**Universidade de São Paulo
Instituto de Física**

***Estudo da produção de estranheza em colisões
entre íons pesados relativísticos a $\sqrt{s_{nn}} = 62.4\text{GeV}$
de energia***

Karin Silvia Franzoni Fornazier Guimarães

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

**Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto
de Física para a obtenção do título de Mestre em
Ciências**

Comissão Examinadora:

**Profa. Dra. Emi Márcia Takagui – IFUSP
Prof. Dr. Marcelo Chiapparini - UERJ
Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz – IFUSP**

**São Paulo
2007**

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Guimarães, Karin Silva Franzoni Fornazier

Estudo da produção de estranheza em colisões de
íons pesados relativísticos a 62.4 GeV - São Paulo 2007.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física de altas energias; 2. Estranheza;
3. Plasma de Quarks e Glúons.

USP/IF/SBI-065/2007

*Do meu pai, meu
irmão, meu marido
e meu filho.*

Agradecimentos

“Escrevo-te em desordem, bem sei. Mas é como vivo.

“Eu só trabalho com achados e perdidos.”

Clarice Lispector (1925-1977)

A realização deste trabalho só foi possível graças a instituições de pesquisa e de fomento, como o Laboratório Nacional de Brookhaven e a CAPES. Agradeço aos responsáveis do primeiro pela oportunidade de trabalho, pela hospitalidade, pela ajuda e por todo o processo de troca de informação e crescimento. Agradeço aos responsáveis da CAPES que através de seu trabalho continuam creditando à pesquisa brasileira a oportunidade de manter-se viva.

Este trabalho só foi finalizado também graças à contribuição de maneira direta e indireta de pessoas maravilhosas com quem tive o prazer de dividir todos os momentos, tenham sido eles difíceis ou não, neste processo contínuo, de se achar e se perder, que é o crescimento do conhecimento.

Agradeço ao professor Alejandro Szanto de Toledo pela oportunidade a mim oferecida de trabalhar em seu grupo, bem como por sua paciência e generosidade ao lidar com todas as minhas questões, pessoais e profissionais, dando-me assim a oportunidade de desfrutar não só da experiência de um grande pesquisador, mas também de sua vivência, demonstrando ser um homem que cultiva bons princípios, cujas qualidades refletem no grupo que coordena. Agradeço também o carinho, a generosidade e o apoio a mim conferidos pela professora Eloísa Madeira Szanto, que em um mundo ainda sedento por desunir, consegue como ninguém praticar o oposto.

Agradeço especialmente ao meu orientador, professor Marcelo Gameiro Munhoz, que confiou e acreditou em meu trabalho. Obviamente isto lhe custou a paciência, a resignação e, porque não, muito, mas muito trabalho. Desnecessário dizer que sua experiência, como pesquisador e como professor, foram extremamente úteis e compensadoras, mais precisamente nas discussões finais deste trabalho. Mas é extremamente necessário ressaltar que, parafraseando Clarice Lispector, neste trabalho, perdi a inocência de quem “enxerga” a Física, encontrando o caminho de como realmente “ver” a Ciência. E meu orientador teve papel fundamental neste crescimento.

Outros professores também contribuíram neste processo de “achar e perder”, de maneira indireta, mas não menos impactante. Um deles foi o professor Luís Carlos de Menezes que por sua capacidade ímpar de estimular e apoiar todo e qualquer projeto paralelo que um aluno desenvolva, permitiu que eu encontrasse caminhos alternativos aos empecilhos que normalmente aparecem nesse trajeto. Foi seu apoio ao meu estudo da questão do gênero na pesquisa nuclear brasileira que me permitiu que entrasse em contato com outra figura importante, a da professora Marília Caldas. O encontro com essa pessoa maravilhosa em maio de 2005 permitiu que conhecesse pesquisadoras não só preocupadas com as questões de gênero, mas decididamente empenhadas em mudar o meio em que vivemos. Desse empenho, a quem devo agradecer também a Professora Márcia Barbosa da UFRGS, veio o encontro com caminho que me levou a Brookhaven

em maio de 2006. Não há meios de agradecer quem de maneira tão generosamente despretentosa interferiu em minha vida tão positivamente. À vocês, o meu eterno agradecimento.

I want to thank with very gratitude the professors who made my time in BNL the most amazing experience: Professor Dr Rene Bellwied, Professor Dr Helen Caines and professor Dr Spyros Margettis. Thank you for your help and opportunity.

I would like to say a special “thank you” to Doctor Mark Heinz for your help, not only as a good “shift leader”, but for all the good discussions about SVT. Also I dedicate a special thanking to Doctor Matt Lamont, for the kindness of helping me in my analysis.

And, of course, a very special thanking to my friends: Pavel Jackl, Monika Sharma and Pawan Netrakanti. My experience in BNL was so great and amazing because of you, of your spontaneous hospitality, generosity and kindness. Be sure that I miss you all a lot.

Je remercie Magali Estienne d’avoir bonté et aider dans ce travail.

Durante este trabalho, dado a minha inexperiência, fui obrigada a perder muito de mim mesma, mas, de certa forma, também perdi o que não me era de fato necessário. E durante esse processo de perda, encontrei dois grandes amigos, a quem devo não só o reencontro comigo mesma, mas principalmente a ajuda no processo de me reconstruir. Devo a eles ainda uma nova oportunidade de trabalho. Sendo assim, agradeço ao Professor Alexandre Suaide todo o apoio e oportunidade manifestadas na sua maneira clara de agir e de pensar, independentemente da opinião de terceiros. Sua ajuda foi vital para a conclusão deste trabalho. Vital não só para o término, mas principalmente para a continuidade deste, foi o apoio da Dra Márcia Maria de Moura que, através de sua experiência e de sua incorrigível insistência, me fizeram acreditar e permanecer nesse caminho. Devo aos dois a recuperação da confiança na minha capacidade profissional. A vocês agradeço realmente por tudo o que fizeram. Vocês foram e são importantes para mim e para minha vida acadêmica.

Não necessariamente terminamos onde começamos, mas a minha gratidão, amizade e admiração estarão sempre dedicadas ao Professor Olácio Dietzsch, que abriu as portas de seu laboratório para que eu pudesse iniciar meus estudos em física de altas energias. Agradeço também a Professora Emi Márcia Takagui por sua orientação no começo da minha vida profissional e aos amigos que fiz no Laboratório de Instrumentação e Partículas: Ricardo Menegasso, Eduardo Machione, Marco Leite, Edineusa Almeida e César Luís da Silva. A vocês, muito obrigada por tudo.

Quero também agradecer aos amigos que tornaram meus dias mais alegres, os congressos produtivos e inesquecíveis. Agradeço a Jessica Curado por sua companhia em toda a graduação e pós-graduação no IF, por seu carinho, dedicação, ajuda e principalmente, amizade. Agradeço ao Mauro Rogério Cosentino, não só pela agradável companhia, e a de sua esposa, em BNL, mas também pela contribuição na discussão sobre os erros sistemáticos. Pode ter certeza, sua ajuda foi muito importante.

Agradeço aos amigos Julian Shorto, David Monteiro, Suene Bernardes, Elisângela Benjamin, Lubianka Ferrari (ITA-SP), David Fogaça, Diogo Tridapalli, Patrícia Rebello (depois de Copacabana, nunca mais fui a mesma), Roberto Parra (sim, você também!), Silvana Fortes, Florence Catarina, Dennis Toufen, Paula Allegro, Kelly

Pires, Viviane Morcelle, Edimilson Almeida e Renato Didi Negrão. A todos vocês, obrigada pela atenção, carinho e principalmente, por terem me ajudado a encontrar uma maneira mais suave de sorrir.

Agradeço a minha família inicial: minha mãe, meu pai e meu irmão. A vocês, obrigada por encontrá-los sempre com os braços abertos. O colo e o carinho foram importantes nos meus momentos de fraqueza...que foram muitos.

E quero agradecer aquele que tem sido sempre o grande companheiro, o grande amigo. Grande em todas as atitudes, grande na maneira de pensar e ver o mundo. Grande em seu otimismo, grande em sua esperança e grande em seu amor. Aquele a quem sempre pude recorrer desde que o encontrei, cujo dia declarei finalmente morte a minha solidão. Aquele que me ajudou a amputar a minha terceira perna e me ensinou a andar só com duas. A você, Ed, toda a minha gratidão, amor e tudo de bom que consegui aprender. Sem você eu teria me perdido pra sempre. Sem você, eu não teria saído do lugar... E não teria chegado aonde cheguei.

Agradeço também a você, Ettore, por ter vindo ao mundo.

Resumo

O principal objetivo deste trabalho foi obter a produção das partículas estranhas K^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões entre íons pesados relativísticos para $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, bem como estudar o comportamento sistemático dessa produção em função da energia. Para isso, utilizamos os dados provenientes da colisão de íons pesados relativísticos obtidos pelo experimento STAR do RHIC. O objetivo deste trabalho também foi o de estudar dois estágios específicos da evolução do *fireball* formado nessas colisões: os chamados *freeze-out* químico e térmico. Estes estágios (ou fases) foram estudadas a partir das razões entre diversas partículas e da distribuição de momento transversal das mesmas, comparando os resultados com previsões e ajustes de modelos térmicos, a fim de avaliar possíveis efeitos da formação de um Plasma de Quarks e Gluons (QGP) em equilíbrio térmico sobre os hádrons medidos pelo experimento.

O *freeze-out* químico foi estudado a partir das razões entre abundâncias de partículas produzidas na colisão, que foram comparadas a ajustes de um modelo térmico que trata o *fireball* como um gás de hádrons em equilíbrio (THERMUS) e aos resultados de um modelo que não assume esse equilíbrio (SHM). Com essa abordagem, verificamos que o modelo THERMUS ajusta bem os dados experimentais para uma ampla faixa de energias de colisão, principalmente para 62.4 GeV. Os parâmetros termodinâmicos obtidos foram estudados em função da energia para verificarmos se há um comportamento suave do sistema ou mudanças abruptas. O estudo indicou que esse comportamento é suave com a energia. Ainda neste estudo do *freeze-out* químico, comparamos os resultados do modelo THERMUS com os resultados do modelo que considera o não – equilíbrio químico, o SHM. Nesta comparação, a razão K^+/π^+ apresentou um comportamento interessante, sugerindo que a energias mais baixas o sistema se comporta conforme a prescrição do modelo SHM, enquanto que o modelo que considera o *fireball* como um gás de hádrons em equilíbrio, novamente, demonstrou melhor compatibilidade a energias mais altas, reafirmando aqui a indicação de uma possível formação de um sistema termalizado.

O *freeze-out* cinético/térmico foi estudado com os espectros de momento transversal, considerando um modelo fenomenológico inspirado na hidrodinâmica. Os resultados mostram que eventos mais centrais apresentam uma velocidade de expansão maior e uma temperatura menor, condizente com uma fonte que tem um gradiente de pressão maior. Também foi observado que a partícula Λ apresenta sempre uma temperatura maior que as outras partículas (p , π , K) indicando um desacoplamento anterior dessas partículas em relação às outras.

Finalmente, estudamos a utilização do SVT para a reconstrução de V0s, procurando compreender a maneira correta de se utilizar este detector na análise. Os resultados mostram que a utilização desse detector pode levar a uma melhora na eficiência e na pureza durante a reconstrução dessas partículas.

Abstract

The main goal of this work was to measure the production of the singly strange particles, such as K^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, inserting these results in a systematic energy scan study. The data were obtained from the STAR detector, one of the RHIC experiments. In addition, we have used the particle production in these collision to study two specific stages of the fireball evolution: the chemical and kinetic freeze-outs. These two stages were studied comparing the ratio between different particles (strange or not) and also the transverse momentum distribution with thermal models fits in order to check possible effects of equilibrated Quark Gluon Plasma (QGP) in the hadron production.

The chemical freeze-out was studied comparing the ratios between particles produced in the collision with two different thermal models: one which assumes a equilibrated hadron gas (THERMUS) and another one which assumes a possible non-equilibrated system (SHM). The experimental data were well described by the THERMUS model fit in a great range of energy collisions, mainly at 62.4 GeV. The thermodynamic parameters had been studied as function of the energy in order to verify if it has a smooth or abrupt behavior. The result indicated that this behavior is very smooth with energy. We also compared these results with SHM's predictions and, in this comparison, the ratio K^+/π^+ presented an interesting behavior, suggesting that at low energies the fireball consists of a non-equilibrated system, such as described by SHM model, whereas the model that considers the fireball as a equilibrated hadron gas.

The kinetic freeze-out was studied with the transverse momentum spectra using a hydrodynamics inspired model. The results indicate that for the most central events there is a higher expanding velocity and a lower freeze-out temperature. It was also observed that for the Λ particle, the freeze-out temperature is higher than the one for other particles (π , K, p) indicating an earlier decoupling of these particles from the fireball.

Finally, we have studied the inclusion for the SVT in the V0 reconstruction analysis, trying to optimize this detector usage in the analysis. The results show that the inclusion of this detector in the analysis can improve the efficiency and purity of the V0 reconstruction in the STAR experiment.

Índice

Capítulo 1

<i>1. Introdução</i>	<i>1</i>
<i>1.1 Breve Histórico do estudo de partículas elementares</i>	<i>2</i>
• <i>1.1.2 Partículas Estranhas</i>	<i>2</i>
• <i>1.1.3 Simetrias e o modelo Eightfold Way</i>	<i>4</i>
• <i>1.1.4 Modelo de Quarks</i>	<i>5</i>
• <i>1.1.5 Cores</i>	<i>6</i>
• <i>1.1.6 As gerações de quarks</i>	<i>6</i>
• <i>1.1.7 O Modelo Padrão</i>	<i>7</i>
• <i>1.1.8 A Matéria nuclear sob condições extremas</i>	<i>8</i>
<i>1.2. A Cromodinâmica Quântica</i>	<i>9</i>
• <i>1.2.1 A Liberdade Assintótica</i>	<i>9</i>
<i>1.3. Confinamento dos Quarks</i>	<i>10</i>
<i>1.4 Quebra da Simetria Quiral</i>	<i>12</i>
<i>1.5 QCD Perturbativa e o Plasma de Quarks e Glúons</i>	<i>12</i>

Capítulo 2- Colisões de íons pesados relativísticos

<i>2. Programas Experimentais</i>	<i>15</i>
<i>2.1 A evolução espaço-temporal da colisão</i>	<i>16</i>
• <i>2.1.1 O Freeze-out Químico</i>	<i>17</i>
• <i>2.1.2 O Freeze-out cinético</i>	<i>18</i>

<i>2.2 Assinaturas do Plasma de Quarks e Glúons</i>	<i>20</i>
• <i>2.2.1 Aumento na produção de estranheza</i>	<i>22</i>
• <i>2.2.2 Produção de estranheza no gás de hádrons</i>	<i>20</i>
• <i>2.2.3 Produção de Estranheza no Plasma de Quarks e Glúons</i>	<i>21</i>
• <i>2.2.4 Evidências experimentais da formação do QGP a partir da produção de estranheza</i>	<i>22</i>

Capítulo 3 Modelos Teóricos

<i>3.1 Modelos Microscópicos</i>	<i>27</i>
• <i>3.1.1 Fase de Pré-Equilíbrio</i>	<i>27</i>
• <i>3.1.2 Fase de Gás de Hádrons</i>	<i>27</i>
<i>3.2 Modelos Estatísticos</i>	<i>28</i>
• <i>3.2.1 Modelos Térmicos que consideram apenas um gás de hádrons em equilíbrio termodinâmico</i>	<i>29</i>
• <i>3.2.2 Modelos Térmicos que não consideram o equilíbrio termodinâmico</i>	<i>31</i>
• <i>3.2.3 Comparação entre os modelos</i>	<i>34</i>

Capítulo 4 Descrição Experimental

<i>4.1 O Acelerador RHIC</i>	<i>35</i>
<i>4.2 Detectores</i>	<i>37</i>
• <i>4.2.1 BRAHMS</i>	<i>37</i>
• <i>4.2.2 PHOBOS</i>	<i>37</i>
• <i>4.2.3 PHENIX</i>	<i>37</i>
<i>4.3 Detector STAR</i>	<i>39</i>

• 4.3.1 Detectores de Trigger	39
• 4.3.2 Zero Degree Calorimeter (ZDC)	40
• 4.3.3 O Central Trigger Barrel (CTB) e os Beam-Beam Counters (BBC)	40
• 4.3.4 Forward Pion Detector (FPD)	40
• 4.3.5 O Calorímetro Eletromagnético (EMC)	40
• 4.3.6 Forward Time Projection Chamber (FTPC)	41
• 4.3.7 Time of Flight Patch Detector (ToFp)	41
• 4.3.8 Time Projection Chamber (TPC)	42
• 4.3.9 Detector SVT (Silicon Vertex Tracker)	44
• 4.3.10 O Sistema de Trigger do STAR	46

Capítulo 5 Redução dos Dados Brutos

5.1 Determinação dos Pontos de Trajetórias	49
• 5.1.1 Correções na posição dos pontos de trajetórias	51
5.2 Determinação das trajetórias de partículas	52
5.3 O Filtro Kalman	55
5.4 Reconstrução do Vértice Primário	55
5.5 Ajuste da trajetória acrescentando o vértice primário	56
5.6 Domínio das centralidades estudadas	56

Capítulo 6 Análise dos Dados

6.1 Reconstrução do V0	59
6.2 Otimização de cortes (cut tunning)	61

<i>6.3 Determinação do espectro de massa invariante</i>	<i>67</i>
<i>6.4 Contagem do número de partículas detectadas</i>	<i>74</i>
• <i>6.4.1 Primeiro método para a extração do sinal</i>	<i>74</i>
• <i>6.4.2 Segundo método para a extração do sinal</i>	<i>81</i>
• <i>6.4.3 Determinação do método a ser adotado</i>	<i>88</i>
<i>6.5 Correção do número de partículas: número de partículas detectadas X número de partículas produzidas na colisão</i>	<i>88</i>
• <i>6.5.1 O Processo de Embedding</i>	<i>89</i>
• <i>6.5.2 Propagação das partículas simuladas com o GEANT</i>	<i>89</i>
• <i>6.5.3 Correção da Aceitância e Eficiência de reconstrução</i>	<i>90</i>
• <i>6.5.4 Correção Total</i>	<i>93</i>

Capítulo 7 Resultados Experimentais

<i>7.1 Espectros de Momento Transversal</i>	<i>95</i>
<i>7.2 Extração da abundância de partículas produzidas (dN/dy)</i>	<i>98</i>
• <i>7.2.1 Ajustes utilizados: Função Exponencial</i>	<i>98</i>
• <i>7.2.2 Ajustes utilizados: Função de Boltzmann</i>	<i>101</i>
• <i>7.2.3 Determinação de erros sistemáticos</i>	<i>104</i>
<i>7.3 Produção da Estranheza em função da energia e centralidade</i>	<i>106</i>
<i>7.4 Razões entre Partículas em função da energia e centralidade</i>	<i>108</i>

Capítulo 8 Interpretação e Discussão dos Dados

<i>8.1 Introdução</i>	<i>113</i>
<i>8.2 Freeze-out Químico</i>	<i>113</i>

• 8.2.1 Ajuste dos dados com o Modelo THERMUS	113
• 8.2.2 Função de excitação dos parâmetros termodinâmicos	118
• 8.2.3 Comparação entre modelos que assumem o equilíbrio químico	121
• 8.2.4 Comparação com um modelo de não-equilíbrio químico	126
8.3 Freeze-out Térmico	130

Capítulo 9 Perspectivas: reconstrução de V_0 com o SVT

9.1 Motivação para a utilização do SVT	135
9.2 Simulação do desempenho do SVT	136
9.3 Estudo do desempenho do SVT na reconstrução de V_0	137
• 9.3.1 Introdução	137
• 9.3.2 Dados simulados inseridos em dados reais	137
9.4 Perspectivas	143

Capítulo 10 Conclusões

10 Conclusões e Perspectivas	145
------------------------------	-----

Apêndice A Modelo de Glauber

A.1 Introdução	149
A.2 Teoria de Glauber – uma breve descrição	150
• A.2.1 Representação do Núcleo	150
• A.2.2 Modelo de Glauber Óptico	151
A.3 Cálculo de Monte Carlo	155

<i>A.4 Estimativa das incertezas</i>	<i>156</i>
--------------------------------------	------------

Apêndice B Terminologia e elementos de cinemática

<i>B1. Massa transversal e rapidez</i>	<i>158</i>
--	------------

<i>B2. Seção de Choque total e parâmetro inverso de forma</i>	<i>159</i>
---	------------

<i>Referências</i>	<i>162</i>
--------------------	------------

Capítulo 1

1-2 *Piqué arabesque with right foot, arms in 3.th arabesque*

3-4 *Susou*

5-6 *Step and tan-fœtté with left foot, with fondué*

7-8 *Pas de bourré*

La Sylphide 1832

Introdução

Um dos principais objetivos da física de altas energias é explorar o comportamento da matéria nuclear em condições extremas de temperatura e densidade de energia [1, 2, 3]. Segundo a teoria da cromodinâmica quântica (*Quantum Chromodynamics* – QCD), espera-se que nessas condições ocorra uma transição da fase hadrônica para uma fase de “Plasma de Quarks e Glúons” (QGP, *Quark Gluon Plasma*) [3, 4, 5]. Experimentalmente, acredita-se que tal transição ocorra em colisões entre íons pesados relativísticos, pois se deve atingir a densidade de energia necessária para o favorecimento desse fenômeno. Os resultados experimentais obtidos, especialmente nos últimos três anos, demonstraram que foi possível chegar aos valores de densidade de energia previstos pela QCD de rede para a ocorrência da formação do QGP e que o estágio que precede a hadronização se comporta de maneira muito similar a de um fluido.

O objetivo deste trabalho é o estudo da produção de partículas neutras com estranheza unitária ($K_0, \Lambda, \bar{\Lambda}$) a partir de colisões entre íons de *Au* com uma energia de colisão de $\sqrt{s_{nn}} = 62.4$ GeV. Neste estudo, foram utilizados dados do experimento STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) do acelerador RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*). O interesse na produção de partículas estranhas em colisões entre íons pesados se deve a diversos trabalhos que apontaram a propriedade de estranheza como uma possível assinatura na formação do chamado QGP [6, 7]. Uma identificação inequívoca desse novo estado da matéria é possível somente com estudos sistemáticos das colisões entre íons pesados. A energia de colisão estudada neste trabalho corresponde a um valor intermediário entre as energias do acelerador SPS (CERN) e o acelerador RHIC (BNL), complementando os estudos sistemáticos de energia que vêm sendo realizados pelos vários experimentos.

A dissertação se inicia com uma introdução histórica do estudo da produção de partículas em colisões hadrônicas e nucleares, bem como uma breve descrição do modelo padrão. O capítulo seguinte cita os vários programas experimentais de colisões entre íons pesados a energias relativísticas e descreve de maneira qualitativa a evolução dessas colisões, com seus conceitos e características básicas, incluindo o cenário do QGP e descrevendo o papel da estranheza na sua identificação. O capítulo 3 apresenta a descrição de alguns modelos teóricos utilizados para a compreensão da produção de partículas nesse nível de energia. Já no capítulo 4, descreve-se o experimento utilizado para a extração dos dados, o *Solenoidal Tracker At Rhic* (STAR), com maior detalhamento de dois dos seus principais detectores: o *Time Projection Chamber* (TPC) e o *Silicon Vertex Tracker* (SVT). O capítulo 5 descreve o procedimento de reconstrução dos eventos adquiridos, enquanto o capítulo 6 trata dos procedimentos utilizados neste trabalho para a reconstrução das partículas estranhas neutras. Os

resultados dessa análise são mostrados no capítulo 7, com as distribuições de momento transversal, os ajustes realizados para a extração do sinal total e seus resultados. No capítulo 8 são mostradas várias comparações dos resultados experimentais com cálculos e ajustes de modelos teóricos a fim de se extrair informações sobre as características do sistema formado no *freeze-out*. O capítulo 9 descreve o estudo realizado com o SVT para possibilitar a utilização do mesmo em análises futuras. E, finalmente, o capítulo 10 apresenta de maneira sucinta as conclusões deste trabalho.

1.1 Breve Histórico do estudo de partículas elementares

A primeira partícula fundamental a ser encontrada foi o elétron [8]. J. J. Thompson, utilizando experimentos com tubos de raios catódicos, estabeleceu a razão entre a massa e a carga do elétron. Assim, no começo de 1896, os raios α , β , γ foram descobertos e estudados por Becquerel, os Curies, Rutherford, Thompson e seus colaboradores. Enquanto os raios β logo se revelaram compostos por elétrons e os raios α de núcleos de hélio, a radiação eletromagnética que se manifesta como raio γ só foi comprovada em 1914 [9, 10, 11].

No ano de 1910, o modelo nuclear de Rutherford e a teoria quântica do átomo de Bohr estavam em desenvolvimento. Em 1920 havia uma intensa vontade e empenho no entendimento do núcleo atômico e em 1925 Goudsmit e Uhlenbeck atribuíram um momento angular intrínseco (spin) ao elétron. Dois anos depois, Denninson encontrou o mesmo spin para o próton. Durante uma década acreditou-se que o núcleo era formado por prótons e elétrons. Apenas em 1932 o nêutron foi descoberto por Chadwick [9,12].

Nos anos 30, os físicos concordavam que havia três constituintes fundamentais da matéria: o elétron, o próton, e o nêutron. Mas muitas perguntas permaneciam em aberto: Qual era a natureza da força forte que mantém o núcleo unido? Por que o espectro do decaimento β era contínuo? As anti-partículas previstas pela teoria de Dirac existiam? Cada questão foi esclarecida, eventualmente, pela descoberta de partículas novas. Em 1932, Anderson [9, 10,13] descobriu o pósitron, mas nem todos acreditaram imediatamente que era o anti-elétron. Para explicar o espectro contínuo do decaimento β , Pauli [9, 14] propôs uma partícula fundamental nova, o neutrino. A observação direta dos neutrinos ocorreria somente anos mais tarde, mas durante este tempo, Fermi [9,15] desenvolveu a teoria do decaimento β (1933-34), usando explicitamente neutrinos e propondo as interações fracas. No mesmo período, Yukawa [9, 16] propôs a teoria da interação nuclear forte e a partícula pión (π), cuja troca entre núcleons seria responsável pela existência dessa força. A descrição da descoberta desta partícula e de outras será detalhada na próxima seção.

1.1.2 Partículas Estranhas

Em dezembro de 1947, Rochester e Butter [9, 11, 17] publicaram duas fotografias (figura 1.1) de uma câmara de Wilson, obtidas em experiências com raios cósmicos, onde se observou um curioso fenômeno: a formação de um “V” que, posteriormente, foi identificado como o decaimento de uma partícula neutra. As trajetórias que compunham este “V” foram logo identificadas como sendo um π^+ e π^- e, a partir da reconstrução cinemática, foi identificada a massa de 500 MeV para a então chamada partícula V^0 . A outra fotografia mostrava o decaimento de uma partícula carregada em um múon [9, 11, 18] e em um neutrino. Era sabido que o pión apresentava este tipo de decaimento.

Porém, a reconstrução cinemática demonstrou que a massa encontrada não correspondia à massa de um pión.

Essas duas fotografias apresentaram um novo panorama para o estudo da física de partículas: era encontrada uma partícula com uma massa próxima a 500 MeV que poderia ou não ter carga elétrica.

Figura 1.1: Fotografias publicadas por Rochester e Butter [10]

Posteriormente, em **1949**, foi identificado o tipo de decaimento ocorrido nessas fotografias:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (A)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \quad (B)$$

Em 1950, o grupo de Armenteros e colaboradores, em Caltech, anunciaram a observação de outra partícula neutra que decaía num próton e num π^- . Essa nova partícula foi chamada de **Lambda** (Λ), possuindo uma massa de, aproximadamente, 1200 MeV [9, 11, 19,20].

Essas partículas foram denominadas de “partículas estranhas”. É interessante lembrar que nessa época a classificação estava no início e até então possuía dois grupos: os **hádrons** – que eram sensíveis à interação forte- e os **léptons** – sensíveis à interação fraca. No grupo dos hádrons existia uma diferença entre os seus constituintes: os prótons e os nêutrons têm uma massa bastante superior à dos píons e, enquanto os primeiros têm spin $\frac{1}{2}$, os píons têm spin 0. Dessa forma o grupo dos hádrons foi subdividido entre **mésons** (píons e *kaons* - futuramente kaons) e **bárions** (lambdas, prótons e nêutrons).

No intuito de continuar o processo de classificação e compreensão da produção das partículas, foram desenvolvidos novos conceitos ou aprimorados os conceitos mais antigos. Entre eles, está o de “número quântico conservado”.

As partículas estranhas apresentavam um tempo de vida médio mais longo que o esperado pela interação forte. Tais partículas estranhas eram produzidas na colisão de raios cósmicos energéticos com os núcleos de oxigênio ou nitrogênio na atmosfera ou com os núcleos nas placas de chumbo utilizadas nas câmaras de Wilson para estudar as características das partículas cósmicas. Nessas reações, a interação forte possui o papel dominante. Se o decaimento das partículas estranhas for determinado igualmente pela interação forte, então a vida média dessas partículas deve ser da ordem de 10^{-23} s. No entanto, a experiência demonstrou que as partículas estranhas decaíam em um tempo

muito maior: 10^{-10} s. Assim, ganhou força a hipótese de que as partículas estranhas decaem por interação fraca. Mas, o que interfere nesse processo?

A resposta a essa indagação foi dada em 1953 por Gell-Mann e Nishijima [22,23]:

“As partículas elementares têm uma propriedade chamada **estranheza**, a qual é conservada nas interações fortes, mas contrariamente à carga elétrica e ao número bariônico não é conservada nas interações fracas.”

Surgia assim a propriedade da estranheza, oriunda da tentativa de explicar o comportamento das partículas estranhas e tentar agrupá-las de algum modo no processo classificatório do universo das partículas [9, 11, 21, 22,23].

1.1.3 Simetrias e o modelo Eightfold Way

Uma das maneiras de se obter alguma informação sobre as propriedades das partículas é a observação da conservação de alguma grandeza a partir do estudo de simetrias.

Após a criação e inclusão da estranheza como um número quântico a ser conservado, Gell-Mann ainda contribuiu um pouco mais neste processo de classificação das partículas. Em 1961, Gell-Mann introduziu um modelo chamado *eightfold way* [9, 11,24].

Este modelo foi uma tentativa de organizar os bárions e os mésons em grupos de 8 (octetos) a 10 (decupletos) partículas, de acordo com seu isospin (I, I_z) e com a estranheza (S) (figura 1.2).

Figura 1.2: classificação das partículas segundo modelo proposto por Gell-Mann [25].

O agrupamento em octetos e decupletos deve-se ao fato de Gell-Mann ter-se utilizado da família SU (3), família composta por oito e dez elementos. Tal grupo foi utilizado porque este permite considerar a estranheza e o isospin (pertencentes ao grupo SU (2)). Assim, no grupo SU (3), os multipletos fundamentais são os tripletos e as operações de simetria são realizadas por matrizes 3 x 3. Podemos perceber que os bárions agrupam-se em octetos e decupletos, enquanto que os mésons agrupam-se em apenas octetos. É interessante observar que as simetrias encontradas por Gell-Mann são aproximadas. Se o grupo SU (3) fosse uma simetria exata, então os membros de um mesmo multipletto deveriam ter a mesma massa (pois uns obtêm-se dos outros por simples rotação no espaço de isospin-estranheza), o que não acontece

experimentalmente. Em cada multipletos todas as partículas têm o mesmo spin, e a combinação de dois tripletos básicos do SU (3) resultam em octetos, e os decupletos só aparecem quando se associam a três tripletos.

Essa foi uma das chaves para a descoberta do modelo dos quarks, em 1964. A outra chave era a pergunta: será que os hádrons são indivisíveis? Se não, do que são compostos?

1.1.4 Modelo de Quarks*

Uma tentativa de sucesso para responder a essas questões foi o **Modelo de Quarks***. Esse modelo foi proposto por Gell-Mann e Zweig** [9, 11, 25, 26,27]. No modelo original, havia três quarks: o quark *u* (*up*), o quark *d* (*down*) e o quark *s* (*strange*); e seus respectivos anti-quarks: $\bar{u}, \bar{d}$ e $\bar{s}$, num total de seis constituintes elementares dos hádrons, que são férmions com spin $\frac{1}{2}$ e carga elétrica fracionária (em termos da carga do próton). O quark *u* tem carga $Q=2/3$ e os quarks *d* e o *s* tem carga $Q= -1/3$. Os três têm número bariônico $B=1/3$. A estranheza do quark *s* é $S= -1$, sendo nula para os outros dois. Os quarks *u* e *d* têm isospin $I = \frac{1}{2}$ e formam um dubleto, enquanto o terceiro quark tem isospin $I = 0$.

Os anti-quarks têm carga elétrica e a estranheza opostas aos respectivos quarks. Em termos do grupo de simetria SU (3), os quarks *u*, *d* e *s* formam um triplete básico. E esse modelo dos quarks estipula o seguinte:

1. *Todos os bárions são compostos por três quarks (e todos os anti-bárions compostos por três anti-quarks);*
2. *Todos os mésons são compostos por um quark e por um antiquark.*

De acordo com a teoria dos grupos, as 27 possibilidades resultantes da associação de tripletos básicos do SU (3) – cada um dos quarks é entendido como um triplete, pois pode existir em três estados diferentes, *u*, *d* e *s* – distribuem-se num decuplete, em dois octetos e em um singleto: $10 + 8 + 8 + 1 = 27$. O decuplete de SU (3) corresponde diretamente ao decuplete dos bárions de spin $3/2$. Os oito bárions de spin $\frac{1}{2}$ resultam de uma combinação linear dos dois octetos de SU (3). Finalmente, o singleto de SU (3) não tem correspondência na natureza.

No caso dos mésons- formados por um par quark-antiquark – temos que a partir da combinação dos quarks não é possível formar mais do que nove combinações. O que faz um noneto ser diferente do outro é o estado em que está o spin. As massas dos quarks são parâmetros do modelo, assim, os valores são escolhidos de forma que o modelo se ajuste à realidade. Mas, com apenas três parâmetros (m_u, m_d, m_s) e com os valores de energia de interação devida aos spins, é possível calcular o valor das massas de mais de uma centena de mésons e de bárions. É também possível calcular os momentos magnéticos dos hádrons, os quais dependem das massas e das cargas elétricas dos três quarks. Há exceções: bárions com $S= 0$ e $Q= -2$ e mésons de carga $+2$ ou estranheza -3 não podem existir. Por essa razão, essas partículas são chamadas exóticas [9, 10,13].

* A priori Gell-Mann havia pensado no termo *quirks* (que pode ser traduzido como algo peculiar), mas preferiu o termo quarks inspirado em um verso de James Joyce: “Three quarks for Muster Mark!” [10, 25,26].

** O físico americano George Zweig desenvolveu, na mesma época, um modelo semelhante ao Modelo de Quarks de Gell-Mann, porém denominou os tripletos de *aces* (ases) [25, 26].

1.1.5 Cores

O modelo de quarks, no entanto, violava o Princípio de exclusão de Pauli: “*duas partículas de spin semi-inteiro não podem ocupar simultaneamente o mesmo estado quântico.*” Para resolver este impasse, O. W. Greenberg propôs em 1964 a existência do estado de cor como propriedade dos quarks, podendo assim assumir três **cores**: vermelho, azul e verde (*red, blue, green* - r, b, g). Assim, com a criação desses novos números quânticos de cor e a associação destes aos anteriores (spin, sabor e carga elétrica) restaurou-se a validade do Princípio de Pauli, porém permitiu-se a existência de um número muito maior de hádrons. Para evitar esse excessivo aumento de hádrons, postulou-se: “*todas as partículas existentes na natureza têm cor nula*” ou “*todos os hádrons são singletos no espaço de cor*” [9, 28].

Essa teoria foi, num primeiro momento, vista com certo ceticismo, afinal, não havia evidência da presença dos quarks no interior do próton ou dos mésons. Aparentemente, seria fácil identificar experimentalmente essas partículas a partir da medida de carga elétrica dos produtos de colisões hadrônicas. Criou-se, então, o postulado do confinamento: quarks estão confinados no interior dos bárions e mésons, sendo impossível separá-los.

Experimentalmente, ocorreu também um desenvolvimento tecnológico que permitiu a verificação de algumas evidências da existência dos quarks. O objetivo era compreender como agia a interação forte. Sabia-se que esta lei universal poderia trazer informações sobre o interior dos átomos. A natureza da interação forte entre os quarks não estava ainda esclarecida, mas a evidência experimental de constituintes neutros no interior do próton ajudou na credibilidade do modelo. No final dos anos 60, com o desenvolvimento de aceleradores de partículas, os físicos estavam prontos para estudar colisões entre prótons. O acelerador construído em Stanford, na Califórnia, o *Stanford Linear Accelerator Collider* (SLAC) foi utilizado para o experimento que consistia em usar elétrons acelerados como projéteis para investigar a estrutura do próton. Caso o próton fosse uma partícula elementar, a colisão esperada seria uma colisão elástica. Surpreendentemente, o experimento revelou que os prótons eram como “sacolas com três centros rígidos” e a interação eletromagnética mostrava que esses centros possuíam cargas fracionárias, indicando que o próton possuía componentes [9, 11].

1.1.6 As gerações de quarks

O estudo da interação eletrofraca não foi esquecido. A perspectiva de unificação eletrofraca, sugerida em 1967-1968 por Weinberg e Salam [9, 11, 29, 30] na sequência dos trabalhos pioneiros de Schwinger e Glashow [9, 11, 31, 32, 33] encontrou apoio em 1973, quando da descoberta das correntes neutras, no CERN. Estas correntes são responsáveis pelo processo de interação fraca nas quais as partículas participantes não mudam de natureza. Nesta época eram conhecidos os seguintes processos fracos: o neutrino eletrônico transformava-se num elétron e o neutrino muônico transformava-se num múon. Mais tarde perceber-se-ia que a interação fraca é menos intensa porque a probabilidade de troca de uma partícula massiva, o Z^0 , é muito menor do que a probabilidade de troca de um objeto de massa nula, como o fóton. Se na interação entre léptons há troca, será que na interação entre quarks também não haveria algum tipo de troca? Foi com este questionamento que em 1963, o físico italiano N. Cabibbo [9, 11, 34], assumindo que o dubleto de quarks da interação fraca é (u, d) e aplicando o ângulo

de Cabibbo no estudo das correntes neutras também para o dubleto (d, s), percebeu que poderia existir um “companheiro” para o quark s. Glashow, Iliopoulos e Maiani, em 1970, denominaram este novo quark de “*charm*” [9, 11, 35].

Experimentalmente, a observação indireta do quark *charm* se deu na chamada “Revolução de Novembro”, em 1974, com a identificação da partícula J/ψ . O J foi primeiramente observado no Laboratório de Brookhaven pelo grupo chefiado por C. C. Ting no começo de 1974 [9, 11, 36,37]. No entanto, esta descoberta foi anunciada apenas em novembro do mesmo ano, juntamente com o anúncio da descoberta da partícula ψ , pelo grupo de Burton Richter no SLAC [11]. O J/ψ é um bóson eletricamente neutro com uma massa extremamente elevada e com um tempo de vida muito longo.

Em 1976, M. Perl e colaboradores do SPEAR [9, 38] descobriram um novo lépton: o lépton tau (τ). A hipótese adotada foi a de admitir a produção de um par $\tau^+\tau^-$, com o subsequente decaimento do lépton tau. O estudo da cinemática destes decaimentos conduziu a conclusão de que a massa do τ é 1784 MeV e admitiu-se a presença de um novo neutrino, o neutrino tau (ν_τ), bem como do seu respectivo anti-neutrino. Com a descoberta de um novo lépton carregado via-se a necessidade de traçar um paralelo com os quarks. Em 1977, L. Lederman [9, 39] concebeu uma experiência realizada no Fermilab, a qual evidenciou a existência de um quark, o beauty (ou bottom) (b). A experiência mediu as características dos pares de múons produzidos em colisões de prótons de 450 GeV acelerados no síncrotron do Fermilab. Lederman observou no espectro de massa dos pares de múons uma ressonância centrada na massa de 9.5 GeV, à qual apelidou de Y. Esse méson foi sem dificuldade interpretado como um sistema composto de um quark b e um anti-quark b. Em 1979 foi confirmado a existência de jatos de glúons [9, 40].

O quark beauty (ou bottom) é o quinto quark na lista das partículas fundamentais e para que se mantivesse a simetria com os léptons, supôs-se a existência de um sexto quark, o quark top (t). Ninguém duvidava de sua existência, que foi confirmada em 1995 nas experiências CDF e D0 no colisionador PP de 2 TeV, do Fermilab [9, 41, 42].

1.1.7 O Modelo Padrão

O modelo padrão (*Standard Model*) foi estabelecido entre 1970 e 1973 no intuito de organizar as leis fundamentais que regem tanto as partículas fermiônicas como as bosônicas. Um resumo da classificação das partículas fundamentais segundo esse modelo se encontra nas tabelas 1.1 e 1.2 [9, 43].

Nesse modelo, a teoria da interação eletrofraca é combinada com a teoria da cromodinâmica quântica (QCD). Na QCD, temos que, a pequenas distâncias, a constante de acoplamento efetiva decresce logarithmicamente, o que torna os quarks e glúons (bósons vetoriais de massa nula) acoplados. Além disso, a grandes distâncias, a constante de acoplamento efetiva torna-se forte, resultando no confinamento dos quarks e na quebra da simetria quiral. A QCD também prediz que há uma fase onde os quarks e os glúons não estão confinados em hádrons, o chamado Plasma de Quarks e Glúons. As próximas seções apresentam brevemente estes aspectos da teoria.

Quark	Símbolo	Spin	Carga	Número Bariônico	S	C	B	T	Massa (MeV)
Up	u	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	360
Down	d	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	360
Charm	c	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	+1	0	0	1500
Strange	s	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	540
Top	t	$\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	0	+1	174
Bottom	b	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	0	+1	0	5 GeV

Tabela 1.1: Classificação dos quarks, onde *S* refere-se à Estranheza, *C* ao Charm, *B* a Bottom e *T* a Top.

Partícula	Símbolo	Anti-Particle	Massa (MeV/c ²)	<i>L</i> (e)	<i>L</i> (muon)	<i>L</i> (tau)	Tempo de Vida (s)
Electron	e ⁻	e ⁺	0.5111	+1	0	0	Stable
Neutrino (Electron)	ν_e	$\bar{\nu}_e$	$<7 \cdot 10^{-6}$	+1	0	0	Stable
Muon	μ^-	μ^+	105.7	0	+1	0	2.20×10^{-6}
Neutrino (Muon)	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	< 0.27	0	+1	0	Stable
Tau	τ	$\bar{\tau}$	1777	0	0	0	2.96×10^{-13}
Neutrino (Tau)	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	< 31	0	0	+1	Stable

Tabela 1.2: classificação dos léptons.

1.1.8 A Matéria nuclear sob condições extremas

O estudo da matéria nuclear sob condições extremas foi o principal centro de interesse da física de interações fortes a altas energias. Seu nascimento se deu nos anos 50 com a pesquisa sob a compreensão da matéria nuclear e seus constituintes elementares. Em 1951, Pomeranchuk supôs que o tamanho finito dos hádrons implicava na existência de uma densidade crítica na qual a matéria nuclear não pode existir sob a forma de hádrons sugerindo assim a existência de um estado diferente da matéria até então observada [44]. Como mencionado anteriormente, foi somente em 1964 que a idéia de quarks surgiu, bem como o fato de que os quarks possuem carga de cor e de sabor. Em 1973, Gross, Wilczek e Politzer [45, 46] publicaram um trabalho apresentando uma propriedade fundamental da QCD: a liberdade assintótica. Esta última implica que a força forte entre os quarks aumenta em função da distância que os separa. O trabalho de T.D. Lee e de G.C. Wick em 1974 conduziu à modificação da estrutura de QCD e os estados da matéria nuclear [1]. Em maio de 1975, Collins e Perry previram que ao comprimir suficientemente a matéria nuclear os quarks deveriam estar livres [47]:

“Our basic picture then is that matter at densities higher than nuclear consists of a quark soup. The quarks become free at sufficiently high density. A specific realization is an asymptotically free field theory. For such a theory...high-density matter is the second situation where one expects to be able to make reliable calculations – the first is Bjorken scaling.”

Eles acreditam que este estado, do não confinamento dos quarks, deveria existir no centro das estrelas de nêutrons, nas primeiras etapas que se seguiram ao Big-Bang ou nos buracos negros. Quase simultaneamente, N. Cabibbo e G. Parisi previram que o aumento da temperatura de um sistema de hádrons acima de uma temperatura crítica deveria conduzir a uma mudança de estado de quarks livres. Eles foram os primeiros a propor uma representação simplificada do diagrama de fases da matéria nuclear [48].

Era necessário qualificar o novo estado não-confinado da matéria. O termo “*Quark-Gluon Plasma*” foi introduzido pela primeira vez por Shuryak [49] ao mesmo tempo em que as primeiras idéias sobre a evolução da colisão se firmavam:

“When the energy density (ε) exceeds some typical hadronic value ($\sim 1\text{GeV}/\text{fm}^3$), matter no longer consists of separate hadrons (protons, neutrons, etc), but as their fundamental constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or quark-gluon) plasma.”

1.2. A Cromodinâmica Quântica

1.2.1 A Liberdade Assintótica

A força nuclear forte agindo entre os quarks é descrita pela teoria da QCD, que é similar a teoria das interações eletromagnéticas ou Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics* – QED). A intensidade da força eletromagnética é dada pela constante de acoplamento entre os elétrons:

$$\alpha_{QED}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \left(\frac{\alpha_0}{3\pi}\right) \log\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right)} \quad (1.1)$$

onde m_e é a massa do elétron, Q é o momento transferido entre dois elétrons e $\alpha_0 = e^2/4\pi$ é a constante de estrutura fina. A grandes distâncias, o valor da constante de acoplamento efetiva é menor por causa do efeito da carga e alcança seu valor assintótico de $\alpha_0 = 1/137$ [11, 46, 50].

Similarmente, na QCD podemos acoplar um glúon entre os quarks, mas diferentemente da QED, podemos também acoplar este mesmo glúon a outros glúons, pois estes também carregam carga de cor. Utilizando a transferência de momento podemos, por exemplo, acoplar 2 quarks com momento quadri-vetor p_1 e p_2 com um glúon. Assim o momento transferido é definido por:

$$q^2 = -Q^2 = (p_2 + p_1)^2$$

e a constante de acoplamento da QCD pode ser escrita como:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2}{3}n_f\right) \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (1.2)$$

onde n_f é o número de sabores dos quarks e Λ_{QCD} é uma variável perturbativa que pode ser determinada experimentalmente. Quando temos $Q = \Lambda_{QCD}$, a constante de acoplamento torna-se infinita (ao redor de 200MeV). Da mesma forma, para valores altos de Q^2 , ou pequenas distâncias, a constante de acoplamento tende a zero e os quarks aparecem se movendo livremente. Essa propriedade é chamada de liberdade assintótica [9, 10, 11, 46, 50].

1.3. Confinamento dos Quarks

Para as baixas energias típicas da física nuclear (MeV), a interação eletromagnética tem seu comportamento descrito pela QED, sendo que a carga elétrica determina quão forte é essa interação e é definida como a constante de acoplamento da QED (expressão 1.1). No entanto, ao tentar realizar cálculos mais precisos de seções de choque de espalhamento entre partículas carregadas, obtinha-se resultados infinitos e este problema se tornava mais evidente quando se trabalhava com altas energias. Em 1949 foi incluída a renormalização, onde se redefinia alguns parâmetros, tais como carga e massa do elétron, tornando possível a obtenção de resultados finitos que coincidiam com grande precisão com os resultados experimentais. No entanto, nesse processo, tanto a carga quanto a massa tornam-se parâmetros livres, devendo assim ser determinados experimentalmente. A altas energias (ou pequenas distâncias) a massa do elétron pode ser desprezada. Portanto, nessa situação a teoria não teria escala de massa ou energia. Contudo, o formalismo da renormalização implicou na necessidade de introduzir uma escala de energia arbitrária. A invariância sob a escolha dessa escala de energia é descrita pela chamada “equação do grupo de renormalização”, introduzida em 1953 por A. Peter Mann e E. Stuckelberg e em 1954 por Gell-Mann e Francis Low. Dessa forma há uma dependência do valor da carga elétrica com a energia [51].

Para a QCD, foi proposto algo análogo à carga elétrica, sendo então criado o parâmetro g_s , onde o índice indica o tipo de força considerada (neste caso, *strong*), similar à carga elétrica:

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (1.3)$$

A essência da liberdade assintótica é a de que a interação forte é realmente intensa a baixas energias, tornando-se menos intensa, ou mais fraca, a altas energias. A característica chave da QCD que a diferencia da QED é a presença dos glúons que interagem entre si. Isso não acontece no caso da interação eletromagnética porque os fótons são neutros. A partir da liberdade assintótica foi possível a confirmação experimental da QCD como a teoria que descreve as interações entre quarks e glúons, sendo responsável pela ligação destes nos hádrons. O comportamento da constante de acoplamento da interação forte (expressão 1.2) para grandes distâncias resulta no confinamento dos quarks.

Assim a teoria de interações forte prediz o confinamento em hádrons de cor neutra para grandes distâncias e pequenos valores de Q^2 . Já para pequenas distâncias e grandes valores de Q^2 , entretanto, experimentos de *deep inelastic scattering* (DIS) – onde o elétron interage com o quark que está no interior do hádron – tem apresentado resultados satisfatórios no estudo da interação forte. Estes experimentos permitem obter as distribuições de momento de quarks e glúons no interior dos hádrons e proporcionam o conhecimento experimental das funções de distribuição de pártons (PDF).

Outra maneira de obtermos o confinamento é através do potencial entre os quarks que pode ser escrito como:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + kr \quad (1.4)$$

onde α_s é a constante de acoplamento da interação forte, k é uma constante cujo valor é de aproximadamente 1 GeV/fm e r é a distância entre os quarks. O termo $1/r$ determina o potencial a pequenas distâncias, onde a distribuição de glúons para um quark é radial, como mostra a figura 1.3. Para grandes distâncias, $r > 1 \text{ fm}$, o acoplamento entre os glúons cria linhas de campo de cor entre os quarks na forma de um tubo, conforme a figura 1.3. Dessa forma, o potencial a grandes distâncias aumenta linearmente com a separação dos quarks assim como a densidade das linhas de campo permanece constante. Outra informação proveniente da equação é que para separarmos duas cargas de cor é necessária uma quantidade infinita de energia. No entanto, se o fluxo de cor é suficientemente flexível, este se torna energeticamente favorável para romper o tubo e terminar com as linhas de campo com um par $q\bar{q}$ criado fora do vácuo da QCD. Isto representa que não é possível separar dois quarks em distâncias tão elevadas. Mas a equação implica também que para pequenas distâncias, governadas pelo fator $1/r$, o não confinamento dos quarks é possível se α_s tender a zero mais rápido que r [46, 3].

Figura 1.3: A distribuição do glúon de um quark a) próximo a outro quark, forma-se uma distribuição radial. b) longe do quark forma um tubo de fluxo [53].

1.4 Quebra da Simetria Quiral

Podemos nos referir à quebra de simetria quiral ao fenômeno onde os quarks confinados em hádrons não aparecem como constituintes sem massa, mas possuindo uma massa de poucos MeV, gerada dinamicamente.

O valor esperado para o condensado de quarks $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \approx -(235 \text{ MeV})^3$, descreve a densidade de pares $q\bar{q}$ encontrados no vácuo da QCD e o fato deste não desaparecer está diretamente relacionado com a quebra da simetria quiral. No limite de massa zero, o condensado de quarks desaparece a uma alta temperatura. Isto é, a simetria quiral é restaurada. Esta é a fase da QCD que não exhibe nem confinamento ou quebra de simetria e corresponde ao Plasma de Quarks e Glúons [2].

Colocando de outra forma, podemos dizer que a quiralidade neste caso se refere à helicidade de uma partícula quando esta última tem uma massa nula. A helicidade é definida como a projeção do spin de uma partícula sobre seu momento linear. Se a projeção e o momento têm o mesmo sentido, então a partícula é dita de helicidade direita, se eles possuem sentido contrário, dizemos que a partícula possui helicidade esquerda. Com as projeções $P_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}$ (com R – *right* - referindo-se a direita e L – *left* - à esquerda), nós podemos decompor os campos dos quarks (ψ) em uma componente esquerda e uma componente direita, definidas como: $\Psi_L = P_L \Psi$ e $\Psi_R = P_R \Psi$. Com esta decomposição, nós podemos reescrever a Lagrangeana da QCD da seguinte forma:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{2} \text{Tr} G_{\nu\mu} G^{\mu\nu} + \sum_{j=0}^{nf} \left\{ \bar{\Psi}_{j,L} (i\gamma^\mu D_\mu) \Psi_{j,L} + \bar{\Psi}_{j,R} (i\gamma^\mu D_\mu) \Psi_{j,R} \right\} - \bar{\Psi}_j m_j^0 \Psi_j \quad (1.5)$$

No caso onde a massa é nula, a Lagrangeana mostra que os quarks “direitos” interagem unicamente com os quarks de mesma simetria. Ocorrendo o mesmo com os quarks que apresentam uma quiralidade à esquerda. Se, ao contrário, o termo de massa não é nulo, os quarks interagem entre si, independentemente da quiralidade, resultando na quebra espontânea de simetria.

1.5 QCD Perturbativa e o Plasma de Quarks e Glúons

Para o tratamento de forças eletromagnéticas, cuja constante de acoplamento é $\alpha = 1/137$, tem-se utilizado satisfatoriamente o cálculo perturbativo. No entanto, ao se tratar da interação forte, a constante de acoplamento α_s é maior do que um não podendo dessa forma ser tratada a partir de expansões em série. No entanto, a liberdade assintótica permite o uso da QCD perturbativa (pQCD), que pode ser aplicada a pequenas distâncias ou a grandes valores de momento transferidos [55, 56, 57]. Como vimos, a grandes distâncias, a força entre os quarks torna-se forte e um quark não pode ser separado ou retirado de um hádron, o que implica no confinamento. Em espalhamentos envolvendo um alto valor no momento transferido (*hard process*), os quarks movem-se como nucleons (nêutrons e prótons), essencialmente como partículas livres não interagentes, permitindo dessa forma o cálculo da seção de choque da colisão baseada na pQCD.

Embora a pQCD tenha sido bem sucedida, ela não é satisfatória para explicar o comportamento do sistema de quarks-glúons a grandes distâncias ou baixo momento, como por exemplo, no equilíbrio de fase ou transição de fase, bem como o comportamento da constante de acoplamento nestas condições.

Uma aproximação fenomenológica muito utilizada é o chamado Modelo de Sacola do MIT ou *MIT Bag Model* [57]. Ele assume que a energia cinética total dos quarks em um hádron é equilibrada pela pressão $\mathbf{B}$ no interior desse hádron (ou sacola). Conforme a temperatura aumenta, a energia cinética total dos quarks pode exceder a pressão $\mathbf{B}$ da sacola, o que a rompe permitindo que os quarks se movam sem estar confinados em um hádron. Nesta configuração, a matéria se encontra em uma nova fase, o já mencionado Plasma de Quarks e Glúons, ocorrendo sempre a altas temperaturas ou baixa densidade bariônica.

Enquanto este modelo proporciona um entendimento qualitativo dessa nova fase da matéria, a QCD de rede e a aproximação não perturbativa permitem realizar previsões quantitativas desta mesma fase. A QCD de rede é uma simulação numérica da QCD, principalmente para o cálculo das integrais de caminho, podendo ser utilizada no estudo de vários regimes físicos onde a pQCD não é válida. O principal resultado da QCD de rede pode ser observado na figura 1.4, que mostra como a densidade de energia se comporta em função da temperatura em três sistemas: 2 sabores de quarks leves (2 *flavour*), dois quarks leves e um quark pesado (2+1 *flavour*) e três quarks leves (3 *flavour*). A densidade de energia ε (em escala de T^4) reflete o número de graus de liberdade no sistema, que rapidamente cresce até a temperatura crítica T_C , que podemos descrever como o valor onde provavelmente começará ter uma mistura de sistemas hadrônicos e partônicos. Este comportamento corresponde a uma transição de fase da matéria hadrônica (a baixas temperaturas) para um novo estado da matéria (a altas temperaturas) onde os quarks e os glúons não estariam mais confinados em hádrons (QGP, conforme descrito anteriormente). A magnitude da temperatura crítica T_C depende do número de quarks considerados no cálculo. Um valor típico para T_C é de 150-200 MeV. Os cálculos da QCD de rede indicam que a ordem da transição de fase depende da massa dos quarks estranhos [58, 59].

A figura 1.5 é uma representação do diagrama temperatura x potencial químico bariônico. A figura apresenta as prováveis regiões de transição para os diferentes valores de temperatura e densidade bariônica. Para altas densidades e temperaturas próximas de zero é esperada a fase do não confinamento. Esta fase de não confinamento a altas densidades é prevista no interior de estrelas de nêutrons. O potencial químico bariônico pode ser definido como a quantidade de energia E que é necessário ao sistema para elevar o número bariônico de uma unidade. A melhor quantidade termodinâmica a ser utilizada é o potencial termodinâmico $\Omega(T, V, \mu_B) = E - TS - \mu_B B$ onde S é a entropia do sistema. O potencial químico bariônico próximo de zero e altas temperaturas é o estágio encontrado nas colisões entre íons pesados relativísticos. A região onde $\mu_B=0$ é atribuída ao chamado universo primordial (simulações de QCD da rede).

Figura 1.4: Densidade de energia na QCD em função da temperatura. [58]

Figura 1.5: Esquema do diagrama de fase da matéria nuclear. A possibilidade da nova fase, QGP, pode ser observada quando há um aumento da temperatura (em colisões de íons pesados relativísticos) ou aumento da densidade bariônica (encontrada nas estrelas de nêutrons). O potencial químico bariônico μ_B é a variável que reflete a densidade bariônica [59].

Capítulo 2

1-2 *Glissade changé- arms in demi-bras ;*
 3-4 *Arabesque piqué, arms in 3rd arabesque*
 5-6 *Arabesque Fondue*
 7-8 *Petit sauté, Bra bas*

Giselle, 1840

Colisões de íons pesados relativísticos

2. Programas Experimentais

O estudo de colisões entre íons pesados a altas energias vem sendo realizado em grandes aceleradores tais como o *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) e o *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) em *Brookhaven National Laboratory* (BNL) em Nova Iorque, e o *Super Proton Synchrotron* (SPS) no *European Centre for Nuclear Research* (CERN), na Suíça. Em 2008, poderemos contar com as informações provenientes do *Large Hadron Collider* (LHC), o maior destes aceleradores, que está sendo construído no CERN. Os programas experimentais no AGS e no SPS começaram em meados dos anos 80 e operaram com feixes de íons pesados atingindo alvos fixos. O RHIC, diferentemente do AGS e do SPS, é um colisor onde há dois feixes de íons pesados acelerados em dois anéis concêntricos. A vantagem deste último método é que a energia do centro de massa (CM) é totalmente utilizada na reação entre os núcleos. As principais características dos diferentes aceleradores podem ser encontradas na Tabela 2.1 [53].

Este trabalho consiste na análise de dados coletados pelo experimento STAR, que é uma das quatro grandes colaborações do acelerador RHIC, a uma energia de colisão de 62.4 GeV/A. Tanto o experimento STAR como o acelerador RHIC serão descritos no capítulo 4. Como pode ser notado na tabela 2.1, essa energia de colisão corresponde a um valor intermediário entre a energia mais alta do SPS e a energia mais alta do RHIC. Portanto, essas colisões correspondem a uma importante medida na sistemática de energia que vem sendo realizada no estudo de colisões entre íons pesados. Os resultados obtidos com estes dados poderão evidenciar se existe alguma mudança brusca no comportamento do sistema formado durante essas colisões quando se aumenta a energia de 17.3 GeV/A para 200 (ou 130) GeV/A. Essa mudança pode evidenciar a existência de uma transição de fase no sistema em uma dada energia que estaria ausente em outra.

<i>Acelerador</i>	<i>Sistema</i>	<i>Energia do Feixe (GeV/A)</i>	<i>Energia total no CM (GeV/A)</i>	<i>Rapidez do Feixe</i>
AGS	Au+Au	2	2.34	1.50
AGS	Au+Au	4	3.08	2.16
AGS	Au+Au	6	3.63	2.55
AGS	Au+Au	8	4.10	2.84
AGS	Au+Au	10	4.54	3.06
AGS	Au+Au	10.8	4.70	3.14
AGS	Au+Au	11.6	4.86	3.21
SPS	S+S	200	19.41	6.06
SPS	Pb+Pb	40	8.76	4.45
SPS	Pb+Pb	80	12.32	5.14
SPS	Pb+Pb	158	17.27	5.82
RHIC	Au+Au	31.2	62.4	$\pm 3.82^*$
RHIC	Au+Au	65	130	± 4.93
RHIC	Au+Au	100	200	± 5.36

Tabela 2.1: Principais características dos diferentes aceleradores usados na colisão de íons pesados relativísticos [53].

** ver Apêndice B.*

2.1 A evolução espaço-temporal da colisão

Como discutido no capítulo anterior, se a temperatura e a densidade do sistema são grandes o suficiente, então é possível que a matéria criada nessas condições possa alcançar uma transição para uma nova fase, o QGP. Se isto ocorrer, o sistema deverá se expandir, resfriar-se e “hadronizar” (produzir hádrons). Uma possível descrição dos diferentes estágios da colisão está ilustrada na figura 2.1 [61,62].

O processo inicia-se quando os feixes de íons pesados colidem e um *fireball* é formado. Durante este estágio inicial, muitos quarks e glúons são criados na colisão e estes começam a colidir inelasticamente. Os pártons secundários, criados a partir destas colisões inelásticas, começam a interagir entre si. Esse estágio é o chamado **estágio de pré-equilíbrio**, onde os graus de liberdade relevantes são partônicos. A formação do *fireball* pode ser compreendida através do processo do cenário de Debye. Este cenário ocorre em altas densidades hadrônicas quando os hádrons estão próximos o suficiente para que suas “vizinhanças” se sobreponham de tal forma que quarks de um hádron interagem com os quarks do outro hádron. Se este *fireball* partônico alcança o **equilíbrio**, cria-se o **plasma de quarks e glúons** (QGP). Este *fireball* expande-se devido a pressões internas, resfria-se e o sistema então cruza a fase limite da hadronização. Se o sistema cruza este limite, ele pode passar por uma **transição de primeira ordem**, e então haverá uma fase em que uma mistura de pártons e hádrons co-existem. A partir de então, o sistema se expande e resfria ainda mais, até que não exista energia suficiente para que as colisões inelásticas continuem acontecendo. Neste ponto, a distribuição de partículas entre os vários estados hadrônicos está congelada e não há reações de troca de sabores. Este estágio é conhecido como **congelamento químico ou freeze-out químico** (*chemical freeze-out*), e a temperatura do sistema quando esse processo ocorre é denotada por T^{ch} . O sistema continuará expandindo até resfriar de tal forma que não haja mais nenhum tipo de colisão elástica entre as

partículas, deixando fixo o momento das mesmas. A temperatura neste estágio representa o **congelamento térmico ou freeze-out térmico** (*thermal freeze-out*), T^{th} . Em geral, tem-se que $T^{th} < T^{ch}$.

É importante salientar que ao assumirmos que há a formação do QGP em uma colisão de íons pesados relativísticos, esperamos que o comportamento térmico do meio partônico seja preservado durante a hadronização. Por esse motivo, podemos citar uma temperatura de *freeze-out* químico e uma temperatura de *freeze-out* térmico, conceitos intimamente ligados à idéia de equilíbrio. Um dos objetivos deste trabalho consiste em verificar se a produção de partículas medida no final desses estados pode ser descrita por um sistema em equilíbrio térmico. Se isto for possível, podemos afirmar que temos evidências da formação de um sistema partônico em equilíbrio térmico. E, como as condições para a formação do QGP são mais favoráveis para energias de colisão maiores, podemos verificar se as evidências de equilíbrio termodinâmico em função da energia são condizentes com as hipóteses de formação desse estado.

Figura 2.1 A evolução do espaço-tempo em uma colisão de íons pesados relativísticos, onde ocorre uma transição de fase para o QGP [60].

2.1.1 O Freeze-out Químico

A temperatura de *freeze-out* químico, onde a distribuição de partículas entre os vários estados hadrônicos está congelada e não há reações de troca de sabores, apresenta algumas características que merecem ser destacadas e que serão mais detalhadas no Capítulo 3. Esta temperatura apresenta uma clara correlação com outra variável termodinâmica: o potencial químico bariônico, como mostrado na figura 2.2, de J. Cleymans *et al* [67]. A figura 2.2 também mostra que essa correlação varia suavemente em função da energia. No capítulo 3, discutiremos como é possível extrair esses parâmetros dos dados. Para explicar esse comportamento, foram levantadas várias hipóteses sobre a condição do *fireball* que levaria a esse resultado, tais como, energia fixa por partícula [63], densidade de bárion+anti-bárion fixa [64], normalização da densidade de entropia [65] e um mecanismo de percolação [66].

A figura 2.2, mostra a comparação de resultados obtidos do SIS ao RHIC com as várias hipóteses citadas acima: de aproximadamente $\langle E \rangle / \langle N \rangle \approx 1.08$ GeV; uma densidade de bárions, de aproximadamente $0.12/\text{fm}^3$; enquanto que o valor fixo para a densidade de entropia, s/T^3 , de aproximadamente, 7. Nota-se que todas as propostas são equivalentes para diversos valores de energia de colisão, com exceção nos regimes de energia extremos (SIS e RHIC).

Figura 2.2 Comparação entre os vários critérios de freeze-out químicos com os valores de T e de μ_B obtidos do AGS e do RHIC [67].

J. Letessier e J. Rafelski [6] argumentam que não é necessária a imposição de um equilíbrio simultâneo, químico e térmico, para compreender como um estado não confinado passa para a hadronização. No modelo por eles desenvolvido, não há um equilíbrio entre os quarks leves e os quarks estranhos no sistema. Aplica-se um método de equilíbrio térmico local, usando uma temperatura de *freeze-out* químico, sendo que neste equilíbrio há o reconhecimento de dois tipos: o relativo e o absoluto. O equilíbrio relativo ocorre através das reações de troca de quarks descritas em termos das fugacidades $\lambda_i, i = u, d, s$, não havendo distinção entre os quarks leves (u, d). Tais fugacidades são obtidas das fugacidades dos quarks de valência. As fugacidades λ_i não controlam o número total de pares de quarks presentes, tornando-se necessário a inclusão de um novo parâmetro para exercer este controle, a ocupância do espaço de fase, denotada por: $\gamma_i, i = u, d, s$. Novamente, não haverá distinção entre os quarks leves. O capítulo 3 apresenta uma descrição mais completa deste modelo.

2.1.2 O Freeze-out cinético

Hagedorn em [68] demonstrou que a temperatura do *freeze-out* térmico pode ser extraída a partir do espectro de momento transversal usando a seguinte equação:

$$\frac{1}{m_i} \frac{d^2 n}{dm_i dy} \propto \sqrt{m_i} e^{-m_i/T} \quad (2.1)$$

onde T corresponderia à temperatura do *freeze-out* cinético e m_i é a massa transversal (ver Apêndice B). Porém, esta temperatura usualmente referida como o inverso da inclinação do espectro (*inverse slope*), é afetada também pela presença do fluxo coletivo de partículas no plano transversal do *fireball*. No modelo hidrodinâmico, este fluxo desenvolve-se devido ao gradiente de pressão gerado no meio nuclear, que não deve influir na temperatura do *freeze-out* de cada partícula. Uma importante evidência desse componente adicional no valor de T é mostrado na figura 2.3 [69], que apresenta esse fator em função da massa de várias partículas para dados do SPS.

Figura 2.3: Dependência da massa em relação ao inverso da inclinação [69].

Este comportamento pode ser explicado a partir da noção de que se a *fireball* está expandindo com certa velocidade, e todas as partículas estão, aproximadamente, na mesma temperatura, então o parâmetro que representa a inclinação dos espectros de momento (T) deveria aumentar com o aumento da massa da partícula, como ilustrado na equação abaixo:

$$T = T_{fo} + \frac{v_T^2 \cdot m_i}{2} \quad (2.2)$$

onde T_{fo} é a temperatura do *freeze-out* térmico na *fireball*, v_T é a velocidade média transversal das partículas e m_i é a massa da partícula i [70]. Nota-se por essa expressão, que a temperatura do *freeze-out* térmico pode ser obtida assumindo uma massa igual a zero. No capítulo 8, discutiremos uma maneira mais sofisticada de se extrair esses dois parâmetros (T_{fo} e v_T) dos dados a partir de um modelo inspirado na hidrodinâmica [70].

É interessante notar nessa mesma figura, que todas as partículas estão na linha correspondente ao *freeze-out*, com exceção da partícula Ω . O valor de T desta partícula é menor e acredita-se que seu *freeze-out* ocorra mais cedo que os demais devido a sua pequena seção de choque hadrônica [71, 55].

2.2 Assinaturas do Plasma de Quarks e Glúons

Como a fase em que é possível encontrar o plasma de quarks e glúons possui um tempo de vida muito curto, é impossível detectá-la diretamente. Assim sendo, no intuito de inferir se realmente esta fase ocorreu, é necessário realizar a observação de alguma grandeza que permita a quantificação dessa peculiar fase do QGP que tenha sobrevivido à fase da hadronização. Inicialmente, a partir das previsões da QCD de rede (figura 1.4, por exemplo), parece intuitivo realizar a medida de observáveis globais, tais como densidade de energia em função da temperatura. No entanto, tal procedimento apresenta um problema, visto que o cálculo da densidade de energia é dependente de modelo e, supondo que a transição de fase é contínua, então a densidade de energia aumentará linearmente com a temperatura na região de transição. Para evitar tal problema, utilizamos observáveis mais pontuais para procurar pelo estado em que a matéria se encontra não confinada em hádrons, ou seja, o QGP. Alguns exemplos desses observáveis são: as provas eletromagnéticas, que são criadas durante a colisão e possuem um elevado livre caminho médio, que permitem que as mesmas escapem da região do *fireball* sem sofrer interações; a supressão do *charmonium*, onde a alta densidade de energia do plasma e a fraca energia de ligação desses estados tornam os instáveis (atualmente tal assinatura é mais complexa do que inicialmente se suponha, porém não iremos tratar desta assinatura neste trabalho); o aumento da produção de estranheza, pois altos valores de temperatura e densidade favorecem a produção de quarks estranhos quando comparado a um “gás de hádrons”. O objetivo deste trabalho é o estudo dessa última assinatura, que será discutida em mais detalhes a seguir.

2.2.1 Aumento na produção de estranheza

Esta assinatura foi proposta por Rafelski em 1982 [7], quando ele afirmou que se a matéria era proveniente da transição de um plasma de quarks e glúons, então deveria haver um aumento na produção de estranheza em relação à produção de estranheza em sistemas onde a transição para a fase do QGP não é esperada, tais como nas colisões p+p ou p+A, onde o tamanho do *fireball* é muito pequeno. Os dois argumentos básicos para a previsão desse aumento são a existência de diferentes canais disponíveis para a produção de quarks estranhos no QGP, e o fato da energia necessária para a produção de quarks estranhos no QGP ser menor do que a energia necessária para a produção de hádrons estranhos em um gás de hádrons.

2.2.2 Produção de estranheza no gás de hádrons

As interações hadrônicas que produzem hádrons estranhos possuem um alto limite de energia, o qual é calculado a partir da subtração das massas no estado inicial e final. Duas típicas reações envolvendo nucleons (N) são mostradas nas equações 2.3 e 2.4. A estranheza é conservada na interação forte, e o hádron que contém um quark $\bar{s}$ deve ser produzido na mesma reação do hádron que contém o quark s .

$$N + N \rightarrow \Lambda + K^+ + N \qquad E_{\text{thresh}} \approx 700 \text{ MeV} \qquad (2.3)$$

$$N + N \rightarrow N + N + \Lambda + \bar{\Lambda} \quad E_{thresh} \approx 2200 MeV \quad (2.4)$$

Estes limites de energia são altos, mas representam apenas a produção de estranheza nas colisões entre os núcleos interagentes. De maneira mais realista, podemos dizer que a produção de quarks estranhos é basicamente feita a partir do re-espalhamento de partículas, principalmente envolvendo píons, que são abundantemente produzidos no *fireball*. Portanto, os principais canais de produção de estranheza são:

$$\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K} \quad E_{thresh} \approx 720 MeV \quad (2.5)$$

$$\pi + N \rightarrow \Lambda + K \quad E_{thresh} \approx 540 MeV \quad (2.6)$$

$$\pi + \bar{N} \rightarrow \bar{\Lambda} + \bar{K} \quad E_{thresh} \approx 540 MeV \quad (2.7)$$

É interessante observar que estes limites de energia são menores do que os limites relacionados com a produção da estranheza nas interações primárias. Embora os limites de energia para a produção de Λ e $\bar{\Lambda}$ sejam as mesmas (2.6 e 2.7), e dependentes da quantidade de *stopping* [7], os bárions estranhos são produzidos mais rapidamente, pois não dependem da presença de anti-núcleons $\bar{N}$ e prótons e nêutrons estão disponíveis nos íons que estão colidindo. A consequência disto é que a fase de gás de hádrons deve ter um tempo de vida maior para permitir o equilíbrio de estranheza.

2.2.3 Produção de Estranheza no Plasma de Quarks e Glúons

Os mecanismos de produção de quarks estranhos no QGP são diferentes em relação à mesma produção ocorrida no gás de hádrons, pois há um maior número de canais de produção dos pares $s\bar{s}$ que corresponde à fusão de glúons, conforme mostra a figura 2.4 [7].

Acredita-se que o plasma seja rico em glúons e que este alcançaria um equilíbrio “gluônico” ao redor de $\tau_g \approx 0.3$ fm/c [73]. Comparando este valor, τ_g , com o tempo gasto para os quarks entrarem em equilíbrio, $\tau_q \approx 0.2$ fm/c, verificamos que o canal gluônico contribui com mais de 80% da produção total de quarks estranhos [72].

O limite de energia necessário para criar um par de quarks $s\bar{s}$ na fase de QGP é, exatamente, a massa de 2 quarks estranhos. Isto representa aproximadamente 1 GeV, considerando uma massa corrente entre 120 MeV e 340 MeV quando se trata de uma restauração parcial da simetria quiral. Isto significa que, devido às altas temperaturas envolvidas na fase de QGP, a produção térmica de pares $s\bar{s}$ é possível. Um aumento maior na produção de pares $s\bar{s}$ pode aparecer do processo de exclusão de Pauli para quarks leves. Como todos os quarks são férmions, eles obedecem ao Princípio de Exclusão de Pauli, onde sistemas que possuem 2 férmions não podem estar no mesmo estado quântico. Dessa forma, quanto mais quarks leves são produzidos na colisão preenchendo os níveis de energia, torna-se energeticamente mais favorável a criação de pares $s\bar{s}$. É esperado que esses outros mecanismos no QGP permitam um aumento

da ordem de 10 a 30 vezes na produção de quarks estranhos em relação a um gás de hádrons e isso deve permitir um equilíbrio de estranheza mesmo que o tempo de existência da *fireball* seja pequeno.

Figura 2.4: Diagramas para a produção de pares $s\bar{s}$ a partir da aniquilação de quarks leves e glúons, onde a) representa $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ e b) $gg \rightarrow s\bar{s}$, com k_1 e k_2 representando o quadri-momento [7].

A produção de bárions e anti-bárions multi-estranhos no chamado *freeze-out* também terá um aumento se o sistema passar através da fase do não confinamento ao invés de só permanecer na fase de gás de hádrons, como discutido na seção seguinte.

Mesmo que esse aumento na produção de estranheza ocorra durante o QGP, ainda há certa dificuldade em quantificar o valor esperado deste aumento. Como o tempo de vida da fase do QGP é desconhecido, não é possível ainda utilizar os valores da produção das partículas para estes dois diferentes cenários.

2.2.4 Evidências experimentais da formação do QGP a partir da produção de estranheza

Podemos utilizar duas maneiras de se estudar a produção de estranheza em colisões entre íons pesados relativísticos. A primeira é medir a razão entre $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ onde:

$$\langle K \rangle = \frac{K^+ + K^- + 2K_s^0}{4} \quad (2.8)$$

$$\langle \pi \rangle = \frac{\pi^+ + \pi^-}{2} \quad (2.9)$$

A segunda maneira é examinar a produção relativa de bárions estranhos e multi-estranhos comparando-se a produção dessas partículas em colisões núcleo-núcleo com aquela em colisões entre prótons e colisões entre prótons e núcleos.

No primeiro caso, a razão $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ é uma medida interessante porque há uma ligação entre a produção de kaons, que carregam a maior parte da estranheza produzida, com os píons, que são as partículas produzidas em maior abundância na colisão, trazendo consigo a informação sobre a entropia da mesma.

A figura 2.5 apresenta as razões do tipo K/π e as razões *híperons*/ π em função da energia para os diversos estudos já realizados [78]. Nela é possível observar a comparação entre os dados observados e um modelo térmico (que será discutido no capítulo 3), onde cada razão reflete a evolução da composição do *fireball* no *freeze-out* em função da energia.

É interessante notar nesse gráfico, que as razões K^+/π^+ , Λ/π^- , Ξ^-/π^- e Ω^-/π^- apresentam um pico nas energias $10 < \sqrt{s_{NN}} < 20$ GeV, enquanto as razões K/π^- e p/π^+ não apresentam tal estrutura. A origem desse pico tem sido bastante discutida na literatura [74, 75, 76, 77] e parece evidenciar uma competição entre a maior produção de pares de quark e anti-quark e a diminuição da densidade bariônica conforme a energia da colisão aumenta. Essa diminuição da densidade bariônica é evidenciada pelo aumento nas razões entre anti-partículas sobre partículas, se aproximando da unidade para a maior energia do RHIC. O fato de modelos térmicos, que utilizam valores de temperatura e potencial químico ilustrados na figura 2.2, reproduzirem esse comportamento, é um forte indício da formação de um sistema hadrônico em equilíbrio nessas colisões entre íons pesados.

Figura 2.5: A dependência, em energia, da razão entre a produção hadrônica e píons [78].

Um dos objetivos deste trabalho é inserir em algumas dessas sistemáticas, e de maneira inédita, os pontos correspondentes à energia $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, verificando se eles acentuam ou suavizam a estrutura observada até o momento, e se os modelos térmicos ainda reproduzem bem os dados ou falham nessas energias.

A comparação entre a medida de híperons em colisões núcleo-núcleo e colisões mais elementares (próton-próton ou próton-núcleo) é interessante porque ela fornece informação sobre o aumento da produção de estranheza (através de sua produção total) em colisões entre íons pesados. A figura 2.8 apresenta a razão entre a produção de híperons, com rapidez média, em colisões Pb+Pb comparadas com colisões do tipo p+Pb, que é o chamado fator E [79], para colisões no SPS.

O valor de E em experimentos é obtido a partir da razão entre a produção de um dado bárion (ou anti-bárion) por núcleon participante no sistema AA e a mesma produção em um sistema menor, do tipo pA, conforme mostra a equação 2.10 [80]:

$$E = \frac{(Yield)_{AA}}{N_{part}(Yield)_{pA}} \quad (2.10)$$

Como pode ser observado nessa figura, o fator E apresenta um valor maior que a unidade que cresce conforme se aumenta o número de quarks estranhos presentes nas partículas. Portanto, este resultado mostra o aumento na produção de estranheza em colisões entre íons pesados quando comparada com colisões elementares, conforme previsto no cenário que inclui a formação do QGP.

Figura 2.8: Evolução da produção de estranheza em colisões Pb+Pb relativo a colisões p+Pb para bárions (figura a esquerda) e anti-bárions (figura a direita) dupla e triplamente estranhos. Dados provenientes do experimento WA97 [79].

Entretanto, diversos estudos [81, 82, 83] têm demonstrado que esse aumento na produção relativa de estranheza pode ser apenas aparente. Esses valores do fator E podem ser consequência de uma supressão na produção de estranheza em colisões elementares, que pode ser explicada por um tratamento canônico dessas colisões.

Em um sistema com uma alta produção de partículas, do tipo AA, a lei de conservação dos números quânticos, como por exemplo, a estranheza, pode ser implementada em sua média usando o correspondente potencial químico, no caso, o potencial químico estranho. Tal aplicação corresponde ao ensemble grande-canônico. Já em um sistema menor, do tipo pA, cuja multiplicidade de partículas é menor, as

leis de conservação podem ser implementadas utilizando-se do formalismo canônico, ou seja, implementada localmente. Essa conservação de números quânticos no formalismo canônico é conhecida por reduzir severamente o espaço de fase permitido para a produção de partículas, daí o nome supressão canônica. Se na equação 2.10, o denominador reduz-se por supressão canônica, então aumenta-se consideravelmente o fator E , correspondendo ao aumento da estranheza.

Assim, devido a essa ambigüidade na medida do aumento de produção relativa de estranheza, optou-se neste trabalho por estudar as razões de partículas estranhas e não-estranhas, comparando-as com previsões e ajustes de modelos térmicos, que devem fornecer informações sobre as condições de equilíbrio do *fireball* formado nas colisões entre íons pesados.

Capítulo 3

1-2 *Arabesque relevé croisé, arms in épaulement;*

3-4 *enveloppé and développé écarté*

5-6 *repeat effacé*

7-8 *repeat croisé*

Don Quixote, 1869

Modelos Teóricos

Para uma melhor compreensão dos resultados da análise de dados, há a necessidade de compará-los com modelos teóricos. Como citado anteriormente, os diferentes estágios da evolução da colisão apresentam processos físicos diferentes, envolvendo tanto hádrons quanto quarks e glúons, o que torna difícil encontrar um modelo que se adapte perfeitamente a esse cenário complexo, especialmente em se tratando de um amplo espectro de variáveis como a rapidez e o momento transversal. Assim sendo, foram desenvolvidos modelos para cada estágio da evolução. Estamos interessados naqueles que descrevem os estágios de *freeze-out* da colisão, que discutiremos neste capítulo.

Existem duas grandes classes de modelos: microscópicos e macroscópicos ou estatísticos. Neste trabalho, nos concentraremos no segundo tipo de modelo. Porém, por completeza, citaremos brevemente os princípios que norteiam os modelos microscópicos a seguir.

3.1 Modelos Microscópicos

Inicialmente, os modelos microscópicos foram desenvolvidos para descreverem colisões do tipo núcleo-núcleo baseando-se na superposição de interações hadrônicas elementares, proporcionando uma descrição do que poderia esperar-se de um sistema hadrônico que não incluía a presença da fase de QGP. Tais modelos se baseiam nas interações entre os constituintes de uma mesma fase, podendo descrever os processos que não estão em equilíbrio. Porém, eles dependem das condições iniciais da fase considerada e das seções de choque de interação, que normalmente são desconhecidas. Como exemplo de aplicação, podemos citar dois estágios na evolução da colisão: a fase de pré-equilíbrio e a fase do gás de hádrons. Cada estágio possui os seus próprios modelos, como será descrito nas próximas seções.

3.1.1 Fase de Pré-Equilíbrio

O primeiro estágio da colisão é o estágio de pré-equilíbrio, o qual envolve a chamada “*hard physics*”, onde as colisões inelásticas entre os pártons ocorrem com altos valores de momento transferido. Estas podem ser descritas pelo modelo de cascata partônica [84] e pelo modelo de fusão de cordas (*string*) [85]. O modelo de cascata partônico é baseado na QCD perturbativa onde a colisão núcleo-núcleo é vista como uma mistura de nuvens de quarks e glúons cujas bordas ainda estão no núcleo inicial. A produção de partículas viria na forma de jatos e mini-jatos que foram formados na

interação inicial. No modelo de fusão de cordas, a colisão núcleo-núcleo é vista como uma superposição de colisões entre nucleons. A interação entre estes nucleons forma tubos de fluxo de cor, ou cordas, entre eles. A fragmentação destes leva à produção de pares $q\bar{q}$.

3.1.2 Fase de Gás de Hádrons

Conforme ocorre a expansão e o resfriamento do QGP, as temperaturas e densidades necessárias para o “desconfinamento” são alcançadas e ocorre a hadronização da matéria. Uma vez que a hadronização tenha ocorrido, a evolução da colisão pode ser calculada microscopicamente usando as seções de choque de espalhamento de hádrons. Mesmo assim, algumas seções de choque hadrônicas não podem ser determinadas com precisão, o que exige o auxílio de modelos onde há independência destas seções de choque [86].

3.2 Modelos Estatísticos

O estado de equilíbrio da *fireball* pode ser estudado por intermédio das taxas de produção de partículas integradas em p_b , que devem estar distribuídas estatisticamente sobre as condições termodinâmicas do *freeze-out* químico [86, 87, 88, 89, 90]. O objetivo destes modelos é o de extrair, a partir da razão entre as partículas produzidas, as propriedades macroscópicas de equilíbrio do sistema. Estes modelos, contudo, não são capazes de prever o estado do sistema antes deste atingir o equilíbrio. Assim, analisando algumas razões de partículas, podemos descrever toda a produção a partir do ajuste de alguns parâmetros termodinâmicos. Os modelos estatísticos foram primeiramente propostos por Hagedorn [91] e Fermi [92] e atualmente constituem uma ferramenta para se estudar as propriedades da *fireball* em colisões de íons pesados relativísticos [93]. Para um sistema de partículas com um volume V , os parâmetros são: a temperatura T necessária para alcançar certa densidade de energia do meio e dos potenciais químicos (μ_B , μ_S , μ_Q) necessários para pressionar o sistema, conservando o número bariônico B , a estranheza S e a carga elétrica Q . Além disso, há os parâmetros suplementares chamados de fatores γ , que podem ser introduzidos para verificar a possibilidade do não equilíbrio de certos sabores de quarks. A questão que se coloca é se a temperatura e os potenciais químicos extraídos destes modelos oferecem realmente uma informação física consistente, demonstrando de maneira efetiva o equilíbrio da matéria. Um exemplo disto é o que ocorre em sistemas pequenos como o de colisões p+p, onde estas variáveis são unicamente os multiplicadores de Lagrange [95] que não possuem valor físico.

A figura 3.1 apresenta algumas razões ($\langle \text{partículas estranhas} \rangle / \langle \pi \rangle$) [98] comparadas com modelos microscópicos hadrônicos UrQMD [86] e HSD [76] e com modelos estatísticos de produção de partículas: *Hadron Gás A* – desenvolvido por Braun-Munzinger e colaboradores [99] e *Hadron Gás B* – desenvolvido por Becattini e colaboradores [87]. Nota-se nessa figura, que a descrição dos modelos térmicos concorda muito melhor com os dados do que aquela dos modelos microscópicos.

Figura 3.1 Razão entre partículas estranhas e píons em função da energia [98]. Os dados experimentais (AGS, NA49, RHIC) são comparados a dois modelos hadrônicos (UrQMD- não discutido neste trabalho- e HSD) e com dois modelos estatísticos (hadron gás A – desenvolvido por Braun-Munzinger e Hadron gás B desenvolvido por Becattini)

3.2.1 Modelos Térmicos que consideram apenas um gás de hádrons em equilíbrio termodinâmico

Existem vários modelos que consideram apenas um gás de hádrons, como os modelos descritos por Becattini [87], Cleymans [100] e Braun-Munzinger [101].

No caso do trabalho de Cleymans, a média da multiplicidade de partículas hadrônicas, N_i (onde i é a espécie de partícula), é dada pela equação 3.1, obtida a partir de uma distribuição estatística de Boltzmann, que é assumida válida para baixas densidades ou altas temperaturas [100]:

$$N_i = g_i V \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \exp\left[-\frac{(E_i - \mu_i)}{T}\right] = \frac{g_i m_i^2 T}{(2\pi)^2} K_2 \frac{m_i}{T} \exp\left[\frac{(\mu_i)}{T}\right] \quad (3.1)$$

onde g_i representa a degenerescência e K_2 é a função de Bessel. O erro envolvido usando a aproximação de Boltzmann ao invés da estatística de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein pode ser considerado desprezível para qualquer partícula com massa maior que o méson π ($\sim 140 \text{ MeV}/c^2$) [102].

Podemos fazer uma aproximação da equação 3.1 introduzindo o termo de fugacidade (λ) para descrever a produção de partículas. A relação entre a fugacidade e o potencial químico pode ser obtida a partir da equação 3.2:

$$\lambda_i = e^{\frac{\mu_i}{T}} \quad (3.2)$$

As fugacidades para partículas e anti-partículas estão relacionadas pela seguinte expressão:

$$\lambda_{\bar{i}} = \lambda_i^{-1} \quad (3.3)$$

Na escala hadrônica, a fugacidade é dada pelo produto das fugacidades dos quarks, por exemplo: $\lambda_p = \lambda_u^2 \lambda_d$.

Como foi dito anteriormente, a temperatura crítica em alguns sistemas é aproximadamente igual à massa do quark s . Como não há quarks s presentes na colisão inicial há a necessidade de incluir um fator de equilíbrio químico para a estranheza (citado pela primeira vez por Rafelski [7]), onde $0 \leq \gamma_s \leq 1$ e $\gamma_s = 1$ representa o equilíbrio completo. As fugacidades relacionadas à estranheza podem ser obtidas a partir de:

$$\lambda_s' = \gamma_s \lambda_s \quad (3.4)$$

$$\lambda_s'^{-1} = \gamma_s \lambda_s^{-1} \quad (3.5)$$

Ainda neste modelo de gás de hádrons, assume-se que todas as ressonâncias hadrônicas contribuem conforme seu peso estatístico, sendo que no *freeze-out* todas as ressonâncias hadrônicas decaem em partículas estáveis leves.

$$N_{\pi^+} = \sum_i N_i^0 Br(i \rightarrow \pi^+) \quad (3.6)$$

com Br sendo o *branching ratio* dos decaimentos.

Para uma correta comparação da equação (3.6) com dados experimentais, diversos fatores poderiam ser considerados como a correção do volume, a superposição de *fireballs*, o fluxo transversal, o *freeze-out* instantâneo, a expansão do *fireball* (longitudinal e transversal), entre outros. No entanto, o uso de razões hadrônicas permite determinar quantidades termodinâmicas básicas como temperatura do *freeze-out* e potencial químico bariônico, sem incluir estas correções e sem a perda de informação, conforme descrição em [102]. A equação 3.7 ilustra esse resultado.

$$\frac{\bar{p}}{p} = \lambda_u^{-4} \lambda_d^{-2} = \exp\left(-\left(\frac{4\mu_u + 2\mu_d}{T}\right)\right) \quad (3.7)$$

Neste trabalho usaremos o programa THERMUS [103], de autoria de Cleymans e colaboradores, que corresponde à implementação do modelo descrito acima, onde o *fireball* é tratado como um gás de hádrons em equilíbrio, incluindo as ressonâncias. O capítulo 8 apresentará a comparação deste modelo com os resultados experimentais e com resultados de outros modelos apresentados na literatura.

Já o modelo de Braun-Munzinger [101] basicamente assume um equilíbrio completo tanto térmico quanto químico ($\gamma_i=1$) e usa uma aproximação grande-canônica,

onde os números quânticos são conservados globalmente e também localmente. O volume do *fireball* e o potencial químico da estranheza possuem valores fixos, deixando assim apenas dois graus de liberdade: a temperatura T e o potencial químico bariônico μ_B , com $\mu_B = 3\mu_q$, onde μ_q pode ser definido como:

$$\mu_q = \frac{\mu_u + \mu_d}{2} \quad (3.8)$$

3.2.2 Modelos Térmicos que não consideram o equilíbrio termodinâmico

O modelo definido por Rafelski [104, 105] permite que haja um não-equilíbrio químico para a estranheza e para os quarks leves, introduzindo fatores extras como γ_s e γ_q . Tais parâmetros permitem diferenciar o grau de equilíbrio químico na “ocupância” do espaço de fase γ_i . O *Statistical Hadronization Model* (SHM) analisa o estado final da produção hadrônica assumindo um equilíbrio térmico, permitindo um não equilíbrio químico. As condições de equilíbrio supostas por esse modelo [107], são:

- Condição de não equilíbrio químico: há um não-equilíbrio químico proveniente da abundância de quarks leves e estranhos. Este não-equilíbrio é consequência de uma rápida transformação do QGP em hádrons. Nessa repentina hadronização, não há tempo suficiente para que haja um equilíbrio na produção de hádrons determinada pelos processos de recombinação e de fragmentação dos partons presentes no estado do QGP. Devido a uma diferença na densidade de estados no QGP se comparado com o gás de hádrons, o equilíbrio químico no QGP implica em um não-equilíbrio na fase hadrônica;
- Condição de semi-equilíbrio químico: tal condição pode ocorrer para uma hadronização mais lenta, quando os quarks leves têm tempo de se equilibrar, porém como o processo de re-equilíbrio das partículas estranhas é mais lento, estas permanecem em um estado de não-equilíbrio;
- Condição total de equilíbrio: $\gamma_s^H = \gamma_q^H = 1$, ou seja, ocorre um completo re-equilíbrio das partículas. No caso de não haver uma mudança de fase, há a necessidade de um equilíbrio de todos os tipos de partículas.

A figura 3.2 apresenta o comportamento dos parâmetros γ_s e γ_q em função da energia, de acordo com o ajuste aplicado por este modelo [107]. Na figura 3.2 (topo), referente ao parâmetro γ_s , os quadrados abertos mostram o resultado obtido para $\gamma_q=1$. Nesta figura é possível observar que os casos referentes aos ajustes para energias do SPS foram obtidos valores de $\gamma_s \approx 0.7$ [107] quando $\gamma_q=1$. Entretanto, quando γ_q é um parâmetro livre, esse fator assume valores acima de 1.0, como visto na figura 3.2 (abaixo). Este comportamento indica a necessidade de contabilizar um excesso de multiplicidade hadrônica.

Figura 3.2: A figura no topo mostra o comportamento do ajuste obtido pelo modelo SHM para o parâmetro de não equilíbrio γ_s em função da energia. A figura abaixo mostra o ajuste para o parâmetro γ_q [107]

A figura 3.3 apresenta a razão K/π_+ em função da energia, onde a produção em todo o espaço de fase ($\Delta y = 4\pi$) é representada pelos quadrados cheios e os quadrados abertos representam dados em rapidez central ($y=0$). O círculo aberto representa uma previsão para a energia de colisão de 62.4 GeV. As linhas cheias representam a condição de não-equilíbrio químico. A linha tracejada indica o melhor ajuste para γ_s quando $\gamma_q=1$ e a linha pontilhada indica o comportamento do modelo que considera o equilíbrio químico total. A figura 3.4 apresenta o comportamento de outras razões em função da energia, comparado com o modelo SHM considerando o não-equilíbrio químico. Nela é possível comparar as razões experimentais (símbolos) com os cálculos do modelo SHM, sendo os valores para $\Delta y = 4\pi$ representados por linhas cheias e para rapidez central por linhas tracejadas. Os círculos abertos representam previsões para a energia de colisão de 62.4 GeV.

É importante ressaltar a estrutura existente na razão K/π_+ em função da energia. Tal estrutura se deve a uma competição entre o *stopping* da colisão e a produção de partículas. No caso desta razão, o K^+ tem uma composição de quarks u , relacionado ao *stopping*, e $\bar{anti-s}$, relacionado à produção de quarks na colisão. Já no caso K^-/π_- não há este pico, pois o K^- é composto de um $\bar{anti-u}$ e um s , ambos produzidos na colisão. Ainda é possível verificar que o pico também ocorre na razão Λ/π_- , mas em menor intensidade. Aqui também a sua ocorrência se deve a composição do Λ com quarks u , d e s .

Figura 3.3: Razão K^+/π^+ em função da energia, onde os dados experimentais estão representados por quadrados (os símbolos abertos correspondem à rapidez central e os símbolos fechados a valores integrados em 4π). A figura também mostra a comparação com o modelo SHM onde a condição de não-equilíbrio químico corresponde à linha cheia, a linha pontilhada representa a condição de equilíbrio químico e a linha tracejada o melhor ajuste para γ_s quando $\gamma_q=1$ [108]. O ponto representado por um círculo aberto vermelho representa o valor esperado segundo este modelo para a energia de 62.4 GeV.

Figura 3.4: Comparação entre valores teóricos e experimentais para razões entre partículas em função da energia. As linhas cheias correspondem aos valores dados pelo modelo SHM integrado em todo o espaço de fase, enquanto as linhas tracejadas correspondem a apenas a rapidez central. Os dados experimentais correspondem aos quadrados. Os círculos correspondem a valores esperados a partir do modelo [108].

3.2.3 Comparação entre os modelos

A figura 3.5 apresenta a temperatura e o potencial químico bariônico em função da energia comparando os resultados de vários modelos. Essa compilação foi extraída da referência [78]. Os losangos em azul, e os quadrados em rosa (Braun-Munzinger *et al*) descrevem o comportamento do modelo que considera o equilíbrio químico de todos os constituintes. Já o círculo em vermelho apresenta o comportamento do modelo que considera um não-equilíbrio químico. Nessa figura é possível verificar que não há informações sobre o comportamento destes modelos em relação a dados experimentais obtidos entre 20 e 130 GeV/A, enfatizando a necessidade de dados entre esses valores no intuito de verificar a sistemática tanto em face da produção de estranheza como do comportamento geral da produção de partículas apontado por esses modelos e reforçando a importância dos resultados obtidos a 62.4 GeV/A.

Figura 3.5: Temperatura e Potencial químico bariônico em função da energia, com a comparação entre os modelos de Becattini [87] (triângulos azuis), Braun-Munzinger [101] (quadrados em rosa), Rafelski e Letessier [108] (círculos em vermelho), Cleymans et al [102] (símbolo X) e Dumitru (não apresentado neste trabalho).

Capítulo 4

1-2 petits développés in croisés
 3-4 développés derrière and poché
 5-6 up and développent écarté
 7-8 sous
 1-8 repeat in reverse
Gamzati, La bayadère, 1877

Descrição Experimental

4.1 O Acelerador RHIC

A construção do colisor **RHIC** (*Relativistic Heavy Ion Collider*) e de seu conjunto de detectores (STAR, PHENIX, BRAHMS, PHOBOS) teve como objetivo investigar a formação e as propriedades da fase de QGP. O RHIC, localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven, em Long Island, Estados Unidos, foi desenvolvido para realizar colisões entre íons pesados, como íons de ouro, entre dois feixes independentes. A tabela 4.1 apresenta alguns valores das características desse colisor. A energia máxima para o feixe de íons pesados (por exemplo, íons de ouro) é de 100 GeV/u e para o feixe de prótons é de 250 GeV.

O RHIC iniciou sua operação em 2000, depois de 10 anos de planejamento e construção, sendo composto por dois anéis concêntricos de ímãs supercondutores que focalizam e guiam os feixes e um sistema de radiofrequência que captura, acelera e armazena os feixes. O diâmetro dos anéis é de aproximadamente 1.22 km.

O complexo RHIC (mostrado na figura 4.1) ainda inclui um acelerador Van de Graaff, o *Booster Synchrotron* e o *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS). Átomos de ouro (^{197}Au) gerados no *Pulsed Ion Source* no Van de Graaff passam por três processos distintos de aceleração antes de entrarem no RHIC. São eles:

1. O Van de Graff usa eletricidade estática para acelerar os átomos de ouro. Estes atravessam folhas finas de Carbono, tendo seus elétrons retirados. O Van de Graaff dá a bilhões destes átomos positivamente carregados (íons) um impulso de energia, enviando-os para o *booster*. Ao saírem do Van de Graaff, os íons têm uma carga líquida de $Q=+32e$ e uma energia de 1 MeV/núcleon.
2. O *Booster Synchrotron* é um acelerador circular compacto que fornece aos íons mais energia. Os íons são propelidos a velocidades mais elevadas, cada vez mais perto da velocidade da luz. Neste acelerador, os íons do *Au* ($Q=+32e$) são acelerados a 95 MeV/núcleon, atravessam mais uma vez folhas de carbono, sendo que sua carga líquida na saída desta fase é de $Q=+77e$.

3. Os íons com $Q=+77e$ quando entram no AGS estão viajando a aproximadamente 37% da velocidade de luz. Estes são acelerados até 10.8GeV/núcleon a 99.7% da velocidade de luz. Os últimos dois elétrons são removidos ao atravessarem uma folha de carbono existente entre o AGS e os anéis do colisor RHIC. Os núcleos de Au, então com $Q=+79e$, são injetados finalmente nos anéis de RHIC onde são acelerados à energia da colisão e armazenados por até 8 horas.

Figura 4.1: esquema do colisor RHIC [53].

O RHIC também é capaz de gerar colisões do tipo próton-próton. Para feixes de proton, é necessário incluir o Acelerador Linear no processo acima descrito. Além disso, o RHIC pode colidir p+p até $\sqrt{s_{NN}} = 500\text{GeV}$, Au+Au até $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$, deuteron(d) +Au a $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ e Cu+Cu até $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$.

A tabela 4.1 apresenta alguns parâmetros físicos e algumas especificações do RHIC e a tabela 4.2 mostra as tomadas de dados realizadas durante os últimos 5 anos.

	Colisões Au-Au	Colisões p-p
Energia do feixe	30 a 100GeV/u	30 a 250 GeV
Luminosidade	$2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Número de “bunches” por anel	60 a 120	60 a 120
Tempo de vida da Luminosidade	~10 h	~10h

Tabela 4.1: Parâmetros e especificações do RHIC [53]

Ano	Tipo de colisão	Energia da colisão (GeV)	Número de eventos armazenados (em milhões de eventos)
2000	Au+Au	130	0.5
2001	Au+Au	200	5
2002	p+p	200	6
2003	d+Au	200	20
2004	Au+Au	200	50
2004	Au+Au	62.4	6
2005	Cu+Cu	200	30

Tabela 4.2: Tomada de dados realizadas nos últimos cinco anos [53].

4.2 Detectores

Há, neste complexo, a presença de dois grandes detectores (STAR, PHENIX) e dois outros menores (BRAHMS, PHOBOS).

4.2.1 BRAHMS

O **BRAHMS** – *Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer*- (Figura 4.2a) foi projetado para a identificação e medida das partículas em um intervalo amplo de rapidez ($0 < y < 4$) e para um intervalo de momento transversal de $0.2 < p_t < 3.0 \text{ GeV}/c$. Ele consiste de dois espectrômetros magnéticos, um cobrindo a região frontal e outro na região central do espaço de fase da colisão. Ele também possui uma série de detectores globais para hádrons carregados (contadores de feixe, detectores de centralidade, etc.) para a caracterização do evento [109, 110].

4.2.2 PHOBOS

O detector **PHOBOS** (Figura 4.2b) é capaz de medir densidades de partículas carregadas em, praticamente, todo o espaço (uma cobertura angular de 4π) usando um detector de multiplicidade. Ele é capaz de identificar partículas carregadas com rapidez próximas à rapidez do centro de massa nos dois espectrômetros que possuem campos magnéticos opostos. A minimização do material entre o vértice de colisão e a primeira camada de detectores de silício permite a detecção de partículas carregadas com baixo momento transversal [111].

4.2.3 PHENIX

O Detector PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*), Figura 4.3, foi designado especialmente para fazer medidas de partículas originadas nos estágios iniciais das colisões e que sobrevivem sem maiores perturbações à matéria formada, como léptons e fótons. Estas partículas carregam informações destes estágios iniciais onde o plasma de quarks e glúons é formado. Mésons vetoriais, radiações térmicas e quarks pesados que emergem destes estágios podem ser usados para descrever seus estados hidrodinâmicos e discriminar cenários relativos à sua formação e evolução temporal. O Detector PHENIX é composto de 4 áreas ativas separadas (ou

braços detectores). Eles cobrem duas regiões de rapidez central ($|y| < 0.35$, $\Delta\phi = 2 \times \pi/2$) e duas dianteiras ($1.2 < |y| < 2.2$, total cobertura azimutal) [112].

Figura 4.2: Experimento BRAHMS [110] a) e PHOBOS [111] b)

Figura 4.3: Detector PHENIX [112]

Os maiores desafios para a medida de léptons e fótons são a sua identificação dentre a grande maioria de partículas hadrônicas formadas e a remoção de fontes externas ao ponto de colisão, como elétrons produzidos pela passagem de fótons pelo aparato experimental e decaimentos de hádrons vindos dos estágios de termalização. Para que estes objetivos fossem alcançados, o detector PHENIX foi construído com a utilização mínima de material. Dentre o ponto de colisão e o subsistema mais externo nos braços centrais, o calorímetro eletromagnético, existe apenas 0.4% de comprimentos de radiação (X_0). A identificação de elétrons é realizada nos braços centrais através de três detectores: detector de anel Cerenkov (RICH), calorímetro

eletromagnético (EmCal) e detector de radiação de transição (TRD). O EmCal também é responsável pela medida direta de fótons produzidos na colisão e pelo decaimento de hádrons neutros como π_0 e η_0 . Os braços dianteiros são dedicados à detecção de múons através de câmaras multifilares, 4 camadas absorvedoras de ferro e tubos Iarocci [113].

4.3 Detector STAR

O detector **STAR** - *Solenoidal Tracker At RHIC*- foi desenvolvido para realizar principalmente a medida da produção de hádrons com uma ampla cobertura angular. Os subsistemas desse detector permitem reconstruir com alta precisão a trajetória das partículas, realizar a análise do momento de cada partícula e a identificação da mesma em uma região ao redor da rapidez do centro de massa. A grande aceitação do STAR, devida a simetria azimutal $\Delta\phi=2\pi$ e pseudo-rapidez com alcance de $|\eta| < 4$, permitem que cada evento seja caracterizado com grande precisão. A figura 4.4 apresenta o detector STAR com alguns de seus subsistemas: TPC (*Time Projection Chamber*), SVT (*Silicon Vertex Tracker*), ToF (*Time of Flight*) e calorímetro Eletromagnético (EMC) inseridos em um campo magnético de 0.5 T [114]. A seguir, os diversos subsistemas do experimento STAR são descritos em maiores detalhes.

Figura 4.4: Detector STAR

4.3.1 Detectores de Trigger

O TPC, que é o principal subsistema do experimento STAR, tem um tempo para leitura de dados muito lento se comparado com a taxa de produção dos eventos. Para sanar esta dificuldade, o detector STAR apresenta um mecanismo de seleção de eventos. Este sistema é composto por estágios e é baseado na digitalização dos dados obtidos pelos detectores rápidos e lentos de *trigger*. Esta informação, obtida pelos detectores de *trigger*, é usada para determinar se um evento será ou não utilizado para análise e inicia a aquisição destes dados, através do sistema de aquisição de dados (*Data Acquisition*, DAQ).

As interações são selecionadas conforme a distribuição das partículas e a informação referente à energia gerada no evento, que são dados obtidos pelos seguintes detectores de *trigger*: *Zero Degree Calorimeter* (ZDC), *Central Trigger Barrel* (CTB), *Beam-Beam Counter* (BBC), *Forward Pion Detector* (FPD) e os Calorímetros Eletromagnéticos.

4.3.2 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

São dois calorímetros hadrônicos localizados a 17 m do ponto de interação, com baixa aceitação, $\Delta\Omega < 2\text{mrad}$. A função dos dois calorímetros a zero graus (ZDC) do RHIC é detectar os nêutrons espectadores, medir sua energia total e, a partir desta, obter o valor da multiplicidade [115]. Esta energia total medida com o ZDC é proporcional à multiplicidade dos nêutrons espectadores que são correlacionados com a geometria do evento (extração do parâmetro de impacto / centralidade). Além disso, estes detectores são utilizados para determinação da luminosidade [115].

4.3.3 O Central Trigger Barrel (CTB) e os Beam-Beam Counters (BBC)

O CTB consiste de 240 cintiladores distribuídos ao redor do TPC e seu sinal é proporcional à multiplicidade de partículas carregadas dentro do limite de $-1 < \eta < 1$ e cobrindo todo o ângulo azimutal ϕ . Há ainda 2 “contadores de feixe” (*Beam-beam Counters* ou BBC) presos ao redor da tubulação do feixe, um de cada lado do TPC. Estes BBCs estão localizados a quase 3.5m do ponto de interação e cobrem uma região de $2.1 < \eta < 3.4$. A diferença entre os tempos de contagem dos dois contadores localiza a posição do vértice primário. Este detector de *trigger* foi colocado principalmente para possibilitar a identificação de ocorrência de eventos em colisões p+p onde a multiplicidade a rapidez central é muito mais baixa do que em colisões com íons pesados relativísticos [116].

4.3.4 Forward Pion Detector (FPD)

O FPD consiste em 8 unidades de vidro de chumbo, 4 detectores em cada lado do ponto de interação do STAR.: em cima (*Up*), em baixo (*Down*), na região norte (*North*) e na região sul (*South*). Todos estes calorímetros consistem de arranjos de detectores de vidro de chumbo que detectam partículas a partir do efeito Cerenkov.

4.3.5 Os Calorímetros Eletromagnéticos (EMC)

O *Endcap Electromagnetic Calorimeter* (EEMC) e o *Barrel Electromagnetic Calorimeter* (BEMC) são calorímetros que permitem uma excelente medida da energia transversal dos eventos, e a detecção de fótons e elétrons com altos valores de momento transversal. O BEMC é um calorímetro eletromagnético composto por cintiladores embutidos em placas de chumbo localizado na parte exterior do CTB e do TPC. Ele mede a energia neutra gerada na colisão a partir da produção de fótons que são detectados pela cascata de partículas produzida quando estes fótons interagem com o calorímetro. Ele cobre a mesma região do espaço que o CTB: $|\Delta\eta| < 1$ e $|\Delta\phi| < 2\pi$ para a simetria azimutal. O detector está dividido em 4800 torres, agrupadas em conjuntos de

16, proporcionando 300 unidades usadas como *trigger*, cada uma com uma cobertura de $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0.2, 0.2)$.

O EEMC é também um calorímetro eletromagnético com a mesma composição que o BEMC. Sua cobertura atinge as regiões de pseudo-rapidez situadas entre 1 e 2 e $\Delta\phi=2\pi$. É composto por 720 torres individuais agrupadas de maneira a formar 90 unidades de *trigger*, cada uma com uma cobertura de $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0.2, 0.2)$.

4.3.6 Forward Time Projection Chamber (FTPC)

O objetivo do FTPC é aumentar a cobertura do STAR na região de rapidez frontal. O FTPC (figura 4.5) é uma câmara de projeção temporal de alta-resolução que detecta partículas carregadas que apresentem valores de pseudo-rapidez no intervalo de $2.5 < \eta < 4$. Sua cobertura azimutal é de 0 a 360° e uma cobertura de momento transversal da ordem de centenas GeV/c . Este detector está preenchido por uma mistura de Ar e CO_2 , na proporção de 50%. O FTPC é um detector de campo com escoamento radial, onde elétrons ionizados movem-se rapidamente para as unidades de leitura (*readout pad*).

Dois FTPCs estão localizados simetricamente no interior do ímã do STAR, em relação ao centro deste. Eles apresentam um raio de 8 cm (mais interno) e 30 cm (mais externo) e um comprimento de 260 cm. Utilizando-se do campo magnético do STAR, o FTPC pode proporcionar uma resolução em momento da ordem de 12% e fazer a discriminação entre as cargas positivas e negativas [117, 118].

Figura 4.5 Representação esquemática de um dos FTPCs [118]

4.3.7 Time of Flight Patch Detector (ToF)

A instalação de um sistema de “tempo de voo” (TOF) foi proposta no experimento STAR a fim de proporcionar a identificação de partículas em uma região de momento que não é coberta pelo TPC (como será visto mais adiante). Ele deve possibilitar a identificação de prótons e anti-prótons com momento transversal de até 3 GeV/c . Para uma cobertura total do tempo de voo são necessárias 120 bandejas de TOF

(TOFr), 60 a leste ($0 < \eta < 1$) e 60 a oeste ($-1 < \eta < 0$). A fim de testar a tecnologia proposta para esse detector, uma bandeja foi instalada, com uma abertura de pseudo-rapidez que vai de -1 a 0 e uma cobertura angular de 0.04π . Cada bandeja contém 32 *multi-gap resistive plate chambers* (MRPC - Figura 4.6), que proporcionam solução eficiente para a relação entre custo e cobertura total de tempo de voo [119].

Figura 4.6: MRPC[119].

4.3.8 Time Projection Chamber (TPC)

O TPC é um detector de trajetórias capaz de medir partículas carregadas em um intervalo de pseudo-rapidez de $|\eta| \leq 1.8$ e com momento transversal maior que, aproximadamente, 100 MeV/c. Sua configuração consiste de dois cilindros concêntricos, como mostrado na figura 4.7, localizados no interior do imã cilíndrico do STAR que normalmente opera com um campo magnético de 0.5 T, mas podendo também operar com metade deste campo ou campo zero. O TPC possui 4.2 m de comprimento, com raio interno de 50 cm e raio externo de 200 cm, sendo seu interior preenchido por um gás (P10 - mistura composta por 10% de metano e 90% de argônio). Na tabela 4.3 pode-se encontrar as especificações técnicas do TPC. Os elétrons são escoados em direção aos anodos, situados nas extremidades do TPC, devido à força do campo elétrico uniforme, gerado por uma ddp de 28kV. A uniformidade do campo elétrico e do campo magnético é importante para a precisão na reconstrução de pontos das trajetórias (*hit*) no espaço das coordenadas. A mistura P10 proporciona um rápido escoamento das cargas mesmo em campos elétricos baixos, o que, neste caso, implica em um tempo de escoamento ao redor de $40\mu s$. A velocidade de escoamento precisa ser conhecida com uma precisão de 0.1 % e por isso é medida periodicamente com o auxílio de lasers. O plano do anodo, onde a carga escoada é coletada, está dividido em 12 setores, cada qual subdividido em um subsector interno e externo. Cada setor está equipado com 5692 unidades de leitura, como mostrado na figura 4.8, e câmaras tipo MWPC (*Multi-Wire Proportional Counter*) para a amplificação do sinal do elétron. O MWPC é composto por 3 planos de fios cada qual com uma função específica. A grade de entrada (*gating grid*) pode ser aberta ou fechada variando-se o potencial. Quando um

evento é gerado, esta grade é aberta, isto é, todos os fios são submetidos ao mesmo potencial e os elétrons podem passar livremente por ele. Quando uma carga é coletada na unidade de leitura, há a reconstrução espacial deste ponto a partir da informação da localização desta unidade, que fornece o valor em r e ϕ e o tempo de escoamento fornece a informação de z . A média da velocidade de escoamento está ao redor de $5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ e a eletrônica apresenta um tempo de leitura de 512 canais de tempo (100 ns cada canal). Dessa forma, a distância em z do centro do TPC pode ser calculada usando esta informação. Assim, a carga de um único ponto é distribuída sobre vários canais em r e ϕ , sendo necessário um algoritmo que determine o centro e o tamanho do ponto da trajetória, como será discutido mais adiante [120, 121].

Figura 4.7: Time Projection Chamber [120].

Figura 4.8 Esquema de um setor do TPC. As unidades de leitura estão representadas tanto na parte interna quanto externa [121].

<i>Item</i>	<i>Dimensão</i>	<i>Observações</i>
<i>Comprimento do TPC</i>	<i>420 cm</i>	<i>duas metades, 210 cm de comprimento cada.</i>
<i>Diâmetro externo do volume de escoamento</i>	<i>400 cm</i>	<i>200 cm de raio</i>
<i>Diâmetro interno do volume de escoamento</i>	<i>100 cm</i>	<i>50 cm de raio</i>
<i>Distância: Cátodo ao Ground Plane</i>	<i>209.3 cm</i>	<i>Cada lado</i>
<i>Cátodo</i>	<i>400 cm de diâmetro</i>	<i>Em relação ao centro do TPC</i>
<i>Potencial do Cátodo</i>	<i>28 kV</i>	<i>Típico</i>
<i>Gás</i>	<i>P10</i>	<i>10% metano 90%argônio</i>
<i>Pressão</i>	<i>Atmosférica + 2mbar</i>	<i>Regulada a 2 mbar</i>
<i>Velocidade de escoamento</i>	<i>5.45 cm/μs</i>	<i>Típica</i>
<i>Difusão transversal (σ)</i>	<i>230 μm / (cm)^{1/2}</i>	<i>140 V/cm & 0.5 T</i>
<i>Difusão longitudinal</i>	<i>360 μm / (cm)^{1/2}</i>	<i>140 V/cm</i>
<i>Número de setores de anodo</i>	<i>24</i>	
<i>Número de unidades de leitura (pads)</i>	<i>136.608</i>	
<i>Razão sinal ruído</i>	<i>20:1</i>	
<i>Electronics Shaping time</i>	<i>180 ns</i>	<i>FWHM</i>
<i>Signal Dynamic Range</i>	<i>10 bits</i>	
<i>Taxa de amostragem</i>	<i>9.4 MHz</i>	
<i>Amostragem longitudinal</i>	<i>512 time buckets</i>	<i>380 time bucktes typical</i>
<i>Campo Magnético</i>	<i>0, $\pm 0.25T$, $\pm 0.5T$</i>	<i>Solenóide</i>

Tabela 4.3 Parâmetros básicos do TPC

4.3.9 Detector SVT (Silicon Vertex Tracker)

O detector SVT foi desenvolvido para complementar a sensibilidade do detector STAR para o estudo da produção hadrônica. Ele está posicionado na parte interna do TPC, próximo ao ponto de interação (ver figura 4.4). Assim, sua utilização representa a inclusão de um número maior de pontos nas trajetórias medidas, melhorando tanto a resolução na determinação do vértice primário como também do momento das partículas.

O SVT é formado por três camadas cilíndricas de detectores do tipo SDD (*Silicon Drift Detectors*) montados de forma concêntrica em torno do ponto de colisão do feixe. Um total de 216 detectores SDD são montados conforme a figura 4.9.

Figura 4.9 a) Desenho esquemático do SVT [122] e b) diagrama funcional de um SDD [122].

Silicon Vertex Tracker	
Comprimento (área ativa)	42 cm (máx)
Barril mais interno (medida do raio)	5.97 cm
Barril Intermediário (raio)	10.16 cm
Barril mais externo (raio)	14.91 cm
Espessura do wafer (SDD)	300 μm
Espessura total	900 μm
Número de wafers	216
Barril interno	32 (8x4)
Barril intermediário	72 (12x6)
Barril Externo	112 (16x7)
Diâmetro do wafer (SDD)	10.16 cm
Comprimento do wafer (SDD)	6.0 cm
Largura do wafer (SDD)	6.0 cm
Distância de escoamento do wafer	3.0cm
Tempo médio de escoamento	3.0 μs
Amostragem temporal	256
Taxa de amostragem	40 MHz
Largura dos anodos (Anode Pitch)	250 μm
Número de canais	103680
Resolução de Posição ideal	<25 μm

Tabela 4.4: Alguns valores relevantes para o detector SVT

Na prática, cada camada cilíndrica é composta de duas camadas de detectores intercalados na forma de um polígono. Os detectores das duas camadas são sobrepostos parcialmente para eliminar áreas inativas de detecção. Na direção longitudinal (do feixe), os detectores são montados lado a lado formando uma “cadeia de detectores” (*detector ladder*). A superfície cilíndrica mais interna forma um polígono de 8 faces, com um raio médio de 6.6 cm e um comprimento longitudinal de aproximadamente 25 cm. Cada cadeia desta camada é composta de 4 detectores SDD, totalizando 32 detectores. A camada intermediária possui forma de um cilindro poligonal de 12 faces,

com um raio médio de 10.6 cm e um comprimento longitudinal de 37.8cm. Neste caso, cada cadeia possui 6 detectores totalizando 72 detectores nesta camada. A camada mais externa é composta de 112 detectores, formando um polígono de 16 faces, com 7 detectores em cada face e uma distância radial média de 14.5 cm. Assim, o SVT cobre 360° da direção azimutal, sendo capaz de medir partículas com $-1 < \eta < 1$. Cada *wafer* de Si possui 63 mm x 63 mm x 280 μ m de espessura e resistividade de 3k Ω cm. A tabela 4.4 mostra alguns dados técnicos sobre o SVT.

Definimos a direção de escoamento como $(\hat{X})$, a direção do anodo como $(\hat{Y})$ e $(\hat{Z})$ a direção da largura do *wafer* (conforme figura 4.9 (b)). Os anodos, faixa do tipo n+, estão localizados em um lado do detector, em paralelo à faixa do tipo p+. Um potencial é formado pelas junções p/n em ambos os lados do wafer de tal forma que os elétrons gerados pela passagem de uma partícula carregada escoem do meio do detector (em relação a Z) para a direção dos anodos. Cada SDD consiste de uma região de escoamento e uma região de foco, sendo que nesta última é aplicado um potencial assimétrico na faixa do tipo p+ no intuito de direcionar a nuvem eletrônica em direção aos anodos para posterior leitura do sinal em pré-amplificadores. O ponto no anodo determina a coordenada Y e o tempo de escoamento do ponto inicial até a leitura do sinal determina a coordenada X.

A contribuição mais importante do SVT é medir partículas de baixo momento transversal ($p_t > 40$ MeV/c) e partículas de vida média curta. As partículas com momento transversal de, aproximadamente, 40 MeV/c são desviadas pelo campo magnético antes de atingir o detector TPC. Porém, com o SVT, muitas dessas partículas podem ser detectadas. Partículas como os bárions Λ , Ξ^- , e Ω^- ou os mésons K_0^s tem um tempo de vida curto decaindo próximo ao ponto de interação primária. Com o SVT, é possível melhorar a determinação dos vértices secundários e, a partir do espectro de massa invariante, é possível identificar estas partículas [122, 123], como será descrito no capítulo 6.

4.3.10 O Sistema de Trigger do STAR

Há, aproximadamente, 10 mil pacotes de feixe cruzando o RHIC a cada segundo, porém, o detector STAR é capaz de armazenar apenas um número limitado de eventos a uma taxa de, aproximadamente, 50 Hz. Portanto, é necessário selecionar esses eventos de acordo com um critério. Embora a maioria das colisões do tipo Au+Au apresentem um parâmetro de impacto elevado (onde nem todos os nucleons interagem), há a possibilidade de colisões com um parâmetro de impacto menor (colisões centrais) e é neste tipo de colisão que há maior probabilidade de formar o QGP. Dessa forma, é interessante obter os observáveis em função da centralidade, armazenando grandezas que tragam informações sobre o parâmetro de impacto.

A lógica do trigger é acionada a partir da coincidência entre a contagem do ADC nos dois ZDCs, juntamente com a informação proveniente do RHIC sobre a posição dos pacotes de feixe. O *trigger* de nível zero é implementado para tomar decisões baseadas nas informações processadas pelo CTB e pelo MWPC. Esta informação pode conter a forma de multiplicidades brutas assim como possuir a informação dos *hits* com o CTB. A decisão (se o evento é bom ou não) tem que ser feita em um intervalo de 110ns e distribuída para o restante da eletrônica de trigger do STAR em 200ns.

O tempo de escoamento da carga elétrica no TPC é de, aproximadamente, 40 μ s, tempo durante o qual o *trigger* de nível 1 decide se aceita ou não o evento baseado na

medida da localização do vértice primário. Esta localização é determinada a partir do tempo em que a informação leva para sair do ZDC e do CTB.

O *trigger* de nível 2 adiciona os dados provenientes de outros detectores. Um tempo limite de 8 ms é permitido para que o *trigger* de nível 2 armazene os dados do TPC, os dados do CTB e assim como toda a informação proveniente do *trigger* do nível 1.

Capítulo 5

1-2 *Rond jambe en Laiz*

3-6 *two promenade en arabesque*

7-8 *one fouetté doublé*

1-8 *repeat*

Black Swan, Swan Lake, 1895

Redução dos Dados Brutos

A redução dos dados brutos é o processo usado para converter os dados coletados (basicamente, medidas de cargas de ionização) em trajetórias de partículas. Este processo é comum a todas as análises do experimento STAR e sua complexidade é dependente do tamanho do evento, ou seja, da multiplicidade de trajetórias. Depois que uma colisão ocorre no detector STAR, o *trigger* possui a capacidade de determinar se pode ou não aceitar os dados provenientes dos detectores. Uma vez aceitos, estes dados são adquiridos pelo *Data Acquisition System* (DAQ) [124] e armazenados pelo *High Performance Storage System* (HPSS) em BNL. A reconstrução inicial dos eventos ou redução do dados é realizada pelo *cluster* de computadores localizado em BNL.

5.1 Determinação dos Pontos de Trajetórias

A figura 5.1 mostra um evento típico visto pelo TPC. Cada ponto na figura representa um ponto da trajetória ou traço coletado pelo TPC. Os pontos são criados, conforme visto anteriormente, quando uma carga atravessa o detector, ionizando o gás e perfazendo a trajetória. Esses elétrons resultantes da ionização escoam ao longo do campo elétrico e são coletados pelas unidades de leitura localizadas nas extremidades do TPC. A primeira tarefa do software de reconstrução é converter um pixel da eletrônica (posição, unidade de leitura, tempo de escoamento) em um ponto espacial. Os pontos de traços são encontrados separadamente em coordenadas espaciais x , y e z . O eixo x é definido como sendo aquele ao longo da direção da linha de unidades de leitura; o eixo y é definido como sendo aquele perpendicular a essa linha e o eixo z é definido como sendo aquele na direção do feixe. A posição x é determinada a partir da ionização nas unidades adjacentes localizadas na mesma linha e que possuam o mesmo tempo de escoamento. A posição y é encontrada a partir da ionização nas unidades de leitura localizadas em linhas adjacentes e com o mesmo tempo de escoamento, enquanto a posição z é determinada pela ionização que ocorreu em instantes diferentes para cada canal de tempo (também chamado de *time bucket*) na mesma unidade de leitura. A energia proveniente de todas as unidades é somada fornecendo a energia total de ionização para um *cluster* simples. Um *cluster* complexo pode ocorrer se as trajetórias estiverem tão próximas que dificulta a identificação de pontos distintos, conforme mostra a figura 5.2. As distribuições neste caso são ajustadas por uma função gaussiana bidimensional a fim de determinar o centróide do *cluster* ao longo da linha de unidades

de leitura e do tempo de escoamento. O centróide na direção de uma linha determina a coordenada x , enquanto o centróide na direção do tempo de escoamento determina a

Figura 5.1 Ilustração de um evento típico no STAR

coordenada z . A coordenada y é simplesmente definida como o centro do *cluster* na direção de y . *Clusters* com trajetórias cruzadas não são utilizados nos cálculos de dE/dx , sendo que normalmente a ocorrência destas trajetórias cruzadas é de 30% de todos os *clusters* para uma colisão de Au+Au. Uma vez encontrados os *clusters*, estes são transformados em coordenadas espaciais no TPC a partir dos cálculos das coordenadas x - y e a coordenada z é obtida a partir da velocidade de escoamento. Os pontos espaciais então contêm informação sobre os pontos das trajetórias no detector STAR em coordenadas globais e a energia depositada pela partícula.

Figura 5.2 Pixel proveniente de uma linha de pads mostrando o cruzamento de três trajetórias que atravessaram a linha. O tamanho do quadrado indica a magnitude da carga ionizada e convertida no ADC [125]

5.1.1 Correções na posição dos pontos de trajetórias

Correções na determinação dos pontos das trajetórias são importantes, principalmente, em relação à direção longitudinal, onde efeitos de distorções nos campos elétrico e magnético podem gerar erros sistemáticos consideráveis na reconstrução de trajetórias.

A equação de movimento de uma partícula carregada em um campo elétrico $\vec{E}$ e em um campo magnético $\vec{B}$ é dada pela equação 5.1, conhecida como equação de Langevin:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + m\vec{A}(t) \quad (5.1)$$

onde $\vec{E}$ é o vetor campo elétrico, $\vec{B}$ é o vetor campo magnético, q é a carga da partícula, $\vec{v}$ o vetor velocidade da partícula e $\vec{A}(t)$ é o vetor da desaceleração dos elétrons ocorrida devido à colisão com o gás. Para um campo elétrico constante $\vec{E}$, a combinação da aceleração dos elétrons com a desaceleração estocástica permitirá uma velocidade média de escoamento constante para todo o *cluster*. Além disso, o lado esquerdo da equação 5.1 é nulo, e substituindo $\vec{A}(t) = \frac{-\vec{v}_D}{\tau}$, onde $\vec{v}_D$ é a velocidade de escoamento do elétron e τ é o tempo médio entre as colisões, teremos a equação 5.1 reescrita da seguinte forma:

$$\frac{\vec{v}_D}{\tau} + \left(\frac{q\vec{B}}{m} \times \vec{v}_D \right) = \frac{q\vec{E}}{m} \quad (5.2)$$

A solução da equação 5.2 para a velocidade de escoamento será:

$$\vec{v}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega \tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})\vec{B}}{B^2} \omega^2 \tau^2 \right) \quad (5.3)$$

onde $\mu = \frac{q\tau}{m}$, corresponde a mobilidade do elétron e $\omega = \frac{-qB}{m}$ corresponde à frequência de cyclotron do elétron (*eletron cyclotron frequency*). Podemos observar a partir da equação 5.3 que, quando o campo elétrico e o campo magnético estão paralelos, haverá somente a contribuição da força exercida sobre os elétrons que estão sendo escoados na direção do campo elétrico, pois $\vec{E} \times \vec{B} = 0$. No entanto, estes campos não são perfeitamente paralelos devido a um desalinhamento entre o TPC e o imã e devido, também, às não uniformidades do campo magnético. O valor mais alto para a componente radial do campo magnético é de 40 Gauss, que é baixo se comparado com o valor do campo magnético na direção de escoamento, que é de 0.5 Tesla. Esta pequena não-uniformidade permite uma máxima distorção de 1 mm para os pontos medidos, em um comprimento total de escoamento de 2m. Este é mais significativo quando comparado à resolução espacial de aproximadamente $700\mu m$ do TPC. Embora a não-uniformidade do campo magnético produza um desvio no caminho de escoamento do elétron, outros desvios também ocorrem, sendo encontrados a partir do estudo de resíduos nos pontos da trajetória. Estes resíduos são definidos como a distância entre a real posição do ponto e a posição das trajetórias nas linhas de unidades de leitura. Esses fatores extras são, por exemplo, a não-uniformidade do campo elétrico próximo aos anodos, um pequeno desalinhamento na extremidade do imã, uma torção na membrana central e um pequeno desalinhamento entre os setores interno e externo [124].

5.2 Determinação das trajetórias de partículas

Um dos maiores desafios no estudo de colisões entre íons pesados a energias relativísticas corresponde à identificação de trajetórias de partículas, visto que a densidade das mesmas é alta, ao redor de 3000 trajetórias por evento em uma colisão central do tipo Au+Au [126]. Para partículas com um baixo valor de momento soma-se a isso os múltiplos espalhamentos e perda de energia que ocorrem. O software utilizado como modelo para a reconstrução das trajetórias no experimento STAR foi o programa desenvolvido para o ALEPH TPC [127] com algumas modificações feitas em decorrência da alta densidade de trajetórias encontrada no experimento NA36 [128, 129].

Uma vez que as posições dos pontos de trajetórias foram encontradas como descrito acima, elas são usadas pelo pacote de reconstrução de trajetórias do TPC, onde um ponto reconstruído pode ser considerado um possível ponto da trajetória estudada. A reconstrução da trajetória tem seu ponto de partida na linha de unidades de leitura mais externa do TPC. Ela foi escolhida como ponto de partida devido à menor densidade de trajetórias existentes nesta região. A partir deste ponto e na direção do ponto de interação da colisão são associados 3 pontos que estejam entre o ponto inicial e as linhas

adjacentes. Esta associação é feita a partir de uma extrapolação linear, sendo que há várias possibilidades de combinação para associar estes 3 pontos a cada ponto inicial da linha externa. Assim que se determinam os três pontos associados ao primeiro ponto que constituem uma possível trajetória, uma segunda extrapolação linear é feita em direção à linha mais interna do TPC. Uma vez encontrada a trajetória de maior comprimento, os pontos que a compõem são então retirados e armazenados na memória dinâmica do computador. Assim, retorna-se ao próximo ponto situado na linha mais externa, recomeçando o processo. Depois de ter se verificado todos os pontos mais externos, o processo continua na próxima linha mais externa que apresente pontos candidatos a semente de trajetória. Assim que este procedimento termina, um modelo de hélice é aplicado a todos os segmentos. A figura 5.3 apresenta este processo de forma esquemática.

Figura 5.3: Representação esquemática do TPC, onde os pontos em verde correspondem aos hits, as elipses em laranja correspondem à extrapolação linear e as linhas tracejadas correspondem à trajetória. O número 1 corresponde ao processo de associação de três pontos seguido da extrapolação linear e da confirmação da formação de uma trajetória. O número 2 corresponde à associação dos pontos de 1 mais os três pontos que passaram pela extrapolação linear, formando uma trajetória.

De acordo com [126], o caminho de uma partícula no campo magnético pode ser descrito por uma hélice ao longo do eixo em que estão as linhas de campo. Esta parametrização pode ser descrita pelas equações abaixo, que se utilizam de coordenadas cartesianas como função do comprimento (s) do caminho da partícula:

$$x(s) = x_0 + R_H \left[\cos \left(\Phi_0 + \frac{h.s.\cos \lambda}{R_H} \right) - \cos \Phi_0 \right] \quad (5.4)$$

$$y(s) = y_0 + R_H \left[\sin \left(\Phi_0 + \frac{h.s.\cos \lambda}{R_H} \right) - \sin \Phi_0 \right] \quad (5.5)$$

$$z(s) = z_0 + s.\sin \lambda \quad (5.6)$$

onde s é comprimento do caminho ao longo da hélice, x_0, y_0, z_0 , são as coordenadas do ponto inicial da hélice ($s=0$), λ é a profundidade da hélice, R_H é o raio da hélice, que pode ser calculado como:

$$R_H = \frac{P.\cos \lambda}{|q.B.\kappa|} = \frac{1}{\left(\frac{1}{p_t} \right) \times 0.001499} \quad (5.7)$$

para o campo magnético padrão do STAR. Aqui, κ é um fator de conversão¹, B é o valor do campo magnético, q é a carga da partícula, h é orientação da hélice, z é o eixo polar paralelo ao eixo de hélice, Φ_0 é ângulo azimutal do ponto de partida da hélice em coordenadas cilíndricas.

Tal parametrização permite o cálculo das seguintes variáveis experimentais:

$$p_t = R_H \times |qB\kappa| \quad (5.8)$$

$$p_z = p_t \tan \lambda \quad (5.9)$$

$$p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2} \quad (5.10)$$

As figuras 5.4 e 5.5 apresentam, respectivamente, a projeção da hélice no plano x - y e a projeção no plano s - z .

Figura 5.4: Projeção da hélice no plano x - y [131].

¹ se o raio está em centímetros, o campo magnético em kilogauss e o momento em GeV/c, então $\kappa=0.00003$

Figura 5.5: Projeção no plano s-z [131].

Estes segmentos, por sua vez, podem ser recombinados em uma única trajetória. Cada segmento é extrapolado em seus extremos, sendo que pontos poderão ser adicionados ou extraídos conforme critérios que estipulam uma distância máxima do ponto à hélice. Para trajetórias com alto momento transversal ($\sim 1 \text{ GeV}/c$), normalmente um único segmento é capaz de descrever a trajetória. Já para momentos mais baixos, cuja curvatura é mais acentuada, há necessidade de vários segmentos para a composição da trajetória. Para isso há a necessidade de se fazer uma junção das hélices, fazendo uma comparação entre os parâmetros de uma dada hélice com outros segmentos próximos. Se a diferença entre os parâmetros for menor que certa tolerância, os segmentos são então combinados de forma a gerar uma única trajetória. Para ser considerado uma trajetória completa, esta deve se possuir um mínimo de 5 pontos.

5.3 O Filtro Kalman

Uma vez que as trajetórias foram encontradas, estas são então ajustadas por um método mais aprimorado que se utiliza do Filtro de Kalman [132]. Este procedimento de ajuste é mais realista que o ajuste de hélice simples e leva em consideração o espalhamento e a energia perdida no interior do TPC, bem como no gás existente entre cada passo do ajuste, no intuito de obter a melhor estimativa para a trajetória. Tal processo se dá em 3 etapas: a primeira consiste em uma filtragem que começa na porção mais externa das linhas de unidades de leitura e termina na mais interna, removendo os pontos da trajetória que estão fora de um corte pré-determinado; a segunda etapa consiste em uma suavização das trajetórias que começa no raio mais interno em direção ao mais externo, removendo da trajetória os pontos que estão fora de um corte que desta vez é mais justo; a terceira etapa consiste no cálculo dos parâmetros da trajetória e o χ^2 total. Para a estimativa do grau do espalhamento múltiplo e da energia perdida é utilizada uma estimativa da massa da partícula, que no caso é o pión, já que esta é a mais abundante das partículas (70-80% das trajetórias são compostas por píons).

5.4 Reconstrução do Vértice Primário

A próxima tarefa na reconstrução dos eventos consiste na localização do vértice da colisão. Este processo deve ser o mais preciso possível visto que este ponto será utilizado no recálculo do vetor de momento para cada partícula primária (partículas que se formaram na colisão) a partir da inclusão deste vértice como um ponto na trajetória.

Este vértice também será utilizado para verificar se a partícula é originária de uma trajetória primária ou secundária, que são aquelas provenientes de decaimentos de partículas primárias, provenientes da interação com o material do detector, etc.

A reconstrução do vértice primário se dá a partir da aplicação do Método de Mínimos Quadrados que fornecerá um parâmetro para a retirada das trajetórias que não estão dentro do limite especificado. Devemos observar que todas as trajetórias são extrapoladas em direção a um ponto de referência. No RHIC, este ponto de referência está no plano transversal, $\sigma_{trans} \approx 0.5 \text{ mm}$, e no plano longitudinal, $\sigma_{z-axis} \approx 90 \text{ cm}$, medida esta referente ao tamanho do diamante do feixe.

Para a determinação da posição do vértice primário, há a necessidade de se fazer uma primeira estimativa. Todas as trajetórias são extrapoladas a um ponto onde eles tenham uma distância de máxima aproximação (*distance of closest approach* - DCA) do feixe, porém com um deslocamento de 0.5 cm nas direções x-y. Os valores das coordenadas z das trajetórias próximas ao feixe são divididos em intervalos de 0.5 cm. Depois que todas as trajetórias foram extrapoladas, o canal em z com mais alta ocupância será usado como a referência para a determinação da posição do vértice primário (a partir do cálculo dos mínimos quadrados das DCA de todas as trajetórias globais). Este método possui um desempenho melhor se aplicado em eventos com grande multiplicidade (> 20 trajetórias). A acurácia para a obtenção do vértice primário está ao redor de $150 \mu\text{m}$ em ambas as direções transversais e do feixe. As eficiências para eventos com um número de trajetórias primárias maiores que 50 estão ao redor de 100% [130].

5.5 Ajuste da trajetória acrescentando o vértice primário

Depois de encontrado o vértice primário, as trajetórias globais que foram extrapoladas a uma distância de máxima aproximação de até 3 cm deste vértice são denominadas trajetórias primárias. Assim, estas trajetórias primárias precisam ser reajustadas incluindo-se este vértice inicial. Em eventos cuja multiplicidade é alta, o erro associado ao vértice primário é menor ($150 \mu\text{m}$) que o erro nos pontos reconstruídos pelo TPC ($700 \mu\text{m}$), permitindo uma melhora no momento das trajetórias.

5.6 Domínio das centralidades estudadas

Sabemos que o parâmetro de impacto de uma colisão se traduz experimentalmente no número de partículas carregadas produzidas nessa colisão. Assim, utilizamos o número de trajetórias primárias medidas através do TPC para realizar uma seleção em relação ao domínio das centralidades. O número de trajetórias primárias está diretamente relacionado ao número de partículas carregadas produzidas e este está relacionado a uma porcentagem da seção de choque hadrônica total, σ_h [131, 133], conforme definição no Modelo de Glauber (ver Apêndice A) [134].

Em algumas publicações teóricas [134, 135, 136, 137], a produção de hádrons em colisões entre íons pesados relativísticos no RHIC tem sido parametrizada em função do número de nucleons participantes (N_{part}) e o número de colisões binárias (N_{bin}). Como não é possível medi-los diretamente, obtemos seus valores a partir da distribuição dN/dN_{ch} , conforme definição apresentada no Apêndice A.

A figura 5.5 apresenta o número de trajetórias carregadas medidas através do TPC

em um domínio de $|\eta| < 0.5$ para um evento *MinBias* (evento que contém todas as centralidades). Os domínios de centralidade variam de colisões mais centrais (0-5% de σ_h) até as colisões mais periféricas (60-80% de σ_h). Assim, a partir um conjunto de eventos *MinBias*, informações sobre as seguintes centralidades foram extraídas: 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-60% e 60-80%. A tabela 5.1 apresenta um resumo destas centralidades, enquanto que a figura 5.5 apresenta um gráfico da multiplicidade de partículas relacionada a cada centralidade.

σ_h (%)	Número Trajetórias Primárias	de Número eventos (Kaon)	de Número obtidos	Número de eventos obtidos (Lambda)	N_{bin}	N_{part}
0-5	≥ 373	342872		340776	914 ± 79	346.7 ± 2.9
5-10	313-372	337490		335443	714 ± 59	291.0 ± 3.6
10-20	222-372	667597		663343	508 ± 41	226.4 ± 3.2
20-30	154-221	672763		668768	318 ± 25	160.3 ± 2.4
30-40	102-154	684399		680386	192 ± 15	110.4 ± 2.1
40-60	154-38	1339169		1331054	87 ± 16	59.9 ± 7.5
60-80	38-9	1376130		1367544	19 ± 5	19.3 ± 3.5

Tabela 5.1 As cinco classes de centralidade estudadas na colisão de Au+Au a 62.4 GeV

Figura 5.5: Multiplicidades das partículas relacionadas a cada centralidade. Estas multiplicidades são referentes à colisão a 200 GeV, cujo formato é o mesmo para 62.4 GeV. [138]

Capítulo 6

1-2 *Piqué arabesque punch et*

3-4 *promenades attitude derrière*

5-6 *développés devant*

7-8 *pirouette ending with développé in ecarté*

Pas de deux, Slave's Market, Le Corage, 1899

Análise dos Dados

6.1 Reconstrução do V0

A identificação das partículas estranhas neutras se dá a partir da reconstrução de vértices secundários, também chamados de V0. Como as partículas estranhas estudadas são neutras, os decaimentos de dois corpos correspondem a duas partículas de cargas opostas. Devido ao campo magnético presente no experimento, elas terão trajetórias de sentidos opostos, partindo do mesmo ponto de origem. Essa característica topológica, que lembra o formato da letra V, permite a identificação dessas partículas como será descrito a seguir. A Tabela 6.1 mostra o decaimento das partículas estudadas neste trabalho.

<i>Partícula</i>	<i>Quarks Constituintes</i>	<i>Massa (GeV/c²)</i>	<i>Modo de Decaimento</i>	<i>c τ (cm)</i>
Λ	uds	1.116	$p + \pi^-: \sim 64\%$	7.89
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	1.116	$\bar{p} + \pi^+: \sim 64\%$	7.89
K^0	$\frac{1}{\sqrt{2}} d\bar{s} + \bar{d}s $	0.498	$\pi^- + \pi^+: \sim 69\%$	2.68

Tabela 6.1: *Propriedades das partículas que formam um V0, com seus quarks constituintes, massas, modo de decaimento dominante e vida média multiplicada pela velocidade da luz.*

A reconstrução do vértice de decaimento de partículas estranhas é feita considerando todos os pares de trajetórias de cargas opostas que não tiveram o vértice primário incluído em seu traço. Diversos parâmetros geométricos que correlacionam essas duas trajetórias são determinados a fim de identificar aqueles pares de trajetórias que realmente correspondem a partículas filhas do decaimento de partículas estranhas neutras. Como em cada evento há milhares de partículas provenientes do vértice primário que não apontam para o ponto de origem devido à definição finita do momento, pode ocorrer o cruzamento aleatório dessas trajetórias, formando vértices falsos que corresponde a um fundo combinatório. A fim de se separar esse fundo de verdadeiros V0 de decaimento, cortes são aplicados a esses parâmetros geométricos até obtermos uma razão sinal-ruído satisfatória.

A figura 6.1 apresenta os parâmetros geométricos utilizados na análise, bem como uma representação esquemática do decaimento V_0 . Na figura, d se refere à distância de decaimento (*decay length*), DCA_{12} se refere à distância de máxima aproximação entre as trajetórias positiva e negativa (*distance of closest approach*), DCA_{v1} é à distância de máxima aproximação da partícula negativa ao vértice primário, DCA_{v2} é à distância de máxima aproximação da partícula positiva ao vértice primário, b é a distância de máxima aproximação do hádron estranho reconstruído ao vértice principal.

Figura 6.1: Representação esquemática do decaimento V_0 e os parâmetros associados a este decaimento.

Os pares de trajetórias de cargas opostas são formados durante a reconstrução dos eventos. Para diminuir o fundo combinatório e reduzir o volume de dados armazenados, cortes preliminares são aplicados nos parâmetros geométricos, como listados na Tabela 6.2.

Descrição do Corte	Valor Aplicado
Número de pontos do traço no TPC	> 10
DCA_{v1} e $v2$	> 0.7 cm
b	< 0.8 cm
DCA_{12}	< 0.8 cm
d	> 2.0 cm

Tabela 6.2: Cortes preliminares

A fim de identificar as partículas V_0 que se pretende estudar, constroem-se distribuições de massa invariante a partir das duas trajetórias “filhas” que foram identificadas através de cortes nos parâmetros geométricos. A massa invariante é calculada a partir da conservação de momento e energia no processo de decaimento, obtida utilizando-se a equação 6.1:

$$M_{V0}^2 = M_1^2 + M_2^2 - 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (6.1)$$

onde M_{V0} representa a massa da partícula original, ou seja, a partícula “mãe”, enquanto 1 e 2 representam as partículas “filhas”.

A massa dessa partícula V0 é calculada assumindo diferentes identidades para as partículas filhas, cuja energia é calculada a partir de sua massa e do momento medido, usando a equação 6.2:

$$E^2 = p^2 + M^2 \quad (6.2)$$

onde se assume $c = 1$.

6.2 Otimização de cortes (cut tunning)

A primeira etapa na análise dos dados é a obtenção dos dados brutos referentes aos sinais de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K^0 . Com a aplicação dos cortes listados na tabela 6.1, há uma diminuição no fundo combinatório, porém ele continua bastante presente, como pode ser visto na distribuição de massa invariante da figura 6.2. Nela é possível observar a presença do fundo combinatório para Λ e K^0 , respectivamente.

Figura 6.2 Espectro de massa invariante para a partícula K^0 (a) e para a partícula Λ em um intervalo de pt entre 1.2 e 1.4 GeV/c.

O primeiro estágio para a otimização dos cortes é a identificação das partículas “filhas” a partir do valor de perda de energia por ionização no gás do TPC.

Assim que as partículas atravessam o TPC, elas perdem energia via interações eletromagnéticas com o gás no processo de ionização. A perda de energia é parametrizada a partir da fórmula de Bethe-Bloch (equação 6.3), que representa de maneira satisfatória esse fenômeno, embora esta parametrização não inclua explicitamente a massa da partícula.

A curva teórica específica de energia depositada na matéria é dada pela fórmula de Bethe-Bloch [139]:

$$\frac{dE}{dx} \approx Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \right) \quad (6.3)$$

que fornece a quantidade de energia de uma partícula com carga z perdida por ionização quando atravessa um gás de número atômico Z e número de massa A , sendo m_e a massa do elétron, $K \approx 0.31 \text{ MeVcm}^2$, β e γ variáveis relativísticas, e T_{max} a energia cinética máxima.

A figura 6.3 apresenta o valor dE/dx medido para diferentes partículas no detector TPC. Os valores foram obtidos a partir da parametrização Bichsel [140], pois, embora a equação de Bethe-Bloch seja utilizada de maneira geral para a energia perdida pelas diferentes partículas (elétrons, píons, kaons, prótons e dêuterons), a parametrização Bichsel apresenta um resultado mais acurado [140].

A identificação das partículas é importante para diminuir o fundo combinatório e esta é feita a partir do cálculo de N_σ que é a distância, em unidades da largura da distribuição de dE/dx , entre a medida de dE/dx e o valor esperado:

$$N_\sigma = \frac{\frac{dE}{dx}_{medido} - \frac{dE}{dx}_{esperado}}{r / \sqrt{n} \frac{dE}{dx}_{medido}} \quad (6.4)$$

onde n é o número de pontos utilizados para calcular o dE/dx medidos ao longo da trajetória e r é a resolução experimental [141]. Este valor de r é de 8.8 % para trajetórias com 45 pontos no ajuste.

Figura 6.3: Gráficos de dE/dx em função do momento

No caso de Λ e anti- Λ , por exemplo, é possível verificar que o fundo combinatório destas partículas é proveniente majoritariamente da contaminação de π^+ e π^- , o tipo de partícula com maior produção em uma colisão. Portanto, ao selecionarmos os valores de dE/dx das partículas “filhas”, podemos reduzir a contribuição deste fundo de maneira substancial.

As figuras 6.4 e 6.5 apresentam a razão entre o espectro de massa com a aplicação do corte de $5N_\sigma$ e aquele onde não foi feita nenhuma seleção (figura 6.2). Nessas figuras, nota-se que há uma diminuição do fundo combinatório, pois a região do

espectro que não se refere ao sinal está abaixo de um, enquanto que a região referente ao pico está próxima de um.

Figura 6.4 Razão entre os espectros de massa K_0 com o corte de $5N_\sigma$, em dE/dx e aquele em que nenhum corte foi aplicado.

Figura 6.5 Razão entre espectro de Massa de Λ após o corte de $5N_\sigma$, em dE/dx e aquele em que nenhum corte foi aplicado.

A identificação do decaimento de hádrons estranhos consistia anteriormente em um estudo baseado na “tentativa e erro” para a identificação dos cortes que deveriam ser aplicados nos parâmetros mais relevantes. Optamos por desenvolver um método que permitisse uma maior confiabilidade na decisão sobre qual corte a ser aplicado, otimizando o tempo de análise.

A otimização dos cortes nos parâmetros geométricos foi possível a partir da simulação, pelo Método de Monte Carlo, do sinal gerado pela propagação da partícula que se deseja estudar pelo detector. Essa simulação foi utilizada como referência para a otimização dos cortes a serem aplicados nos dados. A partir da visualização do comportamento da distribuição de cada parâmetro geométrico, foi possível determinar os valores ótimos para os cortes que serão utilizados para encontrar os espectros de massa das partículas Λ e K_0 . A figura 6.6 apresenta um exemplo do comportamento de cada um dos parâmetros estudados na simulação de Monte Carlo. A coluna da esquerda se refere aos parâmetros para K_0 e as da direita para Λ .

O processo de otimização dos cortes se deu a partir da verificação do número de partículas simuladas observadas após a aplicação de um determinado corte e sua variação, em porcentagem, quando alterávamos o valor desse corte. Tal estudo comparativo foi feito para todos os parâmetros envolvidos: distância de decaimento, distância de máxima aproximação dos produtos do decaimento ao vértice primário, distância de máxima aproximação do V0 ao vértice primário e distância de máxima aproximação entre as trajetórias positivas e negativas. Ao final, selecionamos um corte que incluísse aproximadamente 95 % do sinal de K_0 e 87% de Lambdas. O valor da porcentagem foi escolhido de maneira arbitrária, com o intuito de apenas manter uma quantidade razoável do sinal gerado. As tabelas 6.3 e 6.4 apresentam um exemplo de como foi feito este estudo, tanto para Λ como para K_0 . A tabela 6.5 apresenta os valores finais dos cortes utilizados na identificação de V0 nesta análise.

Figura 6.6: Os gráficos na coluna da esquerda (direita) apresentam as distribuições dos parâmetros geométricos obtidas a partir da simulação de partículas Λ (K_0). A partir do topo, os parâmetros representados nos gráficos são: distância de máxima aproximação da filha negativa ao vértice primário, distância de máxima aproximação da filha positiva ao vértice primário e distância de decaimento, respectivamente. O eixo y corresponde a contagens e o eixo x a cm.

<i>Lambdas</i>							
	<i>Dca Neg to PV</i>		<i>Dca Pos to PV</i>		<i>Decay Length</i>		
<i>Corte (cm)</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>	<i>Corte (cm)</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>
0.1	167308	100	167219	100	1.0	167308	100
0.2	167291	99.99	167009	99.87	2.0	167308	100
0.3	167270	99.98	166766	99.73	2.5	166864	99.73
0.4	167233	99.96	166532	99.59	3.0	166132	99.30
0.5	167170	99.92	166306	99.45	3.5	165217	98.75
0.6	167121	99.89	166138	99.35	4.0	164092	98.08
0.7	167074	99.86	165974	99.26	4.5	162708	97.25
0.8	166337	99.42	145432	86.97	5.0	161064	96.27
0.9	165560	98.95	127584	76.30	5.5	159265	95.19
1.0	164695	98.44	112117	67.05	6.0	157221	93.97
1.1	163753	97.87	98557	58.94	6.5	155068	92.68
1.2	162794	97.32	86598	51.79	7.0	152701	91.27
1.3	161754	96.68	76209	45.57	7.5	150080	89.70
1.4	160628	96.00	67052	40.10	8.0	147376	88.09
1.5	169437	95.29	59124	35.36	8.5	144606	86.43
1.6	158169	94.54	52082	31.15	9.0	141699	84.69
1.7	156765	93.70	45772	27.37	9.5	138552	82.81
1.8	155344	92.85	40333	24.12	10.0	135492	80.98
1.9	153855	91.96	35591	21.28	10.5	132374	79.12
2.0	152292	91.02	31414	18.79	11.0	129179	77.21
2.1	150648	90.04	27822	16.64			
2.2	148940	89.02	24788	14.82			
2.3	147145	87.95	22106	13.22			
2.4	145248	86.81	19668	11.76			
2.5	143364	85.69	17597	10.52			
2.6	141425	84.53	15708	9.40			
2.7	139343	83.28	14084	8.42			
2.8	137175	81.99	12641	7.56			

Tabela 6.3: Número de contagens de partículas *A* simuladas (valores absolutos e relativos) obtidas após se aplicar os cortes listados na coluna da esquerda (em cm) para os parâmetros distância de máxima aproximação ao vértice primário tanto da partícula filha positiva quanto da negativa, e para o parâmetro distância de decaimento.

<i>Kaons</i>							
	<i>Dca Neg to PV</i>		<i>Dca Pos to PV</i>		<i>Decay Length</i>		
<i>Corte (cm)</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>	<i>Corte (cm)</i>	<i>Contagens</i>	<i>%</i>
0.1	297149	100	297149	100	1.0	297153	100
0.2	297138	99.99	297138	99.99	2.0	297153	95.78
0.3	297129	99.99	297129	99.99	2.5	284624	90.96
0.4	297109	99.98	297099	99.99	3.0	270301	85.97
0.5	297099	99.98	297083	99.98	3.5	255464	80.87
0.6	297088	99.97	297083	99.98	4.0	240326	75.92
0.7	297070	97.00	297072	99.97	4.5	225590	71.12
0.8	288245	93.95	288445	97.00	5.0	211333	66.63
0.9	279164	90.80	279260	93.95			
1.0	269817	87.64	270010	90.80			
1.1	260432	84.53	260756	87.64			
1.2	251187	81.43	251277	84.53			
1.3	241966	78.28	241910	81.41			
1.4	232609	75.18	232388	78.20			
1.5	223398	72.20	223250	75.13			
1.6	214535	69.32	214241	72.10			
1.7	205983	66.50	205374	69.11			
1.8	197597	63.77	196922	66.27			
1.9	189508	61.12	188987	63.60			
2.0	181619	58.58	181211	60.98			

Tabela 6.4: Número de contagens de partículas K_0 simuladas (valores absolutos e relativos) obtidas após se aplicar os cortes listados na coluna da esquerda (em cm) para os parâmetros distância de máxima aproximação tanto ao vértice primário da partícula filha positiva quanto da negativa, e para o parâmetro distância de decaimento.

PARÂMETRO	K_0	Λ	$\bar{\Lambda}$
d	$> 4.0 \text{ cm}$	$> 8.5 \text{ cm}$	$> 8.5 \text{ cm}$
$Dca \text{ v1 (neg)}$	$> 1.3 \text{ cm}$	$> 0.8 \text{ cm}$	$> 0.8 \text{ cm}$
$Dca \text{ v2 (pos)}$	$> 1.3 \text{ cm}$	$> 2.3 \text{ cm}$	$> 2.3 \text{ cm}$
b	$< 0.5 \text{ cm}$	$< 0.5 \text{ cm}$	$< 0.5 \text{ cm}$
$Dca \text{ 12}$	$< 0.8 \text{ cm}$	$< 0.8 \text{ cm}$	$< 0.8 \text{ cm}$
$N_{ dE/dx }$	< 5.0	< 5.0	< 5.0
Número de pontos no traço	> 15	> 15	> 15

Tabela 6.5: Cortes finais utilizados para a seleção e identificação das partículas (Λ , $\bar{\Lambda}$ e K^0) obtidos a partir do procedimento descrito no texto.

6.3 Determinação do espectro de massa invariante

A partir dos cortes apresentados na Tabela 6.5, foi possível a identificação das partículas de interesse. As figuras apresentadas a seguir mostram alguns espectros de massa invariante obtidos para K_0 e Lambdas, para diferentes centralidades, $|y| < 1.0$ e diferentes intervalos de momento transversal (p_t). Estas figuras são representativas dos resultados obtidos. A partir destas figuras, é possível observar a melhora na relação sinal-ruído que os cortes aplicados proporcionaram. Mesmo tendo diminuído a influência do fundo combinatório, este ainda se faz presente, o que é desejável, para melhor parametrização e posterior subtração do fundo na região do sinal. Também é interessante observar que quanto maior o valor de p_t , menos definido se torna o espectro de massa, demonstrando assim que o detector apresenta melhor desempenho para valores de p_t mais baixos que 3 MeV/c. Aqui estamos analisando dados fornecidos apenas pelo detector TPC. A análise dos dados que incluem o SVT será discutida no capítulo 9.

Figura 6.7 Espectros de Massa da partícula K_0 em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 0-5%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.8: Espectros de Massa da partícula K_0 em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 10-20%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.9: Espectros de Massa da partícula K_0 em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 40-60%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.10: Espectros de Massa da partícula K_0 em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 60-80%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.11: Espectros de Massa da partícula Lambda em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 0-5%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.12: Espectros de Massa da partícula Lambda em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 10-20%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.13: Espectros de Massa da partícula Lambda em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 40-60%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.14: Espectros de Massa da partícula Lambda em diferentes intervalos de momento transversal obtidos a partir dos cortes selecionados para os eventos com centralidade 60-80%. A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

6.4 Contagem do número de partículas detectadas

6.4.1 Primeiro método para a extração do sinal

Uma vez construídos os espectros de massa para os variados intervalos de p_t , é preciso extrair o número de partículas detectadas (sinal). Tal procedimento envolveu a contagem do número de entradas obtidas na região do espectro de massa referente ao valor de massa esperado para uma determinada partícula subtraído o fundo combinatório. Há várias maneiras de se obter esta contagem, como por exemplo, ajustando o pico existente no espectro de massa ou simplesmente somando o número de entradas em cada canal do histograma sob este mesmo pico.

O primeiro procedimento escolhido consistiu na contagem do número total de entradas em cada canal do histograma na região de massa do pico, e o fundo combinatório foi ajustado a uma função e subtraído posteriormente. O fundo a ser ajustado foi determinado extraíndo-se do histograma a região de massa correspondente ao pico do sinal, como pode ser visto nas figuras 6.15 e 6.16. Este estudo foi feito em cada intervalo de p_t , verificando para cada um deles qual função melhor descreveria o comportamento do fundo. Os ajustes polinomiais de segundo e terceiro graus foram os escolhidos e em cada intervalo também foi calculada a relação entre o sinal (contagens no pico) e o fundo, apresentados na tabela 6.6, 6.7 e 6.8. O erro do sinal foi calculado a partir da soma quadrática das incertezas estatísticas do número total de contagens e do fundo combinatório. As figuras 6.15 (a) e (b) e 6.16 (a) e (b) mostram o resultado deste procedimento, apresentando o sinal e o fundo com a função ajustada. A qualidade do ajuste não é igual para todos os espectros, principalmente para os casos onde o número de entradas era baixo. Normalmente, isto se deu para valores altos de p_t , devido à baixa estatística. Ao finalizar este procedimento, obteve-se o número de partículas detectadas.

Kaons						
Intervalo de p_t (GeV/c)	Centralidade 0-5%			Centralidade 60-80%		
	Sinal/Ruído	Sinal ($\times 10^2$)	Erro Sinal ($\times 10^2$)	Sinal/Ruído	Sinal ($\times 10^2$)	Erro Sinal ($\times 10^2$)
0.2-0.4	1.95	550.5	2.8	23.68	171.4	1.3
0.4-0.6	2.86	1237.4	4.0	36.22	290.1	1.7
0.6-0.8	4.41	1396.4	4.1	25.16	173.5	1.6
0.8-1.0	5.53	1146.4	3.6	17.89	201.4	1.4
1.0-1.2	4.37	780.7	3.0	11.20	130.7	1.1
1.2-1.4	3.32	493.7	2.5	5.14	77.25	0.96
1.4-1.6	2.66	299.0	2.0	5.14	48.52	0.76
1.6-1.8	2.12	170.5	1.5	4.64	29.01	0.59
1.8-2.0	1.82	96.3	1.2	3.43	16.56	0.44
2.0-2.2	1.69	55.07	0.93	5.56	10.38	0.35
2.2-2.4	2.00	33.42	0.70	2.024	4.64	0.26
2.4-2.6	1.41	16.91	0.53	5.21	3.51	0.20
2.6-2.8	1.17	8.93	0.40	5.79	2.34	0.16
2.8-3.0	1.00	8.73	0.41	9.67	2.61	0.17
3.0-3.5	-----	-----	-----	2.26	0.61	0.94
3.5-4.0	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Tabela 6.6 Dados obtidos com o primeiro método de ajuste para a partícula K_0

Lambdas						
Intervalo de pt (GeV/c)	Centralidade 0-5%			Centralidade 60-80%		
	Sinal/Ruído	Sinal ($\times 10^2$)	Erro Sinal ($\times 10^2$)	Sinal/Ruído	Sinal ($\times 10^2$)	Erro Sinal ($\times 10^2$)
0.2-0.4	0.95	25.92	0.72	4.84	7.80	0.30
0.4-0.6	2.18	140.9	1.4	14.87	36.82	0.62
0.6-0.8	3.98	334.8	2.0	17.25	68.18	0.84
0.8-1.0	5.12	476.1	2.3	21.05	78.74	0.90
1.0-1.2	7.13	513.6	2.4	16.61	66.91	0.84
1.2-1.4	8.88	449.6	2.2	24.43	49.79	0.72
1.4-1.6	10.02	272.6	1.7	16.14	33.70	0.59
1.6-1.8	12.75	244.6	1.6	31.17	22.32	0.59
1.8-2.0	13.09	158.8	1.3	16.51	12.58	0.36
2.0-2.2	15.00	98.9	1.0	19.12	7.96	0.28
2.2-2.4	13.28	58.7	0.79	14.18	4.18	0.21
2.4-2.6	17.37	34.05	0.60	-----	-----	-----
2.6-2.8	16.72	20.56	0.46	-----	-----	-----
2.8-3.0	10.15	18.60	0.45	-----	-----	-----
3.0-3.5	8.77	4.30	0.21	-----	-----	-----
3.5-4.0	3.44	0.90	0.10	-----	-----	-----

Tabela 6.7 Dados obtidos com o primeiro método de ajuste para a partícula lambda

Anti-Lambdas						
Intervalo de pt (GeV/c)	Centralidade 0-5%			Centralidade 60-80%		
	Sinal/Ruído	Sinal ($\times 10^2$)	Erro Sinal ($\times 10^2$)	Sinal/Ruído	Sinal	Erro Sinal
0.2-0.4	1.33	12.02	0.45	13.44	5.43	0.24
0.4-0.6	1.69	64.9	1.0	8.97	21.88	0.49
0.6-0.8	2.87	162.4	1.4	24.82	42.55	0.66
0.8-1.0	3.58	234.6	1.7	8.15	44.43	0.70
1.0-1.2	4.56	255.6	1.7	9.32	39.18	0.65
1.2-1.4	5.70	225.9	1.6	9.33	28.21	0.55
1.4-1.6	7.06	175.1	1.4	29.65	20.86	0.46
1.6-1.8	9.78	128.0	1.1	13.20	12.21	0.36
1.8-2.0	9.27	82.61	0.95	10.53	7.37	0.28
2.0-2.2	10.65	51.59	0.75	13.67	3.94	0.20
2.2-2.4	9.49	31.11	0.58	4.15	1.80	0.15
2.4-2.6	15.68	19.19	0.45	-----	-----	-----
2.6-2.8	8.54	10.11	0.33	-----	-----	-----
2.8-3.0	10.07	11.12	0.35	-----	-----	-----
3.0-3.5	-----	-----	-----	-----	-----	-----
3.5-4.0	-----	-----	-----	-----	-----	-----

Tabela 6.8 Dados obtidos com o primeiro método de ajuste para a partícula anti-lambda

Figura 6.15(a): Espectros de massa invariante de K_0 mostrando o ajuste do fundo combinatório (coluna à esquerda) e o sinal extraído em cada intervalo de p_t (GeV/c) (coluna à direita). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.15(b): Espectros de massa invariante de K_0 mostrando o ajuste do fundo combinatório (coluna à esquerda) e o sinal extraído em cada intervalo de p_t (GeV/c) (coluna à direita). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.16 (a): Espectros de massa invariante de Lambda mostrando o ajuste do fundo combinatório (coluna à esquerda) e o sinal extraído em cada intervalo de p_t (GeV/c)(coluna à direita). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.16 (b): Espectros de massa invariante de Lambda mostrando o ajuste do fundo combinatório (coluna à esquerda) e o sinal extraído em cada intervalo de p_t (GeV/c) (coluna à direita). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

6.4.2 Segundo método para a extração do sinal

Um segundo procedimento para se extrair o sinal dos espectros de massa foi utilizado. Ele consiste na soma do número de contagens na região do espectro correspondente ao pico da partícula de interesse, sendo que o fundo combinatório também foi estimado com uma simples contagem do número de entradas na região do espectro correspondente ao fundo, como descrito a seguir. A figura 6.17 [53] ilustra esse método, que consiste inicialmente, em determinar um intervalo referente ao sinal, que na figura corresponde à região central em vermelho e tem uma largura de $30 \text{ MeV}/c^2$ (de $1.1 \text{ GeV}/c^2$ a $1.13 \text{ GeV}/c^2$). Como o fundo neste caso tem a forma aproximadamente linear, podemos subtrair o mesmo considerando o seu valor como sendo a média do número de contagens nas regiões laterais ao pico. Como o intervalo estipulado para o sinal é de $30 \text{ MeV}/c^2$, cada região lateral (regiões laterais em vermelho) tem $15 \text{ MeV}/c^2$ de largura: $1.085\text{-}1.10$ e $1.135\text{-}1.150 \text{ GeV}/c^2$. O valor médio de número de contagens nessas laterais é subtraído da região do pico.

Figura 6.17 Exemplo de segundo método de extração de sinal [53]

As figuras 6.18 e 6.19 apresentam uma amostra dos resultados obtidos com este método, para cada partícula e algumas centralidades. Nelas é possível observar o sinal (linha vermelha), o fundo nas laterais do pico (linha verde), e o valor médio desse fundo (linha azul). Também obtivemos o valor do sinal e o erro deste, que podem ser encontrados nas tabelas 6.9, 6.10 e 6.11.

K0				
	Centralidade 0-5%		Centralidade 60-80%	
Intervalo de p_t (GeV/c)	Sinal ($\times 10^2$)	ErrSinal ($\times 10^2$)	Sinal ($\times 10^2$)	errSinal ($\times 10^2$)
0.2-0.4	76.8	2.0	44.2	0.7
0.4-0.6	490.8	3.4	174.5	1.3
0.6-0.8	1286.1	4.3	295.2	1.7
0.8-1.0	1492.6	4.3	282.3	1.7
1.0-1.2	1209.3	3.8	210.0	1.5
1.2-1.4	868.0	3.2	138.1	1.2
1.4-1.6	566.9	2.6	87.1	0.9
1.6-1.8	361.1	2.1	54.1	0.8
1.8-2.0	221.9	1.7	32.6	0.6
2.0-2.2	131.0	1.3	18.5	0.5
2.2-2.4	76.9	1.0	11.0	0.4
2.4-2.6	43.2	0.8	6.3	0.3
2.6-2.8	25.3	0.6	3.9	0.2
2.8-3.0	15.2	0.4	2.5	0.2
3.0-3.5	15.6	0.4	2.6	0.2
3.5-4.0	3.9	0.2	0.8	0.1
4.0-4.5	1.2	0.1	0.24	0.05

Tabela 6.9 Dados obtidos com o segundo procedimento para a partícula K0

Lambdas				
	Centralidade 0-5%		Centralidade 60-80%	
Intervalo de p_t (GeV/c)	Sinal ($\times 10^2$)	ErrSinal ($\times 10^2$)	Sinal ($\times 10^2$)	errSinal ($\times 10^2$)
0.2-0.4	2.87	0.26	0.41	0.07
0.4-0.6	28.61	0.75	8.58	0.31
0.6-0.8	144.9	1.5	36.39	0.62
0.8-1.0	336.1	2.1	68.89	0.85
1.0-1.2	490.0	2.4	78.20	0.90
1.2-1.4	523.8	2.4	67.14	0.84
1.4-1.6	460.7	2.2	49.28	0.72
1.6-1.8	279.4	1.7	34.01	0.60
1.8-2.0	248.9	1.6	21.98	0.48
2.0-2.2	162.3	1.3	12.76	0.36
2.2-2.4	100.3	1.0	8.06	0.29
2.4-2.6	59.83	0.79	4.19	0.21
2.6-2.8	34.45	0.60	2.67	0.16
2.8-3.0	20.81	0.47	1.24	0.11
3.0-3.5	19.32	0.45	1.62	0.13
3.5-4.0	4.37	0.22	0.42	0.07
4.0-4.5	1.06	0.11	0.06	0.03

Tabela 6.10 Dados obtidos com o segundo procedimento para a partícula lambda

<i>Anti-Lambdas</i>				
	<i>Centralidade 0-5%</i>		<i>Centralidade 60-80%</i>	
<i>Intervalo de p_t (GeV/c)</i>	<i>Sinal ($\times 10^2$)</i>	<i>ErrSinal ($\times 10^2$)</i>	<i>Sinal ($\times 10^2$)</i>	<i>errSinal ($\times 10^2$)</i>
0.2-0.4	0.59	0.10	0.17	0.05
0.4-0.6	12.93	0.47	5.36	0.24
0.6-0.8	65.9	1.0	22.13	0.49
0.8-1.0	159.9	1.5	41.51	0.66
1.0-1.2	238.5	1.7	46.29	0.70
1.2-1.4	262.3	1.8	39.95	0.65
1.4-1.6	235.6	1.6	29.02	0.56
1.6-1.8	182.3	1.4	20.19	0.46
1.8-2.0	129.6	1.2	12.03	0.36
2.0-2.2	84.71	0.95	7.50	0.28
2.2-2.4	52.27	0.75	4.06	0.20
2.4-2.6	31.84	0.58	2.07	0.15
2.6-2.8	18.97	0.45	1.35	0.12
2.8-3.0	10.58	0.34	0.89	0.10
3.0-3.5	11.31	0.35	0.87	0.10
3.5-4.0	2.39	0.16	0.07	0.03
4.0-4.5	0.49	0.08	-----	-----

Tabela 6.11 Dados obtidos com o segundo procedimento para a partícula anti-lambda

Figura 6.18 (a): Espectros de massa invariante de K_0 mostrando o ajuste do fundo combinatório e o sinal extraído em cada intervalo de p_t (GeV/c). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.18 (b): Espectros de massa invariante de K_0 mostrando o ajuste do fundo combinatório e o sinal extraído em cada intervalo de p_T (GeV/c). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.19 (a): Espectros de massa invariante de Λ mostrando o ajuste do fundo combinatório e o sinal extraído em cada intervalo de p_T (GeV/c). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

Figura 6.19 (b): Espectros de massa invariante de Λ mostrando o ajuste do fundo combinatório e o sinal extraído em cada intervalo de p_T (GeV/c). A unidade utilizada é GeV/c^2 para o eixo x. O eixo y apresenta o número de contagens.

6.4.3 Determinação do método a ser adotado

Para escolhermos o método a ser adotado neste trabalho, comparamos o sinal obtido pelos métodos descritos nas seções 6.5.1 e 6.5.2. A figura 6.20 mostra a comparação entre o método 1 (seção 6.5.1) e o método 2 (seção 6.5.2) para a partícula Λ em uma colisão mais periférica (60-80%). Nela é possível visualizar que o método 2 permite a obtenção de sinal para valores de p_t mais alto, enquanto que o método 1 falha nesse sentido. Portanto o método 2 foi o escolhido para este trabalho.

Figura 6.20 Comparação entre os métodos para a extração de sinal, onde o método 1 refere-se à linha preta e o método 2 refere-se à linha vermelha. O eixo y corresponde à contagem de sinais e o eixo x a intervalos de p_t .

6.5 Correção no sinal: número de partículas detectadas X número de partículas produzidas na colisão

O sinal extraído dos dados a partir dos procedimentos descritos na seção anterior corresponde ao número de partículas medidas pelo detector e não ao número de partículas de fato produzidas na colisão. Portanto, há a necessidade de se incluir alguns fatores de correção experimentais para se obter a produção real de partículas na colisão. Esses fatores são separados em dois grupos para facilitar a compreensão: a correção que se refere à cobertura angular geométrica do detector e a correção que se refere à eficiência de reconstrução dos V0. A correção da cobertura angular é necessária, pois algumas partículas não são detectadas devido ao fato de um ou dois produtos do decaimento não entrarem na cobertura angular do detector. Já a eficiência de reconstrução se deve a partículas que passaram pela cobertura angular, mas não foram reconstruídas, como por exemplo, quando as trajetórias não formaram um V0 segundo os cortes estabelecidos.

Esses fatores de correção são obtidos a partir de técnicas de Monte Carlo e pelo processo de inserção de partículas simuladas em dados reais, chamado de *embedding*.

6.5.1 O Processo de *Embedding*

O “*embedding*” é um processo que envolve a geração de partículas pelo método de Monte Carlo, a simulação de sua propagação pelo TPC, a inserção da trajetória da partícula em um evento real, a reconstrução do evento e, finalmente, a identificação da partícula simulada no evento reconstruído.

As partículas simuladas não são geradas de maneira aleatória e sua distribuição em rapidez e em momento transversal podem ser escolhidas com algum critério. As partículas são distribuídas uniformemente no plano azimutal de 0 a 2π . A distribuição em rapidez é uniforme no intervalo de $-1.2 < y < 1.2$.

No que concerne à distribuição em momento transversal, duas opções foram consideradas: uma distribuição uniforme e uma distribuição térmica do tipo Maxwell-Boltzmann. Uma distribuição uniforme permite calcular a eficiência total do detector com um erro estatístico menor, pois o número de entrada em cada canal de p_t será sempre o mesmo. Entretanto, este tipo de distribuição pode levar a um resultado errado devido a uma contribuição maior ou menor de partículas que mudam de canal de p_t no momento da reconstrução da trajetória. A fim de evitar esse problema, usa-se uma distribuição estatística (exponencial) que se assemelha mais àquela encontrada com os dados.

As coordenadas preliminares do vértice do evento real em que estão sendo inseridas as partículas simuladas são requeridas de modo que as partículas geradas e todas as partículas reais se originem do mesmo vértice. A fim de não alterar consideravelmente as características totais do evento, há um limite no número das partículas que são inseridas. Para Λ , $\bar{\Lambda}$ e K^0 , a multiplicidade das partículas utilizadas no *embedding* foi ao redor de 10% da multiplicidade total, que por sua vez correspondeu a 6% da multiplicidade existente no TPC, pois muitas partículas do *embedding* não foram aceitas. A correção é feita canal a canal, em termos de p_t , não sendo necessário que os dados reais e os dados de MC tenham exatamente a mesma distribuição de momento, porém distribuições similares.

6.5.2 Propagação das partículas simuladas com o GEANT

Uma vez que as partículas simuladas foram geradas, estas são propagadas no detector STAR por intermédio do programa de simulação GEANT [142] adaptado ao experimento. Este programa se utiliza de todas as características do detector STAR necessárias para a detecção de partículas, como os sistemas de refrigeração, a eletrônica de medida, o feixe, etc. O GEANT reproduz de forma realista os fenômenos da difusão múltipla, da perda de energia ou da absorção relacionada aos materiais, assim como os efeitos relacionados ao campo magnético. O GEANT é também capaz de simular a propagação das partículas no detector, o decaimento destas, bem como a física relacionada à passagem através dos materiais, especificamente a ionização com o TPC. A quantidade de ionização criada com as interações no gás pode também ser determinada pelo GEANT, que depende do momento da trajetória, bem como do potencial de ionização do gás (equação de Bethe-Block). Como o processo de *embedding* é muito dispendioso, em termos de memória e CPU, foi feita uma escolha no

branching ratio, de maneira que a simulação é feita 100% sobre um determinado tipo de decaimento.

Uma vez que as partículas foram simuladas no detector, passa-se à simulação da ionização e do transporte da nuvem de elétrons até o sistema de aquisição. Esse processo de simulação é todo desenvolvido pelo pacote de simulação TRS- *TPC Response Simulation*. Este pacote modela não só as partículas, mas a geração de sinais analógicos e digitais.

Depois do uso do TRS, passa-se ao processo de inserção desta simulação em eventos que contenham dados reais. Isso é feito adicionando-se contagens provenientes do ADC de partículas simuladas com contagens do ADC provenientes dos dados brutos, ou seja, de dados reais. Este novo evento é então submetido ao mesmo processo de reconstrução que os dados reais. A única diferença é que a correção da distorção não é aplicada, assim como não há distorção nos dados de Monte Carlo. Este fato não altera o resultado, pois há pouca influência dessas correções no fundo que influenciará a reconstrução dessas partículas simuladas.

6.5.3 Correção da Cobertura Angular¹ e Eficiência de reconstrução

As correções de cobertura angular e eficiência são determinadas simultaneamente usando a informação obtida das partículas geradas por Monte Carlo.

A correção da cobertura angular deve ser feita usando somente a informação de MC proveniente das partículas que fazem parte do processo de *embedding*. Assim, a cobertura angular é definida como a razão entre o número de partículas que entraram na cobertura angular do detector (N_{cg}) em relação ao número de partículas que foram geradas (N_g):

$$A(y, p_t) = \frac{N_{cg}}{N_g} \quad (6.5)$$

O único inconveniente deste procedimento é que o número de pontos existentes no TPC não pode ser simulado com exatidão. Em um dado real, um ponto pode ser ou não acrescentado à trajetória e essa decisão depende da resolução do detector. Na correção da cobertura angular assume-se que cada unidade de leitura contribui com um ponto, se este foi atravessado pela trajetória. Isto significa que o limite entre a correção da cobertura angular e da eficiência é muito tênue.

A correção da eficiência de reconstrução é obtida a partir das informações de dados simulados e dados reconstruídos. Este processo consiste na comparação entre os dados de MC e os dados que foram reconstruídos, associando a informação proveniente da reconstrução de cada partícula combinada com a informação proveniente da simulação. Este processo inicia-se com a comparação entre o ponto de Monte Carlo e o ponto reconstruído. Se a distância entre os dois for menor que 5.0 mm , diz-se que houve a associação entre ambos. O próximo passo é verificar se nesta trajetória há mais de 3 pontos que estejam respeitando a consideração acima. Caso haja, a trajetória é então utilizada na análise. Depois dessa associação de trajetórias, é necessário que ambas as informações (partículas simuladas e partículas reconstruídas) se combinem formando

¹ Tradução de *geometrical acceptance*

um V0. Finalmente é possível calcular a eficiência (E_{ff}), definida como o número de partículas reconstruídas (N_{rec}) dividido pelo número de partículas que foram aceitas geometricamente (N_{cg}):

$$E_{ff}(y, pt) = \frac{N_{rec}}{N_{cg}} \quad (6.6)$$

A eficiência é calculada em função da rapidez e do momento transversal para várias centralidades, e está fortemente relacionada a estas variáveis.

Na prática, calculamos ambas as correções acima de uma única vez, combinando as informações das partículas simuladas com as informações das partículas reconstruídas. Portanto, o fator de correção é dado por:

$$A(y, p_t) \cdot E_{ff}(y, pt) = \frac{N_{rec}}{N_{cg}} \cdot \frac{N_{cg}}{N_g} = \frac{N_{rec}}{N_g} \quad (6.7)$$

As figuras 6.21, 6.22 e 6.23 apresentam o resultado da eficiência calculada para as centralidades 0-5%, 10-20%, 40-60% e 60-80% respectivamente, para cada uma das partículas.

Figura 6.21: Fator de correção em função de p_t (GeV/c) para a partícula K_0

Figura 6.22: Fator de correção em função de p_t (GeV/c) para a partícula Λ .

Figura 6.23: Fator de correção em função de p_t (GeV/c) para a partícula anti- Λ .

6.5.4 Correção Total

A correção total aplicada aos dados brutos combina a correção da cobertura angular e a correção da eficiência. Entretanto, o *branching ratio* (br) para cada decaimento foi redefinido como 100% no processo de *embedding* e este deve ser corrigido. Portanto, o fator de correção total $C(y, PT, mult)$ é dado por:

$$C(y, p_t, mult) = \frac{N_{cg}}{N_g} \times \frac{N_{rec}}{N_{cg}} \times (br) \quad (6.9)$$

$$C(y, p_t, mult) = A(y, p_t) \times Eff(y, p_t, mult) \times (br) \quad (6.10)$$

Os valores de sinal para cada intervalo de p_t e as correções calculadas como descrito acima serão usados para se extrair os espectros de momento transversal de cada partícula estudada para $|y| < 1.0$ e a produção total dessas partículas nesse intervalo de rapidez, como será descrito no capítulo 7.

Capítulo 7

1-8 8 grand-jeté

1-2 1 grand-jeté

3-4 demi-pirouettes en attitude

5-6 2 courreau en tournant

7-8 petit sauté

1-8 répéter

Firebird 1910

Resultados Experimentais

7.1 Espectros de Momento Transversal

As partículas produzidas em uma colisão de íons pesados relativísticos são caracterizadas pelo vetor de momento que se decompõe em uma componente longitudinal p_z ou $p_{//}$ e uma componente transversal p_t ou $p_{\perp}$. A componente longitudinal pode ser representada também pela rapidez (y) que facilita a manipulação algébrica quando transformações relativísticas de sistemas de coordenadas são necessárias. Já o plano transversal é muito importante nesse tipo de experiência, pois grande parte do momento das partículas criadas e emitidas é direcionada para o mesmo. O momento transversal também pode ser representado pela massa transversal, m_t , obtida a partir de:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (7.1)$$

onde m_0 é a massa de repouso da partícula.

A representação da distribuição de momento transversal em função da quantidade (m_t - m_0) permite a comparação entre partículas de massas diferentes. Nosso estudo depende da análise da distribuição de momento transversal de partículas estranhas, que pode ser caracterizada pela seção de choque invariante total [68], dada por:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^2\sigma}{2\pi p_t dp_t dp_{//}} \quad (7.2)$$

Fazendo as seguintes substituições:

$$dp_{//} = E dy \quad (7.3)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{//}}{E - p_{//}} \right) \quad (7.4)$$

$$p_{\parallel} = m_t \sinh y \quad (7.5)$$

$$E = m_t \cosh y \quad (7.6)$$

na equação (7.2), temos:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = cte. \frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = cte. \frac{d^2 N}{2\pi dy m_t dm_t} \quad (7.7)$$

onde a terceira igualdade pode ser obtida fazendo uso da equação (7.1). Para maiores detalhes ver Apêndice B.

A equação (7.7) é a equação que fornece o número de partículas produzidas por unidade de rapidez e momento transversal. A equação (7.7) pode ser comparada aos dados medidos da seguinte maneira:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} = \frac{Sinal}{N^{\circ} eventos \cdot C(y, p_t, mult)} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\Delta y dp_t} \quad (7.8)$$

onde $N^{\circ} eventos$ corresponde ao número eventos de cada centralidade (mostrado na tabela 5.1), Δy corresponde ao intervalo de rapidez estudado (neste caso de -1.0 a 1.0), dp_t é o intervalo de p_t considerado e $C(y, p_t, mult)$ é a correção no sinal dada pela expressão 6.9. O valor do sinal é o valor obtido a partir do segundo método utilizado e descrito na seção 6.5.2, Tabelas 6.10, 6.11 e 6.12. O segundo método de extração do sinal foi utilizado, pois ele se mostrou mais estável e confiável para as várias centralidades e intervalos de p_t estudados.

As figuras 7.1, 7.2 e 7.3 apresentam os gráficos da equação (7.8) em função de $(m_t - m_0)$ para as partículas K^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$. Nestas figuras a centralidade 0 -5% está representada por uma estrela preta, a centralidade 5 -10% está representada por um quadrado vermelho, a centralidade 10 - 20% está representada por um triângulo verde, a centralidade 20 - 30% por um triângulo azul, a centralidade 30 -40% por um círculo em amarelo, a centralidade 40 -60% está representada por um quadrado magenta e finalmente, a centralidade 60 -80% está representada por um triângulo em *cyan*. Em todos os espectros em que foram utilizadas estas centralidades e as mesmas estão representadas por estes pontos em todo este trabalho. Para a elaboração destas figuras cada centralidade foi multiplicada por potências de dez de maneira a permitir que as mesmas fossem colocadas em um mesmo gráfico para facilitar a visualização. Desta forma a centralidade 0-5 % foi multiplicada por 10^0 , a centralidade 5-10% multiplicada por 10^{-1} , a centralidade 10-20% multiplicada por 10^{-2} , a centralidade 20-30% multiplicada por 10^{-3} , a centralidade 30-40% por 10^{-4} , a centralidade 40-60% por 10^{-5} e, finalmente, a centralidade 60-80%, por 10^{-6} . As incertezas mostradas são estatísticas, porém elas são menores que o tamanho dos pontos.

Figura 7.1: Espectro de momento transversal de K_0 em função de $(m_T - m_0)$ para todas as centralidades. Nesta figura a centralidade 0 -5% está representada por uma estrela preta, a centralidade 5 -10% está representada por um quadrado vermelho e multiplicada por 10^{-1} , a centralidade 10 - 20% está representada por um triângulo verde e multiplicada por 10^{-2} , a centralidade 20 - 30% por um triângulo azul e multiplicada por 10^{-3} , a centralidade 30 -40% por um círculo em amarelo e multiplicada por 10^{-4} , a centralidade 40 -60% está representada por um quadrado magenta e multiplicada por 10^{-5} e, finalmente, a centralidade 60 -80% está representada por um triângulo em ciano sendo multiplicada por 10^{-6} .

Figura 7.2: Espectro de momento transversal de Λ em função de $(m_T - m_0)$ para todas as centralidades e obedecendo a mesma descrição da legenda do gráfico anterior.

Figura 7.3: Espectro de momento transversal de $\bar{\Lambda}$ em função de $(m_t - m_0)$ para todas as centralidades e obedecendo a mesma descrição da legenda do gráfico anterior.

7.2 Extração da abundância de partículas produzidas (dN/dy)

Os espectros de $d^2N/dydp_t$ permitem obter a produção total de uma determinada partícula em certa faixa de rapidez (neste caso, $|y| < 1.0$), chamada de dN/dy . Esse valor é obtido integrando-se a distribuição de $d^2N/dydp_t$ em p_t . Como o detector tem uma aceitação geométrica finita, é preciso extrapolar essa distribuição para os valores de p_t que não são medidos pelo detector. A fim de realizar essa extrapolação, é preciso ajustar uma função à distribuição de $d^2N/dydp_t$ e, em seguida, integrar a mesma para se obter dN/dy . Duas funções foram utilizadas com essa finalidade: uma exponencial simples e uma distribuição de Boltzmann, como discutido a seguir.

7.2.1 Ajustes utilizados: Função Exponencial

Hagedorn [68] demonstrou em 1983 que a distribuição da massa transversal é proporcional à exponencial $e^{\frac{-m_t}{T}}$, sendo que este último caracteriza um sistema em possível equilíbrio térmico.

A integração sobre todo o domínio de m_t permite expressar os espectros de momento transversal em função do parâmetro T , conforme mostra a equação (7.9):

$$\frac{d^2N}{2\pi dy dp_t p_t} = \frac{d^2N}{2\pi dy m_t dm_t} = \frac{1}{2\pi T(m_0 + T)} \frac{dN}{dy} e^{\frac{-(m_t - m_0)}{T}} \quad (7.9)$$

Este termo representa a temperatura do sistema no qual a partícula está inserida bem como a velocidade de expansão deste sistema (ver capítulo 8 para uma interpretação mais detalhada de T). Essa equação foi ajustada aos espectros de momento transversal de cada partícula e em cada centralidade estudada. Os resultados podem ser vistos nas figuras 7.4 a 7.6 e os valores numéricos obtidos para dN/dy e T , assim como o χ^2 dos ajustes por grau de liberdade, podem ser vistos na tabela 7.1. Os erros de dN/dy e T são provenientes do próprio procedimento de ajuste.

Figura 7.4 Ajuste Exponencial em todas as centralidades para a partícula K^0 . Nesta figura a centralidade 0 -5% está representada por uma estrela preta, a centralidade 5 -10% está representada por um quadrado vermelho e multiplicada por 10^1 , a centralidade 10 - 20% está representada por um triângulo verde e multiplicada por 10^2 , a centralidade 20 - 30% por um triângulo azul e multiplicada por 10^3 , a centralidade 30 -40% por um círculo em amarelo e multiplicada por 10^4 , a centralidade 40 -60% está representada por um quadrado magenta e multiplicada por 10^5 e, finalmente, a centralidade 60 -80% está representada por um triângulo em cyan sendo multiplicada por 10^6 .

Figura 7.5 Ajuste Exponencial em todas as centralidades para a partícula lambda. As centralidades estão representadas da mesma forma que a figura anterior.

Figura 7.6 Ajuste Exponencial em todas as centralidades para a partícula Anti-lambda. As centralidades estão representadas da mesma forma que a Figura 7.4.

<i>Centralidade</i> (%)	dN/dy	$err\,dN/dy$	$T(MeV)$	$ErrT(MeV)$	χ^2/ndf
<i>Kaons</i>					
0- 5	20.59	0.21	253.23	0.71	31.97
5-10	19.09	0.23	254.89	0.78	28.59
10-20	11.24	0.12	256.08	0.64	44.41
20-30	9.00	0.10	256.88	0.73	35.01
30-40	5.53	0.07	255.62	0.94	35.90
40-60	2.54	0.03	255.62	0.95	18.46
60-80	0.68	0.02	246.8	1.79	20.54
<i>Lambdas</i>					
0- 5	15.66	0.19	308.15	0.97	10.21
5-10	12.98	0.18	308.04	1.07	8.59
10-20	9.72	0.11	307.12	0.86	8.58
20-30	6.55	0.08	305.50	1.04	3.93
30-40	4.09	0.06	303.46	1.28	2.93
40-60	1.90	0.03	295.97	1.29	1.88
60-80	0.46	0.01	279.37	2.64	1.70
<i>Anti-Lambdas</i>					
0- 5	8.30	0.09	314.47	1.10	16.12
5-10	6.80	0.08	315.33	1.29	8.41
10-20	5.26	0.05	311.25	1.00	8.74
20-30	3.57	0.04	306.29	1.09	7.16
30-40	2.37	0.03	301.63	1.42	1.64
40-60	1.16	0.02	288.42	1.52	2.62
60-80	0.31	0.01	267.90	2.85	1.26

Tabela 7.1 Resultados obtidos com o ajuste exponencial

É importante salientar que os ajustes com a função exponencial, principalmente em relação aos K_0 s, não foram satisfatórios, como pode ser observado pelos valores de χ^2 na tabela 7.1. Portanto faz-se necessário a adoção de outra função para descrever estes aspectos, o que será discutido a seguir.

7.2.2 Ajustes utilizados: Função de Boltzmann

A fim de obter um melhor ajuste para algumas centralidades e estimar os erros sistemáticos presentes neste procedimento para obtenção de dN/dy , uma outra função também foi utilizada para se ajustar os espectros de momento transversal. A função utilizada é apresentada na equação (7.10):

$$\frac{d^2N}{2\pi dy dp_t p_t} = \frac{d^2N}{2\pi dy m_t dm_t} = \frac{1}{2\pi T(m_0^2 + 2m_0 T + 2T^2)} \frac{dN}{dy} e^{-\frac{(m_t - m_0)}{T}} \quad (7.10)$$

Esta função permite um melhor ajuste aos dados, pois os espectros apresentam uma leve curvatura côncava para baixos valores de p_t e esta função é capaz de reproduzir esse comportamento dos dados principalmente no caso de colisões mais centrais. As figuras 7.7,

7.8 e 7.9 apresentam o resultado deste ajuste em todas as centralidades e a tabela 7.2 apresenta os valores numéricos obtidos.

Figura 7.7 Ajuste do Tipo Boltzmann dos espectros de K^0 em todas as centralidades para a partícula K^0 . As centralidades obedecem à representação descrita na figura 7.4.

Figura 7.8 Ajuste do tipo Boltzmann dos espectros de Λ em todas as centralidades para a partícula Λ . As centralidades obedecem à representação descrita na figura 7.4.

Figura 7.9: Ajuste do tipo Boltzmann dos espectros de anti-lambda em todas as centralidades para a partícula anti-lambda. . As centralidades obedecem à representação descrita na figura 7.4.

Figura 7.10: Valores de χ^2 de todos os ajustes aplicados. O eixo x representa as centralidades estudadas em termos do número de participantes (ver Tabela 5.1).

<i>Centralidade (%)</i>	dN/dy	$err\ dN/dy$	$T(\text{MeV})$	$ErrT(\text{MeV})$	χ^2/ndf
<i>Kaons</i>					
0- 5	23.85	0.23	298.29	0.83	11.99
5-10	22.36	0.26	298.95	0.93	10.15
10-20	14.56	0.13	300.89	0.76	12.11
20-30	10.54	0.10	301.77	0.81	8.29
30-40	6.52	0.08	300.57	1.11	12.31
40-60	3.01	0.04	300.46	1.12	15.45
60-80	0.81	0.02	290.80	2.23	8.69
<i>Lambdas</i>					
0- 5	14.85	0.18	272.01	0.79	6.57
5-10	12.26	0.17	272.41	0.87	4.52
10-20	9.17	0.10	271.45	0.70	4.91
20-30	6.20	0.08	269.72	0.84	3.00
30-40	3.86	0.06	268.02	1.04	3.95
40-60	1.80	0.02	261.73	1.06	3.68
60-80	0.44	0.01	247.58	0.002	2.67
<i>Anti-Lambdas</i>					
0- 5	7.96	0.09	275.94	0.90	8.87
5-10	6.52	0.08	276.39	1.05	4.13
10-20	5.03	0.05	273.26	0.82	3.59
20-30	3.42	0.04	268.89	0.96	4.59
30-40	2.26	0.03	265.43	1.09	1.43
40-60	1.10	0.02	253.99	1.26	5.37
60-80	0.29	0.01	236.50	2.38	1.93

Tabela 7.2 Dados obtidos com o ajuste do tipo Boltzmann

A equação 7.10 pode ser interpretada como uma distribuição estatística clássica sobre os vários estados de energia no equilíbrio térmico, ou seja, quando a temperatura for alta o suficiente e a densidade suficientemente baixa, os efeitos quânticos são dispensáveis, permitindo assim um tratamento clássico. Devido ao melhor ajuste (representado pelos valores obtidos de χ^2) das funções de Boltzmann, como pode ser visto na Figura 7.10, os valores da tabela 7.2 foram os escolhidos e utilizados nos próximos estudos. É importante salientar que apesar dos valores de χ^2 ainda estarem altos, isso se deve aos pontos de maior valor de massa transversal, que não se ajustaram adequadamente à curva. Esse é um efeito esperado e que exerce uma influência muito pequena no resultado final de dN/dy , que é determinado majoritariamente pelos pontos de pequeno m_t .

7.2.3 Determinação de erros sistemáticos

Os erros sistemáticos considerados nesta análise estão na tabela 7.3. Alguns erros são comuns a todas as análises realizadas com o detector STAR (variação no setor do TPC e campo magnético) e alguns são característicos deste trabalho (métodos utilizados para a extração do sinal). Para obter o erro devido ao primeiro efeito da tabela, a análise foi realizada em função do ângulo azimutal ϕ de emissão do V0, explorando assim todas as

variações existentes nos setores e bordas do TPC. Com relação ao campo magnético, cerca de 2/3 dos dados foram obtidos com o chamado campo magnético “reverso” e 1/3 foi obtido com o campo magnético “forward”, obtendo assim informações sobre as imperfeições que possam existir no campo magnético que, por consequência, influenciar na análise dos dados [141].

Erro Sistemático	K0	Λ	$\bar{\Lambda}$
Variação de setor no TPC [133]	3.1%	2.0%	2.0%
Campo Magnético [133]	2.2%	3.3%	3.3%
Métodos de extração do sinal			
Centralidade 0-5%	3.11%	2.09%	1.81%
Centralidade 5-10%	0.9%	1.14%	0.18%
Centralidade 10-20%	12.10%	0.33%	1.47%
Centralidade 20-30%	2.47%	2.83%	1.17%
Centralidade 30-40%	3.71%	0.51%	0.40%
Centralidade 40-60%	2.87%	2.22%	2.21%
Centralidade 60-80%	1.47%	7.55%	3.97%

Tabela 7.3: Resumo dos erros sistemáticos utilizados neste trabalho

Para obter o erro sistemático referente à extração de sinal nós comparamos os resultados obtidos pelos dois métodos: o primeiro onde ajustamos uma função de grau 2 ou 3 ao fundo (como mostrado na seção 6.5.1) e o segundo, onde utilizamos a contagem de entradas no espectro (seção 6.5.2). Comparando-se o sinal obtido pelos métodos descritos, foi possível perceber que os dois métodos diferem levemente para valores intermediários de p_t . A figura 7.11 apresenta um exemplo dessa diferença para os sinais obtidos na centralidade 10-20% para Kaons.

Os valores de incerteza sistemática obtidos são bastante razoáveis, mostrando que os métodos são bastante adequados. O primeiro método apresenta limitações ao se ajustar uma função ao fundo combinatório em intervalos de p_t mais altos, onde a quantidade de dados é insuficiente. Essa limitação não é tão séria, visto que a eficiência dos detectores e a análise está mais concentrada em valores intermediários de p_t . O segundo método consegue superar essa limitação por se concentrar na contagem de sinais, permitindo assim avançar em valores de p_t maiores.

Figura 7.11 Comparação entre os métodos para a extração de sinal, onde o método 1 refere-se à linha preta e o método 2 refere-se à linha vermelha. O eixo y corresponde à contagem de sinais e o eixo x ao intervalo de p_t .

7.3 Produção da Estranheza em função da energia e centralidade

A motivação que originou o estudo da produção de estranheza como uma evidência do QGP foi apresentada pela primeira vez em 1982 [7], conforme discutido no capítulo 2. Espera-se que a estranheza seja produzida abundantemente em um plasma devido ao baixo valor de energia imposto por alguns mecanismos de produção, como a fusão gluônica para a formação dos pares $s\bar{s}$. Também é esperado que, conforme o tempo de sobrevivência do plasma, o aumento nas taxas de produção dos pares $s\bar{s}$ conduza ao equilíbrio do sistema em termos de quarks estranhos.

A figura 7.12 mostra o valor de dN/dy para K_0 , Λ e anti- Λ em função da energia de colisão por núcleon, para uma colisão mais central, ou seja, uma centralidade de 0-5%. Os pontos em $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV correspondem àqueles obtidos neste trabalho e mostrados na seção anterior. Como podemos ver nessa figura, a produção de K^0 é praticamente constante para energias de colisão do SPS ao RHIC, enquanto a produção de Λ cresce para energias de colisão do AGS e também permanece praticamente constante para energias do SPS ao RHIC, com exceção de uma pequena diminuição para energias em torno de 20 GeV. A produção de anti- Λ , por outro lado, cresce monotonicamente em função da energia. Esse comportamento está de acordo com a hipótese de uma diminuição do potencial químico bariônico em função da energia, que compensaria o aumento da densidade de energia.

É importante ressaltar que para a energia de 62.4 GeV, que é o foco deste estudo, a produção dessas partículas possui valores que seguem a sistemática observada para as outras energias, não apresentando nenhuma mudança abrupta de comportamento.

Figura 7.12: Produção de Λ , $\bar{\Lambda}$ e K^0 (dN/dy) em função da energia [143, 144]

A evolução da taxa de produção de $\bar{\Lambda}$, Λ e K^0 em função da centralidade da colisão apresenta uma característica de grande interesse. Vimos que a teoria prevê uma transição de fase de primeira ordem para caracterizar a mudança de estado da matéria nuclear para um estado de Plasma de Quarks e Glúons. Esta mudança pode ser caracterizada por alguns observáveis, entre eles a taxa de produção de partículas. Comparando-se as taxas medidas em uma colisão p+p com as taxas medidas em uma colisão Au+Au, esta última apresenta uma produção de partículas muito maior que a primeira. Uma mudança brusca na produção de partículas com relação ao tamanho do sistema pode ser interpretada como uma transição de fase de primeira ordem, bem como uma modificação nos mecanismos de produção dos bárions (especificamente de bárions multi-estranhos) com a centralidade e com o volume do sistema.

A priori as condições experimentais de uma colisão periférica se aproximam de uma colisão p+p devido ao número pequeno de nucleons que participam da colisão. Considerando uma transição de fase de primeira ordem do QGP para um gás de hádrons, espera-se uma mudança brusca quando se aumenta o tamanho e a energia do sistema. E isso não é observado no caso da energia, como mostrado na figura 7.12.

A figura 7.13 apresenta a taxa de produção por unidade de rapidez (dN/dy) de $\bar{\Lambda}$, Λ e K^0 para a colisão de Au+Au a 62.4 GeV em função da centralidade da colisão, ou seja, da forma do sistema, representada pelo valor de N_{part} (ver seção 5.6 e Apêndice A). Como observado nessa figura, não há uma mudança brusca na produção de partículas em função da centralidade da colisão. Podemos considerar esta transição como uma mistura de condições, ou seja, um *crossover*. Nesse caso, a taxa de produção em função do tamanho do sistema pode ser interpretada como uma evolução suave e não como uma ruptura nesta

mesma evolução. O fato de não ser observada uma mudança brusca nos dados experimentais pode ser um sinal desse tipo de mistura de condições.

Figura 7.13: dN/dy em função de N_{part} para K^0 (pontos em vermelho), Λ (pontos em preto) e $\bar{\Lambda}$ (pontos em azul).

7.4 Razões entre Partículas em função da energia e centralidade

A figura 7.14 mostra as razões entre anti-bárions e bárions em função da energia. Nota-se que essas razões crescem monotonamente e de maneira suave com a energia, se aproximando da unidade para a energia máxima do RHIC. Esse comportamento, mais uma vez, demonstra a diminuição do potencial químico bariônico, ou seja, da formação de um sistema quase livre de bárions para energias mais altas. Uma das maneiras de se explicar este comportamento é a partir dos modelos de coalescência entre os quarks que afirmam que as razões são proporcionais ao número de quarks produzidos para um dado sabor no *fireball*, ou seja, assume-se que a probabilidade de criação de um bárion (ou anti-bárion) com um dado tipo de quark é proporcional a probabilidade de que 3 quarks (ou anti-quarks) se encontrem em uma determinada célula do espaço de fase necessário para a formação deste bárion [145]. Neste modelo, onde se assume ainda que os quarks não estejam correlacionados (que é válida no equilíbrio térmico), é possível obter as seguintes probabilidades de formação para os vários bárions:

$$\begin{aligned}
p &= \omega_p q^3 \\
\frac{\Lambda}{\Sigma^0} &= \omega_\Lambda q^2 s \\
\Xi &= \omega_\Xi q s^2 \\
\Omega &= \omega_\Omega s^3
\end{aligned} \tag{7.11}$$

onde q e s são as probabilidades relativas de encontrar quarks leves e um quark estranho em um determinado espaço de fase e onde ω_i é o fator de proporcionalidade que leva em consideração os efeitos das ressonâncias e a energia de ligação na formação dos vários bárions [145]. As equações em (7.11) são as mesmas para os anti-bárions. Fazendo a razão entre anti-bárion e bárion de acordo com as equações (7.11) encontramos:

$$\begin{aligned}
\frac{\bar{p}}{p} &= \frac{\bar{q}}{q^3} \\
\frac{\bar{\Omega}}{\Omega} &= \frac{\bar{p}}{p} D^3
\end{aligned} \tag{7.12}$$

Onde

$$D = \frac{\bar{q}s}{qs} = \frac{\bar{K}}{K} \tag{7.13}$$

Essa comparação entre os resultados obtidos pelo modelo e os resultados obtidos em colisões do tipo Pb-Pb [146] indicam a existência dessa fase intermediária no processo de produção de bárion (anti-bárion): um sistema de quarks e anti-quarks quase livres distribuídos aleatoriamente no espaço de fase [147, 148]. Portanto é possível comparar os valores das razões obtidas com a previsão deste modelo.

A razão entre partículas e suas anti-partículas ($\bar{B}/B$) produzidas em uma colisão, também podem ser comparadas com alguns cálculos e previsões teóricas fornecidas pela pQCD. Essa teoria prevê, por exemplo, que em colisões de altas energias ocorra um decréscimo dessa razão para alto p_t . Tal decréscimo está relacionado ao número de anti-partículas com alto p_t que são produzidas a partir de fragmentação gluônica e de partículas que são produzidas da fragmentação de quarks e glúons [149].

Observando esta razão é possível também extrair informações sobre as condições iniciais da colisão. Por exemplo, se a quantidade de *baryon stopping* é alta, então podemos afirmar que há abundância de quarks no *fireball* originados dos núcleos interagentes. Um exemplo dessa abundância é que pode-se produzir Λ (uds) e $K^+(u\bar{s})$ através da reação:

Figura 7.14 Razão entre $\bar{B}$ e B em função da energia [98, 150]

ou ainda produzir Λ e $\bar{\Lambda}$ através da reação:

Portanto, a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ é influenciada tanto pela produção associada como pela produção de pares. A equação (7.16) apresenta a composição das razões em função da produção associada e da produção de pares:

$$\frac{Yield_{\bar{\Lambda}}}{Yield_{\Lambda}} = \frac{Yield_{prod.pares}}{Yield_{prod.pares} + Yield_{prod.associada}} \quad (7.16)$$

Em um cenário rico em bárions, o potencial químico bariônico (μ_B) apresenta um valor alto e a produção de anti-bárions é suprimida, o que leva a crer que a produção associada seja responsável pela criação de Λ . Conforme este valor de μ_B diminui, a produção a partir da produção associada também diminui, fazendo com que a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ tenda a unidade. Além disso, esta razão é muito sensível à densidade bariônica medida em rapidez central (*mid-rapidity*).

A figura 7.15 (a) apresenta esta razão em função de p_t para dados provenientes da colisão a 62,4 GeV, para eventos mais centrais (0-5%), enquanto que a figura 7.15 (b) apresenta a mesma razão, porém para colisões a 200 GeV, para a mesma centralidade.

De acordo com a equação (7.16), a figura 7.15 (a) apresenta uma maior predominância da produção associada para a obtenção das partículas Λ para a energia de colisão de 62 GeV em relação a 200 GeV, mostrada na figura 7.15 (b) e cujo valor médio

Figura 7.15 (a) Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ em função do momento transversal (GeV/c) para a centralidade 0-5% (colisão mais central) a 62.4 GeV.

Figura 7.15 (b) Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ e $\bar{p}/p$ em função do momento transversal (GeV/c) para a centralidade 0-5% (colisão mais central) a 200 GeV [138].

está representado por uma linha tracejada na figura 7.15 (a). Este é o comportamento esperado, dada a diminuição prevista no potencial bariônico para energias mais altas. A figura 7.16 apresenta a razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ para quatro centralidades diferentes (0-5%, 20-30%, 40 - 60% e 60-80%) para colisões a 62,4 GeV. Esta figura mostra que a competição entre os mecanismos não muda com a centralidade para esta energia de colisão.

Figura 7.16: Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ em função de p_T (GeV/c) para as centralidades 0-5% (quadrado preto), 20-30% (triângulo vermelho), 40-60% (triângulo verde), 60-80% (círculo aberto azul).

Figura 7.17(a): Razão Λ/K_0 para as centralidades 0-5% (preto), 40-60% (azul) e 60-80% (vermelho), em colisões a 62.4 GeV.

Figura 7.17(b): Razão Λ/K_0 para as centralidades 0-5% (círculo preto), 20-40% (quadrado vermelho), 40-60% (triângulo preto) e 60-80% (triângulo azul), em colisões a 200 GeV [138].

A figura 7.17 (a) apresenta a razão Λ/K_0 em função de p_t para 4 centralidades (0-5%, 20-30%, 40-60% e 60-80%) para colisões a 62,4 GeV. Nela é possível verificar o aumento na produção de bárions para p_t intermediário, $2.0 < p_t$ (GeV/c) < 3.0 . Esse comportamento também é observado em colisões do tipo Au+Au a 200 GeV, como é mostrado na figura 7.17 (b). Nota-se que essa razão é maior que 1 para valores intermediários de p_t . Portanto, a razão Λ/K_0 permite o estudo do aumento da produção de bárions relativamente à produção de mésons para p_t com valores intermediários. O modelo que incorpora a dinâmica de junção bariônica [151] com o *jet quenching* é o que melhor explica o aumento bariônico para valores intermediários de p_t .

Para um baixo valor de p_t , este modelo se baseia na hidrodinâmica, considerando então que a produção de partículas depende da massa (mésons leves são mais fáceis de serem produzidos do que bárions pesados). Para um valor intermediário de p_t acredita-se que o aumento bariônico se deve a supressão de grande parte de píons de alto momento devido ao *jet-quenching*, enquanto que os bárions não perturbativos não seriam afetados por tal fenômeno. Já para valores de alto p_t , o comportamento dos mésons e bárions é determinado pela pQCD, o que causa uma diminuição na razão entre estas partículas.

Recentemente, os modelos de coalescência e recombinação, que consideram a possibilidade de partons leves “coalescerem” formando hádrons [152] ou a possibilidade de que tantos os partons leves quanto os pesados se recombinaem em hádrons [153] sugerem um aumento do número de bárions em p_t intermediário. De uma forma similar ao modelo de junção bariônica (*baryon junction model* [151]), o mecanismo de fragmentação de corda sugerido pela QCD perturbativa explica o comportamento encontrado para alto p_t .

Podemos ainda acrescentar que, em uma colisão do tipo núcleo-núcleo, o efeito do fluxo coletivo (*collective flow effect*) [154] na produção de bárions em p_t intermediários é mais evidente que o efeito da coalescência ou recombinação de partons [155], já que neste cenário, bárions pesados tendem a ter um momento mais alto que os mésons.

Capítulo 8

Le Faune:

Ces nymphes, je les veux perpétuer.

Si clair,

Leur incarnat léger, qu'il voltige dans l'air

Ossoupi de sommeils touffus.

Aimai-je un rêve?

L'après-midi d'un faune

S. Mallarmé – Nijinsky - 1912

Interpretação e Discussão dos Dados

8.1 Introdução

Vimos no capítulo 2 que a estranheza é considerada uma importante assinatura da formação do QGP e que uma maneira interessante de se estudar a sua produção é através do estudo da razão $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ e a medida da produção relativa de hádrons estranhos e multi-estranhos. Neste capítulo, iremos comparar os resultados da análise de dados obtidos neste trabalho e outros com modelos que descrevem o *freeze-out* químico (THERMUS) e o cinético (Blast-Wave). Como mencionado anteriormente, o objetivo é verificar se a produção de estranheza em função da energia de colisão apresenta um comportamento suave ou alguma evidência de uma rápida mudança.

8.2 Freeze-out Químico

8.2.1 Ajuste dos dados com o Modelo THERMUS

Como mencionado anteriormente, quando assumimos que há a formação do QGP em uma colisão de íons pesados relativísticos, esperamos que o comportamento térmico do meio partônico seja preservado durante a hadronização. A distribuição de partículas medida no final deste estado pode ser comparada a um sistema em equilíbrio térmico. Dessa forma, modelos térmicos são utilizados para ajudar na caracterização das propriedades de um eventual equilíbrio do *fireball*. Acredita-se que os quarks leves u e d atinjam mais rapidamente um estado de equilíbrio em relação aos quarks estranhos. O fator γ_s (ver capítulo 3) foi introduzido como um parâmetro que auxilia na avaliação do equilíbrio químico relacionado à estranheza.

Com um conjunto de razões entre partículas é possível extrair o valor da temperatura T , do volume V , do potencial químico bariônico μ_B , do potencial químico da estranheza μ_S e do potencial químico da carga μ_Q do gás de hádrons formado na colisão. Estes potenciais químicos descrevem a diferença entre partícula e anti-partícula e se utilizam da conservação de algumas variáveis do ensemble grande-canônico. Este ensemble

pode ser usado para descrever sistemas como aquele formado em uma colisão do tipo Au+Au, enquanto que o ensemble canônico, por exemplo, é usado para sistemas menores, como colisões do tipo p+p. É importante acrescentar que a utilização da razão entre partículas fornece com maior precisão os valores de T , μ_B , μ_S e γ_S , pois todos os fatores de degenerescência do *fireball* são cancelados deixando somente os valores das fugacidades para serem calculados.

O modelo que iremos utilizar nesta dissertação é o modelo THERMUS [103]. Este modelo permite o ajuste de vários parâmetros para vários tipos de ensembles, como o canônico, o grande-canônico e um ensemble misto: grande-canônico para quarks leves e canônico para a estranheza. Quatro procedimentos diferentes foram usados para se realizar os ajustes:

1. apenas os parâmetros T e μ_B foram deixados livres e apenas as razões entre partículas não-estranhas foram utilizadas, fixando $\gamma_S = 1$ e μ_S , μ_Q e o raio em zero;
2. os parâmetros T , μ_B e μ_S foram ajustados livremente, fixando $\gamma_S = 1$ e μ_Q e o raio em zero;
3. os parâmetros T , μ_B , μ_S , γ_S foram ajustados livremente, fixando μ_Q e o raio em zero;
4. e, finalmente, todos os parâmetros T , μ_B , μ_S , γ_S , μ_Q e o raio foram ajustados livremente.

O objetivo de se utilizar vários procedimentos foi verificar a estabilidade do modelo e seu comportamento para diferentes hipóteses para o sistema formado. Como a maioria das partículas produzidas na colisão são píons e prótons, os valores de T e μ_B devem ser determinados essencialmente pela abundância dessas partículas. Portanto, os valores desses parâmetros devem ser compatíveis nos vários procedimentos, podendo mostrar pequenas variações ao se acrescentar mais graus de liberdade nos diferentes procedimentos. Ao se acrescentar partículas com estranheza nos ajustes, devemos considerar o parâmetro μ_S , como no procedimento 2. Os procedimentos 1 e 2 consideram o sistema em equilíbrio, tanto para os sabores de quarks leves como para a estranheza. Já o procedimento 3, considera a possibilidade de não haver um equilíbrio químico para a estranheza. O procedimento 4 adiciona dois parâmetros que não devem afetar os valores dos outros parâmetros, portanto é apenas uma verificação de consistência do modelo. Em todos os procedimentos não impomos nenhuma restrição à quantidade de prótons e nêutrons, ou seja, não fixamos o parâmetro $B/2Q$ em 1.2468 ($A/2Z$).

A tabela 8.1 apresenta os valores experimentais das razões entre partículas utilizadas enquanto o gráfico 8.1 e as tabelas 8.2 a 8.5 apresentam os resultados dos ajustes obtidos quando utilizamos o ensemble grande-canônico nesse modelo. Na figura 8.1 algumas razões não foram computadas na análise com o modelo THERMUS a fim de evitar uma redundância de valores. Cabe ainda o comentário, nesta mesma figura, sobre o comportamento do primeiro procedimento com relação às partículas estranhas. É visível que não há uma boa reprodutibilidade deste modelo com relação às estas partículas, porém os valores de T e de μ_B , especialmente para 62.4 GeV/A, são consistentes para os demais procedimentos.

A tabela 8.2 apresenta o resultado obtido pelo modelo THERMUS quando aplicamos o procedimento 1, ou seja, o ajuste apenas na temperatura e no potencial químico bariônico. Tanto o resultado do procedimento 1 como do procedimento 2, devem descrever o cenário

em que há um equilíbrio químico total análogo ao modelo descrito por Braun-Munzinger *et al* [62].

Já a tabela 8.3 apresenta o resultado quando aplicamos o segundo procedimento, onde os parâmetros livres são a temperatura, o potencial químico bariônico, o potencial químico estranho e o fator γ_s da estranheza. E a tabela 8.4 apresenta os resultados do procedimento 3.

A tabela 8.5 apresenta o resultado do modelo quando deixamos praticamente todas as variáveis do modelo como parâmetros livres. Observando os resultados da tabela 8.5 é possível afirmar que o modelo não tem sensibilidade ao valor do raio, visto que seu valor é compatível com zero.

Figura 8.1: Razões entre partículas ($\sqrt{s_{NN}}=62.4\text{GeV}$) com os respectivos resultados obtidos pela aplicação do modelo THERMUS para cada procedimento estudado. As razões entre $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, $\Xi^\pm$, $\Omega^\pm$ foram retiradas das referências [143,150,156].

<i>Razão</i>	<i>8.7 GeV</i>		<i>12.3 GeV</i>		<i>17.3 GeV</i>		<i>62.4 GeV</i>		<i>130 GeV</i>		<i>200 GeV</i>	
	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>
π/π^-	1.0983	0.1306	1.0636	0.1097	1.0312	0.1078	1.0172	0.1783	1.004	0.1739	1.0155	0.0841
K^-/K^+	0.3771	0.0404	0.4756	0.0482	0.5676	0.0572	0.8594	0.1561	0.9227	0.0271	0.9649	0.2301
K^+/π^-	0.1894	0.0206	0.1752	0.0174	0.1688	0.0174	0.1603	0.0364	0.1693	0.0323	0.1569	0.0281
K^+/π^+	0.2081	0.0923	0.1864	0.0216	0.1740	0.0129	0.1625	0.0289	0.1682	0.0294	0.1593	0.0286
K^-/π^-	0.0714	0.008	0.0833	0.0085	0.0958	0.0096	0.1376	0.0313	0.149	0.020	0.1569	0.0281
$\bar{p}/p$	0.0077	0.0009	0.0289	0.0033	0.0561	0.0074	0.4840	0.0891	0.7057	0.1264	0.7694	0.0178
p/π^-	0.3893	0.0324	0.2144	0.0178	0.1688	0.0138	0.1191	0.0212	0.1014	0.0179	0.1061	0.0129
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0.0257	0.006	0.0732	0.0171	0.14	0.0429	0.5360	0.0089	0.7100	0.0412	0.7605	0.0751
Λ/π^-	0.1357	0.0187	0.0905	0.0132	0.0627	0.0126	0.0629	0.0078	0.0519	0.001	0.0511	0.0751
Ξ^+/Ξ^-	0.0654	0.013	0.1721	0.0443	0.2236	0.036	0.6304	0.0575	0.8300	0.064	0.8433	0.1241
Ξ^+/π^-	0.0101	0.0011	0.0087	0.0014	0.0092	0.0009	0.0078	0.0011	0.0071	0.0005	0.0066	0.0007
$\bar{\Omega}/\Omega$					0.5105	0.2027	0.8000	0.2500	0.9500	0.1581	1.0100	0.0800
Ω/π^-					0.0011	0.0002	0.0008	0.0003	0.0020	0.0004	0.001	0.0001

Tabela 8.1: Razões utilizadas para a aplicação do modelo THERMUS. Os valores das três primeiras colunas foram retirados de [98] e das demais colunas de [143, 144, 150, 156].

Energia	T (GeV)		μB (GeV)		χ^2/ndf
	Valor	Erro	Valor	Erro	
8.7	0.121	0.001	0.293	0.006	33.20
12.3	0.130	0.002	0.228	0.006	15.88
17.3	0.135	0.002	0.186	0.006	9.62
62.4	0.149	0.002	0.048	0.002	2.34
130	0.171	0.002	0.025	0.004	1.41
200	0.161	0.002	0.020	0.002	1.98

Tabela 8.2: Tabela com os resultados obtidos e seus respectivos erros do ajuste feito com o modelo THERMUS utilizando os parâmetros descritos no procedimento 1, utilizando os dados mostrados na Tabela 8.1.

Energia	T (GeV)		μB (GeV)		μS (GeV)		χ^2/ndf
	Valor	Erro	Valor	Erro	Valor	Erro	
8.7	0.142	0.002	0.347	0.008	0.079	0.005	1.44
12.3	0.139	0.002	0.247	0.006	0.056	0.004	3.22
17.3	0.144	0.002	0.202	0.006	0.041	0.004	4.44
62.4	0.168	0.004	0.072	0.008	0.016	0.007	0.45
130	0.174	0.001	0.030	0.006	0.008	0.004	1.92
200	0.165	0.002	0.022	0.002	0.008	0.002	1.22

Tabela 8.3: Tabela com os resultados obtidos e seus respectivos erros do ajuste feito com o modelo THERMUS utilizando os parâmetros descritos no procedimento 2, utilizando os dados mostrados na Tabela 8.1.

Energia	T (GeV)		μB (GeV)		μS (GeV)		γS		χ^2/ndf
	Valor	Erro	Valor	Erro	Valor	Erro	Valor	Erro	
8.7	0.1409	0.0034	0.3423	0.0085	0.0733	0.0055	0.982	0.060	1.31
12.3	0.1393	0.0031	0.2442	0.0062	0.0502	0.0053	0.962	0.069	2.36
17.3	0.1431	0.0030	0.1976	0.0061	0.0380	0.0045	1.048	0.057	1.73
62.4	0.184	0.014	0.083	0.010	0.0216	0.0076	0.714	0.081	0.43
130	0.1767	0.0056	0.0391	0.0078	0.0105	0.0052	0.914	0.068	0.60
200	0.1810	0.0076	0.0245	0.0023	0.0073	0.0024	0.828	0.056	0.30

Tabela 8.4: Tabela com os resultados obtidos e seus respectivos erros do ajuste feito com o modelo THERMUS utilizando os parâmetros descritos no procedimento 3, utilizando os dados mostrados na Tabela 8.1.

Energia	T (GeV)		μB (GeV)		μS (GeV)		χ^2/ndf
	Valor	Erro	Valor	Erro	Valor	Erro	
8.7	0.1452	0.0043	0.372	0.019	0.094	0.013	
12.3	0.1428	0.0027	0.2680	0.0058	0.0684	0.0049	
17.3	0.1479	0.0034	0.219	0.014	0.0536	0.0108	
62.4	0.182	0.013	0.0728	0.0047	0.0131	0.0004	
130	0.1788	0.0081	0.046	0.013	0.0168	0.0097	
200	0.1831	0.0077	0.0362	0.0028	0.0156	0.0003	
	μQ (GeV)		Raio (fm)		γS (GeV)		χ^2/ndf
	Valor	Erro	Valor	Erro	Valor	Erro	
8.7	-0.017	0.0092	5.00	0.99	0.99	0.11	0.1139
12.3	-0.016	0.0034	5.00	0.99	0.99	0.49	0.4936
17.3	-0.015	0.0092	5.00	0.99	0.99	0.019	0.0189
62.4	0.0096	0.0088	5.00	0.71	0.711	0.078	0.0783
130	-0.009	0.0140	5.00	0.91	0.911	0.076	0.0761
200	-0.011	0.002	5.00	0.83	0.827	0.056	0.0565

Tabela 8.5: Tabela com os resultados obtidos e seus respectivos erros do ajuste feito com o modelo THERMUS utilizando os parâmetros descritos no procedimento 4, utilizando os dados mostrados na Tabela 8.1.

8.2.2 Função de excitação dos parâmetros termodinâmicos

Com o resultado desta sequência de ajustes foi possível verificar o comportamento dos parâmetros envolvidos em função da energia de colisão. Os gráficos de T e μ_B em função da energia para cada um dos procedimentos de ajuste utilizados podem ser vistos nas figuras 8.2 e 8.3. Notamos que os valores de T e μ_B são compatíveis nos vários ajustes considerando-se entre uma e duas incertezas com exceção do procedimento 1 para energias menores ($\sqrt{s_{nn}} < 20$ GeV). Como esse procedimento não considera as partículas estranhas no ajuste, somos levados a concluir que, nessa faixa de energia, a estranheza tem um papel importante na determinação desses parâmetros. Entretanto, estes resultados nos dão confiança na estabilidade do modelo em caracterizar o sistema a partir de uma abordagem termodinâmica. Notamos também que a temperatura aumenta ligeiramente em função da energia, atingindo um patamar para energias de colisão acima de 62.4 GeV, enquanto o potencial químico bariônico diminui consideravelmente com o aumento da energia de bombardeamento dos núcleos. Este comportamento é uma forte indicação da saturação da temperatura, enquanto a densidade bariônica diminui com a energia. É importante notar que não há nenhuma mudança brusca no comportamento desses parâmetros em função da energia. Entretanto a discrepância no valor de T entre os procedimentos (1,2) e (3,4) para a energia de 62.4 GeV impede uma conclusão mais segura.

A figura 8.4 mostra o comportamento de γ_s em função da energia para os dois procedimentos diferentes de ajuste. Nela podemos observar que esse parâmetro apresenta um valor compatível com a unidade nas colisões de energias abaixo de 62.4 GeV/A, enquanto que acima dessa energia, este parâmetro apresenta um valor ligeiramente inferior a um. Esse comportamento pode indicar um equilíbrio químico de estranheza para energias mais baixas que se altera para energias mais altas, contrariando a expectativa inicial de que as condições para se obter o equilíbrio químico de quarks estranhos seriam mais favoráveis para energias de colisão maiores. Entretanto, as incertezas resultantes destes ajustes não permitem uma afirmação mais contundente nesse sentido. A figura 8.5 apresenta o comportamento do χ^2_{ndf} em função da energia de colisão para os vários ajustes realizados, a fim de se avaliar a qualidade dos mesmos. Também podemos notar nessa figura, que os ajustes para energias entre 10 e 20 GeV/A não apresentam uma qualidade tão satisfatória como para energias acima de 62.4 GeV/A, indicando problemas na adequação do modelo aos dados para essa faixa de energia.

Figura 8.2: Temperatura de freeze-out químico em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS

Figura 8.3: Potencial químico bariônico em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS

Figura 8.4: Parâmetro γ_s em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS

Figura 8.5: Parâmetro χ^2/ndf em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS

8.2.3 Comparação entre modelos que assumem o equilíbrio químico

Como mencionado anteriormente, o modelo proposto por Braun-Munzinger *et. al* [78] assume um equilíbrio químico para todos os sabores de quarks. A fim de verificar a consistência dos resultados anteriores, podemos comparar os valores dos parâmetros T e μ_B obtidos com o modelo THERMUS utilizando o procedimento 2, onde tanto as partículas compostas por quarks leves como aquelas compostas de quarks estranhos são consideradas em equilíbrio químico. As figuras 8.6 e 8.7 mostram T e μ_B , respectivamente, em função da energia. Os símbolos em vermelho correspondem aos resultados obtidos por Braun-Munzinger *et al* e os símbolos em rosa apresentam os resultados obtidos a partir do procedimento 2. A tabela 8.6 apresenta os valores utilizados nesses gráficos.

Nota-se nas figuras 8.6 e 8.7 que, apesar de serem próximos, os valores dos parâmetros obtidos com os dois modelos não concordam entre si para energias abaixo de 62.4 GeV. A fim de verificar a origem dessa discrepância, examinamos o ajuste desses dois modelos às várias razões de partículas utilizadas nas diferentes energias. As figuras 8.8 a 8.12 mostram a comparação entre os valores experimentais com os valores obtidos pelos modelos de Braun-Munzinger *et. al.* e o modelo THERMUS (procedimento 2, que é aquele que mais deve se aproximar ao procedimento descrito por Braun-Munzinger e colaboradores). Para energias mais elevadas, tantos os valores dos parâmetros (T e μ_B) como das razões entre partículas, concordam muito bem entre os modelos. Para energias mais baixas, as razões que envolvem bárions estranhos apresentam discrepâncias entre os dois modelos. Nota-se, porém, que a maioria das razões são melhores descritas pelo THERMUS, com exceção da razão $\bar{\Lambda}/\pi^-$. Isso pode se dar por uma diferença no valor de μ_s que não é mostrado no artigo de Braun-Munzinger e colaboradores. Apesar das discrepâncias, ambos os modelos apresentam um ajuste satisfatório aos dados, como pode ser notado pelos valores de χ^2 dos ajustes, não mostrando inconsistências graves na descrição dos mesmos.

	<i>Energia (GeV)</i>	<i>T (MeV)</i>	<i>Err T(MeV)</i>	<i>μB(MeV)</i>	<i>Err μB(MeV)</i>	<i>χ²/ ndf</i>
<i>Braun-Munzinger et al</i>	8	156	4	403	18	1.18
	12	154	6	298	19	4.68
	17	160	5	240	18	2.50
	62.4	-----	-----	-----	-----	-----
	130	165.5	5.5	38	11	0.37
	200	160,5	2	20	4	0.76
<i>Thermus procedimento 1</i>	8	121.46	1.53	293.54	5.67	33.20
	12	130.60	2.06	227.81	5.79	15.82
	17	135.15	1.86	185.76	6.15	9.62
	62.4	148.83	2.26	48.33	2.38	2.34
	130	171.48	1.74	24.90	3.56	1.41
	200	160.97	2.03	20.15	1.70	1.97
<i>Thermus procedimento 2</i>	8	141.59	2.14	346.93	7.82	1.44
	12	138.98	2.12	246.48	6.27	3.22
	17	143.99	1.98	201.76	5.80	4.44
	62.4	168.35	3.87	72.02	8.30	0.45
	130	173.96	1.03	29.94	5.59	1.92
	200	165.10	2.33	22.59	1.95	1.22

Tabela 8.6: Tabela com os resultados obtidos pelo modelo de Braun-Munzinger [78] et al e pela aplicação do modelo THERMUS de acordo com os procedimentos 1 e 2.

Figura 8.6: Temperatura de freeze-out em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS e com o modelo da ref [78]. Os símbolos em vermelho correspondem aos resultados obtidos por Braun-Munzinger et al e os símbolos em magenta apresentam os resultados obtidos com o procedimento 2.

Figura 8.7: Potencial químico bariônico em função da energia de colisão obtido com o Modelo THERMUS e com o modelo proposto na ref [78]. Os símbolos em vermelho correspondem aos resultados obtidos por Braun-Munzinger et al e os símbolos em magenta apresentam os resultados obtidos com o procedimento 2.

Figura 8.8 Razões entre partículas obtidas na colisão com $\sqrt{s_{nn}} = 8 \text{ GeV}$ [98] e a comparação com os modelos *THERMUS* (procedimento 2) e Braun-Munzinger et. al [78].

Figura 8.9 Razões entre partículas obtidas na colisão com $\sqrt{s_{nn}} = 12 \text{ GeV}$ [98] e a comparação com os modelos *THERMUS* (procedimento 2) e Braun-Munzinger et. al [78].

Figura 8.10 Razões entre partículas obtidas na colisão com $\sqrt{s_{nn}} = 17$ GeV [98] e a comparação com os modelos THERMUS (procedimento 2) e Braun-Munzinger et. al [78].

Figura 8.11 Razões entre partículas obtidas na colisão com $\sqrt{s_{nn}} = 130$ GeV [143, 144, 150, 156] e a comparação com os modelos THERMUS (procedimento 2) e Braun-Munzinger et. al [78].

importante ressaltar que os gráficos das figuras 8.13 a 8.15 estão em escala linear, enquanto os gráficos 8.1 e 8.8 a 8.12 estão em escala logarítmica. A escala linear permite uma melhor visualização do ajuste do modelo aos dados.

	<i>Energia</i>	<i>T (MeV)</i>		μ_B (MeV)		μ_S (MeV)		γ_S	
		<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>	<i>Valor</i>	<i>Erro</i>
Modelo SHM	8.7	130	7	334	----	79	----	1.49	0.23
	12.3	135.5	7	260	----	62.2	----	1.39	0.2
	17.3	134.5	5	219	----	53.0	----	1.47	0.2
	62.4	140		57.1	----	11.6	----	1.96	0.14
	130	140	1	32.6	----	6.78	----	2.23	0.5
	200	140	1	24.0	----	5.06	----	2.31	0.04
Modelo THERMUS	8.7	145.2	4.3	371.9	19.2	93.8	12.7	0.9816	0.0597
	12.3	142.8	2.7	268.0	05.8	68.4	4.9	0.9622	0.0691
	17.3	147.9	3.4	219.	14.0	53.6	10.8	1.0477	0.0573
	62.4	181.6	12.9	72.8	4.7	13.1	0.4	0.7138	0.0808
	130	178.8	8.1	46.3	12.8	16.8	9.7	0.9142	0.0678
	200	183.1	7.7	36.2	2.8	15.6	0.3	0.8284	0.0563

Tabela 8.7: Valores obtidos pelo modelo SHM para os parâmetros temperatura, potencial químico bariônico, potencial químico da estranheza e o fator de ocupância γ_S (valores obtidos em [108]) em comparação com os valores obtidos pelo THERMUS no procedimento 4.

Figura 8.13: Razão K^+/π^+ (NA49 e STAR) e a respectiva comparação com o Modelo THERMUS e com o Modelo SHM.

Na figura 8.13 vemos que o modelo SHM reproduz bem os dados a baixas energias, sendo que para as energias mais altas isto não se repete. Já os resultados do modelo THERMUS reproduzem de maneira satisfatória a altas energias, mas não reproduz a energias mais baixas. A figura 8.13 acaba sugerindo que há diferentes comportamentos relacionados ao *freeze-out* químico de acordo com a energia de colisão, ou seja, para energias mais baixas (8.4, 12.4 e 17 GeV) o modelo que considera um não equilíbrio químico parece descrever melhor os dados, enquanto que para energias mais altas, modelos que consideram o equilíbrio químico se ajustam melhor aos dados experimentais.

A figura 8.14 também demonstra que o modelo THERMUS reproduz os dados a energias mais altas, sugerindo dessa forma que nessas energias o equilíbrio químico é atingido. Já para energias mais baixas, ambos os modelos reproduzem de maneira semelhante o comportamento dos dados experimentais de forma que não podemos excluir a partir desta razão e nessas energias, nenhuma condição de equilíbrio. Com relação à figura 8.15, vemos que, mais uma vez, os modelos se equivalem para todas as energias, portanto tanto a hipótese de equilíbrio como de não-equilíbrio não podem ser excluídas. Diante dessas comparações, nota-se uma tendência de se descrever melhor os dados a baixas energias com a hipótese de não-equilíbrio, enquanto para os dados de energias mais altas, a hipótese de equilíbrio parece se ajustar melhor. Porém, diante dos resultados quantitativos referentes às qualidades dos ajustes realizados, é difícil se chegar a uma conclusão contundente, restando à necessidade de se aprimorar as medidas ou os modelos utilizados.

Figura 8.14: Razão K^-/π^- (NA49 e STAR) e a respectiva comparação com o Modelo THERMUS e com o Modelo SHM.

Figura 8.15: Razão Λ^-/π^- (NA49 e STAR) e a respectiva comparação com o Modelo THERMUS e com o Modelo SHM

8.3 Freeze-out Térmico

Partindo da idéia de fluxo coletivo, E.Schenedermann, J. Sollfrank e U. Heinz [70] desenvolveram um modelo fenomenológico capaz de reproduzir os espectros de massa transversal das partículas criadas em colisões de íons pesados relativísticos, chamado de *Blast-wave*. Eles criaram uma interpretação para a evolução da matéria hadrônica desde a sua criação na colisão. Eles partem da hipótese de que o conjunto de partículas é emitido a partir de uma fonte termalizada localmente e em expansão, de tal forma que a evolução do conjunto de partículas é feita com a mesma velocidade de expansão transversal média. Portanto, os parâmetros do modelo são: a velocidade de expansão transversal média e a temperatura de *freeze-out* cinético ou *freeze-out* térmico.

O ponto de partida deste modelo [156, 157] é a hipótese de que as partículas são emitidas a partir de uma fonte puramente térmica, com a temperatura fixa em T . Sob essas condições, seu espectro em função de momento (ou massa) transversal pode ser descrito por:

$$\frac{dN}{dyd\phi m_T dm_T} = \frac{gV}{(2\pi)^3} E \exp\left[-\frac{(E - \mu)}{T}\right] \quad (8.1)$$

onde g é o fator de degenerescência do spin, μ é o potencial químico grande-canônico, V é o volume da fonte, e $e^{\mu/T}$ é o fator de normalização do modelo que sempre pode ser ajustado a fim de se obter o melhor valor de χ^2/ndf , uma vez que o interesse nesta análise é apenas na forma dos espectros.

Uma primeira integração destes espectros em rapidez resulta em uma função de Bessel modificada K_1 , que permite ao modelo a reprodução da primeira parte dos espectros de massa transversal ($m_t - m_0$), equivalente aos intervalos de p_t entre 0.0 e 0.4. O segundo termo do modelo leva em consideração as ressonâncias que modificam consideravelmente os espectros de massa transversal. Este tipo de consideração permite a reprodução correta da forma dos espectros para valores mais altos de massa transversal ($m_t - m_0$), mas modifica ligeiramente para valores mais baixos. O último fator do modelo é a inclusão de um componente dinâmico que permite que a fonte se mantenha invariante (boost de Lorentz) tanto longitudinalmente quanto radialmente.

Esse modelo descreve a velocidade de expansão transversal ($\beta_T(r)$) na região determinada pelo intervalo $0 < r < R$ para um perfil parametrizado pela velocidade de expansão de superfície (β_s) conforme mostra a equação abaixo:

$$\beta_T(r) = \beta_s \left(\frac{r}{R} \right)^n \quad (8.2)$$

O espectro resultante, apresentado pela equação a seguir, é a superposição dos componentes térmicos individuais, sendo que cada um sofreu uma aceleração $\rho = \tanh^{-1} \beta_T$.

$$\frac{dN}{m_T dm_t} \sim \int_0^\infty r dr m_t K_1 \left(\frac{m_t \cosh \rho}{T_{f0}} \right) I_0 \left(\frac{p_t \sinh \rho}{T_{f0}} \right) \quad (8.3)$$

Assim, este modelo permite a reprodução da forma dos espectros de massa transversal a partir de três parâmetros básicos: n que é um fator que faz variar a forma do perfil, a velocidade de superfície (β_s) que permite encontrarmos o valor médio da velocidade transversal β_T e uma temperatura T , que corresponde à temperatura de *freeze-out* térmico.

As figuras 8.16 e 8.17 apresentam este ajuste para as partículas estudadas, porém para intervalos de p_t menores que 2.5 GeV/c. Tal intervalo se deve ao fato de que partículas com alto p_t tendem a interagir menos que as demais, interferindo na determinação de um β_T mais adequado. Também não utilizamos o K_0 individualmente, pois, por se tratar de uma partícula mais leve, sua distribuição de momentos é menos influenciada pela velocidade de expansão do *fireball* dificultando o ajuste numérico da função 8.3 aos espectros experimentais. Para partículas mais leves, optamos por realizar um ajuste simultâneo de $\bar{p}$, $\pi^\pm$, $K^\pm$, extraído da referência [156]. As centralidades estão representadas da seguinte maneira: centralidade 0-5% por um quadrado em preto, centralidade 5-10% por um triângulo em vermelho, a centralidade 10-20% por um triângulo em verde, a centralidade 20-30% por um círculo aberto azul, a centralidade 30-40% por um círculo preenchido azul, a centralidade 40-60% por um quadrado em magenta e finalmente a centralidade 60-80% por uma estrela azul. A tabela 8.8 mostra os resultados numéricos desse ajuste. A tabela 8.7 mostra os resultados numéricos.

Figura 8.16 Ajuste do tipo Blast-Wave em todas as centralidades para a partícula Λ

Figura 8.17 Ajuste do tipo Blast-Wave em todas as centralidades para a partícula anti-lambda. As centralidades obedecem à mesma definição usada na Figura 8.16.

Centralidade (%)	β_T	Err β_T	$T_{kin}(MeV)$	Err $T(MeV)$	χ^2/ndf
Lambdas					
0- 5	0.617	0.017	110.0	8.7	9.88
5-10	0.643	0.015	90.7	8.6	1.41
10-20	0.633	0.024	97	13	0.93
20-30	0.618	0.004	106.9	9.6	0.81
30-40	0.610	0.045	107	21	0.85
40-60	0.534	0.068	147	16	0.70
60-80	0.50	0.29	145	27	0.61
Anti-Lambdas					
0- 5	0.659	0.002	76.91	0.61	1.43
5-10	0.617	0.001	119.70	0.71	5.15
10-20	0.635	0.012	96.2	6.5	0.83
20-30	0.635	0.003	90.88	0.83	2.02
30-40	0.584	0.027	125	11	0.77
40-60	0.509	0.046	152	16	1.62
60-80	0.514	0.068	135	22	0.86

Tabela 8.8 Tabela com os valores obtidos para β_T e para o T_{kin} a partir do ajuste da parametrização Blast-Wave

Figura 8.18: $T_{\text{cinético}}$ (MeV) em função da velocidade transversal β_T . Os triângulos em rosa representam $(p, \bar{p}, \pi^\pm, K^\pm)$ [150, 156], os círculos em azul representam Λ e os triângulos em vermelho representam $\bar{\Lambda}$

A Figura 8.18 apresenta o comportamento da temperatura de *freeze-out* cinético de Λ , $\bar{\Lambda}$ e $(p, \bar{p}, \pi^\pm, K^\pm)$ em função da velocidade transversal β_T . Podemos observar nessa figura que quanto mais central a colisão, maior a sua velocidade transversal e menor a sua temperatura de *freeze-out*, sugerindo de fato que as partículas são localmente termalizadas e estão sujeitas a um forte fluxo radial coletivo. É possível observar também que o valor da temperatura das partículas lambda e anti-lambda é mais alto que as demais devido a sua baixa seção de choque hadrônica, o que causa um “desacoplamento” anterior dessas partículas em relação às demais. Ainda podemos verificar que, quanto mais central a colisão, menor a sua temperatura de *freeze-out* e maior a sua velocidade transversal.

Na figura 8.19 podemos observar o comportamento da temperatura em função da centralidade (N_{part} , cuja definição pode ser vista no Apêndice A), deixando mais evidente que a temperatura de *freeze-out* térmico está relacionada com a centralidade, decrescendo conforme esta aumenta. A figura 8.20 apresenta o comportamento da velocidade de fluxo transversal em função da centralidade. Nesse gráfico, podemos observar que β_T aumenta com a centralidade, atingindo um valor de saturação para eventos mais centrais.

Figura 8.19: $T_{cinético}$ (MeV) em função da centralidade (N_{part}). Os triângulos em rosa representam (p , $\bar{p}$, $\pi^\pm$, $K^\pm$) [150,156], os círculos em azul representam Λ e os triângulos em vermelho representam $\bar{\Lambda}$.

Figura 8.20: Velocidade transversal β_T em função da centralidade (N_{part}) Os triângulos em rosa representam (p , $\bar{p}$, $\pi^\pm$, $K^\pm$) [150, 156], os círculos em azul representam Λ e os triângulos em vermelho representam $\bar{\Lambda}$.

Capítulo 9

1-2 *Attitude derrière, arms in opposition*

3-4 *2 souleneurs*

5-6 *pirouette en attitude derrière croisé*

7-8 *pirouette en attitude derrière écarté*

Romeo et Juliet, Prokofiev 1940

Perspectivas: reconstrução de V0 com o SVT

9.1 Motivação para a utilização do SVT

O experimento STAR permite identificar e reconstruir um grande número de partículas, essencialmente, devido a grande cobertura angular do TPC. Como foi mostrado no capítulo 4, o TPC é capaz de medir partículas carregadas com momento transversal acima de $150 \text{ MeV}/c$, em rapidez central (*mid-rapidity*) e com cobertura azimutal total.

A identificação das partículas a partir da medida da densidade de ionização é obtida para partículas emitidas com $|\eta| \leq 2$ e $150 \leq p_{\perp} \leq 600 \text{ MeV}/c$, portanto tendo apenas as medidas fornecidas pelo detector TPC, o STAR está limitado ao estudo de hádrons produzidos com $p_{\perp}$ acima de $150 \text{ MeV}/c$, apresentando uma eficiência e uma acurácia modestas para o estudo de partículas com tempo de vida curto, ou seja, cujo decaimento ocorre antes de a partícula alcançar o TPC. Para aprimorar as medidas do STAR para $p_{\perp}$ mais baixos, o SVT foi desenvolvido, como vimos nas seções 4.4.9 e 4.4.10. De maneira sucinta podemos ressaltar que as principais qualidades do SVT são: a proximidade com o vértice primário, uma melhor resolução na medida de pontos de interação (*hits*) e uma melhor resolução na medida de perda de energia.

Tais qualidades ajudam o STAR em uma melhora na resolução, acurácia e eficiência da reconstrução das trajetórias, trazendo uma melhoria na identificação de partículas por perda de energia e permitindo a medida de trajetórias de partículas com momento transversal menor do que aquele usando apenas o TPC (deslocando o limite inferior de $150 \text{ MeV}/c$, antes obtido pelo TPC, para $40 \text{ MeV}/c$). Além disso, proporciona uma medida mais precisa da posição do vértice primário, aumentando a eficiência e precisão na reconstrução de vértices secundários, como V0s, talvez permitindo a medida de partículas raras, como mésons D.

As características técnicas do detector SVT foram detalhadas no capítulo 4, seção 4.4.9 e 4.4.10. Nas próximas seções, mostraremos os resultados obtidos do estudo realizado neste trabalho com esse detector.

9.2 Simulação do desempenho do SVT

A inclusão do SVT não apenas aumenta o alcance da reconstrução da trajetória primária em um baixo momento, mas também aumenta a eficiência desta medida para um momento menor que 400 MeV/c se comparado com a utilização apenas do TPC. A figura 9.1(a) apresenta a eficiência de reconstrução de trajetórias primárias em função do momento utilizando-se apenas o TPC e quando o SVT também é utilizado. [122, 123]

A figura 9.1(b) apresenta o número de trajetórias fantasmas (*ghost tracks*) no SVT em função do momento. Trajetórias fantasmas são combinações erradas de pontos gerando trajetórias falsas. Como pode ser visto na figura 9.1(b), este número é reduzido de maneira considerável quando há a combinação entre as trajetórias do TPC com os pontos gerados pelo SVT. É importante lembrar que ambas as figuras tratam de dados simulados.

Figura 9.1 a) Eficiência de reconstrução das trajetórias primárias com apenas o TPC e com o SVT em função do momento b) classificação das trajetórias no SVT em função do momento, baseada na eficiência de reconstrução da trajetória [122].

A boa resolução de dE/dx do SVT permite uma melhora significativa na identificação das partículas com a inclusão desse detector na análise dos dados. A figura 9.2(a) mostra a energia média perdida em função de p_t quando utiliza-se os detectores TPC+SVT. Já a figura 9.2(b) mostra a projeção da perda de energia para uma faixa de momento. A adição do SVT à análise mostra uma separação no limite superior para K e π na região de 600 MeV/c e para prótons e π na região de 800 MeV/c. A melhora na identificação da partícula pode auxiliar na análise de produção de estranheza.

Figura 9.2 a) Perda de energia em função do momento para o sistema TPC+SVT e b) projeção desta perda para uma faixa de momento [122].

9.3 Estudo do desempenho do SVT na reconstrução de V0

9.3.1 Introdução

A partir das simulações mostradas na seção anterior, vimos que o acréscimo de apenas três pontos na reconstrução das trajetórias do TPC permite uma melhora significativa na eficiência de reconstrução das partículas e, principalmente, na resolução do momento medido das mesmas. Portanto, espera-se obter um aumento na eficiência de reconstrução de V0s assim como uma melhora na razão entre o sinal e o ruído com a inclusão do SVT na análise de produção de K^0 e Λ . A figura 9.3 [160] mostra o espectro de massa de K0s para a análise realizada com apenas o TPC (linha azul) e com ambos os detectores (linha vermelha) quando utilizamos os dados tomados com o detector STAR. Nota-se que o aumento no número de K0s observados é pequeno. Enquanto obtemos 0.3515 K_0 por evento utilizando apenas o TPC, obtemos 0.3635 K_0 por evento utilizando o TPC e o SVT na análise. O objetivo deste estudo foi verificar o efeito da utilização do SVT na reconstrução de V0s, como discutido a seguir.

9.3.2 Dados simulados inseridos em dados reais

A fim de estudar e quantificar detalhadamente o efeito da utilização do SVT na análise de V0s, usou-se trajetórias simuladas de partículas Λ inseridas em eventos reais (*embedding*). Observou-se a razão entre a quantidade de partículas Λ obtidas utilizando-se o TPC e o SVT na análise e a quantidade dessa mesma partícula quando apenas o TPC é utilizado. A Figura 9.4 mostra o valor obtido para essa razão em função do momento transversal.

Na figura 9.4, os círculos em preto correspondem à razão de V0s reconstruídos com o TPC+SVT em relação aos V0s reconstruídos com apenas o TPC, usando cortes considerados padrão (ver Tabela 9.1). Esses cortes são utilizados na reconstrução padrão

dos eventos descrita no capítulo 5. Os círculos em vermelho correspondem ao resultado obtido quando os cortes usados na análise apresentada neste trabalho (Tabela 6.5) são aplicados.

Figura 9.3: Comparação entre o espectro de massa obtido pelo sistema (TPC+SVT- linha azul) e o espectro obtido apenas com o uso do TPC (linha vermelha) [160].

Figura 9.4 Razão entre medidas da partícula Λ obtidas pelo sistema (TPC+SVT), e obtidas pelo TPC em função do momento transversal. Os pontos pretos e vermelhos correspondem à utilização de diferentes cortes na reconstrução de $V0$ s, como discutido no texto.

<i>Parâmetro</i>	<i>Corte aplicado TPC (cm)</i>	<i>Corte aplicado TPC+SVT (cm)</i>
<i>Dca entre as trajetórias filhas</i>	<i>0.8</i>	<i>0.8</i>
<i>Dca v0</i>	<i>0.8</i>	<i>0.8</i>
<i>Comprimento de decaimento</i>	<i>2.0</i>	<i>1.0</i>
<i>Dca mínimo entre as trajetórias</i>	<i>0.7</i>	<i>0.5</i>
<i>Número de pontos na trajetória</i>	<i>11</i>	<i>11</i>

Tabela 9.1: Cortes padrões aplicados em alguns parâmetros para o TPC e para o sistema TPC+SVT.

Como podemos observar na figura 9.4, quando o SVT é usado na análise de V0, há um aumento na eficiência de reconstrução dessas partículas para valores de momento transversal menores ($p_t < 1$ GeV/c). Para valores de momento transversal maiores ($p_t > 2.5$), a eficiência de reconstrução usando TPC+SVT ou para o TPC apenas é a mesma. Porém, para valores intermediários de p_t , há uma diminuição nessa eficiência quando o SVT é incluído. Duas hipóteses foram consideradas para explicar esse decréscimo:

- Pontos do SVT estão sendo erroneamente associados às trajetórias do TPC ou o ajuste das trajetórias está incorreto quando pontos do SVT são incluídos no mesmo, modificando o momento das partículas e eliminando o V0 que seria reconstruído caso o SVT não fosse considerado;
- A inclusão do SVT na análise modifica consideravelmente a distribuição dos parâmetros geométricos dos V0s e os cortes utilizados não estão otimizados para essa mudança;

A fim de verificar a primeira hipótese, observamos o número de pontos do SVT que eram associados às trajetórias filhas dos V0s em função do número de pontos do SVT efetivamente utilizados no ajuste das trajetórias (ver capítulo 5). É importante colocar a diferença entre ponto associado e ponto usado no ajuste. O ponto associado é aquele que é um possível candidato a ser utilizado no ajuste, mas que por alguma razão não é utilizado. Já o ponto utilizado no ajuste é aquele que realmente foi incluído na trajetória e utilizado na análise. A figura a seguir apresenta essa relação para trajetórias de partículas carregadas positivamente provenientes do decaimento de um Λ .

A tabela 9.2 apresenta os números do histograma da figura 9.5, assim como a fração de trajetórias com certo número de pontos associados que tiveram 0, 1, 2 ou 3 pontos usados no ajuste final. No caso ideal, espera-se que 100% das trajetórias estejam na diagonal dessa tabela. Este estudo preliminar mostrou que os pontos do SVT não estavam sendo incluídos em sua totalidade no ajuste das trajetórias, o que poderia ser uma indicação de uma associação errada de pontos do SVT às trajetórias do TPC ou o ajuste não está sendo feito de maneira correta, o que acaba por excluir pontos do SVT. A fim de averiguar se essas não seriam as causas do efeito observado na figura 9.5, comparamos a diferença entre o momento da trajetória simulada (a entrada da simulação) em relação ao momento obtido da reconstrução da trajetória quando ambos os detectores (TPC+SVT) são

utilizados, em função da distância entre o ponto medido pelo SVT na simulação e o ponto reconstruído. Esse gráfico deve deixar evidente se houver uma associação errada de pontos do SVT às trajetórias.

Figura 9.5: Histograma em 3D que apresenta a relação entre os pontos detectados pelo SVT e associados a uma trajetória e os pontos que efetivamente foram utilizados no ajuste de uma trajetória. O eixo vertical representa o número de contagens.

		Number of Positive SVT Hits			
		0	1	2	3
Number Of SVT Positive Hits Fit	0	1121	54 (47.79%)	59 (40.41%)	37 (41.57%)
	1	0	59 (52.21%)	60 (41.10%)	35 (39.33%)
	2	0	0	27 (19.49%)	13 (14.61%)
	3	0	0	0	4 (4.49%)

Tabela 9.2: Número de contagens de cada ponto da figura 9.5

A figura 9.6 mostra que a diferença entre os momentos é muito pequena, demonstrando que o algoritmo de associação e ajuste de trajetórias está funcionando corretamente. Dessa forma, partimos para a verificação da segunda hipótese, estudando o comportamento dos parâmetros utilizados na seleção de V0s para as duas análises (com e sem a utilização do SVT). Inicialmente, estudamos o comportamento da razão mostrada na figura 9.4 para diferentes valores de corte dos parâmetros geométricos. A figura 9.7 ilustra o comportamento dessa razão para diferentes valores de corte do parâmetro que mede a distância de máxima aproximação entre a partícula V0 e o vértice primário (*dca V0 to PV*). Nota-se que essa razão é bastante sensível ao valor de corte desse parâmetro, obtendo-se

um aumento considerável no número de V0s reconstruídos com o SVT quando um corte menos restritivo é aplicado.

Figura 9.6 (a) Diferença entre o momento da trajetória simulada em relação ao momento obtido da reconstrução da trajetória (TPC+SVT)

(b) Projeção no eixo da ordenada da figura anterior

Figura 9.7: Razão entre o número de V0s obtidos utilizando os detectores TPC+SVT e apenas o TPC em função de p_t , para diferentes valores de corte do parâmetro Dca V0 to PV. A partícula estudada é o Λ .

A figura 9.8 mostra a distribuição dos parâmetros geométricos de corte para a reconstrução usando apenas o TPC (linha azul) e para a reconstrução utilizando o TPC e o SVT (linha vermelha) para o intervalo de p_t de 1.5 a 2.0 MeV/c, onde a utilização do SVT torna a reconstrução de V0s menos eficiente.

Observando essas distribuições, nota-se que apenas o parâmetro *dca V0 to PV* apresenta uma diferença entre as duas análises, com uma diminuição para valores intermediários desse parâmetro na análise com o SVT. Diante desta constatação, resta-nos verificar a origem da diminuição no número de V0s reconstruídos com *dca V0 to PV* entre 0.1 e 0.2.

As distribuições de parâmetros geométricos estão correlacionadas umas com as outras. Portanto, a perda de V0s com $dca\ V0\ to\ PV$ entre 0.1 e 0.2 pode ser consequência do corte em algum outro parâmetro que apresente uma correlação com este.

As figuras a seguir mostram a comparação entre o parâmetro $dca\ V0\ to\ PV$ (eixo y) em função do parâmetro de máxima aproximação da partícula “filha” de carga positiva ao vértice primário ($dca\ PosDaughter$ - eixo x) quando TPC e SVT são usados na análise (figura 9.9 (a)) e quando apenas o TPC é usado (figura 9.9 (b)).

Comparando a figura 9.9 (a) com a figura 9.9 (b), vemos que há na figura 9.9 (a) uma indicação de uma maior correlação entre esses dois parâmetros. Portanto, um corte no parâmetro do eixo x leva a um corte mais acentuado no parâmetro do eixo y para o caso em que TPC e SVT são utilizados do que no caso em que apenas o TPC é considerado.

9.4 Perspectivas

Vimos que o SVT tem de fato muito a contribuir na detecção de partículas para o complexo STAR. O problema encontrado refere-se ao fato da inclusão do SVT na análise modificar consideravelmente a distribuição dos parâmetros geométricos dos V0s e os cortes utilizados normalmente não estão otimizados para a utilização do detector.

A figura 9.7 inicialmente indicou a presença de uma maior correlação entre os dois parâmetros geométricos, *dca V0 to PV* e *dca Pos Daughter*, sendo que esta dependência foi confirmada na figura 9.9 (a), sugerindo que haja uma modificação nos valores apresentados na segunda coluna da Tabela 9.1 de forma a otimizar a utilização do SVT. É importante ressaltar que esta dependência entre estes dois parâmetros foi mais evidente no estudo da partícula Λ , o que não impede uma observação mais detalhada neste comportamento no estudo das demais partículas.

Assim que novos cortes forem determinados para o sistema TPC+SVT, espera-se que haja um melhor resultado da análise, permitindo assim até medidas nas colisões Cu + Cu a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, de mésons charmosos.

Capítulo 10

1-2 *Piqué arabesque derrière, arms in third position*
 3-4 *susou, sissonne fermé*
 5-6 *pirouette en dehors derrière*
 7-8 *double pirouette en dedans*

The Red Shoes, 1948

10 Conclusões e Perspectivas

O principal objetivo deste trabalho foi obter a produção das partículas estranhas K^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ para a energia de colisão de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV e estudar o comportamento sistemático dessa produção em função da energia. Para isso, utilizamos os dados provenientes da colisão de íons pesados relativísticos obtidos pelo experimento STAR do RHIC. Ao analisarmos e interpretarmos a produção dessas partículas foi dado ênfase para os possíveis efeitos da formação do QGP em dois estágios específicos da evolução do *fireball* formado nessas colisões: os chamados *freeze-out* químico e térmico. Estudamos essas fases a partir das razões entre diversas partículas e da distribuição de momento transversal das mesmas comparando-os com previsões e ajuste de modelos térmicos. O objetivo era obter informações sobre as condições de equilíbrio do *fireball* formado nas colisões entre íons pesados, e também compararmos estes resultados com medidas de outras energias de maneira a observar a evolução do sistema conforme se aumenta a energia.

Para atingir tais objetivos, primeiro obtivemos o espectro de massa dessas partículas a partir de um criterioso estudo e seleção de cortes, conforme mostramos no capítulo 6. Com esses espectros, tanto em função da massa como em função de intervalos de p_t , desenvolvemos dois critérios para extração de sinal. O sinal obtido foi corrigido em relação à eficiência do detector, ao *branching ratio* adotado e ao número de eventos.

No capítulo 7 é mostrada a multiplicidade em função do momento transversal (figuras 7.1 a 7.3). A partir da integração dessas distribuições, obtida com o ajuste de dois tipos de funções, obtivemos os valores de dN/dy para as três partículas e diversas centralidades. Tais valores podem ser encontrados na tabela 7.2, e estes estão condizentes com valores encontrados em [143, 144]. Nessa primeira análise, vemos que os resultados de abundância obtidos para este valor de energia se encaixam suavemente na sistemática observada em outras energias, não apresentando nenhuma mudança brusca no seu comportamento, como mostrado na figura 7.12. Portanto, a principal conclusão que podemos extrair desse resultado é que o comportamento suave indica a ausência de evidências de mudança de fase de primeira ordem nessa faixa de energia. O mesmo comportamento suave é observado em função da centralidade, como mostrado na figura 7.13, que leva à mesma conclusão.

Com os valores de dN/dy , passamos ao estudo da sistematização de razões entre partículas, especialmente $\bar{\Lambda}/\Lambda$ e Λ/K^0 . A primeira razão, obtida para a energia de 62.4 GeV neste trabalho, foi comparada com os valores obtidos em outras energias e razões

entre anti-matéria e matéria para partículas de outras espécies (figura 7.14). Mais uma vez, obteve-se um resultado que mostra uma evolução suave do valor dessa razão com a energia. Essa razão também foi estudada em função do p_t e para as várias centralidades analisadas. A razão anti-matéria/matéria traz importantes informações sobre os mecanismos de produção das partículas (como discutido no capítulo 7) e, como o comportamento da razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ se mostrou similar à energia de colisão de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV (figura 7.15) e para as várias centralidades analisadas (figura 7.16), podemos concluir que não houve uma mudança nesses mecanismos com a energia ou com a centralidade da colisão. A segunda razão obtida, Λ/K^0 , também foi estudada em função do momento transversal (figura 7.17). Na energia de colisão estudada neste trabalho, observamos o mesmo comportamento àquele obtido para colisões com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Essa observação nos leva a concluir que os mesmos mecanismos que provocam uma maior produção de bárions em relação a mésons em uma faixa de valores intermediários de p_t estão presentes na energia de colisão de 62 GeV.

A fim de extrairmos informações sobre a possível formação do QGP, além de verificarmos o comportamento das abundâncias (dN/dy) e das razões entre as partículas estudadas neste trabalho em função da energia e centralidade, também estudamos as condições de equilíbrio dos *freeze-out* químico e térmico. Ao assumirmos a formação do QGP, esperamos que o comportamento térmico do meio partônico seja preservado durante a hadronização. Portanto, a demonstração da existência de equilíbrio térmico no *freeze-out* pode ser uma indicação da formação desse estado partônico em equilíbrio (QGP).

O *freeze-out* químico foi estudado a partir das razões listadas na tabela 8.1, provenientes de dados experimentais tanto de energias maiores que 62.4 GeV, como energias menores. Tais razões foram comparadas a ajustes de um modelo térmico que trata o *fireball* como um gás de hádrons em equilíbrio (THERMUS) e aos resultados de um modelo que não assume equilíbrio químico (SHM). Os resultados de um segundo modelo, que também assume o equilíbrio químico entre as partículas (Braun-Munzinger *et. al.*), foram comparados aos ajustes do modelo THERMUS, a fim de verificar a consistência dessa abordagem.

Como observado na figura 8.1 e nas tabelas 8.2 a 8.5, o modelo THERMUS ajusta bem os dados experimentais para uma ampla faixa de energias de colisão, principalmente para 62.4 GeV (figura 8.1). Diversos procedimentos foram usados a fim de testar a consistência do modelo. Algumas discrepâncias nos resultados deixam certas dúvidas sobre a precisão dos valores dos parâmetros termodinâmicos obtidos. Porém, este resultado nos leva a concluir que há indicações da formação de um estado de equilíbrio na energia estudada que, por sua vez, pode ser um indício da formação de um QGP termalizado.

Os parâmetros termodinâmicos obtidos foram estudados em função da energia para, mais uma vez, verificarmos se há um comportamento suave do sistema ou mudanças abruptas. As figuras 8.2 a 8.4 mostram que esse comportamento é suave com a energia, apesar de certas discrepâncias, corroborando as conclusões anteriores quando estudamos as abundâncias em função da energia de colisão.

Essas conclusões foram também ratificadas a partir da comparação entre os resultados do modelo THERMUS e os resultados do modelo de Braun-Munzinger e colaboradores. Ambos os modelos partem das mesmas premissas, portanto devem fornecer resultados semelhantes. As figuras 8.6 a 8.12 confirmam isso, apesar de pequenas discrepâncias discutidas no capítulo 8.

Ainda neste estudo do *freeze-out* químico, comparamos os resultados do modelo THERMUS com os resultados do modelo que considera o não – equilíbrio químico, o SHM. Nesta comparação, a razão K^+/π^+ apresentou um comportamento interessante, sugerindo que a energias mais baixas o sistema se comporta conforme a prescrição do modelo SHM, enquanto que o modelo que considera o *fireball* como um gás de hádrons em equilíbrio, novamente, demonstrou melhor compatibilidade a energias mais altas, reafirmando aqui a indicação de uma possível formação de um sistema termalizado. No entanto, uma comparação mais detalhada, principalmente envolvendo modelos que não consideram o equilíbrio químico, ainda é necessária. Também é preciso incluir na análise a contribuição nas abundâncias devido ao decaimento fraco de certas partículas. Como tais contribuições dependem de condições específicas de cada experimento, é muito difícil avaliá-la, mas ela pode influenciar nos resultados.

Já o *freeze-out* cinético/térmico foi estudado com os espectros de momento transversal, considerando um modelo fenomenológico inspirado na hidrodinâmica. Esse modelo fornece uma temperatura de *freeze-out* e uma velocidade de expansão coletiva do sistema. Obtivemos esses valores em função da centralidade e estes resultados mostram que eventos mais centrais apresentam uma velocidade de expansão maior e uma temperatura menor, condizente com uma fonte que tem um gradiente de pressão maior. Também foi observado que a partícula Λ apresenta sempre uma temperatura maior que as outras partículas (p , π , K) indicando um desacoplamento anterior dessas partículas em relação às outras. A tabela 8.3 apresenta um resumo dos resultados obtidos para esta análise.

Finalmente, estudamos a utilização do SVT para a reconstrução de V0s, procurando compreender a maneira correta de se incluir este detector na análise, sendo uma perspectiva interessante para o STAR a utilização desse detector, o que levaria a uma melhora da eficiência e da pureza na reconstrução dessas partículas.

Apêndice A

1-2 *Grand ballement devant*
 3-4 *demi plié in 4th position*
 5-6 *plie relevé in 4.th position*
 7-8 *demi plié*
 1-8 *repeat*

Carmen, 1949

Modelo de Glauber

A.1 Introdução

Em algumas publicações teóricas [134, 135, 136, 137, 161] a produção de hádrons em colisões entre íons pesados relativísticos no RHIC tem sido parametrizada em função do número de nucleons participantes (N_{part}) e o número de colisões binárias (N_{bin}). Como não é possível medi-los diretamente, obtemos seus valores a partir da distribuição dN/dN_{ch} . Este tipo de cálculo é chamado de Cálculo de Glauber. A fig A.1 mostra a correlação entre o parâmetro de impacto calculado e as observáveis medidas no estado final, tais como a multiplicidade, $N_{charged}$, E_t e a fração da seção de choque. O cálculo de Glauber possui dois tipos: o método óptico e o método de Monte Carlo. O método óptico é baseado em uma análise clássica da sobreposição dos núcleos [135, 162, 163, 164, 165]. A aproximação de Monte Carlo é baseada em uma simulação computacional da colisão de núcleos [166, 167, 168, 169, 170, 171].

Como discutido na [168], há diferentes modos de implementar o Modelo de Glauber, tais como as parametrizações de colisões soft+hard, descritas por Kharzeev/Nardi ou o modelo HIJING (que é uma simulação de Monte Carlo) [170]. Isso permite valores diferentes de N_{part} e N_{bin} , sendo assim necessário relatar como foi executado o cálculo de Glauber. No caso do experimento STAR, o mesmo será detalhado na seção seguinte.

A teoria de Glauber é uma teoria para um conjunto de aproximações que são utilizadas nos cálculos de colisões de muitos corpos. Quando aplicada em colisões do tipo núcleo-núcleo (AA), a teoria de Glauber é capaz de informar de uma maneira quantitativa a configuração geométrica do núcleo no instante da colisão. A teoria de Glauber faz algumas suposições, tais como:

- Uma seção de choque característica para colisões nucleon-nucleon (nn);
- As colisões dos nucleons obedecem a trajetórias lineares.

Em suma, a colisão complexa do tipo AA é tratada como uma superposição de muitas colisões individuais do tipo nn , cada uma governada por uma probabilidade constante de interação, com todos os nucleons viajando em trajetórias constantes. Deve-se somente especificar a distribuição de probabilidades para os nucleons dentro do núcleo e a seção de choque fundamental nn .

Figura A.1: Um exemplo da correlação do estado final de quantidades observáveis calculadas a partir do modelo de Glauber.

A.2 Teoria de Glauber – uma breve descrição

A.2.1 Representação do Núcleo

Nós devemos especificar a distribuição de probabilidades para os nucleons no núcleo. Normalmente fazemos aproximações de discos colidindo, esferas duras ou utilizamos ainda a distribuição de Woods-Saxon. Neste caso, adotou-se o formalismo de Woods-Saxon, que é largamente utilizado para medidas de densidade radial de nucleons carregados em um núcleo de Au. A distribuição de Woods-Saxon é dada por:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0}{c}\right)} \quad (\text{A.1})$$

onde r é a distância radial do centro do núcleo

r_0 é o raio do núcleo

c é a difusividade do núcleo

ρ_0 é a constante de densidade nuclear

Os dois primeiros parâmetros são bem medidos em espalhamentos do tipo e+Au e o último termo é determinado pela condição de normalização:

$$\int \rho(r) d^3r = A \quad (\text{A.2})$$

onde A é o número de massa do núcleo. Em geral, é mais conveniente utilizar:

$$\int p(r) d^3 r = 1 \quad (\text{A.3})$$

onde

$$p(r) = \frac{1}{A} \cdot \rho(r) \quad (\text{A.4})$$

As hipóteses assumidas no formalismo de Woods-Saxon são:

- Assume-se que o núcleo é esférico e passível de deformação;
- Assume-se que a densidade nuclear deve ser idêntica para prótons e nêutrons;
- Utiliza-se a distribuição de carga, que é experimentalmente medida no espalhamento de elétrons a baixa energia, no núcleo de Au.

Uma ferramenta muito útil na determinação das incertezas sistemáticas no cálculo final do modelo de Glauber é estudar a dependência dos resultados com os valores de entrada utilizados. Assim, podemos modificar alguns desses valores de entrada (parâmetros de Woods-Saxon) com suas incertezas. Devido a esta possibilidade, há três classes de Woods-Saxon: *pequena*, *nominal* e *grande*. A classe nominal usa os valores apresentados na tabela A.1, e as classes pequena (grande) usa valores menores (maiores) que os erros apresentados nesta mesma tabela.

PARÂMETRO	VALOR
ρ_0	0.169346 nucleons/fm ³
r_0	6.5 ± 0.1 fm
c	0.562 ± 0.27 fm

Tabela A.1: Parâmetros de Woods-Saxon usados em núcleos de Au no cálculo de Glauber

A2.2 O Modelo de Glauber Óptico

Na aproximação óptica, nós podemos escrever uma equação analítica para a colisão do tipo AA. Nosso objetivo é obter uma equação analítica para a seção de choque total. Trabalhando em coordenadas cilíndricas (conforme figura A.2), nós utilizamos a seguinte equação para a espessura:

$$T_A(\vec{s}) = \int p_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad (\text{A.5})$$

que representa o elemento de densidade normalizado para uma dada posição $\vec{b}_A$ no núcleo A integrado sobre todo o z . Pode-se escrever a mesma expressão para o núcleo B. Juntando as duas distribuições de probabilidade, nós teremos a seguintes função:

$$T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(\vec{s}) T_B(\vec{s} - \vec{b}) \quad (A.6)$$

que é a função da espessura total.

Esta função representa a probabilidade (normalizada a 1) de encontrar um núcleon de ambos os núcleos (A e B) em uma determinada posição. A probabilidade de estes dois nucleons interagirem é dada pela seção de choque (*non-singly diffractive*) nn :

$$\sigma_{in} = 42(41)mb \quad (A.7) \quad \text{para } \sqrt{s} = 200(130) \text{ GeV.}$$

Figura A.2 Distribuição de Wood-Saxon referente à equação A2. A curva em preto representa valores nominais, enquanto que as outras curvas representam os limites mínimo (*small*) e máximo (*big*).

Utilizando a estatística binomial para escrever a probabilidade de n interações inelásticas do tipo nn ocorrer para o parâmetro de impacto $\vec{b}$, temos:

$$P(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} [T(b)\sigma_{in}^n] [1 - T(b)\sigma_{in}]^{AB-n} \quad (A.8)$$

onde o primeiro termo representa o número de configurações possíveis produzidas em n interações, dado por $A.B$ possíveis colisões nn , o segundo termo representa a probabilidade de n colisões, e o terceiro termo representa a probabilidade de $A.B - n$ não ocorrer. Somando todas as possibilidades em A.8 é possível chegar a uma expressão para a probabilidade total de uma interação do tipo AA ocorrer entre um núcleo A e um núcleo B:

$$\frac{d\sigma_{in}^{AB}}{d\vec{b}} = \sum_{n=1}^{n=AB} P(n, \vec{b}) = 1 - [1 - T(b)\sigma_{in}]^{AB} \quad (A.9)$$

A figura A.3 apresenta o resultado obtido através da equação A.9

Integrando esta última, é possível obter a seção de choque total de uma colisão AA:

$$\sigma_{in}^{AB} = \int d\vec{b} \left\{ 1 - [1 - T(b)\sigma_{in}]^{AB} \right\} \quad (A.10)$$

Figura A.3: Seção de choque diferencial inelástica para Au+Au em colisões a $\sqrt{s_{nn}}=200\text{GeV}$, calculada a partir do modelo de Glauber óptico, usando os valores da tabela A.1.

Como estamos utilizando coordenadas cilíndricas, temos:

$$\sigma_{in}^{AB} = \int_0^\infty b db \left\{ 1 - [1 - T(b)\sigma_{in}]^{AB} \right\} \quad (A.11)$$

É interessante observar que a equação (A.10) representa a melhor estimativa para a seção de choque Au+Au no RHIC.

Agora já é possível estabelecer o número total de nn colisões (N_{bin}) a partir de:

$$\langle N_{bin}(b) \rangle = \sum_{n=1}^{n=AB} n P(n,b) = A \cdot B \cdot T(b)\sigma_{in} \quad (A.12)$$

Também é possível estabelecermos o número total de nucleons participantes (N_{part}):

$$\langle N_{part}(b) \rangle = 2A \int d^2s T_{AA}(\vec{s}) \left\{ 1 - \left(1 - T_{AA}(\vec{s} - \vec{b})\sigma_{in} \right)^{A^2} \right\} \quad (A.13)$$

onde $A=B$ por simplicidade, embora a equação acima possa ser generalizada para $A \neq B$.

Para relacionar $\langle N_{bin} \rangle$ e $\langle N_{part} \rangle$ a um observável experimental, como por exemplo dN/dN_{ch} , a média de todas as trajetórias carregadas, nós usamos as equações A.9, A.12 e A.13 para obter as funções $d\sigma/dN_{bin}$ e $d\sigma/dN_{part}$. Matematicamente, é possível calcular o Jacobiano destas transformações, porém é mais conveniente utilizarmos o método de Monte Carlo, pois neste o Jacobiano é intrínseco.

Além disso, podemos utilizar na equação A.9, seções de choque diferenciais randômicas e obter histogramas com os valores de N_{bin} e N_{part} para cada exemplo. Assim teremos as distribuições de $d\sigma/dN_{bin}$ e $d\sigma/dN_{part}$.

As figuras A.4 e A.5 apresentam cada distribuição dividida verticalmente em canais correspondendo a frações da seção de choque total, e valores médios que foram correlacionados a valores médios medidos, como por exemplo, de dN/dN_{ch} .

Tendenciosidades em potencial devido a este cálculo canal a canal dos valores médios foram investigadas e conclui-se que as mesmas eram negligenciáveis em comparação a outras fontes de incertezas sistemáticas

Figura A. 4: $\langle N_{col} \rangle$, linha em preto, e $\langle N_{part} \rangle$, linha em vermelho, em colisões do tipo Au+Au em função do parâmetro de impacto obtido a partir do modelo de Glauber óptico.

Figura A. 5: Correlação entre $\langle N_{col} \rangle$ e $\langle N_{partl} \rangle$ em colisões do tipo Au+Au obtida a partir do modelo de Glauber óptico.

A.3 Cálculo de Monte Carlo

O método de Monte Carlo consiste na construção de um conjunto de simulações independentes de interações Au+Au. Para cada interação, A nucleons do alvo são distribuídos sobre o ponto $(0, 0, 0)$ e B nucleons do projétil são distribuídos sobre o ponto $(b, 0, 0)$, onde b é o parâmetro de impacto do evento. Cada um dos nucleons é randomicamente distribuído usando a distribuição de probabilidade de Woods-Saxon dada pela equação A.1. Há a necessidade de que todos os nucleons em cada núcleo estejam separados por uma distância $d \geq d_{min}$ onde $d_{min}=0.4 \text{ fm}$ é característico do alcance da força repulsiva nucleon-nucleon. Entretanto, verificou-se que na seção de choque Au+Au, N_{part} e N_{bin} previstos pela aproximação de Monte Carlo não dependem desta distância mínima, para um intervalo $0 < d_{min} < 0.6 \text{ fm}$. Assim, d_{min} foi igualado a zero, aumentando assim a velocidade deste processamento.

O próximo passo é construir todos os pares (um núcleon alvo e um núcleon projétil) possíveis, sendo que cada par está determinado a interagir se estiverem separados por uma distância transversal dada por:

$$r \leq \sqrt{\frac{\sigma_{in}}{\pi}} \quad (\text{A.14})$$

que é derivada de um raio característico de uma seção de choque inelástica, σ_{in} .

N_{part} é definido como o número de nucleons que participaram da última interação. N_{bin} é definido como o número total de interações existentes no evento. Este procedimento está associado a um número arbitrário de eventos, com o parâmetro de impacto b para cada

evento sendo randomicamente escolhido para uma distribuição. Dessa forma obtemos as distribuições $d\sigma/dN_{bin}$, $d\sigma/dN_{part}$ e dN/dN_{ch} .

A.4 Estimativa das incertezas

As incertezas sistemáticas em $\langle N_{col} \rangle$ e $\langle N_{part} \rangle$ foram determinadas variando-se os parâmetros de Woods-Saxon, variando o valor de σ_{in} , e incluindo uma variação de 5% na determinação da medida da seção de choque na colisão do tipo Au+Au. Assim, as contribuições dessas três medidas foram determinadas separadamente e tratadas de maneira correlacional no tratamento final da determinação das incertezas sistemáticas. Os parâmetros de Woods-Saxon variaram com incertezas na produção das distribuições de densidade, tanto na mais baixa, como na mais alta. Para o cálculo a $\sqrt{s_{nn}}=200, 130$ e 62.4 GeV, o σ_{in} , assumiu os valores 41mb, 39 mb e 36 mb, com uma incerteza de ± 2 mb. Os valores de $\langle N_{col} \rangle$ e $\langle N_{part} \rangle$ são fortemente dependentes, no caso, 30 %, nos canais mais centrais, da medida da seção de choque total em cerca de 5%. Mas este efeito decresce em cerca de 1% em canais mais centrais.

Apêndice B

1-8 pas courreau
 1-4 2 piqué arabesque
 5-6 por de Brás in 4th position
 7-8 lutz
 1-16 repeat
 Phrygia Variation Spartacus 1956

Terminologia e elementos de cinemática

B1. Massa transversal e rapidez

O quadrvetor de momento e energia de uma partícula pode ser definido como:
 $\underline{p} = (E, \vec{p})$ em um referencial $\mathcal{R}$. Então podemos escrever:

$$\underline{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2 \quad (\text{B.1})$$

É comum utilizar a massa transversal m_t (ou $m_\perp$) de uma partícula a partir das seguintes equações:

$$\begin{aligned} E^2 &= m^2 + \vec{p}^2 \\ E^2 &= (m^2 + p_x^2 + p_y^2) + p_z^2 \\ E^2 &= (m_t^2 + p_z^2) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Assim, teremos:

$$m_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + m^2} \quad (\text{B.3})$$

A rapidez y é definida como o ângulo de rotação da transformação de Lorentz. Esta variável apresenta a vantagem de ser facilmente transformada de um referencial para outro, ou seja, de um referencial $\mathcal{R}$ para um referencial $\mathcal{R}'$:

$$y | \mathcal{R} \mapsto y | \mathcal{R}' - \tanh^{-1}(\beta) \quad (\text{B.4})$$

com $\beta = \frac{v}{c}$. O quadrvetor pode então ser escrito em função da massa transversal e da rapidez da seguinte forma:

$$\underline{p} = \begin{cases} E = m_t \cosh y \\ \vec{p} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Com $\vec{p}$ escrito em forma de $(p_z = m_t \sinh y, p_x, p_y)$

Assim, em uma colisão onde o eixo z é o eixo do feixe, teremos:

$$\frac{p_z}{E} = \frac{m_t \sinh y}{m_t \cosh y} = \tanh y \quad (\text{B.6})$$

$$\text{onde } y = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (\text{B.7})$$

Então, a partir de (B.7) podemos reescrever a rapidez como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{B.8})$$

Seja o ângulo θ aquele existente entre a partícula e o eixo do feixe, isto é $\cos \theta = \frac{p_z}{p}$, como no caso de $p \gg m$ e $\theta \gg \frac{1}{\gamma}$, tem-se:

$$y \approx -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) = \eta \quad (\text{B.9})$$

onde a pseudo-rapidez η é independente da massa, contrariamente a rapidez.

No caso do cálculo da rapidez do feixe usado neste trabalho, esta pode ser calculada a partir de:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (\text{B.10})$$

E com a energia total dada por: $E_{TOT} = E_C + E_M \cong (31.2 + 1) \text{ GeV} / u$, onde $\gamma = \frac{E_{TOT}}{E_M} \approx 32.2$ e assim $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, fornecendo:

$$y_{max} \approx 3.82$$

B2. Seção de Choque total

A descrição da emissão de partículas é geralmente realizada com um espaço de fase onde as duas dimensões são a rapidez e a massa transversal. A partir da seção de choque total, descrita observando a simetria cilíndrica, temos:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = E \frac{d^2 \sigma}{2\pi p_t dp_t dp_z} \quad (\text{B.11})$$

Sabemos que $p_z = m_t \sinh y$, onde $dp_z / dy = m_t \cosh y = E$. Assim, é possível substituir $dp_z = E dy$ para simplificar E , obtendo:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \text{const} \frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} \quad (\text{B.12})$$

$$= \text{const} m_t \sum_{n=1}^{\infty} \binom{n+1}{n} K_1 \left(n \frac{m_t}{T} \right) \quad (\text{B.13})$$

onde K_1 é uma função de Bessel modificada e T é a temperatura da partícula estudada, comumente chamada de *inverse slope* (inclinação inversa).

Fazendo a aproximação:

$$\frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dy dp_t} \propto e^{-\frac{m_t}{T}} \quad (\text{B.14})$$

E utilizando as relações de (B.1), encontramos:

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{d^2 N}{dy dm_t} \propto e^{-\frac{m_t}{T}} \quad (\text{B.15})$$

A integração por partes sobre m_t pode ser realizada a partir de uma mudança de variáveis:

$$x = \frac{m_t}{T}, x = u, du = dx, dv = e^{-x}, v = -e^{-x}$$

Então:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dy} &= 2\pi A \int_{m_0}^{\infty} m_t e^{-\frac{m_t}{T}} dm_t \\ \frac{dN}{dy} &= 2\pi A (T m_0 + T^2) e^{-\frac{m_0}{T}} \quad (\text{B.16}) \end{aligned}$$

Da equação acima podemos extrair o coeficiente A e utilizando (B.15), encontramos:

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{d^2 N}{dy dm_t} = A e^{-\frac{m_t}{T}} \quad \text{com} \quad A = \frac{dN/dy}{2\pi(Tm_0 + T^2)} e^{-\frac{m_0}{T}} \quad (\text{B.17})$$

A partir da equação acima podemos parametrizar o espectro de massa transversal. Dessa forma também podemos determinar a taxa de produção (dN/dy) e o parâmetro T , em MeV:

$$\frac{1}{2\pi m_t} \frac{d^2 N}{dy dm_t} = \frac{[dN/dy]}{2\pi[T](m_0 + [T])} e^{-\frac{(m_t - m_0)}{[T]}} \quad (\text{B.18})$$

Como última passagem, há a necessidade de normalizar a equação acima, integrando sobre N eventos:

$$\frac{1}{2\pi m_t N_{evt}} \frac{d^2 N}{dy dm_t} = \frac{[dN/dy]}{2\pi[T](m_0 + [T])} e^{-\frac{(m_t - m_0)}{[T]}} \quad (\text{B.19})$$

Referências

1-2 *Susou, arms in open fifth;*
 3-4 *Coupe and chasse –arms in demi-bras;*
 5-6 *Pas de bourré ;*
 7-8 *Grand jeté*

Cendrillon, Stats Berlin 1999

- [1] *T. D. Lee et G. C. Wick*, Phys. Rev. D9 (1974) 2291;
- [2] *E. V. Shuryak*, Phys. Lett. B 78 (1978) 1 ;
- [3] *E. V. Shuryak*, Phys. Lett. B 78 (18978) 150;
- [4] *E. V. Shuryak et I. Zahed*, Phys. Ref. C 70 (2004) 0219901;
 Preprint arXiv: hep-ph/0307267
- [5] *E. V. Shuryak*, Nucl. Phys. A 750 (2005) 64-83; Preprint arXiv: hep-ph/0405066
- [6] *J. Letessier, J. Rafelski*, J. Phys. G 25 (1999) 295-309; Preprint hep-ph/9810332;
- [7] *J. Rafelski, B. Mueller*, Phys. Rev Lett 48, 1066 (1982);
- [8] *Millikan, R. A.*, Phys. Rev. XXXII (1991) 349;
- [9] *Varela, João*; “**O Século dos Quanta**”, Editora da Universidade de Brasília, 2004;
- [10] *Segrè, Emilio*. “**From X-Rays to Quarks**”. W. H. Freeman and Company, Nova York: 1980;
- [11] *Griffiths, David*. “**Introduction to Elementary Particles**”. Nova York: John Wiley & Sons, 1984;
- [12] *Chadwick, J*; Nature 129 (1932) 312;
- [13] *Anderson, C. D.*; Phys. Rev. 43 (1933) 491;
- [14] *Pauli, W*; PARIS – 34 p. 324(1934);
- [15] *Fermi, E.*; Z. Phys. 88 (1934) 161 and Nuovo Cim. 11 (1934) 1;
- [16] *Yukawa, H*. Proc. Phys. Math. Soc. Jap. 17 (1935) 48;
- [17] *Rochester, G. D.; Butler, C. C.*; Nature 160 (1947) 855;

- [18] *Lattes, C.M.G.; Occhialini, G.P.S.; Powell, C.F.*; **Observation on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions** *Nature* **160** (1947) 453;
- [19] *Armenteros, R.; Barker, K.H.; Butler, C.C.; Cachon, A.*; **The Properties of Neutral V-Particles** *Phil. Mag.* **42** (1951) 1113;
- [20] *Armenteros, R.; Barker, K.H.; Butler, C.C.; Cachon, A.; Chapman, A.H.*; **Decay of V Particles** *Nature* **167** (1951) 501;
- [21] *Gell-Mann, M.*; **Isotopic Spin and New Unstable Particles** *Phys. Rev.* **92** (1953) 833;
- [22] *Gell-Mann, M.; Low, F.E.*; **Quantum Electrodynamics at Small Distances** *Phys. Rev.* **95** (1954) 1300;
- [23] *Nishijima, K.*; **Charge Independence Theory of V Particles** *Progr. of Theor. Phys.* **13** (1955) 285;
- [24] *Gell-Mann, M.*; **Symmetries of Baryons and Mesons** *Phys. Rev.* **125** (1962) 1067;
- [25] *Gell-Mann, M.*; **A Schematic Model of Baryons and Mesons** *Phys. Lett.* **8** (1964) 214;
- [26] *Zweig, G.*; **An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking I** CERN-8182-TH-401 (1964);
- [27] *G. Zweig*, preprint CERN-8419-TH-412 (1964);
- [28] *Greenberg, O.W.*; **Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons** *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 598;
- [29] *Weinberg, S.*; **A Model of Leptons** *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
- [30] *Salam, A.; Ward, J. C.*; **Electromagnetic and Weak interactions** *Phys. Lett.* **13** (1964) 168;
- [31] *Glashow, S. L.*; **Partial-Symmetries of Weak Interactions** *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
- [32] *Schwinger, J.*; **On the Spin of the Neutron** *Phys. Rev.* **52** (1937) 1250;
- [33] *Schwinger, J.*; **Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation** *Phys. Rev.* **74** (1948) 1439;
- [34] *Cabibbo, N.*; **Unitary Symmetry and Leptonic Decays** *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531;
- [35] *Glashow, S. L.; Iliopoulos, J.; Maiani, L.*; **Weak Interaction with Lepton-Hadron Symmetry** *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285;

- [36] Christenson, J.C.; Hicks, G.S.; Lederman, L.M.; Limon, P.J.; Pope, B.G.; Zavattini, E.; **Observation of Massive Muon Pairs in Hadron Collisions** Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 1523;
- [37] Bacci, C. et al.; **Preliminary Result of Frascati (ADONE) on the Nature of a New 3.1 GeV Particle Produced in $e^+ e^-$ Annihilation** Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1408; Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1649;
- [38] Perl, M.L. et al; **Properties of the Proposed τ Charged Lepton** Phys. Lett. **70B** (1977) 487;
- [39] CLEO Collaboration; Bebek, C. et al; **Evidence for New Flavor Production at the $\Upsilon(4S)$** Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 84;
- [40] Barber, D.P. et al, **Discovery of three jets events and a test of QCD at PETRA Energies**, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 830;
- [41] CDF collaboration; Abe F et al; **Observation of Top Quark Production in anti-p p Collisions** Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626;
- [42] D0 collaboration; Abachi, S. et al. **Observation of the Top Quark** Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632;
- [43] Weinberg, S.; **Non-Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions** Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 494;
- [44] Pomeranchuk, I.Y.; **Equality between the Interaction Cross Sections of High Energy Nucleons and Antinucleons** Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34** (1958) 725; e Pomeranchuk, I.Y., Proc. USSR Academy of Sciences (em russo) **43** (1951) 889 ;
- [45] Politzer, H.D.; **Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?** Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346;
- [46] Gross, D.J.; Wilczek, F.; **Ultraviolet Behaviour of Non-Abelian Gauge Theory** Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343;
- [47] J. C. Collins et M. J. Perry, Phys. Rev Lett. **34** (1975) 1353;
- [48] N. Cabibbo et G. Parisi, Phys. Lett B **59** (1975), 67;
- [49] E. V. Shuryak, Physics Reports (Review Section of Physics Letters) **61**, n° 2 (1980) 71-158;
- [50] W. E. Burcham and M. Jobrs, Nuclear and Particle Physics (Longman Scientific and Technical, 1995)
- [51] Stückelberg, E.C.G.; Petermann, A.; **La normalization des constantes dans la theorie des quanta / On the Normalizations of the Quantum Theory Constants** Helv. Phys. Acta **26** (1953) 499;

- [52] A. Chodos, R. L. Jaffem, K. Johson, Phys. Rev; D9: 3471,1974 499;
- [53] *Lamont, M. Neutral Strange Particle Production in Ultra-Relativistic heavy Ion Collisions at 130 GeV*, PhD Thesis, The University of Birmingham.
- [54] W. Greiner, “Quantum Chromodynamics”, Ed. Springer, 1995 ;
- [55] V.S. Fadin and L. N. Lipatov, Phys. Letter B429 (1998) 127;
- [56] V. S. Fadin, E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, Phys. Lett B60 (1975) 50;
- [57] I. Vitev, T. Goldman, M. B. Johnson and J. W. Qui, Phys. Rev. D74, 054010 (2006);
- [58] C. D. Detar and J. F. Donoghue; Ann. Rev. Nucl. Part. Sci; 33:235, 1983;
- [59] G. Gottieb; Phys. Rev, D 35:2531, 1987;
- [60] S. Hands, Contemp. Phys. 42 (2001) 209-225; Preprint arXiv: physics/0105022;
- [61] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27, 140 (1983);
- [62] H. Satz, **RHIC and LHC: Physics Perspectives**, Nucl. Phys. A 544(1992), p. 371c-390c;
- [63] J. Cleymans, K. Redlich, Phys. Rev. Lett 81 5284 (1998);
- [64] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 28 1971 (2002)
- [65] J. Cleymans, H. Oeschler, Phys. Lett. B 615 50 (2005);
- [66] V. Magas, H. Satz, Eur. Phys. J. C. 32 115 (2003);
- [67] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton, J. Phys. G 32 (2006) 5165-5170; Preprint arXiv: hep-ph/0607164;
- [68] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento, 6, 1 (1983);
- [69] B. Muller, P. Braun-Munzinger, <http://www.cern.ch/HIPS/figures.html>
- [70] E. Shnedermann, J. Solfrank and U. Heinz, Phys. Rev. C48, 2462 (1993);
- [71] H. van Hecke et al, Phys. Rev Lett 81, 5764 (1998);
- [72] P. Koch et al, Phys. Rep. 142, 169 (1986);
- [73] E. Shuryak, Phys. Rev Lett. 68, 3270 (1992);

- [74] *M. Gazdzicki, M. I. Goresntein*, Acta Phys. Polon. B 30 (1999) 2705;
- [75] *M. Gazdzicki*, J. Phys. G 30 (2004) 5161;
- [76] *E. Bratkovskaya et al*, Phys. Rev. C69 (2004);
- [77] *V. Koch, A. Majumber, J. Randrup*, Phys. Rev. C 72 (2005) 064903;
- [78] *A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel*, Nucl. Phys. A 772 (2006) 167-199;
Preprint arXiv: nucl-th/0511071;
- [79] *Andersen, E. et al*, Phys. Lett. B 449:401 (1996);
- [80] *Ahmed Tounsi and Krzysztof Redlich*, Nucl. Phys. A 715 (2003) 565-568;
Preprint arXiv: hep-ph/0111159;
- [81] *J. Cleymans and A. Muronga*, Phys. Lett. B 388, 401 (1996);
- [82] *J. Cleymans, M. Marais and E. Suhonen*, Phys. Rev. C 58, 2747 (1997);
- [83] *Salah Hamieh, Krzysztof Redlich and Ahmed Tounsi*, Phys. Lett. B 486 (200) 61-66;
- [84] *D. K. Srivastava and K. Geiger*, Phys. Lett. B 422, 39 (1998).
- [85] *E. G. Ferreira et al*, Phys. Lett. B 422, 314 (1998);
- [86] *M. Bleicher et al*, J. Phys. G. Nucl. Part. Phys 25, 1859 (1999);
- [87] *F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen*; Phys. Rev. C 64 (2001) 0204901; Preprint arXiv: hep-ph/0002267;
- [88] *P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel*, Preprint arXiv: nucl-th/0304013;
- [89] *H. van Hecke, H. Sorge et N. Xu*; Phys. Rev. Lett 81 (1998) 5764;
- [90] *J. Letessier and J. Rafelski*, Int. J. Mod. Phys. E9 (200) 107- 147;
Preprint arXiv: nucl-th/0003014;
- [91] *R. Hagedorn*, Riv. Nuovo Cimento 3 (1965) (1) 47;
- [92] *E. Fermi*, Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 570;
- [93] *P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, N. Xu*; Phys. Lett. B 365 (1996)1;
- [94] *B. Kampfer, J. Cleymans, P. Steinberg and S. Wheaton*, Heavy Ion Physics. 21 (2003) 207-213;
- [95] *V. Koch*, Nucl. Phys. A 715 (2003) 108c.

- [96] *J. Sollfrank and U. Heinz*, Quark Gluon Plasma 2 (World Scientific 1995);
- [97] *U. Heinz*, J. Phys. G. 25, 263 (1999);
- [98] *C. Blume*, Collaboration NA49, proceedings SQM 2004; Nucl. Phys. A 715, 55 (2003); Preprint arXiv: nucl-th/0411039;
- [99] *P. Braun-Munzinger, J. Cleymans, H. Oeschler et K. Redlich*, Nucl. Phys. A 697(2002) 902;
- [100] *J. Cleymans* Preprint arXiv: nucl-th/9704046;
- [101] *P. Braun-Munzinger et al*, Phys. Lett. B 465, 15 (1999);
- [102] *J. Sollfrank*, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 23, 1903 (1997);
- [103] *S. Wheaton and J. Cleymans*; Preprint arXiv: hep-ph/0407174;
- [104] *J. Rafelski*; Phys. Lett. B 262, 333 (1991);
- [105] *J. Rafelski et J. Letessier*; Preprint arXiv: nucl-th/9909018;
- [106] *G. Torrieri, W. Broniowski, J. Letessier and J. Rafelski*; Comp. Phys. Com. 167, 229 (2005); www.physics.arizona.edu/~torrieri/SHARE/share.html;
- [107] *J. Rafelski et J. Letessier*; Acta Phys. Polon. B34 (2003) 5791-5824 ; Preprint arXiv: hep-ph/0309030;
- [108] *J. Rafelski et J. Letessier*; Preprint arXiv: nucl-th/0504028;
- [109] *M. Adamczyk et al, Collaboration BRAHMS*, Nucl. Inst. And Meth A 499(2003) 437;
- [110] *I. G. Bardem et al, Collaboration BRAHMS*, Phys. Lett. B 523 (2001) 227;
- [111] *B. B. Back et al. Collaboration PHOBOS*, Nucl. Phys. A 661 (2000) 690;
- [112] *D. P. Morrison et al; Collaboration PHENIX*, Nucl. Phys. A 638 (1998) 565; Preprint arXiv: hep-ex/9804004;
- [113] *Silva, C. L., Electrons and heavy quark at PHENIX detector*, Preprint arXiv: hep-ex/0606021;
- [114] *C. Adler et al.; Collaboration STAR*, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 182301;
- [115] *C. Adler et al; Collaboration STAR*, Nucl. Inst. Meth. A 470 (2001) 488-499;
- [116] *S. F. Bieser, H. J. Crawford, J. Engelage et al*, Nucl. Inst. Meth. A 499 (2003) 766;

- [117] A. Schuttauf *et al*; Collaboration STAR, Nucl. Phys. A 661 (1999) 677c.
- [118] K. H. Ackermann *et al*; Collaboration STAR, Nucl. Instr. Meth. A 499 (2003) 713-719; Preprint arXiv: nucl-ex/0211014;
- [119] STAR ToF Collaboration, **Proposal for A Large Area Time of Flight System of STAR**, <http://www.star.bnl.gov/STAR/tof/>;
- [120] Collaboration STAR, Nucl. Phys. A661 (1999) 681c.
- [121] M. Anderson *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 499 (2003) 659;
- [122] R. Bellwied, **Proposal for a Silicon Vertex Tracker (SVT) as an upgrade for the STAR Experiment at RHIC**, Berkeley, CA, 1995.
www.star.bnl.gov/STAR/html/svt_1/soft_1/svt_publications;
- [123] R. Bellwied *et al.*, Nucl.Instrum. Meth A 499,640 (2003);
- [124] J. M. Landgraf *et al*; **STAR TPC Gas System**, Nucl. Inst. Meth. A 499, 762 (2003);
- [125] M. A. Lisa, Technical Report, STAR note 238, The STAR- TPC Clusterfinder/Hitfinder (1996);
- [126] R. K. Bocker *et al*, **Data Analysis Techniques for High Energy Experiments**. Cambridge, Cambridge University Press, 1999.
- [127] W. B. Atwood *et al*, **Tracking with the ALEPH TPC**; IEEE Trans. Nucl. Sci. 38, 432 (1991);
- [128] C. Garabatos *et al*, **TPC in the Context of heavy Ion Collisions**, Nucl. Inst. Methods. Phys. Rev A 283, 553 (1989);
- [129] I. M. Sakrejda and J. T. Mitchell, Technical Report, STAR Note 190, **Tracking for the STAR TPC: Documentation and user's Guide** (1994);
- [130] Andersen *et al*, J. Phys. G 25, 171 (1999);
- [131] C. Adler *et al*, Phys. Rev. Lett. 87, 112303 (2001);
- [132] R. Bock *et al*, **Data Analysis Techniques in High Energy Physics Experiments** (Cambridge University Press, 1990);
- [133] M. Calderon de la Barca Sánchez, **Charged Hadron Spectra in Au+Au Collisions at 130 GeV**, PhD Thesis, Yale University, 2001;
- [134] R. J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics (Interscience Publishers) Inc. New York, 1958, vol I, p.315;

- [135] *D. Kharzeev and M. Nardi. Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD.* Phys. Lett., B507:121-128, 2001.
- [136] *D. Kharzeev, E. Levin, and L. McLerran. Parton saturation and Npart scaling of semi-hard processes in QCD.* Phys. Lett., B561:93-101, 2003.
- [137] *N. Dorey, T. J. Hollowood, S. P. Kumar, and A. Sinkovics. Exact superpotentials from matrix models.* JHEP, 11:039, 2002.
- [138] *J. Adams et al(for STAR Collaboration), Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,* Preprint arXiv: nucl-ex/0601042;
- [139] *H. Bethe,* Annallen der Physik, volume 397, issue 3, pages 325-400 (1930);
- [140] *H. Bischel,* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 562 (2006) 154-197;
- [141] *M. Heinz, Neutral strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and pentaquark searches with STAR at RHIC,* Ph.D Thesis, University of Bern, 2005;
- [142] *R. Brun et al., GEANT user guide,* CERN REPORT DD/EE?84-1 (1987) ;
- [143] *J. Takahashi,* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 31 (2005) S1061-S1064;
- [144] *J. Speltz,* J.Phys. G : Nucl. Part. Phys. 31 (2005) S1025-S1029;
- [145] *A. Bialas,* Phys. Lett B 442 (1998) 449-452;
- [146] *WA97 Collaboration, data presented by R. Caliendo, R. Lietava at the Symposium Strangeness in Quark Matter,* Padova, July, 1998.
- [147] *J. Zimanyi, T. Biro, P. Levai,* J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1941, Preprint arXiv: hep-ph/9808394;
- [148] *R. Lietava, J. Pisut,* Eur. Phys. J. C5 (1998) ;
- [149] *I. Vitev et al,* Nucl. Phys. A 715 (2003) 779;
- [150] *L. Molnar,* Proceedings of the 21st Winter Workshop on Nuclear Dynamics, 2005; and private communication;
- [151] *D. Kharzeev,* Phys. Lett. B, 378:238, 1996;
- [152] *R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka, S. A. Bass;* Phys. Rev C68 (2003) 0449902;
- [153] *V. Greco et al, Partonic coalescence in Relativistic Heavy Ion Collisions,* Phys. Rev. C, 68:034904, 2003;

- [154] *H. van Hecke et al*, Phys. Rev Lett, 81:5764, 1998. *J. Sollfrank et al*. Phys. Review C, 48:2462,1993;
- [155] R.C. Hwa and C. B. Yang, Phys.Rev. C70 (2004) 024904 , PreprintarXiv hep-ph /0312271;
- [156] *A. Iordanova*, International Journal of Modern Physics E, Preprint: nucl-ex 07050691
- [157] *E. Schnedermann, J. Sollfrank et U. Heinz*, Preprint arXiv: nucl-ex/0306007;
- [158] F. Retiere, et M. Lisa, Phys. Rev. C 70 (2003) 044907;
- [159] *Jiang, H., Strange Hadron (Ks, Λ and Ξ) Production in d+Au Collisions at 200GeV at RHIC*, Ph.D. Thesis, University of California , 2005.
- [160] *M. Heinz*, private communication;
- [161] *J. Schaner-Bielich, D. Kharzeev, L. D. McLerran, and R. Venu-gopalan. Generalized scaling of the transverse mass spectrum at the Relativistic Heavy-Ion Collider*. Nucl. Phys., A705:494-507, 2002.
- [162] *S .Li and X. Wang. Gluon shadowing and hadron production at RHIC*. Phys. Lett., B527:85-91, 2002.
- [163] *C.Yin Wong. Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, Singapore, 1994.
- [164] *A. J. Baltz, C. Chasman, S N White. Correlated forward-backward dissociation and neutron spectra as a luminosity monitor in heavy ion colliders*. Nucl.Instr. Meth. A, 417:1, 1998.
- [165] *K. Adcox et al. Centrality dependence of the high pt charged hadron suppression in Au + Au collisions at sNN = 130 GeV*. Phys. Lett., B561:82-92, 2003.
- [166] *I. G. Bearden et al. Charged particle densities from Au + Au collisions at sNN = 130 GeV*. Phys. Lett., B523:227-233, 2001.
- [167] *B. B. Back et al. Charged hadron transverse momentum distributions in Au + Au collisions at psNN = 200- GeV*. 2003. PreprintarXiv nucl-ex/0302015.
- [168] *B. B. Back et al.*. PreprintarXiv nucl-ex/0301017.
- [169] *B. B. Back et al.* Phys. Rev., C65:031901,2002.
- [170] *X. N Wang and M. Gyulassy*, Comp. Phys. Comm. 83, 307 (1994).
- [171] *Dmitri Kharzeev, Eugene Levin, and Marzia Nardi. QCD saturation and deuteron nucleus collisions*. 2002. hep-ph/0212316.