

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia

Produção de Estranheza em Colisões de Íons Pesados Relativísticos

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Geraldo Magela Severino Vasconcelos

Orientador: Prof. Dr. Jun Takahashi

Este exemplar corresponde à redação final da tese de mestrado defendida pelo aluno Geraldo Magela Severino Vasconcelos e aprovada pela comissão julgadora.

15/08/2008 

Campinas/SP

Maio - 2008

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

V441p	<p>Vasconcelos, Geraldo Magela Severino Produção de estranheza em colisões de íons pesados relativísticos / Geraldo Magela Severino Vasconcelos. – Campinas, SP : [s.n.], 2008.</p> <p>Orientador: Jun Takahashi. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.</p> <p>1 1. Física nuclear. 2. Partículas elementares. 3. Plasma 2 de quarks e glúons. 4. Partículas estranhas (Física nuclear). 3 5. Colisor relativístico de íons pesados. 6. Experimento STAR. 4 I. Takahashi, Jun. II. Universidade Estadual de Campinas. 5 Instituto de Física “Gleb Wataghin”. III. Título.</p> <p style="text-align: right;">6 (vsv/ifgw)</p>
-------	---

- **Título em inglês:** Strangeness production in relativistic heavy ion collisions
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Nuclear physics
 2. Elementary particles
 3. Quark-gluon plasma
 4. Strangeness (Nuclear physics)
 5. Relativistic heavy ion collider
 6. STAR experiment
- **Área de concentração:** Física Nuclear
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Jun Takahashi
Prof. Marcelo Gameiro Munhoz
Prof^a Carola Dobrigkeit Chinellato
- **Data da defesa:** 30/05/2008
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **GERALDO MAGELA SEVERINO VASCONCELOS** – RA 016171 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 30 / 05 / 2008.

COMISSÃO JULGADORA:

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

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz
IF/USP

Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato
DRCC/IFGW/UNICAMP

*À memória de minhas tias Joanita Severino e Maria Conceição Faria,
pessoas que verdadeiramente acreditavam em mim, e que
infelizmente deixaram esse mundo antes de me ver
subir um novo degrau na minha formação.*

Agradecimentos

Ao final deste trabalho seria injusto não agradecer às diversas pessoas que me ajudaram a alcançar mais uma vitória. Por um lado espiritual, agradeço a Deus pelo simples dom da vida. À minha mãe Maria José e ao meu pai Milton, agradeço pelo amor, carinho e todo o apoio dado ao longo dos anos. Agradeço aos meus tios, em especial minha tia Abigail.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Jun Takahashi, agradeço pela confiança, discussões e incentivos dados para a realização deste trabalho. Mostrou-se sempre presente, solícito e preocupado em dar uma formação de alta qualidade. Ao Prof. Dr. Marcelo Munhoz pelos diversos auxílios, em especial, na solução dos problemas referentes à obtenção de dados do STAR. À Profa. Dra. Carola Chinellato, meus sinceros agradecimentos pela sua leitura atenciosa da primeira versão do trabalho e pelas sugestões e correções feitas.

Aos colegas, Fernando Catalani, João Paulo, Bernardo, David e Bárbara. Em especial ao amigo Rafael Derradi, pela ajuda constante com minhas dúvidas de programação. Agradeço também à Jacyara pela editoração de algumas figuras. Aos membros da colaboração do experimento STAR, especialmente ao grupo de estranheza.

Sou muito grato à CAPES pela bolsa de mestrado concedida e ao Laboratório Nacional de Brookhaven pela assistência na minha estadia por três meses no experimento.

Enfim, este é o final de um trabalho de dois anos e com certeza esqueci de mencionar alguns nomes importantes. O espaço seria insuficiente para citar um por um, mas deixo meu muito obrigado a todos que me fizeram crescer tanto profissional, quanto pessoalmente.

“Nunca ande pelos caminhos já traçados, pois eles levam até onde os outros já foram.”

Alexander Graham Bell

Resumo

As colisões de íons pesados em energias relativísticas permitem estudar o comportamento da matéria nuclear em condições extremas de temperatura e alta densidade de energia. Nessas condições, espera-se uma transição de fase da matéria onde seria formado um estado de quarks e glúons livres, conhecido como Plasma de Quarks e Glúons (QGP). Com o objetivo de estudar a formação deste novo estado e suas características, o experimento STAR, situado no Laboratório Nacional de Brookhaven, Nova Iorque, mede vários canais observáveis das colisões de íons pesados. Uma das marcas da formação do QGP é o aumento da produção de estranheza.

O objetivo deste trabalho foi estudar a produção dos bárions multi-estranhos Ξ e Ω produzidos nas colisões de Cu+Cu com energia de 62,4 GeV/A no referencial do centro de massa (CM), medidos no experimento STAR. Foram obtidos os espectros de momento transverso dessas partículas e a partir deles foi extraída a abundância de produção por unidade de rapidez na região de rapidez central $(dN/dy)_{y=0}$. A produção desses bárions foi comparada com os resultados de um outro sistema (Au+Au) na mesma energia para estudar a dependência da produção de estranheza em função do tamanho do sistema formado.

Os resultados mostraram que a produção de estranheza cresce com o tamanho do sistema, e que este aumento é ligeiramente maior para o sistema de Cu+Cu do que Au+Au. Os resultados deste trabalho são inéditos e complementam um estudo sistemático da produção de estranheza. Também são importantes para a compreensão dos mecanismos de produção de estranheza em diferentes energias.

Abstract

Relativistic heavy-ion collisions allow us to study the behavior of nuclear matter at extreme conditions of temperature and energy density. In these conditions, we expect a phase transition of matter where a free state of quarks and gluons would be formed, and that is known as Quark-Gluon Plasma (QGP). With the aim to study this new state of matter and its features, the STAR experiment was built at BNL (Brookhaven National Laboratory), New York. The STAR experiment measures many observables of heavy-ion collisions and in particular, the strangeness enhancement in QGP is of special interest.

The aim of this work was the study of multi-strange baryon production, Ξ and Ω , at collisions of Cu+Cu in the center of mass energy of 62.4 GeV/A measured at the STAR experiment. Transverse momentum spectra and integrated yields for Ξ and Ω at mid-rapidity are presented in this work. We also compared Cu+Cu and Au+Au systems in order to study the dependence of strange particle production with the system size.

The results showed that strangeness production enhances with the system size, and strange baryons yields in Cu+Cu are slightly larger than Au+Au for the same energy. The new results obtained here complement a systematic study of strangeness production in heavy ion collisions and are important to understand the strangeness particle production mechanism in different energies.

Lista de Figuras

1.1	Constante de acoplamento da QCD (α_s) versus o momento transferido (q). Imagem extraída do site da organização do Prêmio Nobel e maiores detalhes podem ser vistos em [14].	5
1.2	Diagrama de fase da matéria nuclear com a temperatura em função do potencial químico bariônico. Vê-se as regiões dos hádrons, do QGP, e a região supercondutora de cor. Imagem adaptada de [22].	8
1.3	Cenários possíveis da evolução temporal das colisões de íons pesados. À esquerda, mostra-se a evolução sem a existência do QGP e à direita, com a fase de QGP. Figura adaptada de [28].	10
1.4	Esquema de uma colisão entre nucleons e as fases pós-colisão. Figura adaptada de [25].	11
1.5	Diagramas de Feynman representando a formação de pares de quark $s\bar{s}$. Na figura temos que: $a)$, $b)$ e $c)$ representam $gg \rightarrow s\bar{s}$ enquanto $d)$ representa $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$. Figura extraída de [28].	15
2.1	Visão geral do complexo do acelerador RHIC. Figura adaptada de [40].	19

2.2	A imagem da esquerda é uma foto do conjunto de detectores do experimento STAR (extraída de [28]) e a figura da direita é uma visão esquemática geral do detector STAR instalado no RHIC (figura extraída de [41]).	21
2.3	Relação entre os valores do ZDC e CTB. Valores altos no CTB e baixo no ZDC indicam que ocorreu uma colisão central, e o contrário é indicativo de colisão periférica. Figura extraída de [44].	23
2.4	Representação esquemática do TPC adaptada de [47].	25
2.5	Curvas de perda de energia por unidade de comprimento em função do momento. Cada tipo de partícula é distinguido do outro de acordo com a parametrização de Bethe-Bloch. Figura extraída de [25].	27
3.1	Imagem de um evento visto pelo TPC do STAR. Cada linha representa a trajetória de uma partícula carregada que atravessou o volume de gás do TPC. Figura obtida em [22].	30
3.2	Visualização das projeções de hélice da trajetória nos diferentes planos. A figura (a) mostra a projeção em $x-y$, enquanto em (b) vê-se a projeção no plano $s-z$. . .	32
3.3	Representação de dois núcleos colidindo-se com parâmetro de impacto “ b ”. Os nucleons participantes são os que estão no retângulo azul, e os espectadores estão representados pela cor vermelha. Baseado na figura de [28].	35
3.4	Multiplicidade de hádrons carregados para colisões de Au+Au com energia de $200 \text{ GeV}/A$ (figura à esquerda extraída de [28]) e Cu+Cu com $62,4 \text{ GeV}/A$ (figura à direita).	36

- 3.5 Distribuição de densidade nuclear segundo o modelo de Woods-Saxon para os núcleos de ouro (Au) e cobre (Cu). Figura extraída de [60]. 38
- 3.6 Visualização de um decaimento em cascata perfeito. Apresenta um Ξ^- decaindo em π^- e Λ (linha pontilhada). Em seguida o Λ decai em um próton e π^- 43
- 3.7 Visualização de um decaimento em cascata, onde o decaimento fraco de um Ξ^- é tomado como exemplo. Os traços em negrito mostram as trajetórias de partículas carregadas e a linha pontilhada corresponde ao $V0$. Todos os parâmetros geométricos utilizados na análise estão aqui representados. 44
- 4.1 Cada figura tem representado, do lado esquerdo, a variação do sinal e do fundo para diferentes valores de corte aplicados na variável em questão, e do lado direito, a razão S/F . Foram usados três parâmetros para ilustrar o método: o primeiro é o comprimento de decaimento do Ξ , o segundo é a distância de máxima aproximação do π^- proveniente do Ξ^- ao vértice primário e o último é o comprimento de decaimento do Λ 52
- 4.2 Comparação entre a análise clássica (cortes nas variáveis topológicas - curva vermelha) e LDA (curva azul). O espectro obtido com LDA é um pouco maior (5% no sinal), e o aumento na razão S/F nesse caso foi de 15%. 54
- 4.3 Estimativa do fundo através de um ajuste polinomial de primeiro grau. A curva vermelha ilustra o ajuste feito. 56
- 4.4 Estimativa do fundo através das regiões laterais do pico. As áreas azuis correspondem ao fundo estimado, e a área vermelha é a projeção desse fundo na região do pico. 56

- 4.5 Espectro final de massa invariante obtido para Ξ^- , figura à esquerda, e para sua anti-partícula (Ξ^+), figura à direita. O pico ficou bem definido, com valores S/F muito bons ($S/F \gg 1$). 57
- 4.6 Espectro final de massa invariante para Ω^- , figura à esquerda, e sua correspondente anti-partícula (Ω^+) à direita. Aqui também o pico ficou definido, porém a razão S/F é ligeiramente maior do que 1. Tanto o sinal, quanto o fundo têm aproximadamente o mesmo valor. 58
- 4.7 Comparação da distribuição dos parâmetros topológicos de Ξ provenientes de dados simulados e de eventos reais. As curvas azuis referem-se aos dados simulados e as vermelhas são de dados reais. 61
- 4.8 Valores de correção de ineficiência de cobertura geométrica e reconstrução de decaimentos secundários. A figura da esquerda refere-se aos valores obtidos a partir do *embedding* de Ξ^- e a figura da direita, do *embedding* de Ω^- 62
- 4.9 Comparação entre os valores de correção de ineficiência entre partícula e anti-partícula para o *embedding* de Cu+Cu 200 GeV/A. A figura da esquerda é a comparação entre Ξ^- e Ξ^+ , e a figura da direita é para Ω^- e Ω^+ 63
- 5.1 Distribuição de momento transverso para Ξ^- (figura superior) e Ξ^+ (figura inferior). A distribuição foi feita para diferentes centralidades, desde 0 até 60%. Os intervalos foram divididos da seguinte maneira: 0-10%, representado por bola preta fechada; 10-20%, mostrado por quadrados fechados em vermelho; 20-30%, triângulos fechados azuis; 30-40%, bola aberta rosa e finalmente 40-60% por quadrados pretos abertos. 68

5.2	Distribuição de momento transverso para Ω^- (figura superior) e Ω^+ (figura inferior). A distribuição foi feita para três diferentes centralidades, desde 0 até 40%. Os intervalos foram divididos da seguinte maneira: 0-10%, representado por bola preta fechada; 10-20%, mostrado por quadrados fechados em vermelho; 20-40%, triângulos fechados azuis.	69
5.3	Ajustes usando as três parametrizações (exponencial, Boltzmann e Levy, nessa ordem) para Ξ^- (figura à esquerda) e Ξ^+ (figura à direita).	71
5.4	Ajustes usando as três parametrizações para Ω^- (figura à esquerda) e Ω^+ (figura à direita). A primeira figura é para um ajuste usando exponencial, a segunda é usando Boltzmann e a terceira, é com distribuição de Levy.	72
5.5	Produção de bárions multi-estranhos (Ξ e Ω) em função do número de participantes da colisão para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.	75
5.6	Valores $(dN/dy)/N_{part}$ em função do tamanho do sistema expresso por N_{part} para Ξ^- e Ξ^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.	77
5.7	Valores $(dN/dy)/N_{part}$ em função do tamanho do sistema expresso por N_{part} para Ω^- e Ω^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.	78
5.8	Valores $(dN/dy)/N_{bin}$ em função do número de colisões binárias (N_{bin}) para Ξ^- e Ξ^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.	79
5.9	Valores $(dN/dy)/N_{bin}$ em função do número de colisões binárias (N_{bin}) para Ω^- e Ω^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.	80

5.10	As figuras apresentam a razão entre Ξ e pión (figura superior) e Ω e pión (figura inferior) para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A.	81
5.11	As figuras apresentam a razão entre Ξ e pión (figura superior) e Ω e pión (figura inferior) para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 200 GeV/A.	82
A.1	Probabilidades de classificação errônea para regiões de classificação hipotéticas R_1 e R_2 para um problema de uma variável. Figura extraída de [71].	90
B.1	Resolução de momento transverso para Ξ , figura à esquerda, e Ω , figura à direita.	97
C.1	Ajuste dos espectros de momento de Ξ^- (figura à esquerda) e Ξ^+ (figura à direita) utilizando a distribuição de Boltzmann. A legenda de cada gráfico mostra os valores de dN/dy e T obtidos com a parametrização utilizada e também o χ^2 reduzido do ajuste (χ^2/GL).	101
C.2	Ajuste dos espectros de momento de Ω^- (figura à esquerda) e Ω^+ (figura à direita) utilizando a distribuição de Boltzmann. A legenda de cada gráfico mostra os valores de dN/dy e T obtidos com a parametrização utilizada e também o χ^2 reduzido do ajuste (χ^2/GL).	102

Lista de Tabelas

1.1	Principais características dos aceleradores usados em experimentos com íons pesados em energia relativística.	3
1.2	Resumo das principais informações dos quarks das três gerações [11].	3
3.1	Principais informações sobre os bárions estranhos [11].	46
3.2	Principais informações sobre os mésons [11].	46
4.1	Informações referentes ao número de eventos medidos em cada centralidade utilizada no estudo de Ξ e Ω	49
4.2	Valores dos cortes em cada parâmetro topológico usado na análise de Ξ e Ω . . .	53
5.1	Resumo dos valores de dN/dy para Ξ^- e Ξ^+	74
5.2	Resumo dos valores de dN/dy para Ω^- e Ω^+	74

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xxi
Sumário	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Cromodinâmica quântica - QCD	2
1.2 Colisões de íons pesados relativísticos e o QGP	6
1.2.1 O plasma de quarks e glúons	6
1.2.2 Fases de evolução do sistema em uma colisão	10
1.3 Produção de partículas estranhas	13
2 Instalações experimentais	17
2.1 O acelerador RHIC	17
2.2 O experimento STAR	19
2.2.1 Descrição geral do experimento	20
2.2.2 Detectores de trajetória	24

2.3	Participação na tomada de dados do STAR	28
3	Descrição geral da análise de dados	29
3.1	Reconstrução de eventos	29
3.1.1	Determinação das trajetórias (<i>tracking</i> , em inglês)	30
3.1.2	Determinação da posição do vértice primário	33
3.2	Parâmetros globais observáveis dos eventos	34
3.2.1	Centralidade da colisão	35
3.2.2	Variáveis cinemáticas	39
3.3	Topologia de decaimentos secundários	42
4	Análise de Cu+Cu em 62,4 GeV/A	47
4.1	Conjunto de dados analisados	47
4.2	Determinação dos cortes	49
4.2.1	Identificação das partículas filhas	49
4.2.2	Cortes nas variáveis topológicas	50
4.3	Cálculo do sinal e do fundo	55
4.4	Correção dos dados	58
5	Resultados	65
5.1	Espectros de momento transverso	65
5.2	Extração da produção de partículas - dN/dy	69
5.2.1	Resumos dos valores de dN/dy	73
5.3	Dependência com o tamanho do sistema	74

5.4	Comparação da produção de π , Ξ e Ω	78
6	Conclusões	83
A	Análise estatística multivariada	87
A.1	Introdução à análise multivariada	87
A.2	Discriminação e padrões de classificação de grupos	88
A.3	Análises de discriminante linear - LDA	89
A.3.1	Formalismo matemático	89
B	Estimativa de incertezas	95
B.1	Incerteza no sinal e no fundo	95
B.2	Incerteza nos pontos do espectro de p_t	96
B.3	Incerteza no valor de dN/dy	98
C	Ajuste dos espectros de p_t	99
C.1	Ajuste com espectro do tipo Boltzmann	99
C.2	Resultado dos ajustes	100

Capítulo 1

Introdução

A física de partículas elementares busca compreender a constituição da matéria em seu nível mais fundamental. Considera-se como partículas elementares as menores estruturas possíveis que constituem a matéria. De acordo com o modelo padrão, na natureza existem três tipos delas, que são: os léptons, os quarks e os mediadores. As interações entre as mesmas se dão através de quatro tipos de força: forte, eletromagnética, fraca e gravitacional, sendo que para cada uma dessas existe uma teoria física explicando os mecanismos de interação e a sua intensidade é determinada pela constante de acoplamento característica da interação.

A força forte descreve o comportamento nuclear da matéria, ou melhor, o estudo da composição hadrônica é possível a partir dos fundamentos dessa interação. A teoria física envolvida aqui é a Cromodinâmica Quântica (QCD, do inglês, *Quantum Chromodynamics*).

Para o estudo de partículas é necessário encontrar algum meio de detectá-las. Existem várias técnicas de produção e detecção de partículas. Elas podem existir “natural-

mente”, como as presentes na matéria ordinária ou nos raios cósmicos, ou então podem ser produzidas em reatores nucleares ou aceleradores de partículas. Nos aceleradores de partículas, é possível através de colisões de prótons, elétrons ou mesmo íons pesados, tais como ouro, cobre ou chumbo, produzir e medir as partículas criadas durante a colisão.

Alguns dos principais aceleradores de partículas são: o SLAC (do inglês, *Stanford Linear Accelerator Center*) [1], AGS (do inglês, *Alternating Gradient Synchrotron*) [2], SPS (do inglês, *Super Proton Synchrotron*) [3], LEP (do inglês, *Large Electron-Positron Collider*) [4], TEVATRON [5] (no FERMILAB - do inglês, *Fermi National Accelerator Laboratory*), RHIC (do inglês, *Relativistic Heavy Ion Collider*) [6] e outros. Em breve, entrará em funcionamento o LHC (do inglês, *Large Hadron Collider*) [7], construído no CERN (do francês, *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*) possibilitando atingir energias de colisões ainda não alcançadas.

A tabela 1.1 apresenta as principais características dos aceleradores usados em experimentos de íons pesados, tais como o sistema utilizado, a energia do feixe, a energia total disponível para a reação (\sqrt{s}) e a rapidez do feixe ¹.

1.1 Cromodinâmica quântica - QCD

A QCD é a teoria física que descreve a interação forte da matéria. Segundo essa teoria, a matéria é formada por quarks e anti-quarks que possuem cargas de cor e interagem por troca de glúons, que são condutores dessas cargas [8, 9, 10]. Segundo o

¹A variável cinemática rapidez está descrita na seção 3.2.2.

Tabela 1.1: Principais características dos aceleradores usados em experimentos com íons pesados em energia relativística.

Acelerador	Sistema	Energia do feixe (GeV/A)	\sqrt{s} (GeV/A)	Rapidez do feixe
AGS	Au+Au	2	2,34	1,50
		4	3,08	2,16
		6	3,63	2,55
		8	4,10	2,84
		10	4,54	3,06
		10,8	4,70	3,14
		11,6	4,86	3,21
SPS	S+S	200	19,41	6,06
	Pb+Pb	40	8,76	4,45
		80	12,32	5,14
		158	17,27	5,82
RHIC	Au+Au	31,2	62,4	$\pm 3,82$
		65	130	$\pm 4,93$
		100	200	$\pm 5,36$
	Cu+Cu	31,2	62,4	$\pm 3,82$
		100	200	$\pm 5,36$
		p+p	100	200

modelo padrão, os quarks possuem spin $\frac{1}{2}$ e são descritos pelo seu sabor, carga elétrica e carga de cor. A tabela 1.2 mostra as famílias das três gerações dos quarks, com suas respectivas carga elétrica e massa.

Cada sabor de quark pode aparecer com uma das três cargas de cor existentes: R, G ou B (do inglês, *Red*, *Green* ou *Blue*). A carga de cor foi um mecanismo criado para garantir a validade do Princípio de Exclusão de Pauli, pois como os quarks são férmions,

Tabela 1.2: Resumo das principais informações dos quarks das três gerações [11].

Quark (sabor)	Nome	Carga (e)	Massa (MeV/c^2)
u	<i>up</i>	$+\frac{2}{3}$	$1,5 - 3,0$
d	<i>down</i>	$-\frac{1}{3}$	$3,0 - 7,0$
s	<i>strange</i>	$-\frac{1}{3}$	95 ± 25
c	<i>charm</i>	$+\frac{2}{3}$	1250 ± 90
b	<i>bottom</i>	$-\frac{1}{3}$	4200 ± 70
t	<i>top</i>	$+\frac{2}{3}$	174200 ± 3300

seria proibido um estado contendo dois ou mais quarks de mesmo sabor, com todos os números quânticos iguais. Na interação entre dois quarks, a força forte aumenta com a distância, diferentemente do que acontece na Eletrodinâmica Quântica (QED, do inglês, *Quantum Electrodynamics*). O potencial entre dois quarks pode ser descrito como:

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

onde α_s é a constante de acoplamento da força forte, $\frac{4}{3}$ é o fator de cor, r é a distância entre os dois quarks interagentes e k é uma constante, cujo valor determinado experimentalmente é em torno de $1 \text{ GeV}/fm$ [12].

Para grandes distâncias, o primeiro termo da equação 1.1 é desprezível e portanto, o potencial apresenta uma dependência linear com a distância de separação dos dois quarks. Isso mostra que o potencial pode crescer linearmente com o aumento da distância, que resulta no confinamento dos quarks dentro dos hádrons. Os quarks não podem ser separados colocando-os longe um do outro. Enquanto se distanciam, torna-se favorável a produção de pares quark e anti-quark ($q\bar{q}$) a partir do vácuo da QCD para reduzir o potencial original de dois quarks.

Outro aspecto importante na QCD diz respeito à *Liberdade Assintótica*. Esse fenômeno se manifesta em pequenas distâncias, ou seja, em escalas de distância que assintoticamente convergem a zero. Nesse limite as interações entre as partículas se tornam fracas.

Na realidade a constante de acoplamento da QCD (α_s) que aparece no potencial de dois quarks, dado pela equação 1.1, não é constante, mas depende do valor da quanti-

dade de momento transferido (q^2) na interação. De acordo com Griffiths em [12], temos que a constante de acoplamento para a interação forte é dada por:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{12\pi}{(11n - 2f) \ln\left(\frac{|q^2|}{\Lambda^2}\right)}, \quad (1.2)$$

onde n representa o número de cores e f o de sabores de quarks, sendo que no modelo padrão esses números correspondem a três e seis, respectivamente. Temos também que q^2 é o momento transferido e Λ é uma constante da QCD. A determinação precisa de Λ é difícil de ser feita a partir dos dados experimentais, mas considera-se o valor de Λ no intervalo entre 50 e 350 MeV/c [13]. Essa expressão para a constante de acoplamento da interação forte é válida somente para o caso de $|q^2| \gg \Lambda^2$. A figura 1.1 mostra a variação da constante de acoplamento (α_s) em função do momento transferido.

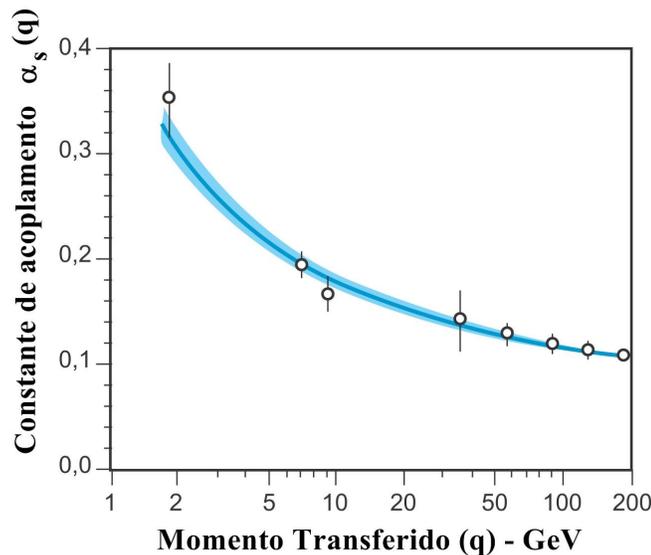


Figura 1.1: Constante de acoplamento da QCD (α_s) versus o momento transferido (q). Imagem extraída do site da organização do Prêmio Nobel e maiores detalhes podem ser vistos em [14].

Para grandes valores de q^2 (pequenas distâncias), $\alpha_s(q^2) \rightarrow 0$ mais rapidamente do

que $r \rightarrow 0$, fazendo com que o potencial dado por 1.1 também tenda a zero, ou seja, os quarks e glúons podem ser tratados como partículas livres. A variável Λ representa a escala da interação forte, sendo que ela diferencia entre os valores onde se encontram hádrons confinados ($q^2 \sim \Lambda^2$) e quarks e glúons livres ($q^2 \gg \Lambda^2$). A hipótese da existência de um estado de quarks e glúons livres é baseada na região onde $q^2 \gg \Lambda^2$.

1.2 Colisões de íons pesados relativísticos e o QGP

A principal característica das colisões de íons pesados relativísticos é a grande quantidade de energia armazenada na reação. Nessas colisões, condições extremas de temperatura e densidade de energia são obtidas, o que favorece o estudo do comportamento da matéria nuclear nesse regime [15]. Dependendo do íon utilizado e da energia do feixe, é possível estudar sistemas de diferentes tamanhos e a dependência com a energia.

Em [15], Wong diz que a compreensão no campo teórico da física moderna é cercada por “mistérios” no que diz respeito à quebra de simetrias e à não observação de quarks isolados. Nesse ponto, experimentos com colisões de íons pesados tornam-se uma importante ferramenta para examinar esses quebra-cabeças.

1.2.1 O plasma de quarks e glúons

Devido à liberdade assintótica na QCD, a interação entre as partículas pode se tornar pouco intensa em pequenas distâncias. Em condições normais os quarks e glúons encontram-se confinados nos hádrons e possuem uma massa efetiva devido às interações internas com o vácuo da QCD. Em colisões de íons pesados em energias elevadas

(no regime relativístico), espera-se excitar o vácuo da QCD de tal forma que a matéria nuclear formada atinja condições de temperatura e densidade de energia suficientemente altas para superar as forças que mantêm os quarks e glúons confinados e promover uma transição de fase da matéria hadrônica para um estado no qual os quarks e glúons estejam livres.

Do ponto de vista experimental, essa transição de fase pode ser medida indiretamente, através do estudo de colisões de íons pesados em energias elevadas (relativísticas). Nas condições extremas de temperatura e densidade de energia esperadas nas colisões de íons pesados prevê-se que a matéria nuclear seja encontrada em um estado em que os hádrons não mais existam como quantidades discretas [16, 17]. Esse novo estado é conhecido como Plasma de Quarks e Glúons - QGP (do inglês, *Quark-Gluon Plasma*) [18, 19] que possui quarks e glúons livres e portanto diz-se que apresenta graus de liberdade partônicos. Acredita-se que esse tenha sido o estado da matéria nos instantes iniciais da formação do universo, numa escala de tempo de 10^{-6} s após o Big-Bang [20, 21].

A equação de estado determina o comportamento da matéria nuclear em função da sua temperatura e densidade bariônica. Dependendo dos valores assumidos por esses parâmetros, a matéria nuclear pode ser encontrada em diferentes fases como mostrado na figura 1.2.

O diagrama da figura 1.2 mostra as fases em que a matéria hadrônica pode ser encontrada. Os eixos do diagrama representam a temperatura T (eixo Y) em função do potencial químico bariônico μ_B (eixo X). Esse diagrama mostra as regiões do plasma de quarks e glúons, do gás de hádrons e a região supercondutora de cor. As linhas ver-

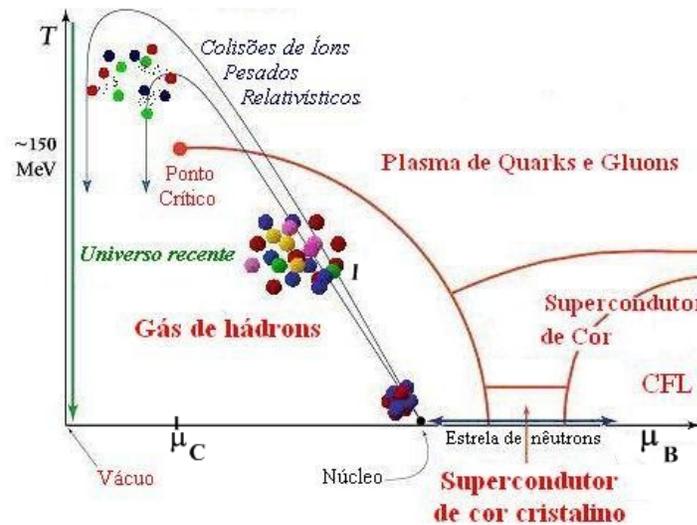


Figura 1.2: Diagrama de fase da matéria nuclear com a temperatura em função do potencial químico bariônico. Vê-se as regiões dos hádrons, do QGP, e a região supercondutora de cor. Imagem adaptada de [22].

melhas na figura representam as possíveis transições de fase da matéria. A transição de fase entre as regiões do plasma de quarks e glúons e do gás de hádrons deve ser de primeira ordem para $\mu_B > \mu_C$ ², e está representada na figura por uma linha que se inicia no ponto crítico e separa essas duas regiões. Para $\mu_B < \mu_C$ essa transição deve ser suave sendo difícil definir uma temperatura de transição (*cross-over*).

Cálculos de QCD na rede prevêem que a temperatura para a transição de fase é da ordem de 150 a 190 MeV quando a densidade bariônica é nula [23]. O valor exato varia com os diferentes resultados obtidos de cálculos de QCD na rede. Para haver a formação do QGP é necessário que o estado excitado dure tempo suficiente para que se obtenha um estado em equilíbrio térmico³. Define-se o QGP como sendo “um estado da matéria termicamente equilibrado nos quais os quarks e glúons não estão confinados nos há-

²O valor μ_C é o potencial químico bariônico no ponto crítico marcado na figura 1.2.

³O equilíbrio térmico ocorre quando os observáveis térmicos macroscópicos do sistema não mais se modificam com o tempo.

drons, e os graus de liberdade de cor começam a se manifestar sobre os nucleares” [24]. Caracteriza-se por ser um meio extremamente denso e se espera que haja saturação de glúons.

Experimentalmente não é possível a observação direta do QGP, porque o sistema criado dura um intervalo de tempo muito curto. Entretanto há vários observáveis que, juntos, servem como evidência da formação do QGP. Para conseguir essas evidências é necessário acompanhar as fases de evolução do sistema, determinar suas características termodinâmicas e hidrodinâmicas. A seguir relacionamos algumas possíveis marcas da formação do QGP:

- Produção de diléptons e fótons na região de momento transversal entre 2 e 5 GeV/c . Eles são produzidos no estágio inicial da colisão e não são modificados pelos processos subsequentes de hadronização do sistema [25].
- Supressão da produção de J/Ψ proposta por Matsui and Satz [26]. Em um cenário com formação do QGP, a produção do estado $J/\Psi (c\bar{c})$ torna-se desfavorável devido a alta densidade de energia do plasma e a fraca energia de ligação desses estados, fenômeno conhecido como blindagem de cor (em inglês, *color screening*).
- Atenuação de jatos. Um jato de quarks e glúons, ao atravessar um meio denso (como QGP), perde energia e pode ser defletido devido aos espalhamentos com os constituintes do QGP [25, 27].
- Aumento da produção de estranheza. Na seção 1.3 será dada uma ênfase à produção de estranheza como um observável da formação do QGP, pois trata-se do assunto central da dissertação.

1.2.2 Fases de evolução do sistema em uma colisão

Uma colisão se dá quando os núcleos dos feixes de íons se chocam uns contra os outros. Nesse processo os núcleos interagem entre si, e devido a essa interação, grande quantidade de energia é depositada no meio, o que favorece a produção de novas partículas. Essa produção de partículas pode ser considerada utilizando-se dois cenários diferentes conforme mostrados no diagrama espaço-temporal da figura 1.3.

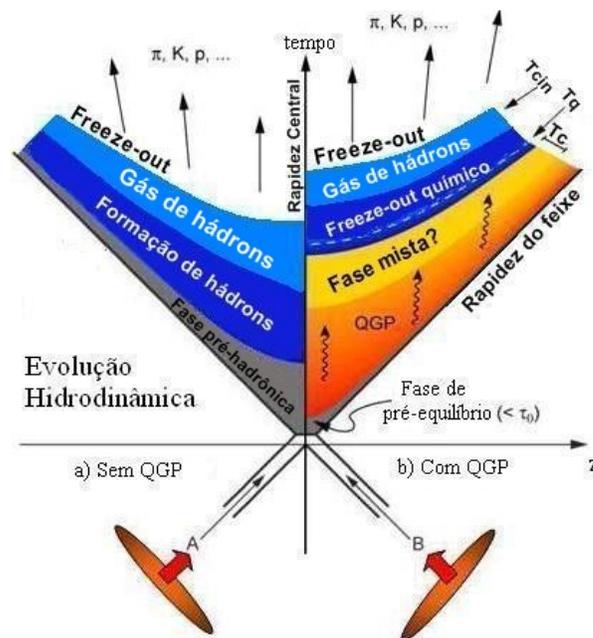


Figura 1.3: Cenários possíveis da evolução temporal das colisões de íons pesados. À esquerda, mostra-se a evolução sem a existência do QGP e à direita, com a fase de QGP. Figura adaptada de [28].

O cenário à esquerda do eixo vertical mostra a produção dos hádrons sem a existência do QGP, enquanto o da direita assume a existência desse estado intermediário entre a colisão e a hadronização. No cenário representado à esquerda observa-se a formação de um gás de hádrons, que não considera uma transição de fase. A formação dos hádrons é seguida por um *freeze-out* cinético, que determina e fixa a forma do espectro de momento

das partículas.

Já o cenário da direita assume a existência de um estágio de plasma equilibrado após a fase inicial da colisão que vai gradualmente se transformando em uma fase mista de pártons e hádrons à medida que o plasma se esfria. O sistema evolui e atinge o estágio de *freeze-out* químico no qual a abundância de cada espécie de partícula é fixada. O sistema continua evoluindo para um gás de hádrons que em um dado instante cessa de interagir, e essa etapa é conhecida como o *freeze-out* cinético ou térmico.

Assumindo que o sistema evoluirá de acordo com o segundo cenário, as fases da reação nuclear desde a colisão até a produção de partículas serão descritas a seguir. A figura 1.4 ilustra cada uma dessas fases.

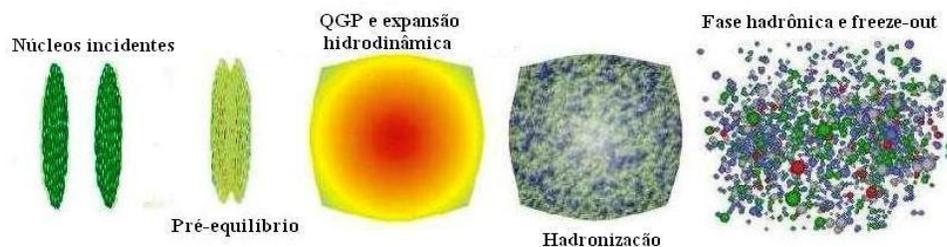


Figura 1.4: Esquema de uma colisão entre nucleons e as fases pós-colisão. Figura adaptada de [25].

A reação inicia-se com os dois núcleos incidentes viajando com velocidades relativísticas (a forma oblata dos núcleos incidentes se deve à contração de Lorentz). Nessa fase inicial há apenas quarks de valência u e d e os glúons, pois são os únicos constituintes dos núcleons (prótons e nêutrons) existentes no feixe de íons. Após colidirem, é formada uma bola densa e extremamente quente, denominada como *fireball*⁴. Nesse estágio são criados vários quarks e glúons novos devido às colisões inelásticas dos quarks

⁴No texto será usado o termo em inglês.

provenientes do feixe. Esses novos quarks e glúons criados começam a interagir entre si, iniciando a fase de pré-equilíbrio. Essa fase é caracterizada por apresentar graus de liberdade partônicos e também pela grande produção de pares quarks e anti-quarks ($q\bar{q}$), que é favorecida devido à alta temperatura do sistema. O sistema continua evoluindo até o *fireball* atingir um ponto de equilíbrio, que é conhecido como QGP. O volume criado começa a expandir devido à pressão interna, e conseqüentemente vai se resfriando até atingir um ponto em que começa o processo de hadronização. Nessa evolução há duas temperaturas importantes que devem ser destacadas:

- Temperatura de *freeze-out* químico: esse é o ponto onde cessam as colisões inelásticas, ou seja, não há mais reações de troca de sabor de quarks. O número líquido de partículas estáveis de cada tipo não mudará mais ao longo da evolução do sistema. Está marcado no diagrama da figura 1.3 como T_q .
- Temperatura de *freeze-out* cinético ou térmico: ponto onde cessam as colisões elásticas e os momentos das partículas são fixados. Mostrado no diagrama da figura 1.3 como T_{cin} . Após o *freeze-out* cinético, as partículas não mais interagem entre si e se propagam até serem medidas nos detectores.

É importante então ressaltar que em geral, as partículas medidas possuem características da fase final da evolução do sistema, o que torna mais difícil obter informações das fases iniciais da evolução do sistema. Por este motivo, é necessário buscar parâmetros observáveis das fases iniciais da colisão e do QGP que sobrevivam às interações múltiplas da fase final hadrônica. Um dos observáveis propostos do QGP que se espera que sobreviveria à evolução do sistema seria o aumento da produção de estranheza.

1.3 Produção de partículas estranhas

O aumento da produção de estranheza em colisões de núcleos pesados (colisões $A + A$) com relação às colisões de sistemas menores (como por exemplo, próton-próton ($p + p$) ou próton-núcleo ($p + A$)) é uma possível marca da formação do plasma de quarks e glúons ⁵ [29, 30]. Um outro ponto também importante é que a produção de estranheza fornece informações sobre a dinâmica da produção de partículas na reação, pois antes da colisão existem somente os quarks leves (u e d) presentes na estrutura nuclear dos íons. Conseqüentemente, toda partícula contendo quarks s foi produzida durante a colisão.

A primeira proposta de que o aumento relativo da produção de estranheza é uma marca do QGP foi feita em 1982 por Rafelski e colaboradores [29]. Nesse trabalho eles mostram que, se a matéria final do sistema fosse proveniente de uma transição de fase de um plasma de quarks e glúons, então deveria ser observado um aumento da produção de estranheza com relação a sistemas nos quais não se espera a formação do QGP. Os dois argumentos básicos que sustentam essa previsão são: a existência de novos canais para a produção de pares $s\bar{s}$ e também o fato da energia necessária para a produção de quarks estranhos no QGP ser menor do que a produção de partículas estranhas em um gás de hádrons.

A produção de partículas estranhas em um gás de hádrons pode ocorrer a partir das colisões dos núcleos interagentes ou por reações entre partículas, principalmente píons, que são produzidos no *fireball*. Em geral, partículas produzidas no primeiro caso apresentam um elevado limiar de energia quando comparado ao último. Esse valor de energia

⁵Não se espera a formação do QGP nos sistemas $p + p$ ou $p + A$ porque o sistema formado não tem tempo nem volume suficientes para formar um sistema termalizado.

mínima necessária para produzir os hádrons corresponde à diferença entre as massas das partículas finais e iniciais. Em [28, 31] são mostrados alguns desses processos com a respectiva energia de formação de certos hádrons, sendo que essa energia pode variar entre 500 e 2500 MeV . Para exemplificar, em 1.3 tem-se a formação de káon (K) e anti-káon (\bar{K}) a partir da reação de píons, e em 1.4 tem-se a formação do par Λ e $\bar{\Lambda}$ através de colisões de núcleos.

$$\pi + \pi \longrightarrow K + \bar{K} \quad \text{com} \quad E_{min} \approx 720 MeV \quad \text{e} \quad (1.3)$$

$$N + N \longrightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad \text{com} \quad E_{min} \approx 2200 MeV \quad . \quad (1.4)$$

Diferentemente do cenário de gás de hádrons, a produção de estranheza considerando a fase de QGP é favorecida pela abertura de novos canais de formação de pares $s\bar{s}$. Especificamente, esses pares são produzidos por processos de fusão de glúons e aniquilação de pares de quarks leves (u e d). A energia necessária para a criação desse par corresponde à soma das massas de dois quarks s , em torno de 200 MeV . Os diagramas de Feynman para esses processos estão representados na figura 1.5.

De acordo com Shuryak [32], o plasma formado é rico em glúons e atinge um equilíbrio gluônico em torno de $\tau_g \approx 0,3 fm/c$. Comparando esse valor com o tempo gasto para os quarks entrarem em equilíbrio, $\tau_q \approx 2 fm/c$, verificamos que o canal gluônico colabora com mais de 80% da produção total de quarks estranhos [30].

Outro importante ponto a destacar refere-se ao Princípio de Exclusão de Pauli, uma vez que quarks são férmions e, portanto, obedecem a esse princípio. Ao produzir mais e mais quarks leves, esses vão preenchendo os níveis de energia disponíveis e isso torna

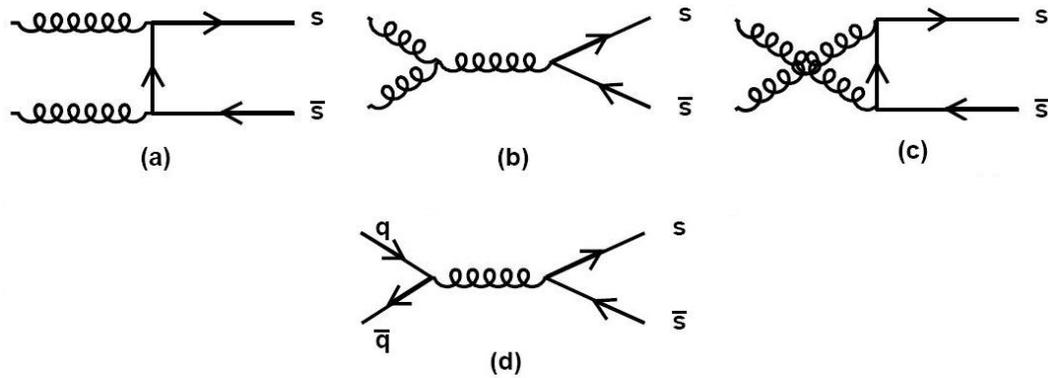


Figura 1.5: Diagramas de Feynman representando a formação de pares de quark $s\bar{s}$. Na figura temos que: *a*), *b*) e *c*) representam $gg \rightarrow s\bar{s}$ enquanto *d*) representa $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$. Figura extraída de [28].

energeticamente favorável a abertura de um novo canal na forma de criação dos pares $s\bar{s}$.

Com o objetivo de determinar experimentalmente o aumento da produção de estranheza, dois tipos de medidas são de extrema relevância: a razão káon sobre pión ($\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$) e a medida da produção de bárions estranhos e multi-estranhos em diferentes sistemas. A razão entre káons e píons é uma medida interessante porque os káons são as partículas estranhas produzidas com maior abundância e os píons são as partículas mais produzidas na colisão. Essa medida fornece uma estimativa da quantidade de estranheza que foi produzida na colisão.

O aumento da produção de estranheza já foi observado nas colisões de Pb+Pb com energia de $17,3 \text{ GeV}/A$ no referencial do centro de massa medidas no acelerador SPS. Em [33], Antinori e colaboradores do experimento NA57 mostram um aumento da produção de bárions estranhos quando comparado com a produção em colisões de $p + p$. Mesmo após normalizar as seções de choque pelo número de nucleons participantes na colisão, a produção de Λ , Ξ e Ω é respectivamente, 4, 10 e 20 vezes maior que a produ-

ção dessas mesmas partículas em colisões de $p + p$ na mesma energia. Comportamento similar também já foi observado nas colisões de Au+Au com energia de $200 \text{ GeV}/A$ no RHIC [34].

O foco principal do presente trabalho concentra-se na medida da produção de partículas multi-estranhas ⁶. A determinação dos mecanismos de produção pode ser obtida a partir da forma do espectro de momento transversal da partícula. No regime de baixo momento transversal ($0 < p_t < 2 \text{ GeV}/c$), o mecanismo de produção é dominado por processos “suaves” (do inglês, *soft*) e que são descritos por uma forma exponencial. Já nas regiões de alto momento transversal, o mecanismo de produção se dá por processos de fragmentação, que é descrito pela teoria da QCD perturbativa por uma função do tipo lei de potência.

Em resumo, o estudo da produção de estranheza é um dos principais suportes da existência do plasma de quarks e glúons e com os resultados obtidos é possível compreender as características do sistema formado, como o nível de termalização, a dinâmica de produção e a hadronização das partículas [24]. Para este trabalho foram analisados os dados de colisões entre dois feixes de núcleos de cobre (^{63}Cu), acelerados a uma energia de $31,2 \text{ GeV}$ por nucleon que equivale a reações com energia disponível de $62,4 \text{ GeV}$ por par de nucleons no referencial do centro de massa. As partículas produzidas nestas reações foram medidas no experimento STAR, no ano de 2005. Este estudo permitirá a inclusão das medidas de produção de Ξ e Ω nas colisões com íons de cobre na energia de $62,4 \text{ GeV}/A$ e a comparação com resultados já existentes para outros sistemas de tamanho e energia diferentes.

⁶Aquelas que contêm mais de um quark s .

Capítulo 2

Instalações experimentais

Experimentos com colisões de íons pesados exigem grandes instalações experimentais e um grande investimento financeiro. Isso justifica, em parte, as razões pelas quais os grandes aceleradores são encontrados em países com forte economia e grande apoio à ciência. O sucesso dos experimentos depende de um bom trabalho em equipe, onde cada membro fornece sua contribuição à colaboração. Neste capítulo será descrito, de uma forma geral, o acelerador RHIC (do inglês, *Relativistic Heavy Ion Collider*) e um de seus principais experimentos, o STAR (do inglês, *Solenoidal Tracker at RHIC*).

2.1 O acelerador RHIC

O “Colisor de Íons Pesados Relativísticos”, RHIC [6, 35], está situado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL, do inglês, *Brookhaven National Laboratory*), na cidade de Upton, NY, Estados Unidos. Foi montado para criar e estudar a interação forte da matéria em densidades de energia ainda não obtidas em outros aceleradores [24]. Iniciou suas

atividades em 2000 com o objetivo de compreender o diagrama e a transição de fase da matéria nuclear, buscar a formação do QGP assim como determinar suas propriedades fundamentais.

O acelerador possui um diâmetro de 1,2 km e foi desenvolvido especialmente para colisões de núcleos pesados (até ouro) com luminosidade¹ da ordem de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [31]. Uma característica marcante do RHIC é a sua capacidade de acelerar e colidir outras espécies além de ouro, como, por exemplo: próton, dêuteron e cobre.

O RHIC é composto por uma série de pré-aceleradores de partículas² e dois anéis de ímãs supercondutores (com componentes operando em temperaturas criogênicas de até 4,2 K [36]), onde os feixes de núcleos variados podem ser acelerados a energias relativísticas desde 10 GeV/A até 100 GeV/A (GeV por nucleon). Os feixes são armazenados circulando em direções opostas nos dois anéis. Ao longo do perímetro do acelerador existem seis pontos de intersecção, onde os feixes são sobrepostos e geram as colisões. Em quatro desses seis pontos foram montados experimentos, sendo que atualmente apenas dois mantêm suas atividades: STAR e PHENIX (do inglês, *Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*) [37] e os outros dois já completaram seus programas³. A figura 2.1 mostra uma visão geral do complexo do acelerador RHIC.

A aceleração de partículas no RHIC é um mecanismo complexo que se inicia nas fontes de produção dos íons. O Tandem Van der Graaff utiliza eletricidade estática para acelerar átomos até a energia de 1 MeV/A e remover alguns de seus elétrons. Do Tan-

¹O valor da luminosidade é um importante parâmetro para caracterizar a performance do acelerador. Mede o número de partículas por unidade de tempo por seção de choque de interação.

²São eles: o acelerador *Tandem Van der Graaff*, o *Booster Synchrotron* e o AGS - *Alternating Gradient Synchrotron*.

³PHOBOS [38] e BRAHMS (*Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers*) [39].

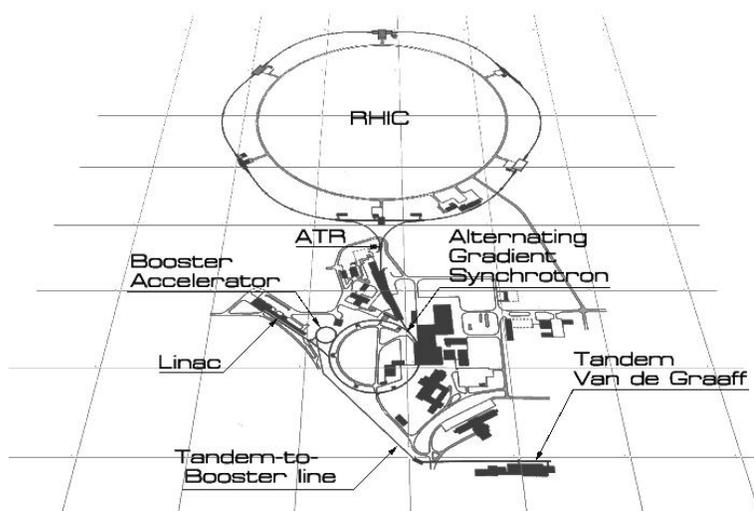


Figura 2.1: Visão geral do complexo do acelerador RHIC. Figura adaptada de [40].

dem, os íons são lançados no *booster* que aumenta a energia do feixe para $95 \text{ MeV}/A$ e também gera aglomerados de núcleos formando o feixe em seis blocos (*bunches*, em inglês). Após essa fase, os blocos são direcionados para o AGS que irá pré-acelerar os íons e jogá-los no RHIC com uma energia inicial de $10,8 \text{ GeV}/A$. Após entrar no RHIC, os íons são acelerados através das voltas efetuadas no anel até atingir a energia final.

Durante os sete anos de operação, o RHIC efetuou uma grande quantidade de medidas, incluindo reações entre sistemas de tamanhos diferentes e energias variadas. As colisões efetuadas foram: ouro-ouro (com energias de 62,4, 130 e $200 \text{ GeV}/A$), cobre-cobre (62,4 e $200 \text{ GeV}/A$), próton-próton (200 GeV) e dêuteron-ouro ($200 \text{ GeV}/A$).

2.2 O experimento STAR

O experimento STAR é um dos dois experimentos ainda em atividade no RHIC. Trata-se de um conjunto complexo de detectores que tem como objetivo medir o maior nú-

mero de canais observáveis para cada evento, de forma a obter uma correlação entre os mesmos. Com as informações coletadas no STAR é possível: investigar o comportamento da interação forte na matéria nuclear em um regime de alta densidade de energia obtida a partir das colisões de íons pesados; estudar os aspectos, tanto “suaves” (não-perturbativos) quanto “duros” (perturbativos) da transição de fase da matéria e compreender o diagrama espaço-temporal da reação [25].

Durante um evento de colisão, milhares de partículas são produzidas, e uma parte delas é medida e reconstruída no STAR. Para tanto, os detectores instalados no STAR têm as seguintes funcionalidades:

- *trigger* do evento;
- determinação do momento e da trajetória das partículas;
- identificação do tipo de partícula (por exemplo, dE/dx e tempo de voo).

A seguir será apresentada uma descrição geral do experimento e dos principais detectores instalados no STAR.

2.2.1 Descrição geral do experimento

Uma visão geral do experimento STAR está mostrada na figura 2.2. A determinação da carga e do momento das partículas é possível devido ao campo magnético gerado pelo ímã solenóide que engloba os detectores. 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

Tesla⁴ paralelo à direção do feixe. O mapeamento do campo magnético do STAR mostra uma distorção máxima de aproximadamente 40 Gauss a uma distância radial de dois metros ao centro do detector TPC (do inglês, *Time Projection Chamber*) e essa distância corresponde ao seu próprio raio [28]. Essa distorção terá apenas um efeito de borda e, considerando um campo de 0,5 Tesla, essa variação corresponde a um erro relativo menor que 1%.

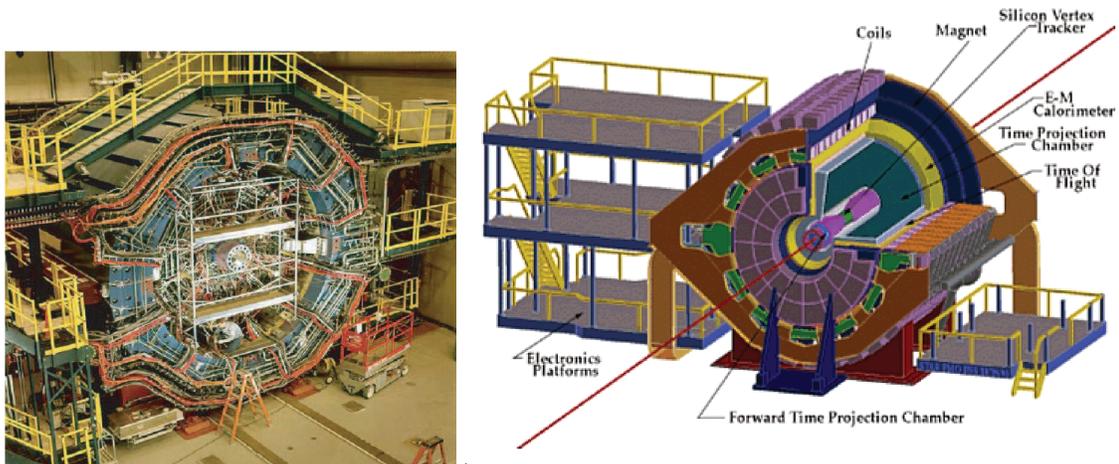


Figura 2.2: A imagem da esquerda é uma foto do conjunto de detectores do experimento STAR (extraída de [28]) e a figura da direita é uma visão esquemática geral do detector STAR instalado no RHIC (figura extraída de [41]).

O experimento STAR consiste de um conjunto de detectores que desempenham diferentes funções. São divididos basicamente em detectores para o sistema de *trigger*, determinação da posição do vértice primário, identificação do tipo de partícula, reconstrução de trajetórias e o calorímetro eletromagnético que mede a energia de elétrons e fótons.

A taxa de produção de eventos é alta comparado com o tempo total necessário para armazenar os dados dos eventos. Por exemplo, em uma colisão Au+Au a uma energia de

⁴1 Tesla = 10000 Gauss.

200 GeV/A são produzidos por volta de 7000 *eventos/s* e o sistema de armazenamento de dados consegue guardar apenas 100 *eventos/s* [42]. Por isso, faz-se necessária a utilização de sistemas de seleção de eventos que é feita através do sistema de *trigger*. Esse sistema se baseia em efetuar uma análise rápida e preliminar obtendo parâmetros como a posição do vértice primário e a multiplicidade de trajetórias para decidir se o evento deve ser guardado ou não. Os detectores ZDC (do inglês, *Zero Degree Calorimeters*), CTB (do inglês, *Central Trigger Barrel*), BBC (do inglês, *Beam-Beam Counters*) e os calorímetros eletromagnéticos têm uma funcionalidade relevante para o sistema de *trigger*.

Os detectores ZDC's ficam centrados em zero grau com relação à linha do feixe, após os dipolos que mudam a trajetória do feixe, a uma distância de ± 18 m do ponto central da reação. Medem os nêutrons subtendidos em um ângulo de $2,5$ *mrad* do ponto de interação [25]. Essencialmente fazem a contagem de nêutrons remanescentes do feixe original, possibilitando uma medida da determinação da centralidade e multiplicidade do evento [43].

O CTB fornece um outro meio para determinação da centralidade do evento. Ao contrário do ZDC, o CTB faz a contagem de partículas carregadas que deixaram a região da colisão. Um valor alto no *CTB* e um baixo no *ZDC* indicam uma colisão central (poucos nêutrons remanescentes e muitas partículas produzidas). A situação inversa refere-se a uma colisão periférica. O gráfico da figura 2.3 mostra uma relação entre os valores obtidos no ZDC e CTB.

Por último, os detectores BBC's funcionam como controladores de feixe, e são utilizados no sistema de *trigger* em eventos onde o ZDC é impossível de ser usado devido ao baixo conteúdo de nêutrons remanescentes (por exemplo, colisões centrais ou p+p) [45].

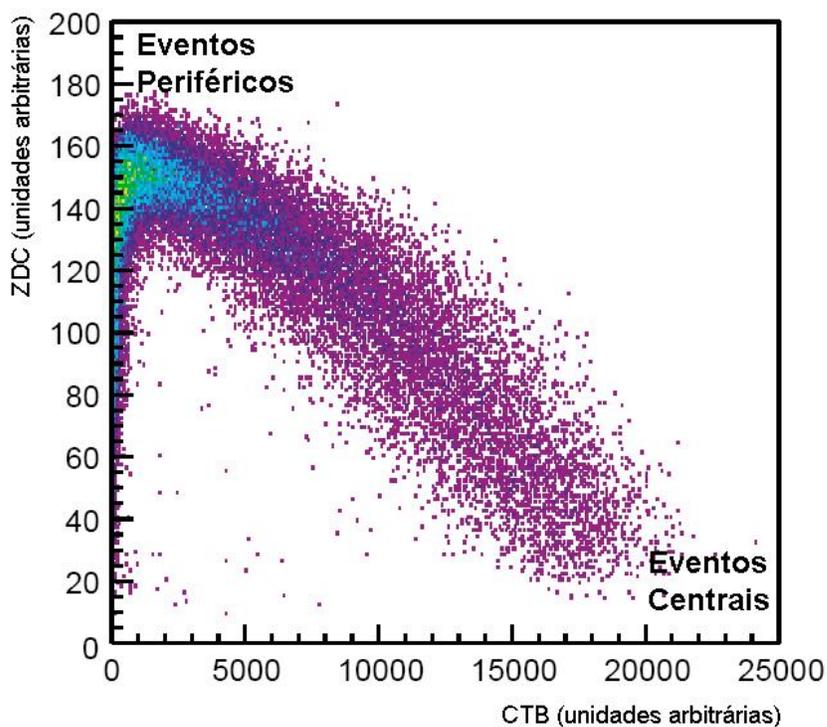


Figura 2.3: Relação entre os valores do ZDC e CTB. Valores altos no CTB e baixo no ZDC indicam que ocorreu uma colisão central, e o contrário é indicativo de colisão periférica. Figura extraída de [44].

Estão localizados em cada uma das extremidades do TPC e a diferença entre o tempo de contagem dos dois contadores determina a posição do vértice primário.

O sistema de *trigger* do STAR é dividido em quatro níveis onde a complexidade das informações utilizadas no processo decisório aumenta em cada nível. Caso o evento seja aceito, inicia-se o processo de aquisição de dados, que é feita pelo sistema DAQ (do inglês, *Data Acquisition*) [42]. A arquitetura desse sistema consiste basicamente de três seções: entrada, processamento e saída dos dados. As informações de um evento aceito são salvas em disco no HPSS (do inglês, *High Performance Storage System*). Em específico, neste trabalho foram utilizados os dados com *trigger* de *Minimum Bias* (descrito com mais detalhes no capítulo 4).

2.2.2 Detectores de trajetória

Os detectores de trajetória instalados no STAR possibilitam a reconstrução das trajetórias de partículas carregadas através dos *hits*, que correspondem às coordenadas tridimensionais dos pontos da trajetória das partículas carregadas, medidos nos detectores. Três desses detectores serão discutidos a seguir: TPC, SVT e o SSD. Entre eles, o TPC tem um papel fundamental e é o mais importante deles. Por constituir um sistema mais interno, a inclusão dos *hits* vindos do SVT permite aumentar a cobertura geométrica para partículas medidas com baixo momento e também, uma melhor precisão na determinação da posição do vértice primário.

O detector TPC (*Time Projection Chamber*)

O TPC é um dos detectores que compõem o experimento STAR [46, 47]. Possibilita a determinação do momento e da perda de energia por unidade de comprimento (dE/dx) da partícula ao atravessar o volume preenchido pelo gás. Trata-se de um tubo cilíndrico com 2 m de raio e 4,2 m de comprimento, sendo essa cavidade interna preenchida por gás do tipo P10⁵. O eixo cilíndrico do TPC é alinhado na direção do feixe que é definido como sendo a direção z . Possui uma cobertura azimutal de 2π e cobre a região de pseudo-rapidez $|\eta| < 1,8$ (para maiores detalhes da variável cinemática pseudo-rapidez, ver seção 3.2.2). A figura 2.4 é a representação esquemática do detector TPC.

O campo elétrico dentro do TPC é paralelo ao campo magnético, o que faz as partículas descreverem uma trajetória helicoidal. O momento pode então ser calculado a partir da carga da partícula (q), da magnitude do campo magnético (B) e do raio de curvatura

⁵Esse gás é uma mistura de 90% Ar e 10% CH₄ que funciona bem à pressão atmosférica.

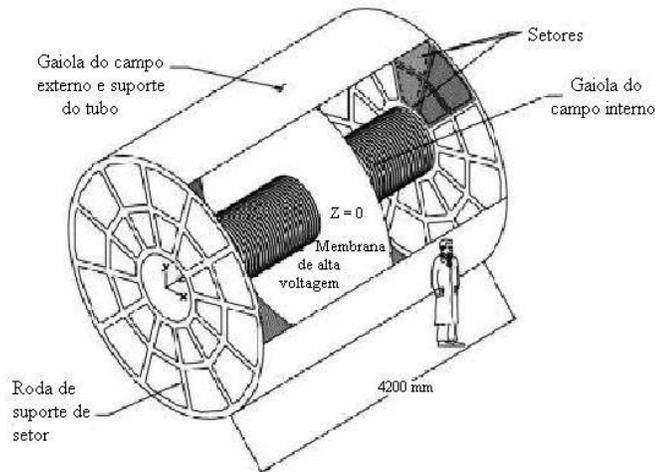


Figura 2.4: Representação esquemática do TPC adaptada de [47].

(R), conforme mostrado na equação 2.1 [28]:

$$p = qBR . \quad (2.1)$$

As partículas carregadas perdem energia ao atravessar o volume do TPC. A carga total coletada de cada trecho (dx) da trajetória devido à ionização é proporcional à perda de energia pela partícula neste trecho, dE/dx . O cálculo de dE/dx é uma ferramenta importante no processo de identificação da partícula e funciona muito bem para a região de baixo momento. No STAR, consegue-se uma boa separação de prótons, píons e káons com momento até $1,2 \text{ GeV}/c$. Com a informação de dE/dx e momento da trajetória, é possível, usando a parametrização de Bethe-Bloch, fazer a identificação da partícula. A figura 2.5 mostra as curvas de dE/dx em função do momento obtidas dos dados experimentais medidos no TPC. A equação 2.2, dá a expressão para o cálculo de dE/dx , segundo a parametrização de Bethe-Bloch. Cada termo da expressão está explicado em

seguida.

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.2)$$

- K é a uma constante, $K = 4\pi N_A R_e^2 m_e c^2 = 0,307075 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$;
- z é carga da partícula incidente;
- Z é o número atômico do material absorvedor;
- A é a massa atômica do material absorvedor;
- $\beta = \frac{v}{c}$, fração da velocidade da luz da partícula incidente;
- m_e é a massa do elétron;
- c é a velocidade da luz;
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$, fator de Lorentz da partícula incidente;
- T_{max} é máxima energia cinética que pode ser transmitida a um elétron livre numa colisão simples;
- I é a energia média de excitação;
- $\delta(\beta\gamma)$ é a correção devido a efeitos de densidade e polarização do meio.

Detectores SVT e SSD

Outro subsistema de extrema importância para o STAR é o formado pelos detectores baseados na tecnologia de silício, o SVT (do inglês, *Silicon Vertex Tracker*) [48] e o SSD (do inglês, *Silicon Strip Detector*) [49]. Localizados na parte mais interna do

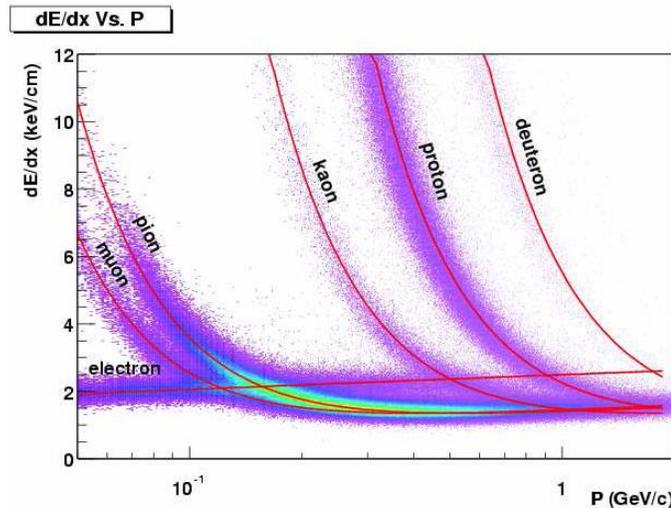


Figura 2.5: Curvas de perda de energia por unidade de comprimento em função do momento. Cada tipo de partícula é distinguido do outro de acordo com a parametrização de Bethe-Bloch. Figura extraída de [25].

sistema, próximos ao eixo do feixe, esses detectores têm como objetivo expandir a cobertura geométrica do TPC. Possuem cobertura azimutal de 2π e cobertura no espaço de pseudo-rapidez de $|\eta| < 1$.

O objetivo desses dois detectores é melhorar a determinação da posição do vértice primário, a medida da perda de energia para identificação da partícula e também aumentar a cobertura geométrica na reconstrução de partículas com baixo momento transversal ($p_t < 150 \text{ MeV}$). Também auxiliam na reconstrução de vértices de decaimentos secundários para a medida de partículas com vida média curta, como Ξ e Ω .

O SVT é formado por três camadas de detectores de silício situados a aproximadamente 7, 11 e 15 cm do eixo do feixe. Consiste de 216 detectores de silício do tipo *silicon drift detector* (SDD) [50, 51] com tamanho de $6,3\text{cm} \times 6,3\text{cm} \times 280\mu\text{m}$.

O SSD complementa o detector SVT adicionando uma quarta camada de detecção a uma distância de 23 cm do eixo do feixe. O SSD é composto por detectores de silício do

tipo *micro-strip detector* [50, 52] e tem uma resolução de posição da ordem de $15 \mu m$ no plano perpendicular e $700 \mu m$ na direção ao longo do eixo do feixe [49]. Situado entre o SVT e o TPC, o detector SSD auxilia na extrapolação das trajetórias entre o TPC e o SVT e aumenta o número de pontos no espaço medidos próximo à região do feixe.

2.3 Participação na tomada de dados do STAR

O experimento STAR conta com a participação de aproximadamente 500 pesquisadores de vários países. Cada membro da colaboração deve participar a cada ano da tomada de dados, que em geral ocorre entre os meses de novembro e maio do ano seguinte. A participação durante o experimento dá o direito a cada um de analisar os dados disponíveis.

Em particular, eu sou membro oficial da colaboração desde 2006 e estive presente no experimento STAR entre os meses de março e junho de 2007. Durante esse período cumpri cinco semanas de tomada de dados, sendo que o tempo diário no experimento era oito horas. Além de participar da tomada de dados, eu também colaborei com o grupo responsável pelas análises de alinhamento e calibração do detector SVT. A participação na tomada de dados, dá-me o direito de utilizar os dados coletados no experimento e desenvolver minhas análises. Os resultados que serão mostrados nesse trabalho são inéditos e de grande importância para toda a colaboração.

Capítulo 3

Descrição geral da análise de dados

Este capítulo tem como objetivo descrever os procedimentos adotados para a realização da análise dos dados. Existem vários passos que devem ser seguidos desde a coleta da informação dos eventos pelos detectores no experimento até a obtenção do resultado final. Neste capítulo será mostrado como é feita a reconstrução de eventos com os algoritmos de análise do STAR assim como a descrição de parâmetros globais observáveis dos eventos medidos. Também será apresentado como se faz a reconstrução topológica de decaimentos secundários de Ξ e Ω .

3.1 Reconstrução de eventos

Em um evento medido pelo STAR, o número de trajetórias de partículas carregadas reconstruídas é alto, em torno de 2500 em uma colisão central de núcleos de ouro com energia de $200 \text{ GeV}/A$. A reconstrução de eventos consiste em determinar a trajetória das partículas e também, se possível, o tipo de partícula (por exemplo, através do dE/dx). A

partir da trajetória é possível calcular o momento da partícula e, extrapolando a trajetória, é possível obter uma estimativa da posição onde ela foi gerada. Essa trajetória é definida pelos pontos medidos no detector TPC¹. Um evento típico do STAR, visto pelo TPC, está representado na figura 3.1. A reconstrução de trajetórias e a determinação da posição do vértice primário serão discutidas nas seções seguintes.

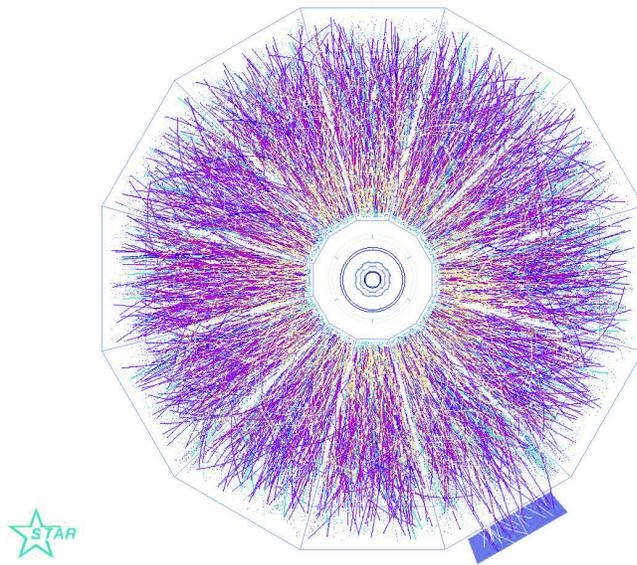


Figura 3.1: Imagem de um evento visto pelo TPC do STAR. Cada linha representa a trajetória de uma partícula carregada que atravessou o volume de gás do TPC. Figura obtida em [22].

3.1.1 Determinação das trajetórias (*tracking*, em inglês)

A determinação das trajetórias de partículas carregadas é uma etapa bastante complexa, e é feita através das informações coletadas no detector TPC. Ao atravessar o volume de gás, a partícula carregada provoca a ionização do mesmo, e os elétrons resultantes dessa ionização escoam ao longo do campo elétrico interno até as bordas do detector e são coletados por ânodos situados nas extremidades do TPC. Em cada ponto

¹Esses pontos serão chamados ao longo do texto de *hits*.

de ionização (pixel do TPC) o sinal é amplificado e guardado, após passar por um conversor analógico-digital. O algoritmo de reconstrução tem como tarefa converter um pixel da eletrônica em coordenadas espaciais, que conterão informações sobre os pontos da trajetória no detector STAR em coordenadas globais, e também da energia depositada pela partícula.

Agrupando e interpolando as coordenadas dos pontos medidos, é possível traçar a trajetória de cada partícula. O procedimento de agrupamento de *hits* é feito por um pacote de reconstrução de trajetórias do TPC que efetua um processo cíclico de busca e agrupamento. O algoritmo forma sementes de trajetórias, agrupando 3 *hits* na região mais externa do detector TPC, onde a densidade de *hits* é menor. Iniciando da semente de uma trajetória, o algoritmo busca pontos associados à mesma trajetória, efetuando uma projeção em direção ao centro do detector. Uma vez encontrada a trajetória de maior comprimento, os pontos que a compõem são excluídos e retorna-se ao próximo ponto mais externo para a determinação da trajetória seguinte.

Para ser considerada uma trajetória completa é necessário que a mesma possua no mínimo 5 pontos, sendo que o número máximo de pontos é 45. Após determinar as trajetórias, um modelo de hélice é aplicado para fazer a parametrização da trajetória. A figura 3.2 ilustra as projeções da trajetória nos planos x - y e s - z . O eixo s está na direção ao longo da trajetória da partícula. O caminho de uma partícula carregada em um campo magnético uniforme pode ser descrito por uma hélice ao longo do eixo onde estão as linhas do campo. A parametrização de uma trajetória de hélice pode ser descrita em função das coordenadas cartesianas, dadas pelas três equações: 3.1, 3.2 e 3.3 [53].

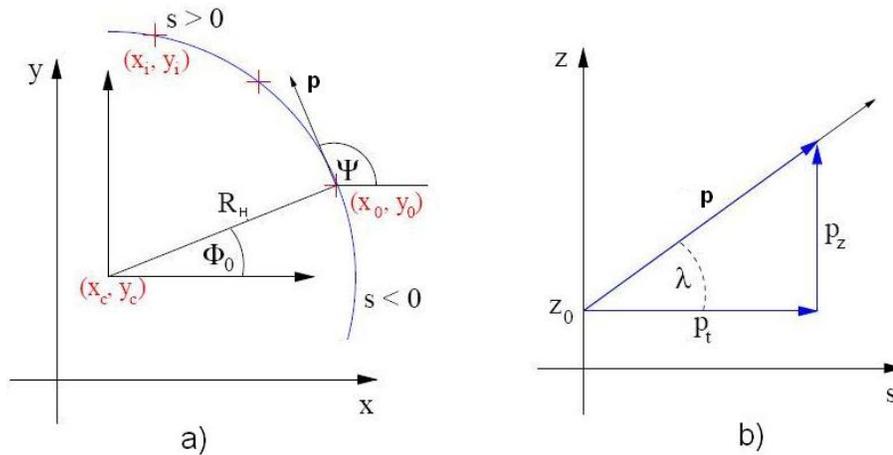


Figura 3.2: Visualização das projeções de hélice da trajetória nos diferentes planos. A figura (a) mostra a projeção em x - y , enquanto em (b) vê-se a projeção no plano s - z .

$$x(s) = x_0 + R_H \left[\cos \left(\Phi_0 + \frac{hs \cos \lambda}{R_H} \right) - \cos \Phi_0 \right], \quad (3.1)$$

$$y(s) = y_0 + R_H \left[\sin \left(\Phi_0 + \frac{hs \cos \lambda}{R_H} \right) - \sin \Phi_0 \right] \text{ e} \quad (3.2)$$

$$z(s) = z_0 + s (\sin \lambda). \quad (3.3)$$

Nas equações temos que s é o comprimento ao longo da hélice, x_0 , y_0 e z_0 são as coordenadas do ponto inicial, λ é o ângulo entre os vetores do momento total e do momento transversal, R_H é o seu raio e Φ_0 é o ângulo azimutal do ponto de partida da hélice em coordenadas cilíndricas.

Essas trajetórias determinadas são denominadas de “trajetórias globais” e somente possuem as informações dos pontos do TPC. As trajetórias são reajustadas usando o Filtro de Kalman. Este procedimento de ajuste das trajetórias é mais refinado do que o ajuste simples de uma hélice e leva em conta o espalhamento e a energia perdida no interior do TPC. Com as informações extraídas da parametrização é possível extrair algumas variáveis cinemáticas, tais como:

$$p_t = R_H |qB| , \quad p_z = p_t (\tan\lambda) \quad \text{e} \quad p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2} , \quad (3.4)$$

onde p_t é o momento transverso, p_z é a componente do momento na direção do feixe e p é o módulo do momento total.

3.1.2 Determinação da posição do vértice primário

Outro passo importante na reconstrução das características gerais do evento é a determinação das coordenadas do ponto onde a colisão ocorreu. Este ponto é chamado de vértice primário e é necessário que seja definido com uma boa precisão, pois é utilizado no recálculo do momento de cada partícula primária². A partir da posição do vértice primário, é possível ter um bom critério para seleção de trajetórias como sendo primárias ou secundárias. Outra importância da determinação do vértice primário diz respeito à cobertura (ângulo sólido) do detector. O ângulo sólido pode variar dependendo do ponto de interação, e a posição do vértice primário é usada como um critério para obter uma uniformidade na cobertura geométrica do detector.

Em alguns experimentos existem detectores específicos para a determinação do vértice primário, *Vertex Detectors*. Esses detectores são extremamente rápidos, permitindo uma seleção do evento baseada na posição do vértice primário, e portanto, fazem parte do sistema de *trigger* do experimento.

Outro método de determinar a posição do vértice primário consiste na extrapolação das trajetórias reconstruídas. Para utilizar esse método, basta tomar as trajetórias recons-

²São partículas formadas diretamente na colisão.

truídas e extrapolá-las em direção à linha do feixe. Com esse procedimento, as trajetórias de partículas primárias irão, em geral, apontar para um mesmo ponto. Todas essas trajetórias não se cruzam num único ponto, pois há uma imprecisão espacial na determinação dos pontos das trajetórias. Para encontrar as coordenadas do vértice primário usa-se algum critério, como, por exemplo, o método de mínimos quadrados para minimizar a soma das distâncias de máxima aproximação das trajetórias às coordenadas do vértice primário. Quanto melhor for a resolução em posição dos pontos que constituem as trajetórias e maior o número de trajetórias reconstruídas, melhor será a precisão da posição do vértice primário. No experimento STAR, o vértice primário possui uma resolução de aproximadamente $150 \mu m$ para eventos de alta multiplicidade [27].

No sistema de *trigger*, a posição longitudinal do vértice primário é determinada pela medida da diferença de tempo nos ZDC's [54]. Com o objetivo de obter a máxima quantidade de dados úteis, é aplicado um corte de 50 cm na posição longitudinal do vértice primário. Nas análises de dados, efetuadas após a tomada de dados, são aplicados cortes mais fechados ($PV_z < 30 \text{ cm}$)³ nesse parâmetro para garantir uma cobertura geométrica uniforme do detector.

3.2 Parâmetros globais observáveis dos eventos

Nesta seção serão descritos alguns parâmetros globais observáveis em uma colisão. A determinação destes parâmetros como multiplicidade de partícula carregada, posição do vértice primário, momento transversal e rapidez é necessária para uma análise mais

³ PV_z é a posição do vértice primário ao longo do eixo z (eixo paralelo ao feixe).

detalhada de cada evento. Essas são, em geral, as primeiras informações extraídas de um experimento de colisão de íons pesados.

3.2.1 Centralidade da colisão

A definição da centralidade de um evento está diretamente relacionada ao parâmetro de impacto “ b ” da colisão. Define-se o parâmetro de impacto como sendo a distância entre os centros dos núcleos que estão colidindo. Numa colisão os núcleos podem se chocar frontalmente, com parâmetro de impacto nulo, o que definimos como colisão mais central possível. Mas na maioria das vezes são apenas regiões de cada núcleo que se chocam. A figura 3.3 ilustra uma colisão de dois núcleos, onde estão definidos o parâmetro de impacto, os nucleons participantes e espectadores da reação⁴.

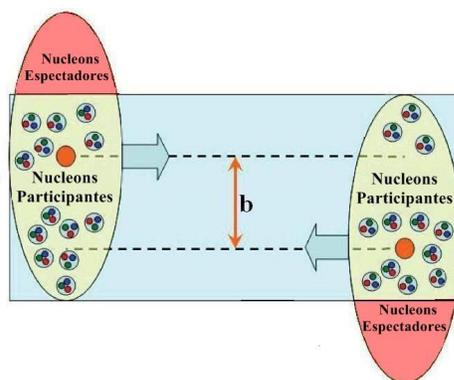


Figura 3.3: Representação de dois núcleos colidindo-se com parâmetro de impacto “ b ”. Os nucleons participantes são os que estão no retângulo azul, e os espectadores estão representados pela cor vermelha. Baseado na figura de [28].

O parâmetro de impacto não pode ser medido diretamente, sendo necessário obtê-lo de forma indireta a partir de grandezas medidas experimentalmente. A medida da

⁴Os nucleons que sofreram impacto são chamados de participantes enquanto os demais são os espectadores.

multiplicidade de partículas carregadas fornece um parâmetro para definir a centralidade. A partir do Modelo de Glauber (descrito mais adiante nesta seção), é possível determinar a centralidade da colisão em função do número de participantes da colisão.

Multiplicidade

A multiplicidade de partículas carregadas é um importante parâmetro, pois fornece informações sobre a centralidade e densidade de energia da colisão. Em uma colisão, quanto maior for o número de participantes, maior será o número de partículas geradas nesse evento.

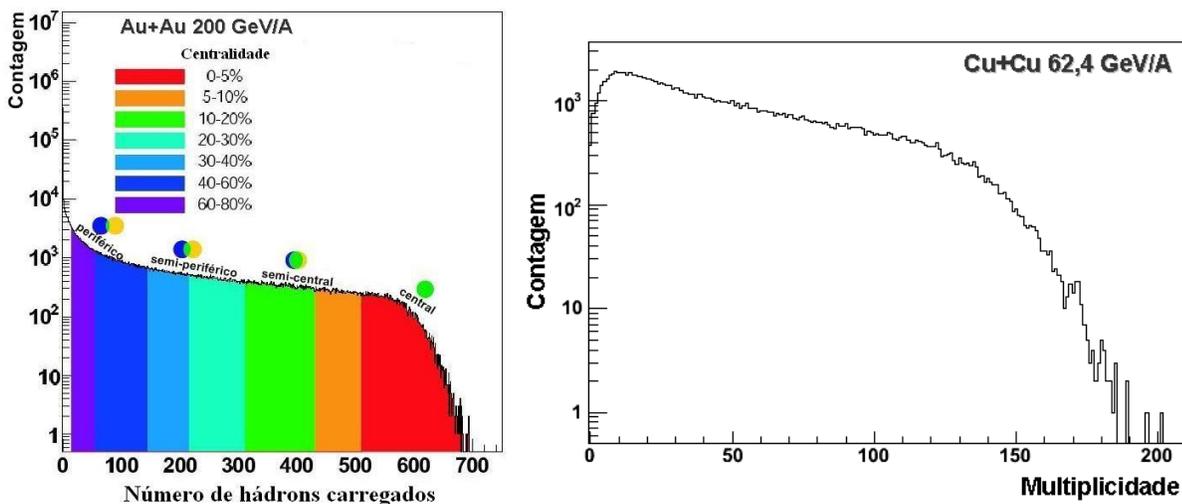


Figura 3.4: Multiplicidade de hádrons carregados para colisões de Au+Au com energia de 200 GeV/A (figura à esquerda extraída de [28]) e Cu+Cu com 62,4 GeV/A (figura à direita).

A contagem do número de partículas detectadas é obtida através do número de trajetórias que foram reconstruídas pelo detector. A partir da distribuição de partículas carregadas é possível determinar os valores de multiplicidade correspondentes a cada centralidade. A figura 3.4 (imagem da esquerda) ilustra uma distribuição de multiplicidade para

uma colisão de Au+Au medida no STAR na energia de $200 \text{ GeV}/A$ medidos para a região de pseudorapidez $|\eta| < 0,5$. Para se definir a centralidade, faz-se uma divisão da distribuição de multiplicidade em fatias, de tal forma que a área de cada fatia corresponda a uma porcentagem da área total (conforme visto na figura 3.4). Por exemplo, a centralidade de 0-5%, é uma fatia cuja área é de 5%, da região de maior multiplicidade, da área total do histograma (que é proporcional à seção de choque total). Uma vez definidas as classes de centralidades, é possível classificar cada evento em uma dessas classes.

Modelo de Glauber

Uma outra forma de expressar a centralidade de uma colisão é através do número de participantes (N_{part}) ou do número de colisões binárias (N_{bin}) que os nucleons sofrem. A obtenção desses valores é possível através do Modelo de Glauber [55] para o cálculo dessas grandezas.

A essência do Modelo de Glauber é fazer uma correspondência entre a seção de choque diferencial ($d\sigma/db$) em intervalos de parâmetro de impacto e a seção de choque que é mensurável experimentalmente ($d\sigma/dN_{ch}$), em intervalos de multiplicidade de partículas carregadas. Essa correlação considera que a multiplicidade média decresce com o parâmetro de impacto.

Existem dois métodos para a aplicação do Modelo de Glauber: o método do modelo óptico e o método de Monte Carlo. O primeiro baseia-se em análise clássica de sobreposição dos núcleos [56, 57] enquanto o último utiliza simulação computacional da colisão de núcleos [58, 59]. O interesse aqui é no segundo método, que será descrito a seguir.

O método de Monte Carlo simula um número independente de colisões (no caso desse

trabalho, Cu+Cu) em que o alvo e o projétil apresentam uma densidade nuclear dada pela fórmula de Woods-Saxon (equação 3.5):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}}, \quad (3.5)$$

onde r é a distância radial ao centro do núcleo, r_0 é o raio do núcleo ($r_0 = (4,21 \pm 0,03) fm$), a é a difusividade ($a = (0,59 \pm 0,02) fm$) e ρ_0 é a constante de normalização de densidade nuclear ($\rho_0 = 0,169 fm^{-3}$). Os valores desses parâmetros referem-se ao núcleo de cobre. A distribuição de densidade, segundo Woods-Saxon, para os núcleos de Cu e Au está mostrada na figura 3.5.

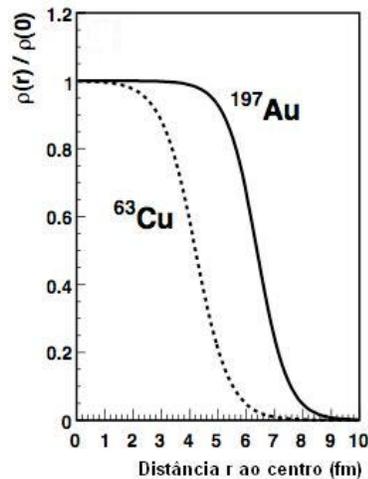


Figura 3.5: Distribuição de densidade nuclear segundo o modelo de Woods-Saxon para os núcleos de ouro (Au) e cobre (Cu). Figura extraída de [60].

O Modelo de Glauber envolve um conjunto de aproximações utilizadas nos cálculos de colisões de muitos corpos. Nas colisões do tipo núcleo-núcleo, esse modelo fornece informações de maneira quantitativa sobre a configuração geométrica do núcleo. As principais hipóteses desse modelo são:

- a colisão núcleo-núcleo é vista como uma série de colisões binárias;
- as colisões dos nucleons obedecem trajetórias lineares;
- os nucleons são tridimensionais, esfericamente simétricos e distribuídos segundo a fórmula de Woods-Saxon;
- os núcleos podem sofrer deformação;
- o parâmetro de impacto é aleatório;
- Uma colisão nucleon-nucleon ocorre se a distância entre eles for $d < \sqrt{\frac{\sigma_{nn}}{\pi}}$ ⁵.

Define-se como número de participantes o número total de nucleons que sofreram pelo menos uma interação e número de colisões binárias como o total de interações nucleon-nucleon. Maiores detalhes do cálculo de N_{part} e N_{bin} em [61, 60].

A determinação dos valores de N_{part} e N_{bin} para cada centralidade é obtida a partir das distribuições de $d\sigma/dN_{part}$ e $d\sigma/dN_{bin}$. Os valores são escolhidos de forma que o intervalo de centralidade corresponda à porcentagem da área total do histograma de distribuição.

Esse modelo é amplamente utilizado, mas ele depende fortemente dos valores iniciais dados pela distribuição de densidade de Woods-Saxon. Para um bom resultado são necessários valores corretos tanto do raio do núcleo, quanto da difusividade.

3.2.2 Variáveis cinemáticas

Para estudar as colisões de íons pesados em energias relativísticas é conveniente utilizar variáveis cinemáticas que têm propriedades simples sob mudanças de referenciais.

⁵ σ_{nn} é a seção de choque de colisão nucleon-nucleon.

É comum fazer um tratamento do espectro de partículas considerando-se separadamente as componentes longitudinal (ao longo do eixo do feixe, direção z) e transversal (perpendicular ao feixe, plano x - y). A seguir serão discutidas brevemente as variáveis cinemáticas utilizadas nesse trabalho, como momento da partícula, rapidez e pseudorapidez.

Momento das partículas

O momento total de uma partícula é descrito pelas componentes contravariantes do quadri-vetor de momento, definido por:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) = \left(\frac{E}{c}, p_t, p_z \right), \quad (3.6)$$

onde E é a energia da partícula, p_t seu momento transverso e p_z o seu momento longitudinal. A componente transversa do momento é calculada pela equação 3.7.

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.7)$$

Rapidez

Um modo mais convencional de tratar o momento longitudinal da partícula é através da variável rapidez (y). A rapidez mede a proporção de energia atribuída ao movimento ao longo da direção do feixe e pode ser entendida como sendo relacionada à velocidade da partícula na direção do feixe. No limite de baixa energia, a rapidez coincide com a velocidade clássica ao longo da direção do feixe. A equação 3.8 define essa variável.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{E}{c} + p_z}{\frac{E}{c} - p_z} \right). \quad (3.8)$$

A rapidez não é um invariante sob transformações de Lorentz, mas a mudança de um referencial S para S' (que se move com uma velocidade β com relação a S) é trivial, sendo necessário apenas subtrair uma constante equivalente à rapidez do feixe (y_β). Essa transformação está expressa em 3.9.

$$y' = y - y_\beta \quad \text{onde} \quad y_\beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \right). \quad (3.9)$$

Pseudorapidez

Apesar de a rapidez ser uma variável amplamente utilizada, ela não pode ser determinada se a massa da partícula não for conhecida, pois necessita da informação do momento e energia. Em muitos experimentos, a única medida possível é o ângulo da partícula detectada com relação ao eixo do feixe. A variável relacionada a esse ângulo é a pseudorapidez (η). Essencialmente essa não é uma variável cinemática, mas sim, geométrica. A equação 3.10 define a pseudorapidez em função do ângulo θ , entre a direção do momento da partícula e a direção do eixo do feixe.

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (3.10)$$

Por conveniência, a equação 3.11 expressa a pseudorapidez em termos do momento.

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right). \quad (3.11)$$

No caso em que a energia da partícula é aproximadamente igual à magnitude de seu momento total, a pseudorapidez e rapidez podem ser usadas sem distinção uma da outra e vão apresentar o mesmo valor nesse limite⁶.

3.3 Topologia de decaimentos secundários

Os bárions multi-estranhos estudados possuem um tempo de vida curto, sendo impossível detectá-los diretamente no detector TPC. Tanto Ξ^- e Ξ^+ , quanto Ω^- e Ω^+ possuem uma grande probabilidade de decaírem antes de atingir a camada mais interna do detector do STAR. O modo mais utilizado para identificá-los é através da reconstrução topológica dos traços deixados pelas partículas-filhas provenientes do decaimento.

Esses dois bárions apresentam uma topologia de decaimento do tipo cascata, onde sofrem um decaimento em uma partícula carregada e em um bárion neutro que, em seguida, decai em duas outras partículas de cargas opostas, como ilustrado na figura 3.6.

A reconstrução das trajetórias de bárions multi-estranhos envolve um processo com várias etapas. Primeiro é necessário reconstruir a trajetória do bárion neutro, conhecido comumente como $V0$ ⁷. Feita a reconstrução do $V0$, associa-se cada um dos candidatos a $V0$ às trajetórias simples de partículas carregadas. Deve-se notar que a carga da trajetória simples associada ao $V0$ define a carga do bárion multi-estranho que está sendo reconstruído. Por exemplo, na reconstrução da trajetória de Ξ^- , a combinatória é feita

⁶Esse limite é válido quando $|\vec{p}| \gg mc$.

⁷Esse nome origina do fato de que o bárion neutro decai em duas partículas de cargas opostas, formando uma trajetória na forma de V a partir do ponto de decaimento.

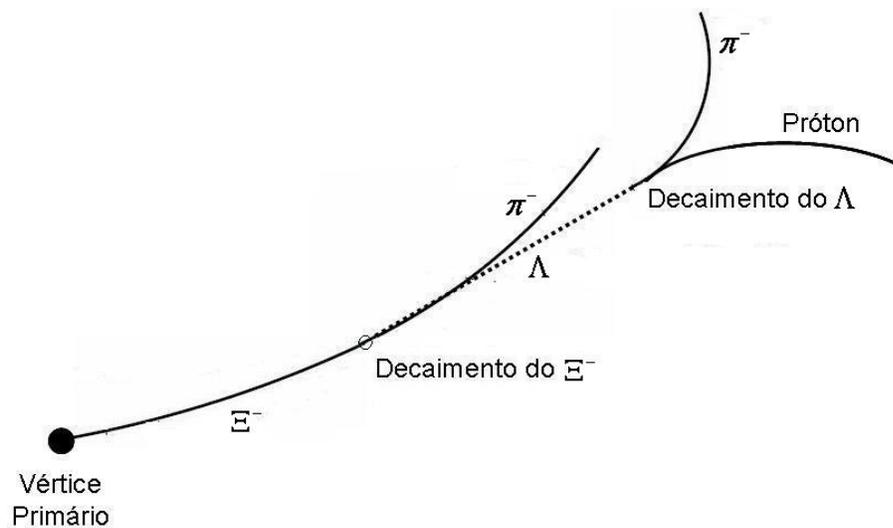


Figura 3.6: Visualização de um decaimento em cascata perfeito. Apresenta um Ξ^- decaindo em π^- e Λ (linha pontilhada). Em seguida o Λ decai em um próton e π^- .

apenas entre os candidatos a $V0$ e as trajetórias de carga negativa. A reconstrução das trajetórias das partículas filhas do decaimento não é perfeita como mostrado na figura 3.6. A figura 3.7 ilustra um decaimento real reconstruído nas análises.

Na figura 3.7 estão ilustrados os principais parâmetros topológicos do decaimento. Esses parâmetros são utilizados para a obtenção do espectro de massa invariante. Abaixo estão listados cada um desses parâmetros com a sigla adotada ao longo do texto.

- Comprimento de decaimento do bárion (DL_B) (DL do inglês, *Decay Length*).
- Comprimento de decaimento do $V0$ (DL_{V0}).
- Distância de máxima aproximação do bárion ao vértice primário (DCA_B) (DCA do inglês, *Distance of Closest Approach*).
- Distância de máxima aproximação do $V0$ ao vértice primário (DCA_{V0}).
- Distância de máxima aproximação do méson proveniente do bárion ao vértice pri-

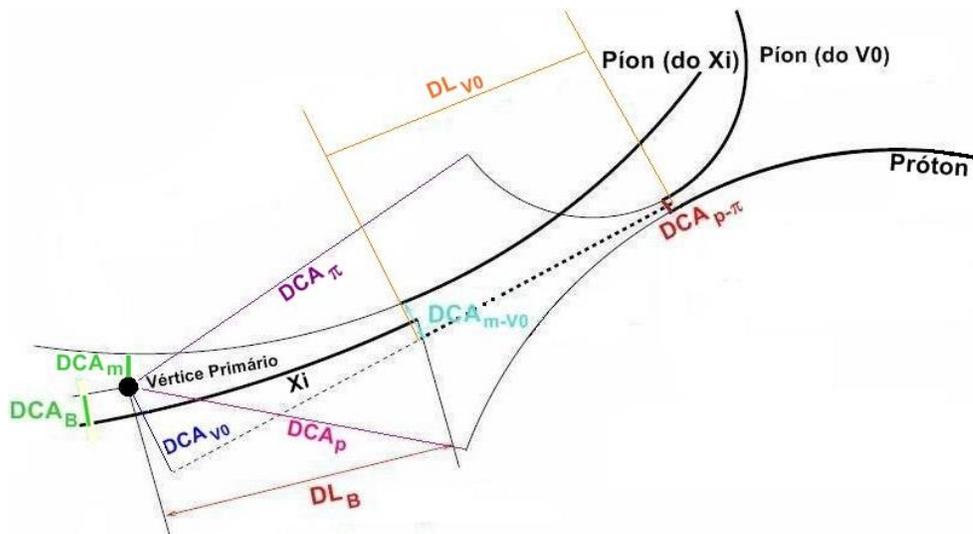


Figura 3.7: Visualização de um decaimento em cascata, onde o decaimento fraco de um Ξ^- é tomado como exemplo. Os traços em negrito mostram as trajetórias de partículas carregadas e a linha pontilhada corresponde ao $V0$. Todos os parâmetros geométricos utilizados na análise estão aqui representados.

mário (DCA_m).

- Distância de máxima aproximação do píon proveniente do $V0$ ao vértice primário (DCA_π).
- Distância de máxima aproximação do próton proveniente do $V0$ ao vértice primário (DCA_p).
- Distância de máxima aproximação entre os filhos do barião (DCA_{m-V0}).
- Distância de máxima aproximação entre os filhos do $V0$ ($DCA_{p-\pi}$).

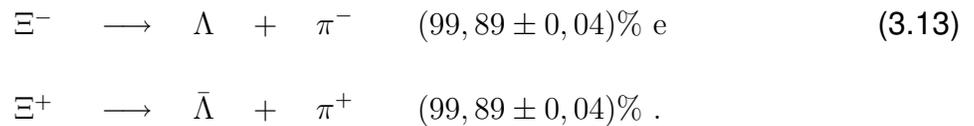
Para identificar o barião em estudo, calcula-se para cada conjunto de combinações, a massa invariante, e faz-se a distribuição dos valores obtidos. A massa invariante é calculada a partir da conservação de momento e energia no processo de decaimento e

está representada pela equação 3.12:

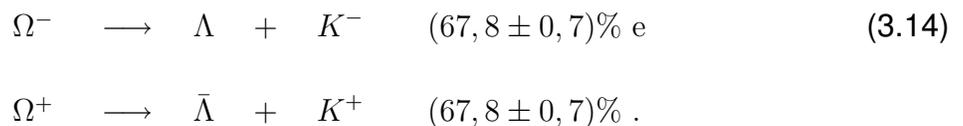
$$(Mc^2)^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 c^2, \quad (3.12)$$

onde M é a massa invariante de um sistema de i partículas, E_i é a energia da partícula i , \vec{p}_i o seu momento e c a velocidade da luz. O termo do lado esquerdo da equação é um invariante de Lorentz, portanto a massa da partícula reconstruída é a mesma, independente do sistema de coordenadas usado para medir a energia e o momento. Para reconstruir o $V0$ utilizam-se as informações de duas partículas (próton e pión) assim como na reconstrução do bárion também se usam duas partículas ($V0$ e o méson).

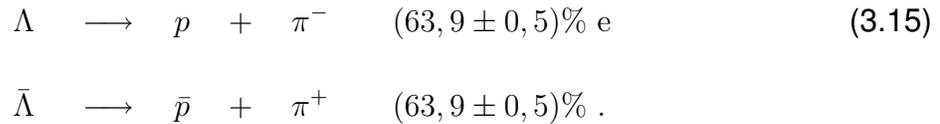
Com respeito aos canais de decaimento dos bárions, temos que $\Xi^-(\Xi^+)$ decai em $\Lambda(\bar{\Lambda})$ e em pión carregado $\pi^-(\pi^+)$. Esse é o principal canal de decaimento, sendo que a frequência de ocorrência (*branching ratio*, em inglês) é 99,9% [11].



O $\Omega^-(\Omega^+)$ decai em $\Lambda(\bar{\Lambda})$ e *káon* carregado $K^-(K^+)$, sendo que esse canal tem uma frequência de 67,8% [11].



E finalmente, $\Lambda(\bar{\Lambda})$ decai 63,9% das vezes em próton(anti-próton) e pión carregado $\pi^-(\pi^+)$.



As tabelas 3.1 e 3.2 resumem as informações principais dos bárions e mésons utilizados nessa análise. Para Ω , o momento total (J) e a paridade (P) ainda não foram medidos, sendo que o valor mostrado refere-se à previsão do modelo de quarks. Para Ξ a paridade também não foi medida, sendo esse valor apenas a previsão do modelo.

Tabela 3.1: Principais informações sobre os bárions estranhos [11].

	Ω	Ξ	Λ
Massa (GeV/c^2)	$1,6725 \pm 0,0003$	$1,3213 \pm 0,0001$	$1,115683 \pm 0,000006$
Vida média (cm/c)	2,46	4,91	7,89
Conteúdo de quarks	sss	ssd	uds
Estranheza	3	2	1
$I (J^P)$	$0 \left(\frac{3}{2}\right)^+$	$\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}\right)^+$	$0 \left(\frac{1}{2}\right)^+$

Tabela 3.2: Principais informações sobre os mésons [11].

	K^-	K^+	π^-	π^+
Massa (MeV/c^2)	$493,68 \pm 0,02$		$139,5702 \pm 0,0004$	
Vida média (m/c)	3,713	3,713	7,8045	7,8045
Conteúdo de quarks	$u\bar{s}$	$\bar{u}s$	$u\bar{d}$	$d\bar{u}$
Estranheza	1	-1	0	0
$I (J^P)$	$\frac{1}{2} (0)^-$	$\frac{1}{2} (0)^-$	$1 (0)^-$	$1 (0)^-$

Capítulo 4

Análise de Cu+Cu em 62,4 GeV/A

Em 2005 foram efetuadas no RHIC colisões com íons de cobre nas energias de 62,4 e 200 GeV/A . Nesse trabalho foram analisados os dados referentes às colisões de cobre-cobre medidas no experimento STAR com energia de 62,4 GeV/A . Este capítulo descreve o conjunto de dados analisados, os cortes aplicados nos parâmetros geométricos para a obtenção do pico no espectro de massa invariante, o cálculo do sinal e estimativa do fundo nesses espectros e o procedimento adotado para a correção dos dados, que leva em conta a eficiência e cobertura geométrica do detector.

4.1 Conjunto de dados analisados

O conjunto de dados utilizados para a realização desse trabalho corresponde aos eventos medidos pelo experimento STAR no ano de 2005 para as colisões de Cu+Cu com energia no centro de massa de 62,4 GeV por par de nucleon.

Os eventos selecionados para a análise correspondem aos eventos com colisão de

todas as centralidades¹. Também foi exigido que a posição do vértice primário ao longo do eixo do feixe (direção z) possuísse um valor entre -30 cm e $+30\text{ cm}$ em relação ao centro do detector. Com essas condições, o número total de eventos selecionados foi de aproximadamente 13 milhões. Apesar de terem sido selecionados os eventos de todas as centralidades, a análise de Ξ foi feita para as centralidades de 0 a 60%, enquanto a de Ω foi de 0 a 40%. A seção de choque de produção desses bárions multi-estranhos é muito baixa em colisões periféricas, e por este motivo, o estudo não pôde ser realizado para as classes de eventos mais periféricos.

Também deve ser ressaltado que na reconstrução dos bárions foram utilizadas apenas as informações dos pontos coletados pelo detector TPC, e era necessário que as trajetórias possuíssem mais de 15 pontos. Apesar de existir um subsistema mais interno, como o SVT e o SSD, os pontos provenientes deles não foram incluídos na reconstrução das trajetórias das partículas para este estudo. Esses subsistemas permitem uma melhor resolução na reconstrução de partículas de baixo momento transversal, porém os dados com os pontos do SVT e SSD ainda não estavam disponíveis no período em que esta análise foi desenvolvida.

A tabela 4.1 apresenta um resumo dos valores de multiplicidade usada para cada centralidade, assim como os valores associados de número de participantes e número de colisões binárias extraídos do modelo de Glauber (veja seção 3.2.1). Também é mostrado o número de eventos para cada centralidade em estudo.

¹Chamados em inglês de *Minimum Bias*.

Tabela 4.1: Informações referentes ao número de eventos medidos em cada centralidade utilizada no estudo de Ξ^- e Ω^- .

Ξ^- e Ξ^+					Ω^- e Ω^+				
Centralidade	Multiplicidade (M)	N_{part}	N_{bin}	Nº de eventos	Centralidade	Multiplicidade (M)	N_{part}	N_{bin}	Nº de eventos
0 – 10%	$M > 102$	95, 59	160, 64	1362849	0 – 10%	$M > 102$	95, 59	160, 64	1362849
10 – 20%	$74 < M < 102$	72, 06	109, 82	1428701	10 – 20%	$74 < M < 102$	72, 06	109, 82	1428701
20 – 30%	$54 < M < 74$	52, 27	71, 42	1373775	20 – 40%	$39 < M < 74$	44, 64	58, 32	2720202
30 – 40%	$39 < M < 54$	37, 04	45, 24	1346427					
40 – 60%	$18 < M < 39$	20, 99	21, 87	2815370					

4.2 Determinação dos cortes

O espectro de massa invariante é criado a partir da reconstrução das trajetórias de partículas filhas provenientes do decaimento dos bárions (Seção 3.3). Como não é possível identificar quais trajetórias correspondem às partículas filhas do decaimento, é necessário efetuar uma análise estatística combinando os vários candidatos possíveis. Esse cruzamento aleatório leva à reconstrução de falsas partículas que correspondem ao fundo do espectro de massa.

Com o objetivo de minimizar esse fundo aleatório, vários cortes são aplicados em diversos parâmetros relacionados à reconstrução de vértices secundários. Esses cortes podem ser aplicados tanto nos parâmetros de identificação da partícula, quanto nas variáveis topológicas.

4.2.1 Identificação das partículas filhas

O ponto de partida consiste em identificar as partículas filhas. Essa identificação é feita a partir do valor da perda de energia por ionização (dE/dx) da partícula ao atravessar o volume de gás no TPC. O valor dessa perda de energia é comumente parametrizado

pela curva de Bethe-Bloch (equação 2.2). No STAR, o valor do dE/dx é calculado através da parametrização de Bichsel. Essa parametrização apresenta uma melhoria na identificação de partículas por dE/dx e maiores detalhes podem ser encontrados em [62].

A identificação das partículas filhas é essencial para a reconstrução dos decaimentos secundários e é a primeira parte na redução do fundo aleatório. As partículas filhas são selecionadas através do N_σ , que é proporcional à distância, em unidades da largura da distribuição de dE/dx , entre os valores medido e esperado. Esse valor é dado pela equação 4.1:

$$N_\sigma = \ln \left(\frac{(dE/dx)_{medido} / (dE/dx)_{esperado}}{r/\sqrt{n}} \right), \quad (4.1)$$

com n sendo o número de pontos usados para calcular o dE/dx e r a resolução experimental² [63].

Para cada tipo de partícula foi utilizado um valor diferente de N_σ . Para o caso de Ξ foi usado $|N_\sigma| < 5$ e para Ω , $|N_\sigma| < 3$. Utilizou-se um corte mais fechado para Ω porque o fundo combinatório era maior e isso exigia uma identificação mais precisa das partículas filhas usadas na reconstrução. É importante ressaltar aqui que o corte nesse parâmetro reduz principalmente as falsas combinatórias, eliminando muito pouco os candidatos corretamente reconstruídos.

4.2.2 Cortes nas variáveis topológicas

O passo seguinte para a obtenção do pico no espectro de massa invariante consiste na determinação dos valores de corte nos parâmetros topológicos. Apesar de Ξ e Ω

²Para trajetórias com 45 pontos, o valor de r é 8,8%.

apresentarem uma topologia de decaimento muito parecida, cada uma delas tem suas peculiaridades. Utilizando os próprios dados, foi feito um estudo separado para cada partícula (Ξ e Ω) de forma a obter um conjunto de cortes que fornecesse uma boa razão entre o sinal e o fundo (S/F), ou seja, cortes que maximizavam essa razão. Também foi levado em conta se, em cada etapa do processo, o corte não eliminava drasticamente o sinal. Na seção 4.3 será mostrado como se calcula o sinal e o fundo aleatório dos espectros de massa invariante.

Os gráficos na figura 4.1 mostram a variação do sinal e do fundo, em valores relativos, para alguns parâmetros utilizados. Primeiramente foi calculado o sinal e o fundo, utilizando apenas os cortes na identificação das partículas filhas (N_{σ}). Esse primeiro valor foi utilizado para normalizar os valores do sinal e fundo obtidos após o corte e representam o 100% na escala.

Nesses gráficos, o valor do eixo x corresponde ao limiar inferior do corte. Por exemplo, na figura do comprimento de decaimento do Ξ , o valor de 5 na abscissa indica que o sinal e fundo foram calculados apenas com os Ξ 's reconstruídos que apresentam comprimento de decaimento maior do que 5. Na figura 4.1 os dois primeiros gráficos (comprimento de decaimento do Ξ e DCA^3 do π^- do Ξ^- ao vértice primário) mostram que o sinal e fundo apresentam comportamentos bem distintos, ou seja, são sensíveis ao corte. Já o comprimento de decaimento do Λ é um parâmetro que não ajuda a eliminar o fundo, pois o sinal e o fundo diminuem igualmente com os valores de corte.

Essas figuras são ilustrativas do método para determinar o valor do corte. Não estão mostradas aqui todas as figuras, mas apenas de três parâmetros para exemplificar como

³Distância de máxima aproximação.

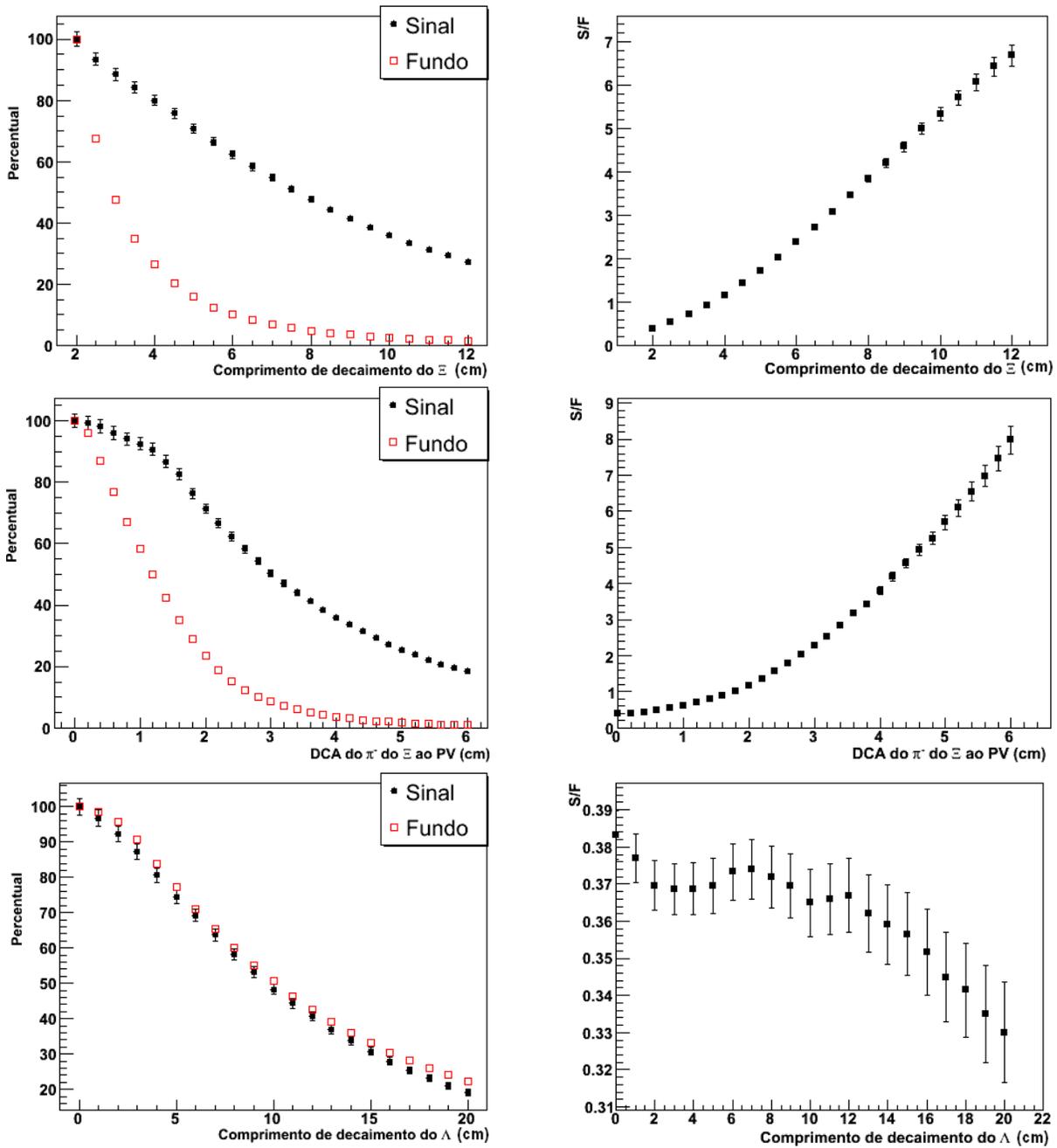


Figura 4.1: Cada figura tem representado, do lado esquerdo, a variação do sinal e do fundo para diferentes valores de corte aplicados na variável em questão, e do lado direito, a razão S/F . Foram usados três parâmetros para ilustrar o método: o primeiro é o comprimento de decaimento do Ξ , o segundo é a distância de máxima aproximação do π^- proveniente do Ξ^- ao vértice primário e o último é o comprimento de decaimento do Λ .

o corte pode ser determinado. A tabela 4.2 apresenta os valores de corte que foram aplicados nos parâmetros topológicos para Ξ e Ω . Nessa tabela foi usada a abreviação no nome do parâmetro, porém a descrição de cada um está na seção 3.3 e pode ser visualizada na figura 3.7.

Tabela 4.2: Valores dos cortes em cada parâmetro topológico usado na análise de Ξ e Ω .

Parâmetro	Ξ	Ω
DL_B	$> 5cm$	$> 2cm$
DL_{V0}	-	-
DCA_m	$> 1cm$	$> 0,8cm$
DCA_p	$> 0,7cm$	$> 0,7cm$
DCA_π	$> 3cm$	$> 2cm$
DCA_B	$< 0,6cm$	$< 0,3cm$
DCA_{V0}	$> 0,5cm$	$> 0,3cm$
DCA_{m-V0}	$< 0,8cm$	$< 0,4cm$
$DCA_{p-\pi}$	$< 0,7cm$	-

O processo de busca dos valores otimizados nos valores dos cortes a serem aplicados é bastante exaustivo e requer um ajuste muito fino nos parâmetros, visto que eles são correlacionados. Uma solução encontrada é a aplicação de técnicas de análise estatística multivariada que proporcione uma melhor separação entre o sinal e o fundo. Um dos métodos que foi considerado neste estudo é a Análise de Discriminante Linear (LDA, do inglês, *Linear Discriminant Analysis*). Com essa técnica é possível passar de uma análise com muitas variáveis para análise de uma variável apenas. Isso reduz consideravelmente o tempo gasto para ajustar uma a uma as variáveis topológicas. Estudos anteriores de reconstrução de decaimentos secundários utilizando LDA mostram uma melhora significativa no valor do sinal obtido a partir dos espectros de massa invariante e também na razão S/F [64, 41].

Um estudo preliminar mostrou resultado positivo para o uso desse método para a

reconstrução de Ξ . A figura 4.2 mostra a comparação entre a análise clássica (linha vermelha) e a análise com LDA (linha azul). Vêem-se na figura 4.2 os valores obtidos para o sinal, fundo e razão S/F . A LDA apresenta um aumento no sinal de 5% e na razão S/F , um aumento de 15%.

Apesar de ser um método que se mostra eficaz, a análise de discriminante linear não foi utilizada para a obtenção dos picos no espectro de massa invariante. A razão de não ter sido usado esse método foi porque ainda é necessário um estudo mais detalhado e, principalmente, uma amostra do grupo de fundo mais bem definida. Apesar de ter conseguido um resultado positivo para o Ξ , isso não ocorreu para o Ω . Esse fato também justifica a razão de não ter usado a LDA nesse trabalho, pois se pretendia uma uniformidade entre as análises de cada partícula. Maiores detalhes do método podem ser encontrados no apêndice A.

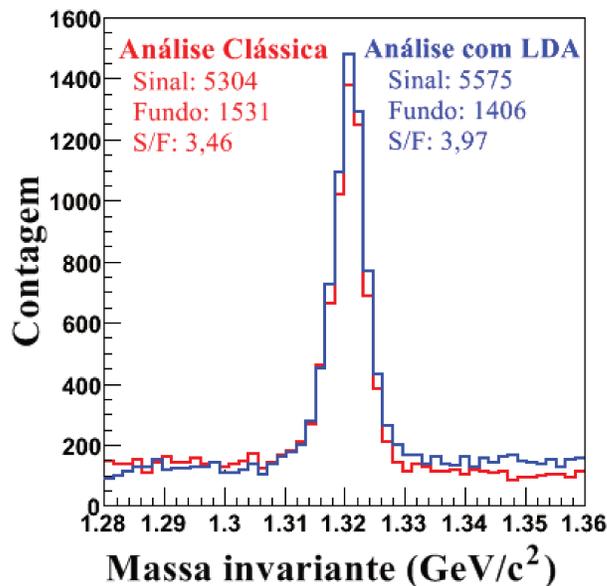


Figura 4.2: Comparação entre a análise clássica (cortes nas variáveis topológicas - curva vermelha) e LDA (curva azul). O espectro obtido com LDA é um pouco maior (5% no sinal), e o aumento na razão S/F nesse caso foi de 15%.

4.3 Cálculo do sinal e do fundo

Após a aplicação dos cortes para encontrar o pico referente à partícula no espectro de massa invariante, o próximo passo consiste na contagem do número de partículas detectadas (sinal). Mesmo após aplicar os cortes, ainda sobra um fundo combinatório que precisa ser estimado e subtraído. A seguir serão detalhados os métodos utilizados para fazer a contagem do sinal e a estimativa do fundo.

O sinal é calculado somando-se as entradas em cada canal do histograma na região do pico subtraído do fundo estimado nessa região. A região do pico é determinada com o centro no valor da massa da partícula, fornecida pelo PDG [11] (veja tabela 3.1) com uma largura de $20 \text{ MeV}/c^2$. Para Ξ , essa região está entre $1,31$ e $1,33 \text{ GeV}/c^2$, enquanto que para Ω a região situa-se entre $1,662$ e $1,682 \text{ GeV}/c^2$.

O fundo pode ser estimado de duas maneiras:

- **Primeiro método:** estima-se o fundo a partir de um ajuste polinomial de primeiro grau, onde os pontos a serem ajustados estão nas laterais da região do pico. A figura 4.3 ilustra esse procedimento, e a curva vermelha é o ajuste polinomial feito sobre os pontos que compõem o fundo aleatório do espectro.
- **Segundo método:** o fundo é estimado a partir de uma simples contagem do número de entradas nas regiões laterais ao pico. Essas regiões não são adjacentes aos limites do pico⁴. É importante ressaltar que esse valor foi estimado considerando as laterais direita e esquerda do pico, de tal forma que cada lado possuisse

⁴Isso significa que há um pequeno intervalo entre o limite dos valores da massa na região do pico e a região usada para estimar o fundo. Foi deixado um pequeno intervalo para garantir que a região que está sendo utilizada para estimar o fundo corresponda, de fato, ao fundo. Esses intervalos podem ser vistos na figura 4.4 e correspondem às áreas brancas entre as áreas azuis e vermelha.

metade de sua largura. Esse método é válido quando o fundo não varia de forma drástica em torno da região do pico. A figura 4.4 ilustra esse processo, e as áreas utilizadas para estimar o fundo estão indicadas pela cor azul. A região vermelha é a soma das duas áreas azuis projetadas dentro da região do pico.

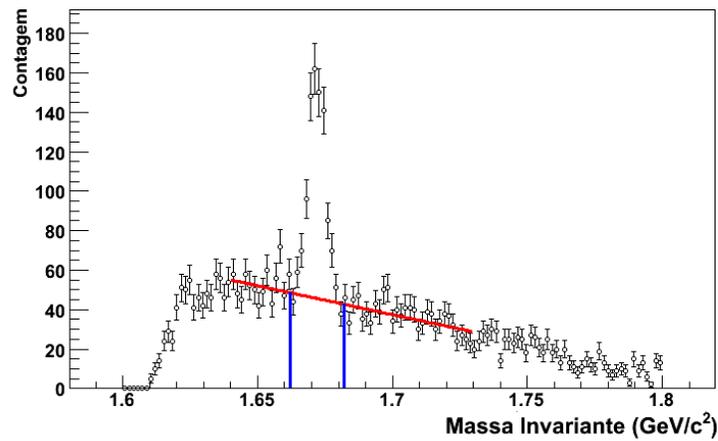


Figura 4.3: Estimativa do fundo através de um ajuste polinomial de primeiro grau. A curva vermelha ilustra o ajuste feito.

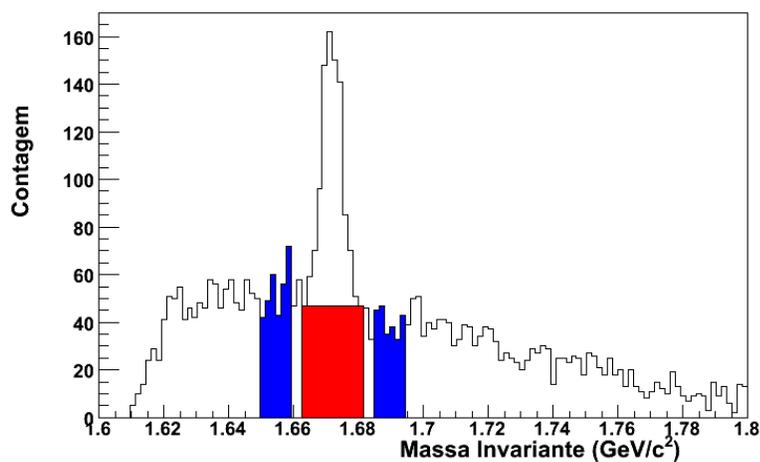


Figura 4.4: Estimativa do fundo através das regiões laterais do pico. As áreas azuis correspondem ao fundo estimado, e a área vermelha é a projeção desse fundo na região do pico.

No cálculo do sinal e do fundo, esses dois métodos apresentaram valores que concordam dentro da incerteza estatística. Para este estudo foi utilizado o primeiro método de estimativa do fundo (ajuste polinomial). O primeiro método foi escolhido porque no caso de Ω ele apresentou uma incerteza relativa no sinal menor e maior valor da razão (S/F). Para Ξ ambos apresentaram valores muito semelhantes, sendo indiferente a escolha de um método em específico. Para uniformizar a análise, tanto o fundo do espectro de Ξ , quanto de Ω foi estimado por um ajuste polinomial de primeiro grau.

As figuras a seguir ilustram os espectros de massa invariante de Ξ (figura 4.5) e Ω (figura 4.6) obtidos após a aplicação dos cortes. Vê-se pelas figuras que a razão entre o sinal e o fundo no espectro de Ω é bem menor que o de Ξ . Isso se deve ao fato da seção de choque de produção ser menor para Ω e que os cortes não conseguiram eliminar de forma tão eficaz as falsas combinatórias.

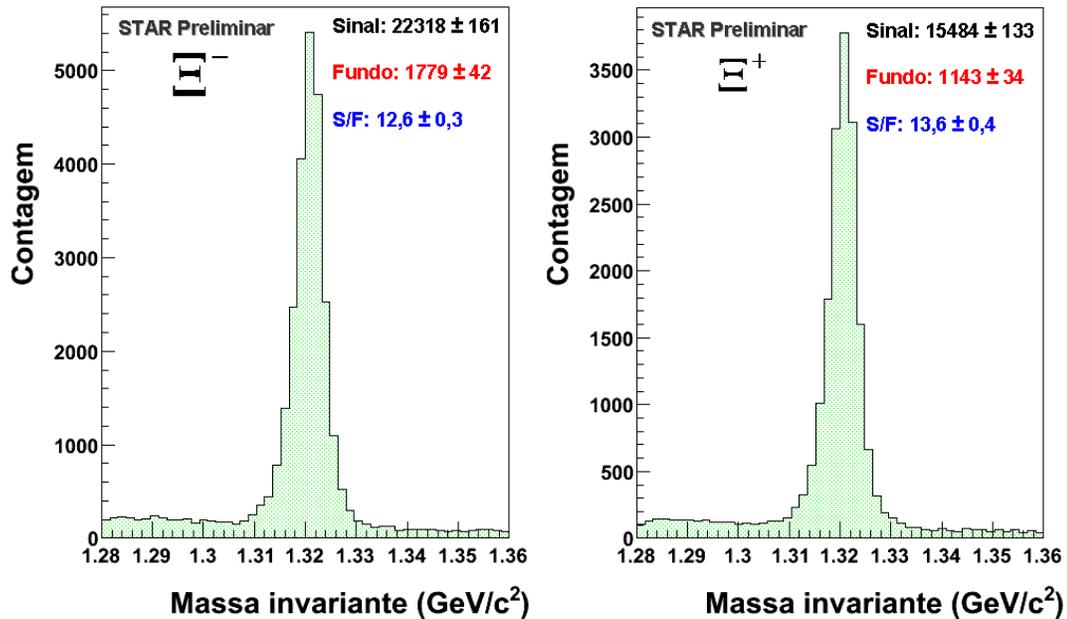


Figura 4.5: Espectro final de massa invariante obtido para Ξ^- , figura à esquerda, e para sua anti-partícula (Ξ^+), figura à direita. O pico ficou bem definido, com valores S/F muito bons ($S/F \gg 1$).

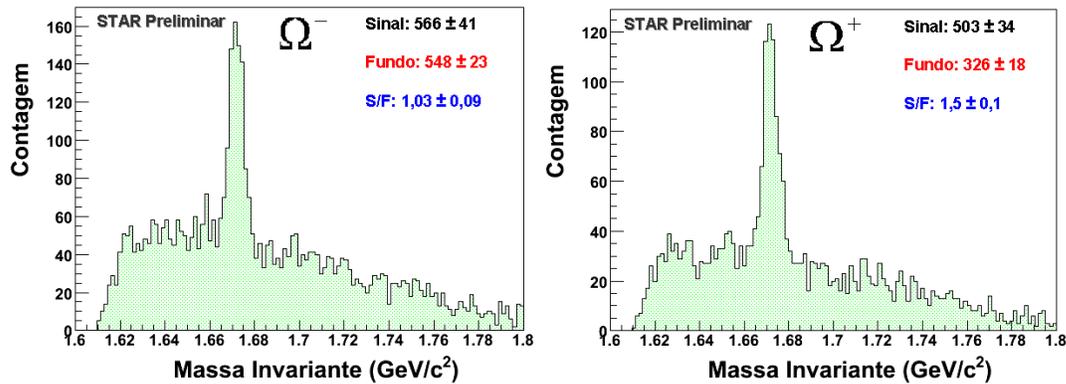


Figura 4.6: Espectro final de massa invariante para Ω^- , figura à esquerda, e sua correspondente anti-partícula (Ω^+) à direita. Aqui também o pico ficou definido, porém a razão S/F é ligeiramente maior do que 1. Tanto o sinal, quanto o fundo têm aproximadamente o mesmo valor.

4.4 Correção dos dados

O sinal calculado a partir dos espectros de massa invariante fornece o número de partículas que foram detectadas, e não o número total de partículas produzidas na colisão. Logo, o passo seguinte na análise consiste em aplicar algumas correções a fim de obter o total de partículas produzidas. Em geral, esses fatores de correção experimental levam em conta o *branching ratio* do decaimento, a cobertura geométrica do detector e a eficiência de reconstrução dos decaimentos secundários.

A primeira correção feita no sinal obtido no espectro de massa invariante é a correção de *branching ratio*. Os Ξ 's e Ω 's medidos foram reconstruídos usando apenas um canal de decaimento, mostrados nas equações 3.13 e 3.14. Também deve ser considerado que os candidatos a $V0$ (Λ 's) são reconstruídos pelos produtos de decaimento, sendo necessário incluir o seu *branching ratio*. Os fatores de correção de *branching ratio* (BR) são definidos em 4.2 e 4.3. A incerteza final no valor do *branching ratio* refere-se a incerteza propagada dos valores da incerteza do Ξ (ou Ω) com a incerteza do Λ (valores dados pelo PDG [11]).

Obtém-se:

$$BR_{\Xi} = BR_{\Xi} \times BR_{\Lambda} = 0,9989 \times 0,639 = 0,638 \pm 0,005, \quad (4.2)$$

$$BR_{\Omega} = BR_{\Omega} \times BR_{\Lambda} = 0,678 \times 0,639 = 0,433 \pm 0,006. \quad (4.3)$$

Em seguida é necessário fazer a correção na cobertura geométrica e na eficiência de reconstrução dos decaimentos secundários. A correção geométrica é aplicada porque algumas partículas não são medidas devido ao fato de que um ou mais produtos de seu decaimento não passaram pela cobertura angular geométrica do detector.

Em contrapartida, a correção de eficiência de reconstrução leva em conta que algumas partículas foram excluídas pelos cortes aplicados na extração do pico de massa invariante, ou pelo fato de que algumas partículas provenientes do decaimento, mesmo sendo medidas pelo detector, não têm seu vértice de origem corretamente reconstruído.

Para determinar essas ineficiências, uma técnica chamada de *embedding* é usada para obter esses valores de correção. As partículas simuladas são geradas através da técnica de Monte Carlo (MC) e em seguida é feita a simulação dos seus decaimentos pelo programa GEANT. O passo seguinte é simular a resposta do detector TPC, que é feita por um conjunto de algoritmos conhecido como *Slow Simulator* [65]. Nessa simulação de resposta do TPC, todos os processos físicos que acontecem dentro do TPC são considerados. Finalmente, os eventos simulados são inseridos nos algoritmos de reconstrução do STAR da mesma forma como é feito para um evento real.

Para que as partículas simuladas e inseridas no *embedding* permitam determinar corretamente as ineficiências do processo de reconstrução, é necessário conferir se as distri-

buições dos parâmetros topológicos das partículas simuladas se comportam do mesmo modo que os dados. Os gráficos na figura 4.7 mostram a comparação entre os dados simulados e os dados reais para alguns dos parâmetros topológicos. A seleção de candidatos reais é feita subtraindo-se da região do pico a área equivalente ao fundo que é estimado pelas regiões laterais ao pico. A curva azul refere-se a reconstrução de dados simulados e, a vermelha, de dados reais. Observa-se que os dados simulados apresentam distribuições semelhantes às dos dados reais.

Feita a reconstrução das partículas simuladas, o valor da correção de cobertura geométrica e ineficiência de reconstrução de decaimentos secundários é definido para cada intervalo de p_t como:

$$C(p_t) = \frac{\text{N}^\circ \text{ de partículas reconstruídas e que passaram pelos cortes}}{\text{N}^\circ \text{ total de partículas simuladas e inseridas}} = \frac{N_{rec}}{N_{sim}}. \quad (4.4)$$

Os gráficos na figura 4.8 referem-se aos valores dessa correção para Ξ e Ω , respectivamente. Esses gráficos mostram essa correção para as diferentes classes de centralidade usadas nas análises. Pode-se perceber que não há uma dependência com a centralidade, uma vez que os valores obtidos estão dentro das incertezas.

Para a anti-partícula também foi usado o mesmo *embedding* feito para a partícula. O motivo foi que os *embeddings* das anti-partículas multi-estranhas ainda não estavam disponíveis para os dados de Cu+Cu a 62,4 GeV/A. Porém, comparando os *embeddings* de partícula e anti-partícula para os dados de colisões de Cu+Cu com energia de 200 GeV/A (veja figura 4.9), percebe-se que eles concordam dentro das incertezas. Há uma discordância para valores de alto momento, mas esses pontos não foram usados nas

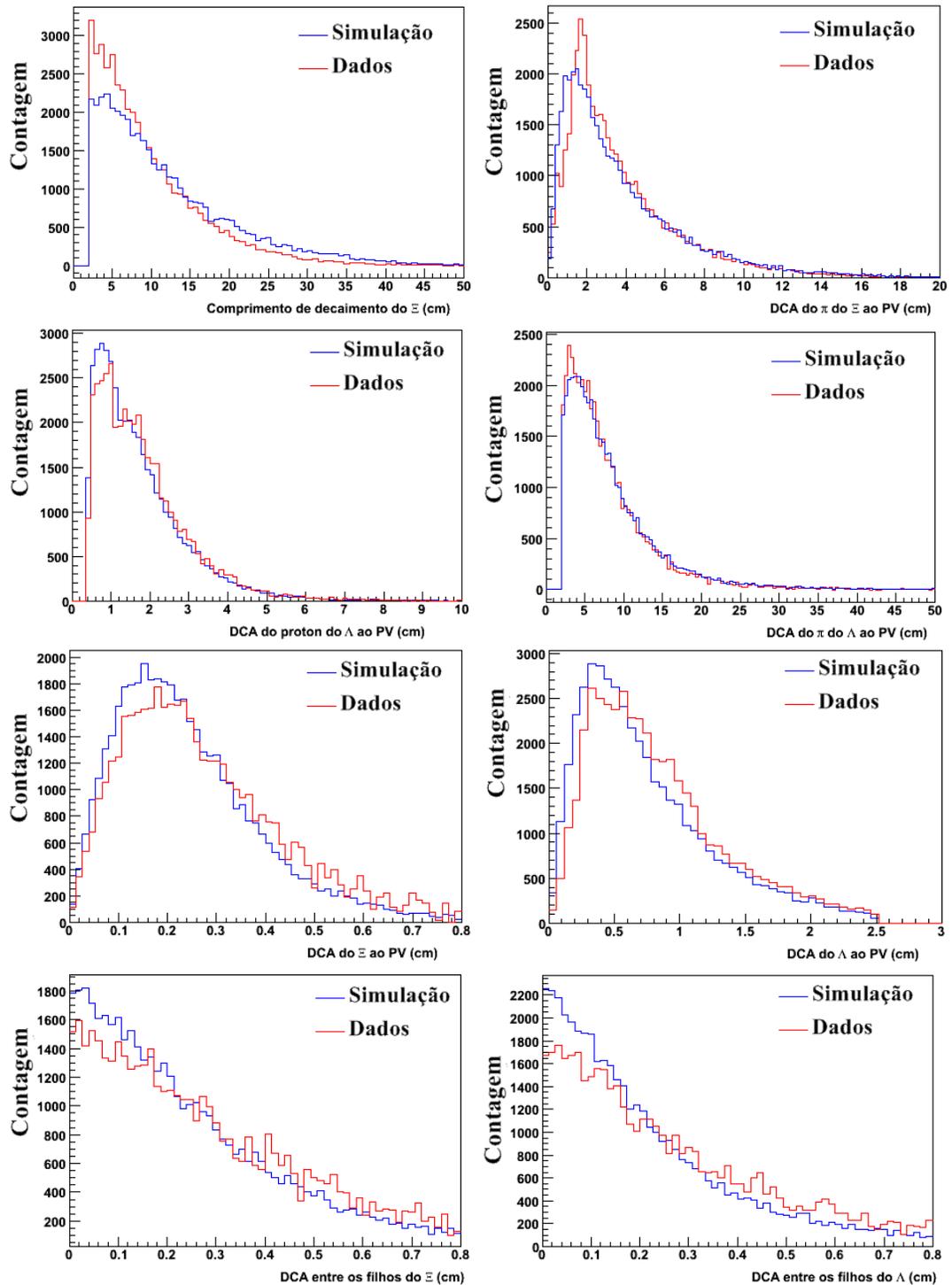


Figura 4.7: Comparação da distribuição dos parâmetros topológicos de Ξ provenientes de dados simulados e de eventos reais. As curvas azuis referem-se aos dados simulados e as vermelhas são de dados reais.

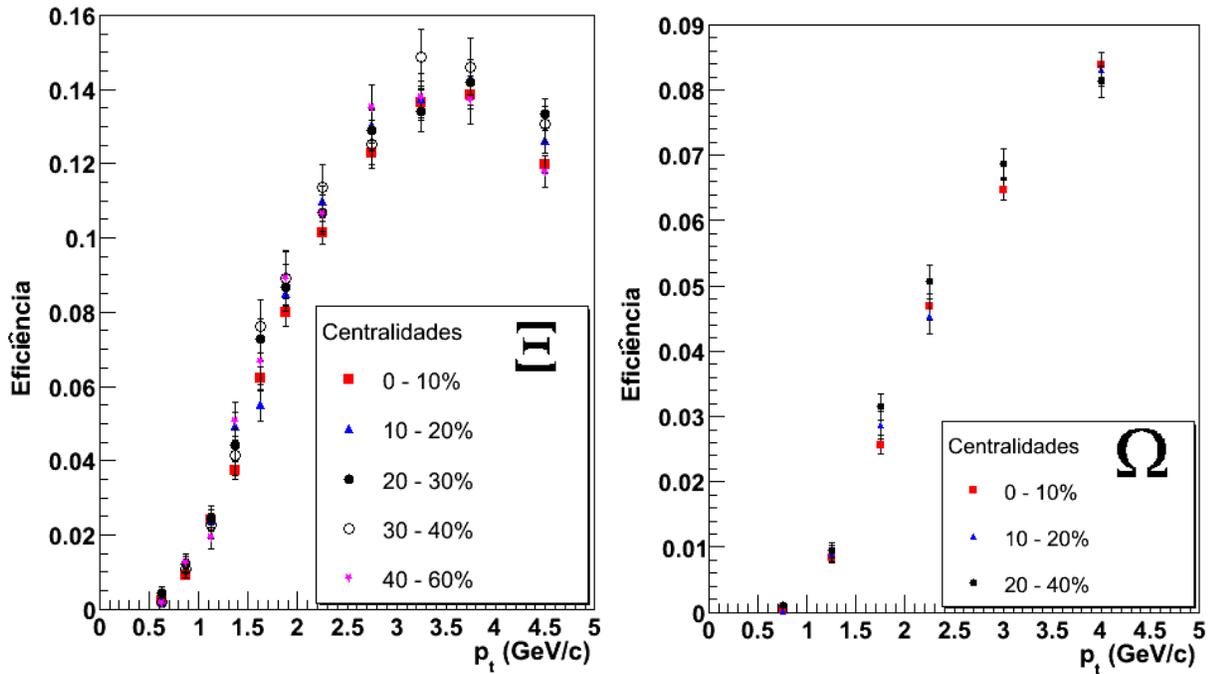


Figura 4.8: Valores de correção de ineficiência de cobertura geométrica e reconstrução de decaimentos secundários. A figura da esquerda refere-se aos valores obtidos a partir do *embedding* de Ξ^- e a figura da direita, do *embedding* de Ω^- .

análises, devido à restrição estatística nos dados reais para a obtenção do sinal nos espectros de massa invariante.

Por fim, o valor do sinal corrigido é obtido através da expressão na equação 4.5. Nessa equação $S_c(p_t)$ é o valor do sinal corrigido em um determinado intervalo de momento transversal, Sinal Bruto é o valor obtido diretamente dos espectros de massa invariante, BR é a correção de *branching ratio* e $C(p_t)$ é a correção de cobertura geométrica e reconstrução de decaimentos secundários. Logo,

$$S_c(p_t) = \frac{\text{Sinal Bruto}}{BR \times C(p_t)}. \quad (4.5)$$

A estimativa do erro associado ao sinal corrigido está discutido no apêndice B.2.

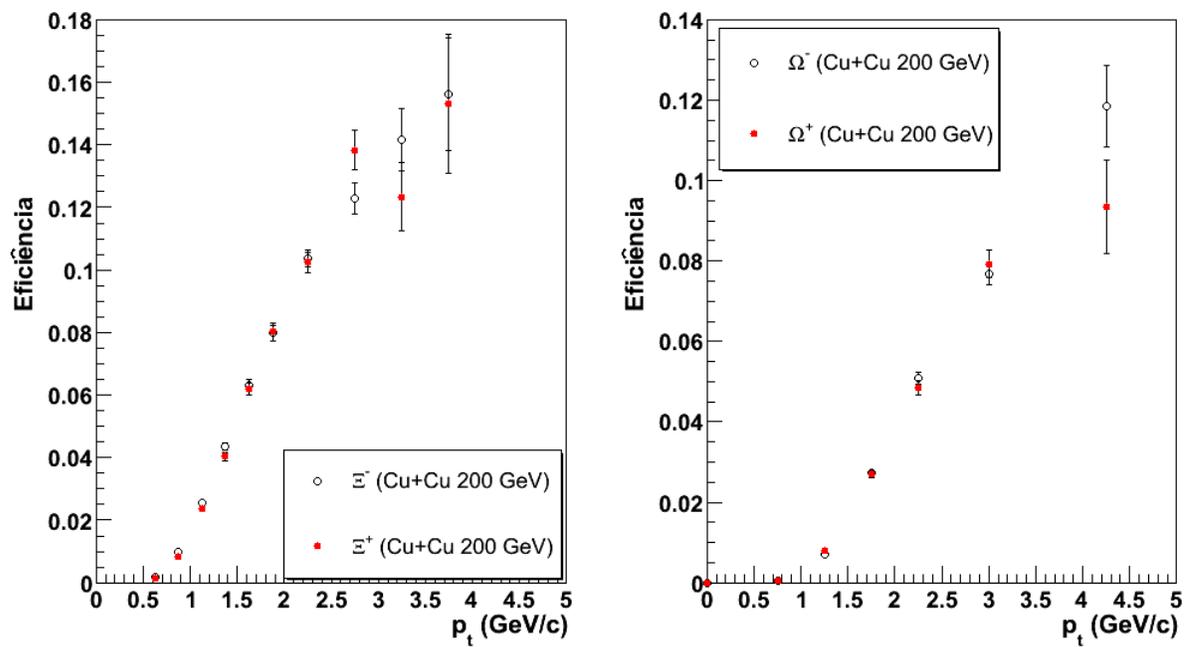


Figura 4.9: Comparação entre os valores de correção de ineficiência entre partícula e anti-partícula para o *embedding* de Cu+Cu 200 GeV/A. A figura da esquerda é a comparação entre Ξ^- e Ξ^+ , e a figura da direita é para Ω^- e Ω^+ .

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos com a análise dos dados das colisões de Cu+Cu com energia de $62,4 \text{ GeV}/A$ no referencial do centro de massa (CM). Um resumo dos espectros finais de momento transversal será mostrado, assim como uma discussão das diferentes funções utilizadas para integrar o espectro. Também será feita uma discussão dessa produção em função do tamanho do sistema. Por fim, será apresentada uma comparação da produção de estranheza entre diferentes sistemas, como, por exemplo, Cu+Cu e Au+Au nas energias de $62,4$ e $200 \text{ GeV}/A$.

5.1 Espectros de momento transversal

O vetor momento caracteriza as partículas produzidas em colisões de íons pesados. Essa caracterização pode ser vista em dois planos: o longitudinal e o transversal. A componente longitudinal, p_z , é descrita pela variável rapidez (y). O plano transversal é importante porque o momento nessa direção vem das partículas criadas durante a colisão.

A seção de choque diferencial invariante é dada pela equação 5.1:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} = E \frac{d^3\sigma}{p_t dp_t d\phi dp_z}, \quad (5.1)$$

na qual na última igualdade foi usada uma transformação de coordenadas, passando-as de cartesianas para cilíndricas. Essa transformação pode ser expressa da seguinte maneira:

$$p_x = p_t \cos\phi, \quad p_y = p_t \sin\phi \quad \text{e} \quad p_z = p_z \quad (5.2)$$

de onde obtém-se que:

$$dp_x dp_y = |J(p_t, \phi)| dp_t d\phi = p_t dp_t d\phi \quad (5.3)$$

com $|J(p_t, \phi)|$ sendo o módulo do Jacobiano das transformações de $dp_x dp_y$ para $dp_t d\phi$.

Usando a definição de rapidez (y) dada em 3.8, e que

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}, \quad (5.4)$$

$$p_z = m_t \sinh y \quad \text{e} \quad (5.5)$$

$$E = m_t \cosh y \quad (5.6)$$

pode-se chegar a equação 5.7. Para isso, basta derivar p_z com relação a y em 5.5 e comparar esse resultado com 5.6. Portanto, tem-se:

$$dp_z = E dy. \quad (5.7)$$

Substituindo 5.7 em 5.1, integrando sobre o ângulo ϕ que varia de 0 a 2π e considerando simetria cilíndrica, obtém-se a seção de choque diferencial experimental, dada por:

$$E \frac{d^3\sigma}{p_t d\phi dp_t dp_z} = \frac{d^2\sigma}{2\pi p_t dp_t dy} \propto \frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2N}{dp_t dy}. \quad (5.8)$$

Na equação 5.8, $\frac{d^2N}{dp_t dy}$ é a contagem de partículas em um certo intervalo de momento transverso e região de rapidez. Para obter esse termo que é proporcional à seção de choque diferencial, foi feito o cálculo descrito na equação 5.9:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2N}{dy dp_t} = \frac{1}{2\pi p_t} \frac{\text{Sinal corrigido}}{(\text{N}^{\text{o}} \text{ de eventos}) \Delta y \Delta p_t}. \quad (5.9)$$

Em toda a análise a região de rapidez usada foi $|y| < 0,5$, portanto $\Delta y = 1$. Na equação 5.9, Δp_t corresponde a largura de momento transverso usada. Essa largura não é fixa e depende da região de momento. Tenta-se usar uma largura razoável no intervalo de momento considerado, de forma a obter uma estatística suficiente de entradas no histograma de massa invariante para o cálculo do sinal. Com o sinal obtido em cada intervalo de momento transverso através dos espectros de massa invariante, e aplicando os fatores de correção descritos na seção 4.4, os espectros finais são mostrados a seguir. Os dois espectros da figura 5.1 correspondem à Ξ^- e sua anti-partícula (Ξ^+), enquanto os dois da figura 5.2 são para Ω^- e sua anti-partícula (Ω^+).

As análises de Ξ e Ω são bastante parecidas. Porém a produção de Ω é bem menor (aproximadamente cinco vezes menor), e por este motivo não foi possível usar as mesmas centralidades que foram definidas para Ξ .

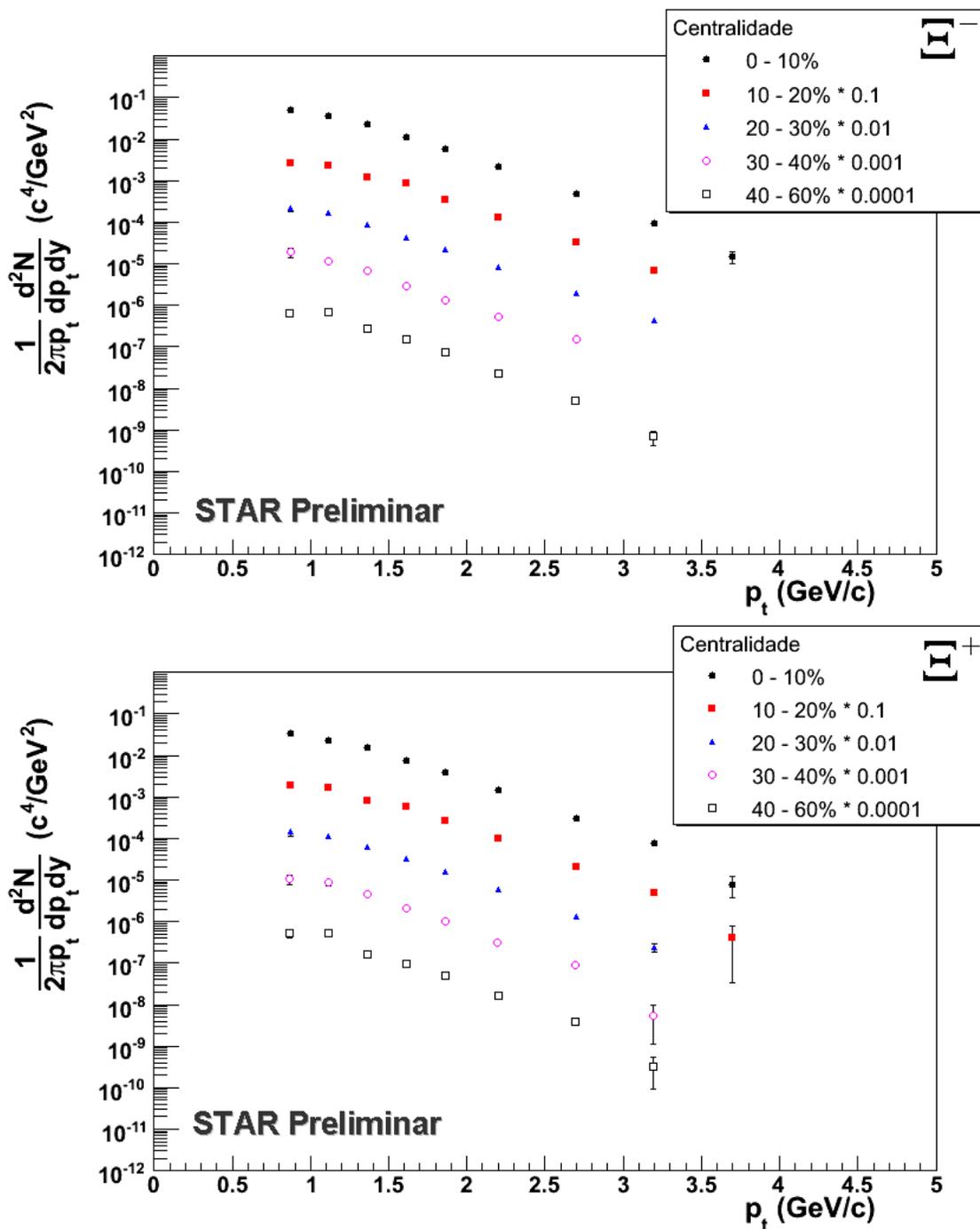


Figura 5.1: Distribuição de momento transverso para Ξ^- (figura superior) e Ξ^+ (figura inferior). A distribuição foi feita para diferentes centralidades, desde 0 até 60%. Os intervalos foram divididos da seguinte maneira: 0-10%, representado por bola preta fechada; 10-20%, mostrado por quadrados fechados em vermelho; 20-30%, triângulos fechados azuis; 30-40%, bola aberta rosa e finalmente 40-60% por quadrados pretos abertos.

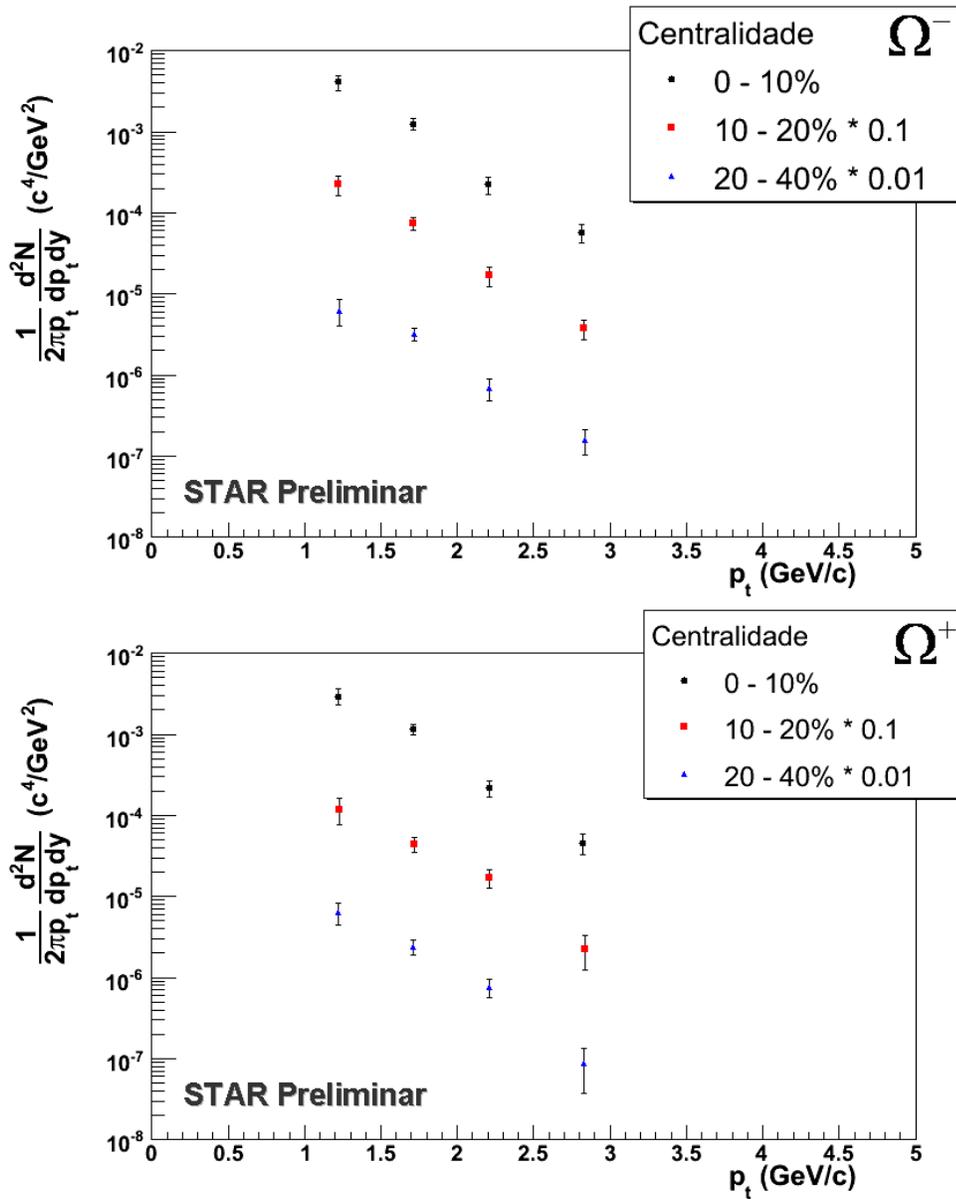


Figura 5.2: Distribuição de momento transversal para Ω^- (figura superior) e Ω^+ (figura inferior). A distribuição foi feita para três diferentes centralidades, desde 0 até 40%. Os intervalos foram divididos da seguinte maneira: 0-10%, representado por bola preta fechada; 10-20%, mostrado por quadrados fechados em vermelho; 20-40%, triângulos fechados azuis.

5.2 Extração da produção de partículas - dN/dy

Integrando a distribuição de $\frac{d^2N}{dy dp_t}$ em p_t para uma determinada partícula, é possível extrair a sua produção em um intervalo de rapidez (dN/dy).

Devido à cobertura geométrica finita do detector, a região de baixo momento transverso para os bárions Ξ e Ω não foi medida. O espectro de alto momento transverso é limitado pela baixa estatística de produção destas partículas. Como pode ser visto nos espectros de momento da figura 5.1, o primeiro ponto para Ξ é por volta de $0,8 \text{ GeV}/c$ enquanto para Ω , na figura 5.2, esse ponto é em torno de $1 \text{ GeV}/c$. Em geral, o intervalo de momento bem determinado, com estatística suficiente, está entre 1 e $3,5 \text{ GeV}/c$.

Para integrar o espectro em p_t é preciso extrapolar o espectro para as regiões que não foram medidas, através de uma parametrização do espectro. Em geral, essa parametrização é feita com funções exponenciais, distribuição de Boltzmann ou de Levy. A função exponencial é usada por apresentar uma forma bem simples e apenas dois parâmetros livres (dN/dy e T). O espectro de momento transverso é ajustado de acordo com a equação 5.10:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = \frac{dN}{dy} \frac{1}{2\pi T^2} e^{-p_t/T} . \quad (5.10)$$

A função de Levy (maiores detalhes em [66, 67]) apresenta um comportamento de lei de potência e o ajuste ao espectro de p_t é dado pela equação 5.11. Temos que:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{2\pi n T [nT + m_0(n-2)]} \left(1 + \frac{\sqrt{p_t^2 + m_0^2} - m_0}{nT} \right)^{-n} . \quad (5.11)$$

O valor de dN/dy obtido é fortemente dependente do modelo escolhido para o ajuste. Nas figuras 5.3 e 5.4 são mostrados os ajustes dos espectros de momento para a classe de eventos mais central (0 - 10%) usando as três parametrizações citadas, exponencial, Boltzmann e Levy, para Ξ e Ω , respectivamente. Cada uma das figuras traz as informa-

ções obtidas com o ajuste, como por exemplo, o valor de dN/dy e o χ^2 reduzido (χ^2/GL).

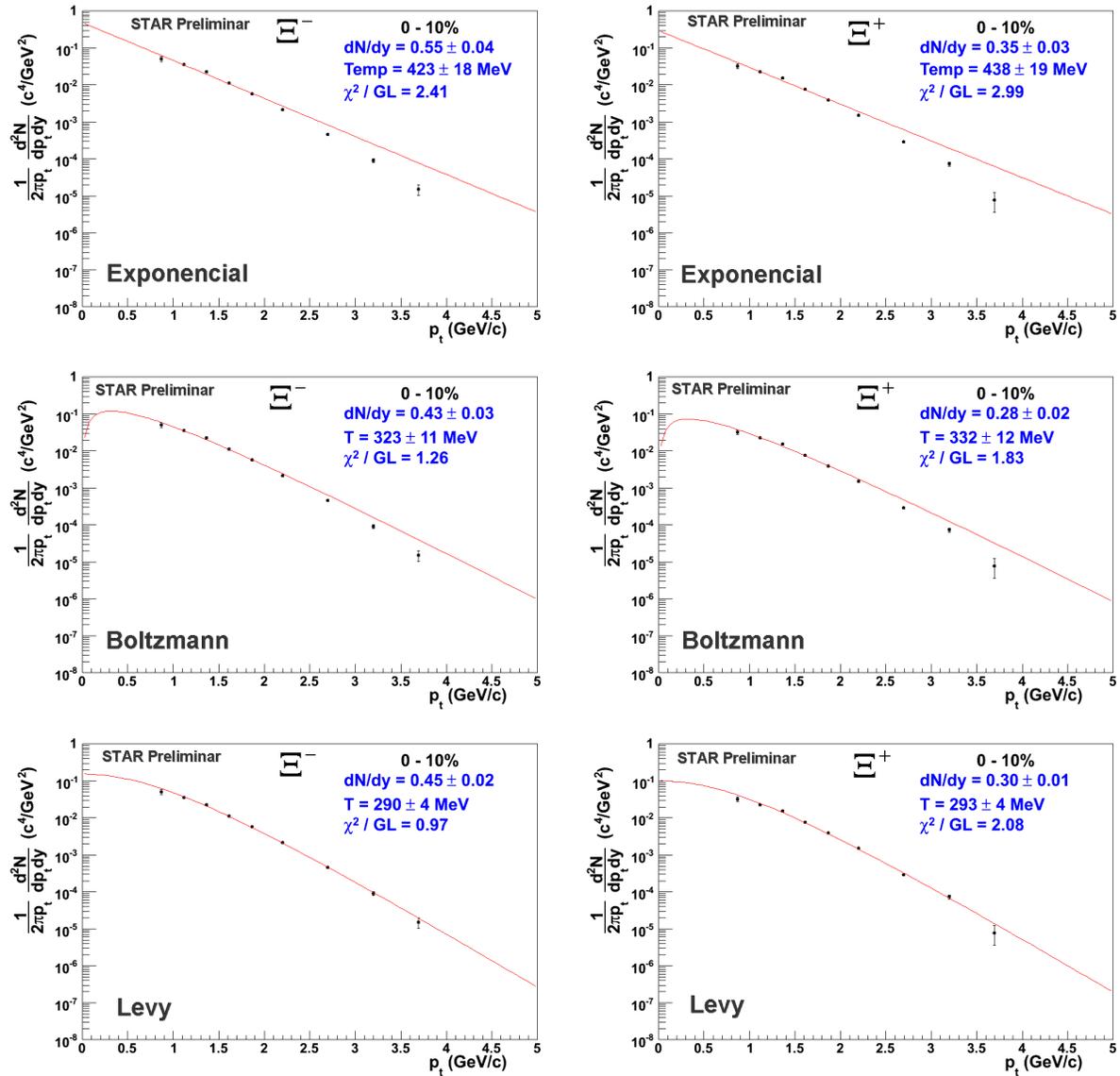


Figura 5.3: Ajustes usando as três parametrizações (exponencial, Boltzmann e Levy, nessa ordem) para Ξ^- (figura à esquerda) e Ξ^+ (figura à direita).

Comparando os três ajustes, percebe-se que o ajuste exponencial apresenta valores acima dos outros dois (Boltzmann e Levy). Estes dois últimos concordam dentro das incertezas e apresentam valores de χ^2/GL menor que o ajuste usando uma distribuição

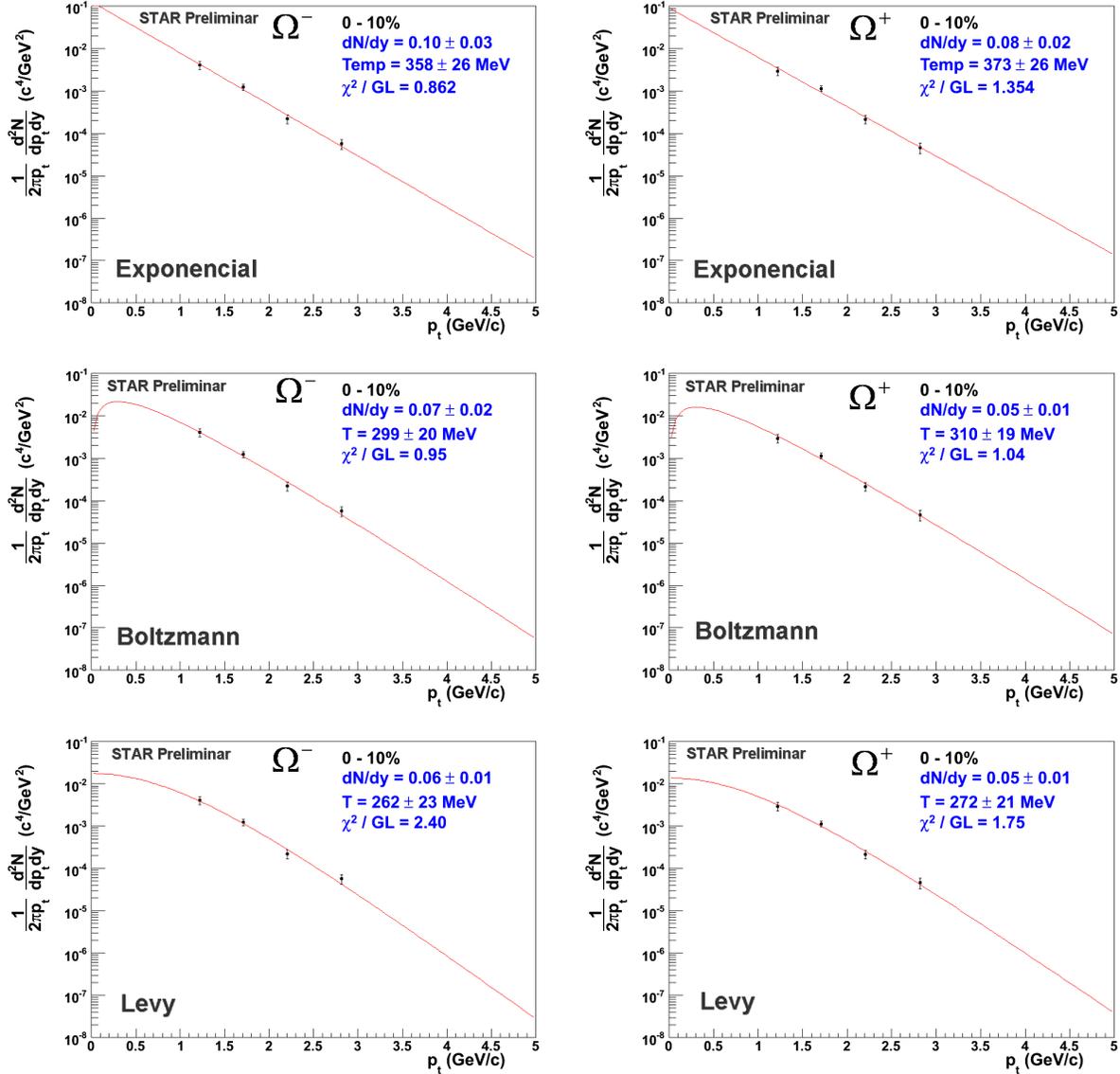


Figura 5.4: Ajustes usando as três parametrizações para Ω^- (figura à esquerda) e Ω^+ (figura à direita). A primeira figura é para um ajuste usando exponencial, a segunda é usando Boltzmann e a terceira, é com distribuição de Levy.

exponencial. O resultado final para os valores da abundância da produção dos bárions Ξ e Ω foram definidos através do ajuste com a distribuição de Boltzmann.

A escolha de ajustar a distribuição de momento transversal a um espectro de Boltzmann deve-se ao fato de poder considerar que a produção de partículas ocorre em um

sistema termalizado. A distribuição de p_t pode ser interpretada como uma distribuição clássica sobre os estados de energia em equilíbrio térmico. O equilíbrio ocorre em altas temperaturas, podendo-se desprezar os efeitos quânticos e fazer um tratamento clássico.

5.2.1 Resumos dos valores de dN/dy

Os valores de dN/dy foram definidos através do ajuste feito nos espectros de momento transversal usando a distribuição do tipo Boltzmann. O ajuste foi feito considerando apenas a região de momento entre 0,5 e 2 GeV/c . Foi usado apenas esse intervalo devido ao fato da região de baixo momento dominar a produção de partículas em um sistema termalizado. Os detalhes do ajuste feito no espectro de p_t e os gráficos dos respectivos ajustes para as diferentes centralidades estão mostrados no Apêndice C.

A tabela 5.1 resume os valores de dN/dy obtidos em função da centralidade para o Ξ^- e sua anti-partícula, Ξ^+ . Nessa tabela a centralidade é definida pelo número de participantes da colisão obtidos pelo modelo de Glauber. A incerteza final atribuída ao valor de dN/dy tem contribuições de duas incertezas: uma obtida diretamente pelo ajuste e a outra é uma incerteza sistemática. A incerteza final foi considerada como sendo a raiz quadrada da soma quadrática dessas duas componentes. A incerteza sistemática no cálculo de dN/dy para Ξ foi estimada em 10% para todas as centralidades e a sua estimativa está discutida na seção B.3 do Apêndice B. A segunda tabela (5.2) apresenta os mesmos parâmetros, porém para Ω^- e sua respectiva anti-partícula, Ω^+ . No caso de Ω , a incerteza sistemática atribuída foi de 18%, sendo que o valor mostrado na tabela é a soma quadrática das componentes estatística e sistemática.

Tabela 5.1: Resumo dos valores de dN/dy para Ξ^- e Ξ^+ .

Centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{bin} \rangle$	dN/dy	
			Ξ^-	Ξ^+
0 – 10%	96 ± 1	161 ± 5	$0,43 \pm 0,05$	$0,28 \pm 0,03$
10 – 20%	72 ± 3	110 ± 6	$0,24 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,02$
20 – 30%	52 ± 3	71 ± 6	$0,18 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,02$
30 – 40%	37 ± 3	45 ± 5	$0,15 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,01$
40 – 60%	21 ± 3	22 ± 4	$0,058 \pm 0,009$	$0,040 \pm 0,006$

Tabela 5.2: Resumo dos valores de dN/dy para Ω^- e Ω^+ .

Centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	$\langle N_{bin} \rangle$	dN/dy	
			Ω^-	Ω^+
0 – 10%	96 ± 1	161 ± 5	$0,07 \pm 0,02$	$0,05 \pm 0,01$
10 – 20%	72 ± 3	110 ± 6	$0,04 \pm 0,01$	$0,019 \pm 0,006$
20 – 40%	45 ± 3	58 ± 5	$0,012 \pm 0,004$	$0,011 \pm 0,004$

5.3 Dependência com o tamanho do sistema

Uma característica importante que deve ser estudada é a variação da produção dos bárions estranhos em função do tamanho do sistema. Pela teoria da QCD é prevista uma transição de fase da matéria hadrônica para o plasma de quarks e glúons. Essa transição é registrada por alguns observáveis, e um deles em especial diz respeito à produção de estranheza. Espera-se observar um aumento da produção de estranheza em um meio onde seja formado o QGP. Aqui será discutida a produção de estranheza em função do tamanho do sistema.

A figura 5.5 mostra os valores de dN/dy em rapidez central ($y = 0$) para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au medidos na mesma energia de colisão do feixe ($62,4 \text{ GeV}/A$). A dependência do tamanho do sistema está expressa em termos do número de participantes da colisão.

Considerando que o número de participantes de uma colisão descreva o tamanho do

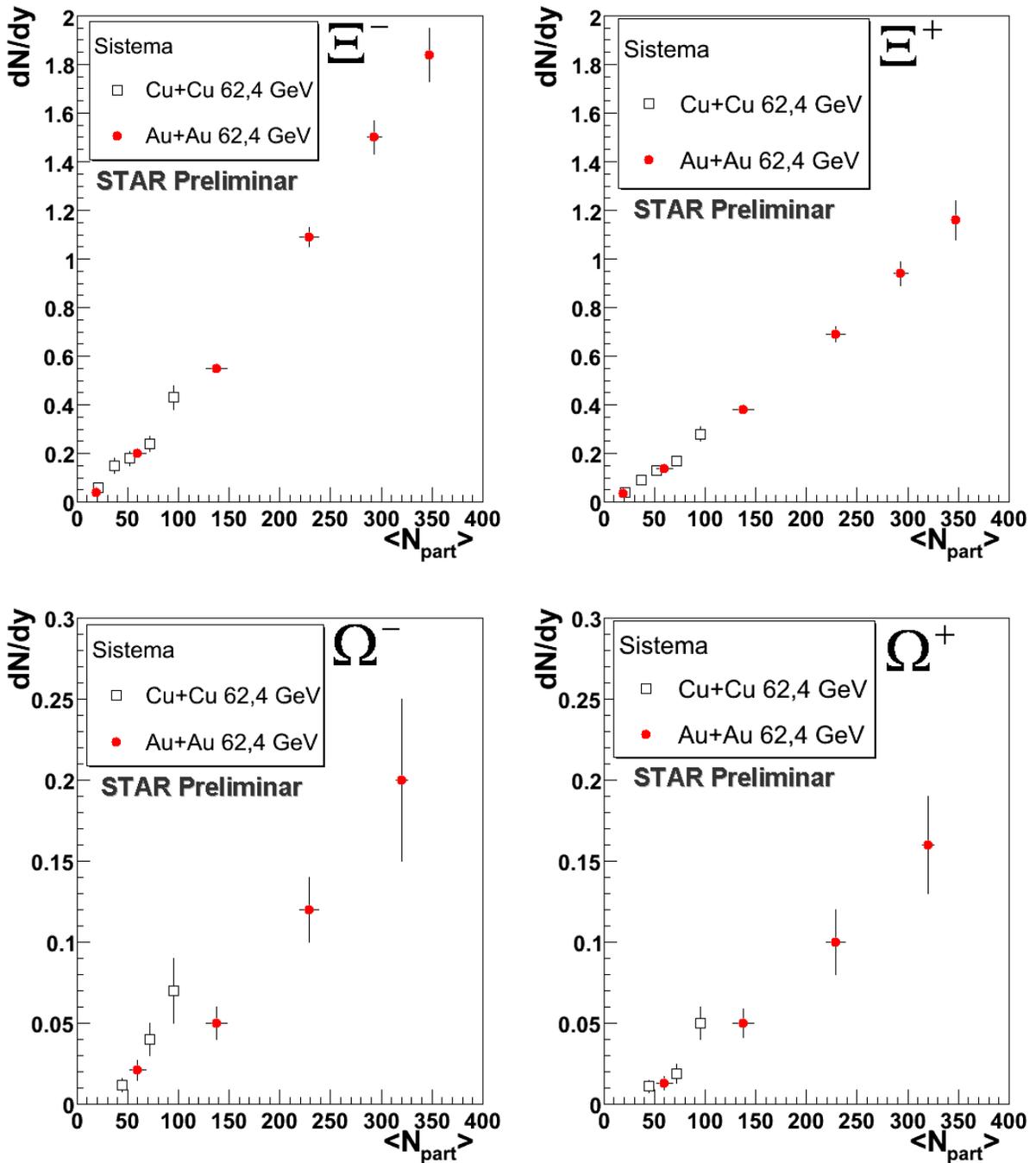


Figura 5.5: Produção de bárions multi-estranhos (Ξ e Ω) em função do número de participantes da colisão para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.

sistema, era esperado que em uma colisão central de Cu+Cu a produção de partículas fosse semelhante à uma colisão periférica Au+Au. Ou seja, para valores aproxima-

mente iguais do número de participantes, a produção de bárions multi-estranhos deveria ser a mesma, pois dependeria apenas do número de participantes da colisão. Contudo observa-se na figura 5.5 que o ponto mais central de Cu+Cu está ligeiramente acima do valor equivalente em Au+Au para Ξ^- e Ξ^+ . Esta diferença entre os dois sistemas é ainda mais pronunciada para os Ω 's.

Com o objetivo de eliminar a dependência com o número de participantes, as figuras seguintes em 5.6 e 5.7 mostram a produção normalizada, $(dN/dy)/N_{part}$, em função do número de participantes (N_{part}). Se a produção de estranheza for descrita pelo número de participantes, o parâmetro normalizado, $(dN/dy)/N_{part}$, em função de N_{part} deveria ser constante. Porém observa-se que os valores para colisões mais centrais está acima dos valores para as colisões periféricas, indicando que em colisões centrais está ocorrendo um aumento da produção de estranheza e que este aumento está crescendo mais rápido do que o tamanho do sistema.

No caso das partículas Ξ 's, existe um aumento de aproximadamente 60% no valor de $(dN/dy)/N_{part}$ entre colisões periféricas e centrais de Cu+Cu em 62,4 GeV/A. Já no caso de Ω 's, o esse aumento relativo é da ordem de 170%.

Outra parametrização que pode ser usada para descrever o tamanho do sistema é o número de colisões binárias (N_{bin}). Esse parâmetro considera a hipótese de que as colisões ocorridas em núcleos maiores possam ser interpretadas como uma sobreposição de colisões $p+p$. As figuras 5.8 e 5.9 mostram que a produção de Ξ e Ω , normalizada por N_{bin} , é praticamente constante nas colisões de Au+Au, sendo que apenas o Ξ^+ mostra um valor um pouco maior nos eventos mais periféricos. Nas colisões de cobre-cobre, a produção de Ξ oscila dentro da incerteza, não permitindo extrair uma conclusão sobre

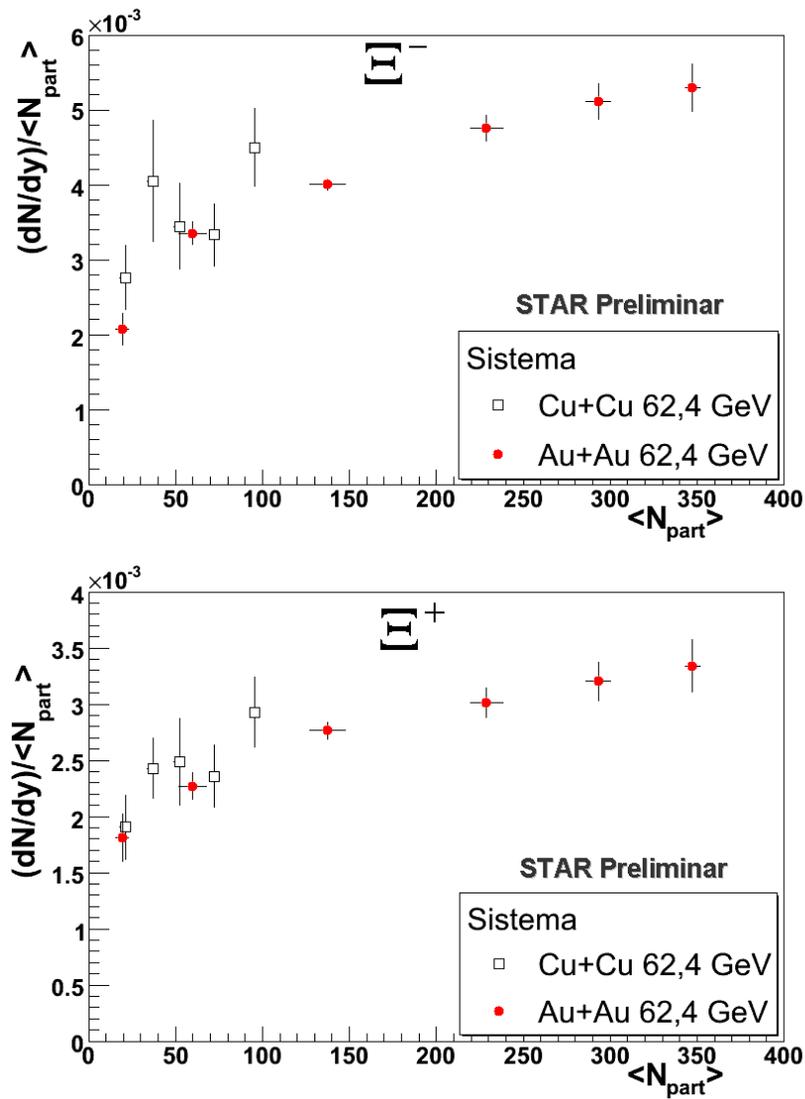


Figura 5.6: Valores $(dN/dy)/N_{part}$ em função do tamanho do sistema expresso por N_{part} para Ξ^- e Ξ^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.

o seu comportamento. Para Ω , o ponto mais central nas colisões Cu+Cu apresenta um valor acima dos valores correspondentes aos pontos periféricos de Cu+Cu, indicando que houve um aumento de sua produção relativa em eventos centrais comparado com os eventos periféricos. Isso pode ser um indicativo que as colisões de Cu+Cu com energia de 62,4 GeV/A não pode ser interpretada como uma sobreposição de colisões $p + p$.

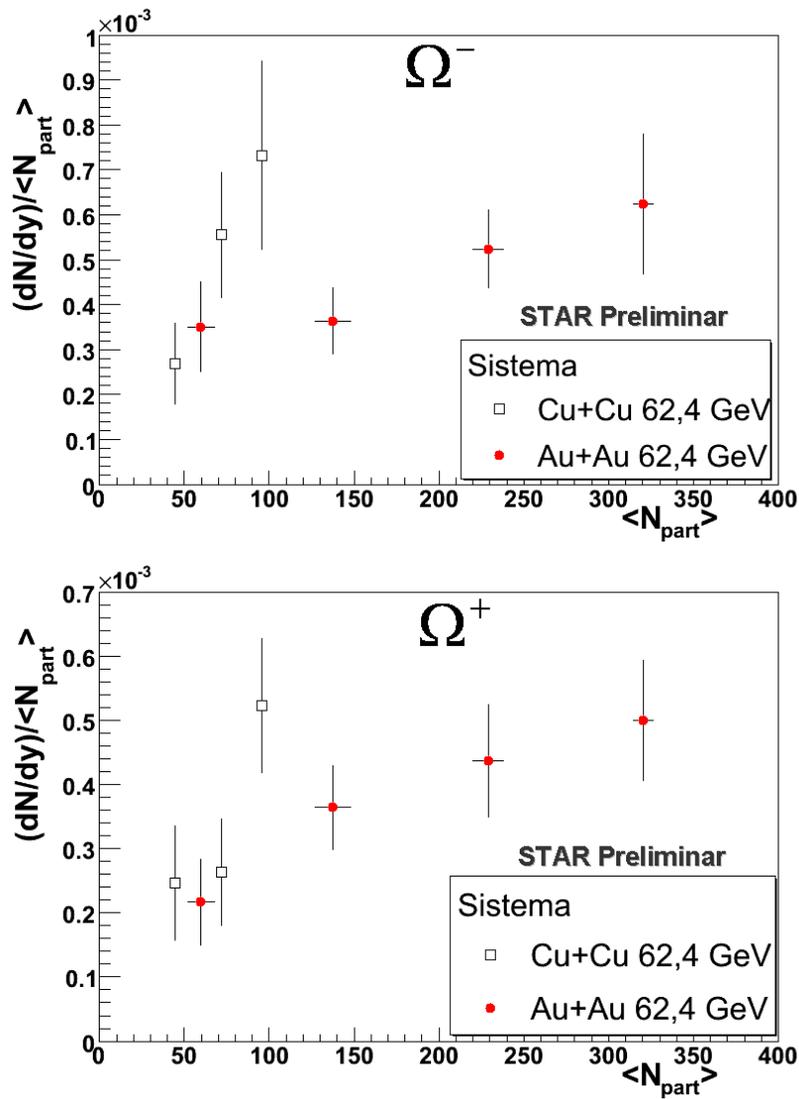


Figura 5.7: Valores $(dN/dy)/N_{part}$ em função do tamanho do sistema expresso por N_{part} para Ω^- e Ω^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.

5.4 Comparação da produção de π , Ξ e Ω

Os píons (π) são as partículas produzidas com maior abundância em uma colisão de íons pesados. Eles são mésons que possuem apenas os quarks leves u e d . Com o objetivo de verificar se houve um aumento efetivo da produção de estranheza, foi feita a razão entre a produção das partículas multi-estranhas e a produção de píons em função

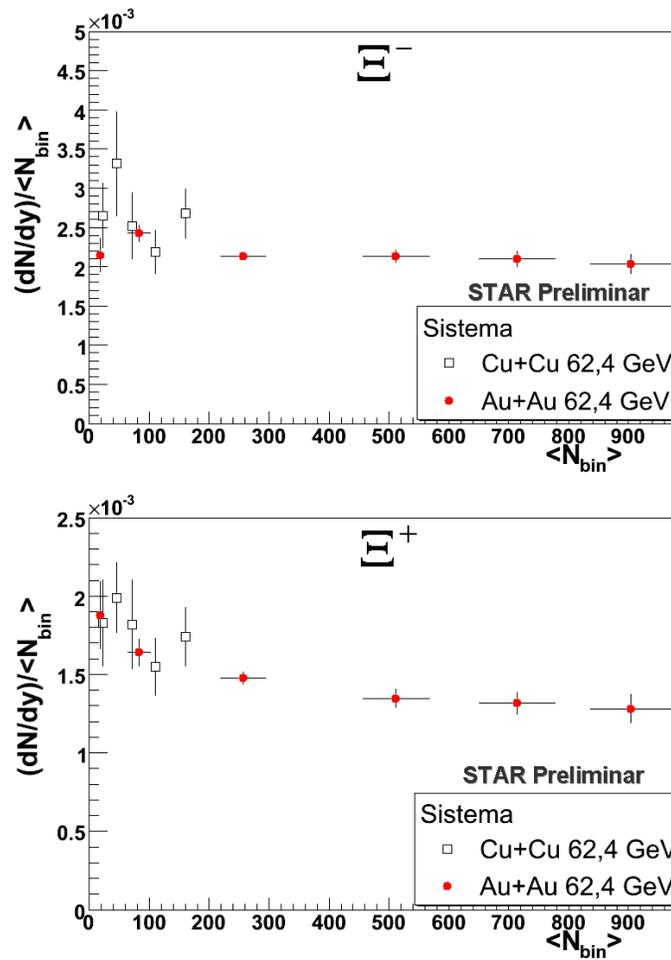


Figura 5.8: Valores $(dN/dy)/N_{bin}$ em função do número de colisões binárias (N_{bin}) para Ξ^- e Ξ^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.

do tamanho do sistema. Os valores de dN/dy para π^- ainda não são públicos, e referem-se às análises preliminares disponíveis apenas para a colaboração do experimento STAR, feitas por outro membro da colaboração, Dra. Aneta Iordanova. Essa razão foi feita para as colisões de Cu+Cu e Au+Au, tanto em 62,4 quanto 200 GeV/A [68, 69] e os resultados estão apresentados na figura 5.10 e 5.11.

Esses resultados mostram que para a energia de 62,4 GeV/A a produção normalizada de Ξ 's é consistente com uma produção constante em função do tamanho do sistema. No

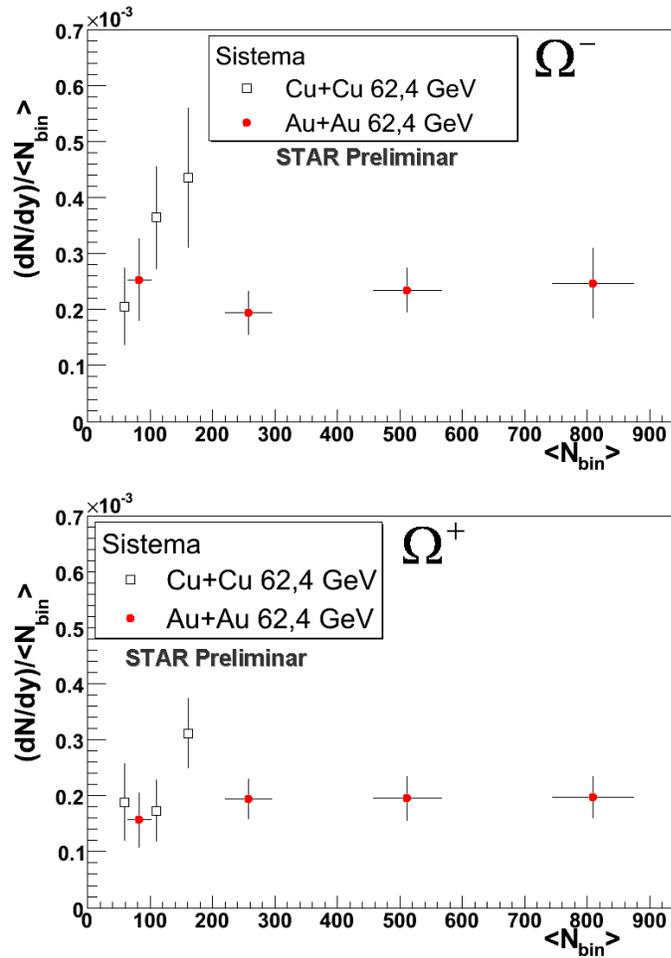


Figura 5.9: Valores $(dN/dy)/N_{bin}$ em função do número de colisões binárias (N_{bin}) para Ω^- e Ω^+ nas colisões de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A na região de rapidez central.

caso dos Ω 's, tanto em Cu+Cu quanto Au+Au a produção normalizada indica um aumento, sendo que este aumento é maior no sistema de Cu+Cu do que Au+Au.

Para as colisões de 200 GeV/A a produção de estranheza não está saturada para sistemas menores. Tanto a produção normalizada de Ξ , quanto a de Ω cresce com o tamanho do sistema. Esse aumento deve-se ao fato da energia de colisão ser mais alta, o que favorece uma produção maior desses bárions. Contudo, nessa energia a produção de estranheza parece saturar para as colisões com $N_{part} > 100$.

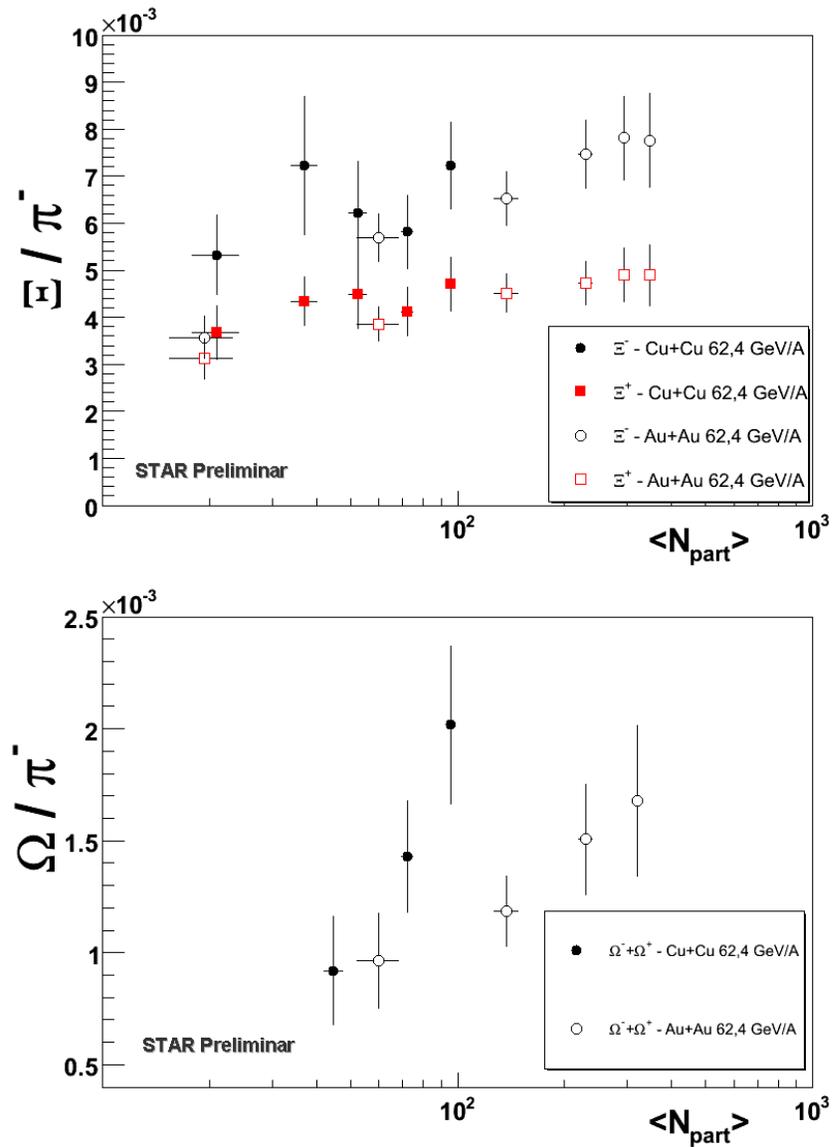


Figura 5.10: As figuras apresentam a razão entre Ξ e pión (figura superior) e Ω e pión (figura inferior) para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 62,4 GeV/A .

Os resultados de Cu+Cu a 62,4 GeV/A obtidos nesse trabalho complementam os resultados já existentes para sistemas de tamanho e energia diferentes, permitindo incluí-los na sistemática da produção de estranheza.

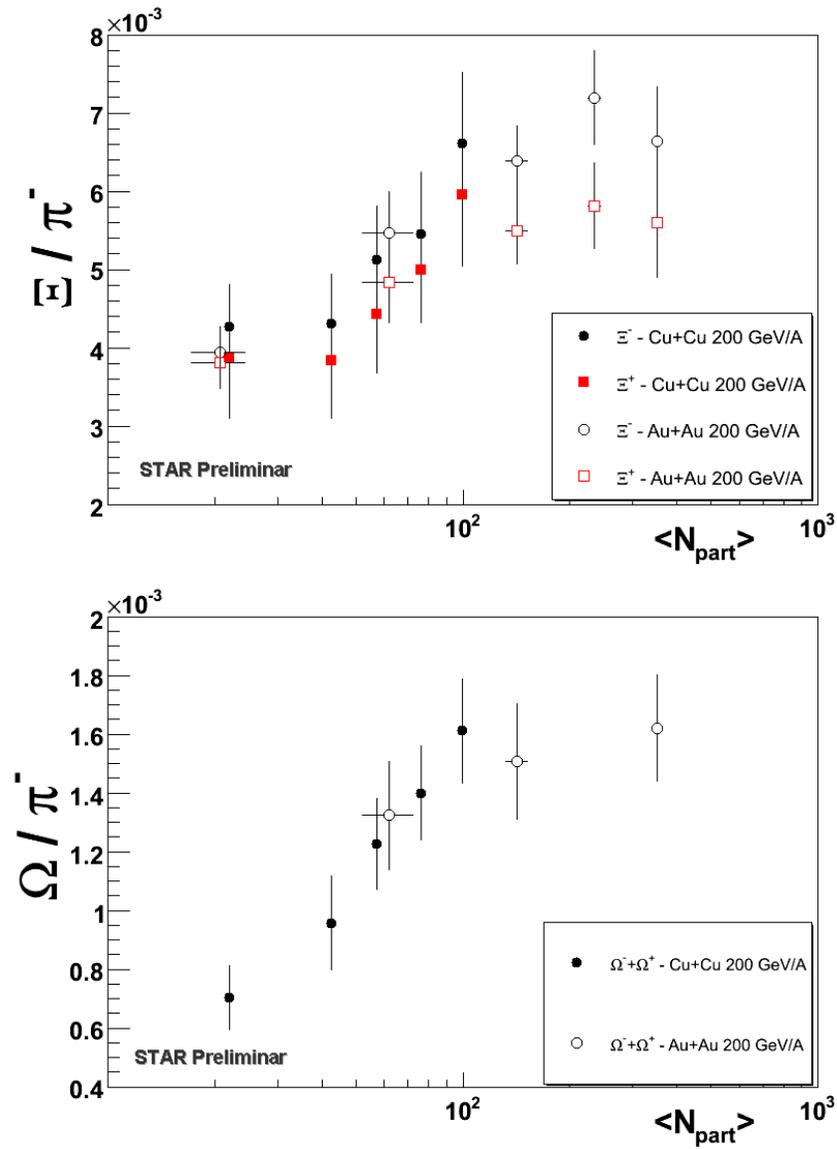


Figura 5.11: As figuras apresentam a razão entre Ξ e pión (figura superior) e Ω e pión (figura inferior) para os sistemas de Cu+Cu e Au+Au em 200 GeV/A.

Capítulo 6

Conclusões

O estudo de física de partículas é muito abrangente e exige do pesquisador nessa área uma grande compreensão tanto teórica, quanto experimental. No campo experimental, espera-se que sejam desenvolvidas habilidades tanto no planejamento de experimentos, quanto na qualidade das análises dos dados.

Os experimentos com colisões de íons pesados em energias relativísticas permitem explorar uma região de alta densidade de energia em que, de acordo com a QCD, a matéria nuclear pode sofrer uma transição de fase e formar um estado com quarks e glúons livres - QGP. Neste contexto, o experimento STAR tem um papel relevante, pois mede vários canais observáveis que permitem estudar a formação e caracterização desse novo estado da matéria. Além do mais, as pesquisas na área de altas energias vêm se tornando cada vez mais importantes, uma vez que buscam novas tecnologias e resultados inéditos que estão na fronteira do conhecimento. Esse avanço se manifesta tanto na área instrumental, com o desenvolvimento de aceleradores, ímãs supercondutores, detectores e outros componentes, como também no desenvolvimento de novos recursos computa-

cionais para armazenamento e compartilhamento dos dados. Um exemplo claro, foi a criação do *World Wide Web* no CERN durante os anos 80, e atualmente o desenvolvimento de uma nova rede mundial de computadores, a “Grade Computacional” (*Grid*, em inglês) [70].

O objetivo deste trabalho era o estudo da produção dos bárions multi-estranhos Ξ e Ω nas colisões de Cu+Cu na energia de 62,4 GeV/A medidos pelo experimento STAR. Este estudo englobou várias etapas de análise dos dados, desde a redução dos dados brutos fornecidos pelo experimento até os resultados finais de dependência da abundância de produção dessas partículas com o tamanho do sistema.

Os resultados mostraram um aumento da produção de Ξ e Ω com o tamanho do sistema. A produção de estranheza cresce mais rápido que o tamanho do sistema e comparando os resultados de Cu+Cu e Au+Au na mesma energia, observa-se que a produção desses bárions foi ligeiramente maior em Cu+Cu para valores equivalentes do tamanho do sistema em Au+Au. Contudo o aumento da produção de estranheza está sendo medido assumindo que o tamanho do sistema seja descrito pelo número de participantes da colisão. A discrepância observada entre Cu+Cu e Au+Au pode ser um indicativo de que talvez esses não sejam parâmetros corretos para parametrizar o tamanho do sistema. Pode haver alguma outra quantidade, como por exemplo, a densidade de energia, em que tanto os dados de Au+Au e Cu+Cu apresentem o mesmo comportamento.

O estudo comparativo entre sistemas de tamanho e energia diferentes mostrou que a produção de estranheza, normalizada pela produção de píons, em 200 GeV/A parece saturar para sistemas com mais de 100 participantes. Para sistemas menores, como o de Cu+Cu, a produção de Ω tanto em 62,4, quanto 200 GeV/A está aumentando. No caso

de Ξ em $62,4 \text{ GeV}/A$, a produção é constante em função do tamanho do sistema.

Apenas o fato de se ter notado um aumento da produção de Ω 's, normalizada pela produção de píons, nas colisões de Cu+Cu não é suficiente para garantir que houve um aumento total da produção de estranheza (pares de quarks $s\bar{s}$). Outro ponto é que, mesmo havendo um aumento da produção de estranheza nas colisões de Cu+Cu em $62,4 \text{ GeV}/A$, isso não garante que nesse sistema houve a formação do QGP. O aumento da produção de estranheza é apenas um dos observáveis da formação desse novo estado, e uma conclusão irrefutável sobre a formação do QGP exige um estudo detalhado de outros observáveis de sua formação.

Os resultados obtidos nesse trabalho são inéditos e os valores finais da produção dos bárions Ξ e Ω por unidade de rapidez na região de rapidez central podem ser inseridos em um estudo sistemático fundamental para a compreensão dos mecanismos de produção de partículas em colisões de núcleos pesados em energias relativísticas.

Apêndice A

Análise estatística multivariada

A.1 Introdução à análise multivariada

A explicação de fenômenos físicos é entendida, muitas vezes, através da análise e interpretação de um conjunto de dados. Esse conjunto de dados pode incluir medidas de apenas uma variável ou conter um conjunto de medidas simultâneas com duas ou mais variáveis (análise multivariada). Os métodos estatísticos de análise multivariada são amplamente utilizados em vários campos de pesquisa e o entendimento das relações entre as diversas variáveis pode ser um assunto complexo.

Um conjunto de medidas não traz por si só a interpretação e conclusão sobre um fenômeno. É necessário “trabalhar” as informações contidas nas variáveis. No caso da análise multivariada, é necessário o uso de ferramentas matemáticas mais poderosas que permitam fazer inferências e extrair conclusões sobre os dados.

Existem diferentes métodos para se trabalhar com a análise multivariada, sendo que esses métodos se diferenciam no objetivo da nossa investigação. Em [71] é dito que os

principais objetivos são:

1. Redução de dados e simplificação estrutural;
2. Classificação e agrupamento;
3. Investigação da dependência entre as variáveis;
4. Predição;
5. Construção de hipóteses e testes.

A.2 Discriminação e padrões de classificação de grupos

A discriminação consiste em separar um conjunto de objetos (ou observações) em grupos (ou classes) distintos a partir de certos padrões apresentados pelos mesmos nas múltiplas variáveis. O objetivo é encontrar discriminantes, cujos valores numéricos permitam separar os grupos o máximo possível. Essa procura pelos discriminantes é feita a partir de um conjunto de dados conhecidos a priori, que no caso são denominados “amostras de treino”.

A classificação consiste em alocar uma nova observação em um dos grupos previamente definidos pelo processo de discriminação. Esse processo de alocação terá melhor performance quanto melhor for a discriminação feita entre os grupos.

A.3 Análises de discriminante linear - LDA

A análise de discriminante linear, LDA, é usada como técnica estatística multivariada que permite reduzir um problema de n variáveis para um problema de apenas uma variável. Consiste em criar uma nova variável que é uma combinação linear das variáveis originais e, a partir dessa variável obter um critério para discriminar as populações.

Em linhas gerais os passos que devem ser seguidos para a realização da LDA são:

- Escolha dos grupos de treino, usados para a discriminação;
- A partir das informações estatísticas dos grupos, como média, variância e covariância, extraem-se os parâmetros usados na função de discriminação;
- Para cada observação, calcula-se o valor dessa função de discriminação. Com base nesse valor, a observação é alocada a um dos grupos.

Na seção seguinte será feita uma breve descrição do formalismo matemático utilizado para calcular a função de discriminação.

A.3.1 Formalismo matemático

A função usada para efetuar a discriminação é linear, do tipo:

$$F_k(X) = a_k X + b_k, \quad (\text{A.1})$$

onde a é o coeficiente angular, b é o coeficiente linear, X são os dados da observação e k é o índice do grupo. A determinação dos coeficientes a e b será descrita a seguir.

Cada um dos grupos treinos são representados por uma matriz $x_{m \times n}$, onde m é o número de observações e n o número de variáveis. Algumas definições são importantes:

1. π_k : Grupo ou classe de populações.
2. $f_k(x)$: Função densidade de probabilidade.
3. $C(k|i)$: Custo de alocar um item em π_k quando na realidade ele pertence a π_i .
4. p_i : Probabilidade a priori da população i .
5. $P(i|j)$: Probabilidade condicional de classificar uma observação como sendo da classe i se de fato ela pertence a j . É dada por:

$$P(i|j) = p(X \in R_i | \pi_j) = \int_{R_i} f_j(x) dx . \quad (\text{A.2})$$

A figura A.1 mostra a distribuição de probabilidades de duas populações para o caso de uma variável. Um dos critérios para discriminar os grupos consiste em minimizar a área de classificação errônea (correspondente às duas áreas hachuradas na figura).

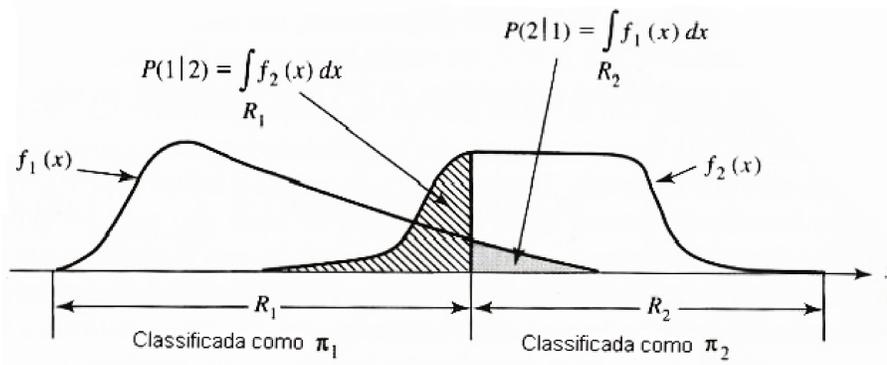


Figura A.1: Probabilidades de classificação errônea para regiões de classificação hipotéticas R_1 e R_2 para um problema de uma variável. Figura extraída de [71].

Define-se o custo esperado de classificação errônea, ECM (do inglês, *Expected Cost of Misclassification*), para duas populações (A e B) de acordo com a equação A.3:

$$ECM = C(B|A) P(B|A) p_A + C(A|B) P(A|B) p_B . \quad (\text{A.3})$$

Uma boa regra de classificação deve ter um ECM mínimo. Existem outros critérios para se definir um padrão de discriminação e classificação, mas este foi o usado para gerar as funções de pontuação de discriminação dos grupos na análise preliminar feita. A minimização do ECM é descrita a seguir.

Supondo que uma observação x seja alocada no grupo A, a condição para se classificar x na região R_A , deve satisfazer a minimização do ECM. Substituindo a probabilidade condicional dada pela equação A.2 na equação A.3, temos que:

$$ECM = C(B|A) \left[\int_{R_B} f_A(x) dx \right] p_A + C(A|B) \left[\int_{R_A} f_B(x) dx \right] p_B . \quad (\text{A.4})$$

As regiões R_A e R_B são mutuamente excludentes ($\Omega = R_A \cup R_B$), de onde obtemos:

$$1 = \int_{\Omega} f_A(x) dx = \int_{R_A} f_A(x) dx + \int_{R_B} f_A(x) dx \implies \int_{R_B} f_A(x) dx = 1 - \int_{R_A} f_A(x) dx . \quad (\text{A.5})$$

Substituindo A.5 em A.4:

$$ECM = C(B|A) \left[1 - \int_{R_A} f_A(x) dx \right] p_A + C(A|B) \left[\int_{R_A} f_B(x) dx \right] p_B \quad \text{tal que,} \quad (\text{A.6})$$

$$ECM = \int_{R_A} [C(A|B) p_B f_B(x) - C(B|A) p_A f_A(x)] dx + C(B|A) . \quad (\text{A.7})$$

Na equação A.7 p_A , p_B , $C(A|B)$ e $C(B|A)$ são valores não negativos, assim como $f_A(x)$ e $f_B(x)$. Essas duas últimas quantidades são as únicas em A.7 que dependem de x . Então o ECM é minimizado se:

$$[C(A|B)p_B f_B(x) - C(B|A)p_A f_A(x)] \leq 0 . \quad (\text{A.8})$$

Logo, a condição de minimização do ECM, supondo que $x \in R_A$, está representada na equação A.8. Resumindo, classificamos x como pertencente à região:

$$R_A , \text{ se } C(B|A)p_A f_A(x) \geq C(A|B)p_B f_B(x) \quad \text{ou} \quad (\text{A.9})$$

$$R_B , \text{ se } C(A|B)p_B f_B(x) \geq C(B|A)p_A f_A(x) . \quad (\text{A.10})$$

As condições expressas em A.9 e A.10 representam um critério para classificar uma observação x em uma das regiões, de acordo com a minimização do custo de classificação errônea. Um caso particular, que foi usado como primeiro teste nas análises, foi assumir que:

- os custos são iguais e unitários;
- escolha da função normal multivariada para a densidade de probabilidade;
- matrizes de covariância dos dois grupos iguais ($\Sigma_A = \Sigma_B = \Sigma$).

A função densidade de probabilidade multivariada de populações normais, para n variáveis é dada por:

$$f(x) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}} |\Sigma|^{\frac{1}{2}}} e^{[-\frac{1}{2}(x-\mu)\Sigma^{-1}(x-\mu)^T]} . \quad (\text{A.11})$$

Usando as regras de classificação em A.9 e A.10 e as condições impostas, a classificação de x na população k deve obedecer que:

$$p_k f_k(x) > p_i f_i(x) \quad \implies \quad \ln(p_k f_k(x)) > \ln(p_i f_i(x)) . \quad (\text{A.12})$$

Substituindo a função densidade de probabilidade de populações normais A.11 em A.12, obtemos:

$$\ln(p_k f_k(x)) = \ln p_k - \frac{n}{2} \ln(2\pi) - \frac{1}{2} \ln |\Sigma| - \frac{1}{2} (x - \mu_k) \Sigma^{-1} (x - \mu_k)^T . \quad (\text{A.13})$$

Note que na equação A.13 apenas o primeiro e último termo do lado direito da igualdade variam com o grupo escolhido. Os outros termos apresentam os mesmos valores para ambos os grupos, portanto não ajudam na discriminação. Expandindo o último termo da equação A.13 e excluindo os termos insignificantes para a discriminação, podemos identificar a função de pontuação como:

$$F_k(x) = \mu_k \Sigma^{-1} X^T - \frac{1}{2} \mu_k \Sigma^{-1} \mu_k^T + \ln p_k . \quad (\text{A.14})$$

Na equação A.14, μ_k é a matriz de médias das variáveis, Σ é a matriz de covariância e x é a matriz de dados. O símbolo T significa matriz transposta.

Apêndice B

Estimativa de incertezas

Em qualquer análise de dados é muito importante a estimativa de incertezas associadas aos resultados. Neste apêndice será discutida a incerteza associada ao cálculo do sinal e do fundo dos espectros de massa invariante e também a incerteza propagada na determinação dos pontos do espectro de momento transverso. Por fim, será dada a justificativa da inserção de uma incerteza sistemática associada ao valor de dN/dy .

B.1 Incerteza no sinal e no fundo

O sinal é calculado da seguinte maneira:

$$S = C - F , \tag{B.1}$$

onde S é o sinal, C é a contagem total nos canais do histograma referente à área do pico e F é a estimativa do fundo, dado pelo ajuste polinomial. As incertezas associadas a C e

F são apenas estatísticas e estão dadas na equação B.2.

$$\delta C = \sqrt{C} \quad \text{e} \quad \delta F = \sqrt{F} . \quad (\text{B.2})$$

A incerteza associada ao sinal será:

$$\delta S = \sqrt{(\delta C)^2 + (\delta F)^2} . \quad (\text{B.3})$$

Substituindo B.2 e usando B.1 na equação B.3 obtemos a incerteza final no sinal, que é dada pela equação B.4:

$$\delta S = \sqrt{S + 2F} . \quad (\text{B.4})$$

B.2 Incerteza nos pontos do espectro de p_t

Os pontos do espectro de momento são calculados da seguinte maneira:

$$w(p_t, S) = \frac{1}{2\pi p_t} \frac{S}{N_{\text{eventos}} \Delta p_t \Delta y} . \quad (\text{B.5})$$

Como cada ponto do espectro de momento ($w(p_t, S)$), depende basicamente do sinal (S) e do momento transversal (p_t), a incerteza associada (δw) é dada por:

$$\delta w = w(p_t, S) \sqrt{\left(\frac{\delta p_t}{p_t}\right)^2 + \left(\frac{\delta S}{S}\right)^2} . \quad (\text{B.6})$$

Assumindo que a simulação usada (*embedding*) descreve os dados reais (como mos-

trado na figura 4.7), na equação B.6, o valor de $\frac{\delta p_t}{p_t}$ é dado pela resolução de momento extraída dos dados simulados (*embedding*). Essa resolução corresponde à diferença entre o valor de momento transverso reconstruído e o valor simulado por Monte Carlo. A figura B.1 mostra a resolução de momento para Ξ (figura à esquerda) e Ω (figura à direita).

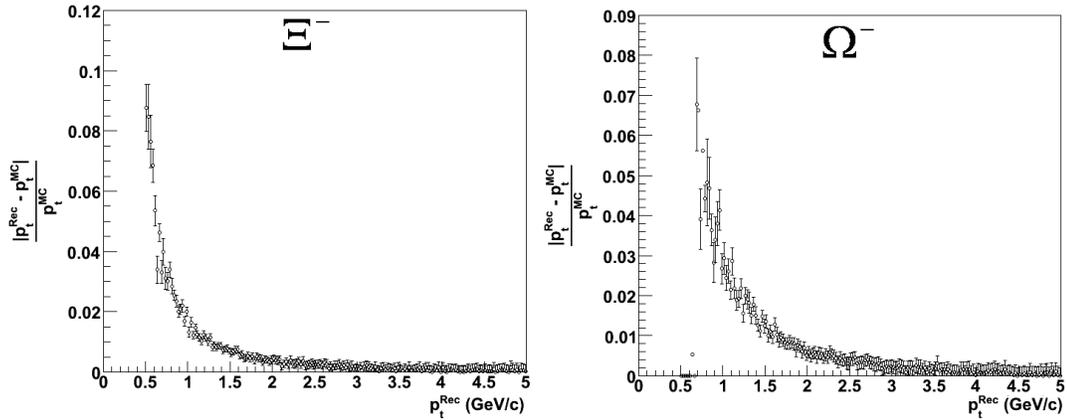


Figura B.1: Resolução de momento transverso para Ξ , figura à esquerda, e Ω , figura à direita.

Porém o valor de $w(p_t, S)$ também é corrigido pela cobertura geométrica e ineficiência de reconstrução dos vértices secundários (descritos na seção 4.4). O valor corrigido ($w_c(p_t, S)$) é dado por:

$$w_c(p_t, S) = \frac{w(p_t, S)}{C_{ef}(p_t)}, \quad (\text{B.7})$$

onde $C_{ef}(p_t)$ é o valor da correção dada pela equação 4.4. A incerteza associada à $C_{ef}(p_t)$ é apenas estatística e é dada pela equação B.8:

$$\delta C_{ef} = \sqrt{\frac{1}{N_{sim}} + \frac{1}{N_{rec}}}. \quad (\text{B.8})$$

Por fim, a incerteza nos pontos do espectro de momento será dada pela equação B.9:

$$\delta w_c(p_t, S) = w_c(p_t, S) \sqrt{\left(\frac{\delta w}{w}\right)^2 + \left(\frac{\delta C_{ef}}{C_{ef}}\right)^2}. \quad (\text{B.9})$$

B.3 Incerteza no valor de dN/dy

O valor final do dN/dy tem dois tipos de incerteza associada a ele, uma estatística e outra sistemática. A incerteza final mostrada neste trabalho corresponde à raiz quadrada da soma quadrática das duas componentes.

A incerteza estatística é o valor da incerteza retornado pelo ajuste aos espectros de p_t . No apêndice C são mostrados os ajustes a todos os espectros, e na legenda de cada gráfico é dado o valor de dN/dy com a respectiva incerteza estatística.

Para determinar a incerteza sistemática no valor de dN/dy foi feita uma variação nos parâmetros topológicos utilizados para a obtenção do pico do espectro de massa invariante (veja a seção 3.3). Essa variação foi feita considerando a resolução de cada um dos parâmetros utilizados (por exemplo, comprimento de decaimento do bárion, comprimento de decaimento do Λ e os DCA's). A variação dos valores desses parâmetros irá modificar os valores de correção de ineficiência de reconstrução dos decaimentos secundários. Ao modificar o valor de correção do espectro de momento, o ajuste pode modificar, retornando valores diferentes de dN/dy . Com o objetivo de quantificar essa variação, os valores de cortes foram modificados do valor original (tanto para cima quanto para baixo) e o espectro de momento foi ajustado para cada variação efetuada e obtido o valor de dN/dy . Esse estudo mostrou que para Ξ essa diferença no valor de dN/dy é da ordem de 10% enquanto a diferença obtida para Ω foi de 18%.

Apêndice C

Ajuste dos espectros de p_t

C.1 Ajuste com espectro do tipo Boltzmann

Com a finalidade de extrair o dN/dy a partir dos espectros de momento, foi utilizada uma função de distribuição de Boltzmann, de tal forma que:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} \propto p_t e^{-p_t/T} \quad \text{tal que} \quad \frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = A p_t e^{-p_t/T}, \quad (\text{C.1})$$

onde A é a constante de normalização. Sabe-se que integrando $\frac{d^2 N}{dy dp_t}$ em todo p_t obtém-se o dN/dy . Reescrevendo a segunda expressão da equação C.1, temos:

$$\int_0^\infty \frac{d^2 N}{dy dp_t} dp_t = 2\pi A \int_0^\infty p_t^2 e^{-p_t/T} dp_t \quad \implies \quad \frac{dN}{dy} = 2\pi A \int_0^\infty p_t^2 e^{-p_t/T} dp_t = A 4\pi T^3. \quad (\text{C.2})$$

Logo, determina-se a constante de normalização A em função dos parâmetros dN/dy e T . O termo A pode ser escrito como:

$$A = \frac{dN}{dy} \frac{1}{4\pi T^3} . \quad (\text{C.3})$$

Substituindo C.3 em C.1, o espectro de momento pode ser parametrizado de acordo com a equação C.4. Nesse caso, dN/dy e T serão os parâmetros livres ao se ajustar essa função aos pontos do espectro de momento transversal. Portanto:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = \frac{dN}{dy} \frac{p_t}{4\pi T^3} e^{-p_t/T} . \quad (\text{C.4})$$

C.2 Resultado dos ajustes

Por completeza, nesta seção estão mostrados todos os ajustes aos espectros de momento tanto para Ξ , quanto Ω em todas as classes de centralidade, exceto a classe mais central (0 - 10%) porque já está no capítulo 5. Todos os gráficos trazem a informação do valor de dN/dy , T e o χ^2 reduzido obtido nos ajustes. Esses valores de dN/dy são os mostrados nas tabelas 5.1 e 5.2.

A figura C.1 mostra os ajustes para Ξ^- e Ξ^+ , enquanto a figura C.2 mostra os ajustes para Ω^- e Ω^+ .

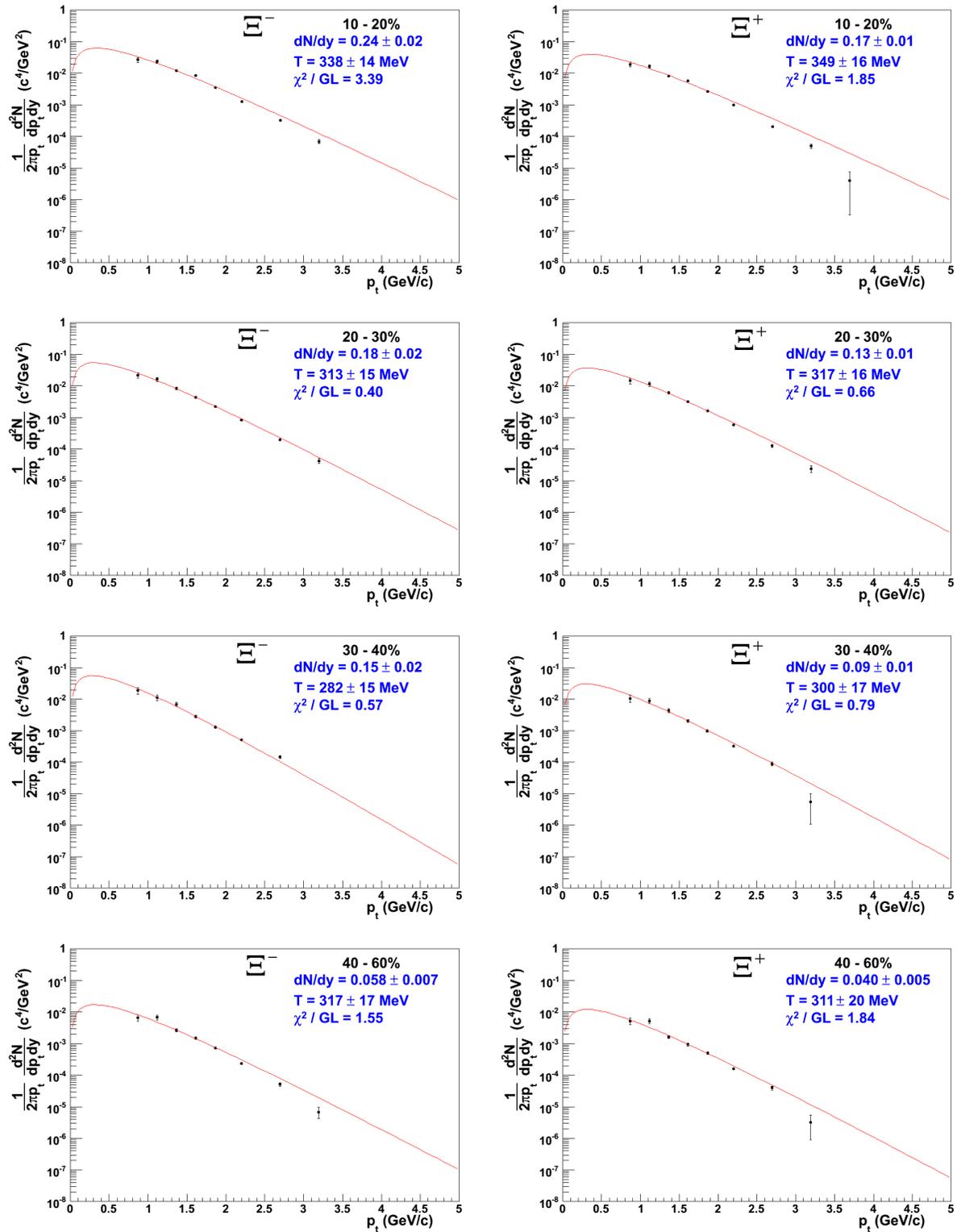


Figura C.1: Ajuste dos espectros de momento de Ξ^- (figura à esquerda) e Ξ^+ (figura à direita) utilizando a distribuição de Boltzmann. A legenda de cada gráfico mostra os valores de dN/dy e T obtidos com a parametrização utilizada e também o χ^2 reduzido do ajuste (χ^2/GL).

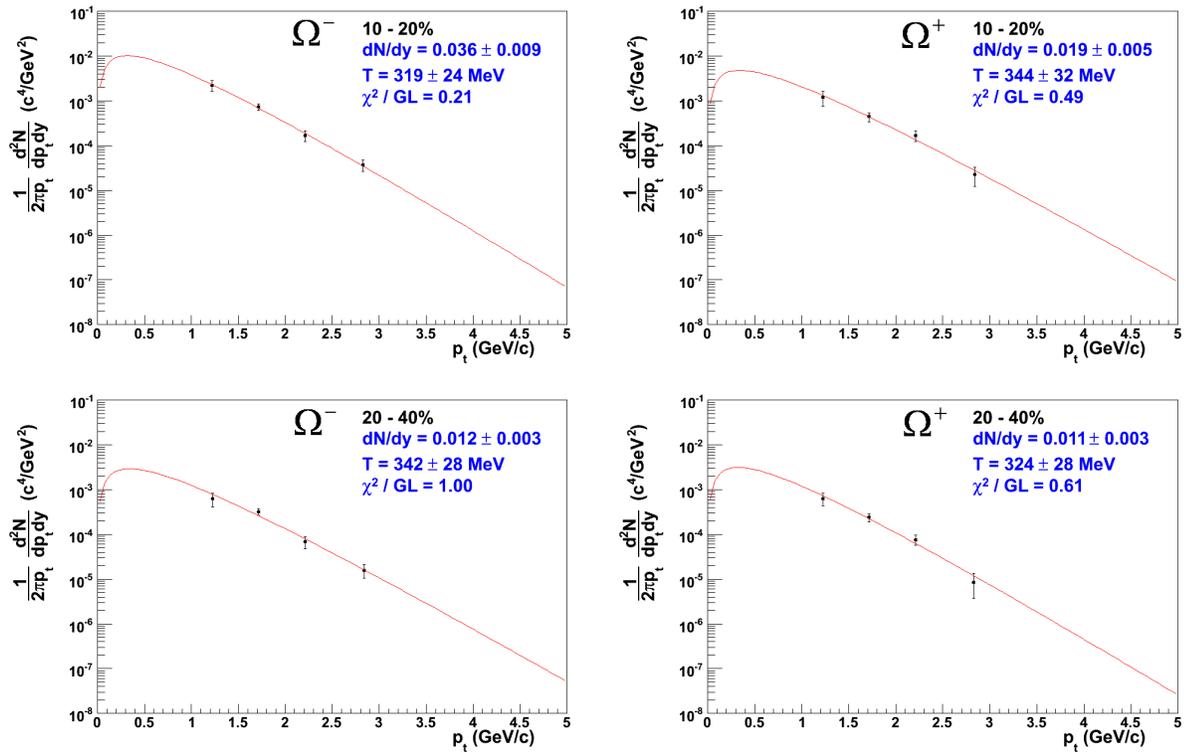


Figura C.2: Ajuste dos espectros de momento de Ω^- (figura à esquerda) e Ω^+ (figura à direita) utilizando a distribuição de Boltzmann. A legenda de cada gráfico mostra os valores de dN/dy e T obtidos com a parametrização utilizada e também o χ^2 reduzido do ajuste (χ^2/GL).

Referências Bibliográficas

- [1] S. Taniguchi et al. Neutron energy and time-of-flight spectra behind the lateral shield of a high energy electron accelerator beam dump. Part I: measurements. *Nucl. Inst. Meth. A*, 503:595–605, 2003.
- [2] Burt Holzman (E917 collaboration). Systematic study of Au-Au collisions with AGS experiment E917. *Nuclear Physics A*, 698:643–646, 2002.
- [3] Y. P. Viyogi. Recent results from CERN SPS experiments and the future heavy ion programme. *Pramana - Journal of physics*, 54(4):589–602, 2000.
- [4] P. Travnicek. Detection of cosmic ray events by LEP experiments. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56:A185–A200, 2006.
- [5] P. Snopok, C. Johnstone, and M. Berz. *Automatic Differentiation: Applications, Theory, and Implementations*, volume 50 of *Lecture Notes in Computational Science and Engineering*, chapter Simulation and Optimization of the Tevatron Accelerator, pages 199–209. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [6] Conceptual design of the relativistic heavy ion collider. Report BNL - 52195, 1989.

- [7] F. Carminati et al (ALICE Collaboration). ALICE: Physics performance report, volume I. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys*, 30:1517–1763, 2004.
- [8] B. Müller. Physics and signatures of the quark-gluon plasma. *Rep. Prog. Phys.*, 58:661–636, 1995.
- [9] J. W. Harris. The search for the quark-gluon plasma. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 46:71–107, 1996.
- [10] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stocker, and W. Greiner. Signatures of quark-gluon plasma formation in high energy heavy-ion collisions: a critical review. *J. Phys. G*, 25:R1–R57, 1999.
- [11] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *J. Phys. G*, 33:1, 2006.
- [12] D. J. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [13] S. Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. and Nucl. Phys.*, 58:351–386, 2007.
- [14] The Royal Swedish Academy of Sciences. Asymptotic freedom and quantum chromodynamics: the key to the understanding of the strong nuclear forces. *Advanced Information on the Nobel Prize in Physics*, pages 1–14, outubro 2004. Disponível em: www.kva.se.
- [15] C. Y. Wong. *Introduction to high-energy heavy-ion collisions*. World Scientific, Singapore, 1994.

- [16] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34(21):1353–1356, 1975.
- [17] A. M. Polyakov. Thermal properties of gauge and quark liberation. *Phys. Lett. B*, 72:477–480, 1978.
- [18] B. Müller. *Lectures Notes in Physics*, volume 225. Springer-Verlag, Berlin, 1985.
- [19] L. McLerran. The physics of the quark-gluon plasma. *Rev. Mod. Phys.*, 58(4):1021–1064, 1986.
- [20] K. A. Olive. The quark-hadron transition in cosmology and astrophysics. *Science*, 251(4998):1194–1199, 1991. DOI:10.1126/science.251.4998.1194.
- [21] E. W. Kolb and M. S. Turner. *The early universe*. Addison-Wesley, Redwood City, 1990.
- [22] J. Takahashi. *Comunicação Particular*.
- [23] J. Kapusta. Quantum chromodynamics at high temperature. *Nucl. Phys B*, 148:461–498, 1979.
- [24] J. Adams et al (STAR Collaboration). Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys A*, 757:102–183, 2005.
- [25] R. Sahoo. *Transverse energy measurements and fluctuation studies in ultra-relativistic heavy ion collisions*. PhD thesis, Utkal University, April 2007.

- [26] M. Matsui and H Satz. $J\psi$ suppression by quark-gluon plasma formation. *Phys. Lett. B*, 178:416–422, 1986.
- [27] M. C. B. Sánchez. *Charged hadron spectra in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*. PhD thesis, Yale University, December 2001.
- [28] B. I. B. Abelev. *Multi-strange baryon correlations at RHIC*. PhD thesis, Yale University, May 2007.
- [29] J. Rafelski and B. Müller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 48(16):1066–1069, 1982.
- [30] P. Koch, B. Müller, and J. Rafelski. Strangeness in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rep.*, 142(4):167–262, 1986.
- [31] M. A. C. Lamont. *Neutral strange particle production in ultra-relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV*. PhD thesis, School of Physics and Astronomy. Faculty of Science at The University of Birmingham, January 2002.
- [32] E. Shuryak. Two-stage equilibration in high energy heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 68(22):3270–3272, 1992.
- [33] F. Antinori et al. Enhancement of hyperon production at central rapidity in 158 A GeV/c PbPb collisions. *J. Phys. G*, 32:427–441, 2006.
- [34] B. I. Abelev et al (STAR Collaboration). Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to p+p at $\sqrt{s} = 200$ GeV, 2007.

- [35] M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki. RHIC project overview. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 499:235–244, 2003.
- [36] M. Bai et al. RHIC beam instrumentation. *Nucl. Inst. Meth. A*, 499:372–387, 2003.
- [37] J. Lajoie (PHENIX collaboration). Strangeness at RHIC: the PHENIX perspective. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 27:645–649, 2001.
- [38] B.B. Back et al (PHOBOS collaboration). The PHOBOS experiment at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 661:690–693, 1999.
- [39] M. Adamczyk et al (BRAHMS collaboration). The BRAHMS experiment at RHIC. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 499:437–468, 1999.
- [40] http://www.bnl.gov/rhic/RHIC_complex.htm.
- [41] J. Speltz. *Caractérisation d'un état dense de quarks et de gluons grâce aux fonctions d'excitation des hypérons multi-étranges mesurées avec l'expérience STAR au RHIC*. PhD thesis, Université Louis Pasteur, França, 2006.
- [42] A. Ljubicic Jr. et al. The STAR experiment's data acquisition system. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47(2):99–102, 2000.
- [43] C. Adler et al. The RHIC zero degree calorimeters. *Nucl. Inst. Meth. A*, 470:488–499, 2001.
- [44] K. H. Ackermann et al (STAR Collaboration). STAR detector overview. *Nucl. Instr. Meth. A*, 499:624–632, 2003.
- [45] F. S. Bieser et al. The STAR trigger. *Nucl. Inst. Meth. A*, 499:766–777, 2003.

- [46] M. Anderson et al. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nucl. Inst. Meth. A*, 499:659–678, 2003.
- [47] J. H. Thomas. A TPC for measuring high multiplicity events at RHIC. *Nucl. Inst. Meth. A*, 478:166–169, 2002.
- [48] R. Bellwied et al. The STAR silicon vertex tracker: a large area silicon drift detector. *Nucl. Inst. Meth. A*, 499:640–651, 2003.
- [49] L. Arnold et al. The STAR silicon strip detector (SSD). *Nucl. Inst. Meth. A*, 499:652–658, 2003.
- [50] J. Takahashi. *Desenvolvimento e aplicação de um novo tipo de detector, Silicon Drift Detector, para o projeto STAR*. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1998.
- [51] T. Schülein, R. Terborg, and M. Rohde. Advances in technology and application of silicon drift detectors. *Microscopy and Microanalysis*, 11:460–461, 2005.
- [52] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*, chapter 13: Other solid-state detectors, pages 444–480. John Wiley & Sons, Republic of Singapore, second edition, 1989.
- [53] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz, and M. Regler. *Data analysis techniques for high-energy physics experiments*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [54] B. I. Abelev et al (STAR Collaboration). Systematic measurements of identified particle spectra in pp, d-Au and Au-Au collisions from STAR. Unpublished, August 2007.

- [55] R. J. Glauber. *Lectures in Theoretical Physics*, volume 1. Inter-Science Publishers, New York, 1958.
- [56] K. Adcox et al. Centrality dependence of the high p_t charged hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Lett. B*, 561:82–92, 2003.
- [57] A. J. Baltz, C. Chasman, and S. N. White. Correlated forward-backward dissociation and neutron spectra as a luminosity monitor in heavy ion collider. *Nucl. Instr. Meth. A*, 417:1–8, 1998.
- [58] I. G. Bearden et al. Charged particle densities from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Lett. B*, 523:227–233, 2001.
- [59] B.B. Back (PHOBOS Collaboration). Comparison of the total charged-particle multiplicity in high-energy heavy ion collisions with e^+e^- and $pp/\bar{p} - p$ data, 2003.
- [60] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions, 2007.
- [61] P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies, 2001.
- [62] H. Bichsel. A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors. *Nucl. Inst. Meth. A*, 562:154–197, 2006.
- [63] M. Heinz. *Neutral strange particle production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and pentaquark searches with STAR at RHIC*. PhD thesis, University of Bern, 2005.

- [64] J. Faivre. *Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV avec l'expérience STAR au RHIC.* PhD thesis, Université Louis Pasteur, França, 2004.
- [65] W. G. Gong. The STAR-TPC Slow Simulator. STAR Note 197, February 1995.
- [66] J. Adams et al (STAR Collaboration). K(892)* resonance production in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. C*, 71:064902, 2005.
- [67] J. Adams et al (STAR Collaboration). Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Lett. B*, 637:161–169, 2006.
- [68] J. Adams (STAR Collaboration). Scaling properties of hyperon production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98:062301, 2007.
- [69] J. Takahashi. Energy and system size dependence of strangeness production from SPS to RHIC. *J. Phys. G: Nucl Part. Phys. G*, 35:1–5, 2008.
- [70] I. Foster. A grade, computação por toda parte. *Scientific American Brasil*, 12, 2003.
- [71] R. A. Johnson e D. W. Wichern. *Applied multivariate statistical analysis.* Pearson Education, Prentice Hall, United States, sixth edition, 2007.