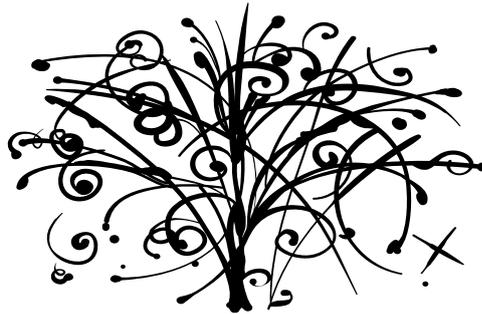


Modelo Térmico em Colisões Nucleares em Altas Energias



INSTITUTO DE FÍSICA

Universidade Federal Fluminense

Tese apresentada como requisito parcial para obtenção do título
de Doutor em Física

Autora: Luciana Rocha Hirsch

Orientador: Dr. Antônio Delfino Jr.

Niterói - Rio de Janeiro

2010

Agradecimentos

- Ao orientador desta tese, A. Delfino Jr., pela imensa generosidade dedicada à execução deste trabalho. Generosidade de tempo, preocupação, atenção e também, pela grande paciência, perseverança e pela incrível energia e ânimo contagiantes. Tudo isto aliado à uma grande perspicácia e inteligência.
- Ao nosso colaborador, Marcello Chiapparini (UERJ), pelo valioso auxílio na parte de programação e nas discussões sobre física.
- À banca, pela leitura cuidadosa e pela posterior discussão enriquecedora, que tornou o trabalho muito melhor em sua versão final.
- À CAPES, pelo financiamento deste trabalho.
- À secretaria, representada por Rafael e Valéria, pelo trabalho absolutamente impecável. Também agradeço aos 3 coordenadores de pós-graduação, Múcio, Zelaquett e Fabio, pelo incentivo e pela confiança que depositaram na realização desse trabalho, mesmo com tantos contratempos, cada um a seu tempo.
- Ao breve intercâmbio realizado com o prof. Jun Takahashi e seu aluno Rafael D. Souza, ambos da UNICAMP e colaboração STAR, pelos dados compartilhados, que acabaram nos incentivando a ampliar nossos estudos para colisões periféricas.
- Aos muitos colegas e amigos da UFF, principalmente Mariana e Odilon, pelo grande auxílio, desde minha qualificação, passando pelas muitas discussões de física, pela ajuda na finalização do primeiro trabalho publicado, até a revisão do texto desta dissertação, com grande generosidade e competência.
- Prefiro não citar nomes de amigos pessoais, pois cairia no risco de cometer uma injustiça esquecendo de alguém importante, ou talvez duplicaria o número de páginas deste trabalho.
- Um agradecimento ao talentoso Mike McCready, pela composição de *Inside job*, que foi o tema e um combustível providencial para esta etapa da minha vida.
- A minha fé, que como em *Inside job*, nunca foi perdida, passa pela fé em Deus, cuja presença e auxílio são uma constante em minha vida.

- Inside Job - Artist: Pearl Jam, Composer: Vedder/McCready

Underneath this smile lies everything
all my hopes, anger, pride and shame
make yourself a pact, not to shut doors on the past
just for today,... I am free
I will not lose my faith
It's an inside job today
I know this one thing well,...

I used to try and kill love, it was the highest sin
breathing insecurity out and in
Searching hope, I'm shown the way to run straight
pursuing the greater way for all,... human light.

How I choose to feel,... Is how I am.
How I choose to feel,... Is how I am.

I will not lose my faith
It's an inside job today
Holding on, the light of night
On my knees to rise and fix my broken soul
Again.

Let me run into the rain
To be a human light again
Let me run into the rain
To shine a human light today

Life comes from within your heart and desire
Life comes from within my heart and desire
Life comes from within your heart and desire.

- Como meu último agradecimento, agradeço imensamente à minha família, minha prioridade na vida. Agradeço meus pais pelo total apoio e incentivo para que eu pudesse concluir este trabalho e principalmente ao meu filho Rafael, que ficou tão afastado de mim por este período e mesmo assim é tão maravilhoso comigo.

Resumo

Este trabalho de tese analisa colisões de íons pesados em altas energias disponíveis no centro de massa, para valores de até $\sqrt{s}= 200$ GeV. A análise foi feita a partir de um modelo pertencente à categoria dos Modelos Térmicos. Estes modelos usam uma abordagem termodinâmica e estatística para ajustar os dados obtidos de populações de hádrons produzidos após a colisão. Tais modelos baseiam-se no ajuste dos parâmetros temperatura, T , e potencial químico bariônico, μ_b , do sistema, quando este atinge o estado de equilíbrio conhecido como *freeze-out*. A partir de um conjunto com cerca de 20 colisões distintas, obtivemos nossos próprios valores para as parametrizações de μ_b e T , em função de \sqrt{s} . Além destes dois parâmetros ajustáveis, este modelo permite inferir uma série de outras características do sistema tais como as densidades de todos os tipos de hádrons, e as variáveis termodinâmicas, como energia, pressão, entropia e o volume. O volume do sistema formado após a colisão é uma grandeza considerada importante para uma melhor compreensão do plasma de quarks e glúons, assim como a estranheza, que está contemplada no modelo. Também encontramos resultados preliminares em função da centralidade da colisão. Apresentamos nossos resultados no que se refere ao exposto acima, bem como suas implicações e possibilidades futuras iniciadas neste trabalho de tese.

Abstract

This thesis examines heavy ion collisions at high available energies in the center of mass for values up $\sqrt{s} = 200$ GeV. The analysis was made from one model that belongs to the Thermal Models category. These models use a thermodynamic and statistic approach to fit the experimental data obtained from hadrons populations produced after collisions. Such models based on adjusting the parameters temperature, T , and baryochemical potential, μ_b , the system, when it reaches the state balance known as *freeze-out*. From a set with about 20 different collisions, we obtained our own values for parameterizations of μ_b , as a \sqrt{s} function.

Besides these two adjustable parameters, this model allows us to infer a number of other system features such as densities of all types of particles, variables thermodynamics, as energy, pressure, entropy and volume. The volume of the system formed after the collision is a quantity considered important for a better understanding of quark-gluon plasma, as well as strangeness, both are included in the model. Moreover, the volume and the strangeness are considered important for a better understanding of the QGP, and both are included in own model. We also find results preliminary as a function of the collision centrality. We present our results with regard to the above, as well as their implications and future possibilities opened by this thesis.

Conteúdo

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

1	Introdução	p. 14
2	Modelos termodinâmicos e estatísticos	p. 22
2.1	Evolução dos modelos: primeiros trabalhos e conexão com os atuais	p. 22
2.2	Invariantes e outras características da colisão	p. 24
2.3	Ressonâncias	p. 29
2.4	Considerações sobre equilíbrio e evolução do sistema	p. 32
2.5	Construção dos ensembles e considerações sobre o tamanho do sistema	p. 37
2.6	Medida do tamanho do sistema e outras considerações sobre medidas	p. 39
2.7	Características termodinâmicas dos modelos estatísticos-termodinâmicos	p. 41
2.7.1	Ensemble	p. 41
2.7.2	Ensemble grande-canônico	p. 42
2.7.3	Ensemble canônico	p. 45
2.8	Efeitos de volume excludente	p. 46
2.9	O tratamento de estranheza	p. 47
2.9.1	O “horn”	p. 49
2.10	Colisões muito periféricas e efeito “core-corona”	p. 50
2.11	Sabores pesados	p. 51
3	Opções teóricas deste trabalho	p. 54

Conteúdo

3.1	Efeitos de volume finito	p. 54
3.2	Conjuntos de hádrons que compõem nosso modelo	p. 57
3.3	Conjuntos de dados experimentais analisados	p. 59
4	Escalonamento do conjunto “decuplete”	p. 63
5	Resultados referentes às colisões centrais	p. 71
5.1	Breve discussão de aspectos teóricos deste tipo de colisão	p. 71
5.2	Resultados para 21 colisões centrais	p. 73
5.3	Decuplete versus ressonâncias	p. 92
6	Resultados referentes às colisões não-centrais	p. 95
6.1	Tratamento de colisões não-centrais	p. 95
6.2	Resultados preliminares em função da centralidade	p. 98
7	Conclusões e perspectivas	p. 103
7.1	Perspectivas	p. 106
	Apêndice A – Lista de partículas empregadas	p. 108
	Bibliografia	p. 112

Lista de Figuras

- 1.1 Diagrama representativo de fases: temperatura em função da densidade bariônica líquida, mostrando as fases possíveis e os setores estudados pelos experimentos RHIC, LHC e FAIR. A figura foi, gentilmente, traduzida por Raphael A. Huss. p. 17
- 2.1 Figura representando um caso particular deste trabalho: um espalhamento de apenas dois corpos com momentos p_1 e p_2 , respectivamente. O fundamento mais geral e importante de todas reações de espalhamento reside na conservação do momento e da energia (ou de forma mais geral, nas simetrias exibidas pelo sistema). p. 28
- 2.2 Representação da evolução do sistema. Figura obtida na referência (63). . . . p. 33
- 2.3 Diagrama ilustrativo da evolução do sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP. obtida em (35). p. 35
- 3.1 Variação das correções de volume finito em três casos: sem correção, com correção em limite de massa finita e com correção em limite de massa infinita. p. 57
- 4.1 Nossos resultados para escalonamento de massas (40). Os valores correspondentes entre parênteses representam, respectivamente, a temperatura e o potencial bariquímico obtidos no ajuste, ambos dados em MeV. p. 65
- 4.2 Nossos resultados para escalonamento de massas (40), excetuando mésons de Goldstone, da mesma forma que em (41). Demais detalhes, similares aos da figura 4.1. p. 66
- 4.3 E/A em função da temperatura, ambas grandezas em MeV. p. 68
- 5.1 Temperatura em função do potencial químico bariônico. Diversos modelos estão elencados. p. 77
- 5.2 Temperatura em função da energia da colisão. p. 78
- 5.3 Potencial químico bariônico em função da energia da colisão. p. 78

Lista de Figuras

- 5.4 Razão entre anti-próton e próton, mostrando o aumento da produção de anti-bárions em função da temperatura. p. 79
- 5.5 Razão entre píons com cargas elétricas positivas e negativas em função da temperatura. p. 80
- 5.6 Razão entre anti-partículas e partículas da espécie do bárion multiestranho de menor carga estranha não-nula em função da temperatura. p. 80
- 5.7 Proporção entre o bárion de maior carga estranha e o pión, sem estranheza, ambos com mesma carga elétrica. Aqui fica explícito o horn próximo a 10 GeV. p. 81
- 5.8 Proporção entre mésons com uma carga estranha e nenhum conteúdo de estranheza. Aqui se manifesta um horn menor que o da figura 5.7. p. 82
- 5.9 Densidade total do sistema em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 83
- 5.10 Densidade total de bárions e anti-bárions do sistema em função da temperatura com ou sem volume excludente. p. 83
- 5.11 Densidade de bárions menos a de anti-bárions (densidade net) em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 84
- 5.12 Densidade do π^+ em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 84
- 5.13 Densidade de energia da fireball, em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 85
- 5.14 Pressão total do sistema, em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 85
- 5.15 Entropia total do sistema, em função da temperatura, com ou sem volume excludente. p. 86
- 5.16 Densidade de energia do sistema em função de T^4 , com ou sem volume excludente. Os pontos pretos e de conteúdo branco são resultados nossos, os demais foram incluídos para comparação. p. 87
- 5.17 Pressão do sistema em função de T^4 , com ou sem volume excludente. p. 87
- 5.18 Grandeza associada com a restauração da simetria quirial, em função da temperatura, com ou sem volume excludente. Seu valor nulo deveria significar a restauração da simetria quirial. p. 88

Lista de Figuras

- 5.19 Densidade de entropia em unidades de T^4 para o estudo da transição de fase, em função da temperatura. p. 88
- 5.20 Entropia por densidade líquida em função da temperatura. p. 89
- 5.21 Densidade de energia do sistema por partícula em função da temperatura. . . p. 90
- 5.22 Densidade de energia do sistema por pressão, também em função da temperatura. p. 90
- 5.23 Volume da fireball em função de \sqrt{s} , divulgado recentemente (88, 164) e atualizado com nossos resultados. Pode ser verificado o efeito de volume excludente discutido no texto e, particularmente nosso resultado em boa concordância em $\sqrt{s} = 130$ GeV. Também pode ser verificada a importante discrepância entre os dados analisados para colisões de elementos diferentes a 17,3 GeV, ou seja a dependência de volume do sistema. p. 91
- 6.1 Representação esquemática do modelo de Glauber, com vistas: a) transversal e b) longitudinal (169). p. 96
- 6.2 Teste de qui-quadrado comparativo entre nossas três opções de volume finito e as duas opções de larguras do THERMUS (51) em função do número de nucleons efetivamente participantes da colisão, N_{part} p. 99
- 6.3 Temperatura de freeze-out para os modelos descritos na legenda da figura 6.2, também em função do número de nucleons participantes. p. 99
- 6.4 Potencial barioquímico de freeze-out para os modelos descritos na legenda da figura 6.2, também em função do número de nucleons participantes. . . . p. 100
- 6.5 Comportamento das densidades dos bárions em função da centralidade da colisão e também para as três opções de volume finito. Os bárions são designados por: a) p , b) Λ , c) Ω e d) Ξ . Os símbolos da figura correspondem à: + = opt 1, x = opt 2 e o quadradinho com ponto no centro corresponde à opt = 0. p. 101
- 6.6 Comportamento das densidades dos mésons em função da centralidade da colisão e também para as três opções de volume finito. O méson designado por a) significa π^- e méson designado por b) significa K^- p. 101
- 6.7 Comparação entre as densidades normalizadas para colisão central de dois bárions estranhos: nossos resultados e os obtidos em (77). p. 102

Lista de Tabelas

- 2.1 Parâmetros das colaborações experimentais ultra-relativísticas e algumas informações sobre suas condições de operação (12). Dados de 2002. O LHC sofreu atraso no início de sua operação. p. 27
- 2.2 Resumo das características de alguns experimentos. Dados obtidos em (63). p. 30
- 4.1 Primeira linha: algumas grandezas termodinâmicas calculadas pelo nosso modelo para valores de massas efetivas extraídas da referência (29). Demais linhas: as três opções de cálculo de (29). Todas as grandezas estão dadas em MeV exceto o raio da fireball, R_{fb} dado em fm, a densidade de hádrons total, n_{had} , dada em fm^{-3} e E/A , que é a energia por partícula, dada em GeV. Nosso valor de ajuste, com asterisco, é dado em $\chi_{d.o.f.}^2$ p. 64
- 4.2 Algumas grandezas termodinâmicas obtidas pelo nosso modelo. T , μ_b , μ_S e μ_{I3} são dadas em MeV. A densidade hadrônica total n_{had} e $n_{b+\bar{b}} = n_b + n_{\bar{b}}$ são dados em fm^{-3} p. 67
- 4.3 Outras grandezas termodinâmicas obtidas usando os mesmos escalanamentos da tabela 4.2. $\langle m \rangle$ é dado em MeV e E/A em GeV. R_{fb} é dada em fm. p. 67
- 4.4 Resultados extraídos de (29), para eventual comparação com os nossos. Algumas unidades são as mesmas de nossas tabelas 4.2 e 4.3. As demais são P e E dadas em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$ p. 70
- 5.1 Resultados obtidos para os 21 conjuntos explicados na seção 3.3. Aqui estão resumidas apenas as características mais importantes das colisões. A segunda e terceira colunas dão o par T e μ_b de melhor ajuste. A quarta coluna fornece os valores de qui-quadrado, com valores visivelmente afetados para valores pequenos de \sqrt{s} , dados na quinta coluna. Para $\sqrt{s} = 17,3$ GeV existem 5 valores provenientes de diferentes projéteis. Estes 5 valores serão mantidos durante todos resultados, para verificar a discrepância entre diferentes tamanhos de sistemas de colisões em mesmo \sqrt{s} . Outros valores também foram mantidos para avaliarmos discrepâncias em medidas similares. p. 74

Lista de Tabelas

- 5.2 Barra de erro preliminar para os quatro primeiros conjuntos estudados. Aqui pode ser verificada a redução da barra de erro com o aumento de \sqrt{s} . A barra de erro foi gerada para intervalos de 1 MeV, de forma diferente do mínimo ajuste, obtido para 0,1 MeV. p. 75
- 5.3 Parâmetros propostos por diversos autores (discutidos detalhadamente no texto). a e b são parâmetros de temperatura, c e d , de potencial químico. p. 76
- 5.4 Resultados comparativos, onde “decuplete” e “ressonâncias” são conjuntos explicados no decorrer do texto. E/A é dado em GeV. O raio da fireball R_{fb} é dado em fm e as demais grandezas com dimensão são dadas em MeV. BR significa “branching ratio”: N para ausente e S para presente (como explicado na seção 2.3). p. 92
- 5.5 Outras grandezas não exibidas na tabela 5.4. E/A é dado em GeV, $n_{had,b}$ é dado em fm^{-3} , $\langle m \rangle$ é dada em MeV. Demais grandezas são adimensionais. p. 93
- 6.1 A primeira coluna indica a centralidade da colisão, dada pelo desvio do que seria uma colisão central, ou seja, 0%. A segunda coluna mostra os valores do intervalo do parâmetro de impacto, a terceira coluna mostra o número de participantes previsto pelo modelo de Glauber calculado por nós, a quarta e quinta colunas representam a composição dos participantes de cada núcleo projétil: Z' e N' são os prótons e nêutrons participantes, respectivamente. A última coluna foi incluída para ser comparada com a terceira e foi obtida da referência (167), seus dois últimos valores são uma estimativa feita para igualar o intervalo ao nosso. p. 98
- A.1 Mésons componentes do conjunto “decuplete”. Mésons de 1 a 6 não apresentam nenhuma carga (elétrica, bariônica e estranha). Os mésons de 7 a 12 tem carga elétrica negativa e os mésons 13 a 18 são os mésons carregados positivamente e também anti-mésons dos mésons 7 a 12. p. 108
- A.2 Mésons com todas cargas nulas: de 1 a 39. Mésons com carga elétrica negativa: 40 a 77 e seus anti-mésons correspondentes: 78 a 115, com carga elétrica positiva. Estes mésons compõem o conjunto “ressonâncias”. p. 109
- A.3 Bárions componentes do conjunto “decuplete”: 1 a 18. Seus anti-bárions correspondentes vão de 19 a 36 (não mostrados na tabela). Bárions componentes do conjunto “ressonâncias”: 1 a 122. Seus anti-bárions correspondentes vão de 123 a 244 (não mostrados na tabela). p. 110

Lista de abreviaturas e siglas

AGS	Síncrotron de Gradiente Alternado
BBC	Contadores feixe-feixe
BE	Estatística de Bose-Einstein
BNL	Laboratório Nacional de Brookhaven
CERN	Organização Européia de Pesquisa Nuclear
CTB	Gatilho do tambor central
EOS	Equação de Estado
FAIR	Instalação para pesquisa de anti-próton e íon
FD	Estatística de Fermi-Dirac
FOPI	Quatro π (Detector 4π : FOur PI)
HG	Gás de hádrons
HBT	Hanbury-Brown-Twiss (um tipo de interferometria)
LHC	Grande colisor de hádrons
MB	Estatística de Maxwell-Boltzmann
NICA	Instalação nuclotron baseada em colisor de íon
PDG	Grupo de dados de partículas
PS	Próton-síncrotron
QCD	Cromodinâmica quântica
QGP	Plasma de quarks e glúons
RHIC	Colisor relativístico de íons pesados
SHM	Modelo de hadronização estatística
SPS	Super próton-síncrotron
TPC	Câmara de projeção temporal
ZDC	Calorímetro de grau zero

1 Introdução

A matéria nuclear ordinária é basicamente composta de prótons e nêutrons (nucleons), entes constituintes dos núcleos atômicos, bem conhecidos e apresentados nas cartas de nuclídeos (1). Estes nucleons são compostos por quarks, cuja interação é intermediada por glúons e são estudados por teorias conhecidas e englobadas numa categoria conhecida como cromodinâmica quântica, ou QCD. Entretanto não há até hoje uma forma analítica que descreva a interação entre nucleons que seja construída desde os primeiros princípios desta teoria. Isto é, toda a matéria nuclear ordinária é baseada nas interações nucleon-nucleon como provenientes de uma troca de diferentes tipos de mésons entre estes. Os cálculos de espectros de núcleos finitos ou mesmo de uma matéria nuclear hipoteticamente infinita são baseados nestas interações nucleon-nucleon, tais como as que estão mencionadas em (2–5).

Na construção de potenciais que representem tais interações, as simetrias apropriadas são asseguradas e sua parametrização é feita a partir do ajuste que se faz entre os observáveis nucleon-nucleon, tais como energia de ligação e espalhamento. Nesta construção, a escala de energia (baixa quando comparada com a massa do nucleon) não permite que os graus de liberdade relativos aos quarks sejam exibidos. Mesmo em reações com íons pesados cujas energias de colisão por nucleon sejam apenas um pouco maiores do que a massa do próton, tais graus de liberdade não são exibidos.

No entanto, à medida que as energias de colisão aumentam, surgem novos bárions e mésons como estados excitados dos nucleons primários e pode-se esperar que as chances de que se identifiquem os sinais relativos à presença de quarks como constituintes da matéria nuclear aumentem. Neste tipo de investigação, foram catalogados mais de quatro mil hádrons (bárions e mésons) (6). Para todos estes hádrons, o entendimento atual é de que todos sejam compostos de quarks descritos pela QCD com duas características muito bem definidas: liberdade assintótica e confinamento, que descreveremos brevemente a seguir.

Liberdade assintótica é uma propriedade da interação forte, descrita pela QCD, que ocorre entre os quarks. Quando a distância entre os quarks diminui, esta interação diminui até que estes tornem-se livres e no caso contrário, quando os quarks se afastam mais, ficam mais ligados e

tendem ao confinamento. Esta é a maneira mais simples e resumida de relatar suas propriedades principais quanto à interação. Pensando na interação eletromagnética ou gravitacional, por motivo de comparação, fica evidente que este tipo de interação é bastante peculiar. Além disso, cabe frisar que neste cenário particular, temos os quarks ligados, ou seja, confinados na estrutura hadrônica, formando bárions ou mésons.

Outras ideias sucederam a proposta da liberdade assintótica. Entre elas, deveria existir um caso extremo, quando a temperatura e/ou densidade se tornassem muito grandes. Nessa situação, as interações fortes não mais manteriam os quarks confinados ou estruturados em hádrons, mas quarks e glúons estariam livres. Dessa forma, seria gerada uma nova fase física, de desconfinamento. Essa fase, por analogia ao plasma atômico, passou a se chamar “plasma de quarks e glúons” (7), conhecida na literatura corrente como *QGP*. Durante o decorrer deste texto esta abreviação do inglês também será adotada.

O QGP é um estado da matéria onde há a manifestação dos graus de liberdade de cor. A abordagem deste trabalho é apenas termodinâmica e estatística e descreve sistemas já hadronizados, portanto, estados incolores. Nesta abordagem, não há portanto, discussão de graus de liberdade partônicos coloridos. É importante frisar que tais estados hadronizados não descrevem o QGP diretamente, mas sinalizam suas propriedades, indiretamente.

Apenas os nucleons podem ser observados através de experimentos mais simples. Alguns hádrons são produzidos apenas em grandes aceleradores. O estado de QGP não se apresenta nem mesmo de forma trivial em laboratórios de grande porte, de uma forma direta. Essas são condições extremas, muito afastadas do Universo como conhecemos e de difícil reprodução experimental.

Ainda não se conhece intimamente o estado de QGP e sua produção, mas existem indícios fortes de sua existência. Segue uma resumida explicação obtida na literatura e aqui reproduzida.

Quarks de outros sabores mais pesados que *up* e *down* (os componentes dos nucleons), conhecidos como quarks de sabores pesados (*heavy flavours*)¹, são largamente reconhecidos como provas efetivas da estrutura da matéria quente da QCD. Oportunamente trataremos da estranheza, que está incluída nos modelos estatísticos-termodinâmicos, ou modelos térmicos. Desenvolvemos um modelo desta categoria, com algumas particularidades discutidas no capítulo 3, para a realização deste trabalho. Embora não seja o único sabor pesado, a estranheza é o de menor massa e o que é produzido com mais facilidade nos experimentos. Também discutiremos, brevemente, a produção de charme na seção 2.11.

¹Ou seja, sabores *strange*, *charm*, *bottom*(8) ou *beauty*(9, 10) e *top*, cujas traduções seriam: estranho, charme, inferior ou beleza e superior.

O quark estranho, cuja massa nua $m_s = 104 \pm 30$ MeV, é comparável à escala de confinamento da QCD, influencia seu diagrama de fases de uma maneira sutil, mas importante (11):

- Simulações na rede (um tipo de cálculo de QCD) mostram que a localização do ponto crítico da QCD é extremamente sensível ao valor da massa do quark estranho, m_s .
- A estrutura das estrelas de nêutrons, especialmente as de caroço de matéria quarkiônica é fortemente dependente de m_s .
- A estrutura da fase de supercondutividade de cor da matéria de quarks é criticamente sensível ao valor de m_s . A fase de cor e sabor trancados (*CFL*, não discutida no enfoque deste trabalho), em particular não poderia existir sem estranheza.

Então não é surpreendente que os quarks estranhos sejam provas efetivas da matéria quarkiônica, assim como charme e beleza. Dois aspectos são os mais importantes neste sentido (11):

- Quarks estranhos não são facilmente produzidos abaixo da temperatura crítica, então eles servem como indicadores do desconfinamento.
- Quarks charme e beleza são dificilmente produzidos termicamente a qualquer temperatura acessível em laboratórios.

Esta fase de QGP não é apenas um estado possível de matéria de forma isolada no espaço de fase ilustrado na figura 1.1², mas seu entendimento mais profundo pode revelar informações sobre o Universo e sua evolução.

Acredita-se fortemente que no surgimento do Universo quantidades iguais de matéria e anti-matéria foram produzidas e a maior parte da anti-matéria, senão toda, foi posteriormente aniquilada pela matéria. Esta aniquilação, que se iniciou cerca de $10 \mu\text{s}$ depois do início do Universo, ocorreu após a maior parte da matéria que pode ser observada no Universo atualmente já se encontrar na forma de nucleons e outros hádrons. Antes que o Universo se tornasse apenas composto por hádrons (“hadronizasse”) existia o QGP, e nele havia uma assimetria que fazia com que o Universo que existe hoje fosse apenas uma pequena e “insignificante” condição muito particular. Acredita-se que o estado de QGP tenha existido naturalmente no Universo entre 10 ps e $10 \mu\text{s}$ após o Big Bang. Este cenário é um assunto de investigação rico e também relativo a este trabalho, com um enfoque particular: o enfoque de um modelo termodinâmico/estatístico. O QGP participa de um contexto de evolução do universo que tentamos entender teoricamente e os experimentos recentes tentam reproduzir na prática (12).

²A figura original foi obtida em <http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/Phasendiagram.jpg>.

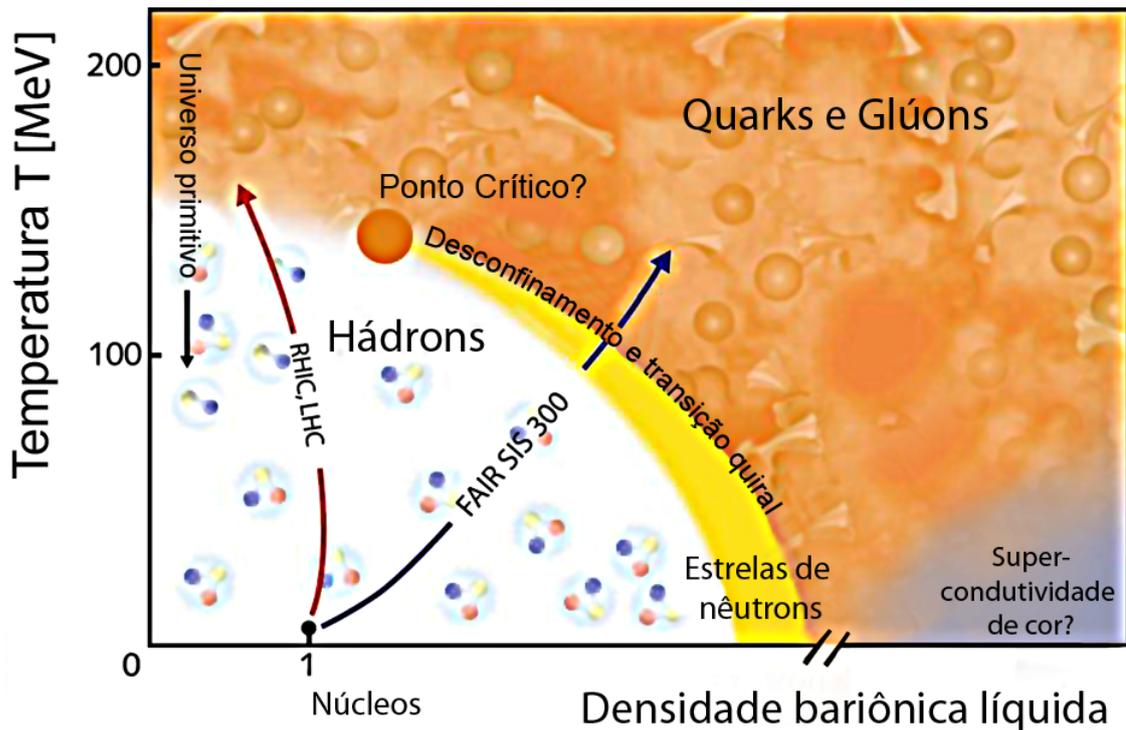


Figura 1.1: Diagrama representativo de fases: temperatura em função da densidade bariônica líquida, mostrando as fases possíveis e os setores estudados pelos experimentos RHIC, LHC e FAIR. A figura foi, gentilmente, traduzida por Raphael A. Huss.

Para atingir densidades de energia suficientes para estudar estes fenômenos, são realizadas colisões de íons pesados acelerados com muita energia cinética (as grandezas de interesse estão explicadas na seção 2.2). Estas reações são chamadas na literatura de colisões ultra-relativísticas, devido ao porte nos aceleradores mais novos, com energia muito maior que os de gerações passadas, apenas “relativísticos”. Nas seções oportunas serão apresentadas algumas informações referentes a estes experimentos.

Quando se processa uma colisão de íons pesados, acredita-se que seja formada uma fase onde a matéria hadrônica está termicamente equilibrada com uma fase de quarks e glúons livres, desconfiados. Esta fase tem uma duração muito curta e, rapidamente, evolui para um estágio em que “esfria”, o *freeze-out*, em inglês. O freeze-out ocorre quando os hádrons cessam as interações e se movem livremente até atingirem os detectores. Este é o freeze-out (13). Este estado, já hadronizado, se apresenta fisicamente como um aglomerado resultante da colisão e com uma geometria normalmente aproximada por uma pequena esfera chamada, mesmo em português, de *fireball*. Tal estado da matéria teria uma temperatura e densidade menores que a do início do Universo.

A matéria hadrônica apresenta propriedades termodinâmicas, largamente discutidas e aceitas. Vamos aqui separar três diferentes regimes nos quais tal matéria é tratada no que diz respeito

ao que se produz nos aceleradores. Em energias de colisão muito baixas, costuma-se falar de uma matéria nuclear fria com temperatura em torno de $T = 0$ MeV. Nestas condições podemos, inclusive, englobar grande parte das estrelas. Concebe-se aqui, como fria, a temperatura associada à energia cinética dos prótons e nêutrons, que ainda são muito pequenas. Um segundo regime, obtido em laboratório, é encontrado em reações com íons pesados em energias não tão altas, mas já suficientes para provocar surgimento de temperaturas em torno de 8-15 MeV. Este regime de temperatura usualmente define o que se chama de matéria nuclear quente e para a qual espera-se haver uma transição de fase do tipo líquido-gás (14, 15). A ordem da transição em si ainda é objeto de discussão (16, 17). Tanto no primeiro quanto no segundo regime descritos, a existência de anti-matéria é muito pobre e abordagens não-relativísticas são ainda aceitáveis. Considere, por exemplo, os modelos de Skyrme (18–22) na descrição destes regimes: observa-se que as equações de estado destes modelos são bastante semelhantes às aquelas apresentadas pelos modelos relativísticos. Por fim, quando se analisam as reações nucleares na escala de GeV, as anti-partículas surgem de forma pronunciada e conforme a temperatura associada aumenta, o potencial bariquímico diminui e a descrição relativística torna-se imperiosa. O nosso trabalho de tese trata deste último regime.

Basicamente, trataremos do seguinte problema: um núcleo “X” colide com um núcleo “Y”, com uma certa energia disponível em seu centro de massa, da ordem de GeV. Como resultado desta reação, pela escala de energia de que se trata a questão, haverá produção de múltiplos tipos de hádrons. Em princípio, hádrons bastante massivos podem ser criados nestes processos, como discutiremos no capítulo seguinte. Estes estados, altamente excitados, poderão decair em estados com menor massa e energia de excitação, que também por sua vez poderão decair novamente até um estado final de partículas estáveis.

Os vários modelos teóricos que tentam descrever as observações experimentais usam parâmetros ajustáveis em uma abordagem estatística e termodinâmica, indicando a qualidade do ajuste via cálculo de qui-quadrados. O surgimento da temperatura como parâmetro de ajuste relevante sugere uma abordagem termodinâmica. Tal abordagem, no entanto, impõe a escolha de um ensemble específico para tratar o problema. No nosso caso e ao longo de toda a tese, usaremos o ensemble grande-canônico. Os motivos desta escolha e demais detalhes a respeito serão dados no próximo capítulo. Uma vez definido o ensemble a ser utilizado, a questão ainda não está completamente resolvida. Resta saber ainda que modelo de interação será usado para descrever esta termodinâmica. Não há neste caso, infelizmente, a interação exata e nem mesmo aproximada. Assim, qualquer interação deve ser vista como sendo efetiva.

No estudo do mesmo problema que estamos tratando, surgiram três importantes maneiras distintas, todas tentando ajustar os mesmos dados experimentais. Estes são, os modelos hidro-

dinâmicos, por exemplo, (23–28), os modelos hadrônicos, por exemplo, (29–34) e os modelos estatísticos-termodinâmicos, com exemplos no início do capítulo 2. Cada um deles tem muitas particularidades e introduzem vários parâmetros livres. Em todos eles escolhe-se de antemão as grandezas que se pretende conservar e estas tornam-se vínculos do problema. Mais ainda, admite-se existir uma região restrita no espaço de fase da reação, a fireball, onde todos os hádrons admitidos como produzidos pela reação estão em equilíbrio químico. Acredita-se que haja um estágio de equilíbrio químico (também chamado de *freeze-out* químico onde se supõe que cessem as colisões inelásticas) e que este estágio evolua para um regime de *freeze-out* térmico (quando as colisões elásticas também cessam na fireball). Uma revisão rápida sobre produção das partículas em termos mais detalhados está em (35): ali consta a explicação em termos de colisões elásticas/inelásticas, sua relação com valores de momento, explicando detalhadamente a figura 2.2. Discutiremos os aspectos de equilíbrio e de evolução do sistema formado após a colisão na seção 2.4.

Os modelos hadrônicos baseiam-se em uma lagrangiana efetiva a partir da qual as equações de movimento são derivadas e resolvidas para bárions e mésons de forma auto-consistente, onde as distribuições estatísticas são incorporadas na parte cinética da densidade de energia e pressão. Nestes modelos, bárions interagem via troca de mésons e tantos diferentes tipos de bárions quanto se queira podem ser incorporados à lagrangiana proposta. É claro que cada novo termo dependerá de uma parametrização específica para a constante de acoplamento méson-bárion.

Os modelos estatísticos-termodinâmicos são bem mais simples. Neles supõem-se a existência de um certo número de bárions e mésons em equilíbrio químico. Sua proposta pioneira data da década de 1950, de autoria de Enrico Fermi (36). Dentre seus aperfeiçoamentos, houve a inclusão de volume excludente para os hádrons, simulando uma repulsão em curtas distâncias, com todo o sistema sujeito aos vínculos de algumas cargas conservadas (37). No caso que estudaremos, tais cargas conservadas serão a carga elétrica, o número bariônico e a estranheza. Isto é, no início de uma reação Au+Au, por exemplo, onde não há qualquer partícula estranha, a soma da estranheza de todos os hádrons produzidos posteriormente terá que, também, ser nula. De forma mais geral e impondo essas leis de conservação, pode-se implementar o modelo com distribuições estatísticas de Bose-Einstein (BE) para mésons e de Fermi-Dirac (FD) para bárions, para diferentes valores de temperatura (T) e de potencial químico bariônico (μ_b), de tal forma que o par (T, μ_b) que melhor ajustar os dados disponíveis para as densidades de partículas detectadas definirá as grandezas termodinâmicas do sistema.

Nesta tese, investigamos um conjunto de cerca de vinte reações com íons pesados em uma escala ampla de energias disponíveis no centro de massa da colisão. Aproximadamente, varre-

remos o intervalo de energia de $1 < \sqrt{s} < 200$ GeV de dados disponíveis na literatura. Com isto, e com os melhores ajustes possíveis em nosso modelo, construímos nossos próprios valores de parâmetros de um funcional $f(\sqrt{s}, T, \mu_b)$ a partir do qual todas as demais grandezas termodinâmicas como pressão, densidade de energia, entropia e densidade de partículas podem ser inferidas. Neste aspecto, seguiremos trabalhos anteriores e com os quais faremos comparações, mas não utilizaremos códigos computacionais disponíveis, mas sim aqueles por nós mesmos desenvolvidos. A vantagem de desenvolver um código próprio e competitivo está em facilitar a realização de ampliações conceituais e numéricas além de atualizações, com a divulgação de novas medidas. LHC, RHIC, NICA e FAIR devem fornecer tais novas medidas (38) futuramente, bem como FOPI (ver Glossário). Estes resultados podem sugerir novos aspectos para uma ampliação do programa de cálculo.

Diante do exposto, a organização da presente tese será descrita nos parágrafos abaixo.

No capítulo 2, será feita uma muito breve revisão dos modelos que deram origem aos atuais modelos estatísticos-termodinâmicos. Em seguida, uma breve explicação das variáveis de interesse e de como se processa a colisão, será dada. Detalharemos o tratamento dado às ressonâncias hadrônicas em cálculos de densidades, considerando que estas decaem e que estes decaimentos podem ser implementados alimentando a população dos hádrons em que decaíram. Este procedimento foi implementado em nossos cálculos. Estes estados excitados fazem parte de um sistema de rápida evolução e as características deste sistema serão brevemente discutidas: sua evolução e suas condições de equilíbrio. A partir destas condições iniciamos um tratamento termodinâmico.

Apresentaremos os ensembles estatísticos e as construções básicas da termodinâmica, incluindo as leis de conservação para o número bariônico, estranheza e a carga elétrica. Para seguir no tratamento estatístico, introduziremos também o formalismo correspondente ao volume excludente de cada hádron que será utilizado em nossos cálculos. Após estas considerações teóricas, discutiremos brevemente sobre as medidas realizadas e como elas se relacionam com os modelos estatísticos-termodinâmicos.

Ainda no capítulo 2, discutimos aspectos no que se refere ao tratamento de estranheza, ao “horn”, um efeito que surge na comparação de algumas razões, como K^+/π^+ e K^-/π^- . Também surge uma importante questão: a entropia é dominada por bárions em temperaturas menores. Conforme a temperatura aumenta esta dominação em razões de densidades de partículas envolvendo estranheza, passa a ser mesônica. Em seguida faremos considerações sobre sabores pesados e se sua inclusão posterior no nosso modelo seria possível. Encerrando, mencionaremos brevemente um modelo utilizado em situações extremas, onde o modelo estatístico-

termodinâmico apresenta resultados limitados, conhecido como “efeito core-corona”.

No capítulo 3 explicaremos nosso particular enfoque, com todos procedimentos adotados por nós e suas justificativas. Isto inclui nossa receita de como excluir no espaço dos *momenta* valores de grandes comprimentos de onda (maiores do que o valor previsto para a fireball) que poderiam contribuir de forma espúria para as integrações (39). Na verdade, este tratamento teórico diz respeito à região infra-vermelha dos *momenta*.

No capítulo 4, apresentamos o nosso modelo em sua forma mais simples, na formulação em que a fireball seria composta pelos multipletos mais leves. Estes multipletos são dois nonetos de mésons, um de mésons pseudoescalares e outro de mésons vetoriais, um octeto de bárions com spin 1/2 e um decuplo de bárions de spin 3/2. Inspirados em um modelo hadrônico efetivo e sofisticado (29, 30) que prevê a variação das massas hadrônicas no meio denso (*in-medium*), propusemos de forma *ad hoc* um escalonamento das massas onde, de fato, o ajuste de qui-quadrado tornou-se melhor (40). Esta aplicação para a colisão Au+Au em $\sqrt{s} = 130$ GeV é discutida, com detalhes referentes aos resultados termodinâmicos e com comparações com os trabalhos das referências (29, 41).

No capítulo 5 exibiremos nossos resultados para colisões centrais e os discutiremos. Serão exibidos os resultados do que foi discutido no capítulo 2: o uso do conjunto completo de todas as ressonâncias medidas pelos experimentos, dadas através da referência (42) (diferente do procedimento adotado no capítulo 4), decaimentos, efeitos de volume excludente e de volume finito, variáveis termodinâmicas, o “horn”, para diferentes colisões, que ajustamos e obtivemos através do nosso modelo estatístico-termodinâmico. Para um caso particular, de 130 GeV, comparamos o uso somente dos principais multipletos contra todas ressonâncias, bem como o uso de *feed down* para ambos os casos.

No capítulo 6 exibiremos nossos primeiros resultados para colisões periféricas, assim como o modelo teórico para tal obtenção. Considerando que esta análise não é, originalmente, uma característica do modelo estatístico-termodinâmico, mas sim uma implementação geométrica, não foi discutida no capítulo 2. A base desta implementação consiste no modelo de Glauber, que permite analisar a colisão em função do parâmetro de impacto e também da distribuição das partículas nos núcleos projéteis. Os resultados referentes a estas colisões periféricas apresentados serão também discutidos neste mesmo capítulo.

Finalmente, no capítulo 7 apresentaremos nossas conclusões e perspectivas.

2 *Modelos termodinâmicos e estatísticos*

2.1 **Evolução dos modelos: primeiros trabalhos e conexão com os atuais**

O modelo de hadronização estatística surgiu a partir do modelo de produção de multipartículas de Fermi (embora esta produção de multipartículas já fosse esperada antes, por Yukawa e Heisenberg, como relatado por Hagedorn em (43)). Pomeranchuk e Landau também trabalharam com este assunto (44) na década de 1950.

No que se refere ao trabalho de Fermi, ele considerou a produção de todos hádrons como sendo elementos de matriz normalizados. Isto permite usar a regra de ouro de Fermi com N -partículas no espaço de fase para obter a população das partículas (36). Em linguagem moderna, isto é o SHM, *Statistical Hadronization Model*, do inglês, Modelo Estatístico de Hadronização, realizado no ensemble microcanônico. Este ensemble implica que os números quânticos discretos e a energia se conservem exatamente. A transição do microcanônico para os ensembles canônico e grande-canônico simplifica muito os cálculos mas ainda resta uma indefinição na separação das fases de HG e QGP: o sistema poderia ser compreendido como uma matéria de HG altamente comprimida, que evapora partículas. Atualmente, acredita-se que o QGP é quem evapora partículas. A princípio, não haveria a necessidade de ser introduzir uma fase de HG para usar o SHM para descrever a produção de partículas. Mesmo não sendo um consenso, ainda sim a fase de HG ocupa um papel de muita importância no que se refere aos estudos da evolução do QGP, como será melhor discutido ainda neste capítulo.

A ideia do SHM está baseada na consideração de que os hádrons são emitidos a partir de regiões em equilíbrio, chamadas fireball, ou aglomerados (“clusters”). Mas este equilíbrio ainda é objeto de discussão e será retomado na seção 2.4.

A maior parte dos cálculos realizados com o SHM é feita considerando-se um gás ideal de hádrons e ressonâncias, tratando as ressonâncias como partículas livres: sua contribuição é adicionada à parte considerável das interações hadrônicas entre hádrons muito estáveis.

O *Statistical Bootstrap Model*, SBM, proposto por Hagedorn (45) é um trabalho que alcançou uma grande importância. Neste trabalho, um espectro de massas exponencial foi proposto para estados ressonantes produzidos em colisões. Medidas posteriores mostraram concordância com estas previsões, consagrando este trabalho. Além disso, havia uma implicação em termos da temperatura: o sistema não teria sua temperatura aumentada além de um certo limite, T_{lim} , pois qualquer energia arbitrariamente grande poderia originar ressonâncias de massas arbitrariamente grandes. Além disto, o surgimento de uma temperatura limite gerou importantes consequências no que se refere à investigação do surgimento de uma transição de fase.

Posteriormente, Hagedorn e Rafelski prosseguiram nesta linha de trabalho, com previsões para o sistema que seria formado após colisões de íons pesados (46), incluindo cálculo de temperatura e *momenta* de nucleons e píons produzidos no decaimento da fireball hadrônica.

A partir destas teorias consolidadas, surgiram os modelos estatísticos-termodinâmicos já muito similares aos atuais, como os discutidos a seguir:

- Modelo RGSG (Rischke-Gorenstein-Stöcker-Greiner) (47): Neste tratamento publicado em 1991, os autores consideram não apenas um gás ideal, mas também abordam a questão da inclusão de efeitos de *volume excludente*, no formalismo grande-canônico. Além disso, verificam que a equação de estado ali proposta satisfazia duas condições importantes: àquelas previstas para as propriedades do estado fundamental da matéria nuclear, assim como àquelas previstas para altas temperaturas e densidades.
- Modelo de Cleymans-Suhonen (48): Este tratamento publicado em 1993 é termodinamicamente consistente e discutia o critério de Gibbs, o comportamento dos potenciais químicos bariônico e estranho, a densidade do sistema, sua temperatura e tinha como principal conclusão que para temperaturas muito altas a fase de quarks e glúons era estável.
- Modelo de Braun-Munzinger e outros (49): Neste tratamento publicado em 1995, os autores propõem um modelo para analisar colisões centrais. Assumindo um gás ideal com estatísticas de férmions e bósons, no formalismo grande-canônico. Este trabalho exhibe as características que são encontradas atualmente: foi divulgada uma compilação de dados experimentais e partir dela foi feita a obtenção de ajustes. Este trabalho relata o sucesso do modelo estatístico-termodinâmico para o caso das medidas tomadas no AGS.

Deste breve histórico dos modelos estatísticos-termodinâmicos em geral, podemos extrair as considerações físicas mencionadas nos próximos parágrafos.

Para se compreender o significado físico dos parâmetros introduzidos para descrever o espaço de fase hadrônico no ensemble grande-canônico, tal como a temperatura T , é totalmente conveniente imaginar a existência da fase de hádrons subsequente à fase de QGP. Isto pode ser tomado ao extremo, como uma fase de hádrons quimicamente equilibrada considerada como posterior à fase de QGP. Tal panorama pode não concordar com as rápidas circunstâncias da evolução da fireball. Estudos da matéria hadrônica quente na rede envolvem sempre um sistema totalmente em equilíbrio. Isto será diferente das características do QGP fora do equilíbrio, com posterior hadronização (50).

Portanto, os aspectos da evolução das teorias para a dinâmica da fireball e da situação de equilíbrio não são ainda totalmente explicados. Isto será discutido em melhor na seção 2.4.

Alguns autores, da mesma forma que Fermi, interpretam os resultados dos modelos estatísticos-termodinâmicos em termos de que são nada mais que uma dominância de espaço de fase: para um processo cuja interação seja suficientemente forte, com partículas suficientes no estado final, a dinâmica é “fatorada” como uma constante de normalização e as probabilidades do estado final são dominadas pelo espaço de fase. Se este for o caso, tais modelos nada podem fazer com um sistema genuinamente equilibrado (44).

Outros autores acreditam que a aplicabilidade dos modelos estatísticos-termodinâmicos é um sinal de transição de fase, considerando que o equilíbrio químico dos hádrons produzidos sinaliza um regime em que processos com muitas partículas (multipartículas) e ressonâncias notoriamente dominantes. Estes autores são frequentemente citados durante o texto. Este trabalho compartilha esta opinião.

Estes modelos sofreram sucessivas modificações que geraram os códigos abertos atuais: THERMUS (51), SHARE (52) e (53). Estes códigos contam com outros parâmetros ajustáveis, que optamos não incluir por motivos que serão discutidos ulteriormente. O principal e mais utilizado destes parâmetros está explicado na seção 2.9. Resultados comparativos estão nas figuras 6.2, 6.3 e 6.4 para o caso de uma colisão periférica, que é uma situação mais ampla.

2.2 Invariantes e outras características da colisão

Ao longo dos anos, as reações nucleares têm evoluído desde colisões de feixes de íons com poucos MeV/nucleon até os dias atuais com grandes laboratórios e colaborações que produzem feixes com energia cinética na ordem de TeV/nucleon, como por exemplo, o trabalho da referência (54).

Os objetos de estudo em cada escala de energia são diferentes e seus graus de liberdade

também. Em baixas energias há uma física muito ampla, abrangendo fenômenos, tais como a fusão de núcleos, *breakup*, fissão de núcleos, difusão de nêutrons e linha de estabilidade β . Sobre fusão e *breakup*, um trabalho de revisão muito completo está na referência (55). Em energias muito mais altas, os graus de liberdade contemplam a possibilidade da produção de centenas de estados excitados de hádrons, desde seus mais leves representantes até os mais pesados. Para modelar os fenômenos nesta faixa de energia exige-se o formalismo relativístico.

Para atingir uma densidade de energia suficiente para formar uma fireball, são realizadas colisões entre íons ou outros tipos de partículas. Estes íons podem ser prótons, ou partículas elementares, como elétrons e pósitrons (gerando as chamadas colisões elementares), ou mesmo íons formados a partir de elementos mais pesados, como o ouro, Au, ou o chumbo, Pb, os mais comuns recentemente. Nos experimentos realizados anteriormente eram usados outros elementos, como C, Ni, S, Si, Ag, além de Pb e Au. Os detalhes da escolha destes elementos se referem à produção de um feixe estável e outros fatores técnicos e de conveniência.

Uma colisão pode acontecer de duas formas principais: um projétil em movimento que colide contra um alvo fixo, ou com dois projéteis acelerados um contra o outro. O primeiro tipo é feito em experimentos conhecidos como experimentos de alvo fixo e o segundo é conhecido como colisor. Caso as colisões seja simétrica (projéteis iguais), elas podem ser centrais ou periféricas, mas se a colisão forem assimétricas, devem ser preferencialmente alinhada como uma colisão central.

Como exemplo destes grandes laboratórios que aceleram feixes de 10-200 GeV/nucleon em alvos fixos, citamos o Brookhaven National Laboratory (BNL), com o Alternating Gradient Synchrotron (AGS) e o European Organization for Nuclear Research, CERN, com o Super Proton Synchrotron (SPS). Ainda nestes dois grandes laboratórios foram inaugurados os colisores: no BNL, o Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) e no CERN, o Large Hadron Collider (LHC)¹.

Existem características importantes que definem a escolha do elemento a ser acelerado para produzir um feixe. O aspecto mais imediato, e aqui descrito em linhas bastante gerais, é a busca por um íon pesado, átomo destituído de elétrons, que possa ser acelerado inicialmente por um campo elétrico, formando feixes confinados em trajetória através do uso de campos magnéticos. Tais feixes são reacelerados em etapas sucessivas.

Resumidamente, o processo de acelerar prótons se inicia com um acelerador linear (linac), de pequeno porte. O feixe produzido pelo linac migra para o *Booster* (56), do Booster migra

¹Um interessante material didático sobre o LHC e sua operação pode ser obtido na internet, no endereço eletrônico: “<http://cdsmedia.cern.ch/img/CERN-Brochure-2008-001-Eng.pdf>”.

para o PS (Próton-Síncrotron), do PS migra para o SPS (Super Próton-Síncrotron) e finalmente é conduzido para o LHC. Estes são equipamentos de porte crescente, o que aumenta a energia disponível para acelerar os feixes em sucessivas etapas.

De forma similar, feixes de íons são produzidos através de um outro acelerador linear, reacelerados pelo LEIR (cuja tradução do inglês significa: Anel de íons de baixas energias), que novamente são reacelerados pelo PS e SPS antes do LHC.

Os estágios intermediários de aceleração são conhecidos como injetores e a passagem entre um estágio de aceleração para outra é um processo realizado cuidadosamente, através de linhas de transmissão identificadas com uma sigla iniciada por T, como por exemplo a TT2, que é a linha de transmissão entre o PS e SPS e também atende outras colaborações que estudam outros assuntos, mas que também precisam do SPS para alguma finalidade.

O feixe é pré-acelerado até atingir o LHC, o maior anel acelerador de partículas que existe. Anel é o lugar onde o feixe é acelerado em uma trajetória circular percorrida diversas vezes, nas diversas etapas ou ciclos de aceleração, cujo processo físico básico será descrito a seguir, de forma meramente didática.

Ao atingir o anel do LHC, o feixe encontra dipolos magnéticos supercondutores e cada um destes é ajustado para ter um campo magnético um pouco maior que o encontrado pelo feixe num ciclo anterior. A interação entre feixe e dispositivos magnéticos pode ser didaticamente simplificada neste trabalho, apenas para termos uma ideia de como ocorre o processo, e podemos enunciá-la através da força de Lorentz:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.1)$$

onde \vec{F} é a força exercida sobre o feixe, q é a carga elétrica do feixe, \vec{v} é a velocidade do feixe e \vec{B} é o campo magnético. Através da regra da mão-direita sabemos determinar as direções dos vetores. Para otimizar, \vec{v} e \vec{B} são perpendiculares.

Conforme aumenta o campo magnético, aumenta a força e a velocidade das partículas que estão sendo aceleradas. Para mantê-las confinadas à sua trajetória com velocidades cada vez maiores, campos progressivamente maiores têm que estar presentes. Esta situação é conhecida como ajuste de feixe e é um processo de difícil implementação. Este sistema opera seus artefatos supercondutores em criogenia e o desenvolvimento destes procedimentos conta com uma avançada e complicada tecnologia. Ainda, cabe lembrar que na prática o LHC opera em condições onde a força de Lorentz e quaisquer fenômenos envolvidos se tornam relativísticos.

O LHC, maior experimento de física da atualidade, tem previsão de acelerar apenas prótons

	AGS	AGS	SPS	SPS	SPS	RHIC	RHIC	LHC
Início de operação	1986	1992	1986	1994	1999	2000	2001	2006
$A_{máx}$	^{28}Si	^{197}Au	^{32}S	^{208}Pb	^{208}Pb	^{197}Au	^{197}Au	^{208}Pb
$E_P^{máx}[\text{A GeV}]$	14,6	11	200	158	40	9100	2100	$1,9 \times 10^7$
$\sqrt{s_{NN}}[\text{GeV}]$	5,4	4,7	19,2	17,2	8,75	130	200	6000

Tabela 2.1: Parâmetros das colaborações experimentais ultra-relativísticas e algumas informações sobre suas condições de operação (12). Dados de 2002. O LHC sofreu atraso no início de sua operação.

e íons de chumbo. As primeiras colisões entre prótons já foram realizadas com sucesso (57, 58). Outro experimento deverá entrar em operação nos próximos anos, com objetivos complementares e produzindo outros feixes e outros tipos de colisões (59, 60), como está ilustrado na figura 1.1.

Colisões próton-próton ($p + p$) ou próton-núcleo ($p + A$) apresentam características físicas muito diferentes que auxiliam na compreensão de mecanismos que ocorrem após as colisões de altas energias. Na verdade, tais colisões servem como uma base para se distinguir, por comparação, os verdadeiros efeitos da matéria densa produzida pelas colisões núcleo-núcleo ($A + A$). Colisões entre íons pesados podem “termalizar” e têm um espaço de fase diferente do de uma colisão mais fundamental, como entre prótons ou entre léptons. Isto será discutido na seção 2.5. É importante observar que a energia máxima por nucleon quando um certo acelerador acelera íons pesados é menor do que a energia máxima, $E_{máx}$, que este mesmo acelerador pode acelerar prótons. Para íons, por exemplo, sua energia máxima será $E_{máx}Z/A$, onde Z é o número de prótons e A o número total de nêutrons e prótons do íon. Assim, Z/A determina a capacidade máxima de aceleração de um íon para cada acelerador.

Os invariantes relativísticos são de grande importância nestes estudos de colisões em altas energias. É bem sabido que tanto a posição quanto o *momentum* de uma partícula são dependentes do sistema de referência utilizado. É conveniente, no entanto, que grandezas como a seção de choque e outros observáveis de espalhamento sejam colocados em termos de invariantes relativísticos, que não dependam do sistema de referência escolhido. Por simplicidade, consideremos um espalhamento no qual duas partículas, 1 e 2, colidem resultando na produção das partículas 3 e 4, como representado esquematicamente na figura 2.1.

Invariantes relativísticos, ou seja, grandezas que não mudam de valor sob uma transformação de Lorentz, podem ser construídos tanto através do quadrado da soma quanto da diferença entre dois quadrvetores. Há três invariantes possíveis de construção que são conhecidos como os invariantes s , t e u , de Mandelstam. Nesta tese, vamos nos ater apenas a s que depende apenas dos estados inicial e final,

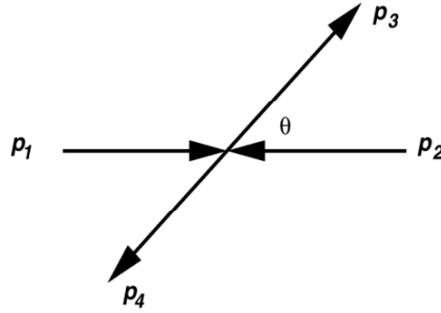


Figura 2.1: Figura representando um caso particular deste trabalho: um espalhamento de apenas dois corpos com momentos p_1 e p_2 , respectivamente. O fundamento mais geral e importante de todas reações de espalhamento reside na conservação do momento e da energia (ou de forma mais geral, nas simetrias exibidas pelo sistema).

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (2.2)$$

onde $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ é o quadri-vetor energia-momentum e a grandeza \sqrt{s} , invariante, é usualmente definida como sendo a energia total disponível no referencial do centro de massa da colisão. Portanto, para quantificar a energia com a qual íons A e B colidem, definimos:

$$\sqrt{s_{AB}} \equiv \sqrt{(p_A + p_B)^2} = \sqrt{(E_A + E_B)^2 - (\vec{p}_A - \vec{p}_B)^2}. \quad (2.3)$$

Por ser um invariante, \sqrt{s} pode ser determinada para qualquer referencial.

\sqrt{s} é também conhecida por $\sqrt{s_{NN}}$, quando se tratar de colisões núcleo-núcleo.

Considerando que um sistema normalmente é composto de muitas partículas, como ocorre nesta tese, a definição mais geral é:

$$\sqrt{s^{(n)}} \equiv \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2}. \quad (2.4)$$

Portanto, no caso de alguma partícula decair, o estado terá um novo número de partículas mas manterá o mesmo \sqrt{s} .

O momento de cada partícula pode ser decomposto na direção da colisão, a componente longitudinal, ou na direção transversal. Esta variável, p_z , está contemplada na construção da variável chamada rapidez, que tem a útil propriedade de ser aditiva quanto às transformações de Lorentz. A rapidez é dada por:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.5)$$

Sua importância para estudos deste tipo reside no fato de que ao analisar um dado experimental sabe-se que faixa do espectro está sendo estudada. Em nossas aplicações atuais ainda não utilizaremos explicitamente tal grandeza, da mesma forma que outros autores que trabalham com este assunto, como por exemplo as referências (61, 62).

Desenvolvendo a equação 2.2 podemos verificar que:

$$\begin{aligned} s &= [(E_1, \vec{p}_1) + (E_2, \vec{p}_2)]^2 = (E_1 + E_2, \vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1\vec{p}_2, \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde utilizamos a relação relativística $E^2 = m^2 + (\vec{p})^2$. Caso ambos, feixe e alvo, estejam acelerados na mesma direção e sentidos opostos para a colisão, no sistema de centro de massa, $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ e portanto,

$$s = (E_1 + E_2)^2 - 0 \Rightarrow \sqrt{s} = E_1 + E_2. \quad (2.7)$$

Caso, além disso, para uma colisão simétrica, ou seja, $m_1 = m_2$, $\sqrt{s} = 2E$. Por outro lado, na situação na qual o alvo esteja fixo, $\vec{p}_2 = 0$ e usando $E_2 = m_2$,

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2 \quad (2.8)$$

Usualmente, um acelerador fornece a energia cinética E_1^{cin} que é adicionada à massa de repouso da partícula ou do íon, obtendo-se $E_1 = E_1^{cin} + m_1$. Em grandes aceleradores, a energia cinética é muito maior do que a energia de repouso do feixe e então, $E_1 \approx E_1^{cin}$. Na tabela 2.2, relacionamos a energia cinética do feixe com \sqrt{s} .

Na tabela 2.2, para o RHIC, \sqrt{s} é o dobro das energias cinéticas correspondentes, o que já havíamos apresentado ser verdade quando dois feixes idênticos acelerados na mesma direção e em sentidos contrários colidem.

2.3 Ressonâncias

Dentre as partículas que são originadas na colisão entre íons pesados, surgem algumas partículas instáveis, que decaem em outras, por decaimentos fortes e outras vias. Desta forma, quando uma medida é feita, deve levar em consideração que algumas partículas detectadas são produtos de decaimento de outras.

Para processos estritamente hadrônicos isto pode ser representado pela seguinte equação:

Acelerador	Íon	Energia do feixe (A GeV)	\sqrt{s} (GeV)	Rapidez do feixe
AGS	Au+Au	2	2,34	1,50
		4	3,08	2,16
		6	3,63	2,55
		8	4,10	2,84
		10	4,54	3,06
		10,8	4,70	3,14
		11,6	4,86	3,21
SPS	S+S	200	19,41	6,06
	Pb+Pb	40	8,76	4,45
	Pb+Pb	80	12,32	5,14
	Pb+Pb	158	17,27	5,82
RHIC	Au+Au	31,2	62,4	± 3.82
		65	130	± 4.93
		100	200	± 5.36

Tabela 2.2: Resumo das características de alguns experimentos. Dados obtidos em (63).

$$N_i = N_i^{prim} + \sum_j N_j^{prim} Br(j \rightarrow i) \quad (2.9)$$

onde N_i representa a multiplicidade final de uma partícula, incluindo as contribuições de decaimentos que resultaram na produção desta partícula do tipo i , N_i^{prim} é a contribuição de partículas do tipo i produzidas diretamente após a colisão, também chamada de produção térmica, N_j^{prim} é a multiplicidade das ressonâncias do tipo j produzidas diretamente, mas que decairão em partículas da espécie i e, finalmente, $Br(j \rightarrow i)$ é a probabilidade de haver um decaimento da ressonância j na partícula i . Realmente, este estado i pode ainda não ser estável e decair outra vez, mas devido à pequena probabilidade deste tipo de situação ocorrer, não foi incluída em nossa abordagem atual.

O termo $Br(j \rightarrow i)$ é conhecido na literatura como “branching ratio”. No nosso trabalho, obtivemos estes valores na coletânea completa de partículas físicas do Particle Data Group (PDG) (42). Consideramos todos os valores ali fornecidos, sem usar cortes e também com todos hádrons de massa até 2 GeV com composição de quarks leves ou estranhos, mesmo os de uma estrela (menor confiabilidade). Futuramente este conjunto pode ser atualizado com bastante facilidade. Tais decaimentos BR contribuem para a determinação do *freeze-out* de maneira importante, como descrito nas referências (64, 65) e como mostraremos na seção 5.3.

Nossa realização foi a mesma que aquela realizada em 1993 por Cleymans (66), que é a mesma usada até hoje, também da construção do THERMUS (51).

Existem diversas maneiras de incluir estes canais de decaimento, através dos decaimentos medidos ou mesmo usando a largura de decaimento de Breit-Wigner, incluindo decaimentos

secundários ou apenas primários, além da questão de decaimentos fracos, discutida a seguir. Nossa opção foi incluir todos os canais de decaimentos primários que resultassem em pelo menos um hádron. Esta maneira não é única.

Neste trabalho apenas os decaimentos em hádrons são analisados, sendo os demais não contemplados. Os decaimentos fracos (*feed down*) são decaimentos cujas leis de decaimento provêm de interações fracas. Interações fracas ocorrem numa escala de tempo muito maior que as fortes. Desta forma, as medidas e suas reconstruções devem tratá-las adequadamente. As simetrias e leis de conservações destes processos são distintas das que temos utilizado para processos hadrônicos (fortes). Os modelos estatísticos-termodinâmicos não as incluem em nenhum momento. Estes processos podem contribuir de forma importante em alguns casos como píons, prótons e lambdas. Portanto, as densidades das partículas devem ser devidamente corrigidas antes de seu ajuste através de um modelo termodinâmico-estatístico.

Os dados experimentais para píons e lambdas são corrigidos para os decaimentos fracos na maioria das vezes, porém isto não acontece para prótons (35). O modelo estatístico-termodinâmico não incorpora a descrição dos processos fracos, então os dados devem ser corrigidos quanto a isto antes de serem submetidos aos cálculos.

A população de prótons, além da parte térmica, é fortemente influenciada pelos decaimentos de Λ e Σ^+ . Outros canais também contribuem, mas com muito menos peso que estes. Os dados ainda não corrigidos são conhecidos como dados “inclusivos”. Portanto, a correção é feita da seguinte forma:

$$N_p^{corr} = N_p^{incl} - N_\Lambda^{incl} Br(\Lambda \rightarrow p + \pi^-) - N_{\Sigma^+}^{incl} Br(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0), \quad (2.10)$$

onde N_p^{corr} são os prótons corrigidos, N_p^{incl} são os prótons inclusivos e N_Λ^{incl} são os Λ 's inclusivos e $N_{\Sigma^+}^{incl}$ são os Σ^+ 's inclusivos. Em geral, os Λ 's são medidos experimentalmente, mas os Σ^+ 's não, dificultando o cálculo para correção para prótons (35).

Esta correção é bastante importante, pois a proporção entre prótons e píons é fundamental para a determinação da temperatura de *freeze-out* químico, discutida na próxima sessão. Esta razão exhibe diretamente se ainda há a predominância de nucleons, ou de forma mais geral, bárions, ou se este sistema já está em condição de abundante produção de mésons, representados principalmente por píons. Na literatura corrente, este tipo de situação é referida como dominação bariônica ou dominação mesônica (67, 68). Este balanço entre os dois principais componentes da matéria bariônica e mesônica é um sinalizador da composição química, relacionada à temperatura de *freeze-out* químico (35).

2.4 Considerações sobre equilíbrio e evolução do sistema

Nesta seção, faremos uma discussão bastante qualitativa sobre os distintos equilíbrios termodinâmicos supostos possíveis, logo após a colisão de dois núcleos em altas energias. Há, em nossa discussão, fortemente baseada em (12), muitas questões abertas e discutíveis no que concerne à criação da fireball e sua evolução, à produção de estados excitados dos hádrons (criação de partículas, ressonâncias) assim como excitações de seus modos coletivos. São ainda, nestes diferentes cenários de equilíbrio termodinâmico que se supõe haver tempo suficiente para que as ressonâncias criadas decaiam para alimentar o ensemble de hádrons inicialmente proposto. Esta questão é, eventualmente rediscutida, como feito em (69).

Prosseguindo a discussão iniciada na seção 2.1, além da dominância de espaço de fase, regime de multipartículas, também há a hipótese de que as partículas da QCD “soft” tenham “nascido em equilíbrio” (70, 71) e que sua aplicabilidade valha mesmo para sistemas pequenos (algo já contestado que discutiremos na seção seguinte), como sendo uma característica fundamental da QCD. Nascer em equilíbrio significa que o estado do sistema já seria quimicamente frio ao final da transição de fase.

Considerando a natureza de interação forte dos hádrons, seria de se esperar que as condições de equilíbrio pudessem ser, aproximadamente, encontradas em estágios posteriores às colisões de íons pesados. Em particular, este é o caso se caracterizarmos as propriedades físicas essenciais da matéria elementar, em termos dos parâmetros locais. Existem trabalhos no sentido de contestar esta condição, como por exemplo (72).

A energia média de cada partícula do sistema caracteriza a temperatura T . Os potenciais químicos, μ_i , precisam ser introduzidos para regular a média de partículas produzidas e/ou a densidade de sabor dos quarks.

Estes parâmetros expressam diferentes processos de equilíbrio ocorrendo na fireball, e, em geral, existe uma considerável diferença entre o equilíbrio térmico e o equilíbrio químico.

Para estabelecer o equilíbrio térmico, a equipartição de energia entre diferentes partículas tem que ocorrer nos processos colisionais que geram a distribuição estatística de energia. É importante notar que o equilíbrio térmico pode ser alcançado mesmo quando há apenas espalhamento elástico. A escala de tempo destes processos será designada por τ_{th} . O uso de T como parâmetro pressupõe haver equilíbrio térmico, ou uma situação extremamente próxima disto.

Para estabelecer o equilíbrio químico, necessita-se de uma condição onde não haja mais mudanças no número de partículas do sistema. Este processo é mais lento e difícil de ser estabelecido. Existem dois tipos de equilíbrio químico (12):

- O equilíbrio químico relativo, como no caso mais comum de química, que envolve reações que distribuem um certo elemento ou propriedade entre diferentes compostos acessíveis. O uso de potenciais químicos μ_i , em geral, pressupõe que há equilíbrio químico relativo.
- Em reações relativísticas, as partículas podem ser criadas através da transformação de energia em massa. Também pode ser esperada uma situação muito próxima a um *absoluto* equilíbrio químico, de forma mais lenta, o τ_{quim}^{abs} . Este equilíbrio total corresponderia a uma situação que dificilmente ocorreria em um sistema com evolução tão rápida, quanto à evolução da fireball.

A evolução deste cenário pode ser resumida na seguinte escala de tempo:

$$10^{-22} \text{ s} > \tau^{exp} > \tau_{quim}^{abs} > \tau_{th} \quad (2.11)$$

onde τ^{exp} é o tempo de expansão da fireball, que é da mesma ordem de magnitude que o tempo que a luz necessita para percorrer os maiores núcleos, um tempo extremamente curto. A figura 2.2 mostra uma ilustração que representa estas etapas e o tempo de expansão está representado entre a fase de pré-equilíbrio e a hadronização.

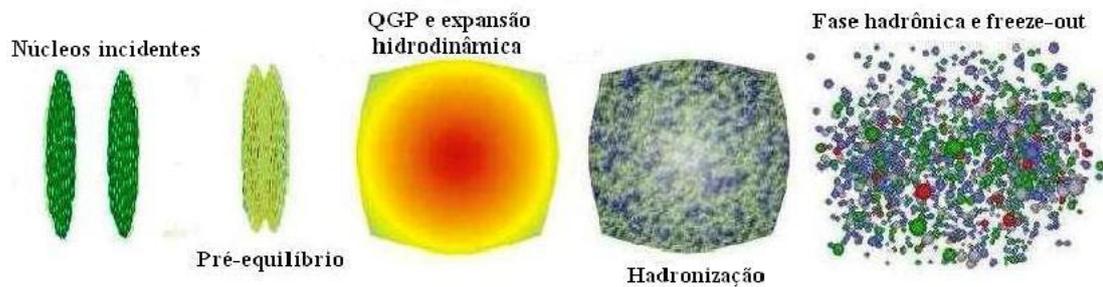


Figura 2.2: Representação da evolução do sistema. Figura obtida na referência (63).

Para lidar com uma situação próxima do equilíbrio químico, mas não necessariamente de equilíbrio totalmente alcançado, encontra-se frequentemente na literatura a introdução de um fator para quantificar o afastamento da condição de equilíbrio de estranheza (vide seção 2.9). É possível adotar a condição de equilíbrio atingido, ou seja, um equilíbrio “instantâneo”, assim como será na realização de todo este trabalho, algo comum nos modelos estatísticos-termodinâmicos.

Existem diferentes escalas de tempo envolvidas no que foi discutido aqui até então, não apenas na questão da relaxação dos estados de equilíbrio térmico e químico, mas também em outras interações fundamentais envolvidas. As interações eletromagnéticas são consideravelmente mais lentas do que as interações fortes, que predominam nos processos que ocorrem

na evolução das fireballs. Não há uma definição tão clara quanto à relaxação eletromagnética quanto há para os processos hadrônicos, listados na equação 2.11. Os processos eletrofracos envolvendo léptons e mudanças de sabor demoram um tempo longo para atingir o equilíbrio.

Com estes pilares estabelecidos, é oportuno sintetizar o que acontece durante a “vida” de uma fireball (12):

- Um estágio quântico inicial: a formação de um estado termalizado dentro de τ_{th} cujo detalhamento formal é um tema de pesquisas mais fundamentais, que estão muito distantes do escopo deste trabalho. A distribuição dos momentos das partículas é alcançada instantaneamente em comparação com a escala de tempo para equilíbrio químico. O tempo deste processo τ_{th} ocorre em cerca de 0,25-1,0 fm/c. Este tempo diminui conforme aumentam as energias disponíveis para colisão.
- Um tempo posterior para atingir o equilíbrio químico: durante a interpenetração entre projétil e alvo, com duração de cerca de 1,5 fm/c, ocorrem reações de produção de partículas, permitindo a proximidade da situação de equilíbrio químico por quarks leves u e d. Como a energia é redistribuída entre um crescente número de graus de liberdade disponíveis, a temperatura diminui rapidamente.
- O equilíbrio químico de estranheza: pode durar até cerca de 5 fm/c, duração da produção e do equilíbrio químico de estranheza. Aqui a temperatura sofre uma redução, através de uma expansão do fluxo, embora a excitação dos graus de liberdade dos quarks estranhos também introduza algum resfriamento.
- A hadronização/ freeze-out: A fireball de matéria densa se expande e se decompõe em um estado final hadrônico, possivelmente em um processo que não permite reequilíbrio dos estados finais das partículas.

Através destes estados, um equilíbrio térmico é rapidamente estabelecido e a temperatura evolui no tempo de maneira a acomodar as mudanças na estrutura interna da fireball, como é apropriado em um sistema físico isolado.

Nesta perspectiva, a temperatura teria a seguinte evolução (12):

- T_{th} : a temperatura está associada com o equilíbrio térmico. A evolução do sistema é dominada principalmente pela produção de quarks leves u e d e seus respectivos anti-quarks.

- T_{ch} : ocorre o equilíbrio químico de quarks leves e glúons. A evolução do sistema é dominada pela expansão e produção de quarks estranhos e seus anti-quarks.
- T_s : condição de equilíbrio químico entre os sabores. A fireball se expande e há uma dissociação por radiação de partículas.
- T_f : temperatura de freeze-out de hádrons abundantes. Há reespalhamento e reequilíbrio.
- T_{tf} : temperatura do freeze-out térmico, correspondente ao período de τ_{exp} na evolução da fireball.

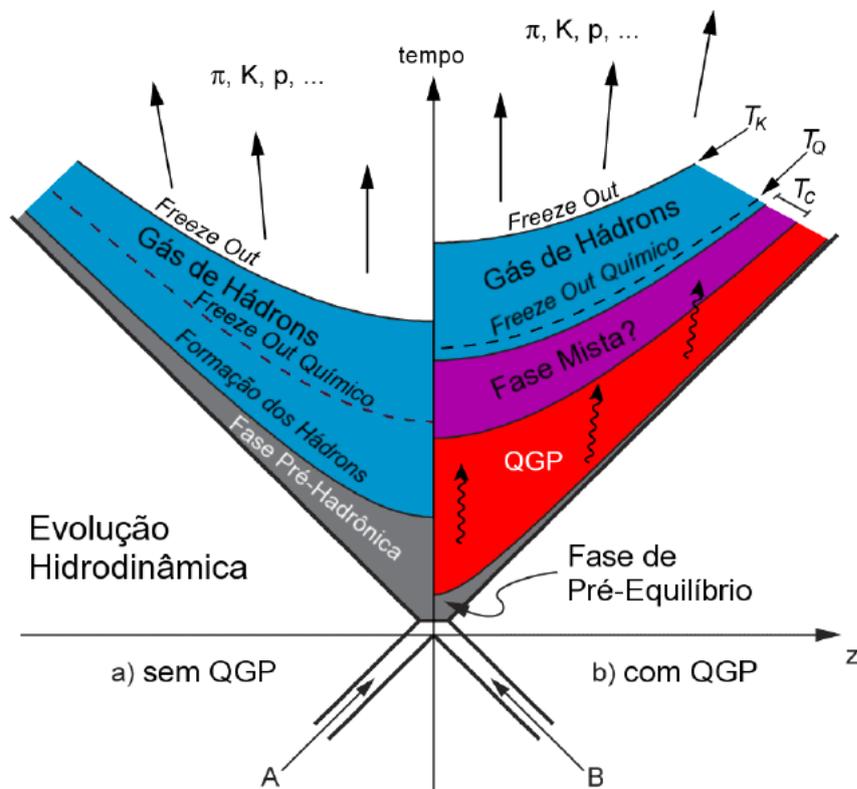


Figura 2.3: Diagrama ilustrativo da evolução do sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP, obtida em (35).

O freeze-out do modelo térmico é uma simplificação que envolve uma hierarquia onde diferentes tipos de partículas e diferentes reações são “ligadas” e “desligadas” com o passar do tempo. Através de argumentos cinéticos espera-se que reações com menor seção de choque sejam desligadas em altas temperaturas ou densidades. Considerando que, na maioria dos casos, as seções de choque elásticas são maiores que as inelásticas, espera-se que o freeze-out inelástico (ou químico) ocorra antes do freeze-out térmico. Uma exceção se verifica em interações $p\bar{p}$. Além disso, partículas estranhas (e charmosas) desacoplam antes dos outros hádrons. Assim, pode-se subdividir o freeze-out de acordo com os canais, que, em particular, se queira.

Quando ocorre o freeze-out químico, as interações inelásticas cessam e a composição química do sistema está fixada.

Nesta direção, foram propostos dois freeze-outs por (73) e trabalhos ali mencionados. Conforme o sistema expande e se esfria, passa por um freeze-out químico, correspondente à uma temperatura de freeze-out químico. Depois o sistema pode sofrer apenas reespalhamento elástico, até que estes processos sejam desligados, atingindo uma temperatura correspondente à temperatura de freeze-out cinético. Esta suposição contribui para explicar uma necessidade de uma temperatura maior para reproduzir bem as razões de densidades de partículas (65). Existem suposições de que estes dois freeze-outs existam e que sejam separados por um intervalo de tempo muito curto, fazendo com que as duas temperaturas sejam praticamente as mesmas (65).

A partir destas considerações sobre a evolução da temperatura e dos estágios de equilíbrio, torna-se conveniente descrever esta evolução e sua relação com a transição de fase. Para ilustrar, mostramos na figura 2.3, uma representação deste panorama.

Este estado existe na forma de uma fireball que se expande, esfria e finalmente se desintegra produzindo hádrons, léptons e fótons. As medidas de hádrons obtidas em algum momento desta evolução, desde baixas energias do SIS até as energias mais altas do RHIC, eram adequadamente descritas por modelos estatísticos. Mas esta situação não está totalmente esclarecida, pois apesar de o gás de hádrons (HG) ser bem descrito desta forma, não se sabe o que se passou antes desta fase: se este gás surgiu após um verdadeiro estado de QGP ou não. Assim, a busca de sinais de transição de fase torna-se muito importante.

Sobre transição de fase, a discussão da ordem da transição, o surgimento de *crossover* e outros modelos (agregados similares à moléculas e comportamento líquido), um trabalho recente pode ser consultado (74). Crossover é uma mudança gradual do sistema, que passa de uma fase à outra sem descontinuidades nas propriedades termodinâmicas. Espera-se que o plasma se aproxime das condições de um gás ideal fracamente interagente em temperaturas muito altas, mas que próximo à transição, possa ser um líquido altamente interagente, fortemente acoplado, o sQGP. Previsões também são feitas neste sentido, indicando que quarks e glúons poderiam se comportar como um líquido ideal, em vez de um gás ideal (75). Os novos resultados experimentais têm dentre seus objetivos, esclarecer os detalhes da transição de fase.

Espera-se que um sistema que esteja em coexistência em uma transição de fase de primeira ordem possua um espaço-tempo muito maior que aquele previsto para a fase exclusivamente hadrônica. Então, o volume de freeze-out da fireball é uma importante grandeza indicadora da transição de fase, ou de sua ausência. Uma fireball muito grande é um fato que indica fortemente que houve uma fase de equilíbrio de QGP antes da hadronização. Um HG denso não retém ne-

nhuma informação sobre a fase de QGP. Entretanto, um grande volume de fireball indica que houve uma fase mista duradoura e uma transição de fase de primeira ordem. Uma compreensão melhor do freeze-out hadrônico é muito importante para compreender o que ocorre. Este processo é governado pela temperatura de freeze-out e pelo potencial químico bariônico, que são influenciados pelo volume da fireball. O ponto de freeze-out químico fixa a composição da fireball e cessam as colisões inelásticas entre as partículas. Depois deste estágio as partículas continuam a interagir através de colisões elásticas até que suas distribuições de momento se tornem fixas, o ponto chamado de freeze-out térmico, já discutido (76).

2.5 Construção dos ensembles e considerações sobre o tamanho do sistema

Uma das características mais importantes dos modelos estatísticos é que eles admitem equilíbrio químico e térmico do sistema em já em freeze-out químico. Estes modelos partem do pressuposto que o sistema é composto por hádrons não-interagentes e ressonâncias, mas não prevêem como o sistema alcança tal estado ou quanto tempo este equilíbrio existiu desta forma. Este tratamento já é muito diferente do realizado no SHM, discutido na seção 2.1. Dadas estas condições, a densidade de uma dada partícula pode ser calculada para uma dada temperatura de freeze-out químico, T_{ch} , um potencial barioquímico, μ_b e um potencial de estranheza, μ_s , como procedemos. Outra importante característica é que os modelos estatísticos *geralmente* utilizam o ensemble grande-canônico, que é adequado apenas quando o sistema for suficientemente grande. Por exemplo, a referência (77) apresenta uma discussão mais ampla e de onde tiramos algumas considerações mencionadas abaixo.

Em sistemas pequenos, ou no ensemble microcanônico, todos números quânticos se conservam explicitamente: isto significa que não apenas existe energia disponível para criação de estranheza, mas também existe espaço de fase. Isto gera um efeito interessante na produção de partículas estranhas: uma supressão de estranheza em sistemas pequenos devida à falta de disponibilidade de espaço de fase. Quando o volume for suficientemente grande, esta supressão do espaço de fase desaparece e a quantidade de partículas estranhas criadas por unidade de volume se torna constante.

O tamanho do sistema é importante em termos de espaço de fase, influencia a transição de fase (78, 79) e também a produção de partículas, principalmente as estranhas (80). Para um mesmo \sqrt{s} de 200 GeV, observa-se que existe uma substancial diferença entre colisões entre prótons do que entre íons de ouro, com a diminuição do espaço de fase para prótons, que parece ter um fator de escala que depende de $\langle N_{part} \rangle^{1/3}$, onde $\langle N_{part} \rangle$ é o número médio de nucleons

participantes da colisão (81).

A questão do volume também é influenciada pelo tipo de colisão. Existem as colisões elementares, envolvendo léptons, no caso mais geral, e entre prótons, quer seria nossa situação mais próxima desta. As colisões elementares, próton-próton e núcleo-núcleo são diferentes entre si. Como exemplo prático, o modelo estatístico-termodinâmico apresenta resultados muito diferentes para colisões entre prótons ou íons de chumbo, para uma mesma \sqrt{s} , por exemplo. Ou seja, em uma mesma \sqrt{s} os íons acelerados inicialmente alimentam o modelo estatístico-termodinâmico de forma diferente: isto está na lei de conservação de número bariônico para diferentes íons que colidirão. Esta diferença substancial no número de partículas participantes na reação se reflete diretamente na estatística, e, diretamente, em termos de volume.

Os modelos estatísticos usando o ensemble grande-canônico podem ainda aparecer relacionados a sistemas pequenos, mas os resultados poderão não apresentar temperaturas e potenciais químicos confiáveis. Então, seria importante estabelecer em que energia de colisão e que volume correspondente, se existir, tal utilização grande-canônica será adequada. Neste trabalho, analisaremos apenas uma colisão próton-próton, na seção 3.3.

Em termos do potencial químico bariônico, verifica-se que não deveria haver uma diferença substancial em termos do tamanho do sistema (78, 82). Já no que se refere à temperatura, espera-se uma variação. Falando de forma geral, espera-se que as condições de freeze-out sejam independentes de diversos fatores, como escolha de ensemble, tamanho do sistema, tratamento de estranheza, no que se refere ao potencial bariônico, mas que a temperatura seja mais sensível.

Sobre a estranheza, com o aumento da energia disponível nos aceleradores, está previsto um substancial aumento de estranhezas resultados experimentais em breve vindouros (83). Originalmente, o aumento de estranheza é definido como sendo a razão do rendimento de partículas estranhas produzidas em colisões AA frente às produzidas em colisões pp (80).

A produção de estranheza é muito diferente entre colisões pp e AA. O limite grande-canônico, é possivelmente alcançado em colisões AA, algo diferente do que ocorre para colisões pp . Onde o ensemble canônico pode ser útil. A falta de espaço de fase gera uma supressão canônica da produção de estranheza em sistemas pequenos que colidem (10, 84). Este ensemble, será rapidamente discutido novamente em 2.7.3.

Os modelos térmicos usando ensemble canônico previam uma rápida saturação do aumento de estranheza com a centralidade do evento, o que não foi observado no RHIC. A taxa de variação com a energia também foi menor que a prevista (10). Portanto, esta questão permanece em aberto.

Tais efeitos sinalizam que as colisões AA não são apenas uma “simples soma” (superposição) de interações nucleon-nucleon independentes. A simples supressão canônica prediz um aumento em sistemas relativamente pequenos (com $N_{part} \approx 20$), com um aumento gradual nos rendimentos de pp , AA periférica e AA central (85). Esta questão é bem reproduzida por modelos core-corona, discutidos na seção 2.10.

Uma EOS (equação de estado) de um HG, construída da maneira descrita acima, apresenta a característica de que à densidades bariônicas muito altas, ou potenciais químicos bariônicos altos, a fase hadrônica ressurge como uma configuração estável da construção de Gibbs da fase de equilíbrio entre as fases de HG e QGP. Para pequenos μ_b , a pressão na fase de QGP é menor que na fase de HG, devido ao surgimento de uma pressão de vácuo, negativa na fase de QGP. Então a fase hadrônica é estável. Entretanto, em geral, a pressão do QGP aumenta com μ_b e/ou T mais rápido que a pressão hadrônica. Isto se deve ao fato de a fase de QGP ter mais graus de liberdade que a fase de HG. Então, para uma temperatura fixa, temos um potencial químico crítico que satisfaz $P_{HG} = P_{QGP}$ e possibilita a transição de fase. Entretanto, para um μ_b ainda maior, mais graus de liberdade são exibidos na fase hadrônica, com uma maior produção de hádrons, que resulta numa maior pressão para o HG do que para o QGP (86).

2.6 Medida do tamanho do sistema e outras considerações sobre medidas

Na prática, é possível determinar o volume da fireball indiretamente, através de medidas conhecidas como HBT (Hanburry-Brown-Twiss). Inicialmente, a medida era utilizada para medir objetos astronômicos, mas foi adaptada para sistemas pequenos, na escala de tamanho da fireball (87). A adaptação consiste na medida de correlação entre dois bósons que permite encontrar o tamanho da região da fireball. Esta medida de intensidade de interferometria se origina da ambiguidade no caminho entre a fonte e o detector de partículas quanticamente indistinguíveis.

Uma explicação rigorosa e detalhada de tal medida, assim como sua difícil interpretação, está fora do alcance deste trabalho, mas podemos indicar uma ordem de grandeza do tamanho do raio da fireball, citando apenas sua fonte de obtenção: as medidas de HBT. Para uma colisão de Au+Au realizada a $\sqrt{s} = 130$ GeV, este valor é muito próximo de 6 fm (88). Apenas a menção deste número indica a complexidade do experimento, sem levar em conta que este estado tem um tempo de vida também muito curto. Este valor deveria ser reproduzido pelos modelos estatísticos-termodinâmicos. Outras três referências sobre o assunto com uma abordagem similar à aqui utilizada são: (89–91).

Os dados revelaram uma diferença pequena entre os volume de freeze-out em função de \sqrt{s} , na faixa de operação do AGS e SPS. Isto representa um problema, pois não era previsto em termos dos mecanismos de freeze-out (76).

A finalidade destas medidas e cálculos era determinar a variação do volume da fireball no freeze-out em função da energia disponível para a colisão no modelo estatístico e compará-la com os dados de HBT para haver uma confirmação independente com relação à confiabilidade das considerações geométricas envolvidas no modelo.

As medidas de HBT revelam um freeze-out térmico (cinético). Quando são extrapoladas para todo o volume do espaço de fase, geram o limite superior para o volume da fireball e então podemos prever as propriedades destes estados altamente excitados formados após as colisões. A presença de uma fase mista de longa duração (na escala típica destes processos) foi prevista teoricamente, durante uma transição de fase entre o QGP e um HG que resulta em um estado mensurável por HBT, de grande tamanho de fonte.

A detecção das partículas produzidas se tornou ainda muito mais complicada com o aumento da energia disponível no aceleradores. No experimento do LHC foi necessário implementar mecanismos extremamente sofisticados de separação e reconstrução de decaimentos de partículas. Um núcleo de informática e processamento de dados foi montado exclusivamente para este fim. Este núcleo pode ser melhor compreendido através das informações contidas na referência (92).

No período de realização deste trabalho, estes dados não foram disponibilizados, devido ao atraso na previsão de início de operação do LHC, que era 2006, como relatado na tabela 2.1, mas com os primeiros trabalhos muito recentes, de 2010, como (54).

Mesmo sem os dados do LHC, os detectores mais antigos já haviam fornecido muitos resultados importantes, disponibilizando as razões das medidas de diferentes hádrons e também as densidades individuais, de modo que pudéssemos realizar o trabalho. Neste trabalho, 21 diferentes conjuntos obtidos destes experimentos estarão citados no capítulo 5. Ainda não houve divulgação de dados do LHC para uso direto em modelos estatísticos-termodinâmicos, mas assim que estes dados estiverem disponíveis, sua inclusão imediata poderá ser feita no programa de cálculo desenvolvido para esta tese.

Medidas diretas de entropia, pressão, densidade de energia, não são realizadas. Além das dimensões da fireball, são medidas as densidades de muitos tipos de partículas. Estas outras grandezas são estipuladas através de modelos, usando como dados de entrada apenas algumas populações ou razões de partículas, e a física descrita neste capítulo vinculando estes dados, calculando todas grandezas do sistema, inclusive as partículas que foram medidas, mas ago-

ras ajustadas pelo modelo. Esta comparação entre dados e experimento é realizada via teste estatístico, chamado qui-quadrado (93):

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(R_{experimental} - R_{modelo})_k^2}{\sigma_k^2} \quad (2.12)$$

onde k indexa cada razão fornecida pelo experimento, $R_{experimental}$ é o valor da razão medida, R_{modelo} é a razão obtida pelos cálculos do modelo, σ_k é a variância fornecida pelo experimento para cada k .

Este valor de qui-quadrado é ainda dividido pelo número de graus de liberdade, $n_{d.o.f.}$, número que é dado por:

$$n_{d.o.f.} = n_{med} - n_{par} \quad (2.13)$$

com n_{med} indicando o número de dados analisados (sua quantidade) e com n_{par} indicando a quantidade de parâmetros livres que serão ajustados nos cálculos. No nosso trabalho, devido à nossa opção de tratamento, sempre teremos $n_{par} = 2$: temperatura e potencial químico bariônico. Desta forma, o qui-quadrado se torna um $\chi_{d.o.f.}^2$, ou seja, um qui-quadrado dividido por $n_{d.o.f.}$, como será adotado neste trabalho. Em linhas bastante gerais, um qui-quadrado cuja valor seja próximo a um ou ainda menor, significa que o modelo ajusta bem a medida.

2.7 Características termodinâmicas dos modelos estatísticos-termodinâmicos

Para iniciar o estudo dentro do volume do sistema formado após a colisão, de uma forma quantitativa, começaremos pelos fundamentos.

2.7.1 Ensemble

Um ensemble é a construção de todos estados microscópicos acessíveis ao sistema e que sejam consistentes com os vínculos que caracterizam tal sistema macroscopicamente. A função que fornece o conjunto de estados acessíveis é chamada de função de partição e a partir desta função, as demais grandezas de interesse podem ser obtidas.

2.7.2 Ensemble grande-canônico

Este ensemble é o mais importante dentre os possíveis para análises térmicas da produção de hádrons em colisões de íons pesados. Para este ensemble (12, 94):

$$\ln Z(T, V, \{\mu_i\}) = \sum_i \frac{g_i V}{2\pi^2} \int \mp \ln\{1 \mp \exp[-(E_i - \mu_i)/T]\} d^3 p \quad (2.14)$$

onde $Z(T, V, \{\mu_i\})$ é a função de partição do sistema, p são os momentos das partículas, g_i e μ_i são, respectivamente, a degenerescência de spin e o potencial químico dos hádrons designados no índice i , $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, $p^2 = \vec{p}^2$ e os sinais \mp são para bósons e férmions, respectivamente. Nossa expressão mostra um somatório que não consta nos livros textos, apenas para enfatizar que todas partículas estão somadas, bem como as expressões seguintes que desta dependem.

O ensemble grande-canônico é adequado na descrição de colisões centrais, com melhor média estatística. Nas colisões periféricas o número de hádrons participantes é menor que nas colisões centrais. Isto será discutido na subseção 2.7.3, na seção 2.10 e no capítulo 6.

A partir da construção dos estados representados na função de partição, usando o ensemble grande-canônico, obtém-se as demais grandezas termodinâmicas:

$$P = \sum_i \frac{g_i V}{(6\pi^2)} \int_0^\infty \frac{p^4 dp}{\sqrt{p^2 + m_i^2}} f(m_i, p, \mu, T), \quad (2.15)$$

onde simplificamos,

$$f(m_i, p, \mu, T) = \frac{1}{e^{[(\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu)/T] \pm 1}}, \quad (2.16)$$

com $f(m_i, p, \mu, T)$ sendo as distribuições de FD e BE correspondentes aos sinais mais e menos, respectivamente. Prosseguindo:

$$E = \sum_i \frac{g_i}{(2\pi^2)} \int_0^\infty p^2 dp \sqrt{p^2 + m_i^2} f(m_i, p, \mu, T) \quad (2.17)$$

$$N_i = \sum_i \frac{g_i}{(2\pi^2)} \int_0^\infty p^2 dp f(m_i, p, \mu, T), \quad (2.18)$$

$$S = \sum_i \frac{g_i}{(2\pi^2)} \int_0^\infty p^2 dp [(1 \pm f(m_i, p, \mu, T)) \ln(1 \pm f(m_i, p, \mu, T)) \mp f(m_i, p, \mu, T) \ln f(m_i, p, \mu, T)] \quad (2.19)$$

com P sendo a pressão, E a energia média do sistema, N a densidade total das partículas i somadas, S , a entropia do sistema. Note que as expressões acima permanecem inalteradas, quando são incluídas as antipartículas, mas deve-se alterar $\mu \rightarrow -\mu$. Estas variáveis termodinâmicas são ainda vinculadas pela relação geral da termodinâmica:

$$dE = TdS - PdV + \sum_i \mu_i dN_i \quad (2.20)$$

O potencial químico bariônico do sistema é composto pelos potenciais químicos das três cargas conservadas, com pesos iguais às cargas de cada partícula i componente do sistema:

$$\mu_i = (Q_B)_i \mu_b + (Q_{I3})_i \mu_{I3} + (Q_S)_i \mu_S \quad (2.21)$$

Estas cargas desempenham um importante papel e serão discutidas novamente ainda nesta seção.

No formalismo acima descrito, apresentamos como distribuições estatísticas aquelas de BE ou FD, válidas para mésons e bárions, respectivamente. Devemos ressaltar que a opção do uso de distribuição de Maxwell-Boltzmann (MB) também está implementada. Tal distribuição é empregada por outros autores quando se trata de altas energias, já que neste regime, as distribuições de FD e de BE tendem à de MB. Quanto à escolha entre as duas primeiras ou a última, dependendo da temperatura, pode haver uma pequena discrepância entre os resultados obtidos por estas duas maneiras alternativas. Optamos, neste trabalho, pelo uso da primeira opção: estatísticas de BE e FD por terem validade garantida em todo domínio, sem restrição. Para garantir esta validade, existe um ponto onde a solução da integral para bósons apresentará um valor correspondente à temperaturas nulas que fará a integral divergir e precisa ser tratado. Fisicamente este processo corresponde à formação de um condensado de Bose-Einstein. Nosso código tem tratamento numérico para evitar que isto ocorra, mas os sistemas analisados por nós se situam distantes desta condição, com temperaturas mais altas.

As principais expressões termodinâmicas já estão apresentadas. A partir destas grandezas, outras são construídas e frequentemente utilizadas. Para um gás livre e em altas temperaturas há escalas próprias para certas grandezas. Este é o caso da densidade de energia e a pressão cuja escala é T^4 e entropia cuja escala é T^3 . Isto sugere o estudo de adimensionais, amplamente investigados, de grandezas tais como E/T^4 , p/T^4 e s/T^3 . Para um gás completamente livre, com potencial químico nulo, tais adimensionais serão simplesmente uma constante em altas temperaturas.

Ao se estudar tais grandezas nas colisões em altas energias, onde o potencial químico é

finito, busca-se verificar em que região inicia-se tal comportamento constante. Analogamente, e de forma complementar, investiga-se $(E - 3P)/T^4$. $(E - 3P)$ é o traço do tensor energia-momento numa formulação hadrodinâmica, e representa uma espécie de medida da interação do sistema. Quando esta grandeza se anula diz-se que o sistema está completamente sem interação e associa-se este limite como sendo a região da restauração de simetria quiral e início de uma fase QGP. Recentemente, um caso particular para potencial químico nulo, comparando resultados da rede com um modelo hadrônico, está discutido na referência (30). Como conclusão, os efeitos de interação hadrônica para altas temperaturas não eram incluídos de uma maneira realista por cálculos de rede. Desta forma, este aspecto resta como tema de investigação.

Contudo, apenas este procedimento termodinâmico não basta. Para que se tenha um resultado mais consistente fisicamente, deve-se ainda adicionar os vínculos que levem em conta as leis de conservação atuantes no sistema. Para o sistema visado, são conservadas as cargas bariônica, elétrica e estranha, grandezas típicas do grupo de simetria em questão, SU(3):

- Carga bariônica, Q_b ;
- Carga estranha, Q_S ;
- Carga de isospin, Q_{I_3} .

Ou de forma equivalente à carga elétrica, a carga de isospin, usando a relação de Gellmann-Nishijima (95):

$$Q_{elétrica} = Q_{I_3} + \frac{1}{2}(Q_b + Q_S) \quad (2.22)$$

pois temos a conservação de Q_b e Q_S , sendo equivalente conservar Q_{I_3} ou $Q_{elétrica}$, que estão vinculadas. Estas conservações são feitas na média. E estas leis de conservação, respectivamente, são:

$$V \sum_i n_i B_i = Q_b = Z + N \quad (2.23)$$

$$V \sum_i n_i S_i = Q_S = 0 \quad (2.24)$$

$$V \sum_i n_i I_{3i} = Q_{I_3} = (Z - N)/2 \quad (2.25)$$

onde i representa o índice que rotula cada partícula. O Apêndice A explicita em detalhes este vetor declarado no programa de cálculo.

A primeira do conjunto das três equações acima, que envolve a conservação do número bariônico, define o volume V no qual toda a análise de equilíbrio termodinâmico acontece e que, portanto, será associado com o que chamamos de volume da fireball, V_{fb} . A obtenção deste volume é feita de forma simples:

$$V_{fb} = \frac{Z+N}{\sum_i n_i B_i} = \frac{Z+N}{\sum_i n_i - \sum_i \bar{n}_i}, \quad (2.26)$$

onde usamos $B_i = 1$ para bárions e $B_i = -1$ para antibárions. Assim, dado um certo núcleo, a densidade líquida bariônica, que é a diferença entre a densidade dos bárions e dos antibárions, será crucial para a determinação do volume da fireball. O raio da fireball, R_{fb} será obtido admitindo-se uma geometria esférica para o volume, relacionando:

$$V_{fb} = \frac{4\pi}{3} R_{fb}^3. \quad (2.27)$$

2.7.3 Ensemble canônico

Quando se tem o limite termodinâmico bem estabelecido (grande número de partículas em um grande volume em que a razão entre ambos tenda a uma constante quando ambos tendam para infinito) todos os ensembles são equivalentes do ponto de vista termodinâmico. Quando se usa o modelo térmico, este limite não está muito claro e torna-se objeto de discussão. Além disso, a própria lei de conservação de estranheza muito bem tratada no ensemble grande-canônico é fruto de discussão quanto à sua supressão. É esta a razão pela qual abordagens distintas quanto ao tipo de ensemble utilizado prosperam. Há uma utilização razoável na literatura de modelos térmicos realizados através do ensemble canônico. Este ensemble é o recomendado para colisões $p + p$ e $p + \text{núcleo}$ ($p + A$), para colisões entre dois íons pesados com \sqrt{s} de cerca de 2 GeV ou menos, ou colisões periféricas. Um trabalho recente sobre o assunto corresponde à referência (96).

Estes tratamentos têm seus resultados discutidos e comparados na referência (78), que indica ser melhor usar um tipo específico de ensemble conforme seja o caso. Além disso discute outros aspectos de ajuste e relata que em alguns casos, como o de colisões entre prótons, os resultados de algumas razões não são adequados, assim como determinados tipos de tratamento de estranheza. Ou seja, estes aspectos ainda são discutíveis, embora não sejam relevantes para colisões de íons pesados de energias mais altas, de interesse maior neste trabalho.

2.8 Efeitos de volume excludente

Também traduzido do inglês como volume excluído, este tipo de efeito consiste em atribuir um volume às partículas pontuais em um modelo de gás. Para um gás suficientemente diluído, o gás pontual é uma boa aproximação, mas num HG, concentrado e com importante contribuição dos quarks nesta escala, pode ser importante.

Fisicamente este efeito altera a densidade e, por consequência, a pressão e demais variáveis. Na construção do nosso programa de cálculo temos o volume excludente desde o princípio, em toda construção termodinâmica. O caso pontual é feito tomando o raio excludente como nulo. O volume excludente também imita uma condição de interação, não realizada na construção do modelo de HG. Todas as interações nucleon-nucleon realistas, sem exceção, têm um termo de repulsão de curto alcance para simular a troca de mésons vetoriais, tais como por exemplo ω e δ , que são ressonâncias de três píons e de caráter repulsivo.

Não se deve confundir aqui correções pelo efeito do volume finito de todo sistema, que corresponde à fireball, que é a região que contém os hádrons, com as correções de volume excludente, que é feita para cada hádron.

Nossa construção de raio excludente está implementada de forma independente para bárions e mésons. Primeiro foram elencadas as partículas e depois suas respectivas anti-partículas, por motivos de conveniência de cálculo.

Usamos as expressões 2.15, 2.19, 2.17 e 2.18, pontuais e incluímos os efeitos de volume excludente, como em (47) e posteriormente em (65, 97–100). Outros tipos de modelos hadrônicos também usam um formalismo excludente, como por exemplo, (34, 101). Neste último as partículas podem se superpor e também são feitas considerações sobre efeitos de repulsão e percolação .

Assim sendo, serão usadas as seguintes expressões (típicas de modelos térmicos):

$$Z^{excl}(T, \{N_i\}, V) = \sum_i Z(T, N_i, V - V_0 N_i) \theta(V - V_0 N_i) \quad (2.28)$$

$$P^{excl}(T, \{\mu_i\}) = \sum_i P_i^{ideal}(T, \mu_i - V_0 P^{excl}(T, \{\mu_i\})) = \sum_i P_i^{ideal}(T, \tilde{\mu}_i) \quad (2.29)$$

$$s^{excl}(T, \{\mu_i\}) = \frac{\sum_j s_j^{ideal}(T, \tilde{\mu}_j)}{1 + \sum_j V_0 j n_j^{ideal}(T, \tilde{\mu}_j)} \quad (2.30)$$

$$\varepsilon^{excl}(T, \{\mu_i\}) = \frac{\varepsilon^{ideal}(T, \tilde{\mu}_i)}{1 + \sum_j V_0 n_j^{ideal}(T, \tilde{\mu}_j)} \quad (2.31)$$

$$n^{excl}(T, \{\mu_i\}) = \frac{n^{ideal}(T, \tilde{\mu}_i)}{1 + \sum_j V_0 n_j^{ideal}(T, \tilde{\mu}_j)} \quad (2.32)$$

onde:

$$n_i^{ideal} = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{[\exp(E_i(p) - \mu_i)/T] \pm 1} \quad (2.33)$$

com as seguinte relações válidas:

$$E_i(p) = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad (2.34)$$

$$\tilde{\mu}_i = \mu_i - V_0 P(T, \mu_i) \quad (2.35)$$

os superíndices *excl* e *ideal* se referem aos casos com volume excludente e sem volume excludente, ou seja, ideal, θ é a função degrau, V é o volume do sistema, V_0 é o volume excludente das partículas, aqui suposto igual para todos os hádrons, mas com fácil generalização para volumes excludentes diferentes para mésons e bárions. $\tilde{\mu}_i$ é o potencial químico do sistema com volume excludente. O volume excludente é dado por pares de partículas, gerando um fator 4 multiplicativo (65).

Estas equações são resolvidas numericamente. Neste caso, a dificuldade central é a obtenção de $\tilde{\mu}_i$ que é realizada de forma auto-consistente. Uma vez definido o volume excludente a ser considerado, a determinação de $\tilde{\mu}_i$ necessitará da pressão P do sistema que por sua vez necessitará de $\tilde{\mu}_i$. Assim, as equações para P e para $\tilde{\mu}_i$ são resolvidas de forma iterativa, fornecendo o valor de $\tilde{\mu}_i$ a ser utilizado nas demais equações termodinâmicas.

2.9 O tratamento de estranheza

A produção do sabor estranho é reconhecida como um importante sinal da existência de transição de fase para QGP (50, 102, 103). Assim sendo, é um importante tema de investigação.

Se um estado de QGP fosse formado após colisões de íons pesados, previa-se que a produção de estranheza aumentasse (104). Isto foi observado no SPS (105) e pode ocorrer devido a vários motivos, como por exemplo um menor limiar de produção cinemática para a produção *in-medium* de quarks estranhos e a presença de canais de produção ($gg \rightarrow s\bar{s}$), que estão ausentes

no estado hadrônico. Este excesso de estranheza é preservado até a hadronização subsequente e resulta em um número de partículas estranhas no estado final maior que aquele esperado em um cenário puramente hadrônico (10).

Muitas partículas compostas por quarks estranhos são detectadas na fase de HG. Esta situação também compõe a termodinâmica do sistema através do potencial químico de estranheza, que faz parte do potencial químico que representa o sistema. Considerando que os íons acelerados possuíam estranheza nula antes de colidirem, não havia “banho térmico” de estranheza, desta forma, existia todo um espaço de fase vazio para ser preenchido com a produção de estranheza, situação esta, distante de uma condição de equilíbrio químico de estranheza.

Uma característica do freeze-out já mencionada, é que independente do tipo de colisão, o potencial químico bariônico muda muito pouco em termos do número de participantes para colisões núcleo-núcleo e a temperatura se altera pouco. A estranheza se comporta de maneira diferente (82). A produção de estranheza depende do tamanho do sistema, assunto discutido na seção 2.5.

Para quantificar o aspecto da produção de estranheza, podem ser introduzidos outros fatores, como o mais utilizado, o γ_s , que indica quão fora se está da conservação total de estranheza. Seus valores variam de 0 a 1, significando nenhuma conservação e total conservação, respectivamente. Este fator é chamado de *fator de subsaturação de estranheza*. Para implementar este fator nos cálculos, é bastante simples: variando de 0 a 1, ele é um simples fator multiplicativo adicionado aos cálculos (12, 106). Este fator está presente em outros programas de cálculos já mencionados anteriormente (51–53). Desta forma, este pode ser mais um parâmetro ajustável para analisar as medidas.

Também considera-se o fato de a estranheza não ser conservada em interações eletrofracas e que estes processos também estão presentes nas etapas subsequentes às colisões. Alguns autores consideram estas e outras situações de conservação de estranheza através do uso de outros ensembles, por exemplo, um ensemble conhecido como S-canônico (78).

Neste trabalho, apenas os processos estritamente hadrônicos são considerados via leis de conservação, inclusive de estranheza. Outra maneira, que seja rigorosa ao tratar a estranheza, não existe, portanto, na realização deste trabalho optamos por não incluir parâmetros ajustáveis de estranheza.

Além deste parâmetro, podem ser usados outros, como as fugacidades para conteúdos de quarks, como λ_s , para tratar a estranheza e λ_q para quarks leves. Também menciona-se a possibilidade do uso de outros ensembles de tratamento de estranheza. Muitos autores fazem uso deste ensemble, mas num momento inicial optamos por não realizá-lo.

Além do já exposto, discute-se o espaço de fase disponível para criação de estranheza, algumas grandezas que quantificam a estranheza em comparação aos outros conteúdos quarkônicos mais leves, como o fator de Wròblewski, dentre outros aspectos. Por motivos práticos, atualmente, nos restringimos ao que está em voga sobre estranheza: uma característica conhecida como “horn” na literatura, discutida na próxima sessão, 2.9.1. Esta característica é de nosso atual interesse de análise, pois é um aspecto da estranheza advindo dos experimentos e que não demanda, necessariamente, artifícios para seu estudo.

2.9.1 O “horn”

O “horn” é um termo proveniente do inglês, que em português significa chifre, e será mantido em inglês durante o texto, conforme uso corrente.

Uma das questões mais interessantes no nosso trabalho seriam quais efeitos de volume e/ou energias de colisão permitiam a obtenção de uma transição para QGP. Seria natural que houvesse um limite, refletido na proporção das partículas produzidas que indicasse esta transição. Considerando a importância da estranheza no estudo do QGP, uma medida bastante acessível para a avaliação de seu conteúdo seria dada pela razão entre káons e píons (107).

A previsão do “horn” foi feita na referência (108). Medidas foram divulgadas para colisões de íons pesados em (109, 110) e a partir destas medidas foi verificado que K^+/π^+ apresentava um horn, o que não ocorria para K^-/π^- .

As três referências: (67), (68) e (111), serviram como sugestão para nossa investigação deste efeito e ampliaram o estudo para outras razões, como Λ/π^- , Ξ^-/π^- e Ω/π^- . Este chifre também não era verificado em razões similares a p/π^+ ou em colisões $p+p$ ou e^+e^- e indica uma diferença substancial frente a colisões de íons pesados.

Os decaimentos dos estados de Hagedorn (ressonâncias), em altas temperaturas popularão os estados piônicos, predominantemente, em vez dos káons. Assim sendo, a razão entre káon e pião diminuirá rapidamente para energias suficientemente altas.

O horn acompanha uma mudança drástica, associada à mudança de dominação de um gás de bárions que passa a ser um gás de dominação de mésons. Esta mudança está quantificada através de s/T^3 , mostrando o ponto da transição entre os dois regimes (67, 68, 112). A abordagem de entropia foi discutida de maneira mais profunda em (79). Seria esperado que uma vez que fosse atingido o desconfinamento, as razões entre anti-bárions estranhos se mantivesse aproximadamente constante. Estas razões seriam uma prova do meio.

O trabalho (113), trata deste assunto de maneira bem explicada e comparando estes autores

anteriores. Uma interpretação mais recente do horn (85, 114) menciona que o horn pode ser discutido sem a necessidade de se recorrer a uma transição de fase.

Este horn, avaliado em termos de entropia, implica em um horn invertido na curva de T por μ_b , coerente com as temperaturas previstas onde ocorrem o horn, em torno de 120 MeV e potenciais em torno de 350-450 MeV. O trabalho (115) menciona as dificuldades de lidar com a questão da estranheza e seus mecanismos, com alguns detalhes.

Experimentos novos verificarão melhor o horn, como NA61 do CERN e BNL do RHIC. Com novos dados, será possível avaliar melhor a questão de coalescência nesses processos (79).

Recentemente, o interesse no assunto gerou diversos trabalhos com para estudar a principal razão que apresenta o horn, K^+/π^+ , mas com outros objetivos correlacionados (44, 116, 117). Uma situação de interesse se refere à questão de flutuações, no sentido de encontrar sinais da presença do ponto crítico (118–120).

Obtivemos nossos primeiros resultados referentes a estas razões, que estão no capítulo 5, correspondentes às figuras 5.7 e 5.8.

Outra questão importante seria a interface entre dois aspectos discutidos nesta tese: a estranheza e a dependência com o tamanho do sistema, refletidas também no horn. Sabe-se que o horn (estranho) é influenciado pela centralidade da colisão (79). Assim sendo, exibimos nossos resultados preliminares, apenas para densidades de partículas estranhas, ainda sem “montar” uma razão para horn, em 6.5, 6.6 e 6.7, visando, futuramente, “montar” horns em função também da centralidade, assim que dados experimentais estiverem disponíveis.

2.10 Colisões muito periféricas e efeito “core-corona”

A fireball criada apresenta densidade de energia suficientemente grande para que seja criado um fluxo radial coletivo intenso. Entretanto, nem todos os hádrons produzidos farão parte desta expansão coletiva: os nucleons periféricos (do sistema que colidiu) sofrem essencialmente interações pp ou p -núcleo de forma independente, com uma produção de partículas muito diferente quando comparada a da parte central, de alta densidade (121–123).

Casos ainda mais extremos, conhecidos como colisões ultraperiféricas, também são estudados. Nestes casos, o parâmetro de impacto é tal que os nucleons, não chegam a colidir, de forma que não há uma interação hadrônica. Apenas surgem interações eletromagnéticas, através de campos muito intensos (124). Estes casos são totalmente diferentes daqueles muito periféricos,

mas ainda hadrônicos, que serão descritos a seguir.

Atualmente, os pesquisadores deste tema usam uma simulação para obter resultados quantitativos. Esta simulação é um modelo partônico que trabalha com o campo de cor longitudinal, tratado como uma corda confinante relativística (121, 125). Tal simulação é feita a partir de conceitos que em nada mantém a simplicidade e praticidade dos modelos estatísticos-termodinâmicos. Estes modelos, de natureza estatística, realmente devem apresentar restrições em situações de pequeno número de participantes ou de “baixa estatística”, sendo, intuitivamente, algo já esperado. Colisões muito periféricas (parâmetro de impacto grande), não são bem descritas através de modelos térmicos e apresentam esta restrição, típica do modelo. Tal restrição é bem contornada por estes outros modelos. Portanto mostraremos nossos resultados de colisões periféricas no capítulo 6 com a ressalva de que modelos sugeridos similares ao core-corona podem apresentar resultados melhores em colisões muito periféricas (ou seja, acima de 60%, como será explicado no capítulo indicado).

Em colisões centrais e na maioria das colisões periféricas o modelo de hadronização estatística (térmico) segue apresentando boa confiabilidade (13). Este limite de validade será discutido com a exibição de resultados no capítulo 6.

2.11 Sabores pesados

Este assunto não foi tratado nesta tese, mas algumas breves considerações serão feitas no sentido de indicar tendências de investigação que, futuramente, poderemos adotar.

Entenda-se por sabores pesados aqueles cujos quarks tem massa maior que o estranho. Da mesma forma que a estranheza, o charme também é um importante indicador da existência do QGP (126). O trabalho (50) mostra a importância do estudo de estranheza associado ao de sabores pesados e faz uma interessante comparação até o sabor bottom, embora ainda não haja uma quantidade de dados desejável. A conclusão é justamente esta: estes mecanismos conhecidos ainda superficialmente devem ser esclarecidos em medidas futuras.

Discute-se a termalização das partículas produzidas com estes sabores. Tais medidas são muito mais complexas. O tempo de decaimento dos hádrons com sabores pesados é muito rápido (10^{-13} s a 10^{-12} s para os charmosos) e muito mais rápido se comparado a decaimentos de hádrons estranhos. Estes hádrons são detectados através de seus decaimentos e necessitam de uma reconstrução cuidadosa.

As massas dos quarks pesados são maiores que a temperatura de transição de fase da QCD por um fator maior que 5, portanto a produção de hádrons de sabores pesados não pode ser

descrita apenas termicamente.

O conceito de uma possível origem térmica de charmonia foi introduzido para explicar as razões de medidas de J/Ψ em relação a outro hádron em colisões nucleares. Devido à sua grande massa e pequena seção de choque de produção em energias térmicas, os quarks charmosos não deveriam ser produzidos termicamente. “Considerando que charmonia são mésons pesados com massas muito maiores que qualquer temperatura concebível, sua produção térmica seria uma grande surpresa” (127). Inclusive, uma descrição térmica que considere os processos de charme em equilíbrio não gera bons resultados para colisões núcleo-núcleo. Por outro lado, havia uma produção significativa de pares de quarks charmosos nas primeiras colisões feitas. Portanto, surgiu a ideia de produção térmica de charme.

Em geral, a produção estatística de partículas pode existir apenas se os quarks charmosos alcançarem equilíbrio térmico e estiverem livres para percorrer longas distâncias, implicando desconfinamento (8).

A seguinte questão é a principal no que se refere ao “charme térmico”: qual é a quantidade exata de charme produzido termicamente e este processo estaria em equilíbrio de produção deste sabor? O interesse nesta pergunta existe porque os quarks charmosos não são produzidos facilmente termicamente e aqueles produzidos são os que surgem naturalmente numa distribuição de momento, refletindo a distribuição térmica de momento de suas partículas geradoras. Assim sendo, os quarks charmosos oriundos de processos térmicos fornecem um limite mínimo muito sólido para as densidades de charme produzido. Nessa direção, cabe ainda frisar que a produção de estranheza se aproxima muito mais das condições de equilíbrio do que ocorre para o charme (50).

Usando modelos estatísticos-termodinâmicos para hadronização em colisões de e^+e^- , pp e p -núcleos, foram analisadas a produção de quarkonia assim como a abertura na produção de sabores pesados em geral (8). Dentro deste tratamento, os hádrons de sabores pesados são estudados a partir de parâmetros obtidos com sabores leves. A produção de quarkonia não é descrita com sucesso no modelo adotado nesta referência e permanece uma tarefa em aberto, ao contrário da produção de hádrons, muito bem descrita. Os ajustes de $\chi^2_{d.o.f.}$ são maiores que 5 para colisões e^+e^- e conclui-se que é bem provável que em colisões de partículas elementares como estas, o sistema esteja muito longe do equilíbrio e que isto afete o setor de estranheza, afete ainda mais o setor de charme e dos quarks ainda mais pesados, algo diferente do verificado para colisões entre núcleos pesados.

Recentemente, na referência (128), verificou-se que modelos estatísticos não explicavam bem as medidas de charmonia para colisões elementares e $p + p$, de forma diferente do que

ocorre para colisões $A + A$. A previsão ali é de que no LHC haja um comportamento diferente do obtido no RHIC, em termos de centralidade. Algo importante para delimitar a transição de fase.

A produção de charme altera, inclusive, os sabores mais leves. Existe uma relativa supressão de hádrons pesados, exceto os estranhos. “Uma situação um tanto quanto irônica é que enquanto um QGP charmoso gera além do equilíbrio químico uma maior produção de partículas charmosas, que aumenta a produção estados $c\bar{c}$, a multiplicidade de quarks leves e estranhos acima do equilíbrio suprime isto quase da mesma forma” (50). Este novo fenômeno torna mais complexa a interpretação da produção escondida de mésons charmosos.

Estas dúvidas, muitas conjecturas e diversas categorias de modelos, inclusive os estatísticos-termodinâmicos, serão testadas com a divulgação de novos resultados experimentais em muito breve. A produção de hádrons charmosos (e possivelmente *bottom*) deverá auxiliar na compreensão das fases da QCD. Para isto, já existem algumas previsões. Em 2003 já foram feitas algumas previsões para as medidas que ainda serão realizadas no LHC (129).

A referência (127) discute a inclusão de charme nos modelos estatísticos-termodinâmicos e é frequentemente rediscutida na literatura e enfatiza que o charme afeta fortemente os estudos de transição de fase. Para incluir o charme em nosso modelo estatístico-termodinâmico, deveríamos incluir uma quarta carga conservada nas leis de conservação: a carga de charme. Esta nova carga implica a inclusão de mais uma equação de vínculo, análoga à equação 2.24, e este sistema poderia ser resolvido numericamente, com a necessidade da obtenção de mais uma raiz.

Considerando que nosso modelo depende de dados de experimentos, precisaríamos de novos resultados experimentais de medidas de partículas charmosas produzidas termicamente. Caso a produção térmica se mostrar significativa, poderemos proceder futuramente de modo a incluí-la em nossos trabalhos.

3 *Opções teóricas deste trabalho*

Este capítulo se refere às questões abordadas por nós e que não são, necessariamente, comuns a todos outros modelos estatísticos-termodinâmicos.

3.1 **Efeitos de volume finito**

As buscas de núcleos colapsados com composição estranha tiveram início com o trabalho de autoria de Bodmer (130). Ainda sem a inclusão de volumes finitos. A partir dela, surgiram inúmeros desdobramentos, dentre os quais, mencionaremos os efeitos de volume finito.

Uma proposta também antiga, dada em (131), apenas para sabores leves em um modelo de campo médio, foi nossa motivação para realizar a inclusão de efeitos de volume finito no modelo térmico. Para incluir estes feitos procedemos da forma descrita a seguir.

A termodinâmica utilizada neste trabalho permite que seja feito um tratamento numérico específico no que se refere à inclusão de um tratamento de volume finito ao sistema. Os trabalhos de Madsen (132) e de Wen (133) serão nossa principal fonte de conteúdo desta seção, os quais adaptamos para usar no modelo estatístico-termodinâmico.

O trabalho (132) visava testar a estabilidade de uma matéria de quarks estranhos, uma fase de matéria de quarks de três sabores que fosse estável, que tivesse um estado fundamental mesmo em temperatura e pressão nulas. A partir desta ideia, surgiu uma diversidade de trabalhos em direções tais como estrelas de nêutrons e cosmologia. Mas vamos nos ater aos estrangeletos, usando a abordagem mais moderna, dada na referência. Os estrangeletos, resumidamente, são pequenos conjuntos que aglomeram os três sabores mais leves. Estes estados são estudados, principalmente através de modelos de sacola (modelo de sacola do MIT, ou, do original em inglês, *MIT bag model*). Estes modelos consideram os quarks confinados dentro de algo análogo à uma sacola. Foram feitos estudos de sacola de várias formas, para até três sabores e para algumas aplicações.

Assim sendo, foram iniciados os estudos buscando os efeitos coulombianos e de superfície

em estrangeletos. Posteriormente, verificou-se que o termo de curvatura também ocupava um papel importante na estabilidade dos estrangeletos para um número de bárions menor que uma centena. Prosseguindo, foi obtida uma fórmula de massa de modelo de gota líquida para aproximação de quarks sem massa que mostrava uma boa concordância com cálculos de modelo de camadas. Entretanto, esta solução estava limitada ao pressuposto de que os quarks tinham massa nula. Para massa infinita, o correspondente seria o problema de Dirichlet, discutido por Balian e Bloch (39), onde a tensão na superfície era uma função da massa, indo a zero para massas dos quarks nulas. Para os quarks leves, com massa pequena não havia problemas de tratamento. Para a massa intermediária do quark estranho, nem massa nula, nem massa infinita seriam boas aproximações.

Na expansão realizada por Balian e Bloch (39), as grandezas termodinâmicas podem ser obtidas a partir da densidade de estados da seguinte forma (132):

$$\frac{dN_i}{dp} = 6 \left\{ \frac{p^2 V}{2\pi^2} + f_S \left(\frac{m_i}{p} \right) kS + f_C \left(\frac{m_i}{p} \right) C + \dots \right\}, \quad (3.1)$$

onde a área e a curvatura para uma esfera são dados por $S = 4\pi R^2$ e $C = 8\pi R$ respectivamente. Acima, m_i são as massas das partículas de quaisquer natureza, sejam quarks ou hádrons, enquanto as funções f_S e f_C são destas dependentes. No nosso caso, estamos na fase hadrônica, portanto usamos esta expressão para hádrons.

Em termos do volume, da superfície e da curvatura, o número de hádrons de uma espécie i será dado através das seguintes contribuições,

$$N_i = \int_0^{p_{Fi}} \frac{dN_i}{dp} dp = n_{i,V}V + n_{i,S}S + n_{i,C}C. \quad (3.2)$$

onde p_{Fi} é o momento de Fermi, $p_{Fi} = (\mu_i^2 - m_i^2)^{1/2}$.

Aqui fizemos nossa primeira adaptação: consideramos os hádrons componentes da fireball, nesta contidos, analogamente aos quarks contidos numa sacola, como descrito nestes modelos acima explicados.

Os fatores f_S e f_C são dados da mesma forma que em (133), com as seguintes expressões:

$$f_S \left(\frac{m_i}{p} \right) = -\frac{1}{4\pi^2} \arctan \left(\frac{m_i}{p} \right), \quad (3.3)$$

$$f_C \left(\frac{m_i}{p} \right) = \frac{1}{12\pi^2} \left[1 - \frac{3}{2} \left(\frac{m_i}{p} \right) \arctan \left(\frac{m_i}{p} \right) \right] \quad (3.4)$$

Estas expressões foram obtidas a partir de outros trabalhos, principalmente o de Madsen (132), para uma esfera, pelos *Ansaetze* dependentes dos limites de massa nula ou infinita. Nestas

referências e em outras ali mencionadas são encontradas as explicações e outros *Ansaetze*.

Desta maneira, os fatores citados acima, já atribuídos a uma geometria esférica, poderão ser utilizados. Efetuando a álgebra necessária para as correções propostas, podemos simplificar todo o formalismo acima dizendo que a única modificação que tem que ser feita para se levar em conta o volume finito para as grandezas termodinâmicas, será multiplicar os integrandos destas grandezas por:

$$f(p, R, m_i) = 1 + \frac{6\pi^2}{(pR)} f_S(m_i/p) + \frac{12\pi^2}{(pR)^2} f_C(m_i/p) \quad (3.5)$$

No limite de $R \rightarrow \infty$, $f(p, R, m_i) = 1$ a correção não altera o cálculo.

Do ponto de vista numérico a solução destes cálculos é feita de maneira iterativa: primeiramente efetua-se o cálculo sem qualquer correção. Nestes cálculos um certo raio da fireball R_{fb} inicial é utilizado para recalcular um novo valor corrigido. Este processo continua até que não seja mais observada modificação substancial em R_{fb} .

Da mesma forma que o volume pode ser suposto finito, as partículas envolvidas podem ter uma massa nula, finita ou infinita, dependendo do tratamento (39, 132, 133). Para verificar o impacto de tal correção, veja o gráfico de $f(p, R, m)$, figura 3.1, para um raio arbitrário de 10 fm e valores de massa tomados nos seguintes casos:

- Sem qualquer correção, representada por $opt=0$ nos resultados que serão apresentados no capítulo 5,
- Tomando-se o limite de massa muito pesada, o que normalmente é feito, ou $opt=1$,
- Tomando-se o valor de m como sendo a massa do pión, ou $opt=2$.

As figuras 6.2, 6.3 e 6.4 exibirão alguns resultados que obtivemos usando estas opções de volume finito.

Embora haja tratamentos de volume finito em alguns modelos térmicos, não são muitos discutidos, pois os resultados mais antigos não sofriram alterações significativas com esta inclusão. Nosso objetivo era ter uma construção independente e ter este recurso disponível para ajustar medidas futuras.

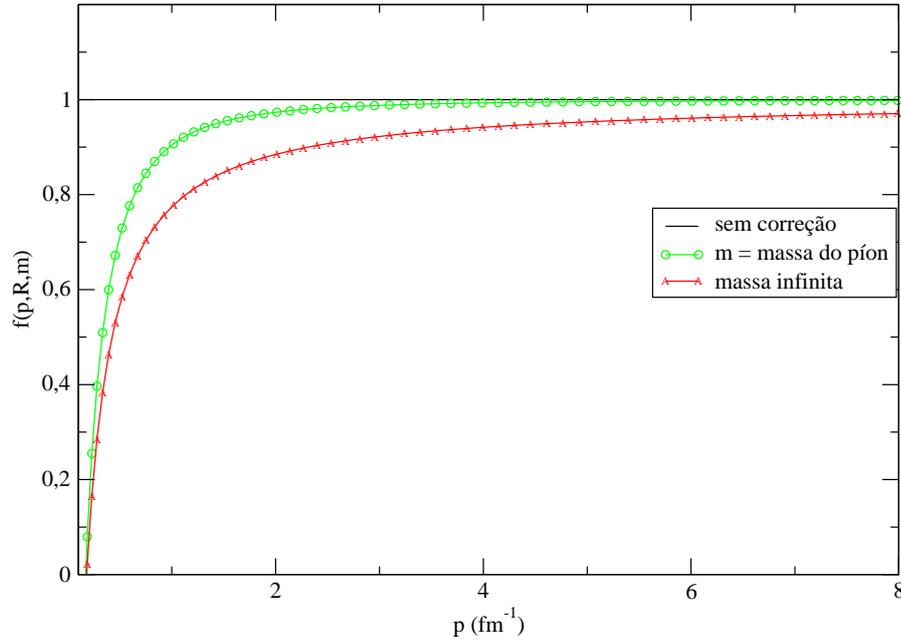


Figura 3.1: Variação das correções de volume finito em três casos: sem correção, com correção em limite de massa finita e com correção em limite de massa infinita.

3.2 Conjuntos de hádrons que compõem nosso modelo

No capítulo anterior descrevemos diversas características no que se refere à formação da fireball, sua evolução e como os modelos estatísticos-termodinâmicos surgiram e evoluíram na tentativa de uma melhor compreensão dos processos de formação de QGP e da posterior ou coexistente fase de hadronização. Além disto, algumas características mais gerais relacionadas ao assunto também foram brevemente mencionadas.

No entanto, um ingrediente fundamental, ainda não discutido, será objeto desta seção. A questão é: o que foi produzido após a colisão? Após uma colisão de altas energias, quando núcleos originalmente compostos apenas de prótons e nêutrons colidem, espera-se que haja a produção de todo um zoo de partículas. A questão pode ser recolocada como: quais partículas seriam produzidas segundo o modelo? E, claro, uma posterior comparação com as medidas deveria ser feita no sentido de atestar a qualidade da descrição do modelo¹. A partir da resposta desta questão, a função de partição pode ser construída e fornecerá o número, o tipo de partículas produzidas, a densidade de energia, a pressão e a entropia, por exemplo.

Nosso modelo não contempla a produção de partículas que não sejam hádrons e tais hádrons considerados são apenas aqueles cuja composição contenha três sabores (correspondentes à álgebra $SU(3)$): os leves, u e d , e o estranho, s . Não temos hádrons compostos por sabores mais

¹Esta comparação é feita através do teste de qui-quadrado.

pesados que s (ver seção 2.11). A maior massa destes hádrons se situa próxima de 2 GeV.

Seguindo a referência (79), não incluímos pentaquarks e outros exóticos, pelos motivos ali explicitados.

É de se esperar que as colisões de altas energias produzam com uma probabilidade muito maior os hádrons dos múltiplos previstos inicialmente para o grupo de simetria SU(3):

- octeto de bárions com spin 1/2,
- noneto de mésons pseudoescalares,
- decuplete de bárions com spin 3/2 e
- noneto de mésons vetoriais.

Sendo assim, além das partículas compostas apenas por quarks leves, também está aberto o canal de possibilidade de produção de partículas com estranheza, como mésons dos tipos K , os káons, e ϕ e também bárions estranhos, como Λ e bárions conhecidos na literatura por multi-estranhos, com mais de um quark estranho em sua composição, como os Ξ , com dois quarks estranhos e um não-estranho e Ω composto apenas por três quarks estranhos e suas antipartículas.

Logo, poderíamos, por exemplo, começar verificando o que o octeto de bárions e o noneto de mésons pseudoescalares poderia nos fornecer para os ajustes das medidas das reações. No caso que trataremos aqui, já partimos de um ensemble mais numeroso, composto tanto pelo octeto quanto pelo decuplete assim como pelos dois nonetos mesônicos. Todos estes quatro múltiplos juntos compõem o nosso conjunto batizado de “decuplete”. Isto é, o conjunto decuplete será composto por 18 bárions, 18 mésons e todas as suas antipartículas, como explicitado nas tabelas A.1 e A.3 respectivamente. Os bárions do conjunto decuplete são aqueles numerados de 1 a 18 e os demais são de outro conjunto, que será discutido posteriormente na seção 5.3.

Comparando o conjunto decuplete com todos hádrons utilizados em vários modelos estatísticos-termodinâmicos, sabemos de antemão que nosso conjunto decuplete pode parecer muito simplificado. Mas tal simplificação nos ajudará a entender melhor uma física mais complexa e escondida em dinâmicas não presentes nos próprios modelos estatísticos-termodinâmicos.

A inclusão de todas as partículas detectadas experimentalmente era uma característica sempre presente em outros modelos estatísticos-termodinâmicos. Desta forma, após a inclusão das partículas mais abundantes, incluímos todas as demais. Portanto, além das partículas integrantes do conjunto “decuplete”, foram adicionadas todas outras partículas medidas e mencionadas

na referência (6). Este novo conjunto, completo, foi nomeado como conjunto “ressonâncias”. Enfatizando: este conjunto “ressonâncias” inclui centenas de partículas, todas ressonâncias detectadas experimentalmente, não apenas as mais comuns, como as ressonâncias Δ .

O procedimento de separar as partículas em dois grupos (nossos conjuntos decuplete e ressonâncias) não é adotado por outros autores, mas a opção de não usar todas partículas é adotada frequentemente em trabalhos de modelos hadrônicos. Assim, desta forma, podemos também comparar modelos estatísticos-termodinâmicos e hadrônicos (por exemplo, o mais recente (30)). Outro ponto de interesse era verificar qual a contribuição destes principais hádrons, frente a todos produzidos. Os hádrons do “decuplete” são os mais abundantes, que deveriam impactar mais os resultados, mas não havia na literatura nenhuma informação detalhada quanto a isto em trabalhos de modelos estatísticos-termodinâmicos em estudos de íons pesados. Na sessão oportuna mostraremos os resultados pertinentes à separação destes dois conjuntos: estarão resumidas nas seguintes tabelas: 5.4 e 5.5.

Portanto, posteriormente neste trabalho, encontraremos estas duas opções de conjuntos de partículas.

3.3 Conjuntos de dados experimentais analisados

Nosso trabalho não está vinculado às grandes colaborações experimentais atuais. Desta forma a escolha dos dados experimentais analisados pode ser diferente de outras encontradas, não significando que haja qualquer deficiência no modelo, mas sim, que pode haver alguma diferença nos dados que analisamos.

Os dados que estão disponíveis não tem uma interpretação trivial para quem não participa diretamente de sua coleta. O sistema de detecção e as reconstruções dos canais são muito intrincados e contam com uma numerosa quantidade de informações.

É extremamente importante frisar que os motivos de escolha de dados podem variar muito entre os trabalhos.

Tomamos como exemplo os dados de um trabalho frequentemente citado: (61). Estas medidas foram realizadas em colisões Au+Au em $\sqrt{s}=130$ GeV.

A própria construção das razões é algo que varia conforme o tipo de estudo. Não existem medidas disponíveis para todos hádrons e de forma geral, existem algumas situações físicas de interesse que estão contidas em algumas razões que se tornam naturalmente importantes:

- proporção entre os bárions e mésons mais abundantes para definir a dominância do freeze-

out;

- razão entre káon e pión de mesma carga elétrica para comparação entre mésons com e sem carga estranha;
- razão entre π^- e π^+ para comparar a produção de cargas elétricas, e comparar decaimentos;
- hádrons estranhos e seus respectivos anti-hádrons para avaliar a produção de estranheza de carga negativa em relação à estranheza de carga positiva (estranheza e anti-estranheza);
- razões entre os bárions mais abundantes e seus respectivos anti-bárions, para sinalizar a assimetria na produção de matéria e anti-matéria, onde a matéria ordinária se apresenta como uma fase de dominação bariônica.

Os dados utilizados foram selecionados por obedecerem alguns critérios. O primeiro critério obedecido por nós foi um critério de corte geral: apenas razões de abundâncias de partículas foram usadas. Isso elimina dependências de rapidez. Este procedimento também é muito adotado entre usuários de outros métodos de cálculo similares ao nosso, como o THERMUS (51) e SHARE (52). Nos muitos trabalhos que empregam estes programas de cálculo, muitos analisam apenas razões. Procedemos da mesma forma.

Um outro critério adotado neste trabalho de tese, é que demos preferência às medidas realizadas em 4π , ou seja, em ângulo sólido, abrangendo todo volume de detecção. Embora não seja a condição ideal, quando não há dados 4π , usamos dados provenientes de faixas de rapidez diferentes, como realizado em diversos trabalhos. Mesmo assim os dados cobertos são os mais relevantes e os resultados de ajustes são bons.

Fizemos outras opções de tratamento, as quais detalharemos a seguir.

Nossos primeiros 6 conjuntos, devido à disponibilidade e clareza, foram extraídos de (134). Os três primeiros conjuntos são colisões Pb+Pb e os três últimos são colisões Au+Au. Respectivamente, estas colisões se apresentam com \sqrt{s} de 8,7; 2,3; 17,3; 62,4; 130 e 200 GeV. O conjunto Pb+Pb a $\sqrt{s} = 17,3$ GeV foi eliminado dos resultados que mencionaremos oportunamente. Esses 5 dados geraram as linhas C1 a C5 na tabela 5.1.

Os conjuntos C6, C8 e C9 da tabela 5.1 foram obtidos em (135). Estes conjuntos são para colisões simétricas. Respectivamente, os íons destas três colisões são: Si, Pb e C. Todos com $\sqrt{s} = 17,3$ GeV. Estes dados eram todos do tipo 4π .

O nosso conjunto C7 foi obtido em (62) para colisão Pb+Pb a 17,3 GeV. Este trabalho tinha mais de um experimento envolvido na sua listagem. Optamos por ajustar os dados da

NA49 frente à outras colaborações. Fizemos esta opção baseados na maior faixa de rapidez medida, que, portanto, deveria se aproximar mais da medida 4π . Não usamos as duas medidas de $2\phi/(\pi^+ + \pi^-)$. Usamos outras opções de análise de dados para este conjunto, mas a seleção dos dados mais próxima de uma situação 4π se mostrou mais adequada em termos de ajuste para a NA49.

Os conjuntos de 10 a 13 foram obtidos em (136). Estes dados foram analisados com cautela devido à falta de confiabilidade no $n_{d.o.f.}$. Estas colisões apresentam um número pequeno de razões dadas (3, 4 e 5) para 0,8; 1,0; 1,8 e 1 GeV de energia de colisão, respectivamente. A última colisão era Au+Au e as demais Ni+Ni. Os valores obtidos de χ^2 foram 11,1; 0,06; 7,6 e 6,6. O uso de outro ensemble também poderia ser feito, mas devido aos resultados serem razoavelmente comparáveis com outros que temos obtido na literatura, não foi verificada a necessidade deste tratamento. É importante ressaltar que o pequeno qui-quadrado obtido em especial para o conjunto 11 não tem natureza diferente dos outros conjuntos. Embora este conjunto tenha tido um particular ajuste bom, não pode ser interpretado como um resultado realmente confiável. Como mencionado, o número de graus de liberdade é muito pequeno para uma análise estatística com boa confiabilidade. Neste ponto os ajustes de todos modelos estatísticos-termodinâmicos não apresentam uma confiabilidade grande, devido ao fato do baixo número de graus de liberdade e a inclusão de teorias paliativas é uma solução provisória, que optamos por não incluir. Como já mencionado, os novos experimentos deverão preencher esta lacuna. Todos modelos estatísticos-termodinâmicos mantêm e analisam estes dados, pois não estes dados são os únicos que tratam de regimes de baixas temperaturas e altos potenciais químicos.

O conjunto 14 foi obtido em (137), para colisão S+S. Este conjunto foi analisado com apenas três razões, pois era único para $\sqrt{s} = 19,5$ GeV.

O conjunto 15 foi obtido em (135), com $\sqrt{s} = 17,3$ GeV e é nossa primeira colisão $p + p$ estudada. Este conjunto foi obtido em medida integrada em 4π . Optamos por incluir todas medidas ali divulgadas para razões. Não ajustamos o dado para π^- , ficando assim com um conjunto de 6 razões para ajustar. Este conjunto era composto predominantemente por partículas estranhas, fato que pode haver piorado o nosso ajuste, pois não temos parâmetros ajustáveis de estranheza. O resultado obtido nesta referência utiliza este parâmetro, obtendo ajustes melhores. Como discutido na seção 2.5, esta colisão demandaria um tratamento especial, mas optamos por analisá-la nas mesmas condições das demais para analisar a discrepância. Ou seja, foi utilizado o ensemble grande-canônico, embora um ajuste canônico pudesse ser mais adequado.

O conjunto 16 foi obtido em (61). Era o mesmo conjunto do capítulo 4, mas agora analisado de uma forma modificada: sem escalonamento e com pequenas melhoras de cálculos em relação

ao mencionado no capítulo anterior. Este resultado será confrontado com aquele obtido no capítulo anterior.

O conjunto 17 foi obtido em (49). A colisão estudada era Si+Au a $\sqrt{s} = 5,3$ GeV. Todos dados foram analisados, exceto dêuterons.

O conjunto 18 foi obtido em (138). A colisão também era Si+Au a $\sqrt{s} = 5,3$ GeV. Analisamos todos dados disponíveis neste trabalho. Este ajuste se mostrou melhor que o do conjunto anterior. Mantivemos ambos para aumentar a quantidade de dados disponíveis em \sqrt{s} menor que 10 GeV.

O conjunto 19 foi obtido em (139). Embora houvesse muitos dados disponíveis, o ajuste obtido foi muito ruim. Ocorre que estes dados estavam muito restritos, varrendo uma faixa muito restrita de detecção, longe da condição em que forneceriam bons resultados em modelos estatísticos-termodinâmicos. Este dado é o terceiro que temos para Au+Au a $\sqrt{s} = 130$ GeV.

O conjunto 20 (C20), obtido em (140), apresentava dados para colisão Au+Au em $\sqrt{s} = 2,59$ GeV. Apesar de não ter um ajuste muito bom, foi mantido, para aumentar a quantidade de dados nesta faixa de energia. Este conjunto era uma compilação de dados com diferentes tratamentos de decaimentos. Usamos apenas os dados que tinham um mesmo tratamento que o nosso. Desta forma, restringimos muito o número de dados e obtivemos um ajuste pior.

O conjunto 21 foi obtido em (64). Novamente, outro conjunto, parecido com o C20 foi divulgado. Analisamos este conjunto, obtendo resultados excelentes de ajuste, ainda melhores que os dois anteriores para colisão Au+Au a $\sqrt{s} = 130$ GeV. Este conjunto continha 7 hádrons não-estranhos, 11 estranhos e $n_{d.o.f.}=7$. Aparentemente, isso indica que conforme a energia da colisão aumenta, o nosso tratamento de estranheza se torna mais adequado.

Assim sendo, a partir deste capítulo descreveremos nossos resultados.

4 *Escalonamento do conjunto “decuplete”*

Os modelos estatísticos-termodinâmicos em si não têm dinâmica própria. As partículas manifestam apenas um ingrediente cinemático através das distribuições estatísticas de FD e BE. Na verdade, quando apresentamos este modelo no capítulo anterior, havia apenas uma dinâmica marginal, simulada através do volume excludente. Os bárions e os mésons podem ser tratados como tendo uma repulsão de curto alcance, através da restrição de seu espaço de fase. Em nosso trabalho, avaliaremos o efeito de tal volume excludente apenas no capítulo seguinte.

Não ter dinâmica própria num modelo de física nuclear, apesar de simplificar muito as coisas, não é de todo adequado. A razão é que os modelos mais realistas têm dinâmica proveniente das interações bárion-bárion que são intermediadas por mésons, para quaisquer interações que se deseja modelar. Assim, uma fenomenologia simples de física nuclear indica que as massas dos hádrons podem adquirir efeitos significativos do meio, mudando seu valor de massa de repouso e tendo significado apenas como massa efetiva, em regimes extremos de temperatura e densidade. Isto é válido tanto para os modelos hadrônicos mais simples (31, 32) quanto para um mais sofisticado (29, 30). Para baixas temperaturas e densidades as massas bariônicas mudam enquanto as massas mesônicas se mantêm constantes; para altas temperaturas e densidades modificam-se tanto as massas dos bárions quanto a dos mésons.

O modelo de Walecka (141) é baseado em teoria quântica de campos e pressupõe que os graus de liberdade do sistema sejam bárions e mésons. Os mésons que intermediam a interação bárion-bárion são o méson escalar σ que tem caráter atrativo e o méson ω que simula a interação repulsiva. Em sua versão de campo médio, o campo escalar mesônico modifica a massa dos bárions e o campo bariônico é a fonte das densidades escalares e vetoriais. Estas últimas, também são chamadas de densidades bariônicas. No modelo térmico, não há densidades escalares propriamente ditas, como rigorosamente definidas na teoria quântica de campos.

Como uma primeira aplicação de nosso modelo estatístico-termodinâmico usamos apenas o que definimos como conjunto “decuplete” na seção 3.2, apenas para a colisão Au+Au a 130

Tabela 4.1: Primeira linha: algumas grandezas termodinâmicas calculadas pelo nosso modelo para valores de massas efetivas extraídas da referência (29). Demais linhas: as três opções de cálculo de (29). Todas as grandezas estão dadas em MeV exceto o raio da fireball, R_{fb} dado em fm, a densidade de hádrons total, n_{had} , dada em fm^{-3} e E/A , que é a energia por partícula, dada em GeV. Nosso valor de ajuste, com asterisco, é dado em $\chi^2_{d.o.f.}$.

	χ^2	T	μ_b	μ_s	R_{fb}	n_{had}	$\langle m \rangle$	E/A
Nosso	1,37*	135,7	23,4	2,8	23,4	0,15	433,2	0,714
CI	5,5	170,8	48,3	-	0,66	0,66	-	1,053
CII	5,7	155,0	54,6	-	0,38	0,38	-	0,937
CIII	5,4	153,3	51,0	-	0,35	0,35	-	0,931

GeV.

Nosso modelo de forma pura apresentou resultados bastante sofríveis para este primeiro conjunto de razões estudadas, refletidos em um valor também sofrível do qui-quadrado, de $\chi^2_{d.o.f.} = 5,4$.

Para nosso mesmo sistema denominado decuplo, ajustes bem melhores foram obtidos através do modelo σ - ω quiral SU(3) (29), que como já mencionamos anteriormente, tem sua dinâmica expressamente implementada através de acoplamentos méson-bárion, méson-méson, além de vários ingredientes da própria QCD, através do uso de massas escalonadas. Neste modelo há uma predição de que as massas de alguns bárions e de alguns mésons sejam modificadas pelo próprio meio. Por exemplo, na referência citada, é indicado que $m_N^* \approx 0,85m_N$, $m_\Lambda^* \approx 0,91m_\Lambda$, $m_\Delta^* \approx 0,87m_\Delta$, $m_\pi^* \approx 1,1m_\pi$, $m_K^* \approx 1,05m_K$, $m_{K^*}^* \approx 0,95m_{K^*}$. Esclarecendo, m_N representa os nucleons e não ressonâncias também conhecidas como N , de massa muito maior, que não são parte do nosso conjunto decuplo. As massas sem asteriscos são as massas sem escalonamento e as massas com asteriscos são massas escalonadas, ou seja, massas alteradas por efeitos do meio.

Neste ponto, uma pergunta se faz natural. O que aconteceria com nossos resultados caso usássemos essas massas acima em vez das massas de repouso que usamos anteriormente? A resposta à esta pergunta está indicada através da tabela 4.1.

A melhora no ajuste dos dados ficou evidente ao se utilizar as massas efetivas em vez de massas nuas. Isto depreende-se naturalmente pela comparação dos valores de qui-quadrados antes e depois da mudança de massa efetuada. O $\chi^2_{d.o.f.}$ prontamente diminuiu de 5,40 para 1,37. Ressalte-se neste ponto que a única mudança que efetuamos foi introduzir os valores das massas efetivas obtidas na referência (29) na equação que define as densidades.

Nossa análise pode ser ainda mais ampliada caso busquemos os menores valores de qui-quadrados com escalonamento arbitrário de massas. Na verdade, este estudo já havia sido feito

anteriormente na referência (41). No trabalho (41) foi usado um modelo estatístico-termodinâmico onde se escalonaram as massas hadrônicas de forma limitada e que foi ampliada nesta tese. Este nosso trabalho específico sobre escalonamento de massa está também detalhado na referência (40), de nossa autoria, onde mostramos a diferença entre as duas abordagens.

No que segue, neste capítulo, usamos a inspiração da importância da variação de massas para obter melhores ajustes e generalizamos nosso estudo. Quantitativamente, analisamos o caso no qual as massas bariônicas e mesônicas pudessem variar da seguinte forma,

$$m_M^* = x_M m_M \quad , \quad m_B^* = x_B m_B \quad (4.1)$$

onde x_M e x_B representam os fatores de escalonamento de mésons e de bárions respectivamente.

Fixamos também alguns valores para a variação de massas bariônicas, $x_B = 1,0; 0,95; 0,90; 0,85$ e $0,8$, antes de encontrar os conjuntos (T, μ_b) que melhor ajustassem as razões hadrônicas mencionadas. Nossos resultados serão apresentados de forma unificada para as escalas fixadas acima em função de uma variação mais ampla das massas de mésons.

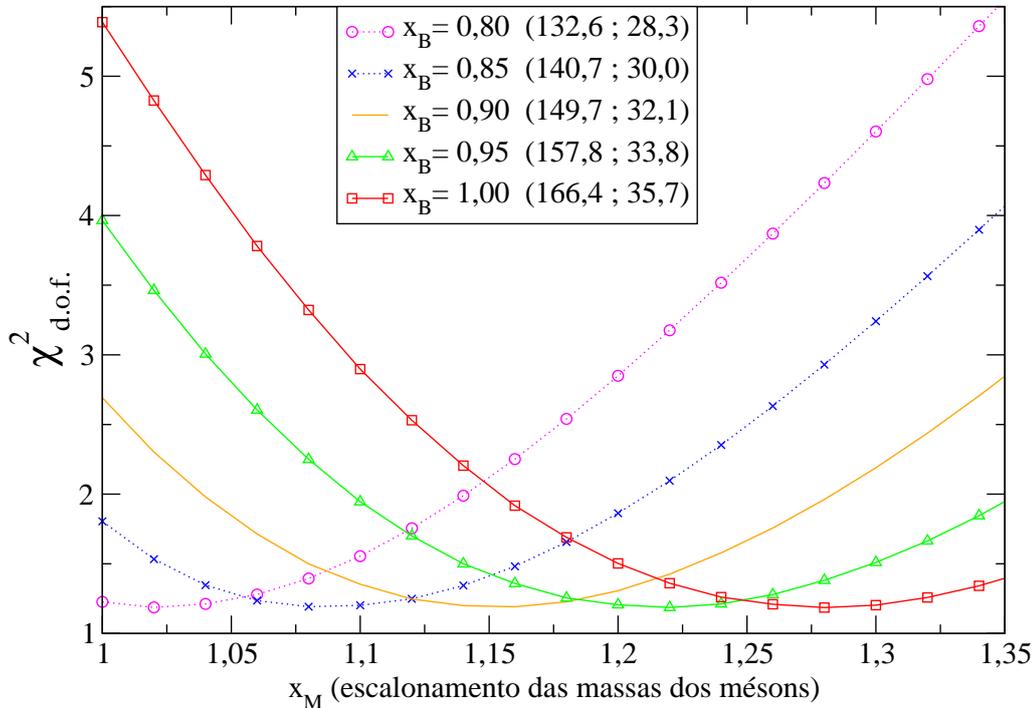


Figura 4.1: Nossos resultados para escalonamento de massas (40). Os valores correspondentes entre parênteses representam, respectivamente, a temperatura e o potencial bariquímico obtidos no ajuste, ambos dados em MeV.

Como resultado, verificamos que, de fato, um adequado escalonamento de massas altera o

ajuste das medidas. Para razões específicas de nossa proposta de escalonamento, há mínimos bastante visíveis na figura 4.1. Os pontos de mínimo correspondentes aos melhores valores de ajustes, se dão para $x_M/x_B \approx 1,28$. Esta razão, para diferentes escalonamentos, gera os melhores ajustes no teste de qui-quadrado, como pode ser visto na figura 4.1.

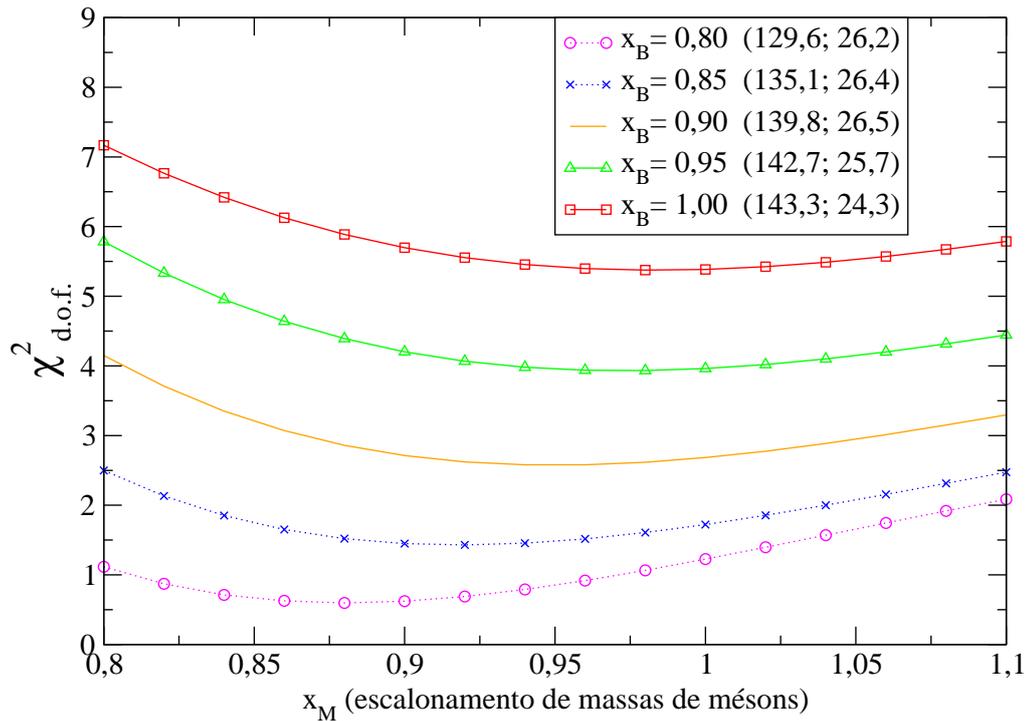


Figura 4.2: Nossos resultados para escalonamento de massas (40), excetuando mésons de Goldstone, da mesma forma que em (41). Demais detalhes, similares aos da figura 4.1.

Uma outra aplicação que fizemos ainda para verificar o efeito do escalonamento das massas hadrônicas é puramente comparativa, já que na referência (41) escalonamentos foram feitos excluindo-se os bósons de Goldstone por razões alegadas de restauração de simetria quiral. Tal alegação não se justifica de forma plena, visto que estas massas não vão a zero enquanto as outras são escalonadas. Isto ficou bastante claro no modelo σ - ω SU(3) quiral (29), onde tais massas dos bósons de Goldstone não atingiram qualquer limite quiral. Mesmo assim, para ilustrar apresentamos nossos escalonamentos em comparação na figura 4.2, bastante similar à apresentada na referência (41).

Embora tenha sido verificado ser possível melhorar o ajuste com o escalonamento de massas, verificamos que os diversos escalonamentos apresentam mínimos parecidos. Desta forma cabe uma outra comparação mais detalhada para escolher qual seria o melhor ajuste de T e μ_b .

Para obter os critérios de seleção do melhor escalonamento, as informações contidas nas

tabelas 4.2 e 4.3 são de grande valia.

Analisando os resultados mais detalhadamente, verifica-se que algumas grandezas são muito suscetíveis às mudanças de massas. Estes são os casos de n_{had} , $n_{b+\bar{b}}$, R_{fb} , $\langle m \rangle$ e E/A . Estas grandezas são, respectivamente: a densidade hadrônica total, densidade bariônica total, incluindo anti-bárions, raio da fireball, massa térmica média das partículas e energia média por partícula. Para estes dois últimos certamente não há dados experimentais, mas apenas uma conjectura como mencionaremos na equação 4.3 e que nosso modelo apresentou nesta seção como correlacionadas, de acordo com a figura 4.3. Restariam as demais, que não são tão bem descritas, visto que envolvem sempre uma fixação de parametrização dependente de modelo e que dependem de \sqrt{s} , como por exemplo o caso de $n_{b+\bar{b}}$ ou s/T^3 ou E/A , discutido em (142). As razões de número de hádrons, e mais recentemente, a densidade de partículas para algumas ressonâncias (em função da centralidade e da rapidez) e ainda o volume da fireball, são grandezas detectáveis e bem descritas pelo modelo.

Tabela 4.2: Algumas grandezas termodinâmicas obtidas pelo nosso modelo. T , μ_b , μ_S e μ_{I3} são dadas em MeV. A densidade hadrônica total n_{had} e $n_{b+\bar{b}} = n_b + n_{\bar{b}}$ são dados em fm^{-3} .

x_B	x_M	$\chi_{d.o.f}^2$	T	μ_b	μ_S	μ_{I3}	n_{had}	$n_{b+\bar{b}}$
1,00	1,00	5,39	144,3	24,7	3,3	-0,39	0,19	0,017
1,10	1,41	1,18	182,3	38,9	12,9	-1,24	0,37	0,079
1,05	1,35	1,18	174,1	37,2	12,4	-1,19	0,32	0,069
1,00	1,28	1,18	165,7	35,4	11,7	-1,13	0,28	0,059
0,95	1,22	1,18	157,5	33,6	11,2	-1,08	0,24	0,051
0,90	1,16	1,19	149,3	31,9	10,7	-1,02	0,20	0,044
0,85	1,08	1,19	140,6	29,9	9,7	-0,95	0,17	0,036
0,80	1,02	1,19	132,4	28,2	9,2	-0,89	0,14	0,030

Tabela 4.3: Outras grandezas termodinâmicas obtidas usando os mesmos escalanonamentos da tabela 4.2. $\langle m \rangle$ é dado em MeV e E/A em GeV. R_{fb} é dada em fm.

x_B	x_M	n_π/n_{had}	$\langle m \rangle$	s/T^3	R_{fb}	E/A
1,00	1,00	0,526	428,8	2,98	25,9	0,731
1,10	1,41	0,516	618,8	3,01	15,0	0,996
1,05	1,35	0,516	591,4	3,01	15,7	0,952
1,00	1,28	0,515	562,3	3,02	16,5	0,905
0,95	1,22	0,516	534,9	3,01	17,3	0,861
0,90	1,16	0,517	507,5	3,00	18,3	0,816
0,85	1,08	0,514	476,0	3,03	19,5	0,767
0,80	1,02	0,515	448,6	3,02	20,7	0,723

Antes de apresentarmos mais resultados, nesta seção, definiremos a massa térmica média como sendo,

$$\langle m \rangle = \frac{\sum_i n_i m_i}{\sum_i n_i}, \quad (4.2)$$

onde i lista todos os hádrons.

Usaremos esta expressão para verificar a validade da conjectura de que a energia por partícula no regime de freeze-out é da ordem de 1 GeV (143), ou os valores próximos a 1,1 GeV, como discutido em (144). A razão que se dá para esta conjectura é a de que quando as temperaturas são baixas (em torno de 50 MeV ou um pouco mais), pouca modificação haverá nas massas dos componentes do ensemble representativo para tal modelo, de forma que aproximadamente:

$$\frac{E}{A} = \langle m \rangle + \frac{3}{2}kT. \quad (4.3)$$

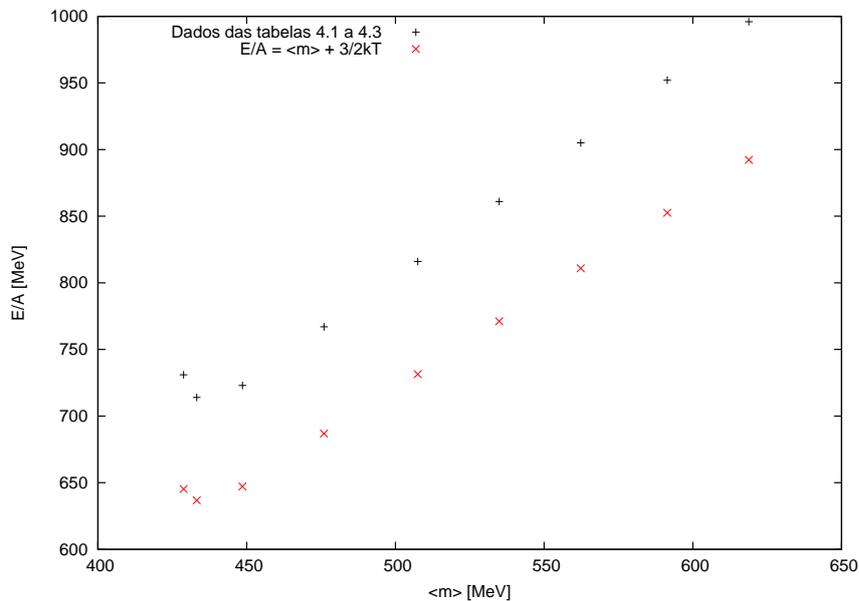


Figura 4.3: E/A em função da temperatura, ambas grandezas em MeV.

Esta conjectura, *naïf* a princípio, também se verifica em estudos dinâmicos: (145) e (146).

No caso específico de baixas temperaturas, usa-se normalmente $\langle m \rangle$ como sendo aproximadamente a massa do méson ρ , que é de cerca de 770 MeV. Assim, $\frac{3}{2}kT$ contribui com a energia cinética para se aproximar do valor de E/A conjecturado pela equação 4.3. Por outro lado, quando a temperatura aumenta, o valor médio da massa térmica dos bárions diminui pouco e as dos mésons aumenta muito, fazendo ainda com que a massa térmica ainda continue em uma faixa elevada, de forma que a expressão 4.3 ainda seja mantida. A relação entre tal massa térmica e a energia por partícula está na última coluna da tabela 4.3, em função do escalonamento de massas.

Como caso particular, anteriormente, havíamos visto as partículas do “decuplo” variando

de forma específica de acordo com a prescrição do modelo dinâmico (29).

Nosso modelo ainda sem escalonamento, descrito nas primeiras linhas das tabelas 4.2 e 4.3, praticamente reproduz os resultados de modelos hadrônicos não-lineares que contém uma certa dinâmica, basicamente fornecida por acoplamentos méson-bárion e auto-acoplamentos não-lineares do méson σ (31). Isto é, a dinâmica contida nos modelos tipo Walecka não-linear pouco acrescenta ao modelo estatístico-termodinâmico, despido de dinâmica relevante. Uma razão importante para isso deve-se à pouca repulsão remanescente quando os modelos hadrônicos discutidos neste parágrafo são utilizados em altas temperaturas.

Como podemos verificar, apesar de uma grande variação tanto do potencial químico quanto da temperatura que melhor ajustam os modelos, os valores de n_π/n_{had} e s/T^3 permanecem praticamente os mesmos. A entropia é um forte indicador de transição de fase e neste sentido há uma concordância importante entre modelos hadrônicos e modelos estatísticos-termodinâmicos, sinalizando ser algo independente de modelo. Outras grandezas, não apresentadas nas tabelas, como ε/T^4 e ε/P , são também aproximadamente constantes e iguais a 2,5 e 5,4 respectivamente.

Sabemos que nosso modelo escalonado nas massas hadrônicas aqui apresentado está restrito às ressonâncias e partículas que chamamos de decuplete. Um modelo bem mais realista, posto que tem dinâmica incluída, o σ - ω SU(3) quiral (29) também utiliza o decuplete como conjunto básico.

Apenas como exemplo e para comparação com os dados de nossas tabelas anteriores, apresentamos algumas de suas grandezas calculadas em três diferentes parametrizações, chamadas de CI, CII e CIII. Estas parametrizações visam verificar se o modelo hadrônico apresenta, ou não, transição de fase de primeira ordem para altas temperaturas. CI considera os hádrons do decuplete bariônico como livres, CII e CIII incluem também o decuplete de anti-bárions como fonte para as equações para o campo dos mésons. CII e CIII diferem por uma quebra explícita de simetria adicional para as ressonâncias bariônicas ao longo da direção da hipercarga, contida em CII e não em CIII. Veja a tabela 4.4. Relembrando, o escalonamento é particular daquele trabalho, já discutido anteriormente.

Nossos melhores valores de escalonamento apresentam resultados de grandezas físicas compatíveis como aqueles obtidos nos modelos CI, CII e CIII.

Antes de finalizar este capítulo é importante ressaltar que o efeito do volume excludente não foi utilizado. Tal efeito não seria representativo para o ajuste das razões. Nas razões, o efeito do volume excludente do numerador praticamente cancela o mesmo efeito do denominador. No entanto, este não seria o caso do cálculo das grandezas termodinâmicas em si. Como vere-

Tabela 4.4: Resultados extraídos de (29), para eventual comparação com os nossos. Algumas unidades são as mesmas de nossas tabelas 4.2 e 4.3. As demais são P e E dadas em $\text{MeV}\cdot\text{fm}^{-3}$.

Modelo	T	P	ϵ	ϵ/P	ϵ/T^4	P/T^4	$n_{b+\bar{b}}$	S/A
CI	170,8	108	695	6,43	6,27	0,98	0,15	157
CII	155,0	55	356	6,47	4,73	0,73	0,08	164
CIII	153,3	51	326	6,39	4,53	0,71	0,07	177

mos adiante, no próximo capítulo, quando ampliamos nosso ensemble de hádrons para cerca de 360 partículas, este estudo mostrará que grandezas termodinâmicas tais quais a densidade, entropia, pressão e densidade de energia poderão ser bastante modificadas pela inclusão do volume excludente. Esclarecemos que algum dos tipos de escalonamento que verificamos quando combinado com algumas propostas de volume excludente poderiam selecionar um certo escalonamento proposto, de forma mais refinada, obtendo os resultados de modelos mais realistas.

Ainda é conveniente ressaltar que, neste capítulo, não utilizamos a realimentação de qualquer ressonância do “decuplete”, como na seção 2.3, nem larguras de decaimento de Breit-Wigner, nem geometria relativística, nem efeitos de volume finito, como explicado na seção 3.1.

Partimos deste modelo rudimentar, comparamos com outros de natureza diferente e obtivemos as primeiras tendências de comportamento do sistema. A partir disto, sucessivas modificações foram inseridas e o nosso modelo foi ampliado. Os resultados dessa ampliação estão no capítulo seguinte.

5 *Resultados referentes às colisões centrais*

5.1 Breve discussão de aspectos teóricos deste tipo de colisão

A partir desta seção, apresentaremos as características geométricas, ou centralidade, da colisão, para o caso mais simples: as colisões centrais. No capítulo seguinte serão discutidas as colisões periféricas.

As flutuações no número de nucleons participantes da colisão exibem a contribuição dominante às flutuações das multiplicidades dos hádrons. Segundo os modelos estatísticos-termodinâmicos, as flutuações no número de nucleons participantes correspondem às flutuações de volume causadas pelas variações na geometria da colisão. As multiplicidades hadrônicas médias, no limite de grandes volumes, são proporcionais ao volume. Desta forma, flutuações no volume se refletem diretamente numa alteração das flutuações das multiplicidades (147–149).

Isto posto, uma comparação entre dados experimentais e predições feitas através de modelos estatísticos deveria ser coerente com o número de nucleons que efetivamente participou da colisão.

Todas as colisões estudadas até aqui eram colisões centrais. É importante frisar que dados de experimentos mais antigos não eram apresentados em função dos parâmetros de impacto das colisões. Portanto estes resultados são mais recentes.

De forma um pouco menos rigorosa, é bastante razoável supor que as colisões centrais tenham todos nucleons envolvidos e participando efetivamente da criação de uma fireball que contenha muitos estados excitados, até mesmo suficientes para criar estranheza e outros sabores ainda mais pesados.

Considerando que o modelo estatístico-termodinâmico tem as medidas de populações de partículas como único e realista dado de entrada, é importante tecer alguns comentários concernentes às medidas de centralidade, que se seguem.

Experimentos do tipo alvo-fixado não têm configuração totalmente adequada para detectores tomarem medidas de centralidade, fazendo isto de maneira aproximada, por exemplo: NA49 do CERN. Ali, isto é realizado num calorímetro, chamado de calorímetro de Veto. Como o número de bárions se conserva, o número de participantes mais o número de espectadores também se conserva. Mas a energia dos espectadores também acaba sendo detectada e alterando o que seria detectado pelo calorímetro como proveniente apenas dos participantes efetivos da colisão (150, 151).

Medidas mais recentes permitem avaliar as colisões em função do parâmetro de impacto, assunto que será tratado no próximo capítulo.

Outra questão comum se refere à rapidez (*rapidity*) das partículas. As medidas fornecidas não são uniformes quanto à rapidez. Por exemplo, em (61), as medidas ajustadas apresentam rapidezzes diferentes para cada dado, ou seja, não integram todo o volume de detecção, apenas uma faixa. Algumas medidas são feitas em 4π , ou seja varrendo todo ângulo sólido, contabilizando todos hádrons produzidos na reação, medidos em todas direções. Com o surgimento de detectores melhores, a tendência é que os dados sejam disponibilizados em 4π , mas isso não ocorre hoje e nem ocorria no passado, obrigatoriamente. Desta forma, os estudos de modelos estatísticos-termodinâmicos realizados, costumam não contabilizar toda faixa de rapidez. Isto é feito de forma usual. Procedemos desta forma nesta tese. Esta questão foi recentemente comentada na referência (152), comparando medidas de “midrapidity”, que é um valor particular de rapidez, com medidas 4π para dados do AGS. Além disso, ali existe uma menção concreta aos experimentos NICA e FAIR, que trabalharão na direção de resolver estas discrepâncias, visto que usar diferentes valores de rapidezzes implica na obtenção de diferentes valores de temperaturas de freeze-out (59).

Ainda sobre a questão da rapidez, vale lembrar que neste trabalho, assim como em muitos outros, o uso de razões elimina esta dependência de rapidez. Esta observação é muito relevante.

Alguns conjuntos divulgados medem a produção de dêuterons, mas nós não levamos sua contribuição em conta neste trabalho.

Usamos no nosso modelo as larguras de ressonância tipo Breit-Wigner (BW). No entanto, observamos que estas, além de uma complicação perfeitamente tratável numericamente, apresentaram pequenas modificações para o resultado final. De forma que, nesta tese, e sem qualquer perda de generalidade, nossos resultados serão apresentados sem tais contribuições. Esta situação também foi relatada em (41). No capítulo 6, comparamos resultados com os nossos, com o THERMUS usando tais larguras, nas figuras 6.2, 6.3 e 6.4, mas em função da centralidade, que não será tratada neste capítulo. Novamente, ali se verifica que a inclusão de largura

pouco afeta os resultados.

Com relação ao capítulo anterior, há algumas modificações que são importantes mencionar:

- O conjunto de hádrons é enormemente aumentado para cerca de trezentas e sessenta partículas e anti-partículas. Isto porque incluímos todas as ressonâncias com massas de repouso de até 2 GeV, como listadas nas tabelas A.2 e A.3.
- Incluímos também correções nos integrandos das grandezas termodinâmicas que restringem grande valores de comprimentos de onda (em outras palavras, valores de *momenta* na região do infra-vermelho). Veja seção 3.1.
- Para cada hádron mais leve proveniente de decaimentos de hádrons mais pesados, admitimos que o tempo de reação e a região do freeze-out ofereceram condições para tais decaimentos. Os decaimentos explicados na seção 2.3 estão presentes, como ali descritos.
- Neste modelo mais amplo não será feito qualquer escalonamento.
- Em vez de apenas uma colisão, como no caso do capítulo anterior, Au+Au, $\sqrt{s}=130$ GeV, incluiremos neste capítulo uma diversidade de outras colisões em diferentes faixas de energia. Na próxima seção descreveremos detalhadamente cada uma delas.

5.2 Resultados para 21 colisões centrais

Os resultados referentes a estes 21 conjuntos listados estarão relacionados na tabela 5.1 e representam nossos ajustes que serão utilizados como base para a discussão de resultados na próxima sessão.

Pela tabela 5.1 pode-se observar que alguns ajustes são muito ruins, com valores de qui-quadrado muito acima de 1, mas mesmo assim ainda mantidos, por não haver outros dados e os dados disponíveis não serem suficientes para um ajuste estatístico, comprovado pelo fato de que ajustes com outros modelos também revelaram ajustes melhores apenas devido ao uso de outros artifícios, como outros ensembles e parâmetros adicionais.

Conjunto	$T(\text{MeV})$	$\mu_b(\text{MeV})$	$\chi_{d.o.f.}^2$	$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Íons
C1	140,0	357,3	9,179	8,7	Pb+Pb
C2	137,5	256,0	6,122	12,3	Pb+Pb
C3	157,2	68,7	1,478	62,4	Au+Au
C4	157,6	30,3	1,375	130,0	Au+Au
C5	154,0	21,3	1,553	200,0	Au+Au
C6	152,6	271,9	4,976	17,3	Si+Si
C7	157,4	215,4	2,917	17,3	Pb+Pb
C8	147,4	287,2	1,798	17,3	Pb+Pb
C9	155,0	285,2	5,667	17,3	C+C
C10	25,6	787,1	11,109	2,24	Ni+Ni
C11	29,6	772,9	0,061	2,32	Ni+Ni
C12	44,4	710,7	7,632	2,62	Ni+Ni
C13	32,8	786,6	6,568	2,32	Au+Au
C14	151,5	201,7	1,306	19,5	S+S
C15	145,2	227,4	4,118	17,3	p+p
C16	177,7	41,9	0,857	130,0	Au+Au
C17	103,3	498,2	12,386	5,3	Si+Au
C18	120,1	494,6	7,300	5,3	Si+Au
C19	151,3	26,5	4,430	130,0	Au+Au
C20	32,5	781,9	3,307	2,59	Au+Au
C21	177,0	46,4	0,698	130,0	Au+Au

Tabela 5.1: Resultados obtidos para os 21 conjuntos explicados na seção 3.3. Aqui estão resumidas apenas as características mais importantes das colisões. A segunda e terceira colunas dão o par T e μ_b de melhor ajuste. A quarta coluna fornece os valores de qui-quadrado, com valores visivelmente afetados para valores pequenos de \sqrt{s} , dados na quinta coluna. Para $\sqrt{s} = 17,3$ GeV existem 5 valores provenientes de diferentes projéteis. Estes 5 valores serão mantidos durante todos resultados, para verificar a discrepância entre diferentes tamanhos de sistemas de colisões em mesmo \sqrt{s} . Outros valores também foram mantidos para avaliarmos discrepâncias em medidas similares.

Como veremos na próxima sessão, nossos ajustes para temperatura são razoáveis, enquanto que para μ_b são muito bons e dentro da faixa de variação de todos modelos similares.

Cabe chamar a atenção aqui, para dois aspectos importantes:

- Procedimento Numérico: Uma vez que nosso modelo tem dois parâmetros livres, T e μ_b , o melhor ajuste é feito através da busca pelo menor valor para o qui-quadrado $\chi_{d.o.f.}^2$. Seu valor será tanto mais preciso quanto menores forem os passos que se efetuam na variação de (T, μ_b) .
- Barras de Erro: Na tabela 5.1 não estão colocadas nossas barras de erro para os parâmetros ajustados (T, μ_b) . Esta parte do trabalho, importante para uma comparação final entre nossos modelos, outros modelos e as medidas, ainda está incompleta, mas adianta-

	$T_{\text{mín}}$	T_b melhor ajuste	$T_{\text{máx}}$	$\mu_{b\text{mín}}$	μ_b melhor ajuste	$\mu_{b\text{máx}}$	$\sqrt{s}(\text{GeV})$
C1	133	140,0	147	333	357,3	383	8,7
C2	131	137,5	144	240	256,0	273	12,3
C3	154	157,1	160	65	68,7	72	62,4
C4	157	157,6	158	26	30,3	34	130

Tabela 5.2: Barra de erro preliminar para os quatro primeiros conjuntos estudados. Aqui pode ser verificada a redução da barra de erro com o aumento de \sqrt{s} . A barra de erro foi gerada para intervalos de 1 MeV, de forma diferente do mínimo ajuste, obtido para 0,1 MeV.

mos aqui nossas barras de erro para quatro conjuntos relacionados na tabela 5.2. Nossa análise baseou-se em considerar como aceitáveis todos valores para o par (T, μ_b) que satisfizessem:

$$\chi_{d.o.f.}^{\prime 2} < \chi_{d.o.f.}^2 \left[1 + \frac{1}{n_{d.o.f.}} \right]. \quad (5.1)$$

Na procura das barras de erro utilizamos passos de 1 MeV, fato este que gerou nossos valores mínimo e máximo da tabela 5.2 como números inteiros. Evidentemente uma procura mais detalhada, com passos de 0,1 MeV, se fará necessária.

Destes quatro valores preliminares uma informação importante pode ser verificada: conforme \sqrt{s} aumenta, a barra de erro diminui consideravelmente.

Para o conjunto C21, por exemplo, temos um valor de temperatura de 177 MeV. Outros trabalhos obtiveram temperaturas de 165, 174 e 190 MeV, nas referências (61, 64, 153), respectivamente. Como indicado em (64), todos estes valores estão dentro da barra de erros.

Na tabela 5.1 mostramos os principais resultados obtidos com o nosso ajuste, sem proceder uma discussão detalhada, a ser realizada agora.

O maior objetivo ao se estudar um grande conjunto de reações com seus respectivos ajustes é observar se há alguma sistemática que unifique seu comportamento. Caso tal comportamento exista, abre-se um caminho para que o modelo faça previsões, tais como (142, 154, 155).

As grandezas relevantes para a unificação dos resultados certamente serão a temperatura T e o potencial químico bariônico μ_b , que são as grandezas fornecidas pelo melhor ajuste possível. Uma outra grandeza relevante é a energia disponível para que a reação ocorra, no CM, \sqrt{s} .

Já existem parametrizações propostas. Para T existem dois tipos analíticos:

- Proposta em (142):

$$T(\mu_b) = a - b\mu_b^2 - c\mu_b^4, \quad (5.2)$$

com dependência no potencial químico;

Autoria	a	b	$c(\text{MeV})$	$d(\text{GeV}^{-1})$
Própria	3,23	0,45	1228	0,253
(157)	2,60	0,45	1303	0,286
(142)	-	-	1308	0,273
(35)	-	-	1303	0,273

Tabela 5.3: Parâmetros propostos por diversos autores (discutidos detalhadamente no texto). a e b são parâmetros de temperatura, c e d , de potencial químico.

- Proposta em (156):

$$T(\sqrt{s}) = T = T_{lim} \frac{1}{1 + \exp(a) - \ln(\sqrt{s_{NN}}(\text{GeV})/b)} \quad (5.3)$$

com $T_{lim} = 164 \text{ MeV}$ (157), sendo a temperatura limite, a temperatura do modelo de Hagedorn, que é saturada quanto à inclusão de infinitas ressonâncias (45), como mencionado no início do capítulo 2.1. É importante notar que esta última tem a dependência em \sqrt{s} , e, portanto, relação direta com a reação, não mais passando pelo potencial químico, que também é um parâmetro ajustável.

Para o μ_b apenas uma forma analítica foi adotada, já em função de \sqrt{s} :

$$\mu_b = \frac{c}{1 + d\sqrt{s_{NN}}(\text{GeV})}. \quad (5.4)$$

Procedendo de forma similar, obtivemos nossos próprios parâmetros. Assim sendo, na tabela 5.3, apresentamos os valores de (35, 142, 157), juntamente com os nossos. Lembrando que as duas primeiras linhas da tabela 5.3 são similares: usamos as formas analíticas similares à (157), e as duas últimas linhas mantêm a parametrização da temperatura em função de μ_b , portanto comparamos apenas os parâmetros de ajuste do potencial químico.

Mesmo tendo nossos próprios valores de parâmetros, a parametrização dada por (157) foi adotada por nós nesta seção para comparação com nossos próprios ajustes e estão representadas nas figuras 5.1, 5.2 e 5.3, devidamente identificadas. A parametrização está nas referências indicadas na figura, de Andronic *et al* (111, 156).

Como mencionado, nosso modelo tem algumas diferenças em relação aos demais. Visto que enquanto utilizamos o ensemble grande-canônico em todas as faixas de energia, tendo como vínculo as leis de conservação descritas no capítulo 2, outros usam outros ensembles e diferentes tratamento de estranheza e ainda outros vínculos. Por exemplo, o parâmetro de subsaturação de estranheza. Também são usados outros vínculos, como fixação de $n_b + n_{\bar{b}} \approx 0,12 \text{ fm}^{-3}$, $E/A=1 \text{ GeV}$, $s/T^3 \approx 7$ (142, 158), (ou igual a 5, para dois sabores).

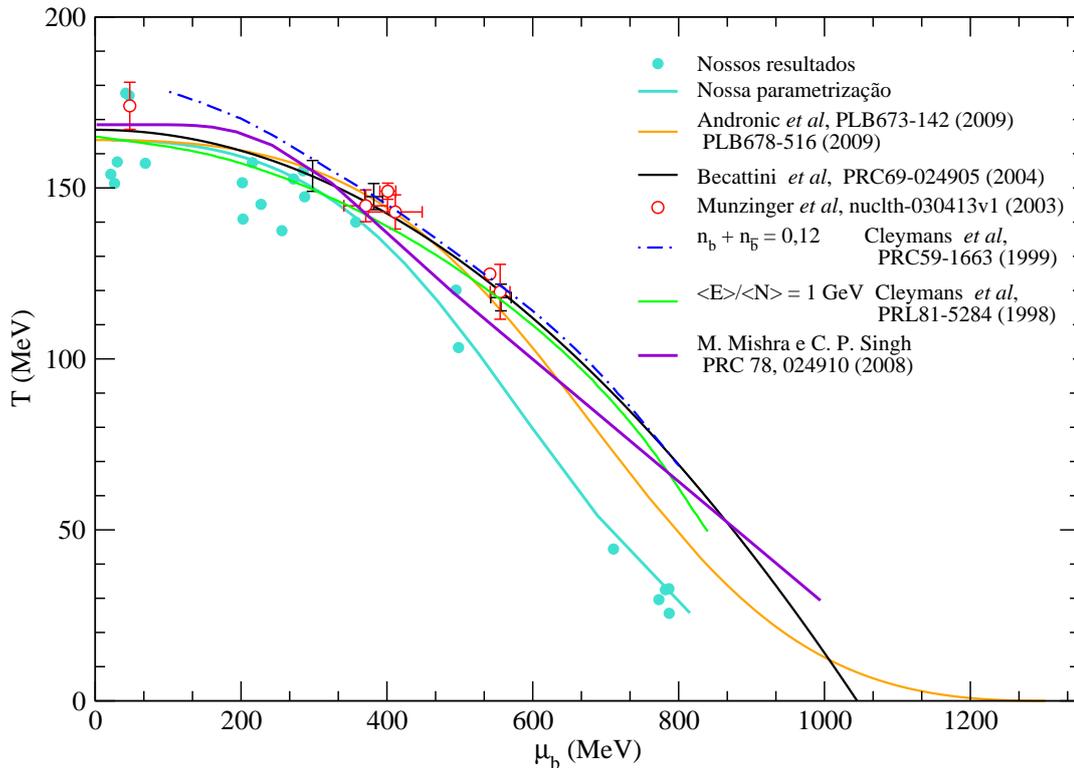


Figura 5.1: Temperatura em função do potencial químico bariônico. Diversos modelos estão elencados.

Os pontos obtidos pelo nosso modelo na figura 5.1 são apresentados em conjunto com outras curvas previamente divulgadas na literatura (100, 111, 143, 156, 159, 160). Pelo que se observa nas figuras 5.2 e 5.3, nossos ajustes da temperatura desviam-se mais daqueles modelos do que os ajustes feitos para o potencial bariônico, mas ambos são muito próximos do ajuste proposto.

Um outro aspecto relevante na apresentação de nossos resultados é que para uma mesma \sqrt{s} , diferentes resultados experimentais aparecem. Uma boa opção seria tratar todos os dados que dizem respeito a um mesmo valor de \sqrt{s} em conjunto, com suas diferentes colisões e fazer um único tratamento estatístico. Isto terá que ser feito posteriormente. Assim, por enquanto, conviveremos com linhas de pontos para um mesmo valor de \sqrt{s} , notadamente nas energias $\sqrt{s}=17,3$ e 130 GeV. Isto torna possível comparar experimentos de maneira individual frente aos modelos e medidas, considerando os efeitos do tamanho do volume do sistema, já discutidos em 2.5. Por exemplo, notamos uma diferença de ajuste muito relevante, comparando colisões $Pb + Pb$ com $C + C$ e $Ni + Ni$. Este resultado também é verificado de outras formas em (114), onde conclui-se que as condições de equilíbrio de estranheza não ocorrem para \sqrt{s} maiores de 5 GeV e que são colisões fortemente dependentes do tamanho do sistema.

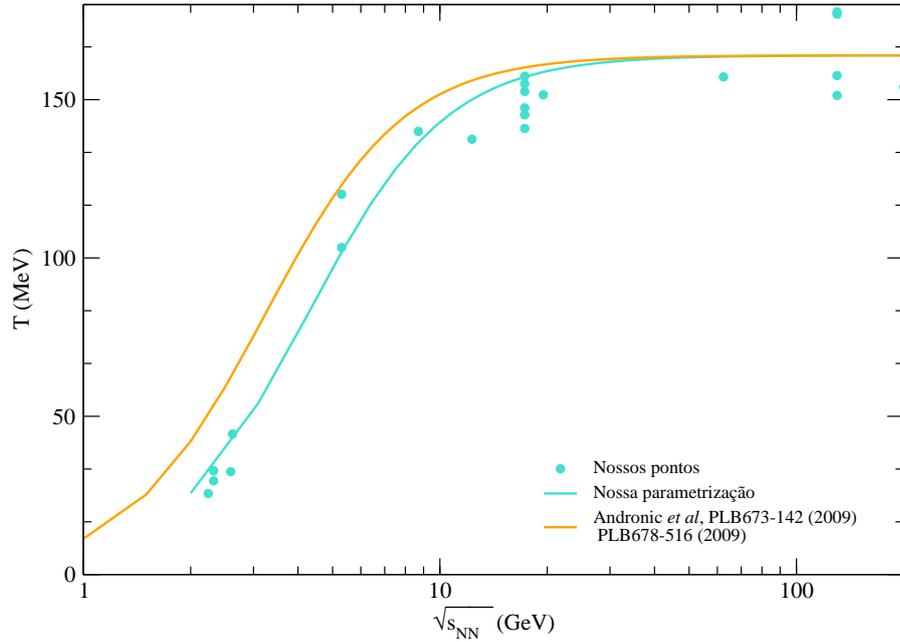


Figura 5.2: Temperatura em função da energia da colisão.

Cabe aqui a observação de que apresentaremos todos os resultados com e sem inclusão de volume excludente para hádrons. Este efeito se cancela nas razões, mas está presente nas densidades propriamente ditas.

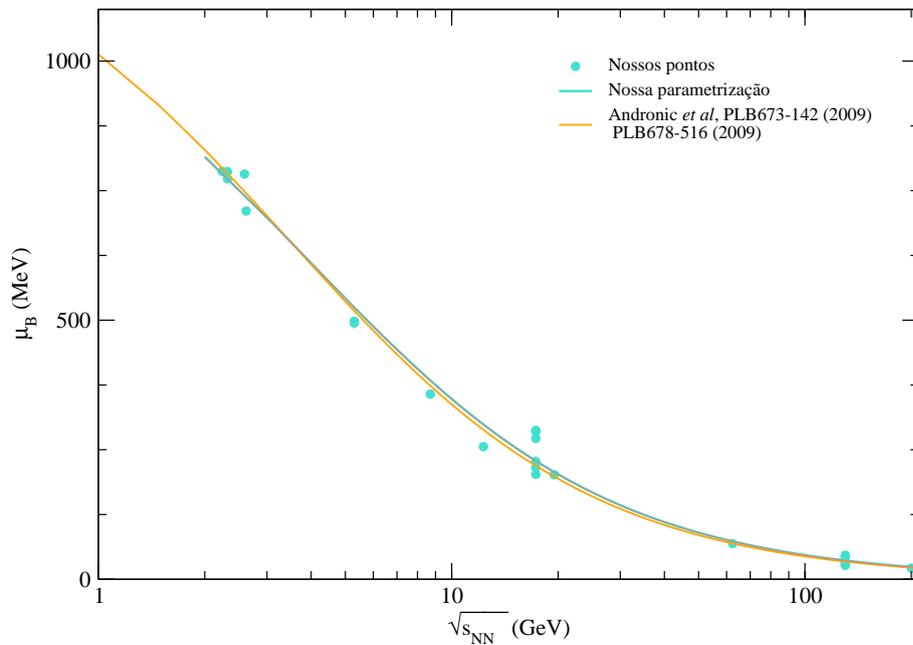


Figura 5.3: Potencial químico bariônico em função da energia da colisão.

Para as figuras seguintes r_b significa raio excludente para bárions e r_m o mesmo para mé-

sons. Usamos valores de raios excludentes arbitrários e iguais para bárions e mésons, por motivos de simplicidade. Exemplos de valores de raios excludentes podem ser encontrados em (62, 142, 161, 162). Os valores de mésons e de bárions poderiam ser arbitrariamente diferentes, assim como os valores individuais de partículas. A seguir exibiremos nossos primeiros resultados, comparando o caso ideal e o caso particular de um volume excludente de 0,3 fm para todas as partículas produzidas na fireball, bem como resultados divulgados na referência (29).

Apresentaremos as razões das seguintes populações de hadrons: \bar{p}/p , π^-/π^+ , $\bar{\Lambda}/\Lambda$, em função da temperatura. Estes dados são apresentados nas figuras 5.4, 5.5 e 5.6. Incluímos nestas figuras também razões obtidas por um modelo, com dinâmica própria, mencionado no capítulo anterior, diferentes parametrizações, CI, CII e CIII para a colisão Au+Au em $\sqrt{s} = 130$ GeV (29). Por motivos práticos, vale a pena lembrar que em razões os efeitos de volume excludente se cancelam e os pontos serão superpostos.

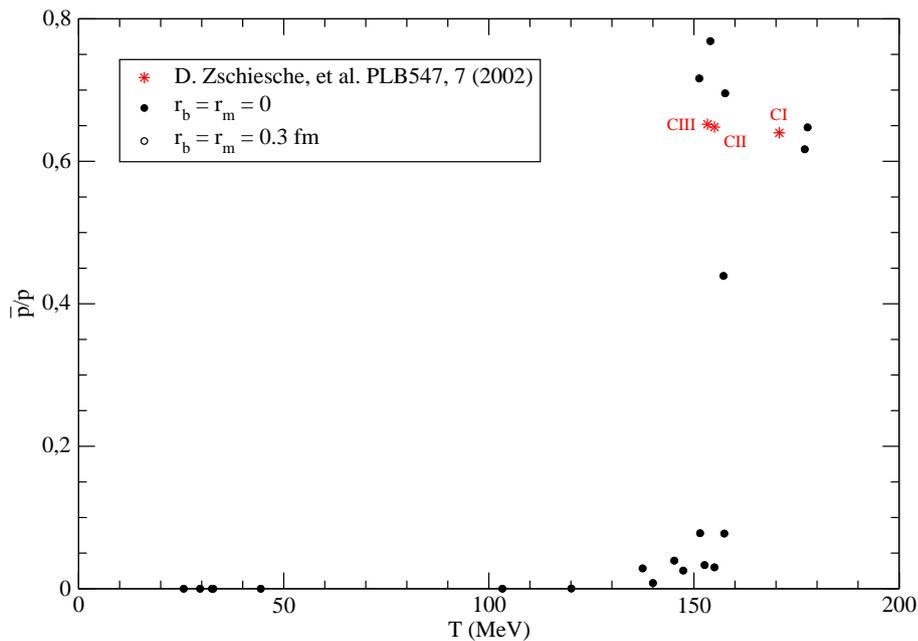


Figura 5.4: Razão entre anti-próton e próton, mostrando o aumento da produção de anti-bárions em função da temperatura.

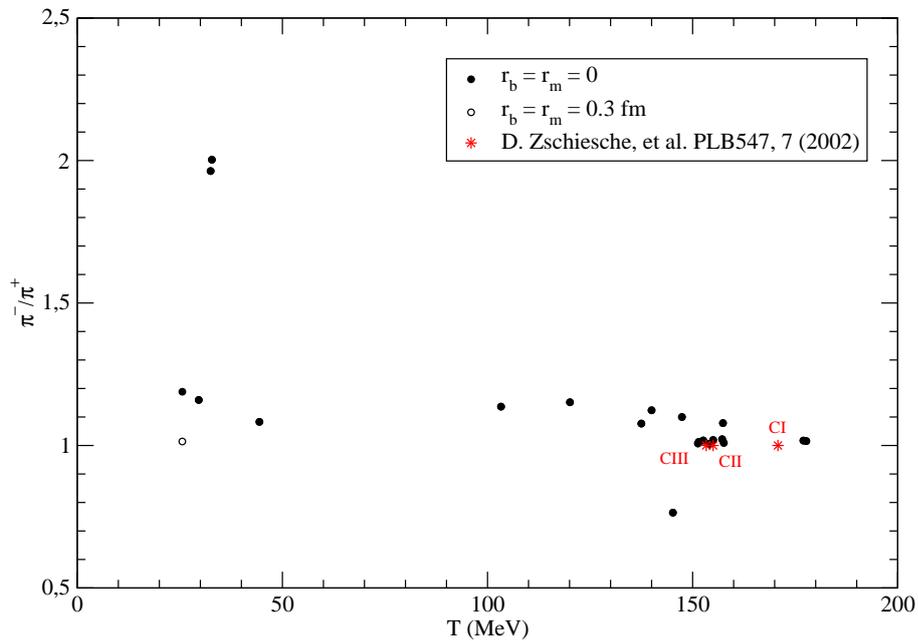


Figura 5.5: Razão entre píons com cargas elétricas positivas e negativas em função da temperatura.

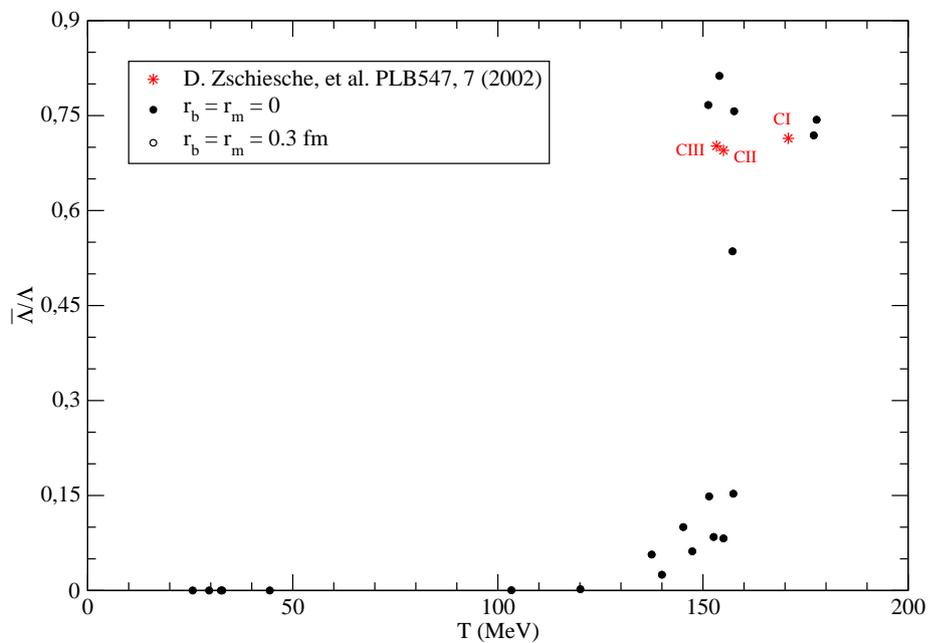


Figura 5.6: Razão entre anti-partículas e partículas da espécie do bárion multiestranho de menor carga estranha não-nula em função da temperatura.

Destas figuras, observa-se claramente que o surgimento de antibárions dá-se apenas a partir de $T=130$ MeV. Vê-se ainda que as populações de píons carregados tendem a se equilibrar em

altas temperaturas. Tal fenomenologia é aquela esperada por diferentes modelos teóricos (163).

Em seguida apresentaremos razões daquilo que se espera ser uma boa assinatura para sinalizar a predominância dos mésons com o aumento da temperatura. O surgimento de uma espécie de horn, discutido na seção 2.9.1.

As razões mais simples e exploradas são Λ/π^- , K^+/π^+ , pois indicam a proporção entre a produção de quarks estranhos e leves e também se há ou não uma diferença entre partículas com a mínima carga estranha ou com a máxima carga estranha, tudo em função de \sqrt{s} . Portanto, apresentamos tais razões nas figuras 5.7 e 5.8 em conjunto diversos valores de dados experimentais compilados por (88). Pode se observar que nossos ajustes reproduzem a tendência experimental. Embora em (79) mencione que é absolutamente necessário um tratamento fora do equilíbrio, inclusão de ajustes de fugacidade, da mesma forma que em (88), não verificamos tal necessidade como sendo mandatória. Lembrando que este ajuste é “puro”: inclui apenas decaimentos (BR) e sem parâmetros adicionais, além de temperatura e potencial barioquímico e mesmo assim, em boa concordância com o experimento.

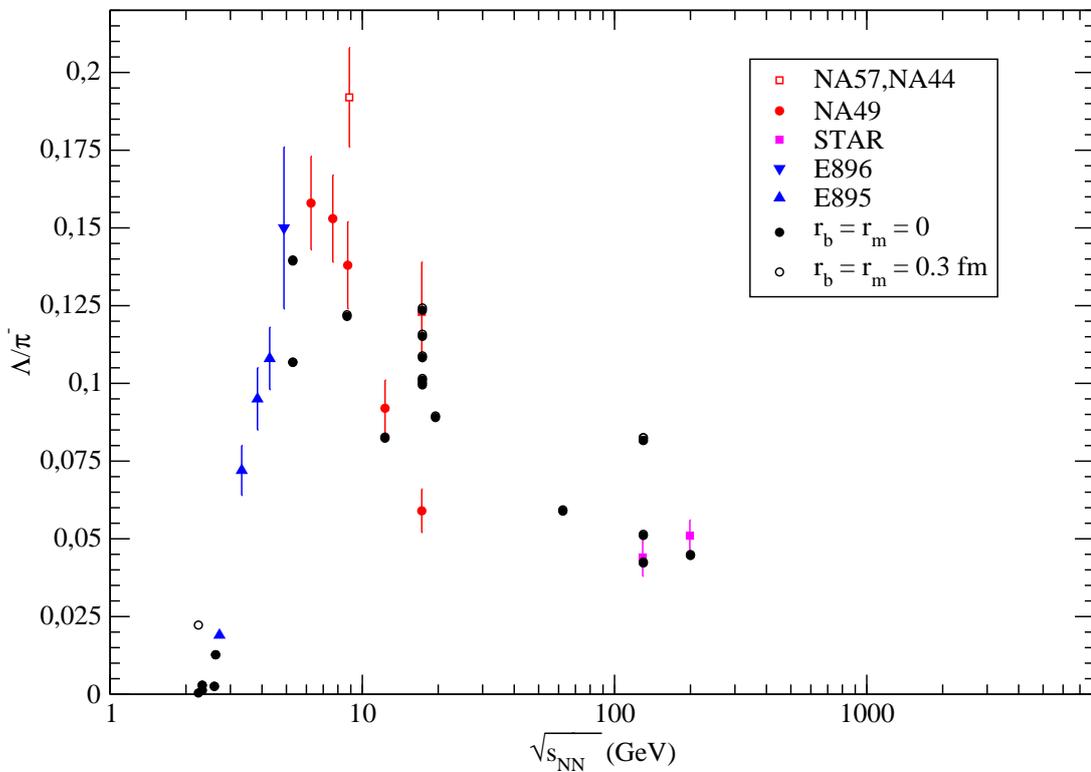


Figura 5.7: Proporção entre o bárion de maior carga estranha e o pión, sem estranheza, ambos com mesma carga elétrica. Aqui fica explícito o horn próximo a 10 GeV.

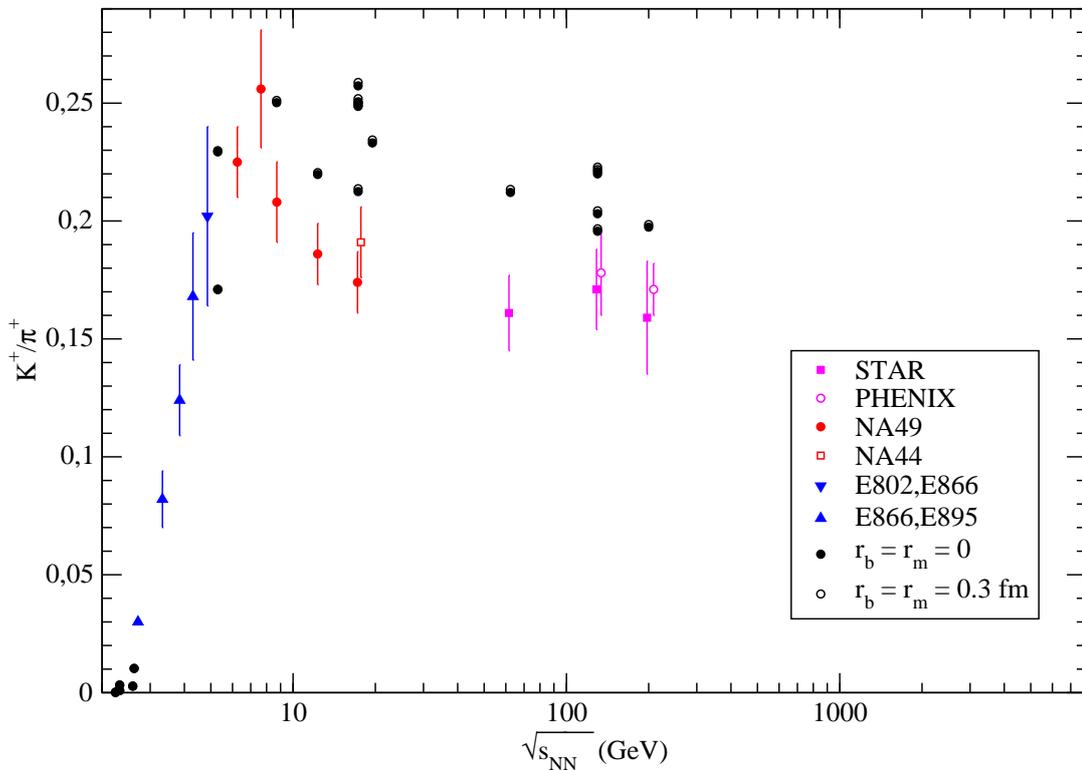


Figura 5.8: Proporção entre mésons com uma carga estranha e nenhum conteúdo de estranheza. Aqui se manifesta um horn menor que o da figura 5.7.

Temos uma discrepância maior no resultado entre lambda e píon negativo, por um fator 6, comparado com a referência (79). Devido à pequena produção deste bárion, é um valor aceitável e em razoável concordância, principalmente considerando o uso de modelos tão diferentes.

Caso a conjectura representada pela equação 4.3 esteja correta, o início de uma fase mesmo que mista hádron-QGP seria algo já existente em temperaturas a partir de 150 MeV. No entanto, esta hipótese não é consenso e a busca por assinaturas mais fundamentais da fase desconfiada de quarks e glúons continua a ser procurada nos grandes aceleradores.

A partir de agora, apresentaremos um conjunto de densidades para as quais, como já dito anteriormente, o volume excludente desempenhará um papel importante. Estas densidades serão n_{had} , $n_{b+\bar{b}}$, n_{net} e n_{π^+} . A designação *net* se refere à contribuição de bárions menos a de anti-bárions. Com exceção desta última, cuja notação é bastante clara (população de píons positivos) as demais são: n_{had} , é a densidade total de todos hádrons produzidos após a colisão, $n_{b+\bar{b}}$ é a densidade de bárions e anti-bárions juntos, n_{net} é a densidade de bárions menos a de anti-bárions. Estas grandezas são apresentadas nas figuras 5.9, 5.10, 5.11 e 5.12.

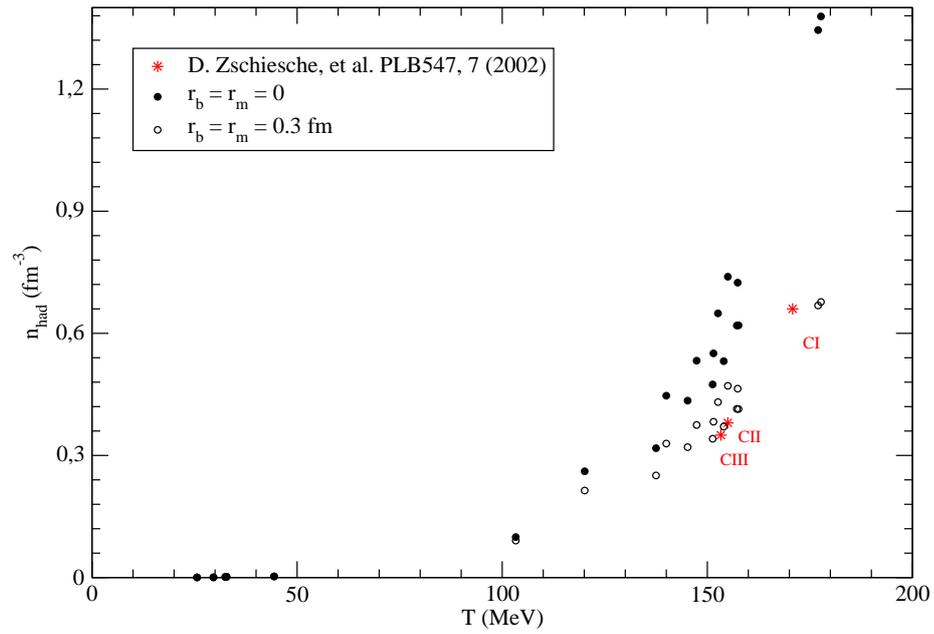


Figura 5.9: Densidade total do sistema em função da temperatura, com ou sem volume excluído.

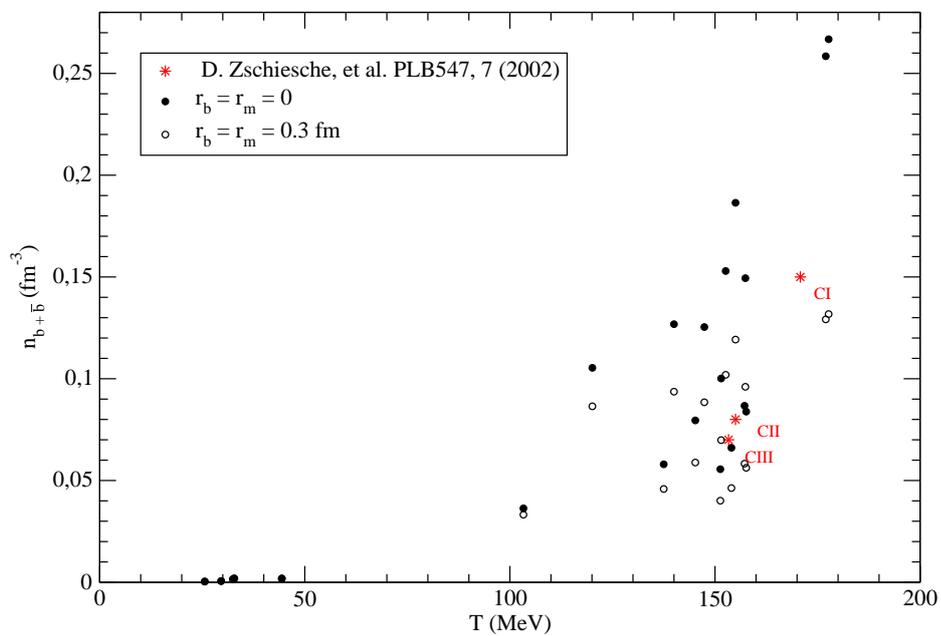


Figura 5.10: Densidade total de bárions e anti-bárions do sistema em função da temperatura com ou sem volume excluído.

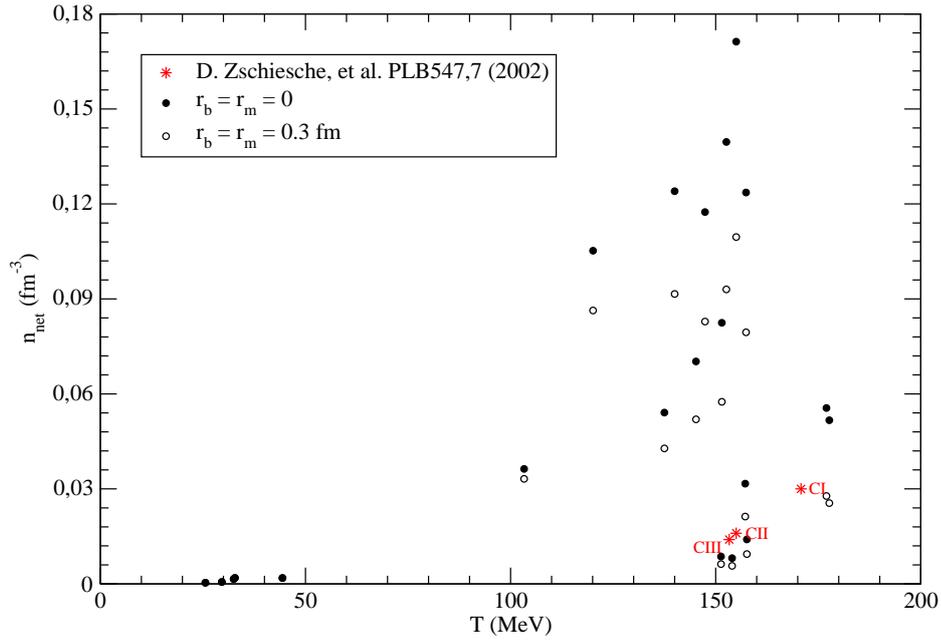


Figura 5.11: Densidade de bárions menos a de anti-bárions (densidade net) em função da temperatura, com ou sem volume excludente.

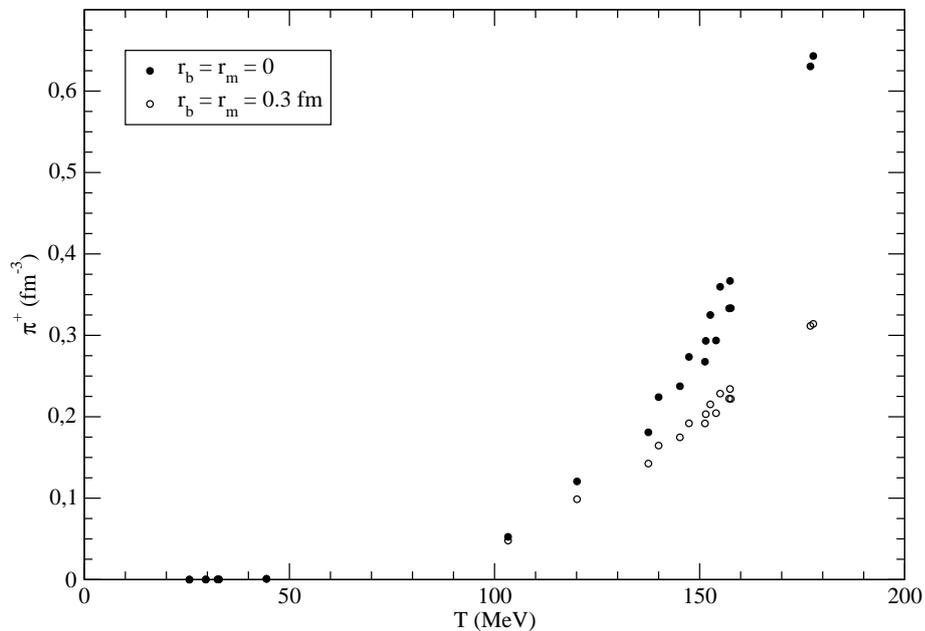


Figura 5.12: Densidade do π^+ em função da temperatura, com ou sem volume excludente.

Nas figuras que descrevem nossos ajustes para n_{had} e $n_{b+\bar{b}}$, os valores para estas grandezas obtidos pelos modelos CI, CII e CIII (29) são também apresentados. De um modo geral, nossos ajustes com volume excludente são mais próximos daqueles obtidos por tais modelos

hadrônicos.

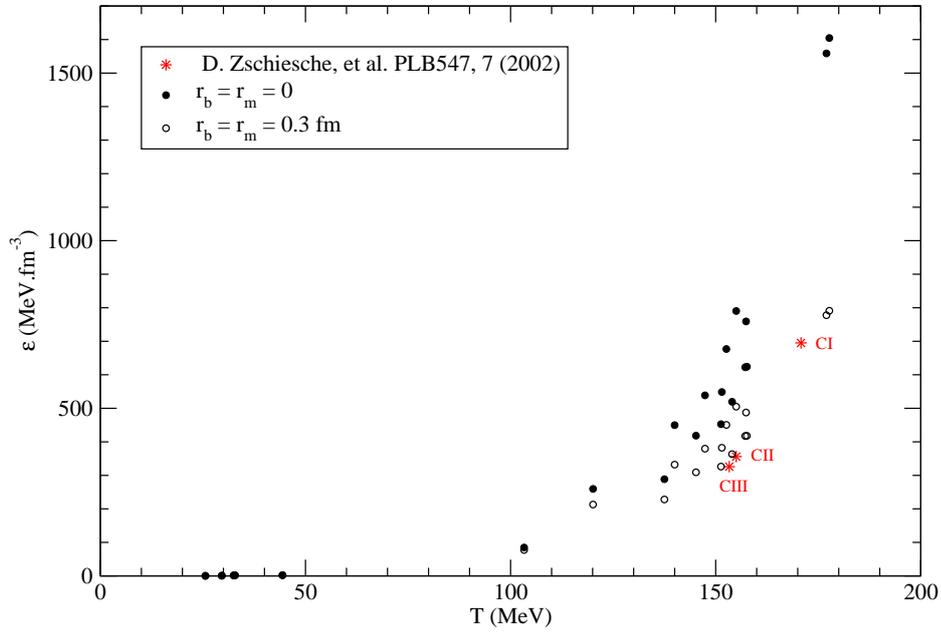


Figura 5.13: Densidade de energia da fireball, em função da temperatura, com ou sem volume excludente.

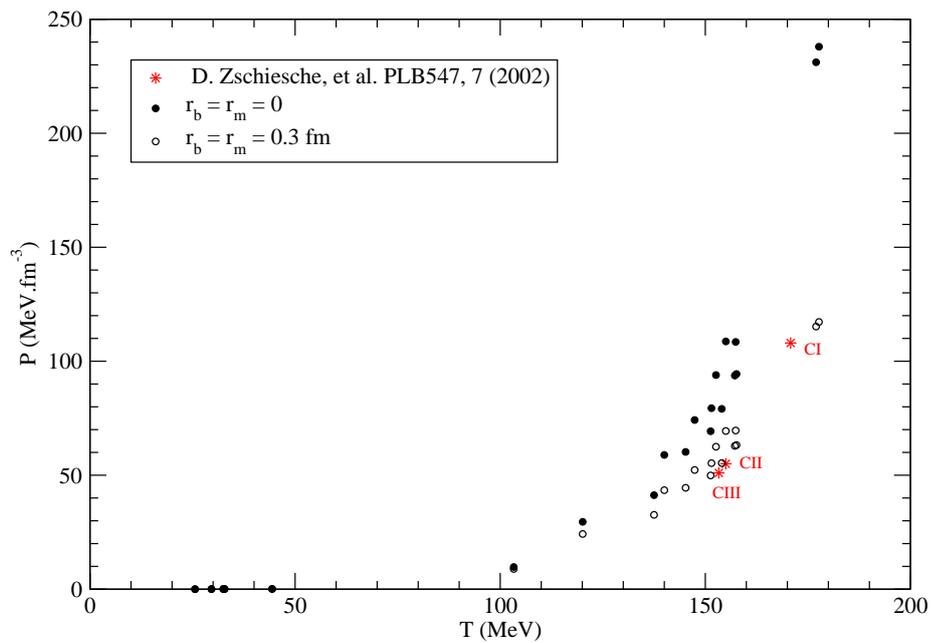


Figura 5.14: Pressão total do sistema, em função da temperatura, com ou sem volume excludente.

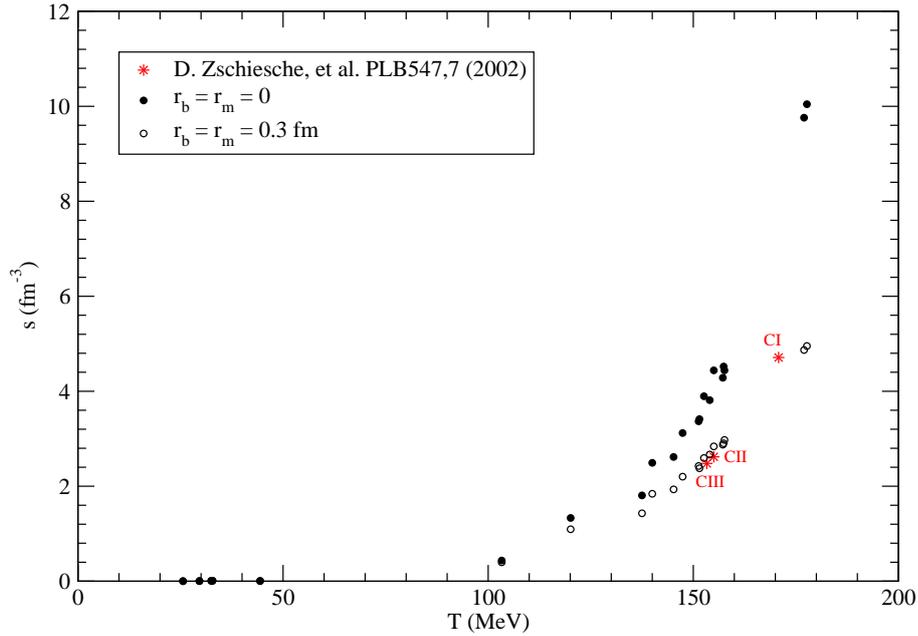


Figura 5.15: Entropia total do sistema, em função da temperatura, com ou sem volume excluyente.

Grandezas de caráter tipicamente termodinâmico, tais como, densidade de energia, pressão e entropia, apresentadas na seção 2.7 para cada hádron são apresentadas nas figuras 5.13, 5.14 e 5.15 para todos os hádrons i (partículas e anti-partículas) somados.

Utilizamos estas mesmas grandezas para construir adimensionais que são muito utilizados na literatura, tais como ε/T^4 , P/T^4 , $(\varepsilon - 3P)/T^4$ e s/T^3 . A penúltima quantidade, caso se anule, é usualmente associada como parâmetro de restauração da simetria quiral. Todas estas grandezas são apresentadas nas figuras 5.16, 5.17, 5.18 e 5.19.

Na figura 5.16 em particular, adicionamos aos nossos pontos não apenas os modelos CI, CII e CIII já mencionados, assim como também outros pontos extraídos da (29). Note que mais uma vez nossos ajustes com volume excluyente aproximam-se mais de outros ajustes previamente efetuados por outros modelos.

Na figura 5.17 esta mesma fenomenologia se repete quanto aos modelos CI, CII e CIII. O mesmo podemos dizer com relação a s/T^3 .

Com relação a $(\varepsilon - 3P)/T^4$, mesmo apesar de o efeito de volume excluyente diminuir esta grandeza, ela ainda está distante da situação em que se possa afirmar que há uma restauração da simetria quiral. É possível que o modelo térmico, sem dinâmica substancial, apesar do volume excluyente simulá-la, não seja capaz de realizar tal restauração de simetria. Ou realizá-la, mas para valores de raios excluyentes acima das estimativas de raio para os próprios hádrons envolvidos; o que não faria sentido. Verificamos como evoluiria $(\varepsilon - 3P)/T^4$ em função do

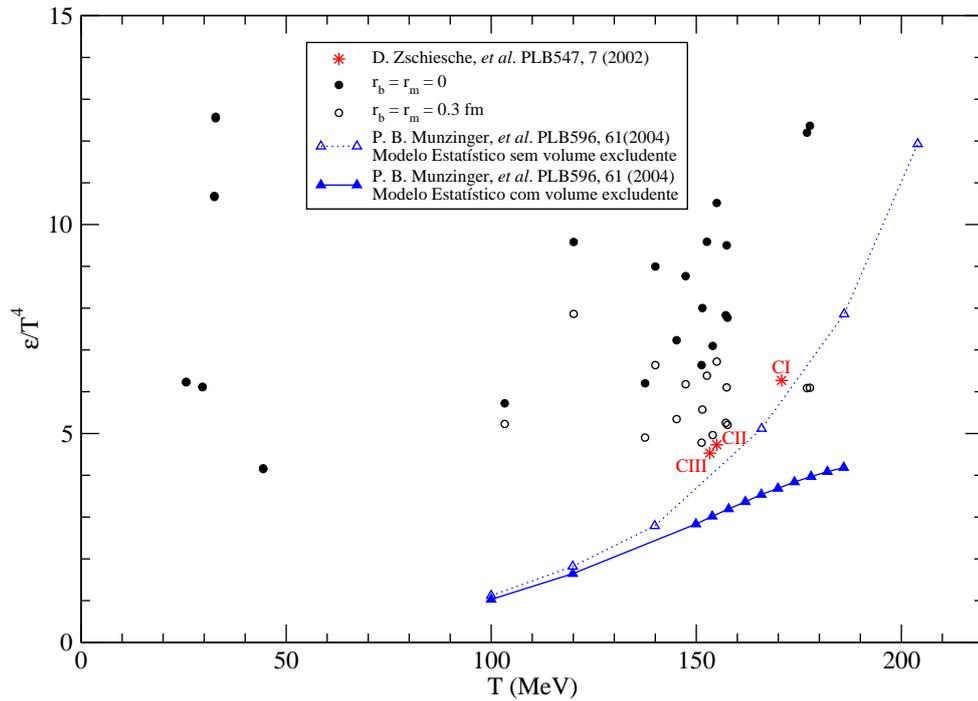


Figura 5.16: Densidade de energia do sistema em função de T^4 , com ou sem volume excludente. Os pontos pretos e de conteúdo branco são resultados nossos, os demais foram incluídos para comparação.

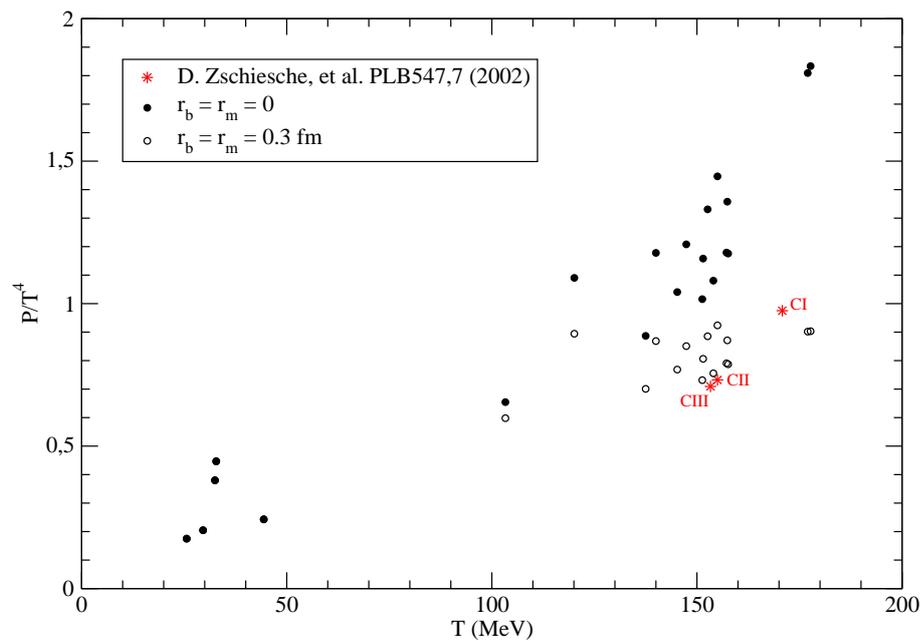


Figura 5.17: Pressão do sistema em função de T^4 , com ou sem volume excludente.

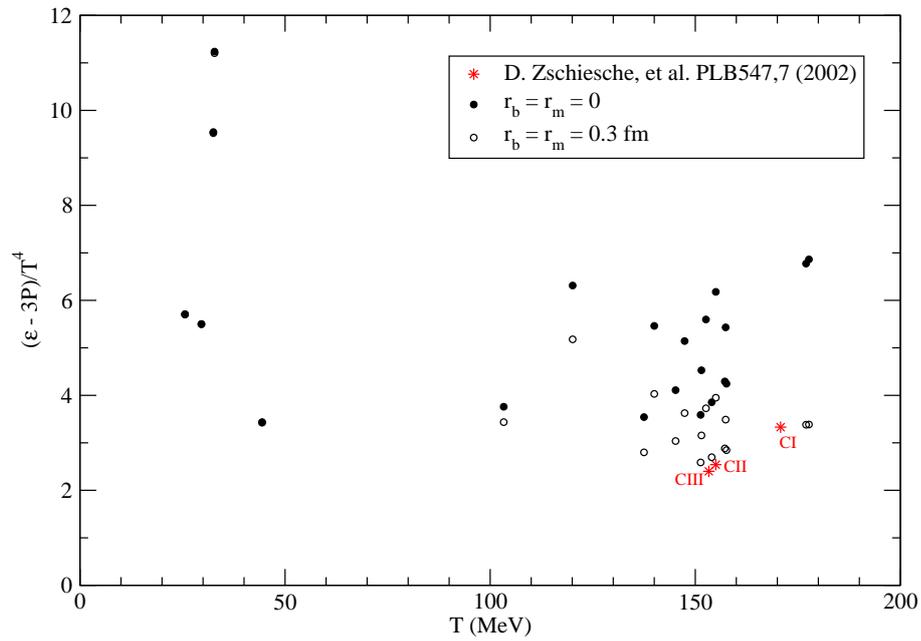


Figura 5.18: Grandeza associada com a restauração da simetria quiral, em função da temperatura, com ou sem volume excludente. Seu valor nulo deveria significar a restauração da simetria quiral.

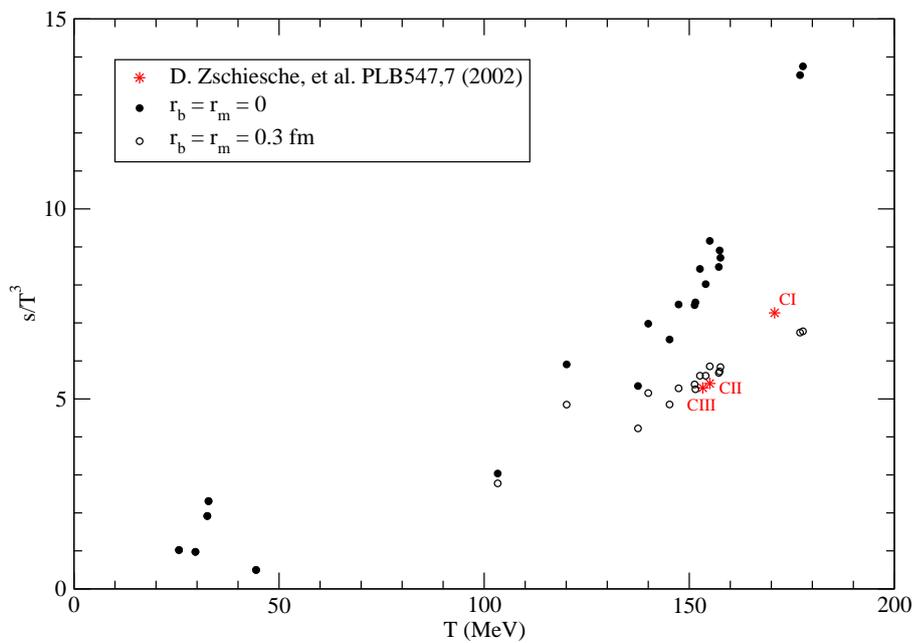


Figura 5.19: Densidade de entropia em unidades de T^4 para o estudo da transição de fase, em função da temperatura.

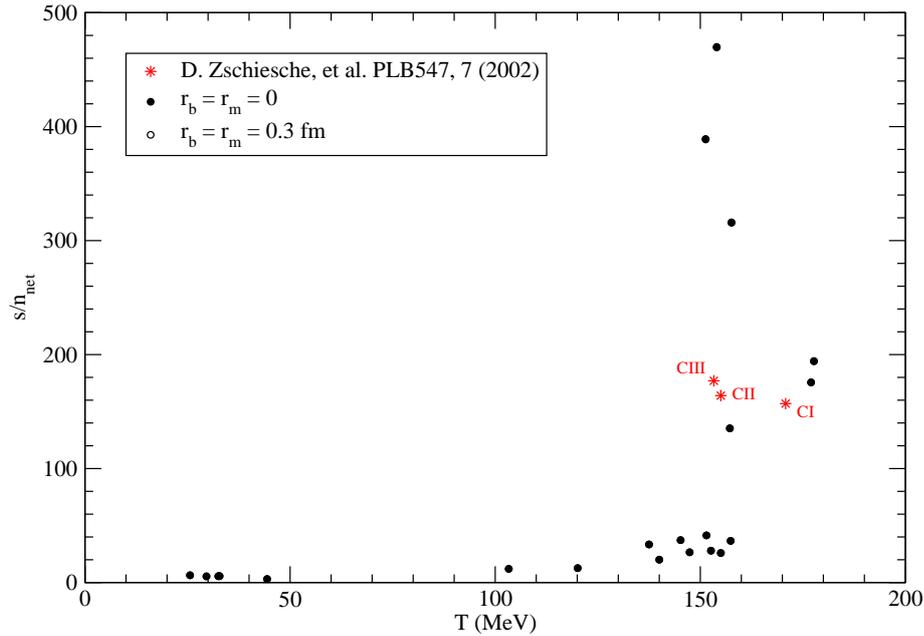


Figura 5.20: Entropia por densidade líquida em função da temperatura.

crescimento do raio excludente e obtivemos os seguintes valores: 0,83; 0,39 e 0,21 para $r_m = r_b = 0,6; 0,8$ e $1,0$ fm respectivamente.

Verificamos que os nossos resultados são bastante compatíveis com os obtidos nas parametrizações CI, CII e CIII, de um modelo com dinâmica teoricamente bem aceita, descrita pelo modelo $\sigma - \omega$ SU(3) quiral (29). É importante mencionar que esta compatibilidade ocorre quando nos atemos aos nossos resultados referentes à região de $\sqrt{s} = 130$ GeV. Apresentamos resultados para uma varredura em \sqrt{s} , não realizada em (29).

Continuamos a apresentação dos resultados com as seguintes grandezas: s/n_{net} , $\epsilon/n = \epsilon/P$ em função também da temperatura. As figuras 5.20 e 5.21 exibirão um efeito de volume excludente praticamente desprezível, com os pontos superpostos.

No caso da figura 5.21, incluímos para efeito de comparação, E/A igual a $\langle m \rangle + \frac{3}{2}kT$, defendido na referência (143) como uma boa aproximação para a energia média por partícula.

Na figura 5.22, apresentamos a densidade de energia em função da pressão. Neste caso, verificamos um comportamento físico muito similar entre as três opções exibidas.

Como a última figura que ilustra nossas aplicações para colisões centrais em uma grande faixa de altas energias, apresentamos o que foi obtido para o volume da fireball. Este gráfico é bastante importante por dois motivos:

- Apenas dois observáveis são medidos: as partículas produzidas e o volume da fireball, através de medidas HBT e posteriores interpretações. Portanto, é importante confrontar

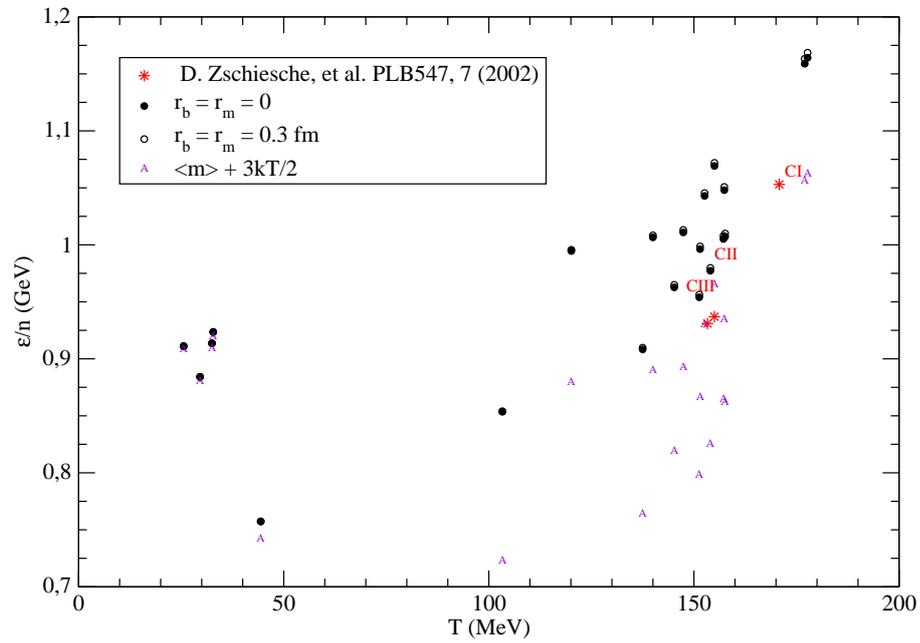


Figura 5.21: Densidade de energia do sistema por partícula em função da temperatura.

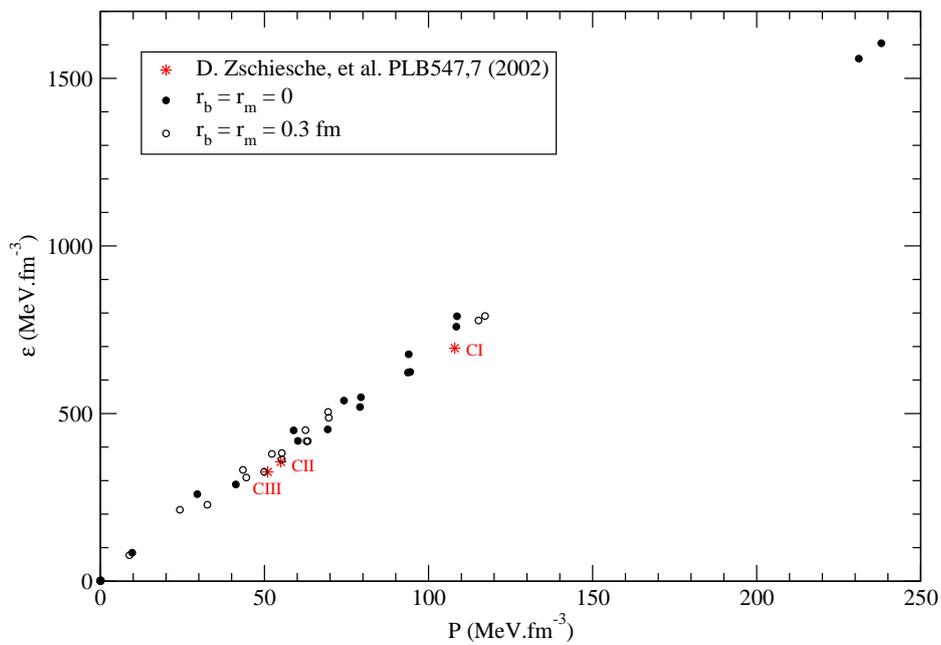


Figura 5.22: Densidade de energia do sistema por pressão, também em função da temperatura.

o modelo com ambas medidas. No primeiro caso, via teste de qui-quadrado, no segundo, diretamente.

- O volume da fireball é um importante indicativo da transição de fase e da evolução da fireball, como discutido em 2.5.

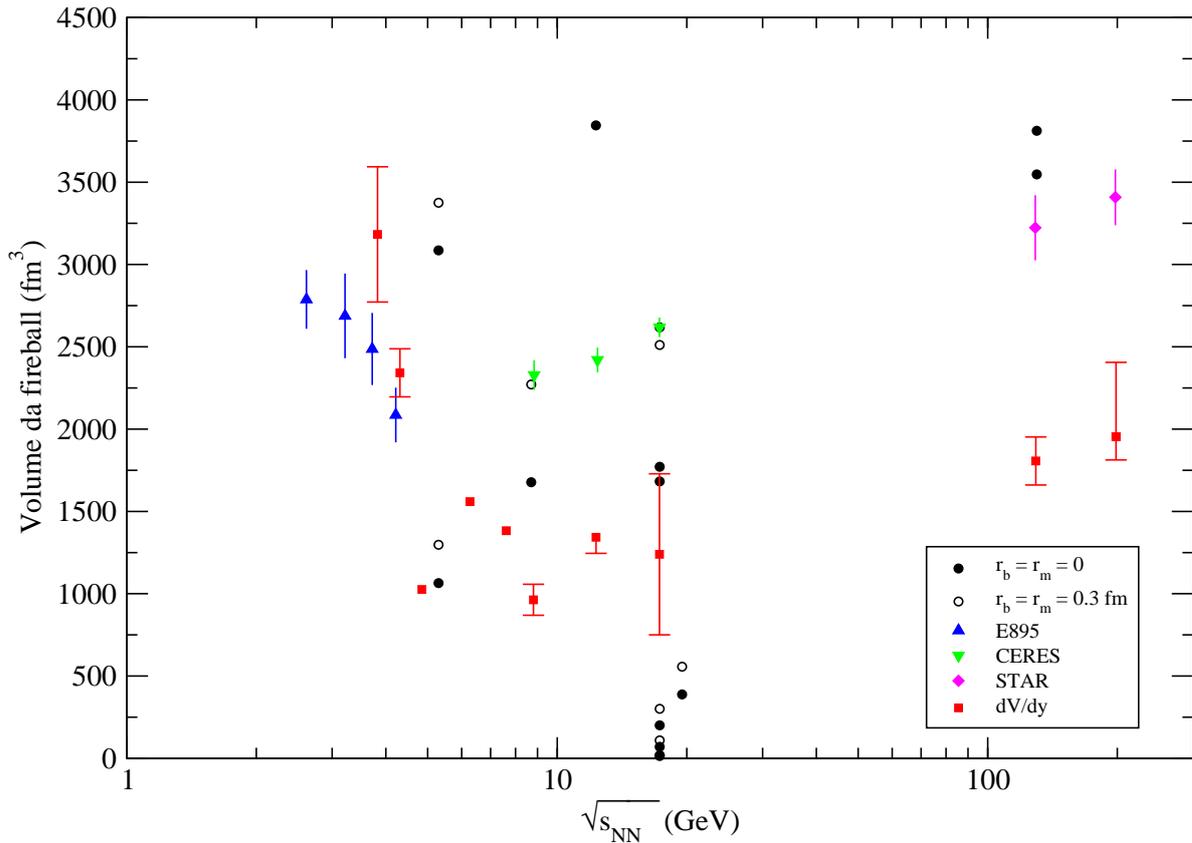


Figura 5.23: Volume da fireball em função de \sqrt{s} , divulgado recentemente (88, 164) e atualizado com nossos resultados. Pode ser verificado o efeito de volume excludente discutido no texto e, particularmente nosso resultado em boa concordância em $\sqrt{s} = 130$ GeV. Também pode ser verificada a importante discrepância entre os dados analisados para colisões de elementos diferentes a 17,3 GeV, ou seja a dependência de volume do sistema.

No estudo teórico, esta grandeza além de depender do volume excludente, demonstra um efeito manifestamente inverso a todas as outras densidades onde isto tinha influência. Em outras palavras, até então o volume excludente teve o efeito de diminuir todas as densidades termodinâmicas. Agora, terá um efeito inverso, previsto pela equação 2.27. Note que tal volume é inversamente proporcional a n_{net} . Assim, quando se introduz o volume excludente, n_{net} diminui e conseqüentemente o volume da fireball aumenta.

Dados mais antigos previam valores maiores para o volume da fireball, como enfatizado

por (62) em 1999, de uma fireball com volume de 13500 fm^3 para colisão Pb+Pb. Este trabalho também trás de uma maneira direta a detalhada e complexa descrição experimental dada em (165).

Na figura 5.23 apresentamos valores recentes para o volume em função de \sqrt{s} . Nossos ajustes estão acompanhados por dados experimentais das colaborações E895, CERES e STAR (88, 164) e os pontos vermelhos são ajustes feitos por Andronic em (88).

Nesta figura, os pontos por nós estimados para os modelos CI, CII e CIII estão acima de 6500 fm^3 e portanto, fora da escala de nossa figura. Verificamos também que quando incluímos volume excludente, alguns pontos que ainda se apresentam de forma comparável àqueles medidos também ficam fora da escala. O volume excludente contribui para um resultado mais próximo àqueles previstos pelo modelo hadrônico (29) no que se refer às propriedades termodinâmicas, mas no que se refere ao volume da fireball acaba por piorá-lo consideravelmente. Esta questão terá que ser investigada com maior profundidade.

5.3 Decupletto versus ressonâncias

Não havia nenhum trabalho conhecido que aplicasse o modelo estatístico-termodinâmico com a tivesse a opção de tratar os dois tipos de conjuntos diferentes de hádrons para compará-los: o “decupletto” versus “ressonâncias”. Fizemos esta comparação com mais um quesito importante em conta, os decaimentos das ressonâncias, discutidos na seção 2.3. Isto é, poderemos ver aqui o verdadeiro papel desempenhado pela realimentação de ressonâncias mais leves pelo decaimento de ressonâncias mais pesadas. Desta forma, apresentamos 4 tratamentos distintos comparando os dois conjuntos com ou sem tratamento de decaimento.

Usamos o mesmo caso estudado (61) para o escalonamento, com pequenas alterações refletidas na diferença de $\chi_{d.o.f.}^2$ que baixou de 5,39 para 5,29, em T que baixou de 144,3 para 143 MeV e em μ_b que baixou de 24,7 para 24,0.

Tipo	Partículas	BR	$\chi_{d.o.f.}^2$	T	μ_b	μ_s	μ_{I3}	E/A	R_{fb}
1	‘Decupletto’	N	5,290	142	24	3,0	-0,34	0,70	27,0
2	‘Decupletto’	S	0,864	179	42	11,8	-0,13	1,07	10,6
3	‘Ressonâncias’	N	5,204	142	25	3,6	-0,41	0,78	24,5
4	‘Ressonâncias’	S	0,812	178	42	12,6	-0,16	1,17	9,6

Tabela 5.4: Resultados comparativos, onde “decupletto” e “ressonâncias” são conjuntos explicados no decorrer do texto. E/A é dado em GeV. O raio da fireball R_{fb} é dado em fm e as demais grandezas com dimensão são dadas em MeV. BR significa “branching ratio”: N para ausente e S para presente (como explicado na seção 2.3).

A tabela 5.4 mostra parte dos nossos resultados, especificando claramente a diferença no papel de “decuplete” e de “ressonâncias” e também da utilização de alimentação de decaimentos nas grandezas de influencia direta nos ajustes e parametrizações.

Aqui torna-se imperioso diferenciar os conjuntos no que segue. Ao conjunto decuplete, adiciona-se apenas decaimentos de ressonâncias pertencentes ao próprio conjunto. E neste aspecto, todas foram adicionadas. Já para o conjunto bem mais amplo que chamamos de “ressonâncias” há cerca de 360 hádrons e neste adicionamos os decaimentos de ressonâncias ainda pertencentes ao decuplete.

A conclusão extraída da tabela 5.4 é bem clara. Vê-se que, simplesmente adicionar ressonâncias mas sem realimentar o conjunto de hádrons mais leves pelo decaimento de ressonâncias mais pesadas tem efeito pequeno na melhoria do ajuste de dados. Veja, por exemplo, as colunas relativas a BR e com letra N da tabela 5.4, onde o valor do qui-quadrado fica praticamente o mesmo. Já quando se inclui decaimentos, letra S da tabela citada, a melhora do ajuste é robusta.

A tabela 5.5 mostra o detalhamento da tabela 5.4. Onde parecia haver pouca diferença já se pode verificar uma mudança maior, refletida principalmente no valor de $\langle m \rangle$.

Tipo	E/A	E/P	E/T^4	s/T^3	n_{had}	n_b	$\langle m \rangle$
1	0,70	5,1	2,5	2,9	0,187	0,0150	413
2	1,07	6,2	10,0	11,2	1,241	0,2085	588
3	0,78	5,6	3,0	3,5	0,204	0,0194	493
4	1,17	6,7	12,4	13,8	1,392	0,2710	799

Tabela 5.5: Outras grandezas não exibidas na tabela 5.4. E/A é dado em GeV, $n_{had,b}$ é dado em fm^{-3} , $\langle m \rangle$ é dada em MeV. Demais grandezas são adimensionais.

Repetimos que a inclusão de “*branching ratios*” altera substancialmente todas grandezas calculadas, de forma veemente, alterando a qualidade do ajuste, o par (T, μ_b) de ajuste, além dos outros potenciais. Esta inclusão também faz as previsões de (143, 144) serem verificadas, ou seja, o valor da energia média por partícula fica um pouco acima de 1 GeV, sendo cerca de 1,1 GeV.

Uma grandeza de reconhecida importância teórica, o raio da fireball, também melhora sensivelmente com a consideração dos decaimentos, se aproximando daquele estipulado a partir de medidas. Um valor adequado seria em torno de 6 fm, nosso modelo com decaimentos obtém valores em torno de 10 fm e sem os decaimentos esta discrepância aumentaria por pelo menos um fator 4 multiplicativo. A densidade do sistema também sofre impacto, sendo aumentada em quase uma ordem de grandeza. A massa térmica que acompanha a condição $E/A \approx 1$ reage da mesma maneira. As variáveis termodinâmicas também sofrem impacto.

Estas grandes variações são seguidas por um ajuste fino com a inclusão de todas as partículas de produção pequena, mas possível. Estas partículas provocaram um aumento nas características drásticas alteradas pelo BR. Esta alteração é significativa em termos do raio da fireball, que se aproxima ainda mais dos valores previstos, é significativa no que se refere à parte térmica, que faz com que os valores se aproximem daqueles citados em (144), que também é um refinamento de (143). Da mesma forma o valor da massa térmica corre para muito mais próximo de 770 MeV. O que também era previsto. Verifica-se também um substancial aumento na produção de mésons, apenas com a inclusão de partículas, com ou sem BR.

Portanto, verificamos que a inclusão, tanto de BR, quanto de partículas com menor probabilidade de produção é bastante importante em modelos estatísticos-termodinâmicos, e não apenas um refinamento, da mesma forma que na referência (65).

Neste capítulo discutimos o impacto dos decaimentos para uma colisão específica. A partir das conclusões obtidas passamos a analisar 21 colisões com inclusão de BR e uso de todas ressonâncias, procedimento adotado por outros autores e também verificado em nossos resultados.

6 *Resultados referentes às colisões não-centrais*

6.1 Tratamento de colisões não-centrais

Na busca para se obter uma fase que exiba propriedades de QGP, as colisões são, de modo geral, centrais com energia por nucleon acima de 10 GeV. No entanto, as colisões não-centrais, ou periféricas, também tem despertado interesse teórico crescente (166), impulsionado com a recente divulgação de dados experimentais (167, 168). Por exemplo, o efeito core-corona mencionado na seção 2.10 é fortemente dependente de dados de colisões periféricas.

Estas medidas de colisões periféricas não podem ser explicadas de forma resumida. Elas contam com diversos equipamentos de grande porte, como TPC, ZDC, BBC e CTB¹. Não mencionaremos aqui os detalhes experimentais das diferenças entre colisões centrais e periféricas. Estas siglas correspondem, cada uma, a um sistema de complexa operação e respectivamente são: câmara de projeção temporal, calorímetro de zero grau, contadores feixe-feixe e gatilho do tambor central. O principal detector é o TPC e os demais apenas ajudam na adequada operação deste. As partículas carregadas atravessam o TPC e interagem com o gás que existe dentro dele e posteriormente, as partículas são detectadas em câmaras proporcionais adequadas. A partir disto inicia-se uma difícil jornada de reconstrução. De forma bastante rudimentar, este parágrafo dá uma primeira noção de como esta medida é feita. Esta reconstrução é o que nos fornece os dados que queremos analisar. A partir destes dados, infere-se o que não se pode medir, através de modelos (167, 168).

Estas medidas não centrais podem também ser tratadas via modelo térmico, com adaptações. Basicamente, há quantidades específicas para determinar colisões não-centrais, distintas das que tratamos até agora. Estes são os casos do número de participantes N_{part} e do número de colisões N_{coll} . Ambos podem ser relacionados com o parâmetro de impacto b , que é a distância entre os centros de dois núcleos que colidem. Veja a figura 6.1.

¹Consulte a Lista de abreviaturas e siglas.

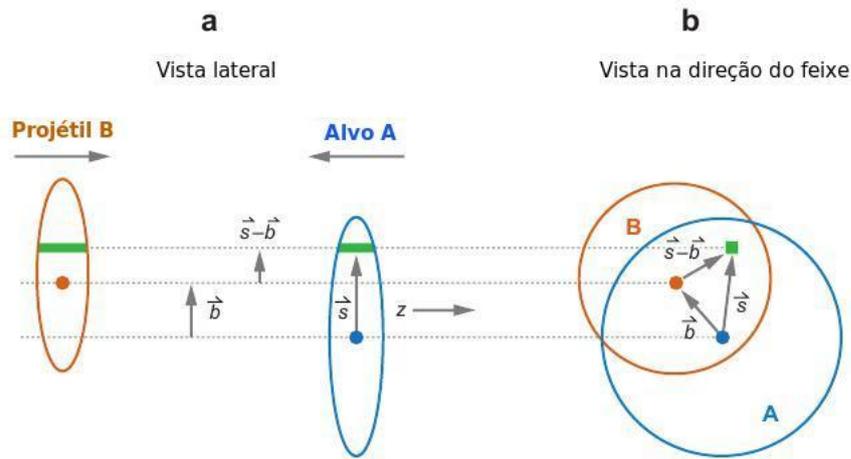


Figura 6.1: Representação esquemática do modelo de Glauber, com vistas: a) transversal e b) longitudinal (169).

Em experimentos mais recentes, com energias maiores disponíveis para colisões estudam-se colisões periféricas, onde parâmetros de impacto não são grandezas diretamente medidas. Essas grandezas são apenas estimadas, de forma explicada nas referências (167, 169). Estas estimativas são feitas a partir de modelos ópticos, como o modelo de Glauber.

No modelo de Glauber, define-se uma função que leve em conta todas as contribuições sobre a densidade nuclear na direção longitudinal z do espalhamento,

$$T_A(\vec{s}) = T_A(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{s}, z) dz, \quad (6.1)$$

onde usualmente toma-se uma distribuição de Woods-Saxon, para a densidade (94, 151, 167),

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)}. \quad (6.2)$$

Os parâmetros típicos de tal distribuição para o núcleo de Au são: $a=0,535$ fm, $r_0=6,5$ fm e $\rho_0=0,161$ fm⁻³ (167), ajustados pela condição de normalização,

$$\int d^2b T_A(b) = A, \quad (6.3)$$

onde A é o número de nucleons do núcleo A. Quando o núcleo A e o núcleo B colidem há uma região de superposição, como ilustrado na figura 6.1, entre a distância arbitrária \vec{s} do núcleo A com os nucleons do núcleo B, arbitrariamente indicados por $\vec{b} - \vec{s}$. Na aproximação de Glauber, a probabilidade de haver uma colisão nucleon-nucleon na colisão de A e B será o produto de três probabilidades: (a) a probabilidade de se achar um nucleon do núcleo A no elemento de volume $d^2b_A dz_A$, (b) a probabilidade de se achar um nucleon do núcleo B no elemento de volume

$d^2b_B dz_B$ e (c) a probabilidade de uma colisão nucleon-nucleon inelástica. Esta probabilidade pode ser posta, após considerações de normalização e de algumas aproximações (94), como $P_{AB} = \sigma_{inel} T_{AB}(b)/AB$, onde σ_{inel} é a seção de choque inelástica próton-próton que varia em função da energia de colisão. A função de superposição é dada por,

$$T_{AB}(b) = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{s} - \vec{b}) ds, \quad (6.4)$$

e o número de colisões,

$$N_{coll} = \sigma_{pp} T_{AA}(b). \quad (6.5)$$

A normalização de T_{AB} sobre todas as contribuições é dada pelo produto do número de nucleons existentes em cada núcleo,

$$\int d^2b T_{AB}(b) = AB. \quad (6.6)$$

O número de participantes, levando-se em conta o parâmetro de impacto b e as seções de choque diferencial e total serão

$$N_{part} = 2 \int T_A(\vec{s}) (1 - e^{-\sigma_{pp} T_B(\vec{s} - \vec{b})}) ds^2, \quad (6.7)$$

$$\frac{d\sigma_{AB}}{db} = 2\pi b (1 - e^{-\sigma_{pp} T_{AB}(b)}) \quad e \quad (6.8)$$

$$\sigma_{AB} = \int_0^\infty db \frac{d\sigma_{AB}}{db}. \quad (6.9)$$

Caso se queira o número de colisões e o número de participantes dentro de uma certa incerteza de dois parâmetros de impacto, digamos b_1 e b_2 , teremos,

$$N_{coll} = \frac{\int_{b_1}^{b_2} N_{coll}(b) \frac{d\sigma_{AA}}{db} db}{\int_{b_1}^{b_2} \frac{d\sigma_{AA}}{db} db} \quad (6.10)$$

$$N_{part} = \frac{\int_{b_1}^{b_2} N_{part}(b) \frac{d\sigma_{AA}}{db} db}{\int_{b_1}^{b_2} \frac{d\sigma_{AA}}{db} db} \quad (6.11)$$

De fato, são estas integrais que se calculam visto que nas colisões, b_1 e b_2 correspondem aos espaçamentos da incerteza do parâmetro de impacto experimental.

Na tabela 6.1, mostramos nossos cálculos com o modelo de Glauber para uma colisão Au+Au em $\sqrt{s} = 200$ GeV e apresentamos na última coluna os dados fornecidos em (167) para comparar com nossos dados na terceira coluna. Verificamos que nossos resultados são muito similares e totalmente compatíveis.

De posse do número de participantes, o modelo térmico pode ser empregado utilizando-

Desvio	$b(\text{fm})$	$\langle N_{part} \rangle$	Z'	N'	$\langle N_{part} \rangle^{STAR(167)}$
0% a 5%	0,00 a 3,31	346	69	104	346
5% a 10%	3,31 a 4,66	291	58	87	290
10% a 20%	4,66 a 6,61	227	45	68	224
20% a 30%	6,61 a 8,10	159	32	48	156
30% a 40%	8,10 a 9,33	109	22	33	105
40% a 60%	9,33 a 11,4	58	12	17	≈ 55
60% a 80%	11,4 a 13,2	19	4	6	≈ 17

Tabela 6.1: A primeira coluna indica a centralidade da colisão, dada pelo desvio do que seria uma colisão central, ou seja, 0%. A segunda coluna mostra os valores do intervalo do parâmetro de impacto, a terceira coluna mostra o número de participantes previsto pelo modelo de Glauber calculado por nós, a quarta e quinta colunas representam a composição dos participantes de cada núcleo projétil: Z' e N' são os prótons e nêutrons participantes, respectivamente. A última coluna foi incluída para ser comparada com a terceira e foi obtida da referência (167), seus dois últimos valores são uma estimativa feita para igualar o intervalo ao nosso.

se tais números de nucleons como descrevendo núcleos fictícios para colisões centrais. Uma outra abordagem, seria utilizar as razões de populações hadrônicas já medidas em colisões não-centrais e utilizá-las para um ajuste direto da colisão de núcleos com todos os participantes. Assim procedemos.

6.2 Resultados preliminares em função da centralidade

Apresentamos agora, de forma preliminar nosso estudo para colisões não-centrais de uma colisão específica, Au+Au para $\sqrt{s} = 200$ GeV. A abordagem utilizada foi a primeira mencionada: usamos o modelo normalmente, mas com os dados de razões alterados em função da centralidade. Nossos gráficos exibem o comportamento de três quantidades em função do número de participantes da colisão, com embasamento no modelo de Glauber acima. Estas grandezas são: a temperatura, o potencial químico bariônico com a sua respectiva qualificação de ajuste, o qui-quadrado, em função do quão periférica é a colisão. Veja as figuras 6.2, 6.3 e 6.4.

Nestas figuras, os efeitos de volume finito discutidos na seção 3.1 são aplicados. Lembrando, $\text{opt}=0$ corresponde a nenhuma correção de volume finito, $\text{opt}=1$ corresponde à correção tomada no limite de massas hadrônicas infinitas e $\text{opt}=2$ corresponde à correção com os valores de massas hadrônicas como sendo as mesmas que utilizamos em nosso ensemble. Devemos lembrar aqui que, tanto $\text{opt}=1$ quanto $\text{opt}=2$ são gerados a partir de *Anzaetze* propostos (132, 133). Da mesma forma que (64), nossos resultados sofreram apenas pequenas correções de volume finito.

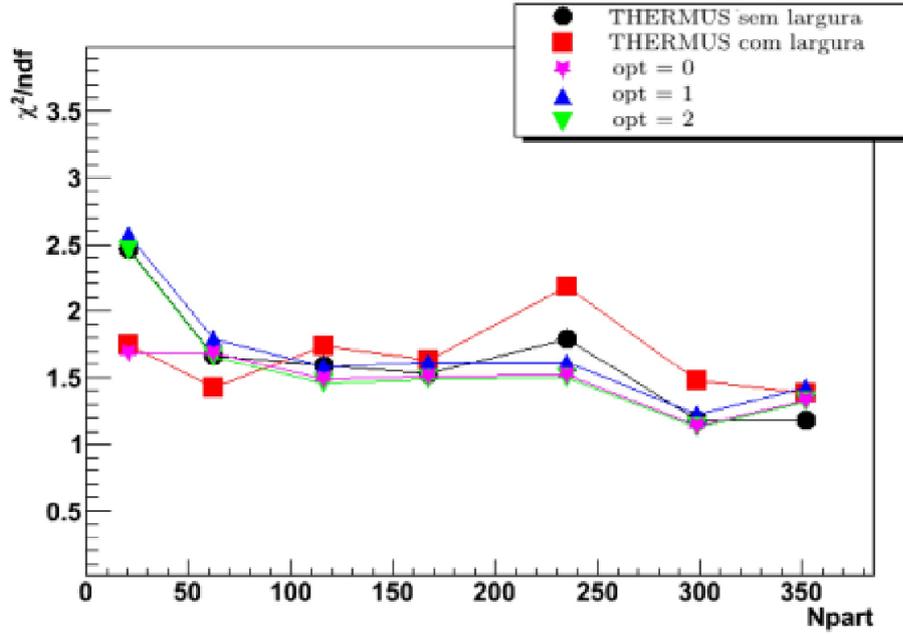


Figura 6.2: Teste de qui-quadrado comparativo entre nossas três opções de volume finito e as duas opções de larguras do THERMUS (51) em função do número de nucleons efetivamente participantes da colisão, N_{part} .

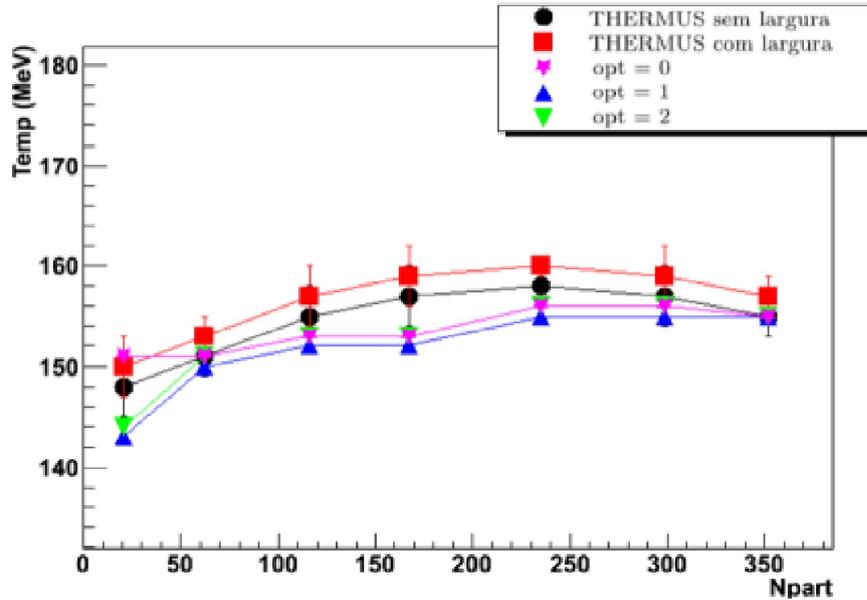


Figura 6.3: Temperatura de freeze-out para os modelos descritos na legenda da figura 6.2, também em função do número de nucleons participantes.

Incluimos também, para efeito de comparação, dados preliminares não publicados, de Rafael Derradi de Souza, aluno de doutorado do Prof. Dr. Jun Takahashi, ambos da UNICAMP e participantes da colaboração STAR. Tais dados foram gentilmente compartilhados conosco apenas para efeito de verificação de nosso modelo para colisões não-centrais.

Nos pontos que utilizamos para efeito de comparação com o nosso modelo são apresenta-

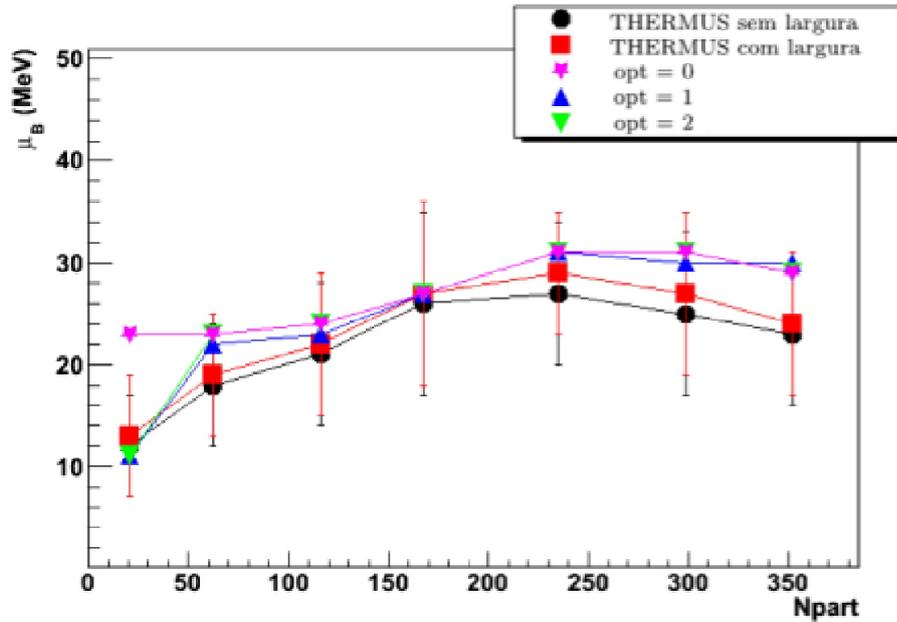


Figura 6.4: Potencial bariquímico de freeze-out para os modelos descritos na legenda da figura 6.2, também em função do número de nucleons participantes.

dos resultados calculados através do modelo THERMUS (51), pelo próprio Rafael, para duas opções: com e sem decaimentos fenomenológicos com largura de Breit-Wigner.

Independente agora de comparações, utilizamos nosso modelo para prever o comportamento de algumas populações hadrônicas em função do número de participantes da colisão. Escolhemos os seguintes hádrons: π^- , K^- , p , Λ , Ξ^- e Ω^- . Mais uma vez aproveitamos para testar o efeito de correções para volumes finitos, $\text{opt}=0$, $\text{opt}=1$ e $\text{opt}=2$, como no caso anterior. Mostramos na figura 6.5 o comportamento das populações bariônicas em função da centralidade da colisão. É visível a diferença do comportamento entre as partículas multiestranhas (Ξ e Ω) e sem estranheza (p) ou com apenas uma carga de estranheza (Λ), refletida num comportamento que fica inalterado em função da centralidade e também em função de modelo de volume finito.

No que se refere à centralidade nos gráficos, os pontos correspondentes a 0 significam a faixa do intervalo iniciada em 0 e terminada em 5. Sucessivamente, 5 corresponde à faixa 5 a 10, 10 corresponde à 10 a 20, 20 corresponde à 20 a 40 e 40 corresponde à 40 a 60. Assim, nossos resultados são mostrados no intervalo total de 0% a 60%.

Em seguida apresentamos na figura 6.6 as populações de π^- e K^- da mesma forma que para bárions. De forma similar, verifica-se que o comportamento do pión, sem estranheza sofre os efeitos de centralidade e também de volume finito. Na mesma escala de comparação, a densidade do outro méson de mesma carga elétrica mas com estranheza, manteve-se constante, sem sofrer efeitos de centralidade e de volume finito. Isto remete ao comportamento dos bárions, onde houve algo parecido em termos de estranheza, guardadas as devidas proporções.

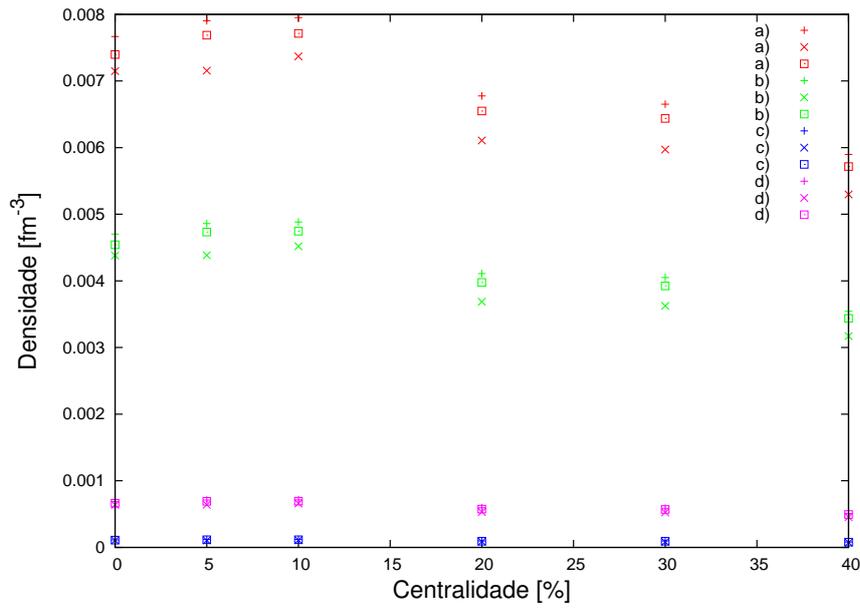


Figura 6.5: Comportamento das densidades dos bárions em função da centralidade da colisão e também para as três opções de volume finito. Os bárions são designados por: a) p , b) Λ , c) Ω e d) Ξ . Os símbolos da figura correspondem à: + = opt 1, x = opt 2 e o quadrado com ponto no centro corresponde à opt = 0.

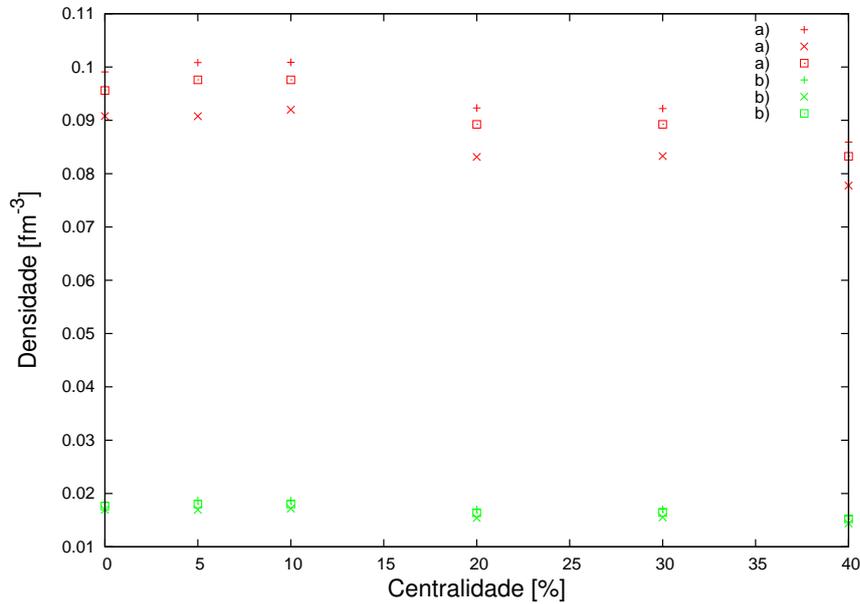


Figura 6.6: Comportamento das densidades dos mésons em função da centralidade da colisão e também para as três opções de volume finito. O méson designado por a) significa π^- e méson designado por b) significa K^- .

Apresentamos uma comparação apenas entre os dois bárions multiestranhos e os resultados obtidos em (77) na figura 6.7. Pode-se notar nesta figura que nosso modelo reproduz razoavel-

mente bem outros resultados citados no corpo da própria figura.

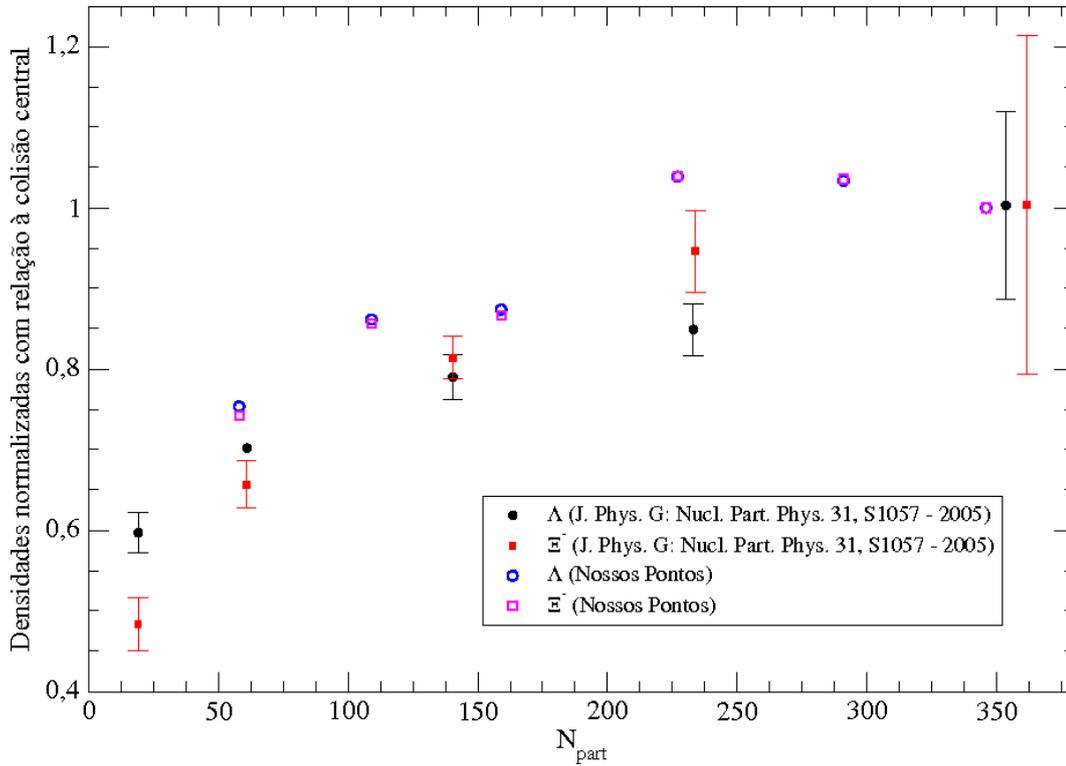


Figura 6.7: Comparação entre as densidades normalizadas para colisão central de dois bárions estranhos: nossos resultados e os obtidos em (77).

Assim, mostramos neste capítulo, que nosso modelo funciona razoavelmente bem e é bastante promissor também para análise de colisões não-centrais. É válido mencionar que não há uma grande disponibilidade de dados experimentais em função da centralidade para vários valores de \sqrt{s} . Ou seja, com estes dados sendo disponibilizados futuramente, poderemos analisá-los imediatamente.

Deve-se observar que, como sabido, a aproximação de Glauber torna-se bastante precária para colisões extremamente periféricas. Certamente, é o caso a partir de 60% da tabela 6.1. Não se esperam, portanto, bons ajustes experimentais nesta região. Neste caso, hipóteses adicionais para o bom tratamento das colisões devem ser utilizadas. Este claramente é o caso do efeito core-corona, mencionado na seção 2.10. Para centralidades menores, os modelos térmicos são bastante confiáveis, como mencionado, por exemplo, em (13).

7 *Conclusões e perspectivas*

Em linhas gerais, estudamos como melhor reproduzir dados experimentais de colisões de íons pesados em altas energias, através de um modelo térmico descrito através de um ensemble grande-canônico. Em todas as colisões que analisamos impusemos os vínculos de conservação de carga bariônica, carga elétrica e de carga estranha. Incluímos ainda o efeito de volume excludente como simulador de uma repulsão para os hádrons em distâncias muito pequenas (0,3 fm). Também incluímos considerações geométricas para analisar colisões periféricas. Do ponto de vista teórico, o formalismo que desenvolvemos é completamente geral e segue trabalhos anteriormente desenvolvidos (47, 61, 62, 167). A implementação numérica do modelo é bastante trabalhosa, pois envolve um ensemble com um grande número de hádrons, assim como seus múltiplos canais de decaimento, cujas soluções são iteradas a cada passo de forma a satisfazer as leis de conservação mencionadas. A construção desta parte numérica foi desde o início desenvolvida por nós, ainda longe de aplicações, com o intuito de desenvolver um modelo próprio competitivo, para iniciar uma nova linha de trabalho totalmente independente. Ao término deste trabalho já temos um programa bastante sofisticado, permitindo uma continuidade futura, como será mencionado em seguida, nas perspectivas.

Nossa primeira aplicação com o modelo estatístico-termodinâmico contemplou os múltiplos de hádrons mais leves, descritos pelo grupo SU(3): o octeto de bárions com spin 1/2, o decuplo de bárions de spin 3/2, o noneto de mésons pseudoescalares e o noneto de mésons vetoriais. Em função de um ajuste inadequado para os dados experimentais da colisão Au+Au em $\sqrt{s} = 130$ GeV, adotamos dois procedimentos distintos: a) tratar suas massas de forma efetiva, através de escalonamento ou b) incluir, sem escalonamento, os decaimentos de todas as suas ressonâncias, que realimentassem ressonâncias de massas menores. Ambos procedimentos proporcionaram uma melhora no ajuste dos dados experimentais.

Prosseguimos nosso estudo adicionando estados mais excitados ao conjunto de hádrons anterior, com massas na ordem de 2 GeV, com composição leve e estranha. Neste caso nenhum escalonamento de massa foi empregado, pois inicialmente queríamos verificar o modelo “puro”. Obtivemos resultados para 21 colisões. Verificamos que para energias menores de colisão,

nossos ajustes têm qualidade menor. Poderia se atribuir isso ao fato de não haver sido feito algum outro tratamento no setor de estranheza ou o uso de um ensemble inadequado. Mas este tipo de tentativa que pode alterar os resultados, tornando-os melhores não nos despertou interesse atualmente, visto que os experimentos antigos divulgaram dados restritos neste tipo de medida. Os novos experimentos devem medir novamente estas faixas de energias usando outras tecnologias, de modo a fornecer resultados mais amplos confiáveis e apenas quando algo nesse sentido for feito é que realmente teremos certeza de quais tratamentos são realmente adequados. De qualquer forma, ao extrairmos alguns resultados mesmo nesta faixa de energias menores, tínhamos a pretensão de mostrar ser possível obter curvas universais relacionando os parâmetros T , μ_b e \sqrt{s} , como mostradas.

Em temperaturas mais altas analisamos 4 conjuntos, 3 deles a 130 GeV e um a 200 GeV. Dois dos três conjuntos, eram dados compilados por outros autores em modelos estatísticos-termodinâmicos e obtivemos excelentes ajustes. No terceiro, obtivemos um ajuste ruim, pois analisamos poucos dados e os demais não eram compatíveis com os nossos em termos de tratamento de decaimento. No caso de 200 GeV, analisamos um conjunto, com ajuste apenas razoável.

Realizamos uma comparação entre as partículas mais abundantes, nosso conjunto denominado “decuplete” e todas as partículas e ressonâncias, para verificar qual a importância das partículas mais comuns frente ao conjunto completo. Isto era indicado como importante em termos de modelos térmicos (13), mas não para modelos hadrônicos. Verificamos que as partículas do conjunto decuplete são fortemente dominantes frente às de menor probabilidade. Esta dominância ocorre independente do \sqrt{s} da reação, pois estes estados de ressonâncias muitas vezes não são nem produzidos quando \sqrt{s} é muito pequeno, e quando aumenta, ainda assim esta tendência se mantém, como no caso de $\sqrt{s}=130$ GeV analisado.

Estados excitados, que sofrem decaimentos hadrônicos podem ser levados em conta de mais de uma forma. Usando uma largura fenomenológica *à la* Breit-Wigner, verificamos que este procedimento não afetava os nossos resultados de modo importante (40, 41). Uma partícula instável poderia ser contabilizada diretamente, ou ser decomposta nos seus produtos de reação. Verificamos que este processo é relevante. Ou seja, um hádron que possa decair em outro mais leve contribui para a população deste último no freeze-out. Este processo, o branching ratio, discutido na seção, 2.3, é muito importante e altera os observáveis veementemente. Alterando não apenas o valor da qualidade do ajuste das medidas, mas também os demais, de maneira a torná-los mais próximos dos valores de medidas ou daqueles previstos por teorias pré-existentes.

A simples inclusão de partículas mais pesadas, sem levar em conta seus canais de decai-

mentos que realimentem as partículas mais leves, não se manifesta de uma maneira robusta na mudança de T e μ_b , que definem a parametrização e a consequente realização de previsões. Ressalte-se aqui que tal inclusão, no entanto, é importante para alterar outras grandezas tais como a densidade, pressão, densidade de energia e entropia.

Nossos resultados para pequenos \sqrt{s} não se mostraram muito adequados, devido ao pequeno número de graus de liberdade. O RHIC estará retornando ao estudo desse setor do diagrama de fases, com \sqrt{s} variando entre 5 a 50 GeV (170). Da mesma forma ocorrerá com a NA61/SHINE do LHC, que colidirá outros íons e, futuramente FAIR e NICA, com previsão de funcionamento para 2015.

Um observável significativamente modificado, além das multiplicidades, e que sofre uma melhora significativa, é o raio da fireball. Este se aproxima dos valores previstos pelas medidas (88, 164) com a combinação da inclusão de todo conjunto ressonâncias mais a alimentação da branching ratio. Outra grandeza fortemente afetada é $\langle m \rangle$. Esta grandeza com o tratamento completo, incluindo todas partículas e alimentação por branching ratio, sofre uma alteração que a aproxima da celebrada condição de freeze-out unificado (143). Por outro lado, na referência (144), esta condição é alterada de cerca de 1 GeV, para cerca de 1,1 GeV. Tendência também de outros trabalhos posteriores, que verificamos.

Nos conjuntos de dados analisados com nosso modelo, apresentamos um estudo de sua termodinâmica com a exibição do comportamento das principais grandezas termodinâmicas.

Analisamos ainda e dentro da perspectiva anterior, os efeitos de volume finito da fireball (correções nas integrais que calculam as grandezas termodinâmicas) assim como também de volume excludente. No primeiro caso, as correções são pequenas (note nossas figuras na seção de resultados com $\text{opt}=0, 1$ e 2). No segundo caso, as correções de volume excludente são importantes para o cálculo de densidades, densidade de energia, pressão e entropia. No entanto, quando se trata de qualquer razão entre estas grandezas, tais efeitos desaparecem, pois surgindo tanto no numerador quanto no denominador há cancelamentos: o ajuste será o mesmo independente do valor do raio excludente (64). Seu efeito teria que ser buscado diretamente no ajuste de suas densidades e não de suas razões. Ainda, isto não é válido no cálculo de variáveis termodinâmicas, onde não há este cancelamento.

Nossos resultados referentes ao horn reproduzem bem a tendência característica deste efeito: uma anomalia no comportamento da produção de estranheza, que surge em torno de 10 GeV. Verificamos uma anomalia maior para uma maior carga estranha envolvida.

No último capítulo foi feita uma última aplicação do modelo para colisões não-centrais, onde verificamos um efeito pequeno para (T, μ_b) em função do número de participantes. Espe-

ra-se que o modelo estatístico-termodinâmico funcione bem até centralidades de 60%. Neste caso, incluímos também os efeitos de volume finito da fireball, onde seus efeitos eram sempre reduzidos para as colisões estudadas.

7.1 Perspectivas

A parte mais trabalhosa na construção deste modelo já foi feita. Verificamos que o modelo já inclui características que o tornam competitivo. Neste ponto é importante ressaltar que a partir dos resultados obtidos nesta tese, muitos outros devem surgir posteriormente, apenas com a realizações de alterações mais simples. Listamos a seguir ideias que poderão ser implementadas futuramente.

Um tratamento estatístico mais rigoroso se faz necessário, onde nossas grandezas passem a ter barra de erros para uma adequada comparação com os dados experimentais.

Outros dois aspectos relevantes e de inclusão simples, são um número maior de ressonâncias nos decaimentos através de branching ratios e decaimentos secundários.

Uma investigação dirigida para verificar sinais de transição de fase para QGP será prioritária. Para tanto, será necessário adicionar um outro modelo que descreva a fase de quarks e glúons. O modelo estatístico-termodinâmico descrevendo o setor de hádrons terá que, para um certo par (T, μ_b) , satisfazer a exigência do critério de Gibbs, de pressão, temperatura e potencial químico iguais em ambas as fases (de hádrons e de QGP).

Um estudo bastante interessante, seria verificar com mais cuidado, o verdadeiro papel desempenhado pelas massas efetivas de hádrons, mesmo que fosse apenas para um conjunto restrito de ressonâncias, como nosso decuplete. Não é claro que as massas tenham que ter escalonamentos iguais de suas massas. Um estudo mais trabalhoso, mas que fosse capaz de determinar valores efetivos de massas que melhor ajustassem os dados, seria de interesse. Os efeitos do meio devem impactar o setor de estranheza, principalmente através dos káons e antikáons (171), um aspecto que pode vir a ser explorado.

É de suma importância ampliar nossos resultados em termos de previsões, através da parametrização de (T, μ_b) em função de \sqrt{s} . Temos nossos próprios valores de parâmetros, que restam ser melhor explorados.

Finalmente, devemos ampliar nossos estudos de colisões periféricas. As medidas do aumento de estranheza em função da centralidade para colisões AA e como função da multiplicidade em colisões pp em energias do LHC, fornecerão informações importantes para a ade-

quação dos modelos, através da ALICE. Os estudos do aumento do méson ϕ e suas funções de excitação são de particular interesse, pois, devido à sua estrutura, esta partícula não é canonicamente suprimida (10, 172). Este méson, devido ao seu tempo de vida, pode sofrer efeitos do meio. Estes efeitos nos inspiraram no capítulo 4 e podem ser refeitos com ênfase nessa propriedade. Este méson é considerado “problemático” em termos de ajuste pelo modelo térmico (173).

A realização destas etapas mencionadas e a divulgação de novos dados experimentais devem ampliar ainda mais esta lista de temas de pesquisa.

APÊNDICE A – Lista de partículas empregadas

Este apêndice tem como finalidade explicitar as partículas utilizadas nos cálculos. Nele, os setores de mésons e de bárions estão separados. Além disto, os conjuntos definidos entre aspas como decuplete e como ressonâncias são nomes para simplificar nosso tratamento. O conjunto decuplete era composto, não apenas por um decuplete de bárions, mas por: (1) octeto de bárions com spin 1/2, (2) noneto de mésons pseudoescalares, (3) decuplete de bárions com spin 3/2 e (4) noneto de mésons vetoriais. Por comodidade este conjunto foi denominado decuplete. O conjunto ressonâncias, de forma similar, é aquele composto por todo o decuplete e também por todo conjunto de ressonâncias detectado e compilado pelo PDG (6), sem cortes, com composição leve e estranha.

Tabela A.1: Mésons componentes do conjunto “decuplete”. Mésons de 1 a 6 não apresentam nenhuma carga (elétrica, bariônica e estranha). Os mésons de 7 a 12 tem carga elétrica negativa e os mésons 13 a 18 são os mésons carregados positivamente e também anti-mésons dos mésons 7 a 12.

i= 1 = pi0
i= 2 = eta
i= 3 = rho0
i= 4 = ômega(782)
i= 5 = eta'(958)
i= 6 = phi(1020)
i= 7 = pi-
i= 8 = K-
i= 9 = K0
i= 10 = rho-
i= 11 = K*(892)-
i= 12 = K*(892)0
i= 13 = pi+
i= 14 = K+
i= 15 = anti K0
i= 16 = rho+
i= 17 = K*(892)+
i= 18 = anti K*(892)0

Tabela A.2: Mésons com todas cargas nulas: de 1 a 39. Mésons com carga elétrica negativa: 40 a 77 e seus anti-mésons correspondentes: 78 a 115, com carga elétrica positiva. Estes mésons compõem o conjunto “ressonâncias”.

i= 1 = pi0	i= 21 = eta(1440)
i= 2 = eta	i= 22 = a0(1450)
i= 3 = rho0	i= 23 = rho(1450)
i= 4 = ômega(782)	i= 24 = f0(1500)
i= 5 = eta'(958)	i= 25 = f2'(1525)
i= 6 = phi(1020)	i= 26 = ômega(1650)
i= 7 = f0(600)	i= 27 = ômega3(1670)
i= 8 = f0(980)	i= 28 = pi2(1670)
i= 9 = a0(980)	i= 29 = phi(1680)
i= 10 = h1(1170)	i= 30 = rho3(1690)
i= 11 = b1(1235)	i= 31 = rho(1700)
i= 12 = a1(1260)	i= 32 = f0(1710)
i= 13 = f2(1270)	i= 33 = pi(1800)
i= 14 = f1(1285)	i= 34 = phi3(1850)
i= 15 = eta(1295)	i= 35 = f2(2010)
i= 16 = pi(1300)	i= 36 = a4(2040)
i= 17 = a2(1320)	i= 37 = f4(2050)
i= 18 = f0(1370)	i= 38 = f2(2300)
i= 19 = f1(1420)	i= 39 = f2(2340)
i= 20 = ômega(1420)	
i= 40 = pi-	i= 61 = K1(1400)0
i= 41 = K-	i= 62 = K*(1410)-
i= 42 = K0	i= 63 = K*(1410)0
i= 43 = rho-	i= 64 = K0*(1430)-
i= 44 = K*(892)-	i= 65 = K0*(1430)0
i= 45 = K*(892)0	i= 66 = K2*(1430)-
i= 46 = a0(980)-	i= 67 = K2*(1430)0
i= 47 = b1(1235)-	i= 68 = K*(1680)-
i= 48 = a1(1260)-	i= 69 = K*(1680)0
i= 49 = pi(1300)-	i= 70 = K2(1770)-
i= 50 = a2(1320)-	i= 71 = K2(1770)0
i= 51 = a0(1450)-	i= 72 = K3*(1780)-
i= 52 = rho(1450)-	i= 73 = K3*(1780)0
i= 53 = pi2(1670)-	i= 74 = K2(1820)-
i= 54 = rho3(1690)-	i= 75 = K2(1820)0
i= 55 = rho(1700)-	i= 76 = K4*(2045)-
i= 56 = pi(1800)-	i= 77 = K4*(2045)0
i= 57 = a4(2040)-	
i= 58 = K1(1270)-	
i= 59 = K1(1270)0	
i= 60 = K1(1400)-	

Tabela A.3: Bárions componentes do conjunto “decupeto”: 1 a 18. Seus anti-bárions correspondentes vão de 19 a 36 (não mostrados na tabela). Bárions componentes do conjunto “ressonâncias”: 1 a 122. Seus anti-bárions correspondentes vão de 123 a 244 (não mostrados na tabela).

i= 1 = nêutron	i= 62 = delta(1910)+
i= 2 = próton	i= 63 = delta(1910)0
i= 3 = lambda	i= 64 = delta(1910)-
i= 4 = sigma-	i= 65 = delta(1920)++
i= 5 = sigma0	i= 66 = delta(1920)+
i= 6 = sigma+	i= 67 = delta(1920)0
i= 7 = ksi-	i= 68 = delta(1920)-
i= 8 = ksi0	i= 69 = delta(1930)++
i= 9 = delta(1232)	i= 70 = delta(1930)+
i= 10 = delta(1232)0	i= 71 = delta(1930)0
i= 11 = delta(1232)+	i= 72 = delta(1930)-
i= 12 = delta(1232)++	i= 73 = delta(1950)++
i= 13 = sigma(1385)-	i= 74 = delta(1950)+
i= 14 = sigma(1385)0	i= 75 = delta(1950)0
i= 15 = sigma(1385)+	i= 76 = delta(1950)-
i= 16 = ksi(1530)0	i= 77 = delta(2420)++
i= 17 = ksi(1530)-	i= 78 = delta(2420)+
i= 18 = ômega	i= 79 = delta(2420)0
i= 19 = N(1440)+	i= 80 = delta(2420)-
i= 20 = N(1440)0	i= 81 = lambda(1405)
i= 21 = N(1520)+	i= 82 = lambda(1520)
i= 22 = N(1520)0	i= 83 = lambda(1600)
i= 23 = N(1535)+	i= 84 = lambda(1670)
i= 24 = N(1535)0	i= 85 = lambda(1690)
i= 25 = N(1650)+	i= 86 = lambda(1800)
i= 26 = N(1650)0	i= 87 = lambda(1810)
i= 27 = N(1675)+	i= 88 = lambda(1820)
i= 28 = N(1675)0	i= 89 = lambda(1830)
i= 29 = N(1680)+	i= 90 = lambda(1890)
i= 30 = N(1680)0	i= 91 = lambda(2100)
Continua na próxima página	

Tabela A.3 – continuação da página anterior

i= 31 = N(1700)+	i= 92 = lambda(2110)
i= 32 = N(1700)0	i= 93 = lambda(2350)
i= 33 = N(1710)+	i= 94 = sigma(1660)+
i= 34 = N(1710)0	i= 95 = sigma(1660)0
i= 35 = N(1720)+	i= 96 = sigma(1660)-
i= 36 = N(1720)0	i= 97 = sigma(1670)+
i= 37 = N(2190)+	i= 98 = sigma(1670)0
i= 38 = N(2190)0	i= 99 = sigma(1670)-
i= 39 = N(2220)+	i=100 = sigma(1750)+
i= 40 = N(2220)0	i=101 = sigma(1750)0
i= 41 = N(2250)+	i=102 = sigma(1750)-
i= 42 = N(2250)0	i=103 = sigma(1775)+
i= 43 = N(2600)+	i=104 = sigma(1775)0
i= 44 = N(2600)0	i=105 = sigma(1775)-
i= 45 = delta(1600)++	i=106 = sigma(1915)+
i= 46 = delta(1600)+	i=107 = sigma(1915)0
i= 47 = delta(1600)0	i=108 = sigma(1915)-
i= 48 = delta(1600)-	i=109 = sigma(1940)+
i= 49 = delta(1620)++	i=110 = sigma(1940)0
i= 50 = delta(1620)+	i=111 = sigma(1940)-
i= 51 = delta(1620)0	i=112 = sigma(2030)+
i= 52 = delta(1620)-	i=113 = sigma(2030)0
i= 53 = delta(1700)++	i=114 = sigma(2030)-
i= 54 = delta(1700)+	i=115 = ksi(1690)0
i= 55 = delta(1700)0	i=116 = ksi(1690)-
i= 56 = delta(1700)-	i=117 = ksi(1820)0
i= 57 = delta(1905)++	i=118 = ksi(1820)-
i= 58 = delta(1905)+	i=119 = ksi(1950)0
i= 59 = delta(1905)0	i=120 = ksi(1950)-
i= 60 = delta(1905)-	i=121 = ksi(2030)0
i= 61 = delta(1910)++	i=122 = ksi(2030)-

Bibliografia

- 1 NORMAND, C. *et al.* Mapping the nuclear landscape: 50 years of the Karlsruher Nuklidkarte. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 282, n. 2, p. 395–400, Nov 2009.
- 2 STOKS, V. G. J. *et al.* Construction of high-quality NN potential models. *Physical Review C*, v. 49, n. 6, p. 2950–2962, Jun 1994.
- 3 WIRINGA, R. B.; STOKS, V. G. J.; SCHIAVILLA, R. Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Physical Review C*, v. 51, n. 1, p. 38–51, Jan 1995.
- 4 ENGVIK, L. *et al.* Modern nucleon-nucleon potentials and symmetry energy in infinite matter. *Nuclear Physics A*, v. 627, n. 1, p. 85 – 100, 1997. ISSN 0375-9474.
- 5 MACHLEIDT, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential. *Physical Review C*, v. 63, n. 2, p. 024001, Jan 2001.
- 6 HAGIWARA, K. *et al.* Review of particle properties. *Phys. Rev. D*, v. 66, n. 1, p. 010001, Jul 2002.
- 7 SHURYAK, E. V. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter.
- 8 ANDRONIC, A. *et al.* Statistical hadronization of heavy flavor quarks in elementary collisions: Successes and failures. *Physics Letters B*, 678, n. 4, p. 350–354, Jul 27 2009.
- 9 ZAPP, K. *et al.* Heavy quark energy loss through soft QCD scattering in the QGP. *International Journal of Modern Physics E - Nuclear Physics*, 16, n. 7-8, p. 2072–2078, Aug-Sep 2007.
- 10 BELIKOV, I.; ALICE Collaboration. Strangeness and heavy flavours within the ALICE experiment. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094020, 2010.
- 11 MULLER, B. The flavours of the quark-gluon plasma. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 36, n. 6, p. 064001, 2009.
- 12 LETESSIER, J.; RAFELSKI, J. *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*. [S.l.: s.n.], 2002. New York: Cambridge University Press, Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology; 18.
- 13 BARAN, A.; BRONIOWSKI, W.; FLORKOWSKI, W. Description of the Particle Ratios and Transverse-Momentum Spectra for Various Centralities at RHIC in a Single-Freeze-Out Model. *Acta Physica Polonica B*, v. 35, p. 779, 2004.
- 14 GUPTA, S. D.; MEKJIAN, A.; TSANG, M. Liquid-gas phase transition in nuclear multifragmentation. *Advances in Nuclear Physics*, v. 26, p. 89–166, 2001.

- 15 POCHODZALLA, J. *et al.* Probing the nuclear liquid-gas phase transition. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 6, p. 1040–1043, Aug 1995.
- 16 DUCOIN, C.; CHOMAZ, P.; GULMINELLI, F. Role of isospin in the nuclear liquid-gas phase transition. *Nuclear Physics A*, v. 771, p. 68 – 92, 2006. ISSN 0375-9474.
- 17 MÜLLER, H.; SEROT, B. D. Phase transitions in warm, asymmetric nuclear matter. *Physical Review C*, v. 52, n. 4, p. 2072–2091, Oct 1995.
- 18 STONE, J. R.; REINHARD, P. G. The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 58, n. 2, p. 587–657, 2006.
- 19 BENDER, M.; HEENEN, P.-H.; REINHARD, P.-G. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, v. 75, n. 1, p. 121–180, Jan 2003.
- 20 STONE, J. R. *et al.* Nuclear matter and neutron-star properties calculated with the Skyrme interaction. *Physical Review C*, v. 68, n. 3, p. 034324, Sep 2003.
- 21 SKYRME, T. The Nuclear Surface. *Philosophical Magazine*, 1, n. 11, p. 1043–1054, 1956.
- 22 VAUTHERI, D.; BRINK, D. Hartree-Fock calculations with Skyrmes interaction. 1. Spherical Nuclei. *Physical Review C*, 5, n. 3, p. 626–647, 1972.
- 23 MURONGA, A. Second-order dissipative fluid dynamics for ultrarelativistic nuclear collisions. *Physical Review Letters*, v. 88, n. 6, p. 062302, Jan 2002.
- 24 MURONGA, A. Erratum: Second order dissipative fluid dynamics for ultrarelativistic nuclear collisions [phys. rev. lett. 88, 062302 (2002)]. *Physical Review Letters*, v. 89, n. 15, p. 159901, Sep 2002.
- 25 MURONGA, A. Causal theories of dissipative relativistic fluid dynamics for nuclear collisions. *Physical Review C*, v. 69, n. 3, p. 034903, Mar 2004.
- 26 GRASSI, F.; HAMA, Y.; KODAMA, T. Particle emission in the hydrodynamical description of relativistic nuclear collisions. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, v. 73, p. 153 – 160, 1996.
- 27 ANDERLIK, C. *et al.* Freeze-out in hydrodynamical models. *Physical Review C*, v. 59, n. 6, p. 3309–3316, Jun 1999.
- 28 SCHNEDERMANN, E.; SOLLFRANK, J.; HEINZ, U. Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV S+S collisions. *Physical Review C*, v. 48, n. 5, p. 2462–2475, Nov 1993.
- 29 ZSCHIESCHE, D. *et al.* Particle ratios at RHIC: Effective hadron masses and chemical freeze-out. *Physics Letters B*, v. 547, n. 1-2, p. 7 – 14, 2002. ISSN 0370-2693.
- 30 SCHRAMM, S. *et al.* Phase structure of strongly interacting matter and simulations of heavy-ion collisions using a quark-hadron model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094041, 2010.
- 31 MENEZES, D. P. *et al.* Constraining relativistic models through heavy ion collisions. *Physical Review C*, v. 76, n. 6, p. 064902, Dec 2007.

- 32 CHIAPPARINI, M. *et al.* Hadron production in non-linear relativistic mean field models. *Nuclear Physics A*, v. 826, n. 1-2, p. 178 – 189, 2009. ISSN 0375-9474.
- 33 DELFINO, A. *et al.* Hadronic chiral mean field models at extreme temperatures and densities. *Journal of Physics G - Nuclear and particle physics*, 27, n. 11, p. 2251–2266, Nov 2001.
- 34 PANDA, P. K. *et al.* Excluded volume effects in the quark meson coupling model. *Physical Review C*, v. 65, n. 6, p. 065206, Jun 2002.
- 35 SOUZA, R. D. de. *Produção Térmica de Partículas em Colisões Nucleares Relativísticas*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Campinas, Campinas, São Paulo, Brasil, 2008.
- 36 FERMI, E. High energy nuclear events. *Progress of Theoretical Physics*, v. 5, n. 4, p. 570–583, 1950.
- 37 CLEYMANS, J. *et al.* Exact baryon, strangeness, and charge conservation in hadronic gas models. *Physical Review C*, v. 56, n. 5, p. 2747–2751, Nov 1997.
- 38 WU, K. J.; LIU, F.; XU, N. Energy dependence of the v 2-scaling and the QCD phase boundary. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094029, 2010.
- 39 BALIAN, R.; BLOCH, C. Distribution of eigenfrequencies for the wave equation in a finite domain : I. three-dimensional problem with smooth boundary surface. *Annals of Physics*, v. 60, n. 2, p. 401 – 447, 1970. ISSN 0003-4916.
- 40 HIRSCH, L.; DELFINO, A.; CHIAPPARINI, M. Hadron Production in a Thermal Model with Scaled Masses. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 199, n. 1, p. 297 – 302, 2010. ISSN 0920-5632. Proceedings of the International Workshop Light Cone 2009 (LC2009): Relativistic Hadronic and Particle Physics.
- 41 MICHALEC, M.; FLORKOWSKI, W.; BRONIOWSKI, W. Scaling of hadron masses and widths in thermal models for ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Physics Letters B*, v. 520, n. 3-4, p. 213 – 216, 2001. ISSN 0370-2693.
- 42 AMSLER, C. *et al.* Review of particle physics. *Physics Letters B*, v. 667, n. 1-5, p. 1 – 6, 2008. ISSN 0370-2693. Review of Particle Physics.
- 43 HAGEDORN, R. The long way to the statistical bootstrap model,. Invited talk at NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul (1994).
- 44 TORRIERI, G. *et al.* Statistical hadronization phenomenology in K/pi fluctuations at ultra-relativistic energies. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 37, n. 9, Sp. Iss. SI, Sep 2010.
- 45 HAGEDORN, R. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies. *Nuovo Cim. Suppl.*, 3, n. 2, p. 147–186, 1965.
- 46 HAGEDORN, R.; RAFELSKI, J. Hot hadronic matter and nuclear collisions. *Physics Letters B*, v. 97, n. 1, p. 136 – 142, 1980. ISSN 0370-2693.

- 47 RISCHE, D. H. *et al.* Excluded volume effect for the nuclear matter equation of state. *Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields*, v. 51, p. 485 – 489, 1991.
- 48 CLEYMANS, J. *et al.* Excluded-volume effect and the quark-hadron phase-transition. *Physica Scripta*, v. 48, n. 3, p. 277–280, Sep 1993. ISSN 0281-1847.
- 49 BRAUN-MUNZINGER, P. *et al.* Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS. *Physics Letters B*, v. 344, n. 1-4, p. 43 – 48, 1995. ISSN 0370-2693.
- 50 KUZNETSOVA, I.; RAFELSKI, J. Heavy flavor hadrons in statistical hadronization of strangeness-rich QGP. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, Springer Berlin / Heidelberg, v. 51, p. 113–133, 2007. ISSN 1434-6044.
- 51 WHEATON, S.; CLEYMANS, J.; HAUER, M. THERMUS—a thermal model package for ROOT. *Computer Physics Communications*, v. 180, n. 1, p. 84 – 106, 2009. ISSN 0010-4655.
- 52 TORRIERI, G. *et al.* SHARE: Statistical hadronization with resonances. *Computer Physics Communications*, 167, n. 3, p. 229–251, May 1 2005.
- 53 XU, N.; KANETA, M. Hadron freeze-out conditions in high energy nuclear collisions. *Nuclear Physics A*, 698, p. 306C–313C, Feb 11 2002.
- 54 ALICE Collaboration. Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio in *pp* Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV, Measured by the ALICE Experiment. *Physical Review Letters*, v. 105, n. 7, p. 072002, Aug 2010.
- 55 CANTO, L. *et al.* Fusion and breakup of weakly bound nuclei. *Physics Reports*, v. 424, n. 1-2, p. 1 – 111, 2006. ISSN 0370-1573.
- 56 MIKULEC, B. *et al.* *LHC Beams from the CERN PS Booster*. 2009. CERN Document Server [<http://cdsweb.cern.ch/oai2d>] (Switzerland).
- 57 AAMODT, K.; ALICE collaboration. First proton proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged-particle pseudorapidity density at GeV. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, v. 65, p. 111 – 125, 01 2010.
- 58 AAD, G.; ATLAS collaboration. Charged-particle multiplicities in *pp* interactions at measured with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, v. 688, n. 1, p. 21 – 42, 2010. ISSN 0370-2693.
- 59 STÖCKER, H. *et al.* Highlights of strangeness physics at FAIR. *Nuclear Physics A*, v. 827, n. 1-4, p. 624c – 629c, 2009. ISSN 0375-9474. PANIC08 - Proceedings of the 18th Particles and Nuclei International Conference.
- 60 STEINHEIMER, J. *et al.* Strangeness at the international Facility for Antiproton and Ion Research. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 62, n. 2, p. 313 – 317, 2009. ISSN 0146-6410. Heavy-Ion Collisions from the Coulomb Barrier to the Quark-Gluon Plasma - 30th Course, International Workshop on Nuclear Physics.
- 61 BRAUN-MUNZINGER, P. *et al.* Hadron production in Au-Au collisions at RHIC. *Physics Letters B*, v. 518, n. 1-2, p. 41 – 46, 2001. ISSN 0370-2693.

- 62 BRAUN-MUNZINGER, P.; HEPPE, I.; STACHEL, J. Chemical equilibration in Pb+Pb collisions at the SPS. *Physics Letters B*, v. 465, n. 1-4, p. 15 – 20, 1999. ISSN 0370-2693.
- 63 VASCONCELOS, G. M. S. *Produção de estranheza em colisões de íons pesados relativísticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Campinas, Campinas, São Paulo, Brasil, 2008.
- 64 FLORKOWSKI, W.; BRONIOWSKI, W.; MICHALEC, M. Thermal analysis of particle ratios and p_t spectra at RHIC. *Acta Physica Polonica B*, v. 33, p. 761–769, 2002.
- 65 BRONIOWSKI, W.; BARAN, A.; FLORKOWSKI, W. Thermal approach to RHIC. *Acta Physica Polonica B*, v. 33, p. 4235, 2002.
- 66 CLEYMANS, J.; SATZ, H. Thermal hadron-production in high-energy heavy-ion collisions. *Zeitschrift für Physik C-Particles and Fields*, v. 57, n. 1, p. 135–147, Jan 1993.
- 67 CLEYMANS, J. *et al.* The thermal model and the transition from baryonic to mesonic freeze-out. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, v. 29, p. 119 – 121, 2006.
- 68 CLEYMANS, J. *et al.* Transition from baryonic to mesonic freeze-out. *Physics Letters B*, v. 615, n. 1-2, p. 50 – 54, 2005. ISSN 0370-2693.
- 69 NORONHA-HOSTLER, J.; GREINER, C.; SHOVKOVY, I. A. Fast equilibration of hadrons in an expanding fireball. *Physical Review Letters*, v. 100, n. 25, p. 252301, Jun 2008.
- 70 STOCK, R. The parton to hadron phase transition observed in Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *Physics Letters B*, v. 456, n. 2-4, p. 277 – 282, 1999. ISSN 0370-2693.
- 71 HEINZ, U.; KESTIN, G. Jozso's Legacy: Chemical and kinetic freeze-out in heavy-ion collisions. *European Physical Journal - Special Topics*, 155, p. 75–87, Mar 2008.
- 72 BEBIE, H. *et al.* The role of the entropy in an expanding hadronic gas. *Nuclear Physics B*, v. 378, n. 1-2, p. 95 – 128, 1992. ISSN 0550-3213.
- 73 HEINZ, U. Primordial hadrosynthesis in the little bang. *Nuclear Physics A*, v. 661, n. 1-4, p. 140 – 149, 1999. ISSN 0375-9474.
- 74 MINGMEI, X.; MEILING, Y.; LIANSHOU, L. Mechanism of crossover between hadron gas and QGP and the liquid property of sQGP. *Nuclear Physics A*, v. 820, n. 1-4, p. 131c – 134c, 2009.
- 75 TANNENBAUM, M. J. Recent results in relativistic heavy ion collisions: from 'a new state of matter' to 'the perfect fluid'. *Reports on Progress in Physics*, v. 69, n. 7, p. 2005, 2006.
- 76 MISHRA, M.; SINGH, C. Freeze-out volume of hot dense fireball. *Physics Letters B*, v. 651, n. 2-3, p. 119 – 123, 2007. ISSN 0370-2693.
- 77 CAINES, H.; STAR Collaboration. Volume effects on strangeness production. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, v. 31, p. S1057–S1060, Jun 2005.
- 78 BECATTINI, F.; MANNINEN, J.; GADZICKI, M. Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions. *Physical Review C*, v. 73, n. 4, p. 044905, Apr 2006.

- 79 LETESSIER, J.; RAFELSKI, J. Hadron production and phase changes in relativistic heavy-ion collisions. *European Physical Journal A*, 35, n. 2, p. 221–242, Feb 2008.
- 80 VASCONCELOS, G. M. S.; STAR Collaboration. Multi-strange particle production in relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094034, 2010.
- 81 CAINES, H. Using strange hadrons as probes of dense matter. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 32, n. 12, p. S171, 2006.
- 82 CLEYMANS, J. *et al.* System-size dependence of strangeness saturation. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 30, n. 1, p. S595, 2004.
- 83 RAFELSKI, J.; LETESSIER, J. Strangeness enhancement at LHC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 35, n. 4, p. 044042, 2008.
- 84 HAMIEH, S.; REDLICH, K.; TOUNSI, A. Canonical description of strangeness enhancement from p-A to Pb-Pb collisions. *Physics Letters B*, 486, n. 1-2, p. 61–66, Jul 27 2000.
- 85 BELLWIED, R. Experimental summary and a look forward. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094033, 2010.
- 86 MISHRA, M.; SINGH, C. P. Effect of geometrical size of the particles in a hot and dense hadron gas. *Physical Review C*, v. 76, n. 2, p. 024908, Aug 2007.
- 87 BOAL, D. H.; GELBKE, C.-K.; JENNINGS, B. K. Intensity interferometry in subatomic physics. *Reviews of Modern Physics*, v. 62, n. 3, p. 553–602, Jul 1990.
- 88 ANDRONIC, A. *et al.* Hadron production in ultra-relativistic nuclear collisions: Quarkyonic matter and a triple point in the phase diagram of QCD. *Nuclear Physics A*, v. 837, n. 1-2, p. 65 – 86, 2010. ISSN 0375-9474.
- 89 ADLER, C. *et al.* Pion interferometry of $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV Au+Au Collisions at RHIC. *Physical Review Letters*, American Physical Society, v. 87, n. 8, p. 082301, Aug 2001.
- 90 ZSCHIESCHE, D. *et al.* Space-time evolution and Hanbury–Brown–Twiss analysis of relativistic heavy ion collisions in a chiral $SU(3) \times SU(3)$ model. *Physical Review C*, v. 65, n. 6, p. 064902, Jun 2002.
- 91 FLORKOWSKI, W. *et al.* Describing transverse dynamics and space-time evolution at RHIC in a hydrodynamic model with statistical hadronization. *Nuclear Physics A*, v. 830, n. 1-4, p. 821c – 824c, 2009. ISSN 0375-9474. Quark Matter 2009 - The 21st International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions.
- 92 BRUMFIEL, G. Down the Petabyte Highway. *Nature*, 469, n. 7330, p. 282–283, Jan 20 2011.
- 93 SPIEGEL, M. R.; SCHILLER, J. J.; SRINIVASAN, R. A. *Schaum's Outline of Probability and Statistics*. 2. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 2000. Paperback. ISBN 0071350047.
- 94 VOGT, R. Ultrarelativistic heavy-ion collisions. p. 1–477, 2007. Amsterdam, Netherlands: Elsevier.

- 95 CATTANEO, U. Sliced extensions and Gell-Mann-Nishijima formula. *Il Nuovo Cimento A*, v. 7, p. 839–855, 1972.
- 96 BEUTLER, F. *et al.* The canonical partition function for relativistic hadron gases. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, v. 67, p. 439 – 444, 06 2010.
- 97 CLEYMANS, J. *et al.* On the phenomenology of deconfinement and chiral symmetry restoration. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, Springer Berlin / Heidelberg, v. 33, p. 151–156, 1986. ISSN 0170-9739.
- 98 BUGAEV, K. A. *et al.* Van der Waals excluded volume model for Lorentz contracted rigid spheres. *Physics Letters B*, v. 485, n. 1-3, p. 121 – 125, 2000. ISSN 0370-2693.
- 99 KOSTYUK, A. *et al.* Second cluster integral and excluded volume effects for the pion gas. *Physical Review C*, v. 63, n. 4, p. 044901, Mar 2001.
- 100 MISHRA, M.; SINGH, C. P. Particle multiplicities and ratios in excluded volume models. *Physical Review C*, APS, v. 78, n. 2, p. 024910, 2008.
- 101 CASTORINA, P.; REDLICH, K.; SATZ, H. The phase diagram of hadronic matter. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, Springer Berlin / Heidelberg, v. 59, p. 67–73, 2009. ISSN 1434-6044.
- 102 ARMESTO, N. *et al.* Heavy-ion collisions at the LHC-Last call for predictions. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 35, n. 5, May 2008.
- 103 RAFELSKI, J.; LETESSIER, J. Strangeness and thresholds of phase changes in relativistic heavy ion collisions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, v. 161, p. 200 – 209, 2006.
- 104 RAFELSKI, J.; MULLER, B. Strangeness production in the quark-gluon plasma. *Physical Review Letters*, 48, n. 16, p. 1066–1069, 1982.
- 105 ANDERSEN, E.; WA97 Collaboration. Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c. *Physics Letters B*, 449, n. 3-4, p. 401–406, Mar 11 1999.
- 106 RAFELSKI, J.; LETESSIER, J. Strangeness and statistical hadronization: How to study quark-gluon plasma. *Acta Physica Polonica B*, 34, n. 12, p. 5791–5823, Dec 2003.
- 107 GLENDENNING, N. K.; RAFELSKI, J. Kaons and quark-gluon plasma. *Physical Review C*, v. 31, n. 3, p. 823–827, Mar 1985.
- 108 GAZDZICKI, M.; GORENSTEIN, M. I. On the early stage of nucleus nucleus collisions. *Acta Phys. Polon.*, B30, p. 2705, 1999.
- 109 GAZDZICKI, M.; NA49 Collaboration. Report from NA49. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 30, n. 8, p. S701, 2004.
- 110 NA49 Collaboration. Pion and kaon production in central $Pb + Pb$ collisions at 20A and 30A GeV: Evidence for the onset of deconfinement. *Physical Review C*, v. 77, n. 2, p. 024903, Feb 2008.

- 111 ANDRONIC, A.; BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J. Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: The hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition. *Physics Letters B*, v. 673, n. 2, p. 142 – 145, 2009. ISSN 0370-2693.
- 112 OESCHLER, H. *et al.* Transition from baryon-to meson-dominated freeze-out—early decoupling around 30 A GeV? *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 32, n. 12, p. S223, 2006.
- 113 TAWFIK, A. Particle Ratios in Heavy-Ion Collisions. *Fizika*, B18, p. 141–150, 2009.
- 114 STEINHEIMER, J. *et al.* Strangeness production at SPS energies in a (3+1)-dimensional Boltzmann+hydrodynamics approach. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094038, 2010.
- 115 RAFELSKI, J.; LETESSIER, J. Hadronization of expanding QGP. *European Physical Journal A*, 29, n. 1, p. 107–111, Jul 2006.
- 116 TORRIERI, G. A statistical model analysis of K/pi fluctuations in heavy ion collisions. *International Journal of Modern Physics E*, v. 16, p. 1783, 2007.
- 117 NAYAK, J. K.; BANIK, S.; ALAM, J.-e. The “horn” in the kaon-to-pion ratio. *Physical Review C*, v. 82, n. 2, p. 024914, Aug 2010.
- 118 TARNOWSKY, T. J.; STAR Collaboration. Study of dynamical K/pi and p/pi fluctuations in root $\sqrt{s_{NN}}=22.4$ GeV Cu+Cu collisions from the STAR experiment. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 37, n. 9, Sp. Iss. SI, Sep 2010.
- 119 KONCHAKOVSKI, V. P. *et al.* K/pi, K/p and p/pi ratio fluctuations within the HSD transport approach. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 37, n. 9, Sp. Iss. SI, Sep 2010.
- 120 SORENSEN, P. Implications of space–momentum correlations and geometric fluctuations in heavy-ion collisions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094011, 2010.
- 121 WERNER, K. Core-corona separation in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 15, p. 152301, Apr 2007.
- 122 AICHELIN, J.; WERNER, K. Centrality dependence of strangeness enhancement in ultrarelativistic heavy ion collisions: A core-corona effect. *Physical Review C*, v. 79, n. 6, p. 064907, Jun 2009.
- 123 AICHELIN, J.; WERNER, K. Centrality dependence of strangeness enhancement in ultrarelativistic heavy ion collisions: A core-corona effect (vol 79, 064907, 2009). *Physical Review C*, 81, n. 2, Feb 2010.
- 124 BERTULANI, C.; KLEIN, S.; NYSTRAND, J. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 55, p. 271–310, 2005.
- 125 WERNER, K.; LIU, F.-M.; PIEROG, T. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Physical Review C*, 74, n. 4, Oct 2006.

- 126 CASTILLO, J.; ALICE Collaboration. Measurements of quarkonium production with ALICE at the LHC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094051, 2010.
- 127 BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J. (Non) thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression. *Physics letters B*, 490, n. 3-4, p. 196–202, Oct 5 2000. ISSN 0370-2693.
- 128 ANDRONIC, A. *et al.* Heavy quark(onium) at LHC: the statistical hadronization case. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 37, n. 9, Sp. Iss. SI, Sep 2010.
- 129 ANDRONIC, A. *et al.* Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC. *Physics Letters B*, v. 571, n. 1-2, p. 36 – 44, 2003. ISSN 0370-2693.
- 130 BODMER, A. Collapsed nuclei. *Physical Review D*, 4, n. 6, p. 1601–1606, 1971.
- 131 MA, B. *et al.* Finite-volume effect of nucleons and the formation of the quark-gluon plasma. *Physics Letters B*, 315, n. 1-2, p. 29–33, Sep 30 1993.
- 132 MADSEN, J. Shell-model versus liquid-drop model for strangelets. *Physical Review D*, 50, n. 5, p. 3328–3331, Sep 1 1994.
- 133 WEN, X. J. *et al.* Thermodynamics with density and temperature dependent particle masses and properties of bulk strange quark matter and strangelets. *Physical Review C*, v. 72, n. 1, p. 015204, Jul 2005.
- 134 GUIMARÃES, K. S. F. F. *Estudo da produção de estranheza em colisões entre íons pesados relativísticos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2007.
- 135 KRAUS, I. *et al.* Chemical equilibrium in collisions of small systems. *Physical Review C*, v. 76, n. 6, p. 064903, Dec 2007.
- 136 CLEYMANS, J.; OESCHLER, H.; REDLICH, K. Influence of impact parameter on thermal description of relativistic heavy ion collisions at (1-2) A GeV. *Physical Review C*, v. 59, n. 3, p. 1663–1673, Mar 1999.
- 137 SOLLFRANK, J. *et al.* Chemical freeze-out conditions in central S-S collisions at 200A GeV. *Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields*, v. 61, p. 659 – 665, 1994.
- 138 CLEYMANS, J. *et al.* Thermal hadron production in Si-Au collisions. *Zeitschrift für physik C-Particles and Fields*, 74, n. 2, p. 319–323, Apr 1997.
- 139 CLEYMANS, J. *et al.* Centrality dependence of thermal parameters deduced from hadron multiplicities in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Physical Review C*, v. 71, n. 5, p. 054901, May 2005.
- 140 BECATTINI, F. *et al.* Features of particle multiplicities and strangeness production in central heavy ion collisions between 1.7 A and 158 A GeV/c. *Physical Review C*, v. 64, n. 2, p. 024901, Jun 2001.
- 141 SEROT, B. D.; WALECKA, J. D. *Advances in nuclear physics*. 1986.

- 142 CLEYMANS, J. *et al.* Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions. *Physical Review C*, v. 73, n. 3, p. 034905, Mar 2006.
- 143 CLEYMANS, J.; REDLICH, K. Unified description of freeze-out parameters in relativistic heavy ion collisions. *Physical Review Letters*, v. 81, n. 24, p. 5284–5286, Dec 1998.
- 144 BRAVINA, L. *et al.* Violation of energy-per-hadron scaling in resonance matter. *Physical Review C*, v. 66, n. 1, p. 014906, Jul 2002.
- 145 BRATKOVSKAYA, E. L. *et al.* Strangeness dynamics and transverse pressure in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Physical Review C*, v. 69, n. 5, p. 054907, May 2004.
- 146 BLEICHER, M.; AICHELIN, J. Strange resonance production: probing chemical and thermal freeze-out in relativistic heavy ion collisions. *Physics Letters B*, v. 530, n. 1-4, p. 81 – 87, 2002.
- 147 TORRIERI, G. Fluctuations of particle ratios as a freeze-out probe. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 35, n. 4, p. 044009, 2008.
- 148 BEGUN, V. V.; GORENSTEIN, M. I. Particle number fluctuations in relativistic Bose and Fermi gases. *Physical Review C*, v. 73, n. 5, p. 054904, May 2006.
- 149 GADZICKI, M.; GORENSTEIN, M. Transparency, mixing and reflection of initial flows in relativistic nuclear collisions. *Physics Letters B*, v. 640, n. 4, p. 155 – 161, 2006. ISSN 0370-2693.
- 150 APPELSHÄUSER, H. *et al.* Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158 A-GeV. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, v. 2, p. 383 – 390, 08 1998.
- 151 BRONIOWSKI, W.; RYBCZYNSKI, M. Two-body nucleon-nucleon correlations in Glauber models of relativistic heavy-ion collisions. *Physical Review C*, 81, n. 6, Jun 28 2010.
- 152 CLEYMANS, J. Recent developments around chemical equilibrium. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094015, 2010.
- 153 XU, N.; KANETA, M. Hadron freeze-out conditions in high energy nuclear collisions. *Nuclear Physics A*, 698, p. 306C–313C, Feb 11 2002.
- 154 KRAUS, I. *et al.* Particle production in $p - p$ collisions and predictions for $\sqrt{s}=14$ TeV at the CERN Large Hadron Collider (LHC). *Physical Review C*, v. 79, n. 1, p. 014901, Jan 2009.
- 155 KRAUS, I. *et al.* Statistical model predictions for and collisions at LHC. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 62, n. 2, p. 538 – 542, 2009. ISSN 0146-6410. Heavy-Ion Collisions from the Coulomb Barrier to the Quark-Gluon Plasma - 30th Course, International Workshop on Nuclear Physics.
- 156 ANDRONIC, A.; BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J. Erratum to thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: The hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition [phys. lett. b 673 (2009) 142]. *Physics Letters B*, v. 678, n. 5, p. 516 – 516, 2009. ISSN 0370-2693.

- 157 ANDRONIC, A.; BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J. The horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram - the statistical model of hadron production in central nucleus-nucleus collisions. *Nuclear Physics A*, v. 834, n. 1-4, p. 237c – 240c, 2010. ISSN 0375-9474. The 10th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2009).
- 158 TAWFIK, A. A universal description for the freezeout parameters in heavy-ion collisions. *Nuclear Physics A*, 764, p. 387–392, Jan 9 2006.
- 159 BECATTINI, F. *et al.* Chemical equilibrium study in nucleus - nucleus collisions at relativistic energies. *Physical Review C*, v. 69, n. 2, p. 024905, Feb 2004.
- 160 BRAUN-MUNZINGER, P.; STACHEL, J.; REDLICH, K. Particle production in heavy ion collisions. *arXiv:nucl-th/0304013v1*, p. 1–109, 2003.
- 161 HUNG, C. M.; SHURYAK, E. Equation of state, radial flow, and freeze-out in high energy heavy ion collisions. *Physical Review C*, v. 57, n. 4, p. 1891–1906, Apr 1998.
- 162 GORENSTEIN, M. I.; KOSTYUK, A. P.; KRIVENKO, Y. D. Van der Waals excluded-volume model of multicomponent hadron gas. *Journal of Physics G-Nuclear and Particle Physics*, 25, p. L75–L83, 1999.
- 163 MISHUSTIN, I.; SATAROV, L.; GREINER, W. How far is normal nuclear matter from the chiral symmetry restoration? *Physics reports - review section of physics letters*, 391, n. 3-6, p. 363–380, Mar 2004. ISSN 0370-1573.
- 164 STAR Collaboration. Pion interferometry in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ and 200 GeV. *Physical Review C*, American Physical Society, v. 80, n. 2, p. 024905, Aug 2009.
- 165 APPELSHÄUSER, H.; AL *et.* Hadronic expansion dynamics in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, v. 2, p. 661–670, 05 1998.
- 166 BRONIOWSKI, W.; RYBCZYNSKI, M.; BOZEK, P. GLISSANDO: GLauber Initial-State Simulation AND mOre... *Computer Physics Communications*, 180, n. 1, p. 69–83, Jan 1 2009.
- 167 ABELEV, B. I. *et al.* Systematic measurements of identified particle spectra in *pp*, *d + Au*, and *Au + Au* collisions at the STAR detector. *Physical Review C*, v. 79, n. 3, p. 034909, Mar 2009.
- 168 STAR Collaboration. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in au+au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=9.2$ gev. *Physical Review C*, American Physical Society, v. 81, n. 2, p. 024911, Feb 2010.
- 169 MILLER, M. L. *et al.* Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 57, p. 205–243, 2007.
- 170 ODYNIC, G. RHIC beam energy scan program—experimental approach to the QCD phase diagram. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094028, 2010.
- 171 HERRMANN, N.; FOPI Collaboration. Strangeness production at (sub)threshold energies. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094036, 2010.

- 172 BADALÀ, A. *et al.* Study of hadronic resonances in ALICE in a first physics scenario. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094047, 2010.
- 173 KRAUS, I. *et al.* Prospects for strangeness production in p – p collisions at LHC. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, v. 37, n. 9, p. 094021, 2010.