiquark no PQG do que num gás de hádrons.

Pode-se caracterizar o PQG e a matéria hadrônica em termos de sua temperatura (T) e densidade bariônica (μ_B). A figura 3 mostra o diagrama de fases da materia nuclear [11].

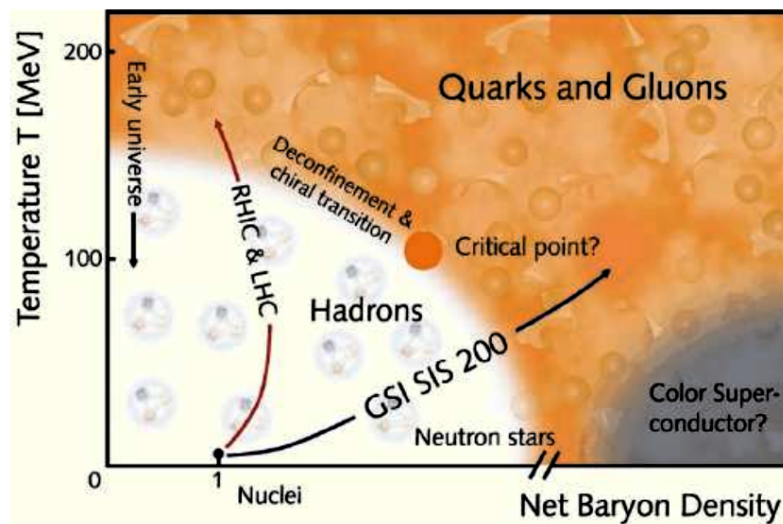


Figura 3: Esquema ilustrativo do diagrama de fases da QCD [11].

A grandeza μ_B (*Net Baryon Density*) expressa a medida do desequilíbrio da proporção entre bárions e anti-bárions. A temperatura crítica T_c , acima da qual a matéria consistiria de um plasma de quarks e glúons, pode ser calculada usando QCD na rede [12]. Através desses cálculos, determinou-se a temperatura crítica como sendo tal que $(154 \pm 8)\text{MeV} < T_c < (178 \pm 8)\text{MeV}$ [13], a qual corresponde a uma densidade de energia entre $0.8 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ e $1.4 \text{ GeV}/\text{fm}^3$.

Segundo a teoria do Big-Bang, valores semelhantes de temperatura e densidade foram alcançados pelo universo quando possuía menos que $10\mu s$ de idade [14]. E dessa forma, o universo seria denso e quente o suficiente para ser composto por um estado não confinado de matéria, ou seja, o PQG.

1.3 Colisões entre Íons Pesados Relativísticos

A melhor maneira de estudar o plasma de quarks e glúons é tentando recriá-lo a partir de colisões entre íons pesados relativísticos. Nos últimos anos, tais experimentos tem sido conduzidos por dois laboratórios: BNL (Brookhaven National Laboratory) localizado nos EUA e CERN (European Organization for Nuclear Research) localizado na fronteira entre França e Suíça. A tabela 2 mostra algumas características de aceleradores desses laboratórios.

Acelerador	Local	Energia Máxima $\sqrt{s_{NN}}$	Tipo
AGS (Alternating Gradient Synchrotron)	BNL	4,86GeV	alvo fixo
SPS (Super Proton Synchrotron)	CERN	17,3GeV	alvo fixo
RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)	BNL	200GeV	colisor
LHC (Large Hadron Collider)	CERN	5,5TeV	colisor

Tabela 2: Propriedades dos aceleradores utilizados para colisão de íons pesados relativísticos no CERN e BNL. O termo $\sqrt{s_{NN}}$ refere-se a energia total no referencial do centro de massa da colisão [15, 16].

Nesses experimentos, a produção de partículas ocorre quando há uma colisão inelástica entre os núcleos. Colisões inelásticas podem ser classificadas de duas formas: difrativas e não-difrativas. Nas colisões difrativas, os núcleos incidentes saem levemente excitados perdendo parte de sua energia cinética, enquanto que, nas colisões não-difrativas, uma porcentagem considerável da energia cinética é utilizada na produção de novas partículas e os íons pesados são fragmentados.

Os processos aplicados para descrever a produção de partículas em uma colisão não-difrativa dependem da ordem de grandeza do momento trocado, o qual é classificado como um espalhamento duro ou mole quando esse momento é alto ou baixo, respectivamente. Essa distinção é importante, pois um espalhamento duro resulta na produção de jatos de partículas, enquanto que espalhamentos moles podem ter sua produção associada a propriedades termodinâmicas do meio.

Um modelo térmico de produção de partículas se apóia na ideia de que o sistema formado após a colisão (fireball) alcança o equilíbrio termodinâmico em algum momento. Esse

equilíbrio pode ocorrer sob dois cenários: sem ou com a presença do PQG, como mostrado na figura 4 [17].

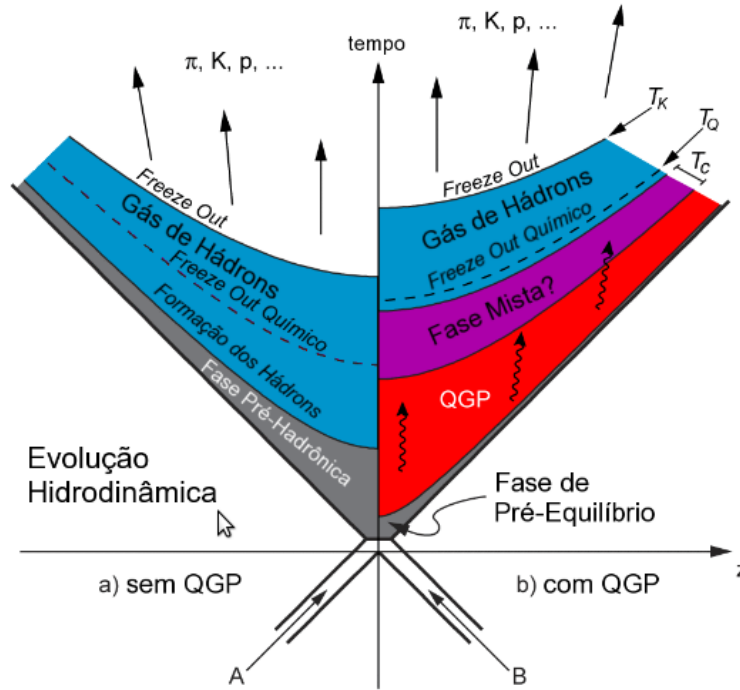


Figura 4: Diagrama ilustrativo da evolução hidrodinâmica de um sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP [17].

Na hipótese em que o PQG não é formado, a primeira fase que ocorre é a pré-hadrônica na qual ocorre a fragmentação dos núcleos e colisões inelásticas entre os pártons. Em seguida, ocorre a formação dos hádrons que podem constituir um gás em equilíbrio. À medida que esse gás se expande e esfria, ele atinge uma temperatura denominada *freeze-out* químico, na qual cessam as colisões inelásticas. Por fim, o gás alcança a temperatura de *freeze-out* cinético, na qual são interrompidas as interações elásticas e os hádrons se propagam até os detectores.

Quando se supõe a formação do PQG, a primeira fase, pré-equilíbrio, é seguida pela formação do PQG no qual pode ocorrer o equilíbrio termodinâmico. Em seguida, o plasma se expande e esfria alcançando a fase mista onde PQG e hádrons coexistem. Por fim, o sistema evolui alcançando as temperaturas de *freeze-out* químico e cinético nas quais cessam as colisões inelásticas e elásticas, respectivamente.

Para distinguir esses dois cenários, há alguns observáveis que servem como indícios da formação do PQG, entre os quais estão: a produção de diléptons e fótons na região de momento transversal entre 2 e 5 GeV/c [19]; a supressão da produção de J/Ψ devido a um fenômeno conhecido como blindagem de cor [20]; a atenuação de jatos, os quais perderiam energia ao atravessar um meio com PQG [19, 21]; e o aumento na produção de estranheza, o qual, por estar diretamente relacionado com esta dissertação, é explicado na próxima seção.

1.4 Produção de Estranheza como Evidência do PQG.

Os quarks estranhos oferecem uma boa oportunidade de estudar os mecanismos pelos quais partículas são produzidas em colisões de íons pesados relativísticos. A massa do quark estranho é maior do que as massas dos quarks mais leves up e down, porém, ela está significativamente mais próxima da massa dessas duas partículas do que da massa dos outros três quarks mais pesados (charm, bottom e top). Além disso, pelo fato do quark estranho não estar presente nos nucleons iniciais, toda estranheza observada foi produzida na colisão.

Mesmo antes da obtenção dos primeiros resultados em colisões de íons pesados relativísticos, o aumento da produção de partículas estranhas já era considerado como sendo um possível sinal para a formação do plasma de quarks e glúons [22]. Esse aumento na produção de estranheza acontece quando o sistema se torna denso e quente o suficiente para produzir preferencialmente quarks e antiquarks estranhos os quais são materializados em hádrons.

Uma forma de evidenciar esse aumento é comparar a produção dessas partículas em colisões núcleo-núcleo com colisões mais elementares (próton-próton ou próton-núcleo), nas quais sabe-se que o sistema não alcança as condições necessárias para a formação do PQG [23]. Dessa comparação, obtemos o fator de *Enhancement* (E) o qual é dado por:

$$E = \frac{1}{N_{part}} \frac{Y_{A+A}}{Y_{p+A}} \quad (6)$$

Onde N_{part} é o número de nucleons participantes da colisão núcleo-núcleo, Y_{A+A} é produção da partícula estranha em colisões núcleo-núcleo e Y_{p+A} é a produção da mesma partícula em colisões próton-núcleo. A figura 5 apresenta esse fator E obtido utilizando a produção a produção a rapidez central de colisões Pb+Pb comparadas com colisões do tipo p+Pb, ambas retiradas do SPS [23].

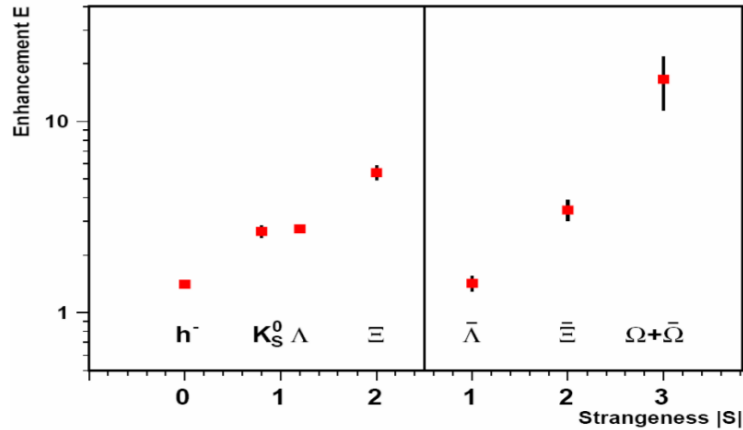


Figura 5: Evolução da produção de estranheza em colisões Pb+Pb relativo a colisões p+Pb para partículas (figura à esquerda) e antipartículas (figura à direita) em função do número de quarks estranhos. Dados provenientes do experimento WA97 [23].

A figura 5 mostra que o fator E apresenta um valor que cresce conforme se aumenta o número de quarks estranhos presentes nas partículas. E isso torna mais provável a aparição de partículas estranhas em colisões entre íons pesados do que em colisões elementares, conforme previsto no cenário que inclui a formação do QGP.

Entretanto, há uma outra explicação para o porquê de colisões A+A produzirem mais quarks estranhos: haveria uma supressão em colisões p+A devido ao fato do sistema formado ser menor e, por isso, possuir menor probabilidade de gerar partículas contendo dois ou mais quarks estranhos. Essa limitação que reduz a produção de estranheza em sistemas menores é chamada de supressão canônica [24, 25], a qual requer que a quantidade de estranheza produzida seja conservada de maneira exata num tratamento estatístico.

Por isso, apesar de verificarmos o aumento da produção de estranheza, essa evidência não é suficiente para afirmar a existência do PQG.

2 Modelos para Produção de Partículas.

Neste capítulo são descritos alguns modelos que tratam da produção de hádrons em colisões de íons pesados relativísticos. Descreveremos três modelos: o Estatístico-Termodinâmico, o de Coalescência e o Core-Corona.

2.1 Modelo Estatístico-Termodinâmico

Os modelos estatísticos-termodinâmicos foram primeiramente propostos por Hagedorn [26] e Fermi [27] e atualmente constituem uma importante ferramenta para se estudar as propriedades da *fireball* em colisões de íons pesados relativísticos. Tais modelos permitem investigar o diagrama de fases da matéria hadrônica e, em especial, uma possível transição de fase para um novo estado de quarks e glúons não confinados, o PQG.

A mecânica estatística estuda os sistemas físicos compostos por um elevado número de partículas. Os observáveis termodinâmicos são obtidos através de cálculos sobre todo o espaço de fase acessível de ensembles estatísticos [28]. O ensemble utilizado nesse trabalho foi o Grande-Canônico, o qual é o mais aplicado ao estudo do comportamento do meio formado em colisões de íons pesados relativísticos [29, 30, 31, 32, 33]. Considerando-se ou não a de formação do PQG, as interações entre as partículas na *fireball* são dominadas pela força nuclear forte. Sabe-se que, nesse tipo de interação, a energia e os números quânticos bariônico (B), de estranheza (S) e de carga (Q) são conservados. O ensemble Grande-Canônico faz a conservação dessas grandezas na média através da temperatura (T) e dos potenciais químicos (μ_B , μ_Q e μ_S).

A grandeza básica necessária para se determinar os observáveis termodinâmicos é a função de partição (Z^{GC}) que relaciona propriedades microscópicas das partículas que constituem o sistema com os parâmetros termodinâmicos de uma amostra macroscópica. No caso do ensemble Grande-Canônico, temos que um gás de hádrons com volume V e temperatura T

terá o logaritmo da função de partição total dada por [34]:

$$\ln(Z^{GC}(V, T, \mu_i)) = \sum_{\text{especies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln \left(1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)} \right)^{\pm 1} \quad (7)$$

Onde g_i , m_i e E_i são, respectivamente, o fator de degenerescência de spin-isospin, a massa e a energia total ($E_i = \sqrt{p^2 + m^2}$) da partícula i . O sinal de mais na equação é utilizado quando a partícula é um férmion, enquanto que o sinal de menos é usado quando trata-se de um bóson. O valor β é proporcional a $1/T$ e o potencial químico é dado por $\mu_i = B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q$, onde B_i , S_i e Q_i são os números quânticos da partícula i . Os valores μ_B , μ_S e μ_Q são os potenciais químicos conjugados que garantem a conservação dos números quânticos na média. Assim, pode-se reescrever a função de partição, obtendo:

$$\ln(Z^{GC}(V, T, \mu_B, \mu_Q, \mu_S)) = \sum_{\text{especies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln \left(1 \pm \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} e^{-\beta e_i} \right)^{\pm 1} \quad (8)$$

Onde $\lambda_B = e^{-\beta \mu_B}$, $\lambda_S = e^{-\beta \mu_S}$ e $\lambda_Q = e^{-\beta \mu_Q}$ são as fugacidades.

Uma vez que a função de partição é conhecida, a multiplicidade das partículas, entropia, pressão e energia são obtidas por diferenciações [34]:

$$\begin{aligned} N_i^{GC} &= T \frac{\partial \ln Z^{GC}}{\partial \mu_i} \\ S^{GC} &= \frac{\partial T \ln Z^{GC}}{\partial T} \\ P^{GC} &= \frac{\partial T \ln Z^{GC}}{\partial V} \\ E^{GC} &= T^2 \frac{\partial \ln Z^{GC}}{\partial T} + \sum_{\text{especies } i} \mu_i N_i^{GC} \end{aligned} \quad (9)$$

Explicitando as contas para a multiplicidade N_i^{GC} , temos:

$$\begin{aligned}
N_i^{GC} &= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{e^{-\beta(E_i - \mu_i)}}{1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)}} \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{-\beta(E_i - \mu_i)} \sum_{k=0}^{\infty} (\mp e^{-\beta(E_i - \mu_i)})^k \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \sum_{k=0}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \int d^3 p e^{-k\beta(E_i - \mu_i)} \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^2} \sum_{k=0}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \frac{m_i^2 T}{k} e^{k\beta\mu_i} K_2(km_i/T) \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^2} \sum_{k=0}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \frac{m_i^2 T}{k} \lambda_B^{kB_i} \lambda_S^{kS_i} \lambda_Q^{kQ_i} K_2(km_i/T)
\end{aligned} \tag{10}$$

Onde $K_2(\frac{m_i}{T})$ é a função de Bessel modificada. Considerando apenas o primeiro termo da soma em k , obtém-se a aproximação de Maxwell-Boltzmann:

$$N_i^{CG} = \frac{g_i V}{(2\pi)^2} m_i^2 T \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} K_2(m_i/T) \tag{11}$$

Essa aproximação é suficiente para a maior parte das partículas, porém, o uso de estatística quântica (Fermi-Dirac ou Bose-Einstein) requer o cálculo de somas infinitas ou integrais numéricas, o que dificulta consideravelmente a resolução do problema. Além disso, a função de distribuição de Bose-Einstein, incluída nos integrandos de todas as quantidades termodinâmicas para bósons, diverge quando:

$$e^{\beta(m_i - \mu_i)} \leq 1 \tag{12}$$

Tal condensação é evitada, pois o potencial químico de todos os bósons no gás são menores do que suas massas, ou seja, $\mu_i < m_i$.

No desenvolvimento do modelo estatístico-termodinâmico, também se leva em consideração o fato do sistema formado após a colisão dos íons não estar em pleno equilíbrio. A

massa do quark s é maior do que as massas dos quarks u e d , por isso, pode ocorrer do sistema alcançar equilíbrio termodinâmico com relação ao número bariônico e a carga, mas não em relação a estranheza. Para compensar o possível desequilíbrio relacionado ao número quântico S , alguns trabalhos [35, 36] acrescentaram um termo *ad hoc* à função de partição (fórmula 13) chamado fator γ_s , o qual mensura essa dissonância entre modelo térmico e dados.

$$\ln(Z^{GC}(V, T, \mu_B, \mu_Q, \mu_S)) = \sum_{\text{especies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln \left(1 \pm \gamma_S^{|S_i|} \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} e^{-\beta e_i} \right)^{\pm 1} \quad (13)$$

Dessa forma, o número de partículas de um determinado hádron passa a ser dado por:

$$N_i^{GC} = \frac{g_i V}{(2\pi)^2} m_i^2 T \gamma_S^{|S_i|} \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} K_2(m_i/T) \quad (14)$$

Assim, para $\gamma_S=1$ o equilíbrio no setor de estranheza é totalmente atingido. Já para $\gamma_S < 1$, o sistema não está em equilíbrio com relação à estranheza.

2.1.1 O Software THERMUS

O sucesso dos modelos estatísticos-termodinâmicos levou à produção de vários programas [37, 38] que usam como entrada a medida de multiplicidade de partículas e, em seguida, calculavam os potenciais químicos e a temperatura de freeze-out químico. Neste trabalho utilizamos o software THERMUS [34], um pacote de Classes e funções em $C++$, o qual é baseado em técnicas de orientação a objeto. Dessa forma, todas as classes do THERMUS herdam propriedades de um TObject do ROOT, tornando uma ferramenta bastante versátil para o estudo termodinâmico de dados experimentais de colisões nucleares.

A atual versão do THERMUS conta com três diferentes tipos de ensembles: Grande-Canônico, Canônico e S-canônico. Nesse trabalho, utilizou-se o ensemble grande canônico, descrito na seção anterior.

O THERMUS utiliza razões entre a multiplicidade de partículas produzidas em uma colisão como parâmetros de entrada. As análises feitas com o THERMUS utilizam a produção de 10 tipos diferentes de partículas (π^+ , π^- , K^+ , K^- , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , Ξ^+ , $\Omega + \bar{\Omega}$ e ϕ). Se fosse utilizado todas as combinações possíveis entre as 10 partículas, haveria 45 razões possíveis, porém, a maior parte dessas não traria informação nova sobre o sistema. Por isso, foram consideradas apenas 13 razões cujo motivo da escolha é mostrado abaixo:

- π^-/π^+ : importante para definição do potencial químico de carga (μ_Q), pois π^+ e π^- (juntamente com π^0) são os hádrons produzidos em maior quantidade pelo sistema, de modo a refletir o número de partículas carregadas do sistema;
- K^-/K^+ e Ω/ϕ : úteis para o cálculo do potencial químico de estranheza (μ_S), pois essas razões expressam a relação entre quarks e anti-quarks s ;
- \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}/\Lambda$ e $\bar{\Xi}/\Xi$: mostram a relação entre matéria e anti-matéria bariônica, portanto, sendo associados ao parâmetro μ_B . É importante ressaltar que a razão \bar{p}/p também está relacionada com a fração dos núcleos incidentes que é parada na colisão (*stopping*). Quanto menor for esse poder de frenamento dos núcleos colididos, mais próxima da unidade estará a relação \bar{p}/p ;
- p/π : define a razão entre os bárions e os mésons mais abundantes, importante para determinação da temperatura;
- K/π , ϕ/π , ϕ/K , Λ/π , Ξ/π e Ω/π : auxiliam a obter a proporção entre a quantidade de quarks estranhos (s) e leves (u e d).

O THERMUS realiza um ajuste baseado em minimização de χ^2 obtendo os parâmetros estatísticos-termodinâmicos (μ_B , μ_Q , μ_S , T e γ_S) que melhor reproduzem as razões entre as multiplicidades citadas acima.

Nesta dissertação, além dos parâmetros estatísticos-termodinâmicos para o meio formado em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$, também foram obtidos os parâmetros do meio formado em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$, Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ e p+p a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ com o intuito de compreender como os mesmos variam à medida que aumenta-se o tamanho do sistema (N_{part}) e a energia por par de nucleon em relação ao centro de massa ($\sqrt{s_{NN}}$).

2.2 Modelo de Coalescência

O estudo da produção de partículas em colisões entre íons pesados relativísticos tem fornecido evidências convincentes de que o processo de hadronização num ambiente denso e quente é bastante diferente daquele produzido em colisões p+p [39]. Modelos de coalescência, também chamados de recombinação, pressupõem que o fluxo coletivo no meio formado após a colisão de íons é de origem partônica, e não hadrônica. Dessa forma, os hádrons seriam formados quando os quarks se aglutinam em estados ligados, semelhante à coalescência de nucleons em núcleos leves ou de constituintes do plasma em átomos ou moléculas.

Uma das principais evidências da existência do processo de hadronização por recombinação de quarks é o *Leading Particle Effect*. Esse fenômeno pode ser observado através da assimetria na produção dos mésons D^- e D^+ em colisões de π^- contra um alvo fixo (Figura 6) [39].

Os mésons D^+ e D^- são compostos respectivamente pelos quarks $c\bar{d}$ e $\bar{c}d$, enquanto que o méson π (o projétil da colisão acima) é formado pelos quarks ud . Supondo que, após a colisão, seja produzido um par $c\bar{c}$ e que exista um certo grau de liberdade partônica para esses quarks se recombinarem com outros próximos, torna-se mais provável a formação de um méson D^- pela combinação do quark d do pion com o \bar{c} proveniente do par $c\bar{c}$. Esse comportamento é claramente visto na figura 6, na qual α é uma medida da assimetria entre a produção de D^- e D^+ (zero implica que ambos os mésons são produzidos em mesma quantidade, enquanto

que 1 seria uma produção exclusiva de D^-) e x_F é uma variável chamada x de Feynman que expressa a razão entre o momento da partícula produzida (D^- ou D^+) pelo momento máximo que essa partícula poderia assumir (o momento do projétil π). A medida que x_F aumenta, há um aumento significativo na produção de D^- , pois esse méson é formado com uma parte significativa do momento do pión no modelo de coalescência.

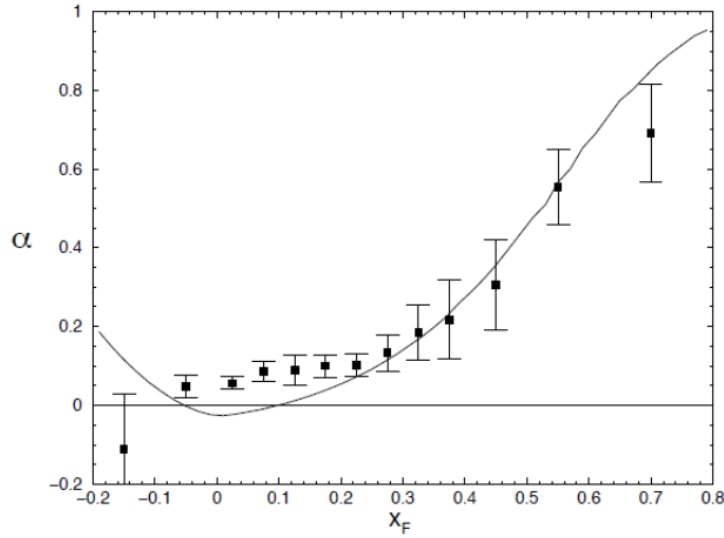


Figura 6: Assimetria na produção dos mésons D^- e D^+ (α) vs x de Feynman ($x_F = p_{||}/p_{max}$) em colisões de π^- contra um alvo fixo [39].

O *Leading Particle Effect* é provavelmente o mais convincente argumento para a existência do mecanismo de recombinação de quarks em colisões contra alvos fixos [40]. Já para colisões entre íons pesados relativísticos temos outras evidências.

A princípio, em colisões de íons pesados relativísticos, esperava-se que a produção de partículas a p_t intermediário ($1 \text{ GeV}/c < p_t < 3 \text{ GeV}/c$) fosse dominada pela física de jatos e processos duros. Inclusive, uma supressão na produção de hádrons com alto momento era prevista para colisões no RHIC devido a perda de energia cinética das partículas com o meio (*jet quenching*)[41].

Essa supressão prevista foi consistente com a medida na produção dos mésons π e K_s^0 , porém, a observação que bárions, tais como próton ou Λ , possuíam pouca ou nenhuma supressão foi surpreendente. Essa medida experimental ficou conhecida como anomalia bariônica do RHIC e mostrava que, para p_t intermediário, a produção de bárions sofria

um aumento quando comparada a de mésons (figura 7).

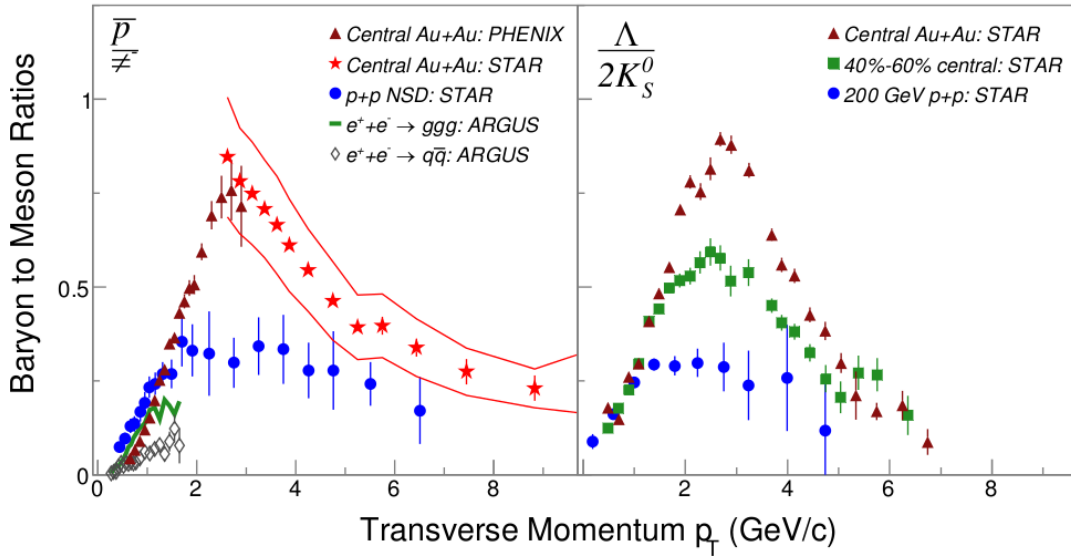


Figura 7: Dados coletados no STAR e PHENIX mostrando as razões p/π (à direita) e Λ/K_s^0 (à esquerda) em função de p_t para vários sistemas de colisões [42].

Outra observação interessante para íons pesados relativísticos está relacionada ao fator de modificação nuclear (R_{CP}), dado pela fórmula 15.

$$R_{CP} = \frac{N_{bin}^{perif} \frac{dN^{central}}{dp_t}}{N_{bin}^{central} \frac{dN^{perif}}{dp_t}} \quad (15)$$

Na fórmula 15, N_{bin}^{perif} e $N_{bin}^{central}$ são os números médios de colisões binárias ocorridas entre os nucleons em colisões periféricas e centrais, respectivamente. Já $\frac{dN^{perif}}{dp_t}$ e $\frac{dN^{central}}{dp_t}$ são respectivamente as produções por intervalo de p_t observadas em colisões periféricas e centrais.

A figura 8 mostra que, para descrever o comportamento observado do R_{CP} em função do p_t , o número de quarks de valência do hádron e, portanto, a maneira como ocorre o processo de hadronização é mais importante do que a coletividade na fase hadrônica, a qual dependeria somente da massa do hádron num modelo hidrodinâmico.

Tentativas de explicar as observações das figuras 7 e 8 como uma transição entre um

processo hidrodinâmico (baixo p_t) e uma produção pura de jatos que sofrem uma supressão no meio (p_t mais elevado) falharam em capturar detalhes cruciais, tais como o fato dos mésons ϕ não se comportarem como prótons cujas massas são quase iguais, e sim como mésons π , os quais são muito mais leves [43].

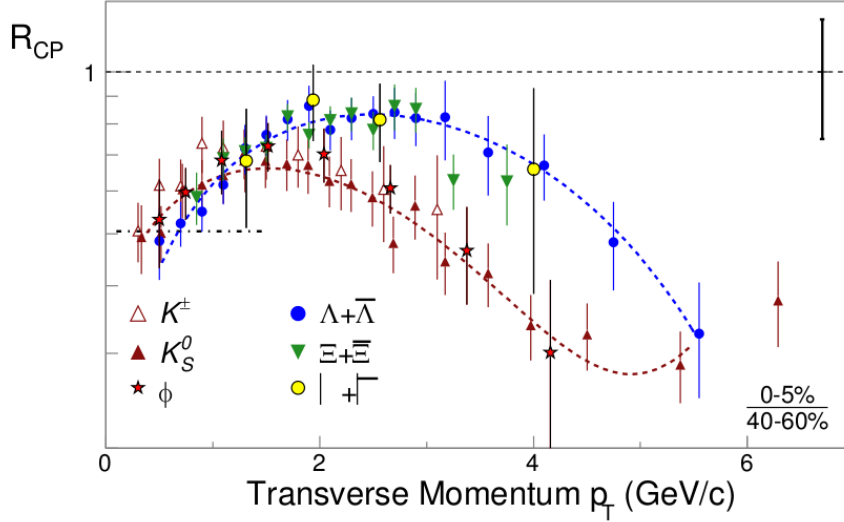


Figura 8: Fator de modificação nuclear (RCP) para várias partículas mensuradas em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ do STAR. As medidas de K_S^0 e de $\Lambda+\bar{\Lambda}$ demonstram que bárions estranhos, em colisões centrais, sofrem um aumento significativo em sua produção (em relação à produção em colisões periféricas) na faixa de p_t intermediário, fato que não é observado para o méson K_S^0 . As medidas das demais partículas também apoiam a hipótese de que o número de quarks que constituem o hádron possui mais influência sobre o aumento na produção do que a massa do hádron. As linhas tracejadas, vermelha e azul, indicam o comportamento médio dos mésons e bárions respectivamente [42].

Além das medidas da razão bárion-méson e do fator de correção nuclear RCP, há uma outra evidência que também corrobora para esse cenário de coalescência: o maior fluxo elíptico [45] para bárions em relação aos mésons, o qual pode ser dimensionado através da fórmula:

$$\frac{1}{3}v_2^B(3p_t) = \frac{1}{2}v_2^M(2p_t) \quad (16)$$

Onde os números 2 e 3 referem-se aos números de quarks de valência nos mésons (M) e bárions (B) respectivamente, enquanto que v_2^M e v_2^B estão relacionados com a distribuição de multiplicidade em relação ao ângulo azimutal (ϕ) para mésons e bárions respectivamente

[39, 44]. A figura 9 mostra essa parametrização do fluxo elíptico para mésons e bárions.

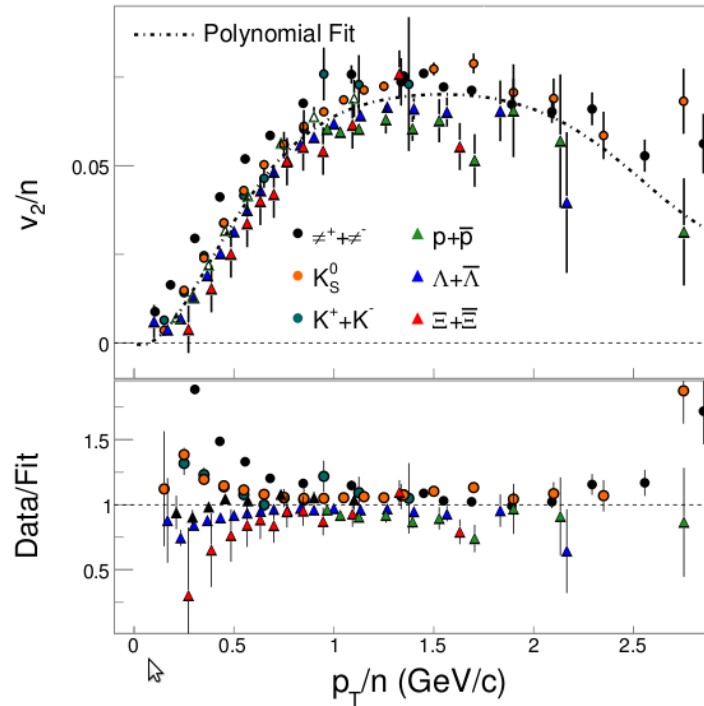


Figura 9: A parametrização do fluxo elíptico pelo número de quarks (v_2/n) como uma função do momento transversal pelo número de quarks (p_t/n) [39].

Não foi possível encontrar um modelo teórico de coalescência aplicável a produção das partículas K_0^s , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, porém, o comportamento das razões Λ/K_0^s e $\bar{\Lambda}/K_0^s$, assim como o valor do fator de modificação nuclear (R_{CP}), podem ser utilizados para verificar, qualitativamente, a possibilidade do meio formado nessas colisões produzirem partículas por meio desse método.

2.3 Modelo Core-Corona

Quando experimentos, como os realizados no RHIC, tentam criar o PQG, normalmente se pensa que, quanto maior o núcleo a ser colidido, mais próximo desse objetivo estaríamos, uma vez que haveria uma quantidade maior de nucleons participantes na colisão (N_{part})

e, conseqüentemente, o sistema formado poderia alcançar maior densidade favorecendo a formação do PQG. Porém, dados tomados no STAR tem mostrado que colisões de Cu+Cu tem produzido entre 20% e 30% mais quarks estranhos por N_{part} do que colisões de Au+Au, como observado em estudos comparativos desses dois tipos de colisão com ambos à uma energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [41].

Os íons de cobre utilizados na colisão possuem 63 nucleons. Se uma colisão central de Cu+Cu produz mais quarks estranhos que 63 colisões próton-próton à mesma energia, então, esse aumento na produção de estranheza pode ser considerado como sendo consistente com a formação do PQG, como discutido na seção 1.4. Os íons de Ouro possuem 197 nucleons e, por serem maiores que os núcleos de cobre, uma colisão central de Au+Au deveria, a princípio, produzir mais estranheza que uma colisão central de Cu+Cu, assim como uma colisão periférica de Au+Au envolvendo 126 nucleons deveria produzir a mesma quantidade de estranheza que uma colisão central de Cu+Cu, porém, esses fatos não são observados.

A maior produção por nucleon para colisões Cu+Cu em relação a colisões Au+Au é mostrada na figura 10, a qual exhibe o fator de *Enhancement* (E) em função de N_{part} para diferentes partículas estranhas.

Os ajustes mostrados na figura 10 foram obtidos através da fórmula 17 que relaciona o fator de *Enhancement* (E) com N_{part} .

$$E_i(N_{part}) = B_i f(N_{part}) + 1 \quad (17)$$

Onde i é o tipo de partícula e B_i é uma constante para a produção da partícula i , válida tanto em colisões Au+Au quanto Cu+Cu, cujo valor é ajustado com base nos dados. A função $f(N_{part})$ é a fração dos nucleons que sofrem mais de uma colisão binária, obtida através de cálculos com abordagem geométrica do tipo Glauber [70]. O valor de $f(N_{part})$, para um mesmo N_{part} , é tipicamente maior em colisões Cu+Cu quando comparado com colisões Au+Au [78].

Essa parametrização descreve, qualitativamente, as duas principais características dos

dados: o aumento, para uma dada colisão, no valor de E com N_{part} e a maior produção de partículas, para um mesmo N_{part} , em colisões Cu+Cu em comparação com colisões Au+Au.

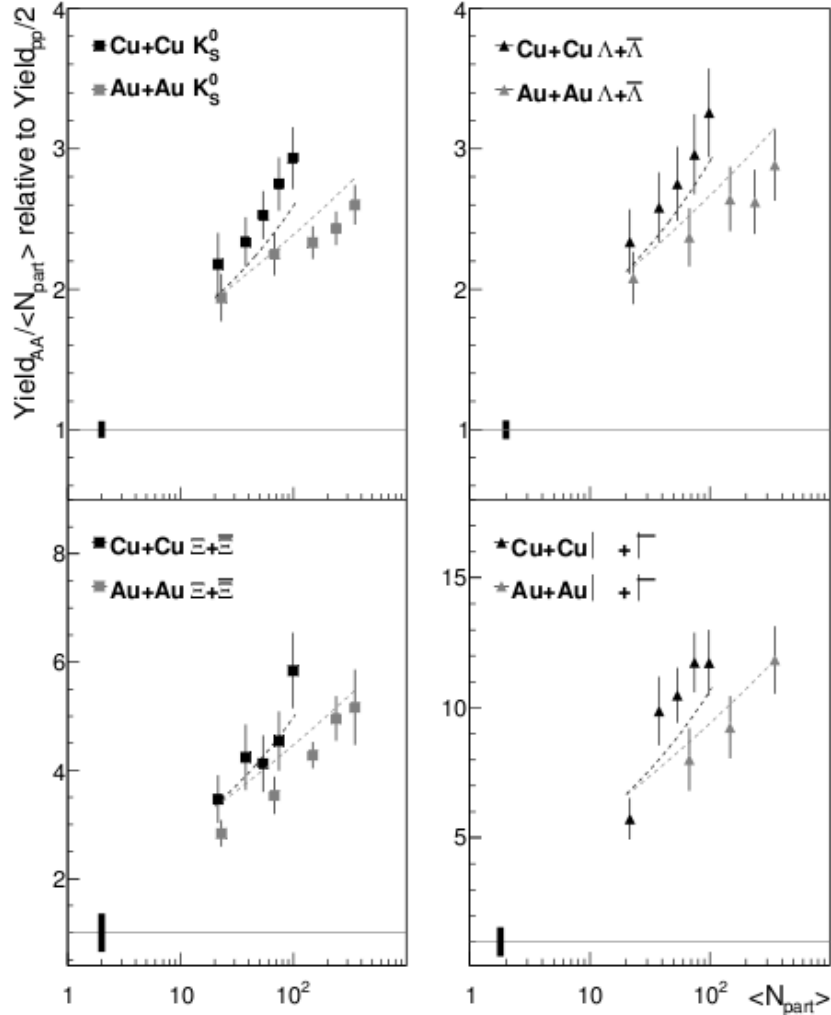


Figura 10: Fator de aumento para produção de partículas estranhas em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ (E) em função de N_{part} [78].

O modelo core-corona surge como uma maneira de descrever essa observação experimental de forma mais precisa e sem depender do ajuste de uma constante aos dados. Nele, o sistema formado após a colisão dos íons pesados relativísticos pode ser dividido em duas partes: um caroço massiço (*core*), no qual a produção das partículas pode ser reproduzida de maneira estatística; e por uma outra região em volta do caroço de baixa densidade, a coroa (*corona*), cuja produção de partículas acontece de maneira similar às colisões periféricas ou colisões p+p. A produção a partir desse modelo é dada pela fórmula 18.

$$M^i(N_{part}) = N_{part} [f(N_{part}) \cdot M_{core}^i + (1 - f(N_{part})) \cdot M_{corona}^i] \quad (18)$$

Onde a multiplicidade total de uma determinada partícula ($M^i(N_{part})$) é a soma das produções no caroço (M_{core}) e na coroa (M_{corona}). O valor de M_{core} pode ser obtido através de modelos estatísticos ou diretamente dos dados, considerando a produção por nucleon participante das colisões mais centrais de Au+Au. O valor de M_{corona} também pode ser obtido diretamente dos dados, considerando a produção das partículas obtida em colisões p+p. A função $f(N_{part})$ passa a ser a fração de nucleons que pertencem ao caroço (*core*) e continua sendo obtida por meio de uma abordagem tipo Glauber, porém, ao invés de observar a fração dos nucleons que sofrem mais de uma colisão binária (como na fórmula 17), o procedimento utilizado considerou a situação do sistema num tempo τ_0 , antes dos hádrons serem formados, de modo que a região de alta densidade seria o caroço, enquanto que a região de baixa densidade, a coroa [46]. A figura 11 mostra o exemplo para uma colisão periférica de Au+Au onde o caroço e a coroa são designados.

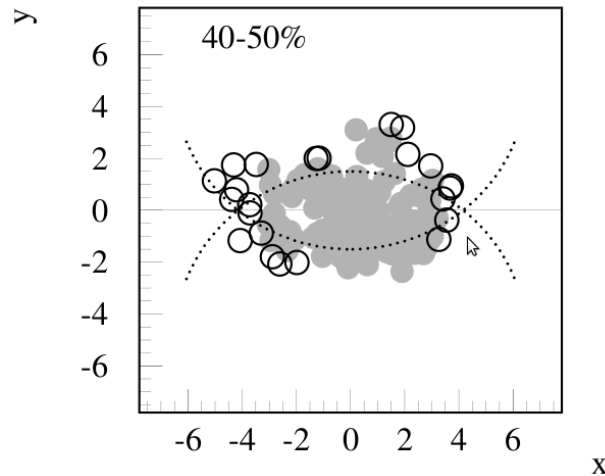


Figura 11: Simulação de Glauber Monte-Carlo para uma colisão periférica (40%-50%) de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Os círculos cinza preenchidos representam o *core*, enquanto que os círculos vazios a *corona* [46]

A fórmula 18 foi aplicada às produções de Λ e Ξ para colisões de Au+Au e Cu+Cu com energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (figura 12).

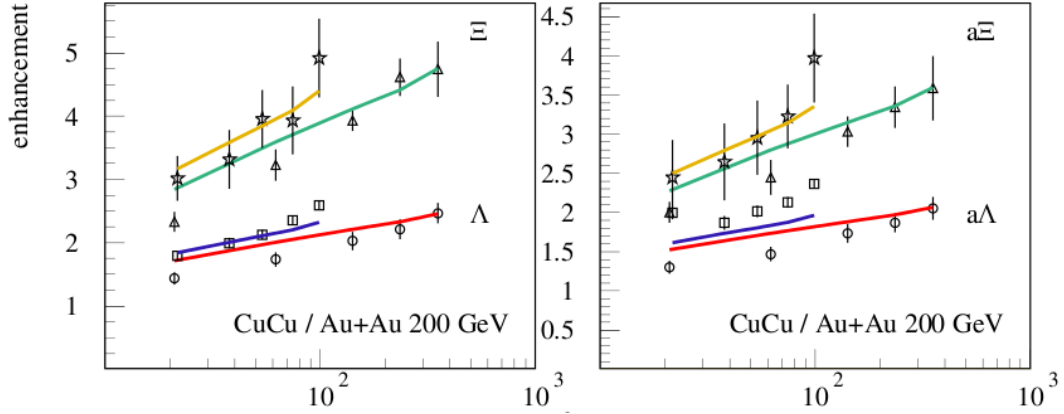


Figura 12: Aplicação do modelo Core-Corona com o uso da fórmula 18 para a produção de Λ , Ξ (esquerda) e suas antipartículas (direita) [46]. A produção por nucleons utilizada no *core* foi aquela obtida em colisões mais centrais de Au+Au, enquanto que a produção da *corona* foi obtida através de colisões p+p.

Ainda há uma outra maneira de descrever esse resultado que consiste na utilização de modelos partônicos, os quais simulam a produção de partículas através da interação de constituintes do meio formado ou íon colidido. Um desses modelos é o software EPOS [48] que, além de descrever colisões p+p através de mecanismos de fragmentação de cordas, também é capaz de fornecer a produção de partículas em colisões de íons pesados relativísticos considerando suas colisões binárias, cada uma representada por uma "cadeia de partons" (*partonladder*) [47]. O EPOS também determina se a partícula produzida veio do caroço ou da coroa através da diferença de densidade. O resultado dessa análise, para Λ e Ξ em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, é mostrada na figura 13.

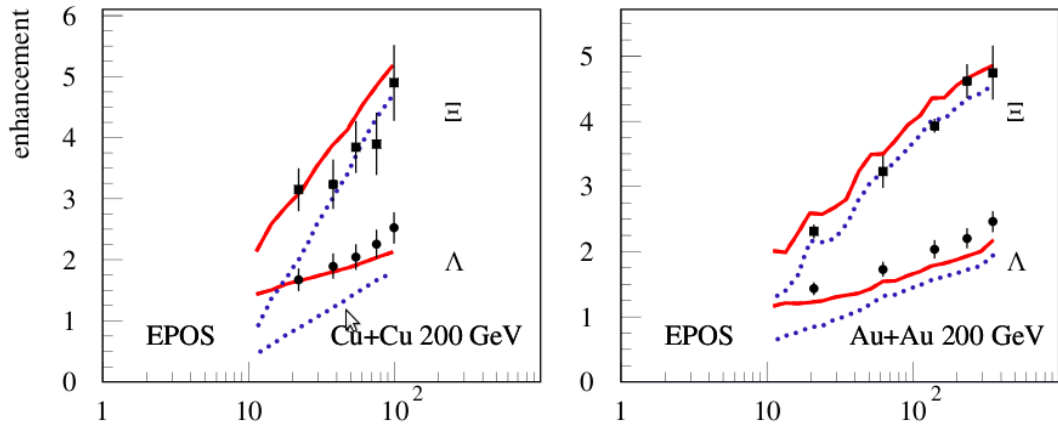


Figura 13: Resultados dos cálculos (linhas cheias) com a utilização modelo EPOS para produção de Λ e Ξ para Cu+Cu (esquerda) e para Au+Au (direita), ambas a energia de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. As linhas pontilhadas indicam a contribuição devido apenas a região do *core*.

Pelos dados mostrados nessa seção, podemos concluir que o modelo core-corona descreve de maneira qualitativa os dados experimentais e fornecem uma possível explicação para o fato de colisões Cu+Cu produzirem mais partículas estranhas por núcleon que em colisões Au+Au, quando ambas as colisões se realizam a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Na seção 5.4, faremos comparações entre as produções das partículas estranhas K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Infelizmente, não será possível a aplicação do modelo core-corona por não possuímos a produção em colisões p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV ou simulações com o EPOS nessa faixa de energia, porém, foram feitos gráficos para verificar se as produções por nucleon dessas para partículas também são maiores para colisões Cu+Cu que em Au+Au, além de uma parametrização similar a feita na fórmula 17.

3 Arranjo Experimental.

Esse capítulo tem o intuito de descrever o aparato experimental utilizado para mensurar as produções de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em uma colisão de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$. Nele estão descritos o funcionamento do colisor de íons pesados relativísticos RHIC, o experimento STAR com os detectores que o constitui e seu sistema de gatilhos.

3.1 O Acelerador RHIC

O RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) [49] é um acelerador instalado no laboratório BNL (Brookhaven National Lab), na cidade de Upton, Nova Iorque, EUA. Projetado para colidir feixes de íons pesados, deuteronos, prótons e combinações entre eles, o RHIC teve sua construção iniciada em 1987 e suas primeiras medições em 1999. O RHIC é constituído por dois aceleradores do tipo de anel de acumulação, concêntricos, de aproximadamente $1,22\text{Km}$ de diâmetro, e por imãs supercondutores que guiam e focalizam dois feixes de íons pesados podem alcançar a energia de 100 GeV por nucleon ou, no caso de um feixe de prótons, atingir 250 GeV por nucleon.

A Figura 14 mostra todo o complexo do RHIC que utiliza o acelerador Van de Graaff, o Booster Sincrotron e o Alternating Gradient Synchrotron (AGS) como estágios primários para a aceleração dos íons. Nessa figura, está exemplificado todo o processo de aceleração para íons de Ouro.

Inicialmente, íons de Ouro com carga de $-1e$ são acelerados no Tandem Van de Graff por meio de eletricidade estática. Em seguida, os íons passam por um *stripper* constituído por finas folhas de Carbono, de modo que parte de seus elétrons sejam retirados. Após esse primeiro *stripper*, os íons assumem uma carga de aproximadamente $+32e$ e são enviados para o *Booster* com uma energia de 1 MeV/u .

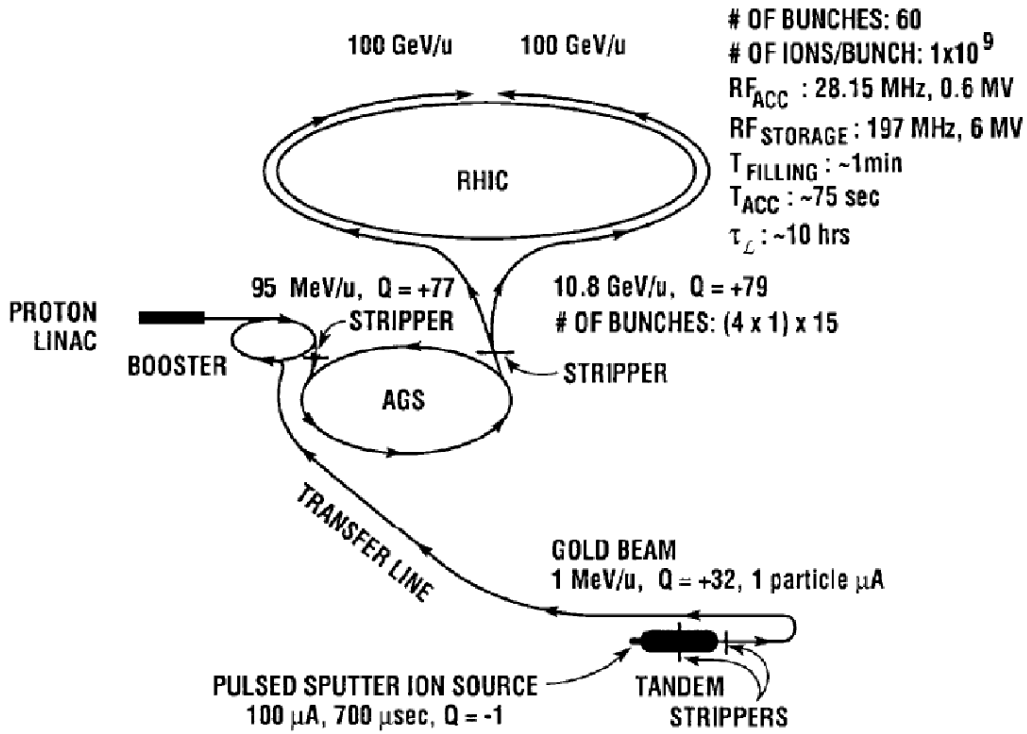


Figura 14: Esquema do acelerador do RHIC [50].

No *Booster Synchrotron*, um acelerador circular compacto, os íons passam por outro *stripper* de folhas de carbono (adquirindo carga de $+77e$) e são enviados para o próximo estágio, o AGS, com uma energia de 95 MeV/u e agrupados no feixe em *bunches*. Quando chega ao AGS, também um acelerador do tipo sincrotron, os íons passam pelo um último *stripper* de folhas de carbono que retira todos os elétrons remanentes, assim, os íons assumem sua carga máxima ($+79e$) e saem desse acelerador com energia de 10.8 GeV/u.

Por fim, os íons são injetados nos anéis do RHIC onde são acelerados até alcançarem a energia da colisão cujo valor máximo, para o caso de um íon pesado, é $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Estando nos anéis de armazenamento, os feixes podem lá permanecer por até 10 horas. A troca do feixe é feita observando a luminosidade \mathcal{L} dada por:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (19)$$

Onde f é a frequência com que ocorre as colisões, n_1 e n_2 são as quantidades de íons

em cada *bunch* e as grandezas σ_x e σ_y caracterizam o perfil transversal do feixe de forma gaussiana.

Os anéis de armazenamento do RHIC possuem seis pontos de intersecção entre os feixes. Destes, quatro são utilizados para os experimentos: STAR, BRAHMS, PHOBOS e PHENIX. O STAR será descrito em detalhes na seção 3.2. Abaixo, uma breve descrição dos objetivos dos outros experimentos.

- PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment): é um detector desenvolvido especificamente para mensurar elétrons, múons e fótons, através de detectores rápidos capazes de observar centenas de colisões de íons pesados por segundo. O objetivo físico de PHENIX é estudar a formação de PQG medindo eventos raros [51];
- PHOBOS: Esse experimento é capaz de mensurar partículas de baixo momento, $p_t < 10\text{MeV}/c$. Isso foi feito para analisar a produção de partículas num espaço de fase onde fenômenos coletivos dominam, ou seja, a região de baixo p_t [52];
- BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer): é um experimento desenvolvido para mensurar o espectro de algumas partículas (p^\pm , π^\pm e K^\pm) em um amplo intervalo de pseudo-rapidez. Seu objetivo é estudar o poder de frenamento de prótons colididos e as razões entre as produções das partículas [53].

3.2 O experimento STAR.

O experimento STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) foi construído para estudar uma grande variedade de tópicos a fim de determinar as propriedades do meio formado após a colisão dos íons pesados relativísticos. Esse objetivo deve ser atingido a partir da medida, principalmente, de hádrons produzidos nas colisões.

O experimento possui uma grande aceitação geométrica, a qual cobre $\Delta\phi = 2\pi$ (direção azimutal) e $|\eta| < 1.5$, e tem uma variedade de ferramentas disponíveis para identificar diferentes tipos de partículas. O principal detector STAR, o TPC (*Time Projection Chamber*), permite medir as trajetórias das partículas carregadas que atravessam o seu volume e, portanto, pode-se obter a reconstrução topológica do decaimento de partículas neutras, tais como: K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, através dos seus produtos de decaimento. Isso tornou possível uma variedade de análises exclusivamente usando partículas estranhas.

A figura 15 mostra os detectores que constituem o experimento STAR [54].

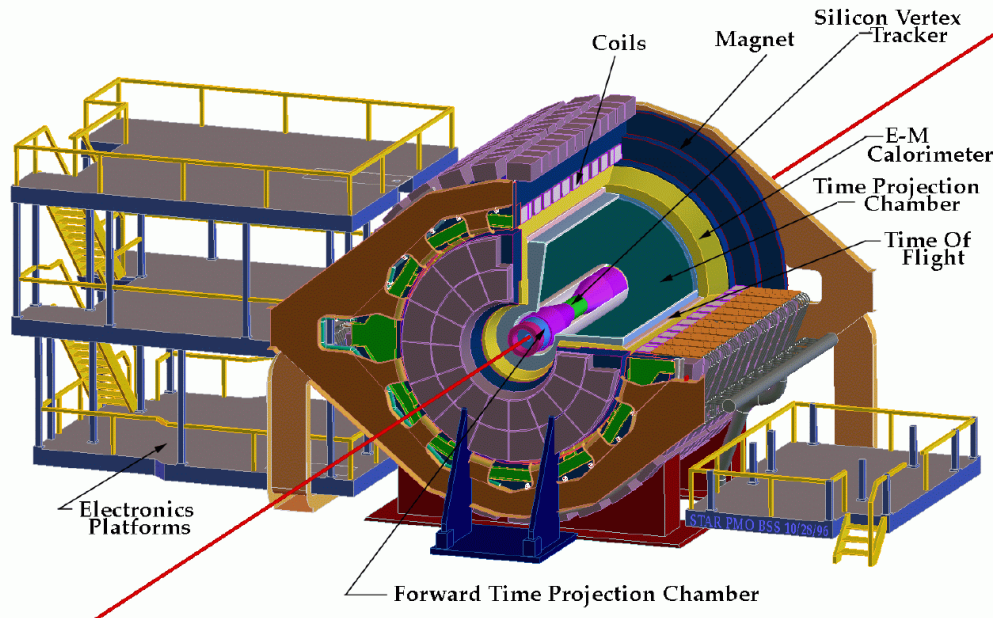


Figura 15: Detector do STAR [54].

Além do TPC, há outros detectores responsáveis por encontrar as trajetórias das partículas: o FTPC (*Forward Time Projection Chamber*), o SVT (*Silicon Vertex Tracker*) e o SSD (*Silicon Strip Detector*). Já os detectores: ZDC (*Zero Degree Calorimeters*), CTB (*Central Trigger Barrel*), BBC (*Beam Beam Counters*) e os calorímetros eletromagnéticos, têm uma funcionalidade relevante para o sistema de *trigger*. O TOF (*Time Of Flight*) auxilia o TPC na identificação das partículas. Esses subsistemas que constituem o STAR são descritos nas seções seguintes.

3.2.1 Time Proportional Chamber (TPC)

O TPC é o principal detector do STAR e sua função é criar uma “foto” 3D do instante da colisão, registrando as trajetórias e a perda de energia por unidade de comprimento de partículas carregadas que atravessam o seu volume.

O cilindro do TPC possui 4m de diâmetro e 4,2m de comprimento. Sua cobertura angular é de $|\eta| < 1.8$ e $\Delta\phi = 2\pi$. O TPC é preenchido com um gás que é uma mistura de metano (10%) e argônio (90%) a uma pressão ligeiramente superior a atmosférica. Existem unidades de leitura (*pads*) em ambas as extremidades do cilindro, cobrindo a distância radial a partir da linha de centro do feixe de $50\text{cm} < r < 200\text{cm}$.

Um esquema do detector é visto na figura 16, onde pode-se observar a membrana central de alta tensão, os sectores onde são colocados os *pads* e o seu exterior.

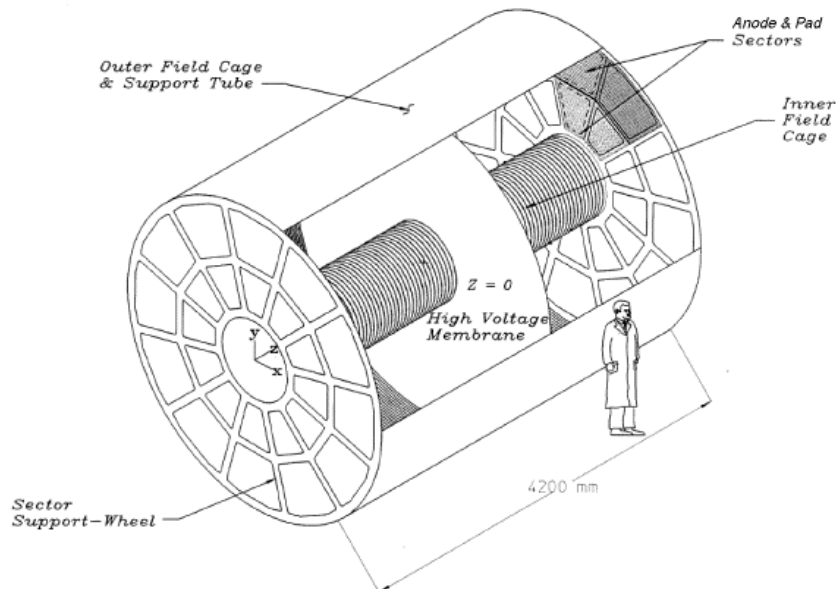


Figura 16: TPC (Time Projection Chamber) do STAR [55].

Dentro do TPC, paralelo ao eixo z , atravessam campos elétricos e magnéticos. O campo elétrico tem a função de permitir que ocorra o escoamento de elétrons após a passagem da partícula, enquanto que o campo magnético faz com que a partícula tenha uma trajetória helicoidal ao atravessar o cilindro.

Uma boa determinação das trajetórias está associada à qualidade e uniformidade do campo magnético gerado. O ímã do STAR fornece um campo magnético uniforme e de alta intensidade, variando desde 0 até 0,5 Teslas.

A membrana central, que funciona como um cátodo, é mantida a -28 kV. As tampas do TPC são ligados ao terra, permitindo que os elétrons oriundos da ionização do gás escoem para os *pads*. Dessa forma, o TPC obtém os valores das coordenadas x e y através dos sinais elétricos coletados nos pads da mesma forma que um X-Y MWCP, enquanto que o valor da coordenada z é obtido pelo tempo de deslocamento dos elétrons no gás até a tampa, como em uma câmara de escoamento.

As tampas do TPC são divididas em 12 setores. Cada setor na tampa do TPC consiste em duas partes: externa e interna (figura 17).

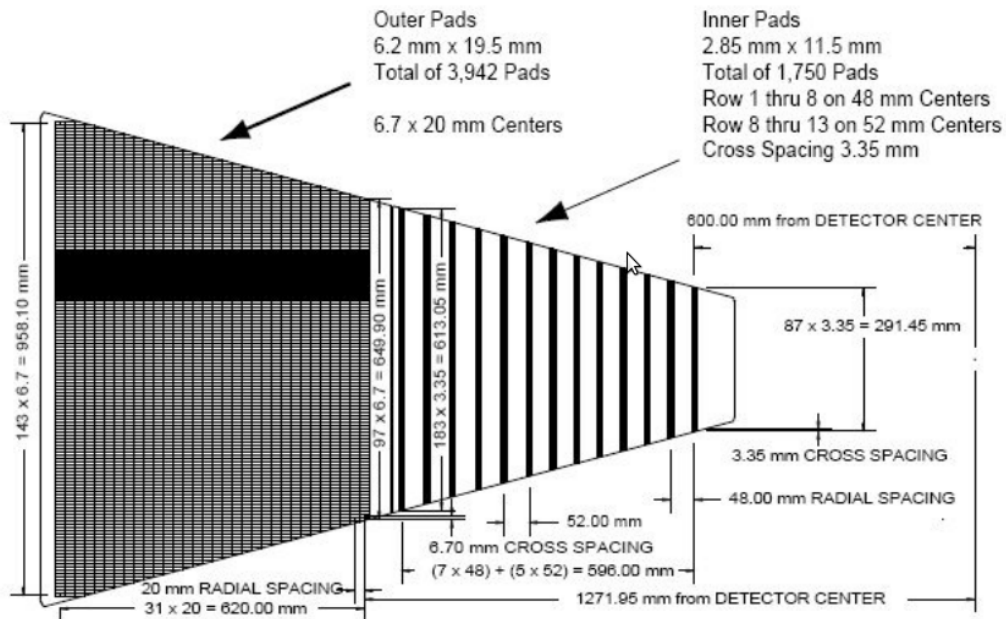


Figura 17: Esquema de um setor do TPC [55].

Quanto mais próximo do centro do detector, maior é a multiplicidade devido a concentração de trajetórias por volume. O sistema de leitura do setor externo foi desenvolvido para otimizar a resolução de dE/dx , por isso, possui um número maior de linhas de leitura (32 *padrow*) praticamente sem espaçamento entre elas, o que garante a coleta completa dos elétrons oriundos da ionização.

Já o sistema de leitura no setor interno foi feito para aumentar a resolução espacial entre dois pontos e não contribui significativamente para melhorar a resolução de dE/dx . Ele é composto por 13 linhas de leitura espaçadas entre si e fornece medidas de trajetórias para pequenos raios (baixo momento), melhorando a extrapolação de trajetórias para detectores internos e a resolução em momento.

3.2.2 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Uma maneira de determinar rapidamente a centralidade de um evento é olhando para as partículas deixadas intactas depois de cada evento. Para se fazer isto, é necessário coletar e calcular os depósitos de energia de nêutrons que viajam na mesma rapidez que o feixe. No STAR há dois calorímetros (ZDCs) localizados 18m a Oeste e 18m a Leste do ponto de interação, aproximadamente a zero graus em relação à linha do feixe, os quais são usados para a captura desses neutrões (figura 18).

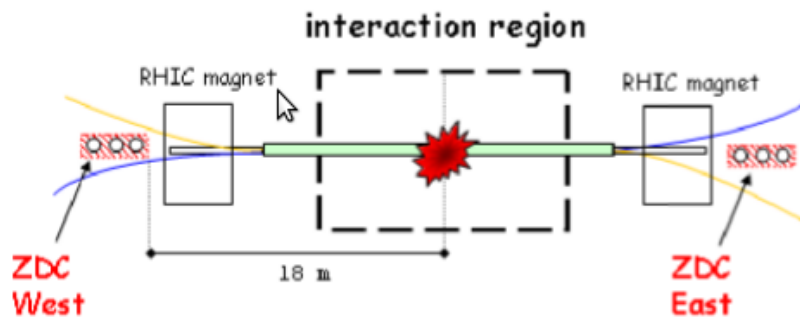


Figura 18: Posicionamento dos ZDCs em relação ao ponto de interação (figura fora de escala). Os nêutrons viajam pela extensão do tubo do feixe sem serem afetados pelos ímãs do RHIC [58].

Os ZDCs são pequenos calorímetros hadrônicos com apenas 10 cm de largura. Cada calorímetro consiste em três módulos feitos de tungstênio e fibras ópticas cintiladoras através do qual o sinal é recolhido. No STAR, assim como em outros experimentos do RHIC, eles são utilizados como detectores de *trigger*, pois permitem uma rápida determinação aproximada

da centralidade do evento.

3.2.3 *Central Trigger Barrel (CTB)*

Outra maneira de determinar a centralidade da colisão de forma rápida e sem recorrer para a reconstrução do eventos inteiro, é contar o número de partículas que saem do ponto de colisão. Para isso, é utilizado um detector chamado *Central Trigger Barrel (CTB)*, o qual consiste de 240 tiras de cintiladores plásticos distribuídos ao redor do TPC dentro do limite de $-1 < \eta < 1$ e cobrindo todo o ângulo azimutal ϕ . A figura 19 mostra o esquema do detector.

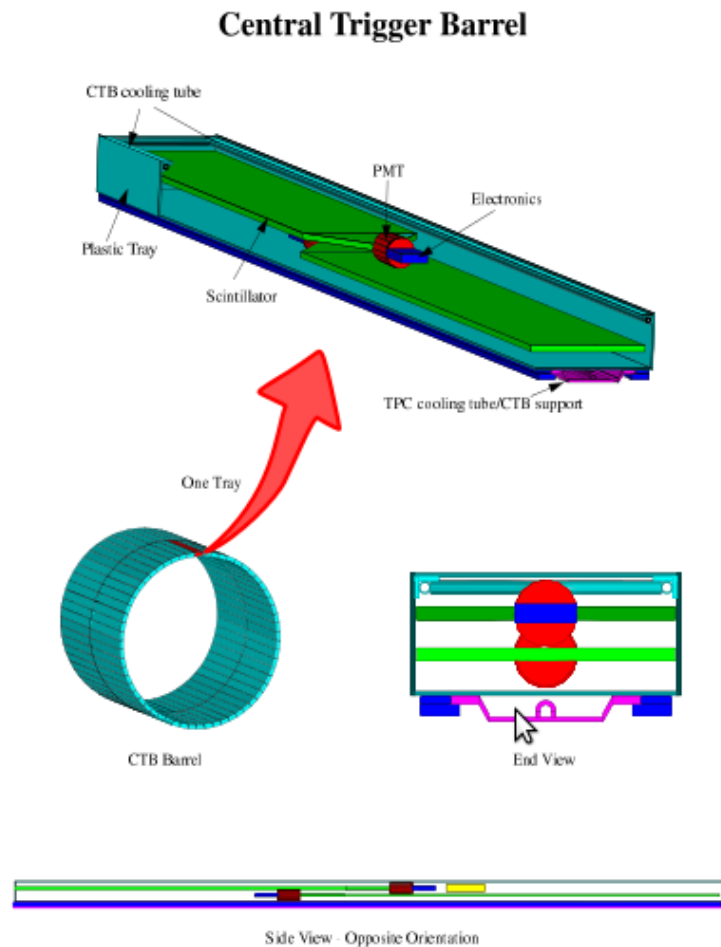


Figura 19: Posicionamento dos cintiladores do CTB na parte externa do cilindro do TPC [59].

Em cada tira, um cintilador plástico, um guia de luz e uma fotomultiplicadora são agrupados dois a dois em caixas de alumínio. O sinal de saída desse detector é proporcional à multiplicidade de partículas carregadas produzidas na colisão em rapidez central.

3.2.4 *Beam Beam counters (BBC)*

Os detectores *Beam-Beam Counters* (BBC) são montados ao redor do tubo de feixe distanciados 3.7 metros do ponto de interação. O detector é constituído por dois conjuntos de anéis de placas cintiladores hexagonais (figura 20). A parte interna do detector é formada por 18 pequenas peças hexagonais num raio que varia entre 9.6 e 48 cm, enquanto que a parte externa é composta por 18 peças hexagonais maiores para cobrir um raio entre 38 e 193 cm. A parte interna e externa cobrem $3,4 < |\eta| < 5,0$ e $2,1 < |\eta| < 3,6$ respectivamente.

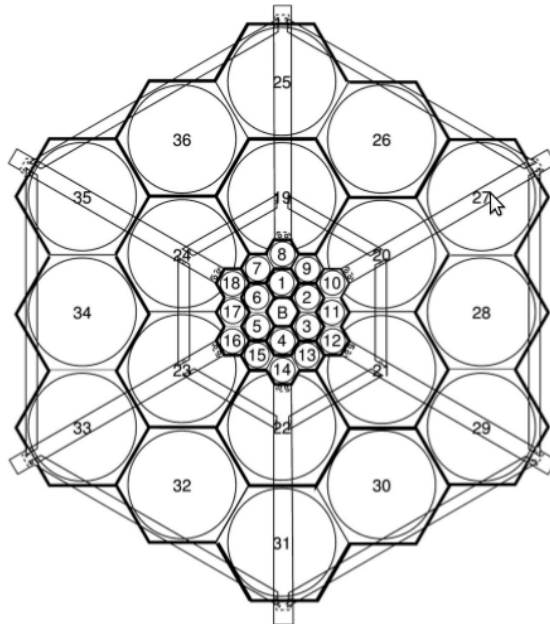


Figura 20: Figura esquemática do BBC [60].

A função dos contadores BBC é mensurar, através do tempo de vôo das partículas carregadas, a posição z do vértice de interação a uma precisão de cerca de 40 cm [60].

3.2.5 Calorímetros BEMC e EEMC

O STAR é equipado com dois calorímetros eletromagnéticos: o BEMC (*Barrel Eletro-Magnetic Calorimeter*) o qual envolve completamente a parte externa do cilindro do TPC e outro montado na tampa Leste do TPC chamado EEMC (*Endcap Eletro-Magnetic Calorimeter*). Ambos possuem a capacidade de detectar fótons, elétrons e pósitrons com alto momento e, por isso, podem servir como *trigger* para selecionar eventos que possuam a produção de partículas com alta energia oriundas de um decaimento eletromagnético.

O BEMC é um calorímetro eletromagnético composto por cintiladores embutidos em placas de chumbo localizado na parte exterior do CTB e do TPC. Ele é composto de 120 módulos de calorímetro. Cada módulo subtende 6° em ϕ e abrange uma unidade de pseudo-rapidez tal que $0 < \eta < 1$ ou $-1 < \eta < 0$. Já o EEMC é também um calorímetro eletromagnético com a mesma composição que o BEMC, mas sua cobertura atinge as regiões $1 < \eta < 2$ e $\Delta\phi = 2\pi$. Nesta análise não foi utilizado esse tipo de detector, porém, mais detalhes do funcionamento do BEMC e EEMC podem ser obtidos em [62, 63].

3.2.6 Forward Time Projection Chamber (FTPC)

O FTPC é um câmara de projeção temporal de alta resolução que detecta partículas carregadas num intervalo de pseudo-rapidez no intervalo $2.5 < |\eta| < 4$. Sua cobertura azimutal é total e a de momento transversal da ordem de centenas GeV/c. Este detector está preenchido por uma mistura de Ar e CO₂, na proporção de 50%. Há um campo elétrico que move os elétrons ionizados para as unidades de leitura (*readout pad*).

Há dois FTPCs localizados simetricamente no interior do imã do STAR. Eles apresentam um raio de 8 cm (mais interno) e 30 cm (mais externo) e um comprimento de 260 cm. Utilizando-se do campo magnético do STAR, o FTPC pode proporcionar uma resolução em momento da ordem de 12% e fazer a discriminação entre as cargas positivas e negativas, de modo aumentar a cobertura do STAR na região de rapidez frontal [64, 65].

3.2.7 *Silicon Vertex Tracker (SVT) e Silicon Drift Detector (SDD).*

Os detectores SVT e SSD são detectores instalados próximos ao feixe antes do cilindro interno do TPC. Eles são responsáveis por obter mais pontos para as trajetórias reconstruídas aumentando a resolução na determinação do vértice primário (o ponto onde ocorre a colisão) e na separação entre trajetórias vizinhas. Assim, o STAR pode reconstruir partículas de vida curta como mésons D.

Esses detectores são constituídos de silício e dispostos ao redor do duto do feixe em forma de quatro camadas cilíndricas, onde as três mais internas compõem o detector SVT, e a quarta compõe o detector SSD. Quando partículas carregadas atravessam o SVT e o SSD, eles são capazes de detectar os pontos sobre as quatro superfícies cilíndricas [66].

3.2.8 *Time of Flight (TOF)*

O objetivo do TOF é auxiliar na identificação das partículas produzidas em colisões de íons pesados relativísticos.

O TOF assume um papel importante na identificação de prótons e anti-prótons com momento transversal de até 3 GeV/c (região onde a identificação feita através da perda de energia cinética da partícula com o gás do TPC se torna imprecisa, como mostrado na seção 4.3). Para isso, mede-se o intervalo de tempo com dois detectores que compõem o TOF: o VPD (*Vertex Position Detector*) e a Barreira de MRPCs (*Multi – gap Resistive Plate Chamber*). Esse intervalo Δ_t medido pelos detectores é associado a uma trajetória de comprimento s , assim, o parâmetro β pode ser dado por:

$$1/\beta = c\Delta_t/s \tag{20}$$

Onde c é a velocidade da luz. Desse modo, pode-se relacionar a massa de repouso da partícula com o momento da mesma através da fórmula:

$$M = p\sqrt{(1/\beta)^2 - 1} \quad (21)$$

Onde p é o momento da partícula medido de sua trajetória.

O VPD é o responsável pelo instante de início da trajetória. Esse detector é um subsistema do TOF formado por cintiladores montados muito próximos ao tubo do feixe do STAR, um 5m a Leste e outro a 5m a Oeste.

Já a barreira de MRPC é responsável pela determinação do instante final da trajetória, aquele que a partícula demora para atravessar o TPC. Para isso, são necessárias 120 bandejas, 60 a leste e 60 a oeste, abrangendo $(-1 < \eta < 1)$ e 360° azimutal. Cada bandeja contém 32 MRPC, os quais são mostrados na figura 21.

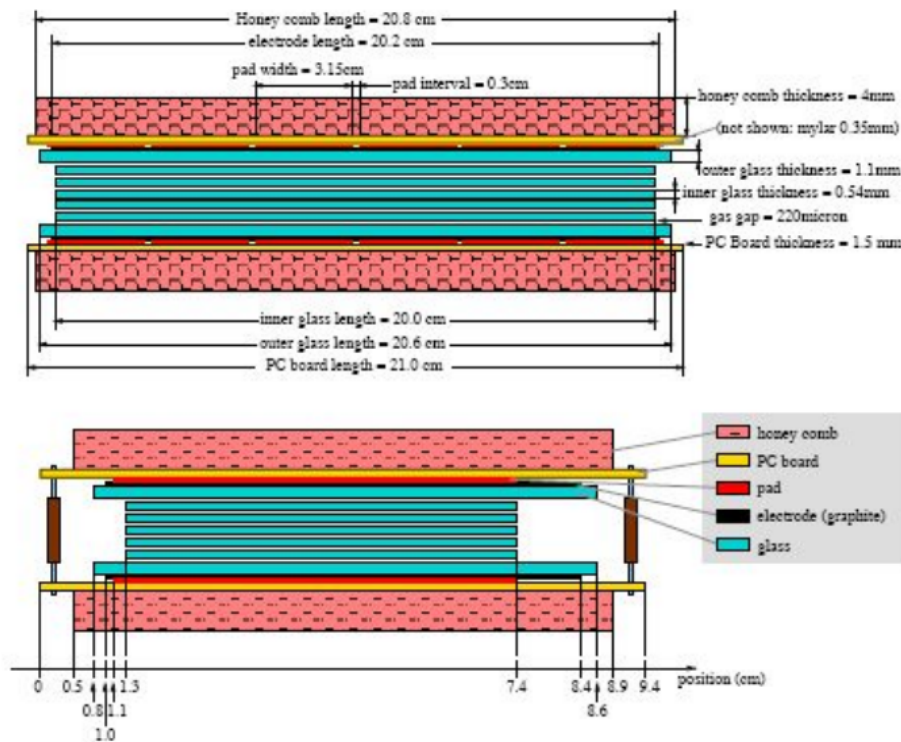


Figura 21: Figura esquemática do MRPC [67].

A figura 21 mostra dois lados de um módulo de MRPC. As duas vistas são mostradas em mesma escala. Um MRPC é basicamente uma pilha de placas resistivas com uma série de espaços vazios com gás os preenchendo de forma uniforme. Eletrodos são colocados na superfície exterior das placas mais externas, os quais, quando submetidos à alta voltagem, são responsáveis por gerar um forte campo elétrico em cada vão. Dessa forma, o sinal induzido sobre os *pads* é a soma de todas as possíveis avalanches desses espaços [67].

3.2.9 Sistema de *Trigger*

O detector STAR possui quatro níveis de *trigger* [68], os quais selecionam eventos com características específicas como, por exemplo, aqueles com menor parâmetro de impacto. Dessa forma, diminuem a quantidade de dados a serem armazenados e, posteriormente, analisados. Os quatro níveis de *trigger* são:

- Nível 0 (L_0): utiliza o CTB juntamente com o ZDC para a tomada da decisão. O L_0 é bastante rápido ($1.5\mu s$) e exige a coincidência entre o sinal do ZDC e o *clock* do RHIC, o qual é responsável por indicar a passagem dos pacotes de íons do feixe. Se essa coincidência for satisfeita, o sinal do CTB é utilizado para estimar a multiplicidade.
- Nível 1 (L_1): aplica algoritmos mais elaborados utilizando as informações do BBC, ZDC e CTB, fato que implica em restrições mais sofisticadas. Possui tempo de processamento de $100\mu s$.
- Nível 2 (L_2): utiliza todos os detectores rápidos em seus algoritmos de seleção de eventos e possui um tempo de decisão de $10ms$
- Nível 3 (L_3): leva aproximadamente $200ms$ para tomada de decisão. Isso ocorre pois é feita a reconstrução das trajetórias das partículas durante o tempo de aquisição dos dados. Dessa forma, é possível, por exemplo, encontrar a posição exata do vértice primário e distinguir eventos que possuam partículas com alto momento transversal.

3.3 Redução dos dados Brutos

Para analisar a produção de partículas em colisões de íons pesados, os sinais brutos obtidos na saída do TPC devem ser convertidos trajetórias. Para isso, o primeiro passo é converter os sinais obtidos nos *readout* do TPC em uma posição no espaço (x , y , z) chamada de *hit* na qual, como discutido na seção 3.2.1, as coordenadas x e y são obtidas diretamente pela posição da ionização nos *pads* localizados nas tampas do TPC, enquanto que a coordenada em z é dada pelo tempo que os elétrons demoram para escoar dentro do TPC.

Esses *hits* são ligados para construir o caminho em 3D das partículas carregadas. O programa utilizado nessa reconstrução é uma adaptação do algoritmo desenvolvido para o TPC do experimento ALEPH [56]. A modificação visa trabalhar com a densidade de trajetórias elevadas do TPC do STAR.

O rastreamento da trajetória começa pelos *hits* localizados nas placas de leitura mais externas onde a densidade de *hits* é menor. Primeiramente, são selecionados 3 *hits* bem próximos. Neles, é ajustado reta e, em seguida, são feitas outras extrapolações lineares com os pontos mais internos. O número máximo de pontos associados a uma trajetória é 45. Uma vez identificados todos os pontos da trajetória, é feito um ajuste sobre eles aplicando um modelo de hélice.

Entretanto, as trajetórias encontradas pelo algoritmo citado acima ainda não são utilizáveis na análise. Elas ainda necessitam ser re-ajustadas utilizando um algoritmo chamado filtro *Kalman* [57] o qual é mais realista, pois considera distorções nas trajetórias devido a não-uniformidade dos campos e da perda de energia cinética da partícula resultante de interações com o gás.

Por fim, essas trajetórias são separadas em primárias e secundárias, onde as primeiras tem sua origem no vértice primário (ponto de colisão dos íons pesados relativísticos), enquanto que as últimas são originadas num decaimento de uma outra partícula. Neste trabalho, as partículas que deixamos mensurar, K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, são neutras e apenas as trajetórias de seus produtos de decaimento são observáveis. Na seção 4 é discutido como fazer a medição dessas partículas.

3.4 Atividades Desenvolvidas em Brookhaven.

No segundo semestre do mestrado, foi realizada uma viagem para o Brookhaven National Laboratory com o intuito de participar das atividades da colaboração do experimento STAR.

Durante minha estadia (15/02/2010 a 20/07/2010), fiquei responsável por parte da calibração do detector Time Of Flight (TOF) sob orientação da Dra. Lijuan Ruan. Diversos estudos foram feitos para verificar a qualidade dos dados produzidos pelo TOF. Para isso, foi necessário entender o funcionamento do mesmo e como seus dados são armazenados e acessados.

Além disso, participei da tomada de dados cumprindo turnos de monitoramento do experimento. Cada turno durava em média 8 horas por dia e nele pode se exercer diferentes funções dentro da sala de controle. Durante a aquisição de dados do Run 10, participei por cinco semanas exercendo por: uma semana o cargo de detector operator trainee, duas semanas o cargo de *shift crew* e duas semanas como detector operator. Durante esse período, foi possível aprender com especialistas como resolver os problemas mais comuns ocorridos nos detectores e aquisição dos dados, ampliando o conhecimento sobre o experimento STAR.

4 Análise.

O principal objetivo desta análise é obter a produção das partículas estranhas neutras K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ por colisão de Cu+Cu a uma energia de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV para rapidez central ($y < 0.75$), além de estudar como varia essa produção em função do momento transversal e centralidade da colisão.

A determinação da produção de estranheza fornece importantes informações sobre o meio formado após a colisão e são úteis para se verificar a validade de modelos teóricos de produção de partículas como, por exemplo, estatístico-termodinâmicos, core-corona e de coalescência.

Os dados utilizados nesta análise foram produzidos em 2005 pelo experimento STAR. Neste capítulo, é mostrado, em detalhes, como foram obtidos os valores, erros e correções da produção das partículas citadas acima.

4.1 Seleção dos Eventos.

As colisões de íons pesados relativísticos geradas no experimento STAR, também chamadas de eventos, não são todas iguais. Colisões periféricas de Cu+Cu apresentam comportamento similar a colisões entre prótons, nas quais a transição de fase para o PQG não é esperada e possuem baixa multiplicidade (número de trajetórias identificadas pelo TPC a cada colisão), diferentemente das colisões mais centrais que possuem centenas de nucleons participantes e alta multiplicidade. Portanto, para comparar eventos que se utilizam dos mesmos mecanismos para produção de partículas, é fundamental separá-los em intervalos de centralidade.

Os eventos utilizados foram aqueles que passaram no *trigger Minimum Bias*, que corresponde a um *trigger* de nível 0 (L_0), e exige a utilização simultânea dos detectores ZDC e CTB. A figura 22 (a) mostra a distribuição de sinal desses dois detectores evidenciando a correlação entre esses sinais. Os eventos mais centrais são aqueles com maior sinal no CTB

e menor no ZDC, enquanto os mais periféricos seriam aqueles eventos com maior sinal no ZDC e menor no CTB.

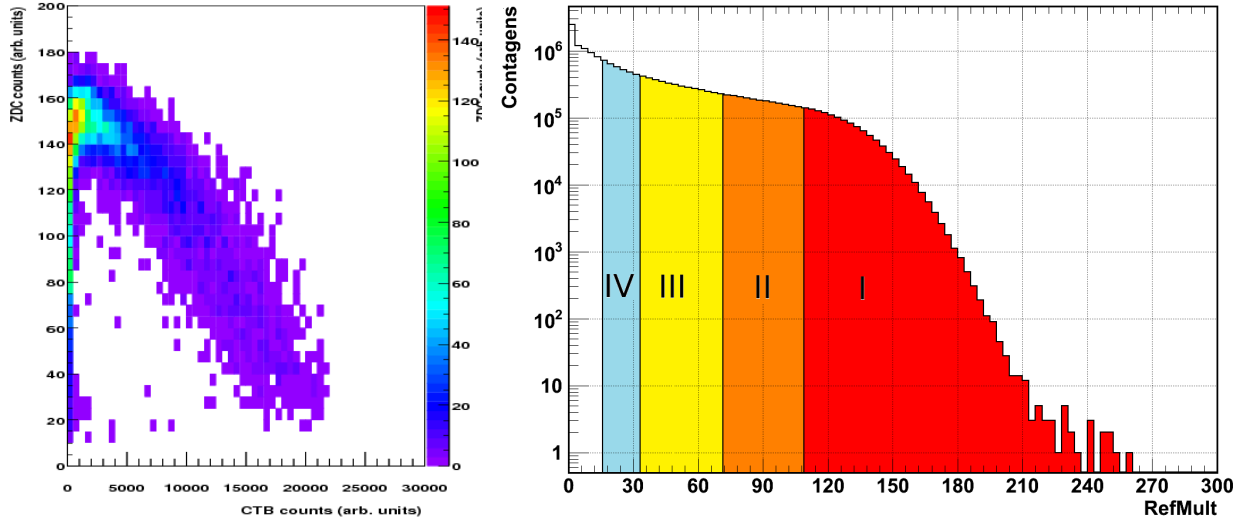


Figura 22: Sinais obtidos no ZDC e CTB a cada evento [50] (a). Distribuição do parâmetro $refMult$ dos eventos classificados em quatro intervalos de centralidade (b)

Porém, para se obter uma classificação mais precisa da centralidade, é observada a distribuição da multiplicidade dos eventos analisados. Isso é feito através da divisão da distribuição do parâmetro $refMult$, o qual fornece a quantidade de trajetórias de partículas carregadas num evento. Essa distribuição permite classificar os eventos em centralidades, isto é, os 10% de mais centrais (faixa I), os 10% a 20% mais centrais (faixa II) e assim por diante (figura 22 (b)).

A frações de eventos divididos por centralidade podem ser vistos na tabela 3.

Centralidade	RefMult	Npart	Nbin	N° de Eventos
0% – 10%	> 101	95, 6(11)	160.6(54)	$1,91 * 10^6$
10% – 20%	[101; 71[72, 1(25)	109.8(62)	$2,19 * 10^6$
20% – 40%	[71; 33[53, 3(31)	71.4(61)	$4,38 * 10^6$
40% – 60%	[33; 14[21, 0(32)	21.8(13)	$4,17 * 10^6$
<i>MinimumBias</i>	> 0	32, 4(14)	45, 2(18)	$1,7 * 10^7$

Tabela 3: Multiplicidade, nucleons participantes por evento, colisões binárias por evento e número de eventos analisados para as diferentes centralidades.

A Tabela 3, além do intervalo de multiplicidade utilizado para dividir as colisões em

centralidades e do número de eventos analisados em cada centralidade, também mostra uma estimativa dos valores de N_{part} (o número de nucleons participantes no evento) e N_{bin} (o número de colisões binárias entre os nucleons a cada evento) obtidos através do método de Glauber [69, 70].

Outra característica importante do evento é a posição ao longo do eixo z do TPC onde ocorre a colisão (Figura 23). Essa medida pode ser obtida através da diferença de tempo dos sinais gerados no ZDC ou, de uma maneira mais precisa, utilizando a informação sobre as trajetórias primárias produzidas no TPC [55].

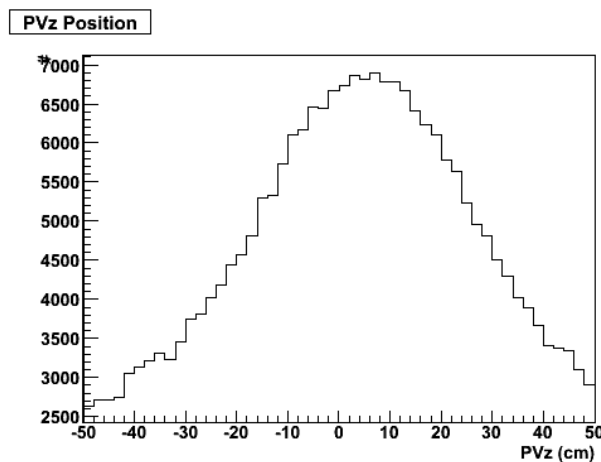


Figura 23: Posição do Vértice Primário ao longo do eixo z do TPC.

Os eventos selecionados foram aqueles cujos vértices primários estavam a uma distância máxima de 30 cm do centro do TPC. Esse corte garante que os eventos estejam posicionados satisfatoriamente próximos ao centro do detector, tendo um melhor aproveitamento do mesmo.

4.2 Reconstrução do V0.

O TPC (Time Projection Chamber) é o principal sub-sistema do experimento STAR. Ele é capaz de reconstruir a trajetória das partículas carregadas produzidas durante a colisão

dos núcleos, fornecendo informações tais como: o momento, perda de energia com o gás e sinal da carga elétrica da partícula que o atravessa.

As partículas que desejamos reconstruir são neutras e, por isso, não são detectadas diretamente pelo TPC. Porém, K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ são naturalmente radioativos e têm como principal canal de decaimento duas partículas de cargas opostas com um comprimento de decaimento de poucos centímetros. A Tabela 4 mostra as principais características dessas partículas.

Partícula	Quarks de Valência	Massa (GeV)	Principal Canal de Decaimento	$c\tau$ (cm)
K_s^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{s} + \bar{d}s)$	0,498	$\pi^+ + \pi^- : 69\%$	2,68
Λ	uds	1,116	$p + \pi^- : 64\%$	7,89
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	1,116	$\pi^+ + \bar{p} : 64\%$	7,89

Tabela 4: Propriedades das partículas estranhas neutras estudadas.

Portanto, para determinar se a colisão produziu essas partículas neutras, devem-se agrupar as trajetórias obtidas pelo TPC em pares (uma positiva e outra negativa) e, em seguida, verificar se os mesmos possuem características compatíveis com trajetórias originadas do decaimento estudado. Esses pares recebem o nome de candidatos a V_0 e pode-se calcular cinco parâmetros geométricos que relacionam essas duas trajetórias (figura 24).

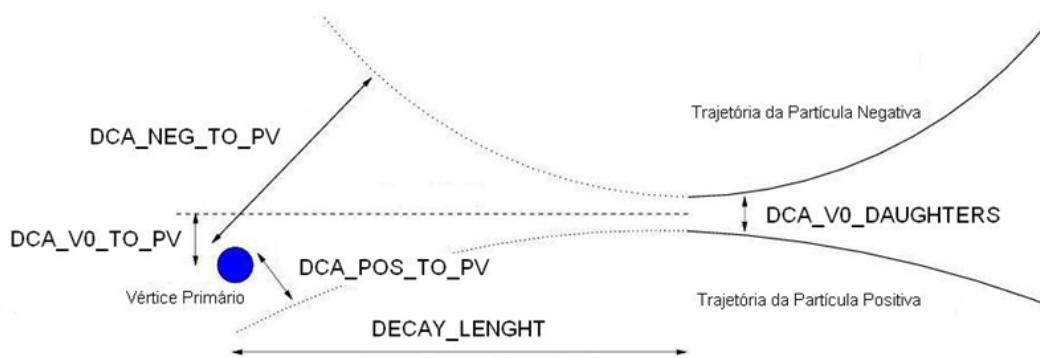


Figura 24: Parâmetros Geométricos do V_0 .

Com o intuito de diminuir a quantidade de dados a serem armazenados e distinguir V_0 formados pelo decaimento radioativo de combinações aleatórias de trajetórias, vários cortes foram aplicados a esses parâmetros. Os valores iniciais de cada corte junto com o significado

de cada parâmetro são mostrados na Tabela 5. O processo de otimização desses cortes é mostrado na seção 4.6.

Parâmetro	Significado	Valor
<i>decay_Length_V0</i>	Comprimento do Decaimento	> 2 (cm)
<i>dca_Pos_to_PV</i>	DMA* entre a Extrapolação da Trajetória Positiva e o VP	> 0.7 (cm)
<i>dca_Neg_to_PV</i>	DMA* entre a Extrapolação da Trajetória Negativa e o VP	> 0.7 (cm)
<i>dca_V0_to_PV</i>	DMA* entre a direção do V0 e a posição do VP**	< 0.8 (cm)
<i>dca_V0_Daughters</i>	DMA* entre as Partículas Filhas	< 0.8 (cm)
<i>pos_Number_Hits</i>	Número de pontos da trajetória Positiva	> 10
<i>neg_Number_Hits</i>	Número de pontos da trajetória Negativa	> 10

Tabela 5: Cortes Iniciais nos Parâmetros Geométricos. *DMA é a abreviação de distância de máxima aproximação e **VP significa vértice primário.

4.3 Identificação de Partículas.

Quando as partículas atravessam o TPC, elas perdem energia com o gás via interações eletromagnéticas. Essa perda de energia pode ser parametrizada pela equação de Bethe-Bloch (fórmula 22).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^2(Ze)^2n_e}{4\pi e_0^2m_e c^2\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (22)$$

Onde e é a carga do elétron, Z_e é a carga da partícula em unidades de carga elementar, n_e é a densidade de elétrons no material, I é a energia de ionização média do material, c é a velocidade da luz, p é o momento da partícula, m_0 é a massa invariante da partícula e $\beta\gamma = p/mc$.

A figura 25 mostra a relação entre a energia perdida no gás e o momento das partículas que atravessam o TPC. As curvas ajustadas mostram o comportamento previsto para as partículas.

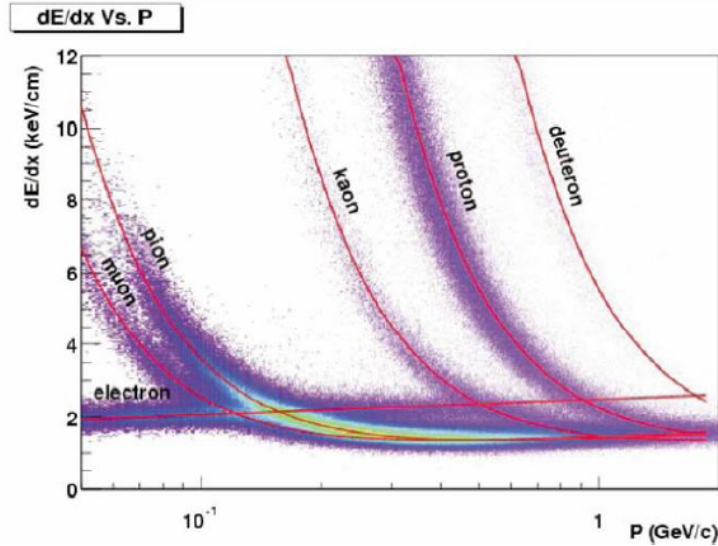


Figura 25: Energia perdida da partícula ao atravessar o gás TPC em função do momento da mesma [55].

A identificação das partículas é feita através do cálculo de N_σ (fórmula 23), o qual se refere à medida da diferença entre a perda de energia experimental (dE_{exp}/dx) obtido diretamente pelo TPC e a perda de energia teórica (dE_{teo}/dx) dada pela fórmula de Bethe-Bloch. Essa diferença é dividida por dE_{exp}/dx e normalizada pelo número de pontos que constituem a trajetória (n) e pela resolução de dE_{exp}/dx dada por uma porcentagem (r).

$$N_\sigma = \frac{dE_{exp}/dx - E_{teo}/dx}{\frac{r}{\sqrt{n}}dE_{exp}/dx} \quad (23)$$

O valor escolhido para N_σ foi de 5, garantindo 100% de eficiência para essa seleção além de uma diminuição significativa no fundo combinatório, principalmente para os casos de Λ e $\bar{\Lambda}$ devido a separação de π^+ dos p para trajetórias com momento inferior a 1 GeV/c.

4.4 Espaço de Fase.

A rapidez (y) é uma medida do momento da partícula na direção paralela dos feixes e é

dada pela fórmula 24:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right) \quad (24)$$

Onde E é a energia da partícula e p_{\parallel} é o momento na direção paralela ao feixe. A utilização da rapidez é vantajosa porque sua distribuição não muda quando passamos do referencial de laboratório para o do centro de massa. Uma partícula criada apenas com momento na direção transversal ao feixe tem rapidez igual a zero e maior probabilidade de ter sua origem de um sistema (fireball) formado após a colisão. Já partículas com valores de rapidez elevados (> 1.0) têm maior probabilidade de terem surgido a partir de fragmentos do feixe.

As distribuições de rapidez dos candidatos a V_0 sem correções e supondo que os mesmos possuem as massas do K_s^0 e Λ são mostradas na figura 26.

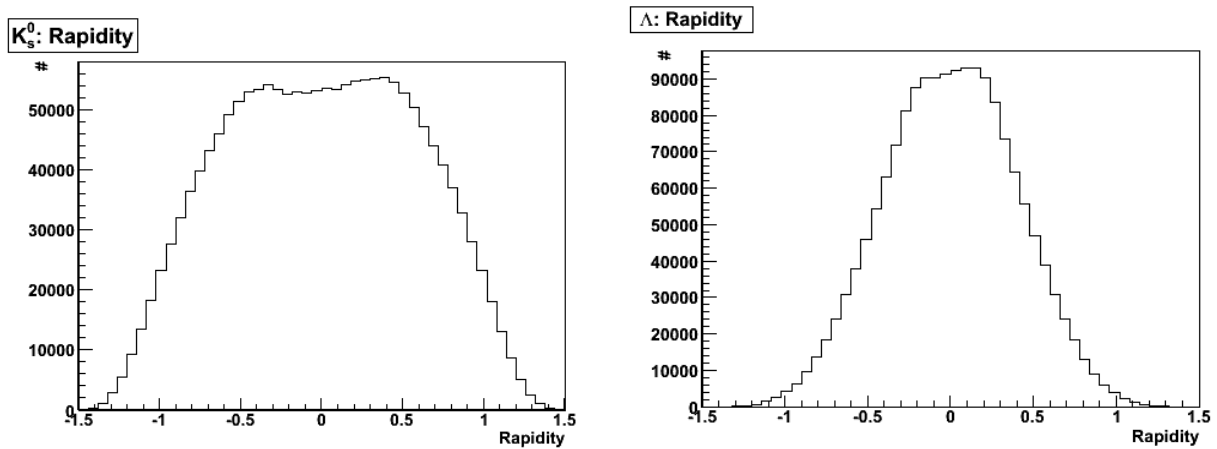


Figura 26: Distribuição não corrigida da rapidez para K_s^0 (direita) e Λ (esquerda).

O intervalo de rapidez utilizado nessa análise foi $y = 0.75$. Apesar do TPC propiciar a detecção dessas partículas num intervalo de rapidez superior ao escolhido, optou-se por um valor menor para evitar problemas no cálculo de correções de eficiência relacionados com os limites de detecção do TPC (ver seção 4.8). Além disso, esse intervalo de rapidez também foi utilizado para obter as produções de Ξ e $\bar{\Xi}$ as quais, como mostrado na seção 4.11, foram

utilizadas na correção de *feed-down* de Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente.

4.5 Espectro de Massa Invariante e Método para Extração do Fundo.

A cada colisão de Cu+Cu são detectados dezenas de candidatos a V_0 . Porém, sabe-se que esses pares de trajetórias não são todos originados do decaimento de partículas radioativas. E aqueles que de fato são, podem ter sua origem em outras partículas sem ser K_s^0 , Λ ou $\bar{\Lambda}$. Por isso, além de cortes nos parâmetros geométricos e uma identificação das partículas filhas através da perda de energia no gás, também há a necessidade de se estabelecer um método para determinar quais desses candidatos a V_0 são K_s^0 , Λ ou $\bar{\Lambda}$.

Isso pode ser feito analisando o histograma da distribuição de massa invariante da partícula pai, o qual é obtido partindo da conservação da energia e do momento no processo de decaimento (fórmula 25).

$$M_{V_0}^2 = M_1^2 + M_2^2 - 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2) \quad (25)$$

Onde M_{V_0} é a massa da partícula pai e M_1 , E_1 , p_1 , M_2 , E_2 e p_2 é a massa, a energia e o momento das partículas filhas 1 e 2 respectivamente. Utilizando os candidatos a V_0 que passaram nos cortes geométricos e na identificação das partículas filhas pelo dE/dx , foi possível obter os espectros para eventos *Minimum Bias* de massa invariante para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$. Os espectros são mostrados na figura 27.

O método aplicado para separar o sinal do fundo combinatório no espectro de massa invariante utiliza uma função polinomial de segundo grau ajustada apenas ao fundo (curva preta). A região onde se encontra o pico é delimitada pelas duas linhas azuis. Desse modo, o fundo é obtido através da integral do polinômio na região de pico.

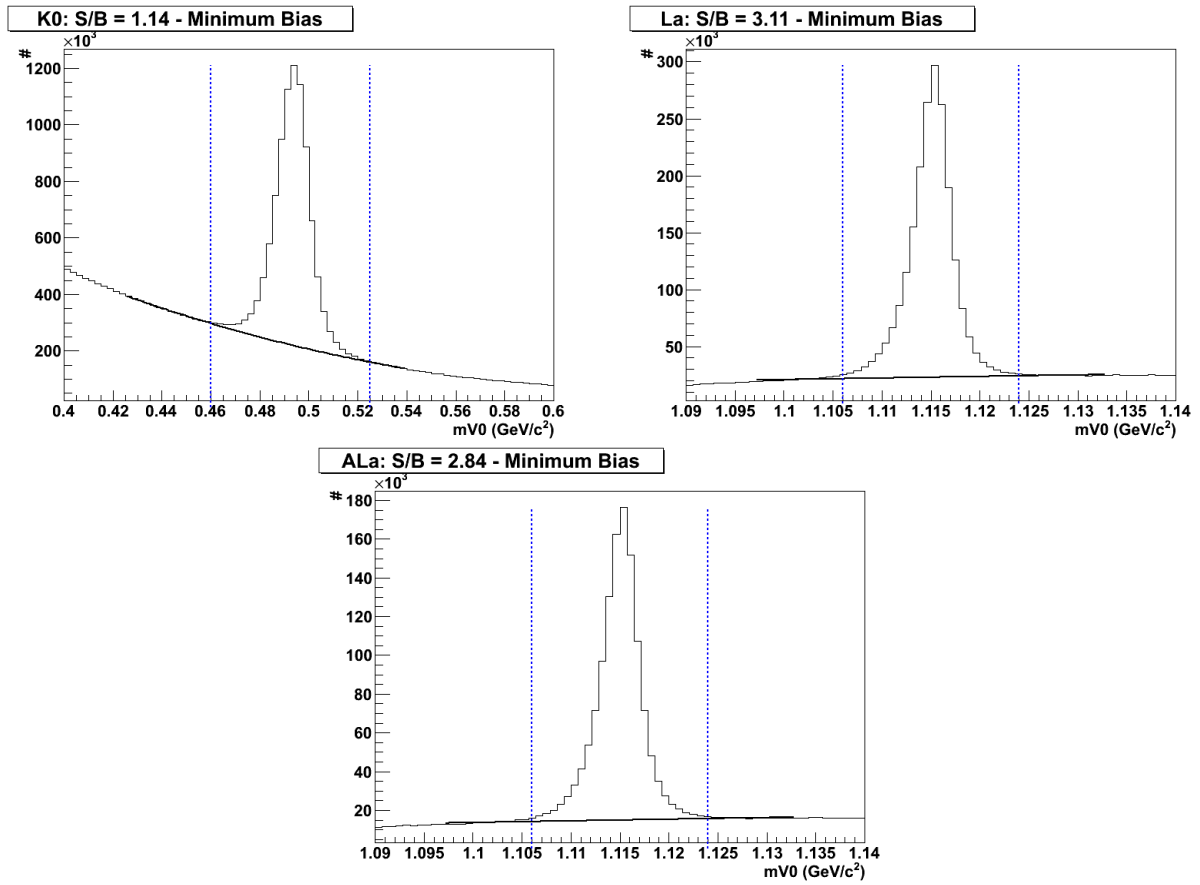


Figura 27: Espectro de Massa Invariante para de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ de todos os eventos *Minimum Bias* analisados após os cortes iniciais nos Parâmetros Geométricos e identificação pela perda de energia das partículas filhas no gás.

Considerando que o número de contagens obtidas no fundo (B) e o número de contagens totais obtido na região de onde está o pico (T) seguem uma distribuição binomial, pode-se aproximar suas incertezas como sendo \sqrt{B} e \sqrt{T} respectivamente. O número de contagens no pico, sinal (S), e sua incerteza (σ_S) são dadas pelas fórmulas 26 e 27:

$$S = T - B \quad (26)$$

$$\sigma_S = \sqrt{T + B} \quad (27)$$

A relação entre sinal e fundo (S/B) para os espectros de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ foram 0.94, 1.56 e 0.99 respectivamente.

4.6 Otimização dos Cortes nos Parâmetros Geométricos.

Para diminuir o fundo nos espectros de massa invariante da figura 27, estudou-se o comportamento do sinal (S), do fundo (B), da razão sinal por fundo (S/B) e da razão entre a incerteza do sinal e o valor médio do mesmo (σ_S/S) em função de cortes nos diferentes parâmetros geométricos que caracterizam o candidato a V_0 , variando apenas um parâmetro por vez enquanto os outros eram mantidos fixos em valores menos restritivos possíveis.

Os gráficos das figuras 28, 29, 30, 31 e 32 mostram as curvas utilizadas para definir quais cortes seriam aplicados aos parâmetros geométricos no caso da partícula K_s^0 . Foi observado o comportamento de S e B (gráfico à direita), S/B (gráfico ao centro) e σ_S/S (gráfico à direita) a medida que variávamos cada parâmetro geométrico.

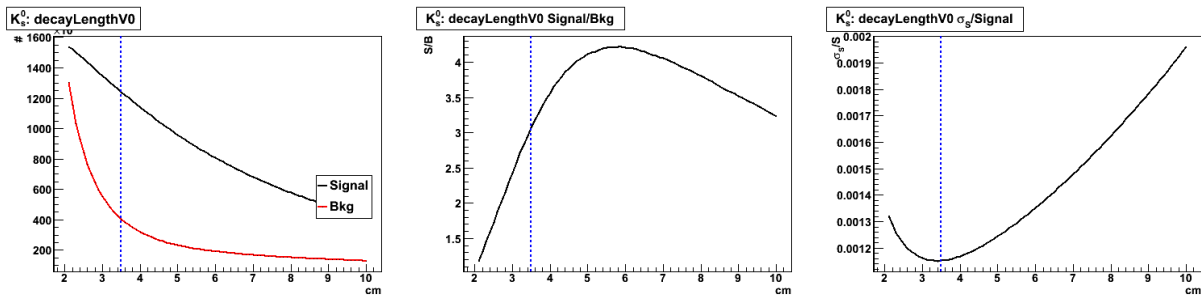


Figura 28: Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico decayLengthV0 . Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (3,5 cm).

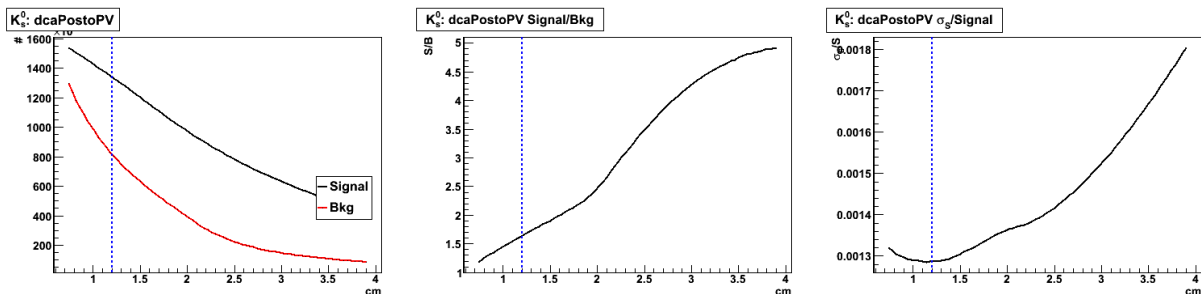


Figura 29: Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico dcaPostoPV . Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (1,2 cm).

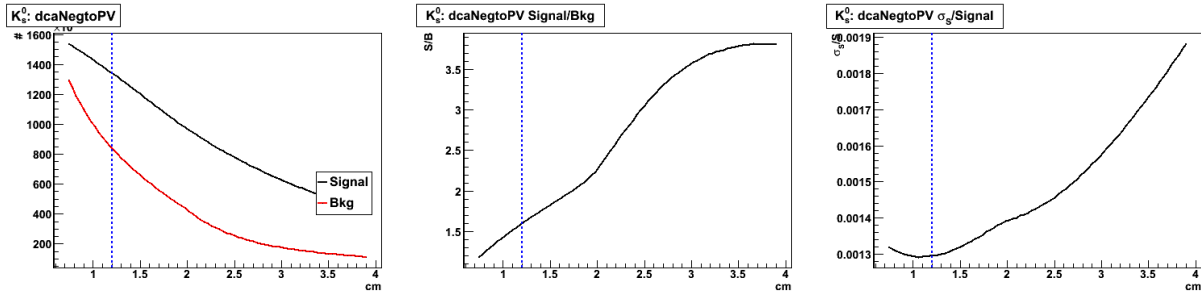


Figura 30: Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico dcaNegtoPV. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (1,2 cm).

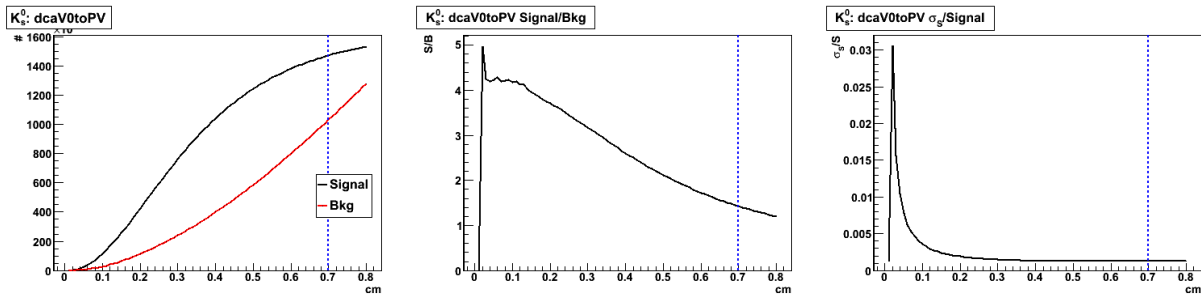


Figura 31: Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico dcaV0toPV. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (0,7 cm).

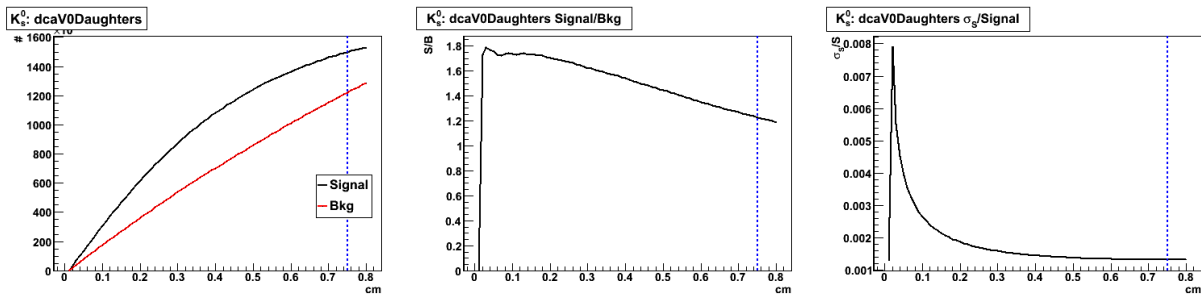


Figura 32: Gráficos para otimização do corte no parâmetro geométrico dcaV0Daughters. Número de contagens no Sinal e no Fundo (esquerda), razão entre Sinal e Fundo (meio) e razão entre a incerteza do Pico e o valor médio do mesmo (direita). A linha vertical representa corte aplicado no parâmetro (0,75 cm).

O valores escolhidos para serem os cortes nos parâmetros geométricos mostrados na Tabela 6, foram aqueles que minimizassem a relação σ_S/S , porém, tomando cuidado para que um único corte não diminuísse mais de 10% do valor do sinal (S).

Parâmetro	K_s^0	Λ	$\bar{\Lambda}$
<i>decay_Length_V0</i>	> 3.5 (cm)	> 6.0 (cm)	> 6.0 (cm)
<i>dca_Pos_to_PV</i>	> 1.2 (cm)	> 1.0 (cm)	> 2.2 (cm)
<i>dca_Neg_to_PV</i>	> 1.2 (cm)	> 2.2 (cm)	> 1.0 (cm)
<i>dca_V0_to_PV</i>	< 0.7 (cm)	< 0.7 (cm)	> 0.7 (cm)
<i>dca_V0_Daughters</i>	< 0.75 (cm)	< 0.75 (cm)	> 0.75 (cm)
<i>pos_Number_Hits</i>	> 15	> 15	> 15
<i>neg_Number_Hits</i>	> 15	> 15	> 15

Tabela 6: Cortes ortogonais nos parâmetros geométricos após otimização.

A figura 33, o espectro de massa invariante de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ após utilização dos novos cortes.

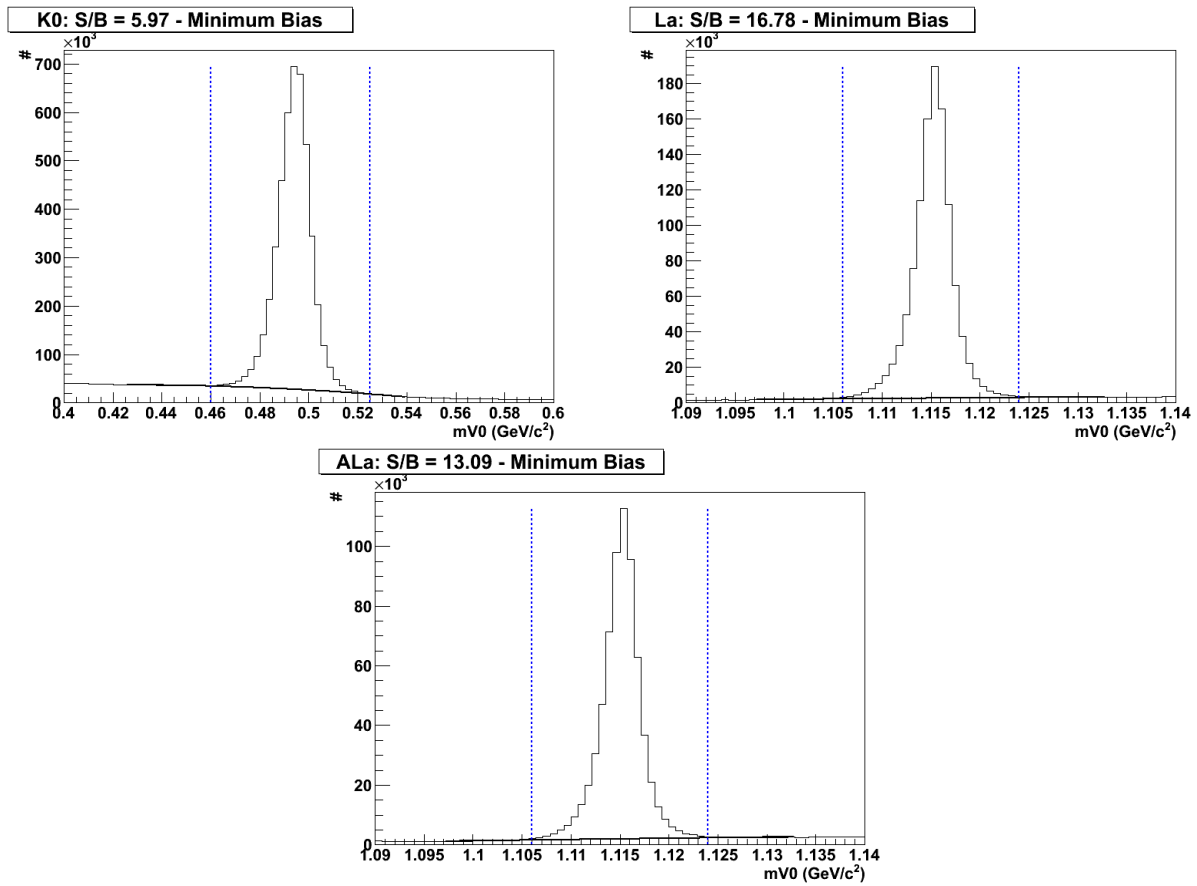


Figura 33: Espectro de Massa Invariante para de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ *Minimum Bias* após seleção dos cortes nos Parâmetros Geométricos e identificação pela perda de energia das partículas filhas no gás.

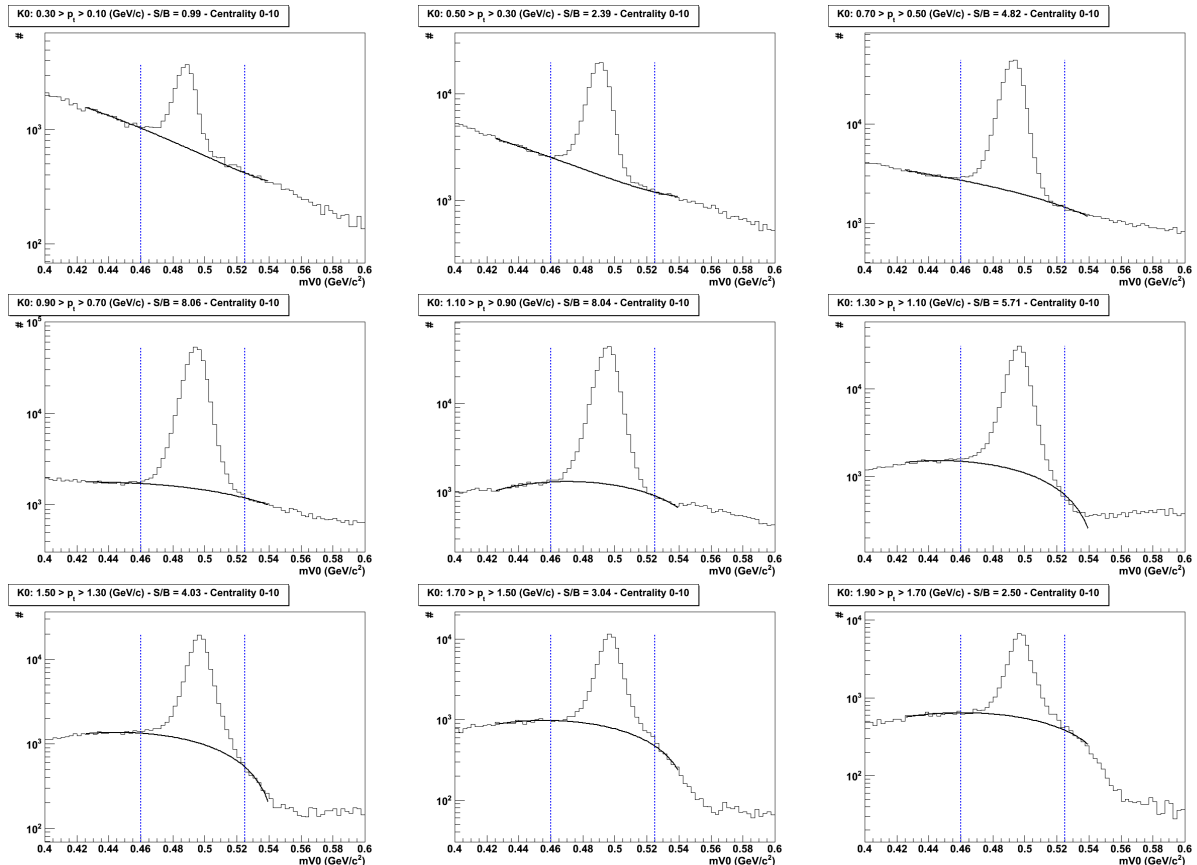
Ao observar os gráficos da figura 33 percebe-se que os cortes nos parâmetros geométricos foram responsáveis por uma significativa redução no fundo do histograma de massa melhorando a razão sinal por fundo (S/B), a qual para os espectros de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ foi de 5.97, 16.78

e 13.09 respectivamente após a otimização dos cortes.

4.7 Medidas Diferenciais.

Os espectros de massa invariante *Minimum Bias* devem ser divididos por centralidades de colisão e por intervalos de momento transversal da partícula para posterior correção da eficiência. Por isso, dividiu-se esses espectros de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em 15 intervalos de momento transversal (p_t) os quais tiveram o seu sinal de pico separado do fundo pelo método descrito na seção 4.5. Nos gráficos das figuras 34, 35 e 36, pode-se notar a qualidade do ajuste polinomial o qual descreve de forma adequada o fundo.

4.7.1 Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para K_s^0 .



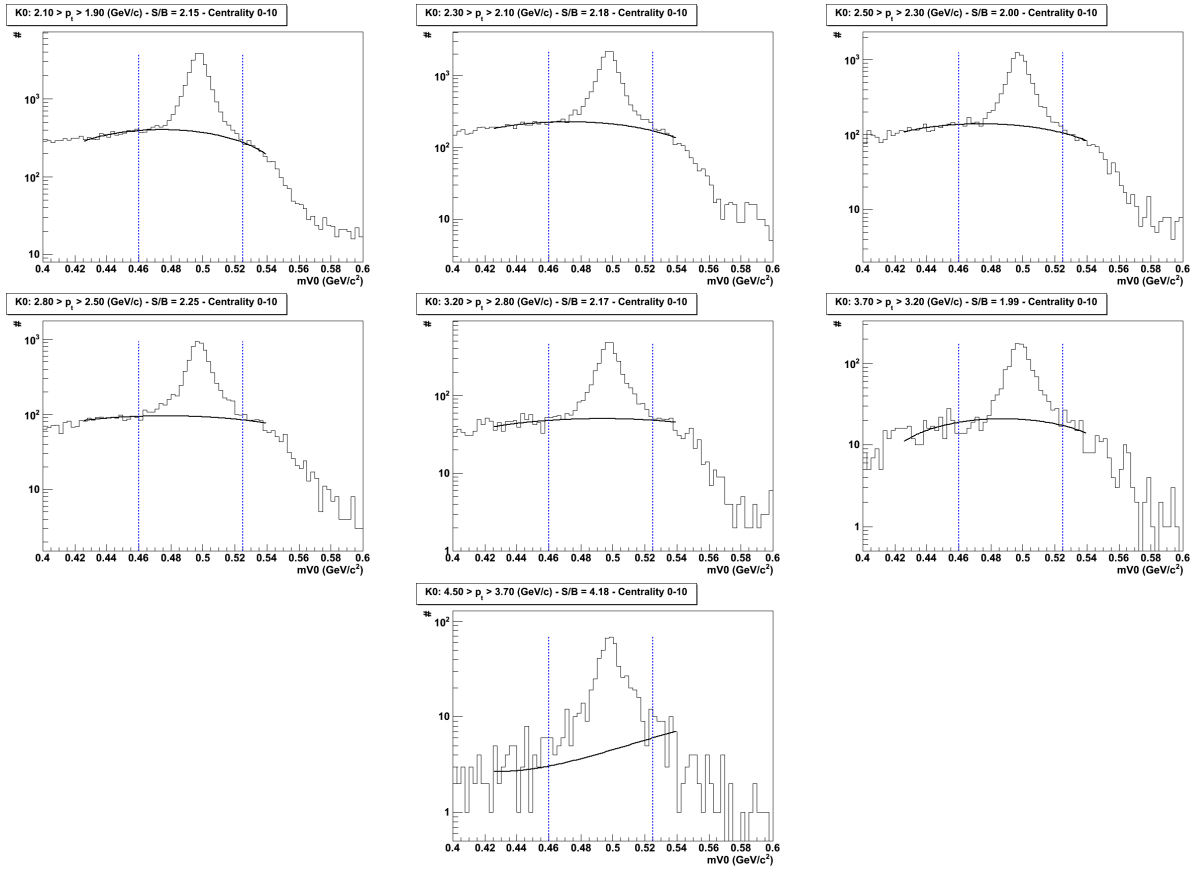
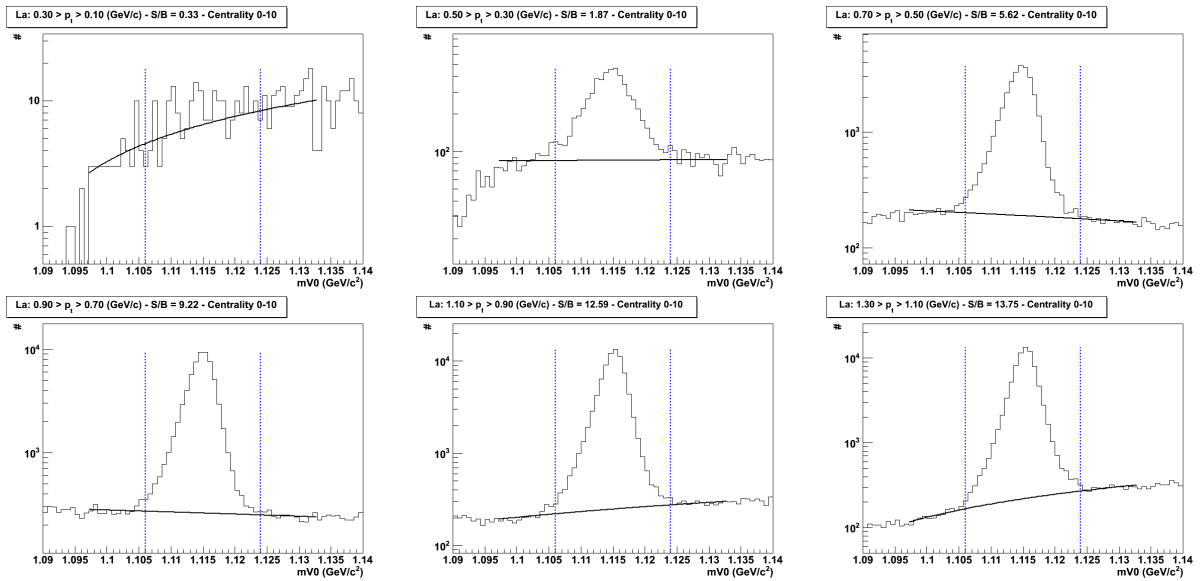


Figura 34: Espectro de Massa Invariante de K_s^0 dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).

4.7.2 Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para Λ .



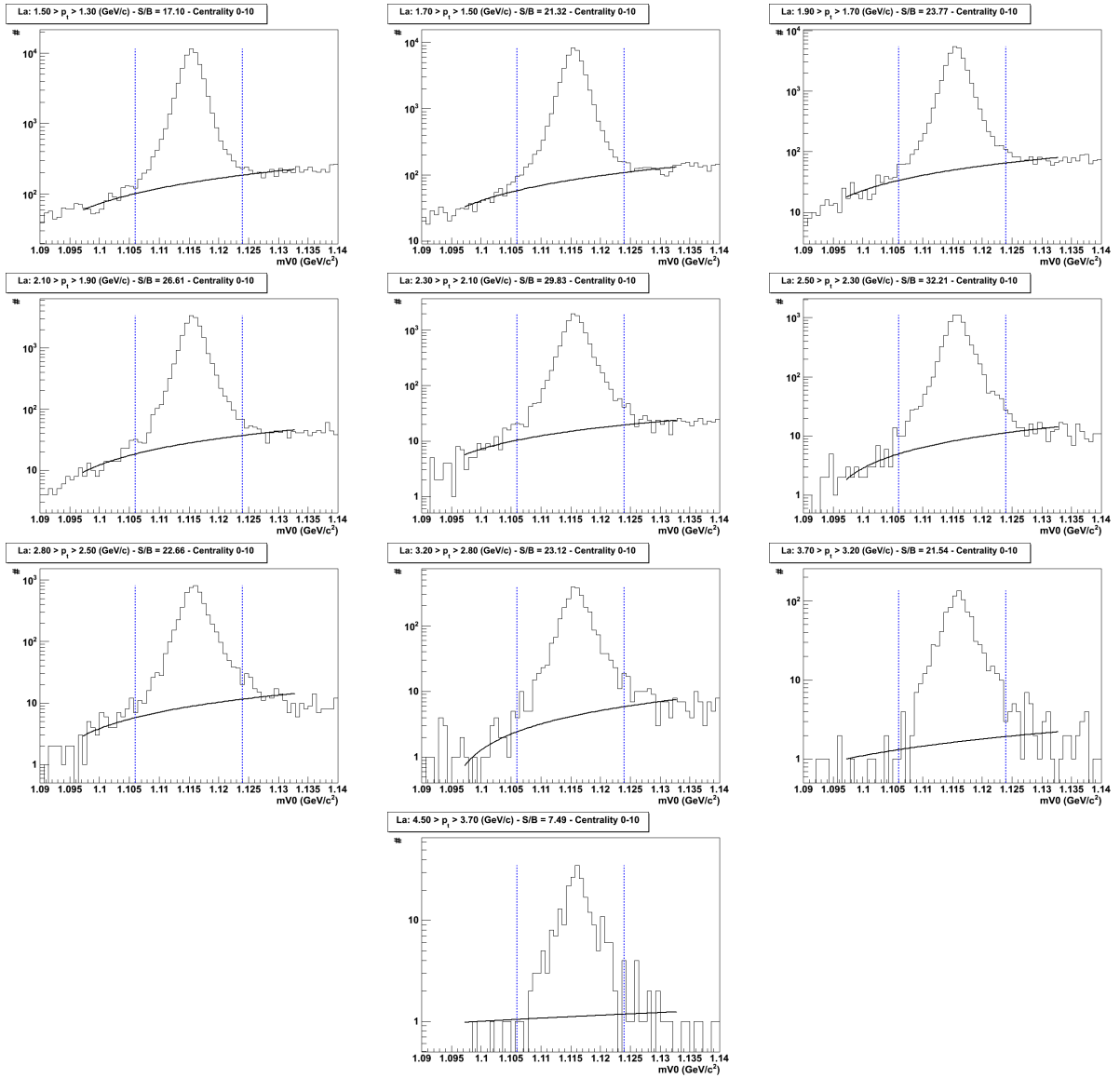
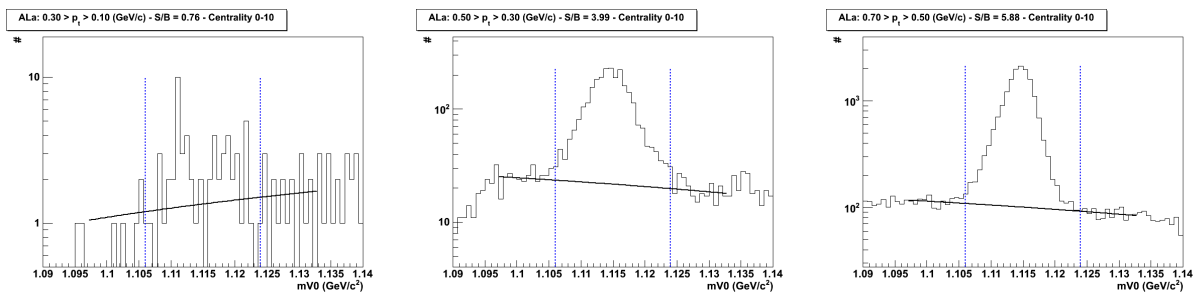


Figura 35: Espectro de Massa Invariante de Λ dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).

4.7.3 Espectros de Massa Invariante em Intervalos de p_t para $\bar{\Lambda}$.



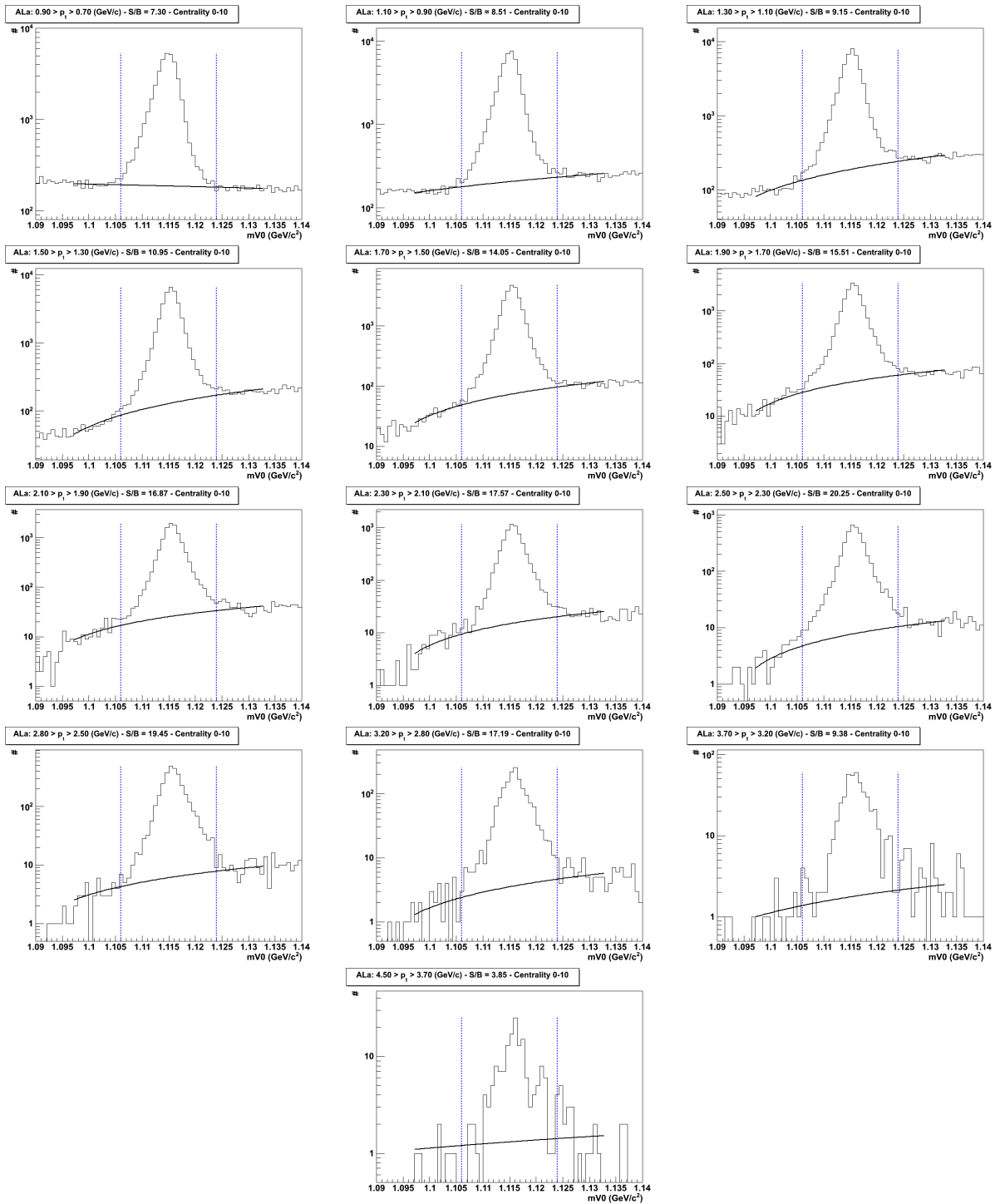


Figura 36: Espectro de Massa Invariante de $\bar{\Lambda}$ dividido em intervalos de p_t (colisões 10% mais centrais).

4.8 Eficiência na reconstrução

O sinal obtido nos gráficos das figuras 34, 35 e 36 não representam o número total de

K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ produzidos nas colisões. Isso se deve a vários fatores tais como: decaimentos verdadeiros (V_0) que não passaram nos cortes geométricos; partículas que decaíam por meio de outro canal; partículas filhas cujas trajetórias não foram reconstruídas ou não foram identificadas como possíveis produtos de um decaimento; e partículas filhas que ficaram fora da cobertura angular do detector TPC.

Para determinar a eficiência na identificação dos V_0 s, utilizam-se dois programas chamados GENTX e GEANT [71], além de um processo de *embedding*.

O primeiro passo é gerar, utilizando o programa GENTX, partículas com as mesmas características físicas daquelas que se deseja mensurar. Para isso, o GENTX recebe vários parâmetros de entrada como a posição do vértice primário, distribuição do intervalo de rapidez e do momento transversal (p_t) e utiliza técnicas de Monte Carlo para selecionar qual o momento e a distância de decaimento para cada partícula simulada.

Em seguida, utiliza-se o GEANT para realizar o transporte das partículas no experimento STAR, ou seja, simular o comportamento dessa partícula dentro do experimento, obtendo sua trajetória antes e após o decaimento, além de considerar a interação com o gás, o material do detector e a interferência dos campos elétricos e magnéticos [71].

Por fim, os pontos que constituem a trajetória do candidato a V_0 simulado são inseridos nos dados reais num processo conhecido como *embedding*. Nesse processo, limita-se o número trajetórias simuladas inseridas a 10% do número de trajetórias contidas no evento real. Isso é importante para que os dados não percam suas características iniciais. Os pontos das trajetórias simuladas, misturadas com os pontos reais, passam por todo o processo de reconstrução de trajetória e de combinação das mesmas para gerar candidatos a V_0 . Como as partículas simuladas inseridas nos eventos reais são conhecidas, pode-se verificar que fração desses partículas foram corretamente identificadas como V_0 . Essa fração dá origem às correções aplicadas aos dados.

A eficiência relacionada à cobertura angular é dada pela fórmula 28.

$$A_{(y,p_t)} = \frac{N_{cg}}{N_g} \quad (28)$$

Onde N_{cg} é o número de partículas simuladas que estão dentro da cobertura angular do

detector e N_g é o número total de partículas simuladas. Já a eficiência intrínseca do detector é dada pela fórmula 29.

$$E_{ff}(y, p_t) = \frac{N_{rec}}{N_{cg}} \quad (29)$$

Onde N_{rec} é o número de partículas reconstruídas no final de todo processo. Na prática, as correções com relação a cobertura angular e eficiência intrínseca são feitas simultaneamente comparando o que foi simulado no início com o que foi reconstruído no final de todo processo (equação 30).

$$C_T(y, p_t) = \frac{N_{cg}}{N_g} \frac{N_{rec}}{N_{cg}} = \frac{N_{rec}}{N_g} \quad (30)$$

A incerteza da medida da correção total é a raiz quadrada da variância (V_{C_T}), a qual foi obtida através de um método bayesiano [72]. Essa variância é dada pela fórmula 31.

$$V_{C_T} = \frac{(N_{rec} - 1)(N_{rec} - 2)}{(N_g + 2)(N_g + 3)} - \frac{(N_{rec+1})^2}{(N_g + 2)^2} \quad (31)$$

Através da relação entre partículas inseridas e reconstruídas é determinada a eficiência, como mostrado nos gráficos da figura 37.

Uma característica importante das eficiências mostradas na figura 37 é que a distribuição de p_t das partículas simuladas é uniforme. Porém, sabe-se que a distribuição de p_t da produção de partículas estranhas em colisões de íons pesados relativísticos não é constante em função de p_t . Para saber se essa diferença no formato das distribuições iniciais poderia produzir diferenças na eficiência, foi feita uma correção para que os dados simulados tivessem a distribuição exponencial: $e^{-\frac{p_t}{T}}$, onde o valor de T utilizado foi de 280 MeV/c, que é um valor próximo daquele esperado para essas colisões.

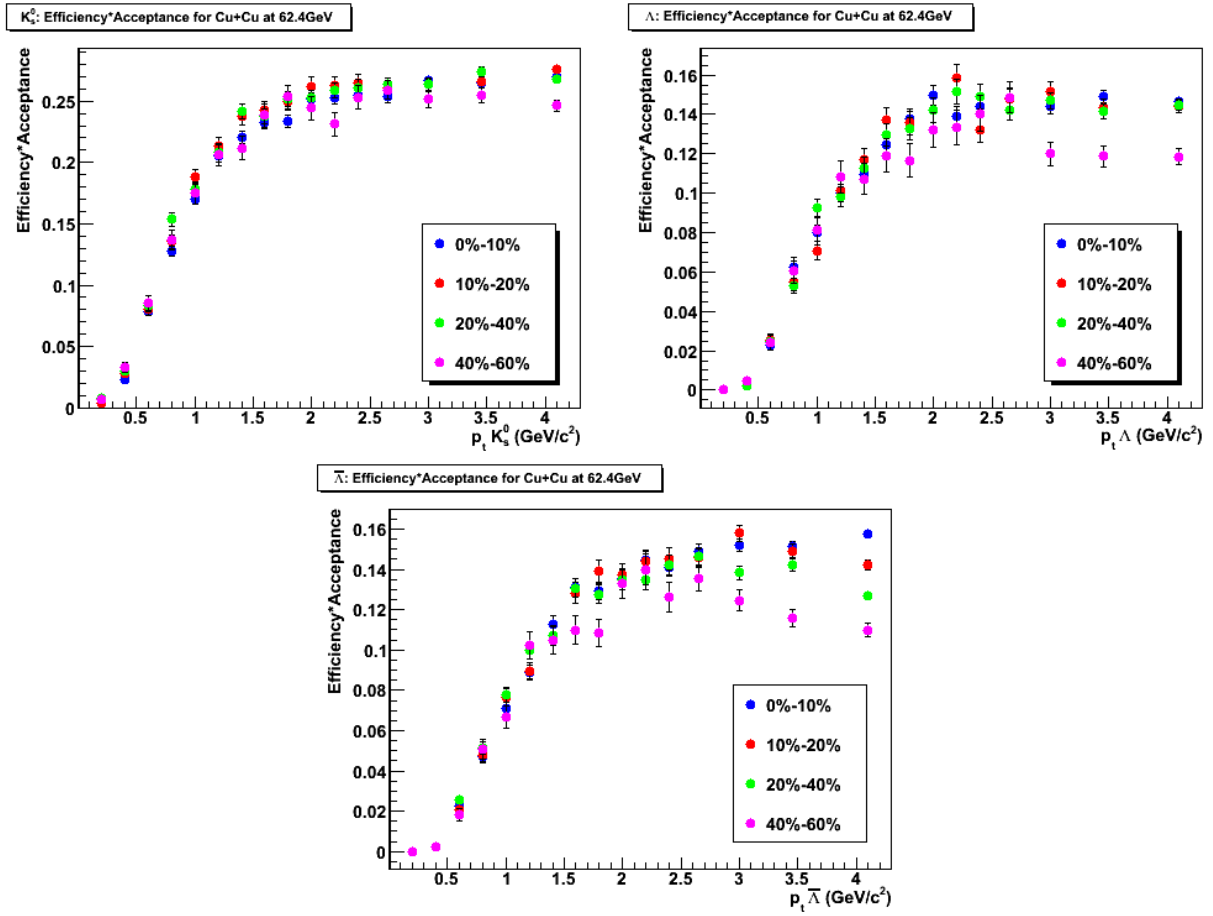


Figura 37: Eficiência da Reconstrução de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ x p_t para todas as centralidades de colisão

A comparação entre as eficiências utilizando distribuições iniciais de p_t uniforme e exponencial é mostrada na figura 38, para uma dada centralidade.

Analisando os gráficos da figura 38, conclui-se que a distribuição de p_t inicial das partículas simuladas não interfere significativamente na eficiência, sobretudo para região de p_t mais baixo, na qual uma mudança afetaria mais significativamente a produção final. Apenas para o último intervalo de momento transversal considerado ($3.7\text{GeV} \leq p_t \leq 4.5\text{GeV}$) foi perceptível uma diferença entre as distribuições, mas isso se deve, principalmente, ao fato desse último intervalo estar próximo do valor máximo de p_t simulado. Por isso, considerou-se a eficiência calculada com a distribuição *flat* nessa análise.

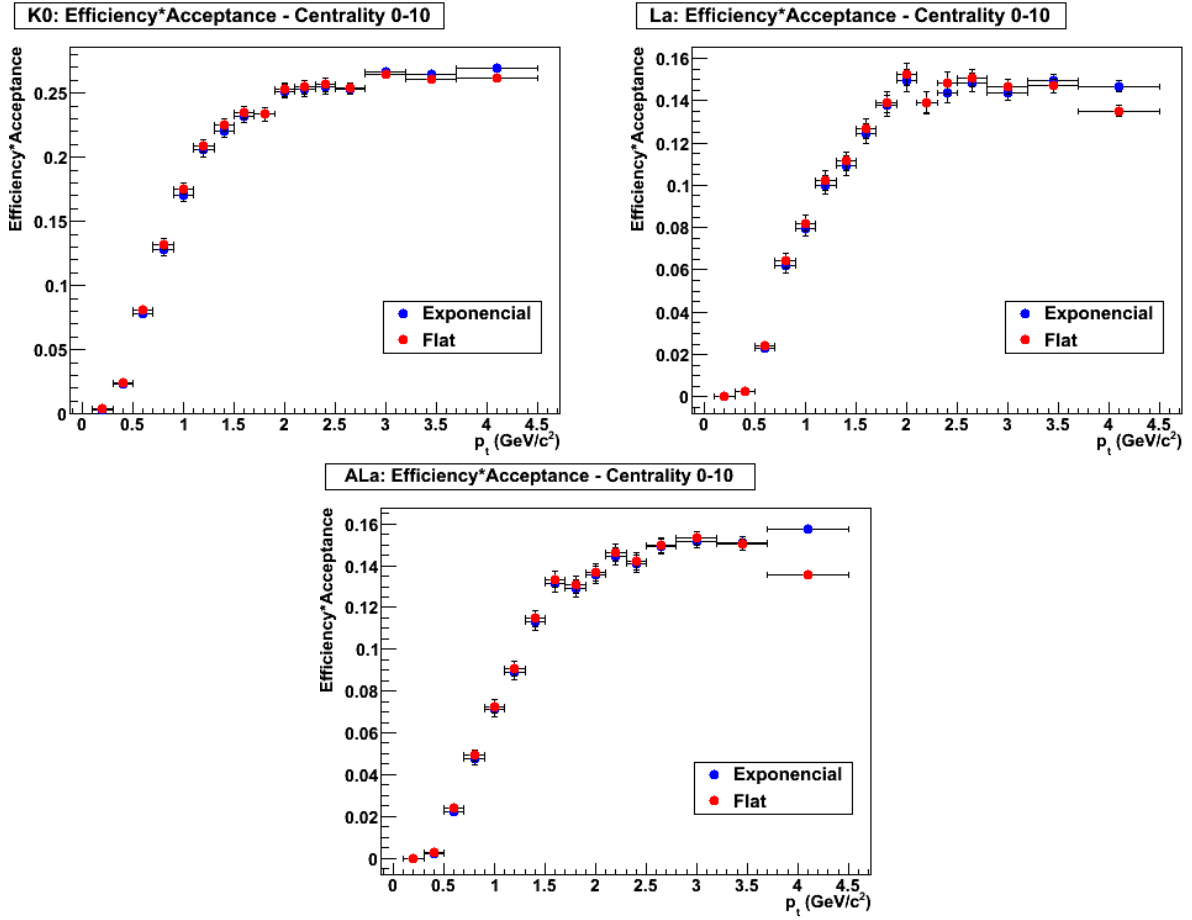


Figura 38: A comparação entre as eficiências pressupondo uma distribuição uniforme e exponencial para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ x p_t utilizando somente as colisões mais centrais.

4.9 Espectro Invariante de Momento Transversal.

Uma vez obtido o número de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ medidas por intervalo de p_t com as correções necessárias, calculou-se o espectro invariante de momento transversal. Esse espectro, além de fornecer informações sobre a produção de partículas em função de p_t , ele é utilizado para obter a quantidade de partículas produzidas por intervalo de rapidez por colisão (dN/dy). Para isso, partimos da seção de choque invariante total (σ), a qual é dada por:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^2\sigma}{2\pi p_t dp_t dp_{\parallel}} \quad (32)$$

Onde E é a energia da partícula. Utilizando as relações :

$$\begin{cases} p_{\parallel} = m_t \sinh(y) \\ E = m_t \cosh(y) \end{cases} \quad (33)$$

Percebe-se que:

$$dp_{\parallel} = E dy \quad (34)$$

Para um intervalo de centralidade, pode-se aproximar a seção de choque da colisão por:

$$\sigma = \text{const.} N \quad (35)$$

Onde N é a quantidade de uma determinada partícula produzida em uma colisão. Substituindo as equações 35 e 34 em 32 temos:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \text{const.} \frac{d^2 N}{2\pi p_t dp_t dy} \quad (36)$$

A equação 36 descreve o espectro de momento transversal e pode ser obtida experimentalmente por:

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_t dp_t dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{n_{event} C_{T(p_t, y, mult)} B_r} \frac{\Delta N_{(p_t, y, mult)}}{\Delta p_t \Delta y} \quad (37)$$

Onde n_{event} é o número de colisões analisadas de uma determinada centralidade, $C_{T(p_t, y, mult)}$ é a correção relacionada à eficiência e cobertura angular, B_r é a probabilidade da partícula decair no canal estudado, $\Delta N_{(p_t, y, mult)}$ é o número de partículas obtidas num certo intervalo de p_t e y nos n eventos estudados, Δp_t é o intervalo de momento transversal e Δy é o intervalo de rapidez (1, 5) utilizado nesta análise.

4.10 Determinação da Produção das Partículas a partir do Espectro Invariante de p_t .

Neste trabalho, usou-se duas funções diferentes para se ajustar e extrapolar a produção no espectro de momento transversal. As duas funções ajustadas ao espectro são a de Boltzmann e Lèvy [73, 74] respectivamente mostradas nas fórmulas 38 e 39.

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_t dp_t dy} = \frac{m_t dN/dy}{2\pi T(m_0^2 + 2m_0 T + 2T^2)} e^{-\frac{(m_t - m_0)}{T}} \quad (38)$$

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_t dp_t dy} = \frac{(n-1)(n-2)dN/dy}{2\pi n T [nT + m_0(n-2)]} \left(1 + \frac{m_t - m_0}{nT}\right)^{-n} \quad (39)$$

Onde m_t é a massa transversal a qual está relacionada com o momento transversal p_t e é dada por (fórmula 40):

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (40)$$

Partículas produzidas com uma distribuição em m_t proporcional a uma exponencial ($e^{-\frac{m_t}{T}}$) ou a uma distribuição de Boltzmann ($m_t e^{-\frac{m_t}{T}}$) podem caracterizar a existência de sistema em equilíbrio térmico [75]. O ajuste de Lèvy, quando $n \rightarrow \infty$, resulta em uma distribuição exponencial em m_t (fórmula 41).

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{(n-1)(n-2)dN/dy}{2\pi n T [nT + m_0(n-2)]} \left(1 + \frac{m_t - m_0}{nT}\right)^{-n} = \frac{dN/dy}{2\pi T [m_0 + T]} e^{-\frac{(m_t - m_0)}{T}} \quad (41)$$

O parâmetro n do ajuste de Lèvy possui influência principalmente sobre a parte do espectro com p_t mais elevado, tornando a produção nessa região maior do que as observadas

nos ajustes de Boltzmann ou exponenciais a medida que n diminui. Dessa forma, a fórmula de Lèvy pode ser útil para ajustar a produção em alto p_t , a qual normalmente é dominada por processos que não envolvem um sistema em equilíbrio térmico como, por exemplo, a produção por jatos.

4.10.1 Produção de K_s^0 .

Com o intuito de determinar a produção de K_s^0 por evento num intervalo de rapidez tal que $y < |0.75|$, calculou-se o espectro de momento transversal e, em seguida, aplicou-se os ajustes de Boltzmann e Lèvy para extrapolar a produção em regiões que não foram mensuradas (figura 39).

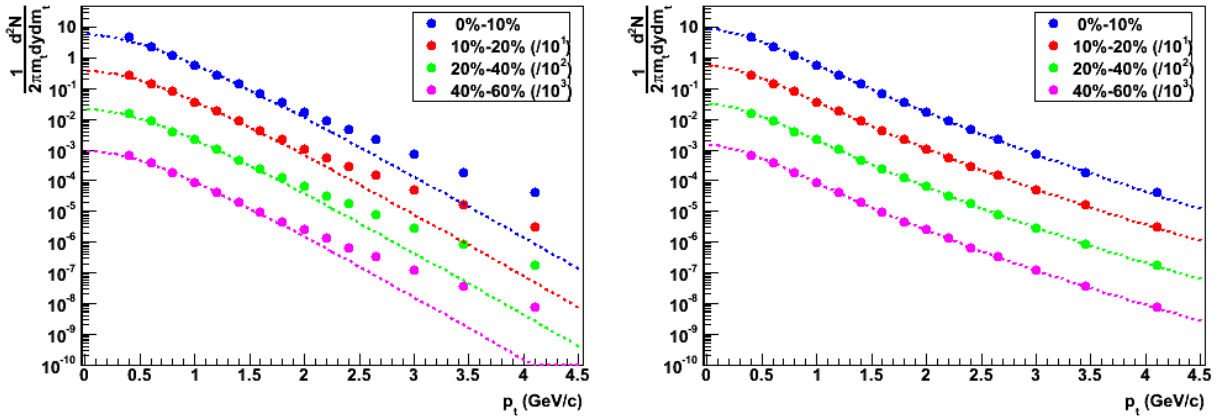


Figura 39: Espectro de momento transversal para K_s^0 considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e Lèvy (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.

Pela figura 39, nota-se que o ajuste de Boltzmann não é capaz de descrever todo o espectro de momento transversal para K_s^0 . Por isso, utilizou-se apenas os primeiros pontos ($p_t < 2$ GeV/c) para extrapolar melhor a região de baixo p_t , a qual tem maior influência sobre o valor final de dN/dy .

O primeiro ponto desses gráficos está no intervalo $0.3 \text{ GeV}/c \leq p_t < 0.5 \text{ GeV}/c$ apesar de, nos espectros de massa invariante de K_s^0 (seção 4.7.1), ser perceptível a existência de um pico

já no primeiro intervalo utilizado ($0.1 \text{ GeV}/c \leq p_t < 0.3 \text{ GeV}/c$). A exclusão desse primeiro ponto deve-se ao fato do GEANT não simular precisamente os processos de interação das partículas filhas a baixo momento ($p_t < 200 \text{ MeV}/c$).

As tabelas 7 e 8 mostram, para $|y| \leq 0.75$, a produção total de partículas ($dN/dy_{Ajustado}$) obtida através do ajuste das funções de Boltzmann e Lèvy respectivamente, além da produção considerando apenas os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$), a produção relacionada à extrapolação da região de baixo p_t ($dN/dy_{(0 \leq p_t < 0.3)}$) e os parâmetros das funções ajustadas (T, n) e χ^2/dof .

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.3$	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	7.79(18)	7.05(21)	1.410(40)	204.2(23)	4.10
10% – 20%	4.99(14)	4.47(14)	0.945(31)	202.5(27)	1.80
20% – 40%	2.812(71)	2.496(78)	0.517(16)	202.1(24)	2.86
40% – 60%	1.210(50)	1.044(48)	0.227(11)	199.3(39)	1.24

Tabela 7: Produção de K_s^0 para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{0 \leq p_t < 0.3}$); a temperatura (T); e o χ^2/dof do ajuste de Boltzmann.

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.3$	n	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	8.97(20)	7.05(21)	1.985(56)	22.2(11)	218.0(32)	1.67
10% – 20%	5.75(15)	4.47(14)	1.299(43)	18.56(90)	211.4(37)	0.87
20% – 40%	3.320(82)	2.496(78)	0.730(23)	18.55(85)	211.5(35)	1.45
40% – 60%	1.411(57)	1.044(48)	0.332(17)	16.8(11)	202.0(53)	0.68

Tabela 8: Produção de K_s^0 para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Lèvy ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Lèvy ($dN/dy_{0 \leq p_t < 0.3}$); a temperatura (T); o coeficiente (n); e o χ^2/dof do ajuste de Lèvy.

Quando o ajuste descreve satisfatoriamente a região que contém pontos, ou seja, quando o valor de χ^2/dof mostra que o ajuste em questão possui boa probabilidade de descrever os dados, tem-se a seguinte relação:

$$dN/dy(Ajustado) = dN/dy(Experimental) + dN/dy(0 \leq p_t < 0.3) \quad (42)$$

O ajuste de Lèvy descreve satisfatoriamente os dados experimentais, porém, ao utilizar o ajuste de Boltzmann, deve-se considerar o valor final de dN/dy como sendo aquele dado pela soma $dN/dy(Exp) + dN/dy(0 \leq p_t < 0.3)$.

4.10.2 Produção Inclusiva de Λ .

A figura 40 mostra o espectro de momento transversal para Λ considerando diferentes centralidades com os ajustes de Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).

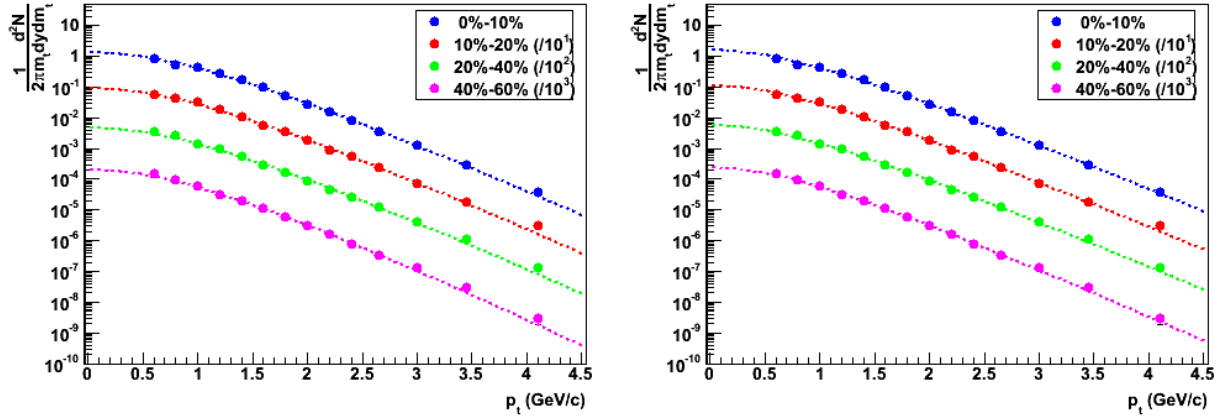


Figura 40: Espectro de momento transversal para Λ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.

Pelo mesmo motivo mencionado para K_s^0 , também foi desconsiderado um ponto do espectro de momento transversal ($0.3 \leq p_t < 0.5$ GeV/c), pois a eficiência desse ponto não é bem estimada pelo GEANT (p_t das filhas menor que 200MeV).

As tabelas 9 e 10 mostram a produção ($dN/dy_{Ajustado}$) obtida, respectivamente, através do ajuste de Boltzmann e exponencial, além da informação sobre a produção considerando apenas os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$), a produção relacionada à extrapolação a região de baixo p_t (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$ GeV/c), do parâmetro ajustado (T) e χ^2 .

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	3.833(77)	2.907(78)	0.880(19)	259.6(13)	2.73
10% – 20%	2.528(69)	2.034(68)	0.602(17)	256.2(17)	3.53
20% – 40%	1.306(34)	1.130(36)	0.3134(81)	255.2(17)	4.50
40% – 60%	0.518(22)	0.423(23)	0.1373(59)	242.3(27)	1.79

Tabela 9: Produção de Λ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste de Boltzmann.

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	4.025(79)	2.907(78)	1.019(21)	292.8(16)	2.88
10% – 20%	2.735(72)	2.034(68)	0.704(19)	288.2(20)	2.30
20% – 40%	1.412(35)	1.130(36)	0.3651(93)	287.2(20)	2.31
40% – 60%	0.553(23)	0.423(23)	0.1514(64)	272.6(32)	1.12

Tabela 10: Produção de Λ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste exponencial.

Ao ajustar a equação de Lèvy aos dados, o parâmetro n assumiu valores altos (acima de 200 para todas as centralidades). Por isso, preferiu-se usar uma exponencial (limite da função de Lèvy quando $n \rightarrow \infty$, como mostrado na equação 41) e, assim, ganhar um grau de liberdade para o ajuste.

É importante ressaltar que essa é a produção inclusiva, ou seja, nela não é considerada apenas aqueles Λ 's produzidos diretamente na colisão, mas também Λ 's oriundos do decaimento de outras partículas. A correção para esse efeito é discutida na seção 4.11.

4.10.3 Produção Inclusiva de $\bar{\Lambda}$.

A figura 41 mostra o espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades com os ajustes de Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).

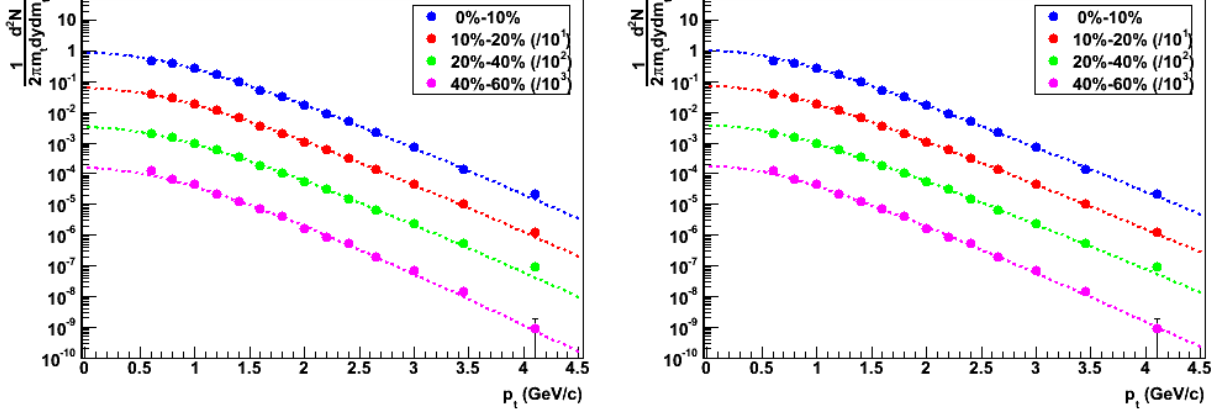


Figura 41: Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita). Os pontos possuem apenas o erro estatístico.

As tabelas 11 e 12 mostram a produção ($dN/dy_{Ajustado}$) obtida através do ajuste de Boltzmann e exponencial respectivamente, além da informação da produção considerando apenas os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$), da extrapolação relacionada a região de baixo p_t (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$ GeV), o parâmetro T e χ^2 .

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	2.382(45)	1.813(42)	0.571(11)	254.7(13)	1.63
10% – 20%	1.635(41)	1.325(42)	0.398(10)	251.4(17)	1.34
20% – 40%	0.853(20)	0.672(18)	0.2105(52)	249.6(16)	3.05
40% – 60%	0.377(15)	0.306(18)	0.0973(38)	232.1(27)	2.02

Tabela 11: Produção de $\bar{\Lambda}$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); e χ^2/dof do ajuste de Boltzmann.

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	T (MeV)	χ^2/dof
0% – 10%	2.595(47)	1.813(42)	0.670(13)	287.4(16)	1.81	
10% – 20%	1.758(42)	1.325(42)	0.461(11)	283.0(20)	0.58	
20% – 40%	0.910(20)	0.672(18)	0.2452(64)	281.8(19)	1.66	
40% – 60%	0.387(15)	0.306(18)	0.1103(49)	260.4(32)	1.44	

Tabela 12: Produção de $\bar{\Lambda}$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Lèvy ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T) e χ^2/dof do ajuste exponencial.

O mesmo procedimento aplicado a Λ foi repetido para $\bar{\Lambda}$. Também foi desconsiderado o primeiro intervalo de p_t ($0.3\text{GeV} \leq p_t < 0.5\text{GeV}$) pelo fato do GEANT não simular corretamente os processos de interação das partículas filhas com baixo momento e utilizado a função exponencial ao invés da Lèvy, pois o parâmetro n apresentou valores elevados.

4.11 Estimativa da Contribuição de Λ e $\bar{\Lambda}$ Secundários no Espectro Inclusivo

As partículas Λ e $\bar{\Lambda}$ também podem ser produzidas, respectivamente, pelo decaimento fraco das partículas Ξ e $\bar{\Xi}$ cujas propriedades são mostradas na Tabela 13.

Partícula	Massa (GeV)	Principal Canal de Decaimento	$c\tau$ (cm)
Ξ	1,322	$\Lambda + \pi^- : 99.9\%$	4.91
$\bar{\Xi}$	1,322	$\bar{\Lambda} + \pi^+ : 99.9\%$	4,91

Tabela 13: Propriedades das partículas Ξ e $\bar{\Xi}$.

Portanto, para obter a produção primária de Λ e $\bar{\Lambda}$, deve-se subtrair a contribuição vinda do decaimento de Ξ e $\bar{\Xi}$. Para isso, é necessário conhecer os espectros de momento transversal de Ξ e $\bar{\Xi}$ em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, os quais foram extraídos de outra análise [82] e são mostrados na figura 42.

Com o intuito de extrapolar a produção dessas partículas em regiões de baixo p_t , foram ajustadas funções de Boltzmann (fórmula 38) aos espectros (linhas tracejadas na figura 42).

A fim de se estimar a produção de Λ oriunda do decaimento de Ξ é necessário também utilizar uma simulação desse processo de decaimento. Inicialmente, foram considerados Ξ 's com uma distribuição constante de momento transversal no intervalo $0 < p_t < 6$ GeV/c. E, em seguida, utilizando técnicas de Monte Carlo, simulou-se o decaimento dessas partículas obtendo uma distribuição em p_t dos Λ 's oriundos desse decaimento (figura 43).

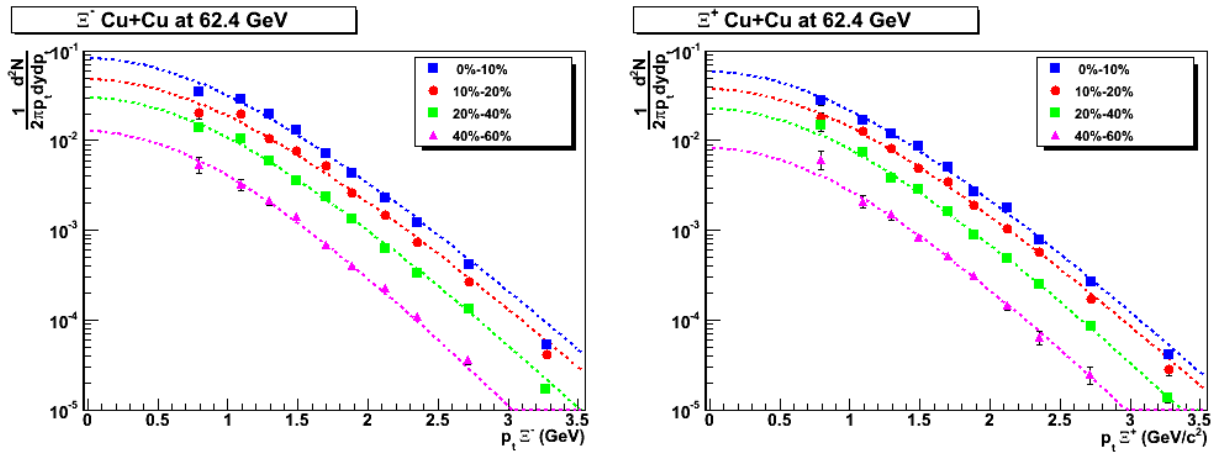


Figura 42: Espectro de momento transversal para Ξ^- e Ξ^+ de uma colisão Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV para cada uma das quatro centralidades centralidades [82]. Os ajustes aplicados são funções de Boltzmann (linha tracejada).

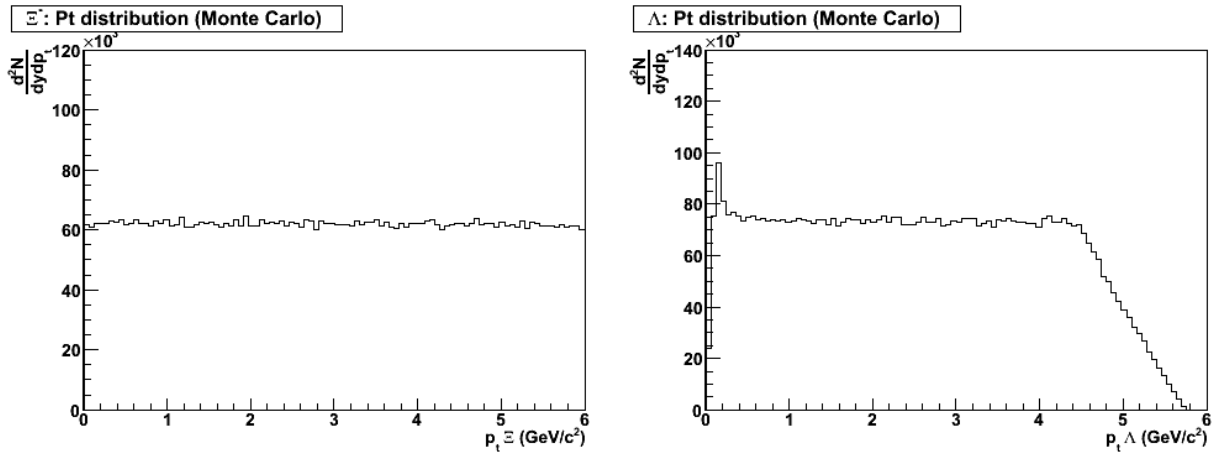


Figura 43: Simulação de um espectro de Ξ com p_t constante (esquerda) e do espectro de Λ originado no decaimento dos Ξ 's (direita).

O espectro de Ξ da figura 43 deve possuir a mesma forma dos dados experimentais observados na figura 42, por isso, determinou-se uma função de normalização, a qual é obtida através da razão entre os espectros de p_t experimentais de Ξ e o espectro de p_t da simulação (figura 44).

Em seguida, utilizou-se a função de normalização para corrigir a distribuição constante em p_t dos Ξ simulados e, assim, deixar os dados simulados com a mesma distribuição dos dados experimentais, como mostrado na figura 45 (esquerda). A distribuição de Λ secundário

oriundo do decaimento de Ξ após ter a distribuição normalizada é mostrada na figura 45 (direita).

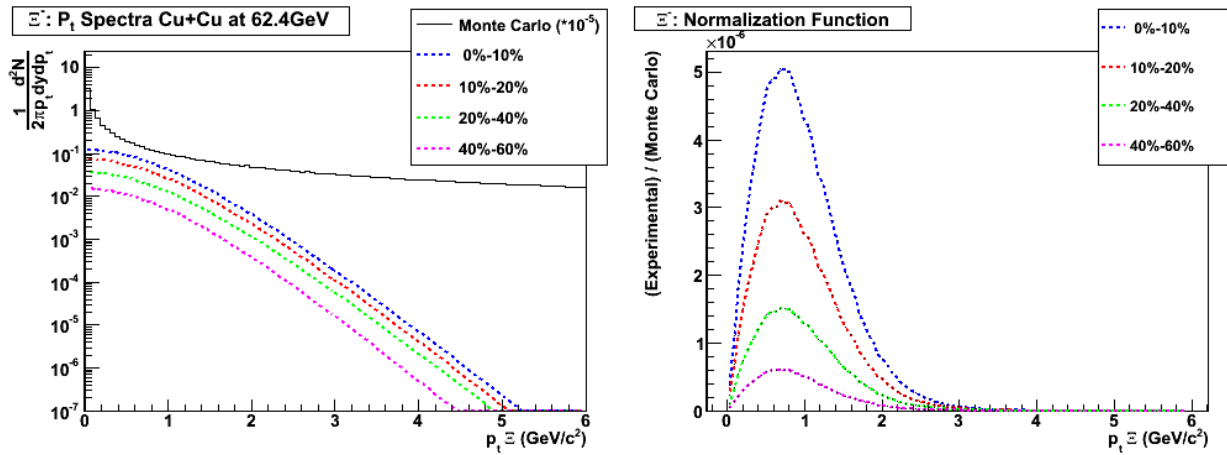


Figura 44: À esquerda, espectros de momento transversal de Ξ para a simulação com distribuição de constante (curva preta) e ajustes de boltzmann dos espectros feitos a partir momento transversal dos dados experimentais de Ξ (curvas coloridas). À direita, a função de normalização obtida calculando a razão entre os ajustes de Boltzmann e o espectro simulado.

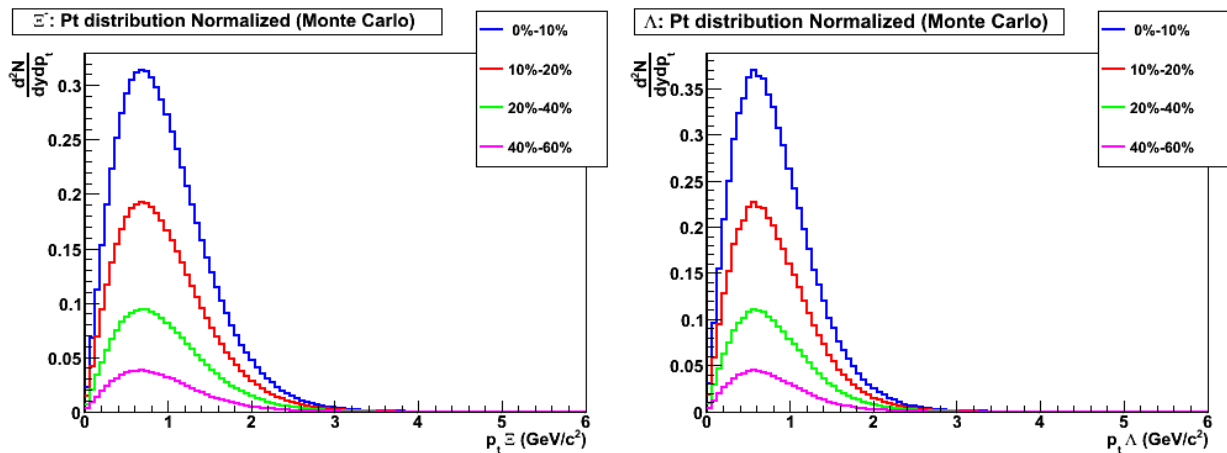


Figura 45: À esquerda, a distribuição simulada do momento transversal de Ξ após normalização. À direita, a distribuição de Λ secundário oriundo do decaimento da distribuição normalizada de Ξ .

Os gráficos da figura 45 mostram que o comportamento das distribuições de Ξ e Λ são bastante similares. Isso se deve ao fato da massa do Λ ser bem maior do que a massa do π^- , fato que faz com que o primeiro carregue a maior parte do momento transversal do Ξ ao decair. Porém, apesar dessa distribuição de momento transversal representar a quantidade total de Λ 's produzidos no decaimento de Ξ , não é esse o valor a ser subtraído da produção,

pois ainda é necessário considerar que nem todo Λ secundário decaem em π^- e p , ou mesmo, têm o seu V_0 reconstruído para ser incluído no espectro inclusivo de Λ .

Para determinar qual a fração dos Λ 's secundários que é reconstruída, calculou-se as perdas relacionadas a eficiência de reconstrução e cobertura angular do detector. E isso foi feito refazendo um procedimento similar ao mostrado na seção 4.8, com a diferença que dessa vez foram simulados Ξ no software GENTX, os quais primeiro decaem em Λ e π^- para, depois, darem origem a um V_0 constituído por prótons e píons.

Após simular o decaimento em cascata, os pontos referentes às trajetórias deixadas pelas partículas carregadas dentro do TPC foram obtidas com o uso do software GEANT. Por fim, os pontos que constituem o V_0 secundário são misturados a dados reais (técnica de *embedding*) e a relação entre V_0 simulados e reconstruídos determina a eficiência (figura 46).

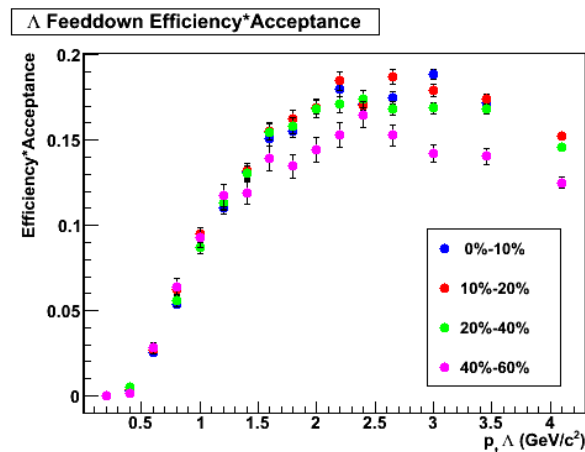


Figura 46: Eficiência na reconstrução dos Λ 's oriundos de Ξ .

A correção no espectro inclusivo para se obter o espectro de Λ e $\bar{\Lambda}$ primários, chamada de correção de *feed-down* (figura 47), é obtida multiplicando a eficiência na reconstrução dos Λ secundários (figura 46) pela distribuição dos mesmos (figura 45) para, por fim, multiplicar pelas probabilidades do Ξ decair em $\Lambda + \pi^-$ (99,9%) e do Λ decair em $p + \pi^-$ (64%).

É importante ressaltar que a correção de *feed-down* deve ser subtraída da produção experimental de Λ antes da mesma receber a correção de eficiência. Os gráficos da figura 48 mostram a distribuição do número de Λ s em função de pt antes e após a correção de *feed-*

down para as colisões 10% mais centrais (esquerda), além de uma porcentagem relativa ao valor da correção (direita).

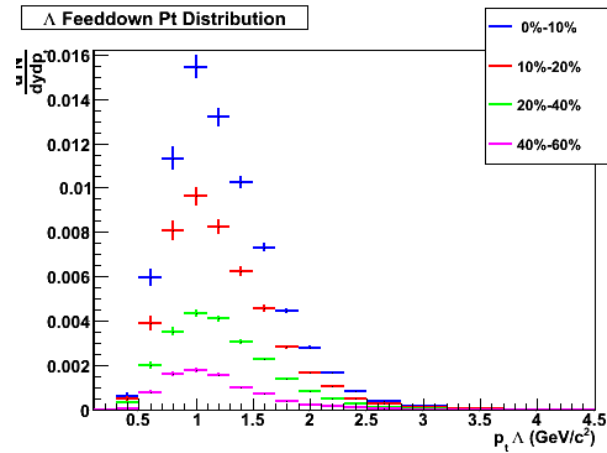


Figura 47: Correção de *feed-down* para Λ .

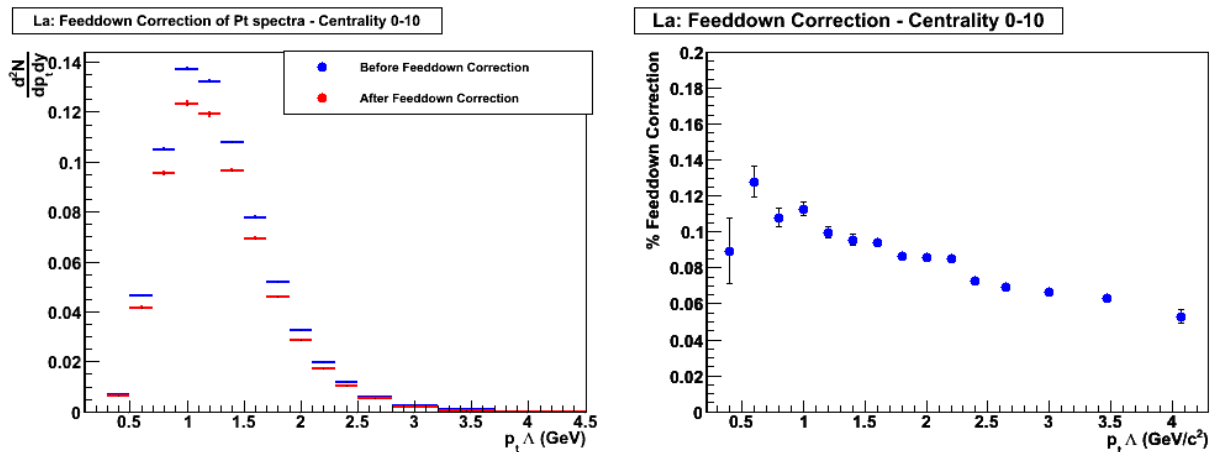


Figura 48: Distribuição experimental do momento transversal de Λ antes e depois da correção de *feed-down* (esquerda) e porcentagem referente a correção (direita) para Λ 's produzidos nas colisões 10% mais centrais.

A correção de *feed-down* também foi feita para $\bar{\Lambda}$ com o intuito de subtrair a contribuição do $\bar{\Xi}$. Os gráficos da figura 49 mostram essa distribuição antes e após a correção de *feed-down* para $\bar{\Lambda}$ produzidos nas colisões 10% mais centrais, além de uma porcentagem relativa ao valor da correção.

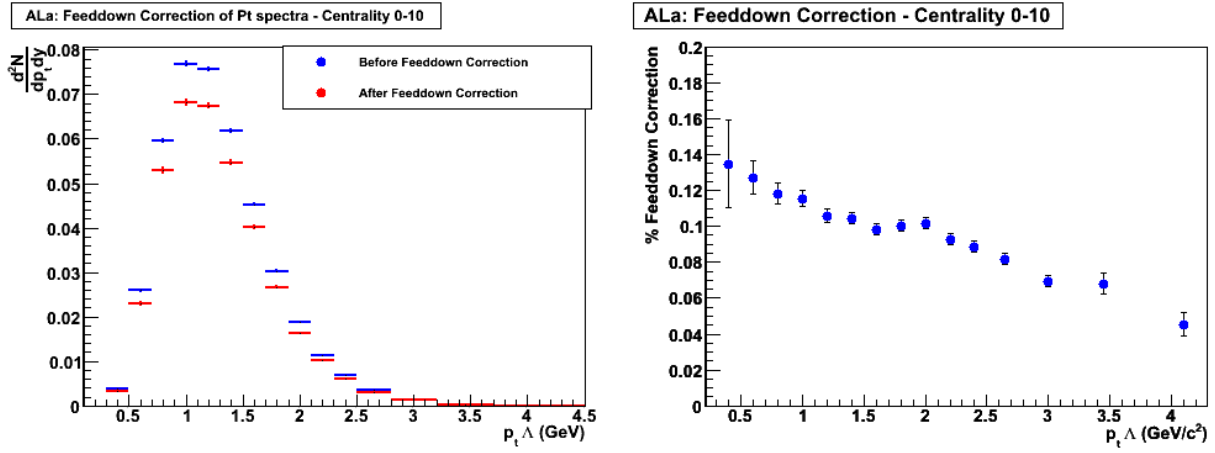


Figura 49: Distribuição experimental do momento transversal de $\bar{\Lambda}$ antes e depois da correção de *feed-down* (esquerda) e porcentagem referente a correção (direita) para $\bar{\Lambda}$'s produzidos nas colisões 10% mais centrais.

4.11.1 Produção Primária de Λ .

Após a correção de *feed-down*, determinou-se novamente o espectro invariante de p_t para Λ (figura 50) e a produção por evento num intervalo de rapidez tal que $y < |0.75|$.

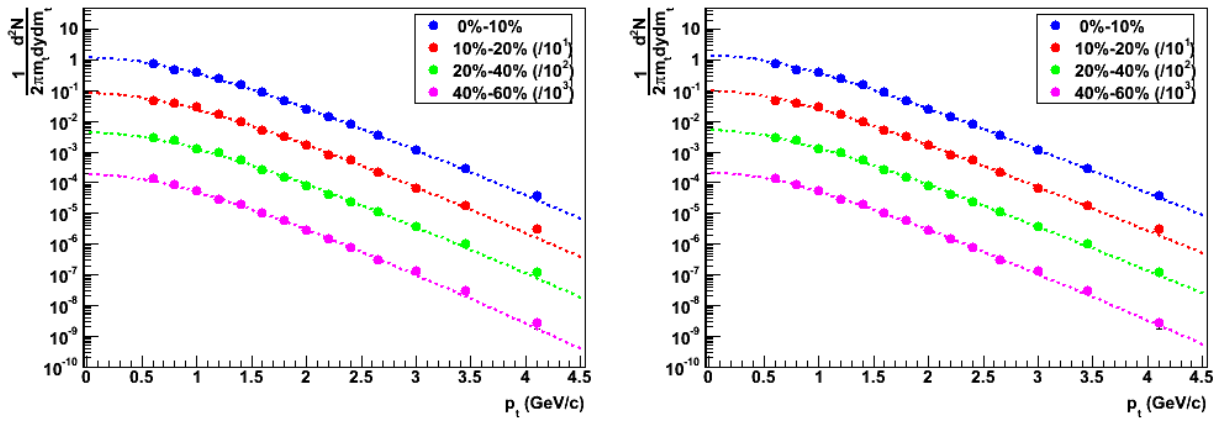


Figura 50: Espectro de momento transversal para Λ considerando a correção de *feed-down*, diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).

As tabelas 14 e 15 mostram a produção ($dN/dy_{Ajustado}$) obtida através do ajuste de Boltzmann e exponencial respectivamente, além da informação da produção considerando

apenas os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$), da extrapolação relacionada a região de baixo p_t (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$ GeV), o parâmetro T e χ^2 .

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof	$Feed-down$ (%)
0% – 10%	3.362(69)	2.596(69)	0.797(17)	261.4(14)	2.65	14.0(33)
10% – 20%	2.279(62)	1.831(61)	0.538(15)	257.8(18)	3.56	10.9(43)
20% – 40%	1.190(31)	1.000(33)	0.2834(83)	256.2(18)	4.68	9.7(40)
40% – 60%	0.471(20)	0.387(21)	0.1187(53)	243.6(28)	1.79	10.0(66)

Tabela 14: Produção de Λ com correção de $feed-down$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de $feed-down$ o para ajuste de Boltzmann.

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Exp.	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof	$Feed-down$ (%)
0% – 10%	3.595(72)	2.596(69)	0.902(19)	295.3(16)	2.91	12.0(31)
10% – 20%	2.525(65)	1.831(61)	0.628(17)	290.4(21)	2.38	8.3(40)
60% – 40%	1.317(33)	1.000(33)	0.3304(91)	288.7(21)	2.48	7.2(38)
40% – 60%	0.503(21)	0.387(21)	0.1358(62)	274.3(33)	1.13	9.9(65)

Tabela 15: Produção de Λ com correção de $feed-down$ para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e de a porcentagem referente a correção de $feed-down$ para o ajuste de exponencial.

Mesmo após a correção de $feed-down$, o parâmetro n do ajuste de Lèvy continuou assumindo valores altos, por isso, preferiu-se ajustar uma exponencial e, assim, ganhar um grau de liberdade para o ajuste. Em média, a correção de $feed-down$ esteve por volta de 10% do valor de $dN/dy_{Ajustado}$

4.11.2 Produção Primária de $\bar{\Lambda}$.

Após a correção de $feed-down$, determinou-se a produção de $\bar{\Lambda}$ por evento num intervalo de rapidez tal que $y < |0.75|$ através do espectro invariante de p_t (figura 50).

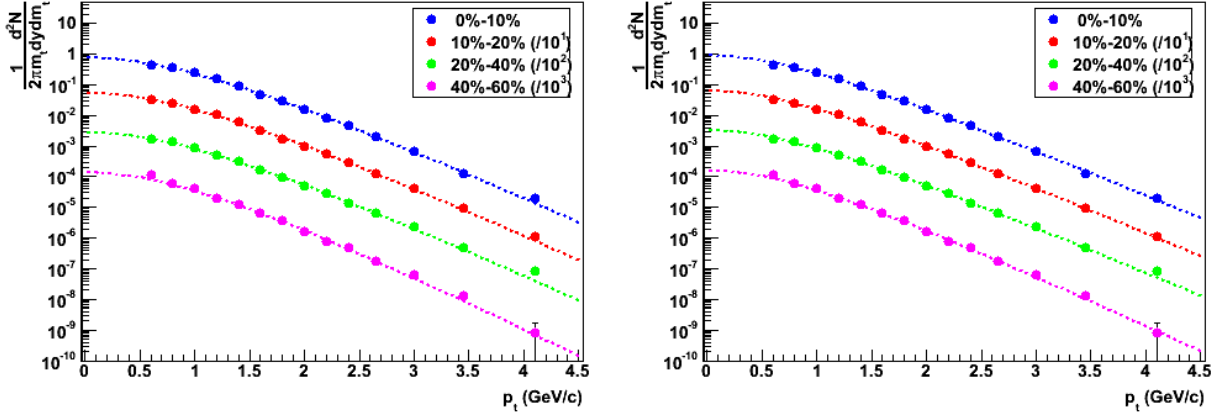


Figura 51: Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades e dois ajustes: Boltzmann (esquerda) e exponencial (direita).

As tabelas 16 e 17 mostram a produção ($dN/dy_{Ajustado}$) obtida através do ajuste de Boltzmann e exponencial respectivamente. Em média, a correção de *feed-down* esteve por volta de 13% do valor de $dN/dy_{Ajustado}$

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Experimental	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof	<i>Feed-down</i> (%)
0% – 10%	2.112(40)	1.607(37)	0.503(10)	256.2(14)	1.64	12.8(30)
10% – 20%	1.450(37)	1.136(37)	0.3513(92)	252.6(18)	1.29	12.8(40)
20% – 40%	0.753(18)	0.594(16)	0.1832(44)	251.6(17)	2.90	13.3(38)
40% – 60%	0.332(14)	0.280(17)	0.0887(39)	232.1(28)	2.03	13.6(66)

Tabela 16: Produção de $\bar{\Lambda}$ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste de Boltzmann ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de Boltzmann (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de *feed-down* para o ajuste de Boltzmann.

Centralidade	dN/dy Ajustado	dN/dy Exp.	dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$	T (MeV)	χ^2/dof	<i>Feed-down</i> (%)
0% – 10%	2.296(42)	1.607(37)	0.577(11)	289.6(17)	1.85	13.0(29)
10% – 20%	1.556(38)	1.136(37)	0.405(10)	284.9(21)	0.61	13.0(39)
20% – 40%	0.802(18)	0.594(16)	0.2086(53)	284.4(20)	1.59	13.5(36)
40% – 60%	0.354(14)	0.280(17)	0.1009(41)	260.7(33)	1.45	9.3(61)

Tabela 17: Produção de $\bar{\Lambda}$ com correção de *feed-down* para diferentes centralidades utilizando: o ajuste exponencial ($dN/dy_{Ajustado}$); somente os pontos experimentais ($dN/dy_{Experimental}$); a produção em baixo p_t obtida através da extrapolação do ajuste de exponencial (dN/dy $0 \leq p_t < 0.5$); a temperatura (T); o χ^2/dof ; e a porcentagem referente a correção de *feed-down* para o ajuste exponencial.

4.12 Erros Sistemáticos

Para determinar o erro sistemático nas produções de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, analisou-se a contribuição dos principais processos que poderiam interferir nessas medidas, os quais são citados abaixo:

- A eficiência do *trigger* de *Minimum-Bias* ao ser acionado em diversas centralidades;
- Diferentes métodos para extração do fundo nos espectros de massa invariante;
- Possíveis distorções entre dados simulados e experimentais;
- Diferentes funções para se extrapolar o espectro de momento transversal na região de baixo p_t ;

O primeiro deles, a eficiência do *trigger* de *Minimum-Bias*, não é relevante, pois uma alta multiplicidade de partículas chega até o CTB em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV e, por isso, a quantidade de eventos perdidos devido a uma falha no *trigger* é desprezível. Outros trabalhos envolvendo o mesmo tipo de colisões e *triggers* [76, 82], também desconsideraram esse tipo de correção.

O método aplicado para separar o fundo do sinal no espectro de massa invariante foi mostrado na seção 4.5, o qual consistiu em ajustar uma função polinomial de 2º grau apenas ao fundo para, depois, extrair este último através da integral do polinômio. Porém, para determinar o erro sistemático relacionado a esse procedimento, é necessário fazer uma comparação entre diferentes métodos considerados satisfatórios a fim de se quantificar eventuais diferenças nos resultados. Por isso, utilizou-se uma técnica chamada *Bin Counting*, a qual consiste em considerar o número de contagens do fundo como sendo a soma do número de contagens encontradas nas áreas adjacentes à região do pico. Este procedimento, basicamente, considera o fundo como sendo uma função linear da massa invariante (figura 52).

Os gráficos da figura 53 mostram a razão entre as contagens alcançadas pelo método de Ajuste Polinomial do 2º grau e o *Bin-Counting*. Analisando-o, nota-se que, para Λ e $\bar{\Lambda}$, não há uma grande diferença entre os dois métodos de extração do fundo os quais, além de serem compatíveis entre si para todos os intervalos de p_t (considerando apenas o

erro estatístico de cada método), também não possuem nenhum comportamento sistemático como, por exemplo, um método sempre apresentar um valor superior ao outro. Porém, para K_s^0 , essa compatibilidade não foi alcançada, havendo uma diferença que chega a 10% para alguns valores de p_t

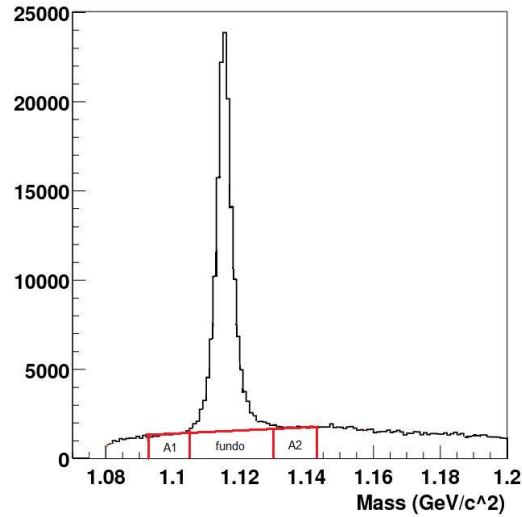


Figura 52: Método de *Bin-Counting* para a extração de sinal de um espectro de mass invariante de Λ . Nesse método o número de contagens do fundo é obtido através da soma das áreas adjacentes A_1 e A_2

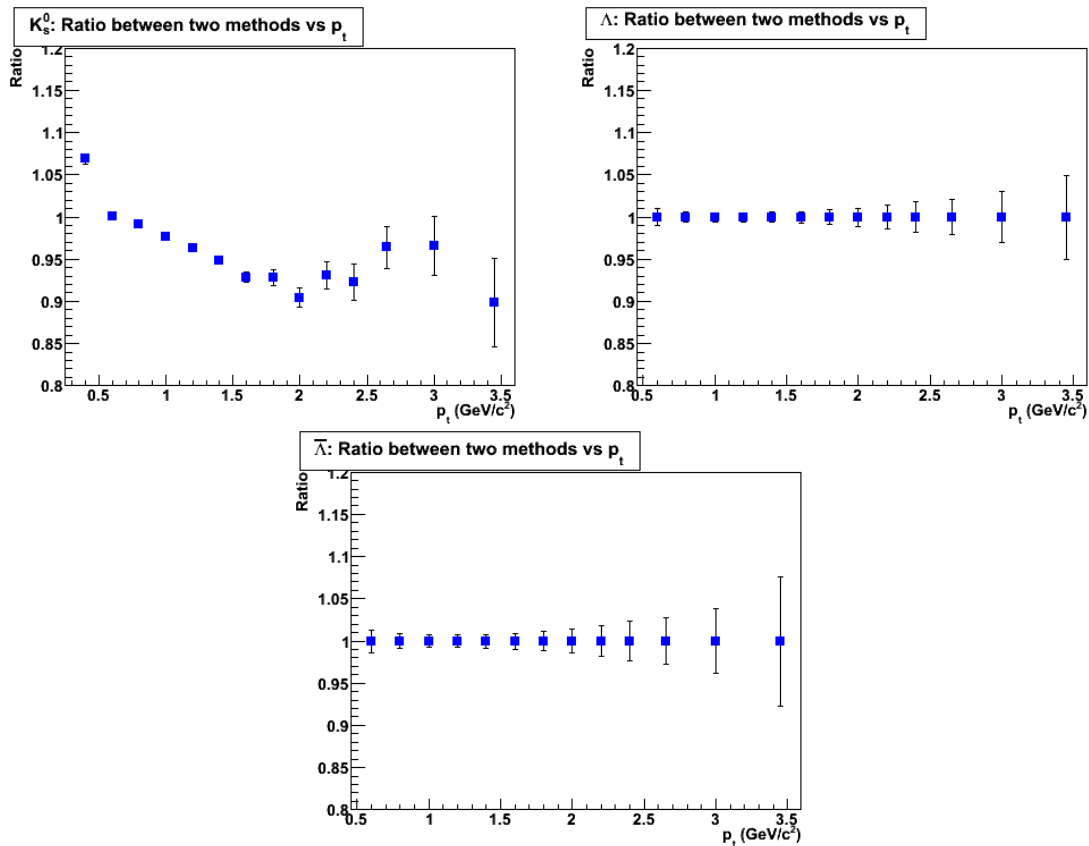


Figura 53: Razão entre as contagens obtidas pelos métodos de Ajuste Polinomial de 2º grau e de *Bin-Counting*.

Apesar dessa diferença para K_s^0 não se atribuiu um erro sistemático na extração do fundo. Vale lembrar que a utilização da técnica de *Bin Counting* pressupõe que o fundo tenha um comportamento linear, condição satisfeita para Λ e $\bar{\Lambda}$, mas não para K_s^0 , como mostrado nas figuras 27 e 33. Por isso, para estimar um erro sistemático no número de contagens obtidas no pico de K_s^0 com o método utilizado para a extração do mesmo, comparou-se o ajuste polinomial de 2° grau com outro de 3° grau (figura 54).

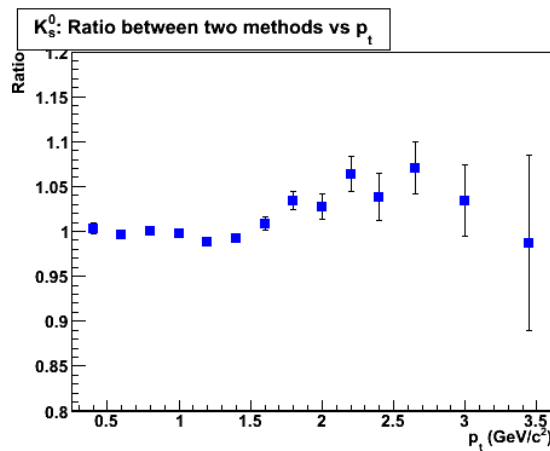


Figura 54: Comparação entre os métodos de extração do fundo para K_s^0 utilizando polinômios de 2° e 3° grau.

Pelo fato dos dois métodos descreverem satisfatoriamente o fundo e serem compatíveis entre si, considerou-se desprezível o sistemático relacionado com a extração do fundo.

Como explicado na seção 4.8, a eficiência utiliza simulações para descrever o comportamento da partícula dentro do detector. Possíveis distorções entre dados simulados e reais podem resultar em erros sistemáticos. Por isso, foi feita uma série de comparações entre os dados e simulação.

A primeira delas, mostrada nos gráficos da figura 55, mostram uma comparação entre o valor médio da posição do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t de dados experimentais e simulados para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ considerando diferentes centralidades. Em seguida, nos gráficos da figura 56, é feita uma comparação semelhante, só que desta vez, analisando o desvio padrão do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t .

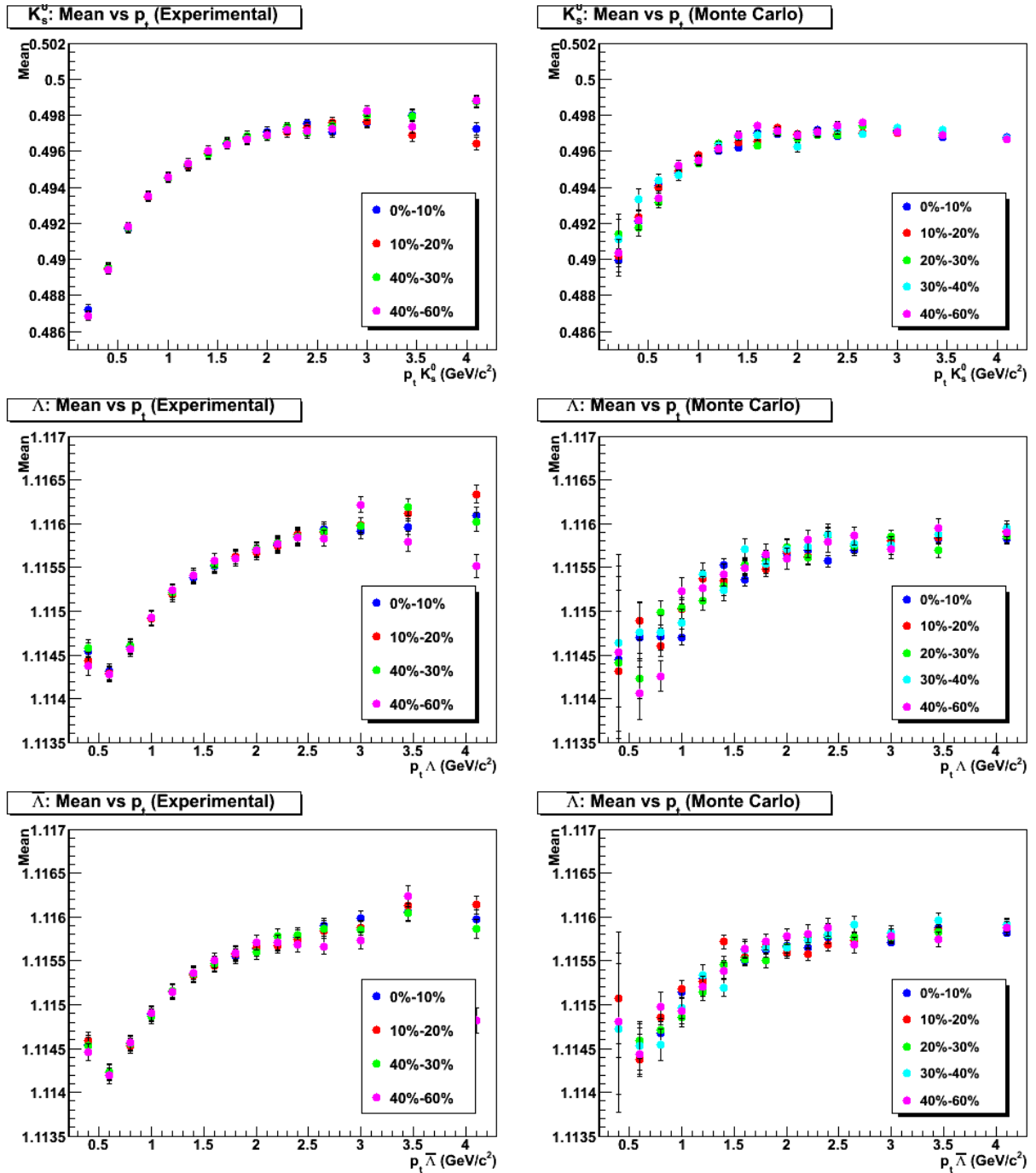


Figura 55: Valor médio da posição do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t para dados experimentais (esquerda) e simulados (direita) considerando as quatro centralidades de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$.

Pelos gráficos 55 e 56, nota-se que o valor médio do pico e o desvio padrão dos espectros de massa invariante simulados de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ possuem um comportamento bastante similar aos experimentais. Se houvesse grandes discrepâncias na posição e largura do pico, uma parte do número de contagens experimentais não seria corrigida pela eficiência ao se seleccionar uma região fixa para o pico.

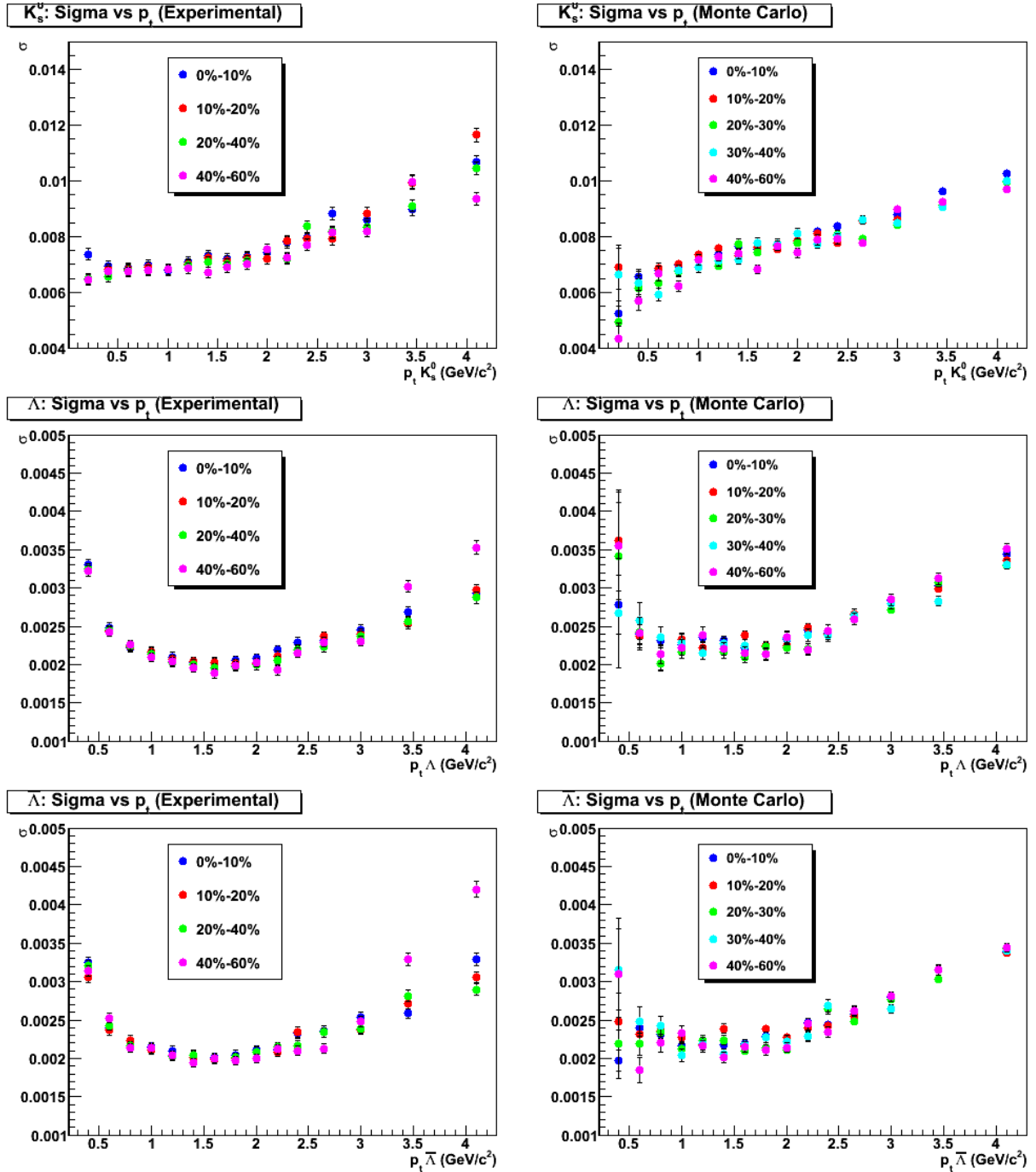


Figura 56: Desvio padrão do pico no espectro de massa invariante pelo intervalo de p_t para dados experimentais (esquerda) e simulados (direita) considerando as quatro centralidades de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$.

Dando sequência às comparações entre dados experimentais e simulados, temos as figuras 57, 58 e 59 as quais mostram distribuições dos parâmetros geométricos dos V_0 's para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente. Dois cuidados foram tomados nesses gráficos: nas distribuições experimentais, subtraiu-se a distribuição do fundo supondo que o comportamento da mesma fosse igual a distribuição obtida a partir das áreas adjacentes ao pico no espectro de massa

invariante; e nos dados simulados, corrigiu-se a distribuição de p_t para que fosse a mesma dos dados experimentais.

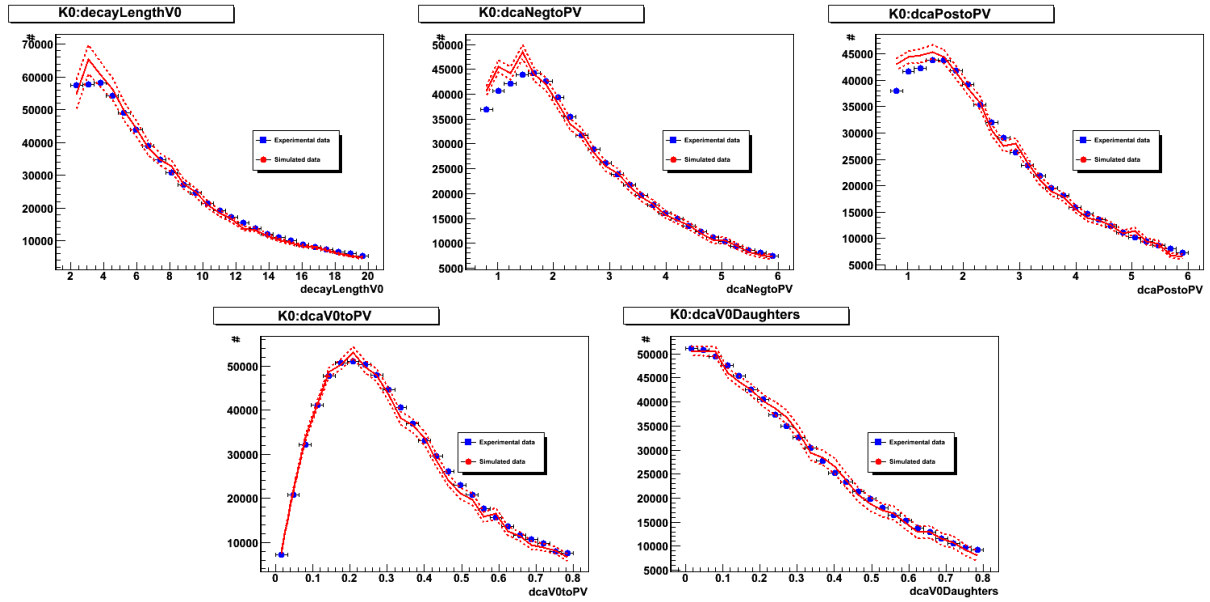


Figura 57: K_s^0 : Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).

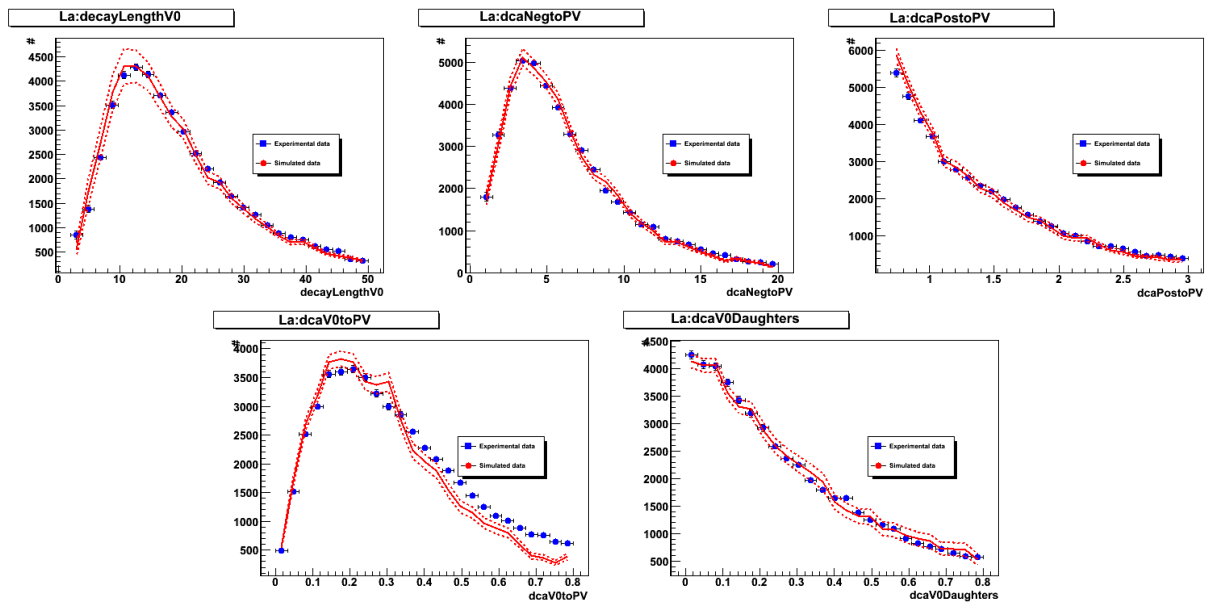


Figura 58: Λ : Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).

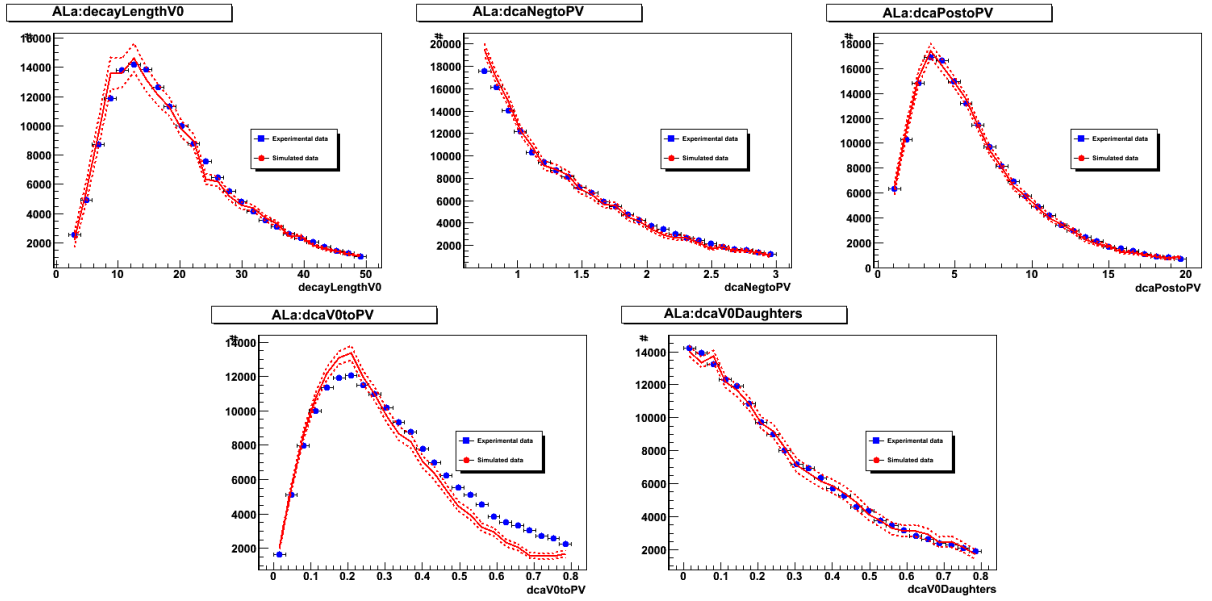


Figura 59: $\bar{\Lambda}$: Comparação da distribuição dos parâmetros geométricos entre V_0 simulados (curva em vermelho), e V_0 reais (pontos em azul).

Analisando os gráficos 57, 58 e 59, percebe-se que a simulação reproduziu satisfatoriamente o comportamento dos dados reais para a maioria dos parâmetros, entretanto, é perceptível algumas diferenças entre as distribuições nos parâmetros: $dcaNegtoPV$ e $dcaPostoPV$ para K_s^0 ; e $dcaV0toPV$ para Λ e $\bar{\Lambda}$.

Com o intuito de verificar se essas diferenças podem resultar em alguma sistemática, fez-se um estudo que consistiu em aplicar cinco diferentes conjuntos de cortes aos parâmetros geométricos para, em seguida, analisar o comportamento da produção final dessas partículas em função dos mesmos (dN/dy). Os valores de corte escolhidos são mostrados nas tabelas 18. Importante ressaltar que o conjunto de cortes 1 foi aquele mais aberto possível, o conjunto de cortes 5 foi o mais restritivo, enquanto que o conjunto de corte 3 foi aquele otimizado na seção 4.6.

A partir dos cortes mostrados acima, foram refeitos todos os passos para a obtenção do espectro de p_t e dN/dy , incluindo o cálculo da eficiência e correção de *feed-down* para Λ e $\bar{\Lambda}$. Os espectro de p_t e as produções finais dN/dy (utilizando o ajuste de Levy) para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ são mostrados nos gráficos 60, 61 e 62 respectivamente.

K_s^0	Corte 1	Corte 2	Corte 3	Corte 4	Corte 5
<i>decay_Length_V0</i>	> 2 (cm)	> 2.75 (cm)	> 3.5 (cm)	> 5.6 (cm)	> 7.0 (cm)
<i>dca_Neg_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 0.95 (cm)	> 1.2 (cm)	> 1.8 (cm)	> 1.8 (cm)
<i>dca_Pos_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 0.95 (cm)	> 1.2 (cm)	> 1.8 (cm)	> 1.8 (cm)
<i>dca_V0_to_PV</i>	< 0.8 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.7 (cm)	< 0.65 (cm)	< 0.5 (cm)
<i>dca_V0_Daughters</i>	< 0.8 (cm)	< 0.78 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.6 (cm)	< 0.5 (cm)

Λ	Corte 1	Corte 2	Corte 3	Corte 4	Corte 5
<i>decay_Length_V0</i>	> 2.0 (cm)	> 4.0 (cm)	> 6.0 (cm)	> 8.0 (cm)	> 10 (cm)
<i>dca_Neg_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 1.4 (cm)	> 2.2 (cm)	> 2.8 (cm)	> 3.5 (cm)
<i>dca_Pos_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 0.85 (cm)	> 1.0 (cm)	> 1.4 (cm)	> 1.8 (cm)
<i>dca_V0_to_PV</i>	< 0.8 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.7 (cm)	< 0.65 (cm)	< 0.55 (cm)
<i>dca_V0_Daughters</i>	< 0.8 (cm)	< 0.77 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.7 (cm)	< 0.6 (cm)

$\bar{\Lambda}$	Corte 1	Corte 2	Corte 3	Corte 4	Corte 5
<i>decay_Length_V0</i>	> 2.0 (cm)	> 4.0 (cm)	> 6.0 (cm)	> 8.0 (cm)	> 10 (cm)
<i>dca_Neg_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 0.85 (cm)	> 1.0 (cm)	> 1.4 (cm)	> 1.8 (cm)
<i>dca_Pos_to_PV</i>	> 0.7 (cm)	> 1.4 (cm)	> 2.2 (cm)	> 2.8 (cm)	> 3.5 (cm)
<i>dca_V0_to_PV</i>	< 0.8 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.7 (cm)	< 0.65 (cm)	< 0.55 (cm)
<i>dca_V0_Daughters</i>	< 0.8 (cm)	< 0.77 (cm)	< 0.75 (cm)	< 0.7 (cm)	< 0.6 (cm)

Tabela 18: Conjunto de cortes aplicados aos candidatos a V_0 de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ com o intuito de verificar a variação no resultado final (dN/dy)

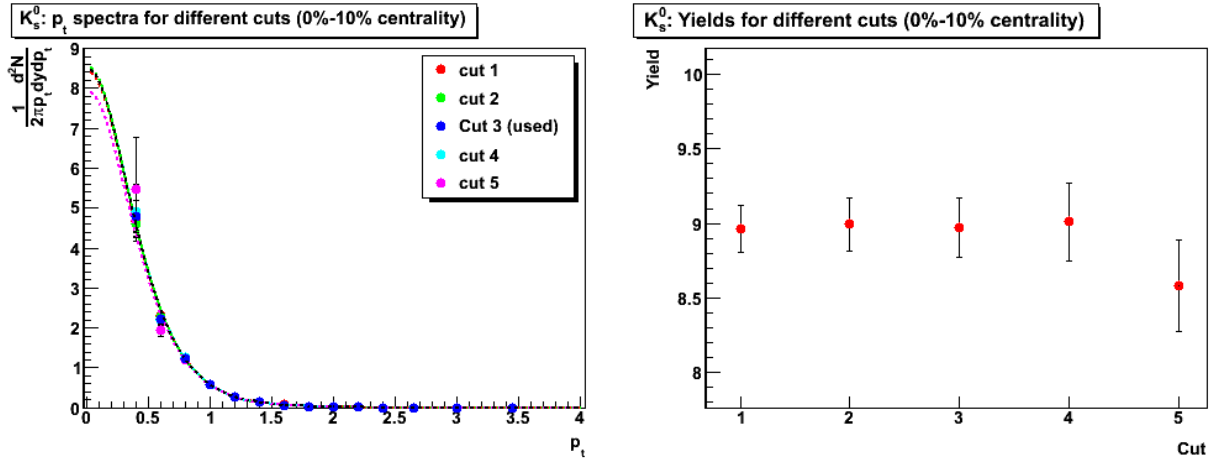


Figura 60: Espectro de momento transversal para K_s^0 e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.

Analisando os gráficos das figuras 60, 61 e 62, percebe-se que há um comportamento sistemático, pois a medida que o conjunto de cortes se torna mais restritivo, há uma diminuição no valor final obtido para dN/dy . Esse comportamento não é evidente para K_s^0 ,

porém, quando se observa os gráficos de Λ e $\bar{\Lambda}$ a dependência fica clara.

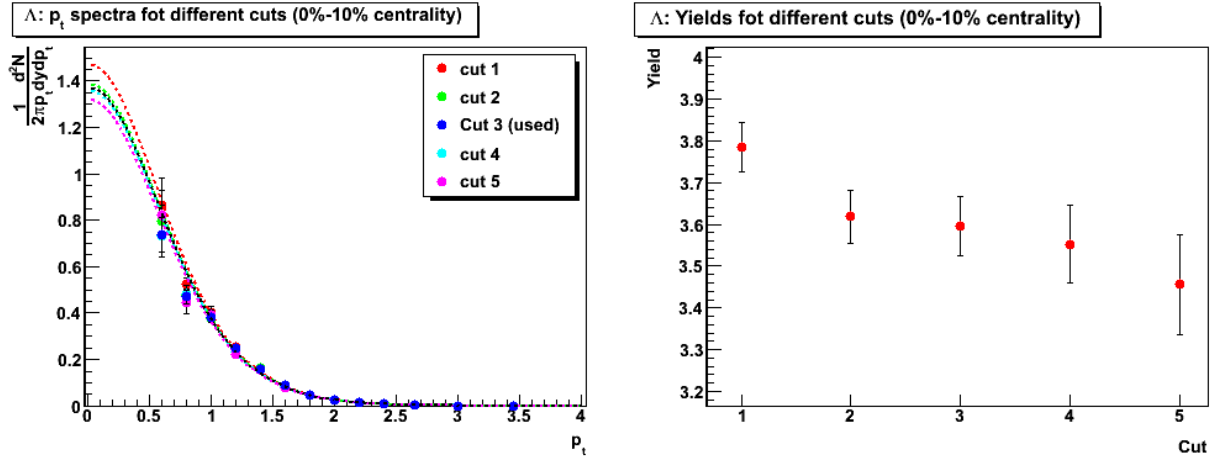


Figura 61: Espectro de momento transversal para Λ e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.

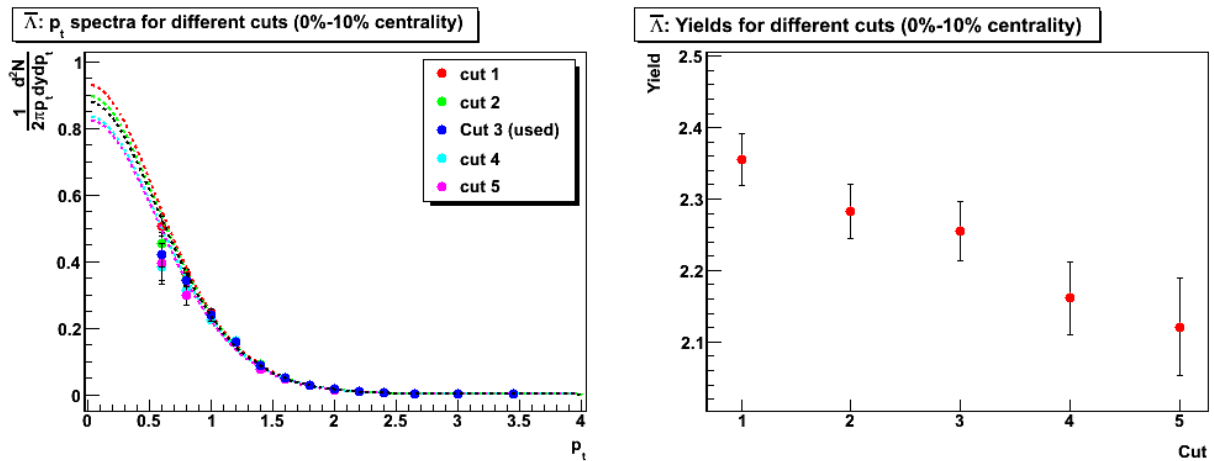


Figura 62: Espectro de momento transversal para $\bar{\Lambda}$ e produção $dNdy$ utilizando o ajuste de Levy para os cinco conjunto de cortes.

Finalmente, considerando o erro sistemático devido a esse feito como sendo a variação entre os valores finais de dN/dy para o conjunto de cortes mais e menos restritivos dividido por dois, obteve-se um erro sistemático relativo de 2.2%, 5.0% e 5.3% para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente.

Por fim, a contribuição acima é somada quadraticamente a outra referente ao tipo de ajuste utilizado para extrapolar a região sem produção experimental no espectro de p_t , a

qual é obtida por meio da diferença entre as produção com as duas funções de extrapolação (Lèvy e Boltzmann).

Dessa forma, obteve-se a produção final das partículas K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ considerando o intervalo de rapidez $y = |0.75|$, a qual é mostrada na tabela 19 para o ajuste de Lèvy e Boltzmann com seus erros estatísticos seguidos pelos sistemáticos.

Partícula	Centralidade	dN/dy (Boltzmann)	dN/dy (Levy)
K_s^0	0% – 10%	$8.46 \pm 0.21 \pm 0.60$	$9.04 \pm 0.22 \pm 0.61$
	10% – 20%	$5.42 \pm 0.14 \pm 0.37$	$5.77 \pm 0.15 \pm 0.38$
	20% – 40%	$3.013 \pm 0.080 \pm 0.22$	$3.226 \pm 0.081 \pm 0.22$
	40% – 60%	$1.271 \pm 0.049 \pm 0.11$	$1.376 \pm 0.051 \pm 0.11$
Λ	0% – 10%	$3.393 \pm 0.071 \pm 0.20$	$3.498 \pm 0.072 \pm 0.20$
	10% – 20%	$2.369 \pm 0.063 \pm 0.15$	$2.459 \pm 0.063 \pm 0.15$
	20% – 40%	$1.283 \pm 0.032 \pm 0.081$	$1.330 \pm 0.034 \pm 0.081$
	40% – 60%	$0.506 \pm 0.022 \pm 0.031$	$0.523 \pm 0.022 \pm 0.031$
$\bar{\Lambda}$	0% – 10%	$2.110 \pm 0.038 \pm 0.13$	$2.184 \pm 0.039 \pm 0.14$
	10% – 20%	$1.487 \pm 0.038 \pm 0.10$	$1.541 \pm 0.038 \pm 0.10$
	20% – 40%	$0.777 \pm 0.017 \pm 0.049$	$0.803 \pm 0.017 \pm 0.050$
	40% – 60%	$0.369 \pm 0.016 \pm 0.023$	$0.381 \pm 0.016 \pm 0.024$

Tabela 19: dN/dy para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ para colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$, no intervalo de rapidez $|y|=0.75$, com erros estatísticos e sistemáticos considerando diferentes ajustes (Boltzmann e Lèvy) e as quatro centralidades distintas.

Os valores médios de dN/dy mostrados nessa tabela foram obtidos considerando a soma do $dN/dy_{Experimental}$ com $dN/dy_{Extrapolado}$ mostrado nas seções 4.10.1, 4.11.1 e 4.11.2, pois o valor de χ^2/dof do ajuste, em alguns casos, foi elevado fazendo com que a produção obtida diretamente através do $dN/dy_{(Ajustado)}$ não representasse corretamente a região dos pontos. O valor médio relativo do erro sistemático final foi de 7.2%, 6.3% e 6.4% para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente.

4.13 Comparação entre a produção de K^- , K^+ e K_s^0

Com o intuito de verificar a consistência dos resultados obtidos para K_s^0 em relação aos outros mésons estranhos, K^- e K^+ [76] foram feitas algumas comparações. A primeira comparação é mostrada nos gráficos da figura 63, nos quais estão os espectros invariantes de p_t dessas partículas para duas centralidades (0-10% e 10%-20%) em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$.

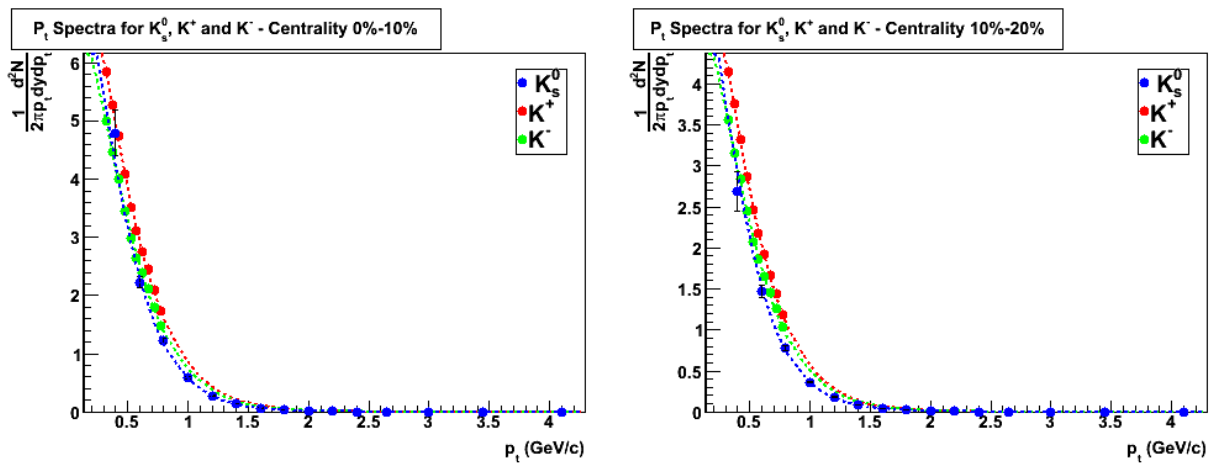


Figura 63: Comparação entre os espectros invariante de p_t para os mésons estranhos K_s^0 , K^+ e K^- , com o ajuste de Lèvy e considerando duas centralidades (0-10% e 10%-20%) em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$.

Pelo fato de K^+ e K^- poderem ter sua trajetória obtida diretamente pelo TPC, essas partículas obtiveram um número maior de contagem, o qual propiciou maior quantidade de pontos na região de baixo p_t do espectro. Ajustando a função de Lèvy aos espectros de K^+ e K^- nas distintas centralidades utilizadas em [76], pode-se comparar as produções (dN/dy) destas com as de K_s^0 obtidos neste trabalho. A figura 64 mostra as produções (dN/dy) em função de N_{part} .

Os pontos da figura 64 acompanham apenas o erros estatísticos, pois todas as produções foram obtidas utilizando o mesmo ajuste (Lèvy) para extrapolar a região de baixo p_t . Para todas as centralidades, a produção de K^+ é sempre maior que a produção de K^- e esta, por sua vez, é sempre maior que a de K_s^0 . Essas mesmas características também foram observadas

nas produções desses mésons para outros tipos de colisão, tais como p+p a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$ e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ (figura 65).

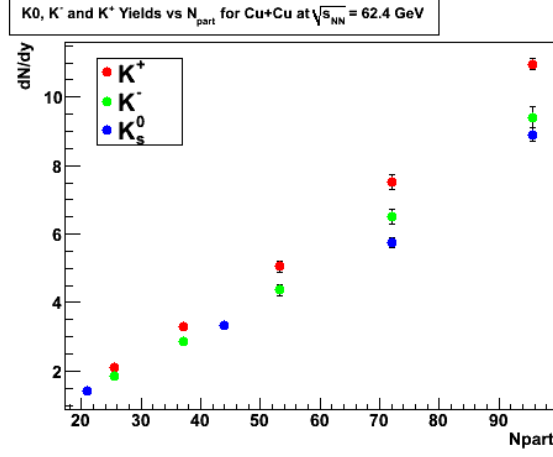


Figura 64: dN/dy vs N_{part} para K_s^0 , K^+ e K^- para colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV. Todas as produções foram determinadas utilizando o ajuste de Lèvy. Os pontos acompanham apenas o erro estatístico.

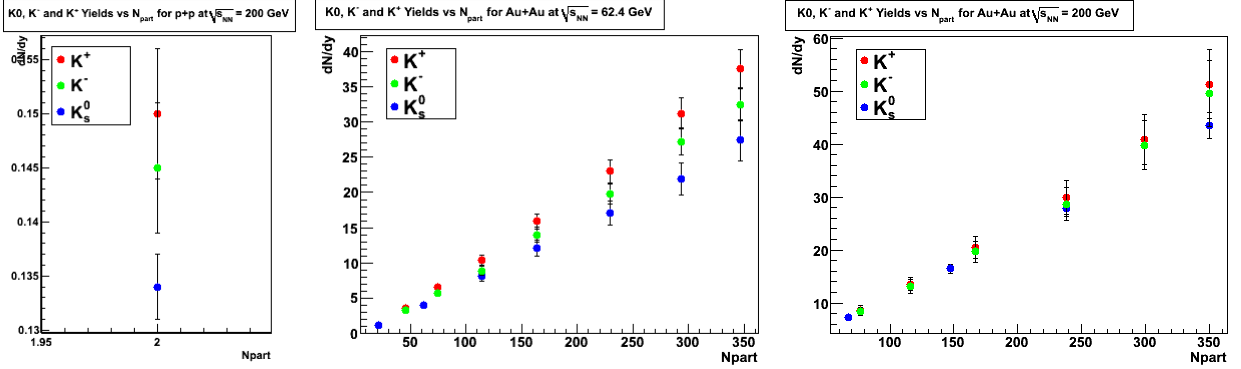


Figura 65: À esquerda, a produção dos mésons K_s^0 , K^+ e K^- vs N_{part} em colisões de p+p a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ [81]. Neste gráfico, os pontos de dN/dy contêm apenas o erro estatístico e todas as produções foram obtidas utilizando um mesmo ajuste. Na figura do meio, a produção dos três mésons vs N_{part} em colisões de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$ [77, 80] e, à direita, a mesma comparação para colisões de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ [77, 79]. Nessas duas últimas figuras, o dN/dy de K_s^0 é obtido através de uma função de extrapolação diferente daquela utilizada em K^+ e K^- , mas as incertezas combinam erros estatísticos e sistemáticos.

Uma observação importante a ser feita é que os valores dN/dy de K^+ e K^- , nos quatro tipos de colisões aqui mostrados, foram obtidos utilizando um intervalo de rapidez tal que $|y| < 0.1$, enquanto que os valores de K_s^0 necessitaram de um intervalo maior para poderem ser medidos, sendo utilizado $|y| < 0.75$, $|y| < 0.5$, $|y| < 1$ e $|y| < 1$ para Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$, p+p a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$ e Au+Au

a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ respectivamente. Por isso, o fato de obtermos sistematicamente uma produção menor para K_s^0 em relação àquelas vistas para K^+ e K^- pode ser apenas uma consequência do maior intervalo de rapidez utilizado resultando num valor médio menor da medida.

A referência [88] obtida pelo experimento BRAHMS mostra que, para colisões mais centrais de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$, quando mudamos o valor médio da rapidez de $y \approx 0$ para $y \approx 0.8$, a queda no valor de dN/dy é de 15% e 12% para K^+ e K^- respectivamente. Então, a mudança do intervalo de rapidez de $|y| < 0.1$ para $|y| < 1$ pode fazer a medida de K_s^0 estar entre os valores de K^+ e K^- , ou mesmo, ser maior do que eles em alguns casos, mostrando consistência com os dados.

5 Discussão dos Resultados

Nessa seção, foram utilizados os resultados para os espectros de p_t e dN/dy de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$ mostrados no capítulo anterior para verificar a consistência com previsões de modelos estatístico-termodinâmicos, de coalescência e core-corona.

5.1 Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$

Através da razão bárion-antibárion, pode-se aprender sobre as condições iniciais da colisão. Se o poder de frenamento dos nucleons incidentes for elevado, haverá uma abundância destes no sistema formado após a colisão [89]. Um meio rico em bárions terá um potencial bariônico (μ_B) maior e a produção de antibárions será suprimida.

Considerando o meio como sendo um gás de hádrons, duas formas comuns de se obter um Λ são por meio de uma produção por associação ($N+N \rightarrow N+\Lambda+K^+$) e por uma produção em pares ($N+N \rightarrow N+N+\Lambda+\bar{\Lambda}$) [50]. Assim, a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ está relacionada com a produção associada (Y_{pa}) e a produção em pares (Y_{pp}) por meio da fórmula 43.

$$\frac{Y_{\bar{\Lambda}}}{Y_{\Lambda}} = \frac{Y_{pp}}{Y_{pa} + Y_{pp}} \quad (43)$$

Se o poder de frenamento for menor, o μ_B também será menor, de forma reduzir a importância da produção associada e fazendo a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ tender a 1.

O gráfico da figura 66 mostra a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ para diferentes centralidades e tipos de colisão [79, 78, 80, 81].

A figura 66 nos permite concluir que o poder de frenamento para os nucleons incidentes

é maior para energias de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ do que para colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, uma vez que, para todas as centralidades e tipos de colisão estudadas envolvendo essas duas energias, observou-se que a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ era maior para $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

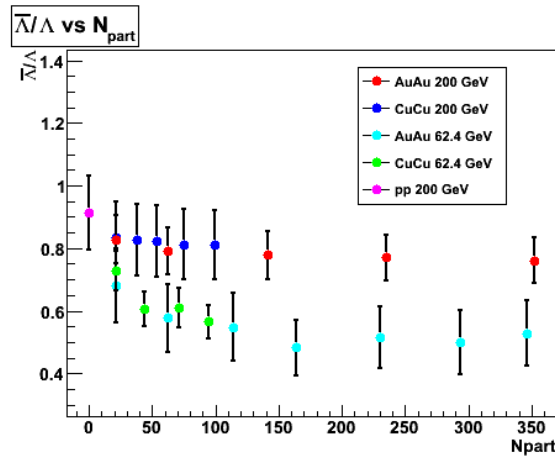


Figura 66: Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ como função do Número de participantes da colisão (N_{part}).

Outra característica importante obtida a partir desse gráfico é com relação ao tamanho do sistema, pois a medida que o número de participantes diminui e as colisões se tornam mais periféricas, nota-se que a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ aumenta, convergindo para o valor encontrado para p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Isso mostra que o poder de frenamento de nucleons aumenta com o aumento do N_{part} .

5.2 Aplicação dos Dados a Modelos Estatísticos-Termodinâmicos

Para verificar se a produção das partículas estranhas em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ podem ser descritas por um modelo estatístico-termodinâmico, aplicou-se os dados experimentais ao software THERMUS considerando, além dos Λ e $\bar{\Lambda}$ obtidos neste trabalho, também as produções das partículas π^+ , π^- , K^+ , K^- , Ξ^- , Ξ^+ , $(\Omega + \bar{\Omega})$ e ϕ [76, 82, 83].

O THERMUS utiliza razões entre os dN/dy dessas 10 partículas para extrair propriedades termodinâmicas do meio. No total, foram utilizadas 13 razões entre essas 10 partículas

e o motivo para escolha das mesmas foi mostrado na seção 2.1.1. Porém, para estimar corretamente essas razões, alguns cuidados foram tomados, tais como:

- Considerar apenas a produção primária das partículas, ou seja, desconsidera-se aqueles hádrons que foram produzidos a partir de decaimentos. Os valores de Λ e $\bar{\Lambda}$ utilizados já estão com a correção de *feed-down* aplicada, porém, as produções de prótons e antiprótons obtidos nas referências [76] ainda necessitam dessa correção. Para isso, utilizou-se o seguinte critério dado pela fórmula 44 [86]:

$$N_p^{corr} = N_p^{incl} - N_\Lambda^{incl} \left(0.639 + 0.516 \frac{N_{\Sigma^+}^{incl}}{N_\Lambda^{incl}} \right) \quad (44)$$

Onde N_p^{corr} é o número de prótons após correção de *feed-down*, N_p^{incl} é o número de prótons inclusivos, N_Λ^{incl} é a produção inclusiva de Λ e $N_{\Sigma^+}^{incl}$ é a produção inclusiva de Σ^+ . Os valores 0.639 e 0.516 são, respectivamente, as probabilidades de Λ e Σ^+ decaírem por meio de um canal que resulte em prótons. Não possuímos a produção de Σ^+ cujos principais canais de decaimento ($p+\pi^0$ ou π^++n) tornam difícil sua detecção, porém, há trabalhos [86, 87] que sugerem uma razão entre Σ^+ e Λ de 0.35 para Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Por isso, aplicou-se o mesmo valor para colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV e, com o intuito de considerar possíveis variações, propagou-se uma incerteza de 50% ao mesmo;

- Nem sempre os dN/dy das partículas eram obtidos utilizando os mesmos intervalos de centralidades. E quando necessário, utilizou-se a informação sobre o número de participantes na colisão (N_{part}) para se extrapolar a produção em regiões de centralidade diferentes;
- Quando as razões utilizavam partículas cujas produções eram obtidas através do mesmo método, como no caso de p/p , $\bar{\Lambda}/\Lambda$, $\bar{\Xi}/\Xi$ e π/p , propagou-se apenas o erro estatístico para definir a incerteza da razão, e não o sistemático;

Finalmente, por meio das 13 razões citadas na seção 2.1.1 aplicadas ao ensemble grande-canônico do THERMUS foi obtido o gráfico da figura 67, o qual compara os valores das razões experimentais para colisões centrais (0-10%) com as razões obtidas pelo modelo, quando os parâmetros do modelo são obtidos a partir de um ajuste de minimização do χ^2 .

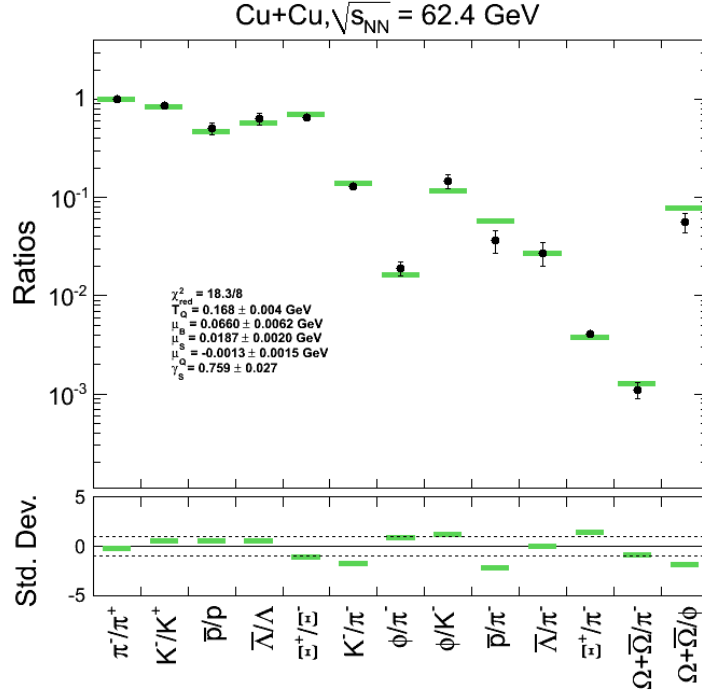


Figura 67: Comparação entre as razões experimentais (pontos pretos) e as razões obtidas através do software THERMUS (faixas verdes). Também são mostrados os valores dos parâmetros termodinâmicos (T , μ_Q , μ_S , μ_B e γ_s) associados ao meio formado em uma colisão central (0% – 10%) de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, além do valor de χ^2 desse ajuste.

Comparando os valores experimentais das razões com as previsões teóricas para as mesmas, percebe-se que o modelo não se distancia em mais de três sigmas de nenhuma das razões experimentais.

Esse procedimento foi repetido para as demais centralidades e os parâmetros termodinâmicos obtidos na colisão de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV foram comparados com aqueles obtidos para outros tipos de colisões: Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV e p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Para isso, além de se utilizar as mesmas 13 razões e o ensemble grande-canônico, também foram tomados os mesmos cuidados anteriormente citados. O valor de dN/dy utilizado para

calcular as razões nessas novas colisões foram obtidas em: [76, 77, 79, 78, 80, 81]. Os resultados dessas comparações são mostrados nas figuras 68, 69 e 70.

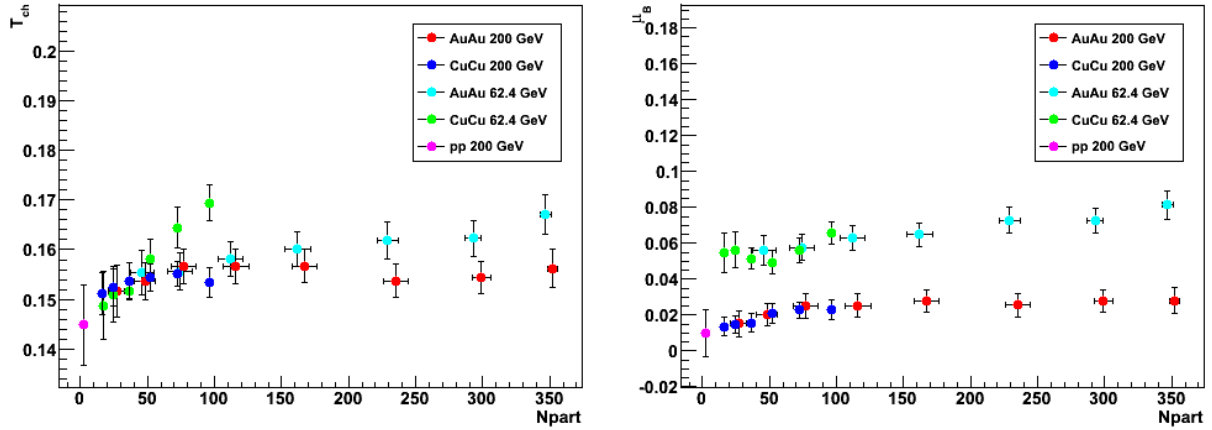


Figura 68: Comportamento da temperatura de *freezeout* químico (à esquerda) e do potencial químico bariônico (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.

O gráfico à esquerda na figura 68 mostra o valor da temperatura alcançada pelo meio considerando os quatro tipos de eventos em função do número de nucleons participantes para os mesmos. A essa temperatura é atribuída o *freeze-out* químico do sistema, na qual cessam as colisões inelásticas. Ao analisar o comportamento desse parâmetro em função do número de participantes, percebe-se que, considerando apenas as colisões mais centrais de íons pesados, a temperatura fica em torno 155MeV nas quatro colisões analisadas, ou seja, não impotando a energia de colisão. Além disso, apesar da flutuação estatística, é possível notar que colisões mais periféricas apresentam valores menores de temperatura que convergem para o resultado obtido em p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Já o gráfico à direita na figura 68 mostra o comportamento do potencial químico bariônico (μ_b), o qual expressa a relação entre bárions e antibárions. Analisando-o, nota-se que esse parâmetro é maior em colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, indicando que em energias menores o número de partículas presentes no sistema é maior que o de antipartículas. Esse parâmetro também está relacionado ao poder de freamento dos núcleos incidentes o qual, como discutido na seção 5.1, é inversamente proporcional à energia da colisão e pode ser interpretada como um reflexo da transparência da colisão, ou seja, quanto mais próximo de zero é o potencial

químico, maior é a transparência entre os feixes incidentes.

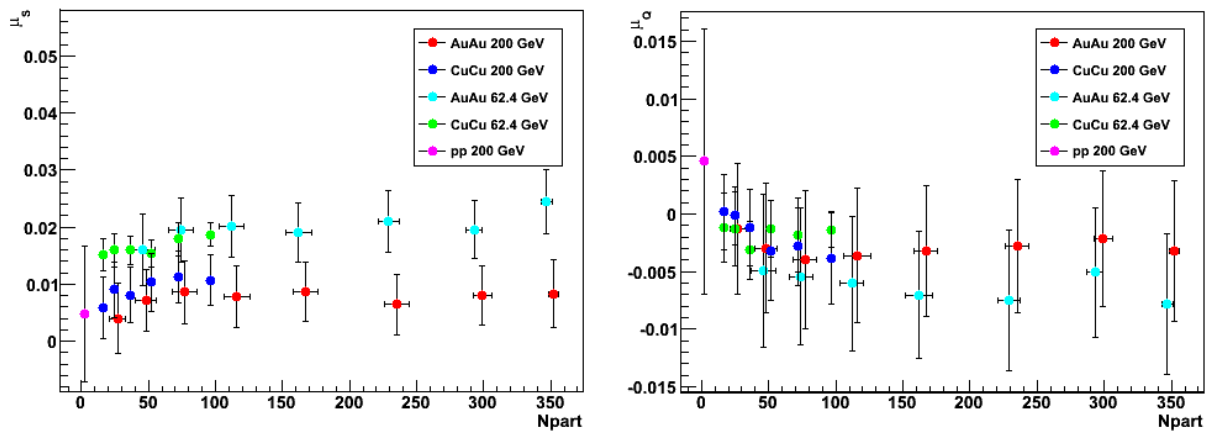


Figura 69: Comportamento do potencial químico de estranheza (à esquerda) e do potencial químico de carga (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.

O gráfico à esquerda na figura 69 mostra o comportamento do potencial químico estranho (μ_s), o qual descreve, de certa forma, a facilidade do meio formado produzir quarks e antiquarks estranhos. Assim como ocorrido para μ_B , esse parâmetro é maior em colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$, fato que novamente demonstra que em energias menores o número de partículas presentes no sistema é maior que o de antipartículas.

O potencial químico de carga (μ_Q), mostrado no gráfico à direita na figura 69, é compatível com zero, pois o sistema formado após a colisão produz uma quantidade muito grande de partículas de maneira que a razão entre a quantidade de partículas carregadas positivamente e negativamente é muito próxima de 1.

O gráfico da esquerda na figura 70 mostra o comportamento do parâmetro γ_s o qual, como discutido na seção 2.1.1, considera a possibilidade do sistema não ter alcançado o equilíbrio com relação a estranheza. Observa-se que para colisões com energias de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ o sistema não atingiu o equilíbrio por completo, mesmo quando consideramos as colisões mais centrais. Já para colisões de Au+Au e Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, o equilíbrio parece ter sido alcançado para as colisões mais centrais, enquanto que as colisões mais periféricas convergem para o caso p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

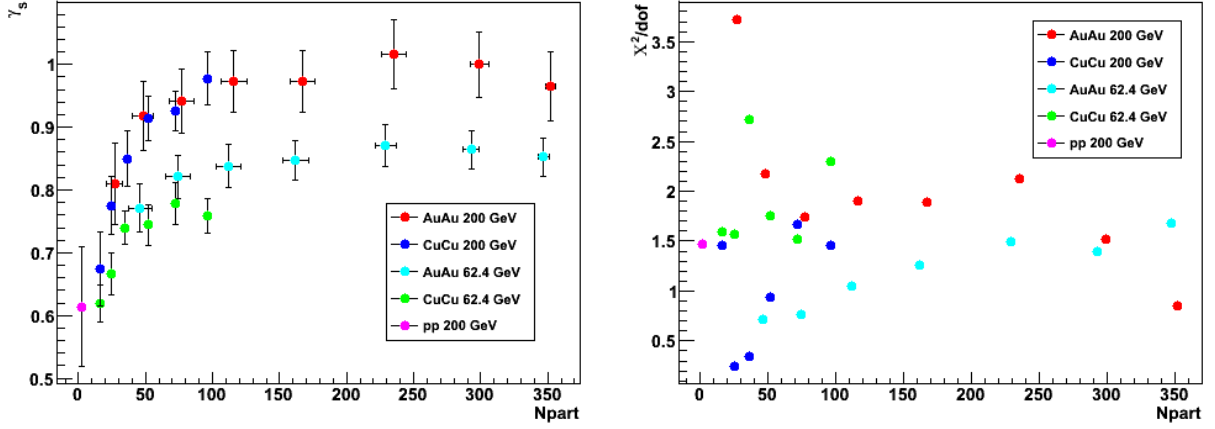


Figura 70: Comportamento do fator γ_s (à esquerda) e do χ^2 (à direita) como função do número de núcleons participantes da colisão.

Por fim, temos o gráfico com os valores de χ^2/dof que mostram a qualidade dos ajustes. Todos os valores estão próximos da unidade sem um comportamento sistemático e considerando que há 9 graus de liberdade no ajuste, pode-se concluir que há 95% de chance do χ^2/dof de um ajuste ser menor que 3.

5.3 Razão Λ/K_s^0 e Modelo de Coalescência

Utilizando os espectros de p_t de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ foi possível obter a razão Λ/K_s^0 e $\bar{\Lambda}/K_s^0$ como função do momento transversal para as quatro centralidades utilizadas (figura 71).

O comportamento mais importante desse gráfico é a menor supressão na produção dos bárions Λ e $\bar{\Lambda}$, em relação a produção dos mésons K_s^0 na região de p_t intermediário. Isso é observado tanto em colisões centrais quanto nas periféricas. Como descrito na seção 2.2, esse comportamento é chamado de anomalia bariônica do RHIC e pode ser explicado através de modelos de coalescência. Dessa forma, haveria um grau liberdade partônico no meio formado após a colisão dos íons pesados relativísticos e os hádrons seriam formados quando os quarks se aglutinam em estados ligados.

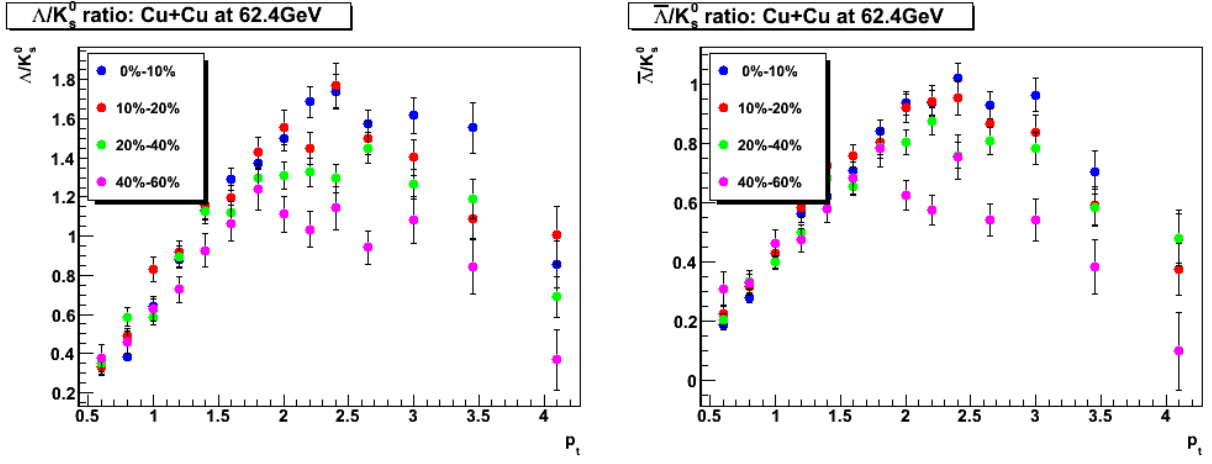


Figura 71: Razão Λ/K_s^0 e $\bar{\Lambda}/K_s^0$ como função do momento transversal para as quatro centralidades utilizadas em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$.

Comparando a razão Λ/K_s^0 de colisões mais centrais de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ com a razão obtida em colisões centrais de Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ (figura 7 mostrada na seção 2.2), nota-se que o valor máximo da razão está entre 1.8(1) e 1.6(1), além de ocorrerem em torno de um p_t igual a 2.4(2)GeV/c e 2.8(2)GeV/c, para colisões para Cu+Cu e Au+Au respectivamente. A largura a meia altura dessas razões foi de 3.5(2)GeV/c para Au+Au e 3.6(4) para Cu+Cu, sendo esta última medida prejudicada pela baixa precisão dos pontos com p_t acima de 2.5GeV/c, como mostrado na figura 71. Esses dados demonstram que as duas razões comparadas têm comportamentos compatíveis.

Outro resultado importante é o mostrado na figura 72 da seção 2.2, o qual mostra fator de modificação nuclear (R_{CP}) em função de p_t .

A figura 72 mostra que o R_{cp} de bárions (Λ e $\bar{\Lambda}$) possui um comportamento distinto do observado para méson K_s^0 . Comparando esse gráfico com o R_{cp} obtido em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ (figura 8 da seção 2.2), nota-se um comportamento bastante similar. O valor do fator de modificação nuclear, em ambos os casos, é maior para mésons quando $p_t < 1\text{GeV}/c$, mas seu valor para bárions se torna maior a medida que elevamos o p_t . A principal diferença entre os gráficos está no máximo alcançado pelo parâmetro R_{CP} , cujo valor está em torno de 0.6 e 0.9 para colisões Cu+Cu e Au+Au respectivamente. Essa dependência do número de quarks que constituem o hádron na forma como o mesmo é

produzido é condizente com o modelo de coalescência.

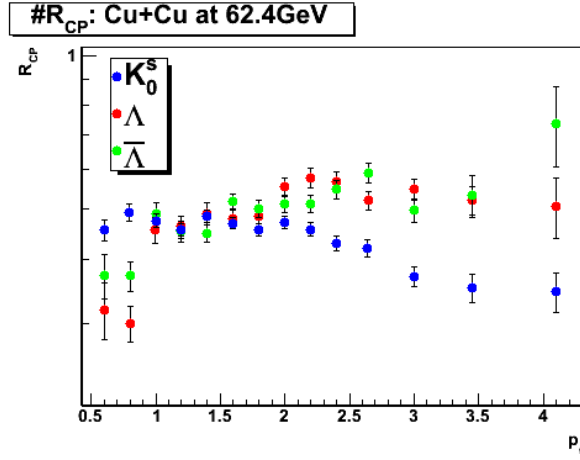


Figura 72: Fator de modificação nuclear R_{CP} em função de p_t para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$. O R_{CP} foi calculado utilizando as colisões com centralidade 0-10% e 40-60%.

5.4 Modelo Core-Corona

Para se calcular o fator de *Enhancement* (E), é necessário comparar as produções de Au+Au e Cu+Cu com aquelas obtidas em p+p. Porém, para a energia de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ ainda não há a medida da produção das partículas K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$. Por isso, fez-se uma adaptação à fórmula 17 mostrada na seção 2.2 na qual, ao invés do fator de E e uma constante, utiliza-se um valor proporcional $((dN/dy)/N_{part})$ e duas constantes são ajustadas (fórmula 45).

$$(dN/dy)/N_{part} = D_i f(N_{part}) + C_i \quad (45)$$

Nessa equação, o valor de $f(N_{part})$, o qual refere-se a fração dos N_{part} que sofreram mais de uma colisão binária, foi obtida através de uma simulação de Glauber Monte-Carlo e retirado da referência [90], enquanto que as constantes D_i e C_i são ajustadas com base

nos dados. Os gráficos de $(dN/dy)/N_{part}$ vs N_{part} com o ajuste do modelo *core-corona* são mostrados na figura 73.

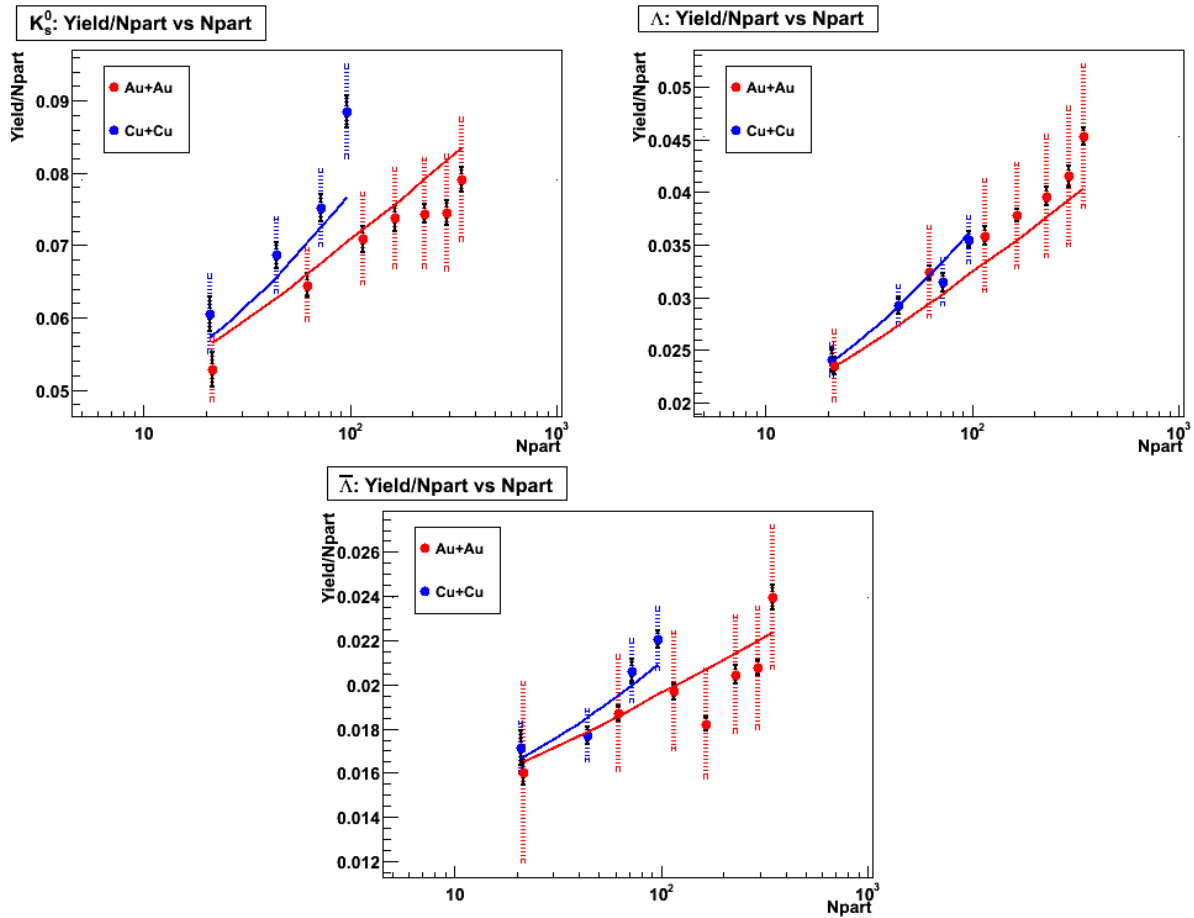


Figura 73: $(dN/dy)/N_{part}$ para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões Cu+Cu e Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Os pontos nos gráficos consideram os erros estatísticos (barras pretas) e sistemáticos (barras coloridas). As produções de Λ e $\bar{\Lambda}$ estão com a correção de *feed-down*. As curvas referem-se ao ajuste da fórmula 45

A produções de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, tanto para colisões Cu+Cu quanto Au+Au, utilizam a mesma função (boltzmann) para extrapolar regiões não mensuradas no espectro invariante de p_t . Para o caso de Λ e $\bar{\Lambda}$, os dados já estão com a correção de *feed-down* efetuada.

Pelos gráficos da figura 73, nota-se que, para Λ , o comportamento inicialmente esperado para a produção média por nucleon, a qual seria maior em colisões Cu+Cu do que em Au+Au para uma mesma quantidade de nucleons participantes, não foi observado. Porém, esse comportamento pode ser apenas uma consequência da baixa resolução obtida nesses gráficos.

Com relação aos ajustes, o χ^2/dof encontrado foi 0.79, 0.3 e 0.37 para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ res-

pectivamente. O baixo valor dos mesmos é uma consequência do elevado erro sistemático, sobretudo para as produções em colisões Au+Au, e não refletem uma boa qualidade no ajuste. Por isso, é difícil discernir sobre a validade do modelo em colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV.

6 Conclusão

Nesta dissertação foi determinada a quantidade de partículas estranhas neutras (K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$) produzidas na colisão de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, considerando o intervalo de rapidez $y < |0.75|$. Em seguida, procurou-se entender como ocorre a produção de estranheza em colisões de íons pesados relativísticos por meio de três modelos: o estatístico-termodinâmico, o de coalescência e o *core-corona*.

Para encontrar a quantidade de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ produzido, primeiramente, foi separada as colisões em diferentes intervalos de centralidade para, em seguida, fazer a reconstrução do decaimento fraco dessas partículas, processo que envolveu a seleção de trajetórias identificadas pelo TPC que foram agrupadas em pares (uma positiva e outra negativa), possuindo cinco parâmetros geométricos do decaimento cada, de modo formar um conditados a V0.

Aplicando a conservação de energia e momento ao processo de decaimento, determinou-se o espectro de massa invariante desses candidatos e, através da seleção dos cortes nos parâmetros geométricos que minimizassem a relação σ_s/s , foi possível diminuir o fundo e melhorar a qualidade do sinal.

Após isso, foram utilizadas simulações feitas pelo GENTX e GEANT associadas à técnica de *embedding* para estimar a eficiência do detector e, assim, corrigir a produção experimental. Essa correção dependia, entre outras coisas, do momento transversal, por isso, os espectros de massa invariante foram divididos em intervalos de p_t . Em seguida, obteve-se o espectro invariante de momento transversal, no qual foram ajustadas duas funções (Boltzmann e Lèvy) com o intuito de extrapolar regiões não mensuradas. Com isso, os valores médios e os erros estatísticos das produções de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ foram mensurados.

À produção de Λ e $\bar{\Lambda}$, foi aplicada a correção de *feed-down*. Para isso, empregaram-se as produções de Ξ e $\bar{\Xi}$ em colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, as quais são os principais contribuintes na produção secundária. O valor final dessa correção foi de cerca 10% e 13% do valor médio para Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente.

Também foi feito um estudo para determinar quais são as fontes de erros sistemáticos na análise. Nele, concluiu-se que as principais contribuições são provenientes de pequenas diferenças entre os dados reais e os simulados, juntamente com a função utilizada para

extrapolação no espectro invariante de p_t . O valor médio relativo do erro sistemático foi de 7.2%, 6.3% e 6.4% para K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ respectivamente.

A segunda parte desta dissertação consistiu na aplicação desses dados a três modelos para produção de hádrons em colisões de íons pesados relativísticos: estatístico-termodinâmico, coalescência e *core-corona*.

Implementou-se o modelo estatístico-termodinâmico com o software THERMUS. O ensemble escolhido foi o grande-canônico com uma pequena modificação para contemplar um possível não equilíbrio de estranheza. Para utilizar o software, foi necessário utilizar outras produções (π^+ , π^- , K^+ , K^- , Ξ^- , Ξ^+ , $(\Omega + \bar{\Omega})$ e ϕ) e, com o intuito de tornar a análise mais rica, além de colisões Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, também foram utilizados outros eventos (Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV e p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). O principal resultado dessa análise foi que o equilíbrio termodinâmico parece ter sido alcançado somente nas colisões mais centrais de Au+Au e Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, mesmo as mais centrais, necessitam que o fator γ_S assumam valores abaixo da unidade. Outro resultado interessante foi que os parâmetros termodinâmicos das colisões mais periféricas convergem para o caso da colisão p+p a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, na qual se sabe que o tratamento estatístico não é válido.

Para a hipótese de coalescência, não foi encontrado um modelo matemático que descrevesse a produção das partículas K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões de Cu+Cu a $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, porém, através da razão Λ/K_s^0 é possível observar um fenômeno conhecido como anomalia bariônica do RHIC, o qual refere-se a menor supressão na produção dos bárions Λ e $\bar{\Lambda}$ em relação a produção dos mésons K_s^0 na região de p_t intermediário. Esse fenômeno é explicado por modelos de coalescência.

Por fim, fez-se um estudo para saber se a observação de maior produção por nucleon em colisões de Cu+Cu em relação às de Au+Au, ambas à energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, também se repete para colisões a energia de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. Essa é a principal evidência para o modelo *core-corona*, o qual supõe que o meio formado após a colisão seja composto por duas regiões: um *core*, onde as partículas são produzidas de forma estatística-termodinâmica, e uma coroa (*corona*), onde a produção é similar àquela observada em colisões p+p. Ao aplicar essa parametrização à energia de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, observou-se que, para K_s^0 e $\bar{\Lambda}$, o valor

médio da produção por nucleon é, de fato, maior em colisões Cu+Cu do que Au+Au, porém, para Λ , os valores médios da produção por nucleon foram praticamente os mesmo. Todavia, o elevado valor do erro sistemático das medidas não nos permite fazer considerações sobre a validade do modelo.

Referências

- [1] E. Kolb and M.S. Turner, *The Early Universe* (Addison-Wesley, RedwoodCity (1990))
- [2] R. Rapp and J. Wambach, *Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions*
- [3] D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* (Wiley, New York, US, 1987).
- [4] W. M. Yao et al. (Particle Data Group Collaboration), Review of particle physics, *J. Phys. G*33, 1 (2006).
- [5] S. Bethke. Experimental Tests of Asymptotic Freedom. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 58:351, 2007
- [6] J. C. Collins, M. J. Perry, *Phys. Rev. Lett.* 34, pp1353, 1975.
- [7] C. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy Ion Collisions*, pp344 (World Scientific,1994.)
- [8] H. Satz, Colour Deconfinement and Quarkonium Binding, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32 (2006)
- [9] John Adams, *Neutral Strange Particle Production in High Energy p+p Collisions*, PHD Thesis - Birmingham University, UK (2005)
- [10] E. V. Shuryak, *Phys. Lett. B* 78 (1978)
- [11] Lucas Mafia Lima. Estudo da produção de quarks pesados no experimento STAR@RHIC. Tese de Mestrado. Universidade de São Paulo (2011)
- [12] F. Karsch, *Nucl. Phys. A*698, pp199 (2002)
- [13] F. Karsch, A. Peikert and E. Laermann, hep-lat/0012023
- [14] K. Yage, T. Hatsuda, and Y. Miake. *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge University Press, Cambridge (2005).

- [15] P. Giubellino. Perspectives of the ALICE experiment. *Braz. J. of Phys.*, 34:166?169 (2004).
- [16] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton. Comparison of Chemical Freeze-Out. Criteria in Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. C*, 73:034905 (2006).
- [17] Abelev, B. I. B. Multi-strange Baryon Correlations at RHIC. PHD Thesis - Yale University, 2007
- [18] E. Andersen et al., WA97 collaboration, *Phys. Lett. B* 449:401 (1996)
- [19] R. Sahoo. Transverse energy measurements and fluctuation studies in ultra-relativistic heavy ion collisions. PhD thesis, Utkal University (2007).
- [20] M. Matsui and H Satz. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, 178:416?422 (1986).
- [21] M. C. B. Sánchez. Charged hadron spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV. PhD thesis, Yale University (2001).
- [22] P. Koch, B. Muller, J. Rafelski, *Phys. Rep.* 142 167 (1986)
- [23] E. Andersen et al., WA97 collaboration, *Phys. Lett. B* 449:401 (1996)
- [24] J. Cleymans, M. Marais and E. Suhonen, *Phys. Rev. C* 58, 2747 (1997)
- [25] J. Cleymans and A. Muronga, *Phys. Lett. B* 388, 401 (1996)
- [26] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cimento* 3 (1) 47 (1965)
- [27] E. Fermi, *Prog. Theor. Phys.* 5 570 (1950)
- [28] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Particle production in heavy ion collisions. nucl-th/0304013 (2003)
- [29] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, nucl-th/0304013 and in *Quark Gluon Plasma 3*, eds. R.C. Hwa and X.N. Wang, (World Scientific Publishing,2004)
- [30] N. Xu and M. Kaneta, *Nucl. Phys. A*698 306c (2002).

- [31] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen, K. Redlich, Phys. Rev. C 64 024901 (2001)
- [32] P. Braun-Munzinger et al., Phys. Lett. B344 (1995)
- [33] M. Kaneta (for the NA44 Collaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 1865 (1997)
- [34] S. Wheaton, J. Cleymans, M. Hauer, THERMUS - A Thermal Model Package for ROOT, arXiv:hep-ph/0407174v2
- [35] Letessier J., Rafelski J., Strangeness Chemical Equilibration in QGP at RHIC and LHC, Phys. Rev. C, v. 72, n. 064901 (2005)
- [36] Letessier J., Rafelski J., Hadron Production and Phase Changes in Relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ and 200 GeV, Phys. Rev. C, v. 78, n. 054901 (2008)
- [37] G. Torrieri, S. Steinke, W. Broniowski, W. Florkowski, J. Letessier, J. Rafelski, Comput. Phys. Commun. 167 229 (2005)
- [38] G. Torrieri, S. Jeon, J. Letessier, J. Rafelski, Comput. Phys. Commun. 175 635 (2006)
- [39] E. M. Aitala et al. E791 Collaboration, Phys. Lett. B 371, 157 (1996).
- [40] E. Braaten, Y. Jia and T. Mehen, Phys. Rev. Lett. 89, 122002 (2002).
- [41] R. J. Fries, Quark Recombination in Heavy Ion Collisions (2011) [arXiv:1102.5723].
- [42] R. J. Fries, V. Greco and P. Sorensen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 58, 177 (2008) [arXiv:0807.4939].
- [43] T. Hirano and Y. Nara, Phys. Rev. C 69, 034908 (2004)
- [44] S. A. Voloshin, Nucl. Phys. A 715, 379 (2003)
- [45] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C 70, 665 (1996).
- [46] Klaus, Werner, Core-Corona Separation in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions, arXiv:0704.1270v1 [nucl-th], (2007)

- [47] J. Aichelin, K. Werner. Centrality Dependence of Strangeness Enhancement in Ultra-relativistic Heavy Ion Collisions - a Core-Corona Effect. [arXiv:0810.4465] (2009)
- [48] Werner k, Liu F, Pierog T., Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic heavy Ion collider. Phys. Review C, v.74, 044902 (2006)
- [49] M. Harisson, T Ludlam and S. Ozali, RHIC Project Overview, Nucl. Instrum. Meth. A, 499:4-244, 2003.
- [50] LAMONT, M.A.C, Neutral strange particle production in ultra-relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{nn}} = 130$ GeV. Tese de Doutorado. University of Birmingham. Birmingham, UK, 2002.
- [51] D. P. Morrison et al; Collaboration PHENIX, Nucl. Phys. A 638 (1998) 565; Preprint arXiv: hep-ex/9804004
- [52] B. B. Back et al. Collaboration PHOBOS, Nucl. Phys. A 661 (2000) 690
- [53] M. Adamczyk et al. (BRAHMS Collaboration), The BRAHMS experiment at RHIC, Nucl. Instrum. Meth. A499, 437 (2003).
- [54] K. H. Ackermann et al. Star Detector Overview. Nucl. Instr. Meth. A 499 624-632 (2003)
- [55] The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Mutiplicity at RHIC, STAR Collaboration, 2003.
- [56] W. B. Atwood et al. Tracking with the ALEPH TPC. IEEE Tans. Nucl. Sci., 38:432-440, (1991).
- [57] Dietrich Liko. Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method. Star Note SN0087, STAR Collaboration, April 1994.
- [58] Ludlam T., Overview of Experiments and Detectors at RHIC, Nucl. Instrum. Meth. A, 499:428-432, 2003
- [59] Biesara, F. S. et al., The STAR Trigger, Nucl. Instrum. Meth. A, 499:766-777, 2003

- [60] J. Kiryluk. Local polarimetry for proton beams with the STAR Beam Beam Counters. 16th International Spin Physics Symposium Proc., 2004. arXiv:hep-ex/0501072.
- [61] S. Bennett et al. The EMC and SMD performance in 1997 testbeam run at BNL. Note 351, STAR, 1997.
- [62] STAR Collaboration, The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter, Nucl.Instrum.Meth. A499 (2003) 725-739
- [63] STAR Collaboration, The STAR Endcap Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instrum. Meth. A 499 (2003) 740
- [64] A. Schuttauf et al; Collaboration STAR, Nucl. Phys. A 661 (1999) 677c.
- [65] K. H. Ackermann et al; Collaboration STAR, Nucl. Instr. Meth. A 499 (2003) 713-719; Preprint arXiv: nucl-ex/0211014;
- [66] R. Bellwied et al. The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A, 499(2?3):640?651, 2003.
- [67] Proposal for a Large-Area Time-Of-Flight System for STAR. Disponível em: wjllope.rice.edu/?TOF/TOF/Documents/TOF_20040524.pdf
- [68] C. Adler et al. The STAR Level-3 trigger system. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, vol. 499, no. 2-3, pages 778-791, (2003).
- [69] STAR Collaboration, Flow Glauber Calculations, Disponível em: <http://www.star.bnl.gov/protected/spectra/macross/glauber/flow/FlowGlauberCalculations.html>
- [70] B.Alver, M.Baker, C.Loizides, P.Steinberg, The PHOBOS Glauber Monte Carlo, arXiv:0805.4411v1 (2008).
- [71] R. Brun et al., GEANT user guide, CERN REPORT DD/EE?84-1 (1987).
- [72] T. Ullrich and Z. Xu, Treatment of Errors in Efficiency Calculations, Brookhaven National Lab, 2003

- [73] G. Wilk and Z. Włodarczyk. Interpretation of the Nonextensivity Parameter q in Some Applications of Tsallis Statistics and Lévy Distributions. *Phys. Rev. Lett.* 84, 2770 (2000)
- [74] STAR Collaboration. Strange Particle Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. arXiv:nucl-ex/0607033 (2006)
- [75] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cimento*, 6, 1 (1983)
- [76] STAR Collaboration. Scaling Properties at freeze-out in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev. C* 83, 034910 (2011)
- [77] STAR Collaboration. Systematic Measurement of Identified Particle Spectra in pp , $d+Au$ and $Au+Au$ Collisions at the Star Detector. *Phys. Rev. C* 79, 034909 (2009)
- [78] STAR Collaboration. Strangeness Enhancement in $Cu+Cu$ and $Au+Au$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.* 108, 072301 (2012)
- [79] STAR Collaboration. Scaling Properties of Hyperon Production in $Au+Au$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, v.98, n. 62301 (2007)
- [80] STAR Collaboration. Strange and Multistrange Particle Production in $Au + Au$ Collisions at $\sqrt{s_{nn}} = 62.4$ GeV. *Phys. Rev C* 83, 024901 (2011)
- [81] STAR Collaboration. Strange Particle Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s_{nn}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C* 75, 64901 (2007)
- [82] Star Collaboration. Analysis of $Cu+Cu$ Collisions at 62.4 GeV. Disponível em: <http://www.star.bnl.gov/protected/lfspectra/gmagela/CUCU62GeV/>
- [83] STAR Collaboration. Energy and System Size Dependence of ϕ Meson Production in $Cu+Cu$ and $Au+Au$ Collisions. *Phys. Rev C*, v.77, n. 64903 (2009)
- [84] STAR Collaboration. Measurement of ϕ Meson Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions at RHIC. *Phys. Rev C*, v.79, n. 44908 (2008)
- [85] STAR Collaboration. ϕ Meson Production in $Au+Au$ and $p+p$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett B*, v. 612, p. 181 (2005)

- [86] Souza, R. D. Produção Térmica de Partículas em Colisões Nucleares Relativísticas. Tese de Mestrado. Universidade de Campinas. Campinas, Brasil (2008)
- [87] STAR Collaboration. Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Phys. Rev. Lett. 97 152301 (2006). nucl-ex/0606003.
- [88] BRAHMS Collaboration. Rapidity Dependence of Charged Particle Yields for Au+Au at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Nucl.Phys. A715 478-481 (2003)
- [89] STAR Collaboration. Strange antiparticle-to-particle ratios at mid-rapidity in $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au + Au collisions. Physics Letters B 567 (2003) 167-174
- [90] STAR Collaboration. Strangeness Production in Heavy-Ion Collisions at STAR. arXiv:0907.4533v2 [nucl-ex]