

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo da razão K^*/K em Colisões de Íons Pesados
Relativísticos

Chiara M. Le Roux

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra - Orientador (Instituto de Física - USP)

Prof. Dr. Wei-Liang Qian (Escola de Engenharia de Lorena - USP)

Prof. Dr. Donato Giorgio Torrieri (Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP)

Fernando S. Navarra

São Paulo

2021

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

Le Roux, Chiara Mesquita Cerino Carrillo

Estudo da razão K^*/K em colisões de íons pesados relativísticos.
São Paulo, 2021.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra
Área de Concentração: Física de Partículas.

Unitermos: 1. Colisões de íons pesados relativísticos; 2. Hádrons; 3. Física de Partículas.

USP/IF/SBI-053/2021

University of Sao Paulo
Institute of Physics

Study of the K^*/K Yield Ratio in Relativistic Heavy Ion Collisions

Chiara M. Le Roux

Supervisor: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra

Dissertation submitted to the Institute of Physics of the
University of Sao Paulo in partial fulfillment of the re-
quirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra - Orientador (Institute of Physics - USP)

Prof. Dr. Wei-Liang Qian (Engineering School of Lorena - USP)

Prof. Dr. Donato Giorgio Torrieri (Gleb Wataghin Institute of Physics - UNICAMP)

Sao Paulo

2021

Dedico este trabalho a todas as mulheres cientistas que vieram antes de mim, em especial às Físicas, e que pavimentaram o caminho para que eu pudesse estar aqui hoje.

Agradecimentos

Agradeço à Rossana, minha mãe, pelo amor incondicional e por todo o apoio que sempre me deu; ao Galo, meu pai, por sempre ter me incentivado e por ser meu grande exemplo; aos meus irmãos, Nicolas e Felipe, por estarem sempre ao meu lado, mesmo de longe; à minha amada avó Gilda; à minha tia Susana que sempre torceu por mim e à querida Christiane.

Gostaria de agradecer ao Lucas, que com toda sua experiência, gentileza, paciência e carinho, nunca mediu esforços para me ajudar e aconselhar em todos estes anos e especialmente ao longo do processo de escrita deste trabalho.

Agradeço às minhas grandes amigas Luana e Tathiane pelo companheirismo infindável; à Isabeli e ao Michel por todo o apoio; e a todos os amigos e colegas do IFUSP que estiveram, mesmo que virtualmente, ao meu lado durante esta caminhada: Fernando, Néia, Milena, Isabella, Monalisa, Lucas, Geovane, Luis, Daniel e tantos outros.

Meu imenso agradecimento ao meu orientador Prof. Fernando Navarra pela confiança e por todo o esforço e dedicação.

Agradeço à CNPq que, mesmo em meio a este histórico e tenebroso desmonte da pesquisa nacional, me deu o apoio financeiro sem o qual este trabalho não poderia ter sido realizado.

Por fim, tendo realizado a integridade deste trabalho de mestrado em meio à pandemia mundial de COVID-19, não poderia deixar de expressar minha gratidão efusiva a todos profissionais da saúde da linha de frente e aos órgãos de pesquisa, em especial ao Instituto Butantã, que se dedicaram incansavelmente para desenvolver vacinas e nos dar alguma esperança de vencer estes tempos sombrios.

“Il y a des illusions touchantes qui sont peut-être des réalités sublimes.”

Victor Hugo

Resumo

No presente trabalho estudamos as abundâncias dos mésons K^* e K em colisões de íons pesados relativísticos e como elas mudam durante a fase de gás hadrônico que aparece após o resfriamento do plasma de quarks e glúons. Como fatores que potencialmente influenciam a abundâncias destes mésons, foram explorados: a dinâmica microscópica, ou seja, as interações que ocorrem no gás de hádrons; a temperatura de *freeze-out* térmico, na qual o sistema deixa de interagir e as abundâncias são fixadas e a evolução da temperatura do sistema conforme este se expande. Por fim, comparamos os valores obtidos com valores experimentais da razão K^*/K medidos no experimento ALICE do LHC.

Palavras-chave: Colisões de Íons Pesados Relativísticos; Abundância de Mésons Estranhos; Gás de Hádrons; Interações Hadrônicas; Supressão da Razão K^*/K .

Abstract

In this work, we present a study of the abundances of K^* and K mesons in heavy ion collision and how they are affected by the hadron gas phase that arises once the initial quark gluon plasma has cooled enough. We explore the influence of three main factors over these abundances: the microscopic dynamics that describe the mesons' interactions in the medium; the kinetic freeze-out temperature at which the interactions cease and the abundances are fixed; and the temperature evolution of the system as it expands. Finally, we present a comparison between the results from these calculations and the observed yield ratios measured in LHC's ALICE experiment.

Keywords: Relativistic Heavy Ion Collisions; Strange Mesons Abundances; Hadron Gas; Hadronic Interaction; K^*/K Suppression.

Lista de Figuras

2.1	Diagrama de fases da QCD	15
2.2	Esquemas do LHC e do experimento ALICE.	18
2.3	Fotos do RHIC e do experimento STAR.	19
2.4	Propriedades termodinâmicas calculadas através da QCD na rede e do modelo de gás de hádrons e ressonâncias	24
2.5	Dependência da temperatura com o tempo no meio pós colisão.	29
2.6	Temperatura de <i>freeze-out</i> térmico como função de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$	30
2.7	Medidas da razão bárion/méson e anisotropia em função do momento transversal.	32
2.8	Desvio entre a previsão do SHM e dados do experimento ALICE para a abundância de espécies hadrônicas.	36
3.1	Diagramas de Feynman para aniquilação de mésons K^*	42
3.2	Seções de choque térmica	45
4.1	Evolução temporal de K^*/K com as seções de choque constantes	48
4.2	Efeito da dinâmica na evolução temporal de K^*/K	50
4.3	Taxas de espalhamento	51
4.4	Efeito da dinâmica microscópica: quatro modelos considerando diferentes mecanismos	52
4.5	Efeito do resfriamento na evolução temporal de K^*/K	54
4.6	K^*/K como função do tempo de acordo com três modelos diferentes para a evolução da temperatura.	55
4.7	Efeito da dinâmica microscópica quando se considera expansão de Hubble.	56
4.8	Diferentes parametrizações para a temperatura de <i>freeze-out</i>	58

4.9	Duração da fase de gás hadrônico como função da densidade de hádrons carregados.	58
4.10	Previsão da razão K^*/K em diferentes modelos.	60
4.11	Comparação entre os cálculos e os dados experimentais	61

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros dos ajustes das seções de choque térmicas	44
4.1	Quatro modelos para as interações de K^* e K no gás de hádrons	52

Conteúdo

1	Introdução	12
2	Colisões de Íons Pesados Relativísticos	14
2.1	LHC e RHIC	17
2.2	Plasma de Quarks e Glúons	20
2.3	Gás de Hádrons	22
2.4	Expansão Hidrodinâmica e Freeze-out	25
2.4.1	Escoamento de Bjorken e escoamento de Hubble	27
2.4.2	Temperatura de Freeze-out	28
2.5	Produção de partículas	31
2.5.1	Modelo de Coalescência	32
2.5.2	Modelo de Hadronização Estatística	34
3	Abundância de mésons estranhos	37
3.1	Lagrangianas de interação e diagramas	39
3.1.1	Regras de Feynman	41
3.2	Seções de choque	42
3.3	Seções de choque térmicas	43
3.4	Equações de evolução temporal	45
4	Resultados	47
4.1	Papel da dinâmica microscópica	47
4.1.1	Solução analítica com γ constante	48
4.1.2	Solução numérica com γ variando no tempo	49
4.2	Papel da Evolução da Temperatura	53
4.3	Papel da Temperatura de Freeze-out	57

<i>CONTEÚDO</i>	11
4.4 Comparação com dados Experimentais	59
5 Conclusões	63

Capítulo 1

Introdução

O estudo de colisões ultrarelativísticas de íons pesados, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, vem sendo amplamente explorado pela comunidade de física de partículas nas últimas décadas. As altas energias envolvidas permitem a liberação dos graus de liberdade mais fundamentais que compõem os prótons e os nêutrons: os quarks e glúons. Nos primeiros instantes após a colisão, estas partículas elementares formam um plasma fortemente interagente, estado da matéria que existia apenas nos primeiros instantes que sucederam o *Big Bang*. Não tendo deixado rastros cosmológicos, e não havendo, até o momento, provas contundentes da existência deste plasma em região alguma do Universo, os experimentos de colisões de íons pesados se colocam como a única forma de estudar, na prática, este estado da matéria denominado de QGP (*Quark Gluon Plasma*) [1].

Além do interesse cosmológico, o QGP é uma importante fonte de informações sobre a cromodinâmica quântica (QCD), que é a teoria quântica de campos que descreve as interações fortes. Esta teoria é caracterizada por dois importantes fenômenos: a liberdade assintótica, que faz com que o acoplamento entre os quarks e glúons diminua expressivamente no limite de altíssimas energias, e o fenômeno de confinamento. Este último faz com que os quarks e glúons se encontrem confinados em estados ligados denominados hádrons. Contudo, as altíssimas temperaturas atingidas instantes após a colisão de íons relativísticos leva ao derretimento destas estruturas hadrônicas e à liberação das partículas fundamentais que constituem os prótons e nêutrons.

O sistema formado após a colisão se expande relativisticamente e, conforme o faz, rapidamente se resfria e atinge a temperatura de hadronização, na qual o QGP se transforma em um gás de hádrons. Isto significa que não é possível observar diretamente o

QGP e, portanto, sua existência e suas propriedades devem ser inferidas dos hádrons que são formados e detectados ao fim de todos os eventos que se dão depois da colisão. O gás de hádrons que se forma após a hadronização pode tornar mais difícil a determinação das propriedades do QGP. Por exemplo, as abundâncias de determinadas espécies hadrônicas, assim como as distribuições de momentos com as quais elas são criadas, são observáveis que podem fornecer fortes evidências da formação do QGP e de suas propriedades termodinâmicas. No entanto, ambos observáveis sofrem forte influência das interações elásticas e inelásticas que ocorrem durante a fase de gás hadrônico. Conseqüentemente, um conhecimento detalhado do que acontece durante esta fase é essencial para se obter informações fidedignas do plasma de quarks e glúons que podem ser usadas, por exemplo, para confirmação ou não de determinados aspectos da QCD.

O presente trabalho é um dos vários esforços da comunidade de física de partículas para melhorar nossa compreensão da fase de gás de hádrons e como ela pode modificar as abundâncias produzidas no instante da hadronização. Mais especificamente, estudamos as abundâncias dos mésons K e K^* . Sendo o K^* uma ressonância com tempo de vida da mesma ordem de grandeza do tempo de vida esperado para a fase de gás de hádrons, esperamos que sua abundância seja fortemente influenciada pelas interações de suas partículas filhas no gás [2]. Além da influência das interações hadrônicas, as abundâncias de K^* e K dependem da temperatura de *freeze-out* e do resfriamento do gás. Todos estes fenômenos foram explorados no estudo da razão K^*/K , que é o observável de interesse para comparação com dados experimentais. Nossos resultados foram publicados na referência [3].

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: o capítulo 2 apresentará uma discussão sobre os principais aspectos das colisões de íons que motivam este estudo das abundâncias dos mésons K^* e K . O capítulo 3 descreverá os conceitos utilizados nos cálculos das seções de choque de interação destes mésons com outras partículas presentes no gás. Neste capítulo, também é introduzido o sistema de equações diferenciais cuja solução permite encontrar os valores das abundâncias dos mésons de interesse como função do tempo. Por fim, os resultados são apresentados no capítulo 4 e, em seguida, o capítulo 5 sintetiza as principais conclusões decorrentes deles.

Capítulo 2

Colisões de Íons Pesados Relativísticos

Quando dois núcleos pesados são acelerados e colididos a velocidades muito próximas à da luz, o resultado do impacto entre eles é a formação de um estado da matéria no qual as partículas fundamentais, constituintes dos prótons e nêutrons, os quarks e glúons, encontram-se livres. Este era o estado da matéria que permeava o universo nos seus primeiros microssegundos de vida. Assim, os experimentos de colisão de íons são uma ferramenta extremamente importante no estudo da cromodinâmica quântica (QCD), a teoria que descreve as interações entre partículas com carga de cor, ou seja, os quarks e os glúons. Uma característica notável da QCD é o fenômeno de confinamento, no qual o potencial de interação entre as partículas com carga de cor cresce linearmente com a distância entre elas e, como resultado, quarks e glúons encontram-se necessariamente em estados ligados, neutros de cor, chamados de hádrons [4]. Apenas em energias muito altas, como aquelas alcançadas em experimentos de colisões de íons relativísticos, é que pode ocorrer a transição de fase de desconfinamento. Assim, este potencial deixa de ser confinante e, nestas condições, os quarks e glúons podem se mover livremente.

Um dos problemas em aberto na QCD é a forma do seu diagrama de fases. Como mencionado acima, a temperaturas muito altas, os quarks e glúons estão livres e, conforme o sistema se resfria, estas partículas fundamentais se organizam em hádrons. Portanto, deve existir uma temperatura na qual ocorre uma transição de fase deste plasma de quarks e glúons (QGP) para a matéria hadrônica, e o diagrama de fases da QCD deve refletir isto, como ilustrado na figura 2.1.

Uma contribuição valiosa a esta questão pode ser buscada na cosmologia. Dado que a temperatura do Universo logo após o Big Bang era maior do que Λ_{QCD} , a escala de energia onde ocorre o confinamento, os quarks e glúons encontravam-se livres. Após a expansão e o conseqüente resfriamento do sistema, os hádrons foram formados. Se a transição entre o QGP e a fase hadrônica tivesse ocorrido como uma transição de fase de primeira ordem, existiriam anisotropias na distribuição de matéria do Universo primitivo, o que teria alterado a nucleossíntese nos primeiros minutos do Universo deixando rastros observáveis até hoje. Contudo, tanto os resultados observacionais quanto os cálculos de QCD na rede não encontraram estes rastros e eliminam a existência de uma transição de fase de primeira ordem. Estes resultados indicam que a hadronização ocorreu através de um *crossover* contínuo [1]. Isto é válido para os primeiros instantes do Universo assim como para colisões de íons altamente energéticas, situações nas quais a densidade bariônica é muito próxima de zero. Contudo, é possível que exista um ponto crítico no diagrama de fases, como ilustrado na figura 2.1, a partir do qual passe a existir uma transição de fase de primeira ordem entre o QGP e a matéria hadrônica. De uma forma ou de outra, não é possível estudar o QGP através de observações cosmológicas uma vez que a hadronização através de um *crossover* não deixou rastros observáveis [1].

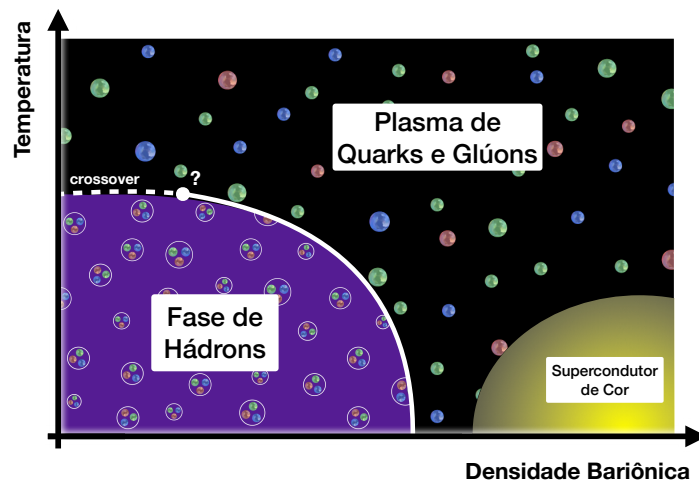


Figura 2.1: Esquema com as principais características que o diagrama de fases da QCD deve apresentar.

Os experimentos de colisão de íons pesados relativísticos fornecem, portanto, uma ferramenta para recriar este estado da matéria que existia no Universo primordial. Contudo, mesmo nos grandes colisores que existem atualmente, não é possível observar diretamente

as partículas fundamentais livres. Na realidade, a colisão de dois núcleos ultrarrelativísticos desencadeia uma série de processos que culminam na produção de milhares de hádrons e é possível, através da detecção destes hádrons, inferir sobre a existência do plasma de quarks e glúons bem como suas características.

Para se construir uma visão geral desta cadeia de processos desencadeada na colisão, é importante notar que, instantes antes do choque, os núcleos estão sendo acelerados a velocidades muito próximas à da luz um em direção ao outro e, portanto, estão sujeitos à contração de Lorentz na direção do feixe, o que significa que eles apresentam um formato de disco de alguns femtômetros de espessura. Portanto, as flutuações quânticas permitem a formação de pares $q\bar{q}$ e, assim, cada disco é formado de quarks, anti-quarks e glúons, em outras palavras, pártons, sendo que existem sempre três quarks a mais do que anti-quarks por núcleon. A distribuição destes pártons nos núcleos não é uniforme e é determinada pelas funções de distribuição de pártons (PDFs) [1].

Quando os discos em rota de colisão se sobrepõem, a maioria dos pártons sofre apenas interações *soft*, ou seja, com pouca transferência de momento transversal e, portanto, não sofrem grandes deflexões. Algumas raras interações *hard* acontecem dando origem a partículas com alto momento transversal. Nota-se que, como as interações *hard* se dão logo após a colisão, as partículas geradas desta maneira atravessam grande parte do QGP e, portanto, espera-se que carreguem consigo informações sobre este meio [1].

À medida em que os discos atravessam um ao outro e continuam a se mover e perder energia, o espaço entre eles é preenchido por campos de cor devido a trocas de carga de cor no instante da colisão. Estes campos terminam por gerar glúons e pares de quark e anti-quark. Como consequência da contração de Lorentz, a densidade de energia na região entre os núcleos logo após o choque é extremamente alta, por volta de 20 vezes a densidade de energia média de um hádron. Além disso, a entropia do sistema aumenta significativamente já que, ao final, são criadas milhares de partículas. Depois da colisão os núcleos se afastam e, na região central de rapidez, fica um sistema quente e denso formado principalmente por glúons, quarks e antiquarks que atinge o equilíbrio térmico e forma o QGP.

Este plasma então se expande, se resfria e, conforme o faz, a densidade de energia diminui. No instante em que a ela se torna menor do que a densidade de energia média dentro de um hádron, o plasma se transforma em um gás hadrônico. As partículas neste

gás continuam a espalhar umas nas outras até que, com a contínua expansão, a densidade deste gás se torne pequena o suficiente para que as interações elásticas também cessem e as partículas fluam livremente para os detectores. Esta descrição é válida para colisões centrais, nas quais os núcleos estão centrados no mesmo eixo. No caso de colisões periféricas, o processo ocorre, na região de sobreposição, da mesma forma que a descrita para as centrais. Os núcleons fora desta região não participam da colisão e são chamados de espectadores [1].

Esta é a descrição geral dos eventos que se passam em uma colisão de íons e as seções a seguir se dedicam a construir uma imagem mais detalhada de cada um dos estágios descritos acima após uma breve introdução a dois importantes instrumentos dedicados ao estudo destas colisões.

2.1 LHC e RHIC

Dois dos mais importantes instrumentos nos quais são realizados os experimentos de colisões de íons relativísticos são: o *Large Hadron Collider* (LHC) e *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC).

O LHC é um acelerador de hádrons da Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN, *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) localizado em Genebra, na fronteira entre a Suíça e a França. Ele consiste em dois anéis concêntricos por onde passam feixes de partículas em sentido opostos. Existem oito pontos de interação ao longo dos 26.7 km de extensão do anel construído em um túnel a uma profundidade que varia entre 45 e 170 m devido a parte do acelerador se encontrar sob a Cordilheira do Jura [5, 6]. A figura 2.2(a) apresenta um esquema do acelerador com a localização dos quatro experimentos que estão montados nos pontos de interação: ATLAS, ALICE, CMS e LHCb.

O túnel onde está localizado o acelerador é o mesmo no qual se encontrava o antigo acelerador *Large Electron-Positron Collider* (LEP) e tem diâmetro interno de 3.7 m. Porém, ao contrário do que acontecia nas colisões de partícula e antipartícula, é necessário usar dois anéis separados para a colisão próton-próton ou íon-íon. Assim, o LHC utiliza uma única estrutura com dois conjuntos de bobinas e dois canais por onde passam os feixes, cada um em um sentido. Para reduzir o fundo e aumentar o tempo de vida do feixe, um sistema cria um vácuo e a pressão no interior do cano chega a valores entre 10^{-10}

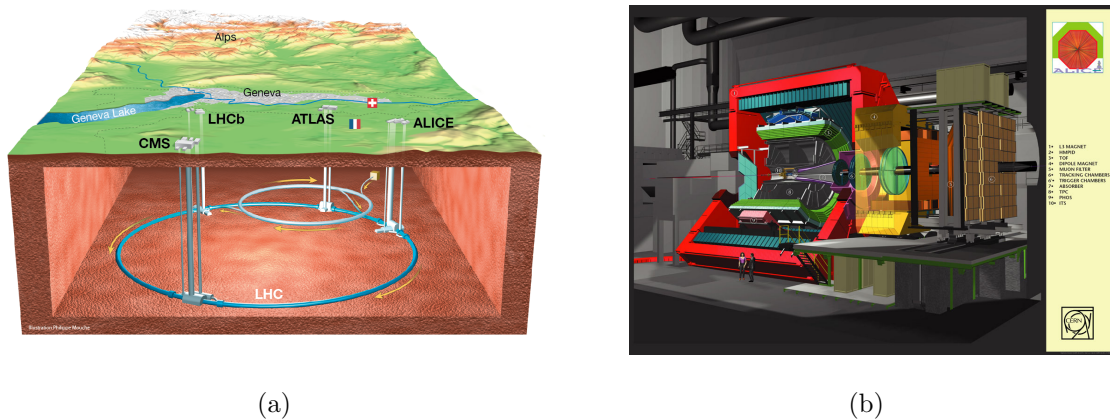


Figura 2.2: Figuras retiradas da referência [7]. (a) Esquema do túnel subterrâneo do LHC com a localização dos quatro experimentos montados nos pontos de interação. (b) Os detectores do experimento ALICE dedicado a colisões de íons pesados.

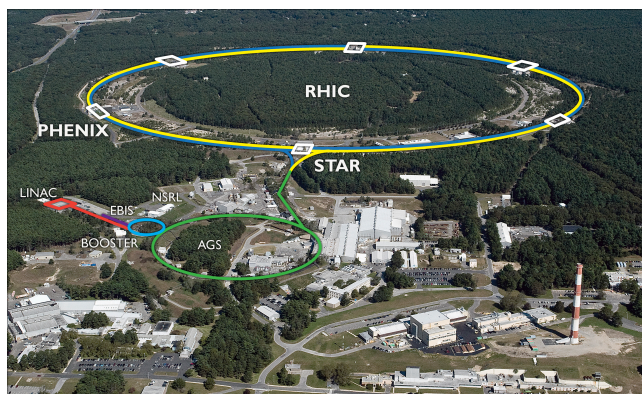
e 10^{-11} mbar. Os anéis também compartilham o mesmo sistema criostático, necessário para manter a temperatura de 1.9 K dos supercondutores de nióbio e titânio utilizados para criar campos magnéticos de até 8 T, o que permite atingir energias de colisão de 7 TeV [6].

No LHC, os prótons ou os íons são inicialmente inseridos em aceleradores lineares e depois levados para dois aceleradores circulares: o *Proton Synchrotron* (PS) e o *Super Proton Synchrotron* (SPS) onde atingem a velocidade de $0.87c$, quando são inseridos no LHC e finalmente acelerados à velocidade de $0.999999c$ [5]. Em quatro pontos de interação ao longo do túnel do LHC existem cavernas experimentais onde ficam os diversos detectores ao redor do ponto de colisão cobrindo a maior abertura angular possível. Os experimentos ATLAS e CMS são experimentos de propósitos gerais focados principalmente em colisões próton-próton. O LHCb se dedica ao estudo da violação da simetria CP em sistemas de quarks *bottom*. O experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) é dedicado às colisões de íons pesados, principalmente os de chumbo, e a sua estrutura de detectores está esquematizada em escala na figura 2.2(b).

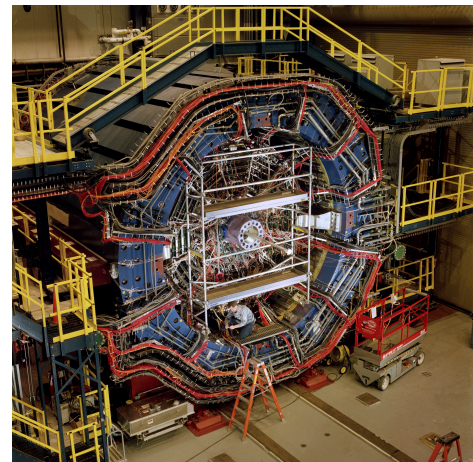
Além do CERN, o *Brookhaven National Laboratory* (BNL), localizado em *Long Island* nos Estados Unidos, também possui um complexo de aceleradores circulares para a colisão de prótons e íons, principalmente os de ouro. O maior deles é o RHIC, que também é formado por dois anéis circulares concêntricos, neste caso, de 3.8 km de circunferência. O acelerador possui seis pontos de interação e, em quatro deles, foram montados

experimentos: PHENIX, STAR, BRAHMS e PHOBOS [8].

No RHIC, os íons são acelerados no Tandem van de Graaff até atingirem 5% da velocidade da luz, quando são levados ao *Booster* e, ao alcançar uma velocidade de $0.37c$, seguem para o *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS), onde são acelerados até $0.997c$ quando, enfim, o feixe é levado para o RHIC e parte é inserido no acelerador no sentido horário e a outra parte no sentido oposto [5]. A figura 2.3(a) apresenta uma foto do BNL com as localizações dos aceleradores e dos experimentos indicadas.



(a)



(b)

Figura 2.3: Fotos retiradas da referência [9]. (a) Foto aérea do BNL com o esquema do complexo de aceleradores que forma o RHIC. (b) Foto dos detectores do experimento STAR do RHIC.

A energia com a qual o feixe sai do AGS antes de ser inserido no maior acelerador pode ser ajustada de forma que se pode realizar colisões em diferentes energias chegando a um máximo de 200 GeV. Para tanto, o RHIC, assim como o LHC, faz uso de ímãs supercondutores para criar altos campos magnéticos. Um diferencial desta máquina é a possibilidade de acelerar um feixe polarizado de prótons em altas energia, o que apresenta sérios desafios técnicos.

O experimento STAR, que está mostrado na figura 2.3(b), foi construído especialmente para detectar os detritos originados em colisões de íons e foca em buscar assinaturas e estudar as propriedades do QGP. O experimento PHENIX possui detectores especializados na detecção de fótons, elétrons e múons, partículas sem carga de cor e que, portanto, atravessam o QGP sem interagir com ele fornecendo, assim, uma imagem do que ocorre no interior da colisão. O PHOBOS e o BRAHMS completaram suas aquisições de dados

em 2005 e 2006 respectivamente. O primeiro também se dedicava ao estudo do QGP enquanto, o segundo, à detecção de hádrons em um amplo intervalo de rapidez.

Estes são os principais aceleradores de partículas nos quais são estudadas as colisões de íons pesados relativísticos. Nas seções a seguir são discutidos alguns dos fenômenos notáveis que são estudados nestes experimentos.

2.2 Plasma de Quarks e Glúons

Não existem meios diretos de se determinar as propriedades do plasma de quarks e glúons. Contudo, medidas indiretas permitem inferir diversas características do meio e nos conduzem a uma imagem que se mostra consistente com aquela fornecida por cálculos teóricos de QCD na rede.

Como mencionado previamente, no instante da colisão, a maioria dos pártons interagem sem grande troca de momento transversal. Contudo, neste instante também ocorrem algumas raras interações *hard*. A análise das partículas com alto momento transversal resultantes destes processos fornece diversas informações sobre o QGP uma vez que elas foram produzidas logo no início da existência do plasma e, portanto, atravessaram o meio todo antes de serem detectadas. Estas partículas são chamadas de *hard probes* e podem ser hádrons com alto momento transversal; quarks pesados que, por terem grande massa, só podem ter sido criados neste momento em que a densidade de energia era máxima; jatos de quarks e glúons decorrentes de espalhamentos duros; entre outros. Estas análises são especialmente importantes quando comparadas com as mesmas análises feitas em colisões próton-próton (pp) ou próton-núcleo (pA), uma vez que a produção de partículas, nestes casos, é muito menor e não se espera que haja a formação de grandes quantidades de QGP [1].

As diferenças entre a estrutura dos núcleos pesados e a dos prótons também irão resultar em diferenças nas distribuições dos hádrons produzidos em cada uma das colisões. O aspecto granular dos núcleos em comparação com os prótons é um fator importante nestas diferenças. O modelo de Glauber permite estimar o número de pártons participantes em colisões núcleo-núcleo (AA), o que não pode ser feito através de medidas. Usando esta informação e as modificações nas funções de distribuição de pártons, é possível estudar os efeitos da estrutura nuclear nas distribuições finais de hádrons. Assim é possível fazer

comparações entre colisões pp , pA e AA e separar as diferenças que aparecem devido às estruturas das partículas envolvidas em cada colisão daquelas que se devem à presença do QGP [1].

Uma das características do QGP que pode ser explorada através do estudo de colisões de íons pesados e da comparação com colisões elementares é a forma como ele se expande e se resfria. Mais detalhes sobre isso serão mencionados nas próximas seções mas, por hora, é interessante notar que dados e cálculos teóricos da viscosidade específica do plasma, entre outras análises, sugerem que ele se expande como um fluido relativístico. A viscosidade específica caracteriza, em hidrodinâmica relativística, o quão líquido é um fluido: quanto menor seu valor, mais próximo de um líquido ideal ele se apresenta. Os resultados obtidos mostraram que o QGP possui viscosidade específica menor do que a de qualquer fluido conhecido e, portanto, para todos os fins, trata-se de um fluido perfeito [1].

Além disso, o QGP é um fluido fortemente acoplado. Novamente, comparações entre colisões pp e AA dão contribuições para este estudo. Uma das formas de se observar isso é através da análise de *jet quenching*. Os jatos são, como previamente citado, uma das quantidades observáveis que sofrem influência considerável do plasma por terem origem nos primeiros instantes da colisão. Dados experimentais mostram que, ao se propagar pelo QGP, os jatos perdem uma quantidade apreciável de energia na forma de partículas de baixo momento. Isto significa que eles deixam um rastro no líquido, o que indica a ocorrência de fortes interações neste meio.

Outra forma de explorar as características do QGP através de colisões de íons relativísticos é com dados de correlações entre partículas produzidas com momentos em direções diferentes durante colisões AA . O que se observa é que existem fortes correlações entre estas partículas e, por causalidade, estas correlações devem ter sido criadas no início da colisão. A baixa viscosidade específica do plasma é que permite que essas correlações sobrevivam ao QGP e se reflitam nas distribuições finais de hádrons [1].

Além das características mencionadas acima, outro parâmetro importante na caracterização do QGP, como sugere a figura 2.1, é a densidade de bárions, que está diretamente ligada ao potencial químico bariônico (μ_B). A comparação de dados de distribuição de momento longitudinal de prótons entre colisões pp e colisões de íons pesados sugere que a densidade bariônica é máxima em colisões a baixas energias [1]. Em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ GeV, temos que $\mu_B \approx 400$ MeV [10], que é menor do que o da matéria nuclear

comum. Este valor cai para menos da metade em energias de colisão de $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ e 39 GeV [10]. Isto significa que, na faixa de alguns TeV, o potencial químico bariônico é, para todos os fins, igual a zero. Esta é a faixa de energia típica de colisões de íons no LHC. Por isso é que os experimentos deste acelerador oferecem grandes contribuições para a exploração do diagrama de fases da QCD (figura 2.1) na região de pequeno potencial químico. O RHIC também apresenta condições ideais para a exploração desta região.

Estas são as características gerais do sistema na fase de plasma de quarks e glúons. Depois do resfriamento e da expansão, o sistema passa por uma fase de gás de hádrons, que será discutida na próxima seção.

2.3 Gás de Hádrons

O modelo introduzido por Rolf Hagedorn nos anos 1960 propõe descrever um gás não interagente constituído de hádrons de uma única espécie através da seguinte função de partição grande canônica que assume como válida a estatística de Boltzmann:[11]

$$\ln[\mathcal{Z}_i(T, V)] = \frac{VTm_i^2}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right) \quad (2.3.1)$$

onde V e T são, respectivamente, o volume e a temperatura do gás, K_2 é a função de Bessel do segundo tipo e m_i é a massa da espécie hadrônica que constitui o gás.

Para introduzir interações entre os constituintes do gás, em princípio, é necessário computar a função de partição desde o início utilizando a Hamiltoniana interagente. Contudo, foi mostrado que, na aproximação em que a única forma relevante de interação é através da formação de ressonâncias, o gás de hádrons interagentes pode ser tratado simplesmente como um gás não interagente composto de hádrons no estado fundamental e todas as possíveis ressonâncias [11, 12]. Neste caso, podemos escrever a função de partição deste gás de hádrons e ressonâncias como:

$$\ln[\mathcal{Z}(T, V)] = \sum_i \rho(m_i) \ln[\mathcal{Z}_i(T, V)] = \sum_i \rho(m_i) \frac{VTm_i^2}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right) \quad (2.3.2)$$

onde, no limite discreto, em que a soma se dá sobre as massas do estado fundamental e de todas as ressonâncias possíveis presentes no gás, $\rho(m_i)$ pode ser trocado por g_i , a degenerescência de spin da espécie i . Já no limite contínuo, em que se troca a soma por uma integral sobre a massa, $\rho(m_i)$ é a densidade de estados com massa m_i . A forma

para a densidade de estados pode ser determinada a partir do *Statistical Bootstrap Model* proposto por Hagedorn como:[11]

$$\rho(m) \propto m^{-a} e^{m/T_H} \quad (2.3.3)$$

onde T_H é a temperatura de Hagedorn. No *Statistical Bootstrap Model* podemos mostrar que T_H está relacionada ao inverso do alcance das interações fortes e, no limite em que $m \rightarrow 0$, se obtém $T_H \approx 200$ MeV. Além disso, o expoente da massa é $a = 3$. Com esta expressão para a densidade de estados, a função de partição do gás de hádrons e ressonâncias no limite contínuo de massa toma a seguinte forma:

$$\ln[\mathcal{Z}(T, V)] \approx V \left(\frac{T}{2\pi} \right)^{3/2} \int \frac{dm}{m^{3/2}} e^{-\left(\frac{m}{T} - \frac{m}{T_H}\right)} \quad (2.3.4)$$

Esta expressão mostra que a função de partição diverge para $T > T_H$, o que indica que existe uma temperatura limite para o sistema formado por um gás de hádrons e ressonâncias. Em particular, a densidade de energia, que é calculada a partir da primeira derivada da função de partição em relação a $1/T$, diverge em $T = T_H$. Porém, com algumas aproximações, no *Statistical Bootstrap Model* obtemos um valor de a um pouco maior na densidade de estados (equação 2.3.3). Com um valor entre 3 e 4, a densidade de energia se torna finita em $T = T_H$ e a divergência é transferida para derivadas de maior ordem da função de partição, mais especificamente, para o calor específico, o que reforça a interpretação de T_H como a temperatura na qual ocorre uma transição de fase para um novo estado da matéria que atualmente é entendido como o QGP [11].

A equação 2.3.4, além de mostrar que existe uma temperatura limite para a matéria hadrônica, também trás outras consequências. O cálculo da densidade de partículas e da energia média dos constituintes do gás a partir desta função de partição mostra que, com o aumento da energia, o número de partículas aumenta e partículas mais e mais pesadas começam a surgir [11].

Este modelo de gás de hádrons e ressonâncias (HRG) proposto por Hagedorn surgiu antes que a QCD fosse desenvolvida e pudesse descrever as interações fortes que se dão entre os constituintes do gás. Atualmente é possível obter, através de cálculos de QCD na rede, as propriedades termodinâmicas do sistema fortemente interagente e comparar com as propriedades obtidas do modelo HRG como mostrado na figura 2.4 para a pressão, densidade de energia e entropia como função de temperatura. Os resultados da QCD aparecem como bandas largas devido às incertezas que se obtém ao tomar o limite contínuo

dos cálculos na rede. O que se observa é que o modelo de um gás não interagente composto de hádrons e ressonâncias descreve muito bem as propriedades termodinâmicas calculadas a partir da teoria das interações fortes. Para fins de comparação com os resultados de

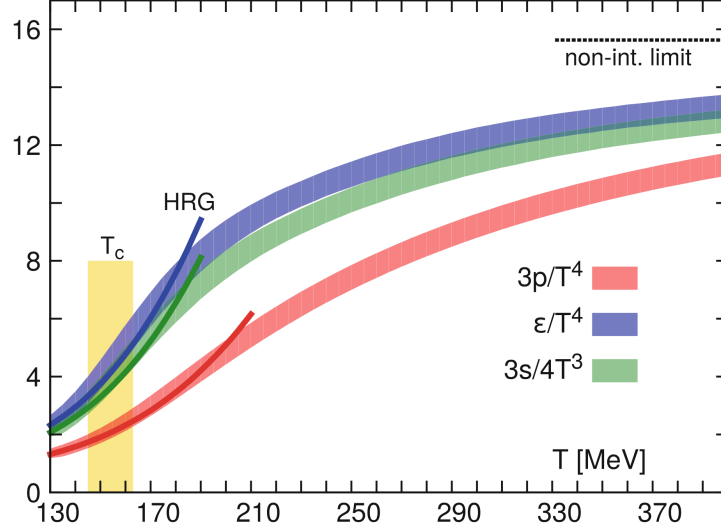


Figura 2.4: Figura extraída da referência [11] mostrando a dependência de três quantidades termodinâmicas do sistema hadrônico com a temperatura como calculadas através da QCD na rede e do modelo de gás de hádrons e ressonâncias.

colisões de íons, pode ser importante considerar o potencial químico não nulo. Neste caso, a função de partição para cada espécie hadrônica torna-se:

$$\ln[\mathcal{Z}_i(T, V, \vec{\mu})] = \frac{VTg_i m_i^2}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right) e^{\frac{B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q}{T}} \quad (2.3.5)$$

onde já está incluída a degenerescência g_i e onde $\vec{\mu} = (\mu_B, \mu_S, \mu_Q)$ contém o potencial químico bariônico, de estranheza e de carga respectivamente. Aparecem também o número bariônico (B_i), a estranheza (S_i) e a carga (Q_i) da espécie hadrônica i . Além disso, considera-se a fugacidade de cada partícula (γ_i), de forma que a função de partição do sistema escreve-se:

$$\ln[\mathcal{Z}] = \sum_i \gamma_i \ln[\mathcal{Z}_i] \quad (2.3.6)$$

Então podemos calcular a densidade de espécies i compondo o gás de hádrons como:

$$n_i = \frac{1}{V} \frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial \gamma_i} = \frac{Tg_i m_i^2}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right) e^{\frac{B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q}{T}} \quad (2.3.7)$$

Para que se possa comparar com as multiplicidades das partículas medidas ao final da colisão, ainda é importante considerar o decaimento das ressonâncias nas partículas

estáveis. No presente trabalho esta expressão fornece um meio de calcular as densidades dos hádrons leves, que se encontram em grande abundância no sistema. Isto será importante pois o modelo utilizado neste trabalho considera explicitamente as interações das espécies de interesse com as outras constituintes do gás, como será detalhado na seção 3.

Nestas duas etapas importantes da colisão de íons pesados, o QGP e o gás de hádrons, é importante entender como o sistema se expande e se resfria até a temperatura de *freeze-out* térmico, na qual a densidade é pequena o suficiente para que os hádrons deixem de interagir uns com os outros tanto elástica quanto inelasticamente. Na próxima seção apresentamos uma descrição geral deste fenômeno.

2.4 Expansão Hidrodinâmica e Freeze-out

Como discutido nas seções anteriores, a colisão de íons pesados relativísticos forma um estado da matéria chamado QGP, que se expande e se resfria até passar por uma transição de fase dando origem a um gás de hádrons que continua a expandir e esfriar. Esta seção se dedica a discutir como se dá a expansão e o resfriamento do sistema.

Na seção 2.2 vimos que, devido à alta energia da colisão e à contração de Lorentz, a densidade de energia do meio logo após a colisão é maior do que aquela no interior dos hádrons, o que significa que são os quarks e glúons os graus de liberdade mais adequados para a descrição do sistema neste instante. Dado que estas partículas possuem carga de cor, as interações neste meio se dão através da força forte e são descritas pela QCD. Assim sendo, é razoável que as características desta teoria se reflitam nas características do QGP. Por um lado, a liberdade assintótica da QCD faz com que o acoplamento entre as partículas que compõem o QGP diminua com o aumento da temperatura. Por outro lado, em escalas de energia até uma ordem de grandeza maior do que a escala onde ocorre o desconfinamento, a QCD se apresenta como uma teoria fortemente acoplada. Assim, dentro desta escala, o QGP se comporta como um líquido relativístico fortemente acoplado [1] e com baixa viscosidade. Podemos tratá-lo como um fluido perfeito.

Uma forma de identificar o comportamento de fluido fortemente acoplado do sistema é observar a anisotropia da distribuição de partículas finais. Tanto a granularidade dos núcleos quanto um parâmetro de impacto não nulo podem criar uma anisotropia espacial nos instantes iniciais da colisão apesar de a distribuição de momentos das partículas

criadas ser aleatória. Assim, no caso de um fluido fracamente interagente, poucos espalhamentos ocorrem e o movimento aleatório das partículas acaba por apagar as anisotropias espaciais. Por outro lado, no cenário de um fluido fortemente acoplado, o sistema irá se expandir hidrodinamicamente, o que significa que a expansão será mais rápida nas direções onde existem maiores gradientes e assim as anisotropias espaciais são convertidas em anisotropias nos momentos. É possível observar, por exemplo, que quanto maior é o parâmetro de impacto (e menos central é a colisão) maiores são as anisotropias [1].

A anisotropia observada na distribuição final de partículas carrega informações sobre o QGP. Podemos quantificar esta anisotropia fazendo uma transformação de Fourier na distribuição angular final de hádrons carregados ($dN_{ch}/d\phi$) detectados. Esta distribuição acaba por ser descrita através dos coeficientes de fluxo, que estão associados aos coeficientes de cada termo da série de Fourier. Por exemplo, o primeiro coeficiente, v_1 , é o único que existiria caso a distribuição de partículas fosse completamente isotrópica. O coeficiente seguinte, v_2 , é chamado de *elliptic flow* e está relacionado a distorções elípticas nas distribuições e assim por diante. Uma forma de estudar a expansão do sistema é comparar os coeficientes de fluxo medidos experimentalmente a partir das distribuições de partículas observadas com os coeficientes obtidos em simulações computacionais de um fluido relativístico se expandindo hidrodinamicamente [1, 13].

Nestas simulações partimos do princípio de que o fluido está muito perto do equilíbrio térmico por toda sua extensão e permitimos pequenos gradientes tanto no campo de velocidades como na temperatura, o que justifica a construção do seguinte tensor de *stress* [1]:

$$T_{\mu\nu} = \epsilon u_\mu u_\nu + p(\epsilon)\Delta_{\mu\nu} - \eta(\epsilon)\sigma_{\mu\nu} - \zeta(\epsilon)\Delta_{\mu\nu}\nabla_\alpha u^\alpha + \mathcal{O}(\partial^2) \quad (2.4.1)$$

onde ϵ é a densidade de energia, u_μ é o campo de velocidades, $\Delta_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + u_\mu u_\nu$, sendo $g_{\mu\nu}$ a métrica, e notamos também a aparição de $\sigma_{\mu\nu}$, que depende linearmente de $\nabla^\mu u^\nu$.

Os dois primeiros termos na equação 2.4.1 se referem à dinâmica ideal que gera um fluido se expandindo com velocidade u_μ e cuja pressão é descrita por $p(\epsilon)$. Para descrever uma hidrodinâmica viscosa, ou seja, de primeira ordem nos gradientes de velocidade, temos que incluir o terceiro e o quarto termos. Neste caso, além da pressão, o fluido se expande com viscosidades de cisalhamento $\eta(\epsilon)$ e de volume $\zeta(\epsilon)$.

A conservação do tensor de *stress*, $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$, leva às equações da hidrodinâmica. Diferentes modelos propõem variadas aproximações e condições iniciais para se encontrar a

solução destas equações e, assim, calcular como se dá a evolução do sistema [14]. Através de comparações dos resultados obtidos nestas simulações com os dados experimentais podemos obter informações sobre o plasma de quarks e glúons. Estas comparações forneceram fortes evidências de que o QGP apresenta a menor viscosidade específica (η/s) entre todos os fluidos conhecidos, ou seja, que é o fluido mais perfeito de que se tem conhecimento [1].

Para o presente trabalho um ingrediente indispensável, obtido destes modelos hidrodinâmicos, é a dependência da temperatura do sistema com o tempo. Nas seções a seguir, são discutidas duas abordagens distintas para a determinação desta dependência.

2.4.1 Escoamento de Bjorken e escoamento de Hubble

O escoamento de Bjorken, ou modelo de Bjorken, introduz simplificações nas equações da hidrodinâmica obtidas de 2.4.1. Este modelo se baseia em observações de colisões nêutron-nêutron nas quais a distribuição de partículas por rapidez na região central apresenta um pico largo. Assim, Bjorken supõe que o mesmo deve acontecer em colisões entre íons pesados e assume que as distribuições de partículas por rapidez são constantes na região central. Como consequência, o sistema apresenta invariância por *boost*, o que permite escrever que, nas proximidades do ponto de colisão, em $z = 0$ e $t = 0$, a velocidade do fluido é dada por $v_z = z/t$ e, assim, a expansão transversal neste ponto pode ser desprezada [14, 15]. Com esta suposição, obtemos das equações da hidrodinâmica a seguinte equação para a evolução temporal da densidade de entropia do fluido:[16, 17]

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + \frac{s}{\tau} = 0 \quad (2.4.2)$$

Como a entropia é uma função apenas da temperatura, esta expressão pode ser reescrita como uma equação para a função $T(\tau)$. Se o sistema se expande como um fluido perfeito, a equação acima pode ser reescrita e resolvida, como foi apresentado na referência [15].

A solução tem a forma:

$$T(\tau) = T_h \left(\frac{\tau_h}{\tau} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.4.3)$$

No presente trabalho, o interesse é na fase hadrônica, assim, foram usados $T_h = 175$ MeV, que é a temperatura de hadronização, e $\tau_h = 7.5$ fm/c, o instante da hadronização [18]. Originalmente, esta abordagem foi proposta para descrever a temperatura durante os instantes iniciais da colisão [15]. Apesar disso, no capítulo 4 vamos mostrar que, para

a determinação da razão K^*/K através do modelo a ser introduzido no capítulo 3, esta expressão funciona muito bem. Mesmo assim, é importante explorar a possibilidade de o sistema experimentar um resfriamento mais rápido. Neste caso usamos a expansão dada pela lei de Hubble [19].

O uso de uma expansão como a de Hubble em sistemas de colisões de íons pesados tem sido feito em diversos trabalhos [16, 20, 19]. Neste modelo de expansão consideramos que o escoamento radial nas proximidades do ponto de colisão aumenta linearmente com a distância até este ponto. Então, para pequenos comprimentos, a velocidade do fluido é proporcional à distância, analogamente à lei de Hubble ($v = Hr$). Seguindo a referência [16], reescrevemos a equação 2.4.2 como:

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + \Gamma_e s = 0 \quad (2.4.4)$$

onde Γ_e é a taxa de expansão. No escoamento de Bjorken $\Gamma_e = 1/\tau$ e no escoamento de Hubble $\Gamma_e = 3/\tau$. Na referência [16], a equação acima é resolvida numericamente com *inputs* de QCD na rede para a dependência da entropia com o tempo. Os autores encontram as soluções mostradas na figura 2.5(a). Observamos que a expansão de Hubble é consideravelmente mais rápida. Neste caso, podemos parametrizar a dependência da temperatura com o tempo da seguinte forma:

$$T(\tau) = T_h \left(\frac{\tau_h}{\tau} \right) \quad (2.4.5)$$

Usamos os mesmos valores para T_h e τ_h , mas agora o resfriamento é claramente bem mais veloz. A figura 2.5(b) apresenta as equações 2.4.3 e 2.4.5 para a temperatura como função do tempo que serão utilizadas nas discussões do capítulo 4. Além da evolução temporal da temperatura, é necessário determinar a temperatura de *freeze-out*, que será discutida na próxima seção.

2.4.2 Temperatura de Freeze-out

A temperatura de *freeze-out* térmico, também chamada de *freeze-out* cinético é um ingrediente muito importante dos cálculos hidrodinâmicos e, como veremos, será crucial para os cálculos da razão K^*/K . Como previamente discutido, após a colisão de íons relativísticos e a subsequente formação do QGP, o sistema se expande, se resfria e se converte num gás de hádrons. Neste gás, as espécies hadrônicas continuam a sofrer espalhamento elástico e

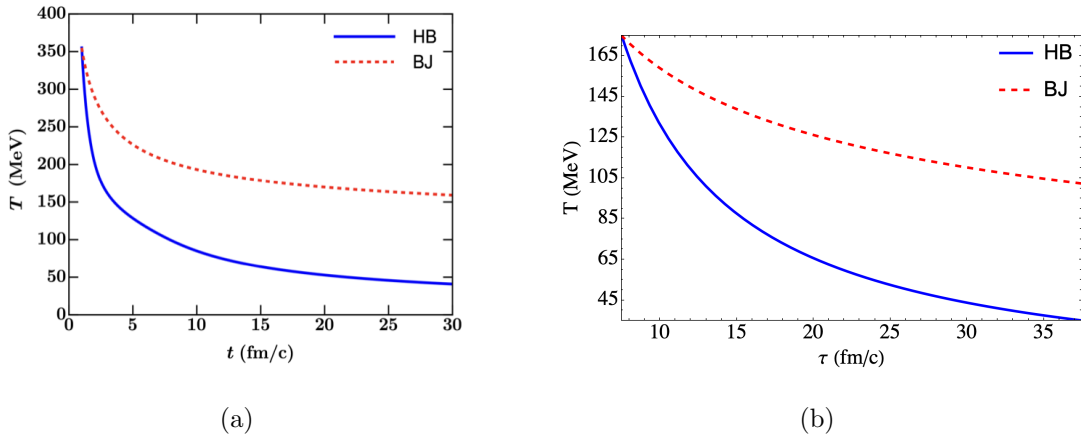


Figura 2.5: (a) Figura retirada da referência [16] que mostra a dependência da temperatura com o tempo de acordo com a expansão de Bjorken (BJ) e de Hubble (HB). (b) Dependência da temperatura com o tempo de acordo com a equação 2.4.3 (BJ) e com a equação 2.4.5 (HB).

inelástico até que o sistema atinja a temperatura de *freeze-out* térmico, na qual todas as interações, elásticas ou inelásticas, cessam e tanto as abundâncias quanto as distribuições de momento transversal dos hádrons são fixadas.

Podemos definir o *freeze-out* térmico como o instante em que o livre caminho médio das partículas compondo o gás de hádrons se torna grande o suficiente para que a probabilidade de haver interações seja desprezável. Em outras palavras, isto ocorre quando o tempo característico associado às colisões se torna maior do que o tempo característico associado à expansão ($\tau_{coll} > \tau_{exp}$), ou seja, no instante em que o livre caminho médio dos hádrons se torna maior do que o tamanho do sistema [14].

Esperamos que em sistemas menores, como aqueles formados na colisão de núcleons, núcleos leves ou colisões de periféricas de ions pesados, a temperatura de *freeze-out* térmico (T_f) seja diferente daquela de sistemas maiores, formados em colisões mais centrais. Como mencionado acima, é durante o *freeze-out* que são fixadas as distribuições de momento transversal, portanto, uma forma de estimar o valor de T_f em um determinado sistema é a partir dos espectros de momento transversal (p_T) de diferentes partículas. Isto pode ser feito através de um ajuste dos dados com uma função *blast-wave* [21] e, combinando os ajustes dos dados de diferentes colisões, é possível extrair o valor de T_f como um parâmetro do *fit* [22]. Aplicando este procedimento para os espectros obtidos em diferentes centralidades, é possível estimar a dependência de T_f com o tamanho do sistema. Por

outro lado, quanto mais central é a colisão, maior é o número de núcleons participantes e, portanto, maior o número de espalhamentos individuais, o que implica um número maior de partículas produzidas. Logo, o tamanho do sistema pode ser parametrizado por $\mathcal{N} = \langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$, a densidade máxima de partículas carregadas observadas (o ponto de máximo da distribuição de rapidez das partículas observadas). Alguns resultados para T_f extraídos destes ajustes em diferentes centralidades, ou seja, em diferentes valores de \mathcal{N} , estão mostrados na figura 2.6. Para o estudo aqui apresentado, é necessário descrever

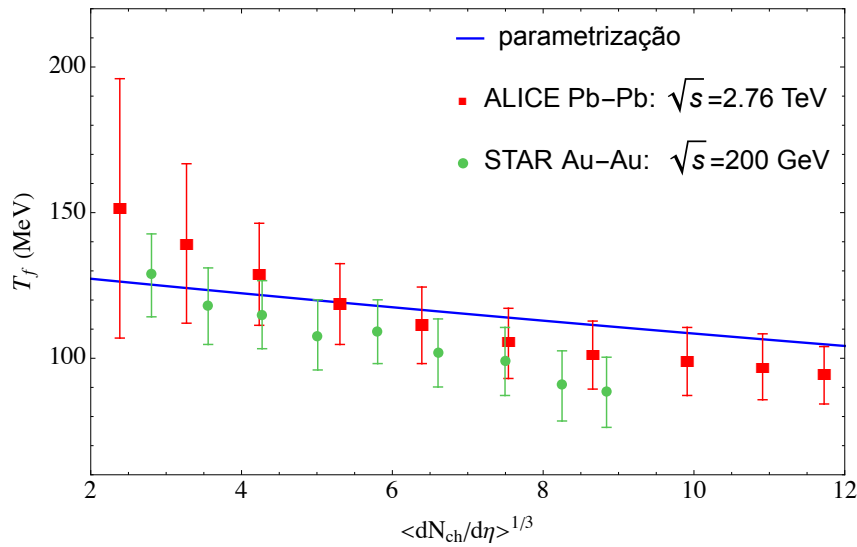


Figura 2.6: Temperatura de *freeze-out* térmico como função de $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$ de acordo com o fit de dados apresentados na referência [22] e com a parametrização dada pela equação 2.4.6.

os dados da figura 2.6 com a função mostrada na equação 2.4.6, onde $T_f^0 = 132.5$ MeV e $b = 0.02$. Esta função está mostrada na linha em azul na figura 2.6 e observa-se que ela descreve muito bem os dados, principalmente aqueles obtidos do experimento ALICE, apesar de não se tratar de forma alguma de um ajuste, como será discutido na seção 4.3.

$$T_f(\mathcal{N}) = T_f^0 e^{-b\mathcal{N}} \quad (2.4.6)$$

Tendo em mente as principais características do meio que surge após a colisão, assim como a forma como ocorre a expansão deste meio, a seção a seguir se dedica a discutir modelos frequentemente utilizados para descrever a formação dos hádrons durante o *crossover* entre o QGP e a fase de gás de hádrons.

2.5 Produção de partículas

O processo de hadronização do QGP se distingue em diversos aspectos da hadronização de outros sistemas como, por exemplo, aqueles formados em colisões próton-próton. Os modelos de formação de hádrons por recombinação, ou coalescência, foram motivados por diversos resultados inesperados em experimentos de colisão hadrônica. O chamado *baryon puzzle* se refere a diversas medidas de produção de bárions em valores de momento transversal intermediários, entre 1.5 e 5 GeV/c, cujos resultados apresentaram significativos desvios do esperado.

Um destes problemas foram as medidas da razão bárion/méson em colisões Au+Au no RHIC. Na figura 2.7(a) observamos que, em valores intermediários de p_T em colisões pp , por volta de um bárion é produzido para cada três mésons, o que reflete a maior massa dos bárions assim como a necessidade de haver um número bariônico não nulo para sua formação. Contudo, nesta mesma figura observa-se que, em colisões núcleo-núcleo, bárions e mésons podem ser produzidos quase na mesma proporção [23].

Além dos resultados surpreendentes na produção de bárions, os valores de *elliptic flow* também fogem do esperado. Modelos hidrodinâmicos indicam que hádrons mais pesados apresentam menor anisotropia em comparação com hádrons mais leves para um dado valor de momento transversal [24]. Contudo, como apresentado na figura 2.7(b), a previsão hidrodinâmica aplica-se apenas para baixos momentos transversais. Observa-se claramente que, a partir de $p_T \approx 2.0$ GeV/c, a relação entre os valores de v_2 de mésons e bárions se inverte.

Dos mecanismos propostos para a produção de hádrons em colisões núcleo-núcleo, o único que contempla tanto os resultados de razão bárion/méson quanto os de anisotropia é o modelo de coalescência [23]. A ideia por trás deste modelo é que pares ou trios de quarks viajando juntos no plasma podem se recombinar formando hádrons com momento transversal maior do que os pártos originais [5].

Em colisões elementares, é comum descrever os processos de hadronização através de funções de onda exclusivas ou por fragmentação. As funções de onda exclusivas descrevem o hádron em termos dos pártos que o compõem, cada um com uma fração do momento total [23]. De maneira complementar, a fragmentação descreve a hadronização através de processos inclusivos. Neste caso, um párton, a , decai e acaba por dar origem a um hádron, h , $a \rightarrow h + X$, e este processo é descrito pelas funções de fragmentação $D_a^h(z)$,

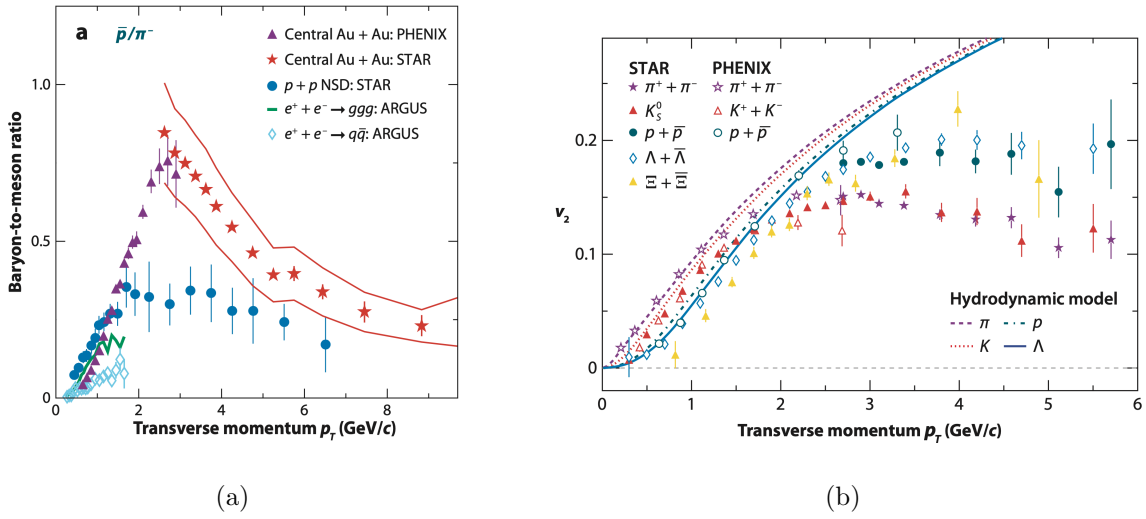


Figura 2.7: Figuras retiradas da referência [23]. (a) A razão antipróton/píon como função do momento transversal em diferentes experimentos. (b) Valores de *elliptic flow* em função de momento transversal para diferentes espécies hadrônicas.

que dão a probabilidade de um hádron h no estado final ser produzido com uma fração z do momento inicial do parton a [5].

Ambos os processos são adequados para a descrição de fenômenos ocorrendo no vácuo e no regime perturbativo da QCD. Porém, na hadronização a partir do QGP, os partons iniciais não se encontram no vácuo e, no instante da hadronização, o meio se encontra a uma temperatura próxima de T_h , sendo, portanto, um processo inerentemente não perturbativo [23]. Assim, a forma apropriada de se descrever a hadronização a partir do QGP é através da recombinação. Ou seja, supondo que existe uma distribuição de partons no espaço de fases que se recombina formando estados ligados no instante em que o sistema atinge a temperatura de transição de fase.

2.5.1 Modelo de Coalescência

Como mostrado em [23], o modelo de coalescência se baseia na expressão que fornece a quantidade de hádrons produzidos com determinado valor de momento. Para um méson M produzido com momento \mathbf{P} esta expressão pode ser escrita como:

$$\frac{dN_M}{d^3P} = \sum_{a,b} \int \frac{d^2R}{(2\pi)^3} \frac{d^3q d^3r}{(2\pi)^3} W_{ab}(\mathbf{R}, \mathbf{P}, \mathbf{r}, \mathbf{q}) \Phi_M(\mathbf{r}, \mathbf{q}) \quad (2.5.1)$$

onde a e b são os quarks de valência que o compõem e a soma é sobre todos os números quânticos possíveis para estes quarks. \mathbf{R} e \mathbf{r} são, respectivamente, a coordenada espacial

do méson e a coordenada relativa dos quarks. Já \mathbf{P} e \mathbf{q} são o momento do méson e o momento relativo dos quarks nesta ordem. Por fim, W_{ab} é a função de Wigner dos quarks iniciais e Φ_M a do méson.

Para determinarmos a solução da equação 2.5.1 é necessário escrevê-la em sua forma covariante de Lorentz e, principalmente, fornecer as formas das funções de Wigner dos pártons e do méson. Existem muitas maneiras de se fazer isto a partir de diferentes aproximações ou suposições que estão fora do escopo deste texto. Contudo, o que se constata é que, para a coalescência a partir de sistemas térmicos, a solução não é muito sensível à função de Wigner do méson e, para a dos pártons, é razoável utilizar simplesmente a distribuição deles no espaço de fase [23].

Uma das consequências importantes desta constatação é a de que, trabalhando-se o lado direito da equação 2.5.1, a expressão que resulta é uma distribuição de Boltzmann. Para momentos suficientemente altos, esta expressão é proporcional a $e^{-P/T}$ e não depende de Φ_M , sendo a mesma para bárions e mésons [23]. Ou seja, não há a supressão de bárions prevista nos modelos de fragmentação.

Por outro lado, a coalescência não é o único mecanismo relevante de hadronização. Ela é particularmente importante na formação de hádrons de momento transversal intermediário mas, como mencionado acima, sua contribuição para a distribuição de hádrons diminui exponencialmente para altos valores de momento e é igual para bárions e mésons. Sendo assim, a hadronização por recombinação de pártons com alto momento transversal provenientes de interações *hard* é um mecanismo substancialmente suprimido. Consequentemente, a coalescência de hádrons com alto momento transversal é suprimida. Contudo, estes pártons de alto p_T ainda podem formar hádrons por fragmentação. Sendo assim, existe um valor de momento transversal a partir do qual o mecanismo de fragmentação torna-se mais importante do que o de coalescência e, como a fragmentação privilegia a produção de mésons ao invés de bárions, este valor é maior para as espécies bariônicas do que para os mésons, justificando a supressão da razão \bar{p}/π^- em alto p_T observada na figura 2.7(a).

Quanto ao problema da anisotropia (figura 2.7(b)), a coalescência fornece uma solução a partir da distribuição de um conjunto de pártons no espaço de fases. A referência [23] mostra que esta distribuição, para hádrons com quarks leves, culmina na seguinte relação entre o *elliptic flow* de uma espécie hadrônica h , constituída por n quarks, como função

de p_T com o *elliptic flow* do conjunto de pártons a antes da hadronização:

$$v_2^h(p_T) = nv_2^a(p_T/n) \quad (2.5.2)$$

Isto mostra porque, em altos valores de p_T , os bárions, que possuem mais quarks de valência, apresentam maiores anisotropias do que os mésons. Contudo, esta equação não é adequada para a descrição de hádrons com menores valores de p_T . Na referência [24], é mostrado que, para valores pequenos de p_T , o momento transversal deve ser substituído na equação 2.5.2 pela energia cinética transversal, $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$. Isto faz com que, nesta região do espectro, ocorra o aumento de v_2 com a diminuição da massa do hádron e então observamos a inversão na figura 2.7(b).

2.5.2 Modelo de Hadronização Estatística

Embora os mecanismos de coalescência e recombinação sejam, a nível microscópico, a forma mais precisa de se descrever a hadronização do QGP, é possível reproduzir diversos resultados de distribuições finais de hádrons em colisões de íons pesados a partir de modelos que não exigem detalhes dos mecanismos através dos quais se dá a hadronização. Estes modelos, conhecidos como modelos de hadronização estatística, partem da suposição de que o sistema antes da hadronização encontrava-se em equilíbrio térmico e químico [25, 26]. Esta é uma suposição razoável considerando-se que, no caso de colisões de íons pesados, o sistema formado após a colisão é fortemente interagente e dura um tempo considerável, podendo atingir o equilíbrio térmico devido às inúmeras colisões que ocorrem no meio [27].

Assim sendo, é possível determinar a abundância final dos hádrons compostos de quarks u , d e s com apenas três parâmetros: o potencial químico bariônico, μ_B , o potencial químico da estranheza, μ_S , e a temperatura, T [27]. Estes são utilizados para escrever a função de partição do sistema no *ensemble* grande-canônico a partir da qual calcula-se a abundância N_j de um hádron j :

$$N_j = \lambda_j \frac{\partial}{\partial \lambda_j} \ln \mathcal{Z} \quad (2.5.3)$$

onde a fugacidade do hádron j é dada por $\lambda_j = e^{-\mu_j/T}$, sendo $\mu_j = n_j^q \mu_q + n_j^S \mu_S$ o potencial químico médio em termos do número de quarks leves, n_j^q , e do número de quarks estranhos,

n_j^S , no hádron j além do potencial químico dos quarks estranhos, μ_S , e dos quarks leves, $\mu_q = \mu_B/3$.

A densidade de hádrons j formados na hadronização é calculada a partir da equação 2.5.3 da seguinte forma:[25]

$$n_j = \frac{g_j}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{(E_j - \mu_B B_j - \mu_S S_j)/T} - 1} \quad (2.5.4)$$

sendo g_j a degenerescência da partícula j , E_j sua energia, B_j o número bariônico e S_j a estranheza. A abundância final pode ser obtida multiplicando-se este resultado pelo volume do sistema. Impomos que a abundância de uma determinada partícula seja igual à observada e, então, as outras abundâncias tornam-se previsões do modelo.

Para a devida comparação destes resultados com os dados experimentais, diversas correções podem ser consideradas. Um exemplo é a de considerar que o equilíbrio químico não é completamente atingido para os quarks estranhos. Assim, definimos o fator de saturação da estranheza, γ_S , um número entre 0 e 1 que multiplica a fugacidade e é particularmente importante na determinação das abundâncias de partículas multi-estranhas. [28, 27]. Além disso, podemos considerar uma correção devido ao volume finito do sistema [27].

O modelo de hadronização estatística (SHM, *Statistical Hadronization Model*) foi extensivamente testado e comparado com resultados experimentais. As abundâncias finais de diversas espécies hadrônicas produzidas em colisões centrais Au+Au a energias próximas à do experimento AGS do Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) foram calculadas em [25] tanto pelo modelo de coalescência quanto pelo SHM considerando-se o equilíbrio térmico e químico. O que se mostrou foi que ambos os modelos fornecem resultados condizentes um com o outro assim como com os dados experimentais [25, 26]. Mais recentemente, as previsões do SHM foram comparadas com os dados do experimento ALICE em [26]. Os desvios entre a previsão e a abundância observada para diversas espécies hadrônicas estão sumarizados na figura 2.8.

A figura 2.8 mostra que, para todas estas espécies, o modelo de hadronização estatística prevê a abundância final compatível com a observada dentro de três desvios padrão. Contudo alguns desvios mais pronunciados chamam a atenção. Um caso notável é o do K^{*0} . Na referência [26], os autores argumentam que este resultado não deve ser considerado uma vez que se trata de um ressonância e que, por sofrer decaimento forte,

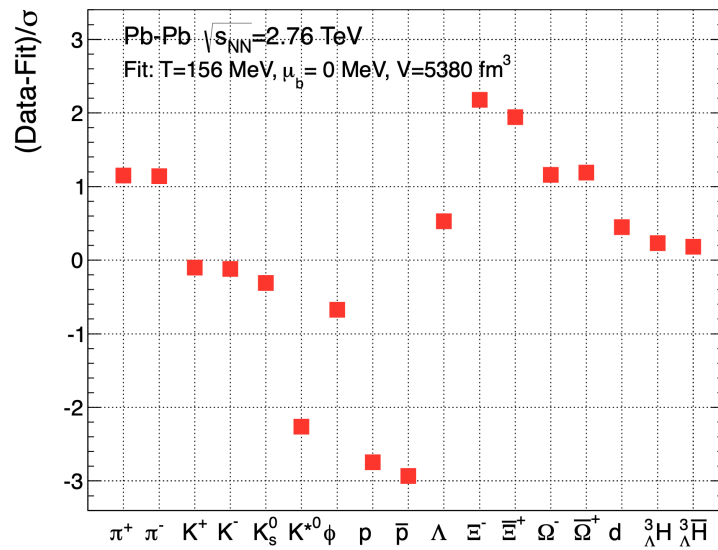


Figura 2.8: Figura retirada da referênciã [26] mostrando o desvio entre a abundância prevista pelo SHM e a observada no experimento ALICE do LHC normalizada pela incerteza dos pontos experimentais para diferentes espécies hadrônicas.

pode ter sua abundância significativamente alterada na fase pós-hadronização. De fato, este é um dos fatores que contribuem para a supressão dos mésons K^* em colisões de íons. Neste trabalho nós estudamos o decaimento e as interações que esta partícula sofre durante a fase de gás hadrônico.

Até aqui, apresentamos algumas das características gerais das colisões de íons pesados, desde a formação do QGP até o *freeze-out* térmico, incluindo discussões quanto à expansão hidrodinâmica do sistema e quanto à formação de partículas durante a hadronização. Assim, o próximo capítulo apresentará o formalismo utilizado para o estudo da razão K^*/K nas colisões de íons pesados aqui discutidas.

Capítulo 3

Abundância de mésons estranhos na fase de gás hadrônico

O estudo da abundância de hádrons estranhos produzidos em colisões de partículas é de histórica importância. Nos anos 80, o aumento da produção de estranheza já havia sido apontado como uma possível assinatura da formação do QGP em colisões de íons relativísticos. Isto se deve ao fato de que, quando ocorre o desconfinamento dos quarks e glúons, pares $s\bar{s}$ são copiosamente produzidos devido à restauração da simetria quiral. Portanto, o QGP apresenta uma alta densidade de quarks estranhos e, assim, a coalescência deles no instante da hadronização propicia a formação de hádrons contendo estranheza [24].

Por outro lado, a análise da produção de estranheza também pode fornecer informações sobre a presença da fase de gás hadrônico entre o instante da hadronização e o *freeze-out* térmico em colisões de íons pesados. Isto se deve ao fato de que as ressonâncias de hádrons estranhos têm larguras relativamente pequenas e, portanto, tempos de vida média da ordem de grandeza do tempo de vida esperado para esta fase hadrônica [2].

Esta ideia foi proposta como uma maneira de corrigir a previsão dos modelos estatísticos, que superestimavam a produção de certas ressonâncias quando comparada com resultados experimentais. A superestimativa poderia ter duas explicações: ou a temperatura de hadronização era, na verdade, menor do que a esperada, e portanto a produção térmica de hádrons estranhos (que é suprimida com a diminuição da temperatura) era menor do que a inicialmente calculada; ou, após a hadronização a uma alta temperatura, existia uma fase de gás hadrônico por um tempo maior do que o tempo de vida

das ressonâncias. Neste caso, quando elas decaíssem, ainda dentro do gás, as partículas filhas destes decaimentos estariam sujeitas a sofrer espalhamento e, portanto, se tornava impossível a reconstrução da ressonância original através do método da massa invariante [2, 29].

Inicialmente, os autores de [2] propuseram que a abundância da ressonância R^* , que sofre decaimento forte $R^* \rightarrow p_1 p_2$, no gás de hádrons pode ser descrita pelo seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{R^*}}{dt} &= -\frac{1}{\tau} N_{R^*} \\ \frac{dN_i}{dt} &= \frac{1}{\tau} N_{R^*} - N_i T_i, \quad i = 1, 2 \end{aligned} \quad (3.0.1)$$

onde N_{R^*} é a abundância da ressonância R^* (que diminui com o processo de decaimento) e N_i é a abundância do produto de decaimento p_i (que aumenta com o decaimento de R^*). T_i é a taxa de espalhamento da espécie p_i . Para o cálculo de T_i , os autores consideraram as médias das seções de choque de interação dos produtos de decaimento com píons e núcleons. Eles também consideraram que, para a massa invariante de R^* ser indetectável, basta um dos produtos de decaimento sofrer espalhamento.

A solução da equação 3.0.1 permite o cálculo da abundância de R^* que é de fato observada experimentalmente, ou seja, levando-se em consideração a quantidade que é perdida devido ao espalhamento de ao menos uma das partículas filhas. Com isso, os autores podem construir as curvas da abundância observada em função da temperatura de hadronização para diferentes intervalos de tempo possíveis para a duração da fase hadrônica. Desta forma, dada a medida experimental dos valores de abundância para duas ressonâncias diferentes, é possível identificar a temperatura de hadronização e a duração da fase de gás de hádrons.

No ano seguinte, os autores utilizaram os dados de ressonâncias no experimento SPS e compararam o modelo proposto para concluir que existiam fortes evidências de que o processo de hadronização do QGP criado neste experimento fosse repentino, ou seja, que temperatura de hadronização fosse a mesma que aquela de *freeze-out* térmico [30].

As ideias introduzidas neste modelo foram usadas e expandidas em diversos outros artigos [29, 30, 31, 32]. No presente trabalho, como será discutido nas seções a seguir, elas são implementadas no estudo da dinâmica de *freeze-out* através dos dados da razão

K^*/K em colisões PbPb no experimento ALICE em diferentes centralidades. Vamos usar os resultados da QCD na rede para a temperatura de hadronização destes sistemas. Desta forma, os ingredientes do cálculo são: a temperatura de *freeze-out* térmico, o modelo de evolução da temperatura a partir da hadronização e a dinâmica microscópica, ou seja, as seções de choque de interação dos mésons K^* e K no gás de hádrons.

3.1 Lagrangianas de interação e diagramas

Vamos usar as seções de choque de interação dos mésons K^* e K no gás de hádrons calculadas por Torres *et al.* (também referido como Martinez *et al*) em [33] e por S. H. Lee *et al* (também referido como Suhoung *et al*) em [18]. Elas são calculadas a partir das seguintes Lagrangianas efetivas:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{PPV} &= -ig_{PPV} \langle V^\mu [P, \partial_\mu P] \rangle \\ \mathcal{L}_{VVP} &= \frac{g_{VVP}}{\sqrt{2}} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \langle \partial_\mu V_\nu \partial_\alpha V_\beta P \rangle \\ \mathcal{L}_{VVV} &= ig_{VVV} \langle (V^\mu \partial_\nu V_\mu - \partial_\nu V_\mu V^\mu) V^\nu \rangle\end{aligned}\quad (3.1.1)$$

onde PPV se refere ao vértice com dois pseudoescalares e um vetor, VVP , àquele com dois vetores e um pseudoescalar e VVV , ao vértice com três partículas vetoriais. Além disso, a notação $\langle \rangle$ se refere ao traço da matriz contida nos *brackets*. A referência [18] também incluiu vértices de quatro pontos. Na equação 3.1.1, P e V^μ se referem às matrizes dos mésons pseudoescalares e vetoriais respectivamente:

$$P = \begin{pmatrix} \frac{\eta}{\sqrt{3}} + \frac{\eta'}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{\eta}{\sqrt{3}} + \frac{\eta'}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{\eta}{\sqrt{3}} + \sqrt{\frac{2}{3}}\eta' \end{pmatrix}\quad (3.1.2)$$

$$V^\mu = \begin{pmatrix} \frac{\omega + \rho^0}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & \frac{\omega - \rho^0}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \phi \end{pmatrix}^\mu\quad (3.1.3)$$

Os possíveis vértices de interação são obtidos inserindo estas matrizes nas Lagrangianas da equação 3.1.1. Tomando como exemplo a Lagrangiana \mathcal{L}_{PPV} e notando-se que as partes com os mésons η , η' , ϕ e ω podem ser separadas das matrizes P e V^μ , os vértices contendo

dois mésons escalares dentre π e K e um vetorial dentre ρ e K^* são obtidos da seguinte equação:

$$\mathcal{L}_{PPV} = -ig_{PPV} \text{Tr} \left\{ \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & \frac{-\rho^0}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & 0 \end{pmatrix}^\mu \left[\begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{-\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \frac{\partial_\mu \pi^0}{\sqrt{2}} & \partial_\mu \pi^+ & \partial_\mu K^+ \\ \partial_\mu \pi^- & \frac{-\partial_\mu \pi^0}{\sqrt{2}} & \partial_\mu K^0 \\ \partial_\mu K^- & \partial_\mu \bar{K}^0 & 0 \end{pmatrix} \right] \right\} \quad (3.1.4)$$

Prosseguindo com a multiplicação matricial e tomando o traço, obtemos os vértices:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{PPV} = & -ig_{PPV} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \pi^+ \partial_\mu \pi^- - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \partial_\mu \pi^+ \pi^- + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} K^+ \partial_\mu K^- - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \partial_\mu K^+ K^- \right. \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{+\mu} \pi^- \partial_\mu \pi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{+\mu} \partial_\mu \pi^- \pi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{+\mu} \pi^0 \partial_\mu \pi^- + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{+\mu} \partial_\mu \pi^0 \pi^- + \rho^{+\mu} K^0 \partial_\mu K^- \\ & - \rho^{+\mu} \partial_\mu K^0 K^- + \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*+\mu} K^- \partial_\mu \pi^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*+\mu} \partial_\mu K^- \pi^0 + K^{*+\mu} \bar{K}^0 \partial_\mu \pi^- - K^{*+\mu} \partial_\mu \bar{K}^0 \pi^- \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{-\mu} \pi^0 \partial_\mu \pi^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{-\mu} \partial_\mu \pi^0 \pi^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{-\mu} \pi^+ \partial_\mu \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{-\mu} \partial_\mu \pi^+ \pi^0 + \rho^{-\mu} K^+ \partial_\mu \bar{K}^0 \\ & - \rho^{-\mu} \partial_\mu K^+ \bar{K}^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \pi^- \partial_\mu \pi^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \partial_\mu \pi^- \pi^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} K^0 \partial_\mu \bar{K}^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \rho^{0\mu} \partial_\mu K^0 \bar{K}^0 \\ & + K^{*0\mu} K^- \partial_\mu \pi^+ - K^{*0\mu} \partial_\mu K^- \pi^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*0\mu} \bar{K}^0 \partial_\mu \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*0\mu} \partial_\mu \bar{K}^0 \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*- \mu} \pi^0 \partial_\mu K^+ \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} K^{*- \mu} \partial_\mu \pi^0 K^+ + K^{*- \mu} \pi^+ \partial_\mu K^0 - K^{*- \mu} \partial_\mu \pi^+ K^0 + \bar{K}^{*0\mu} \pi^- \partial_\mu K^+ - \bar{K}^{*0\mu} \partial_\mu \pi^- K^+ \\ & \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{K}^{*0\mu} \pi^0 \partial_\mu K^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{K}^{*0\mu} \partial_\mu \pi^0 K^0 \right) \quad (3.1.5) \end{aligned}$$

Estes são alguns dos termos que aparecem na Lagrangiana e, portanto, alguns dos vértices que podem aparecer nos diagramas de Feynman. Juntando os termos com os mésons η , η' , ω e ϕ assim como os termos originados nas Lagrangianas \mathcal{L}_{VVP} e \mathcal{L}_{VVV} , obtemos todos os possíveis vértices de interação dos mésons K^* e K neste modelo. A figura 3.1 apresenta os diagramas de Feynman que podem ser construídos a partir destas Lagrangianas e que foram utilizados nos cálculos das seções de choque nas referências [33] e [18].

Os acoplamentos que aparecem na equação 3.1.1 foram calculados na referência [33]

como:

$$g_{PPV} = \frac{m_V}{2f_\pi} \quad g_{VVP} = \frac{3m_V^2}{16\pi^2 f_\pi^3} \quad g_{VVV} = \frac{m_V}{2f_\pi} \quad (3.1.6)$$

e são compatíveis com os acoplamentos utilizados nos cálculos efetuados na referência [18] considerando-se $f_\pi = 93$ MeV e $m_V = 775$ MeV, a massa do méson vetorial ρ . A diferença crucial entre os dois trabalhos está no fato de que S. H. Lee[18] não considerou diversos termos de interação das Lagrangianas da equação 3.1.1. O cálculo feito na referência [33] leva em conta mecanismos adicionais de produção e aniquilação dos mésons K e K^* incluindo a troca de ressonâncias axiais $K_1(1270)$, $h_1(1170)$, $h_1(1380)$, $f_1(1285)$, $a_1(1260)$ e $b_1(1235)$ nos canais s e t e também a interação VVP de paridade anômala. No presente trabalho, consideramos separadamente os resultados obtidos em [33] e [18] para as seções de choque das reações: $K^*\pi \rightarrow K\rho$, $K^*\rho \rightarrow K\pi$ e $K^* \rightarrow K\pi$. Nós consideramos também as respectivas reações inversas, uma vez que [18] já mostrou que estes são os processos relevantes para a determinação das abundâncias de K e K^* no gás hadrônico. Assim, podemos determinar o impacto dos mecanismos extras considerados em [33] no cálculo das abundâncias, como será discutido na seção 4.1.

3.1.1 Regras de Feynman

Para o cálculo das amplitudes dos diagramas da figura 3.1, é necessário escrever as regras de Feynman para cada um dos termos presentes nas Lagrangianas da equação 3.1.1. Alguns dos termos estão escritos de maneira explícita na equação 3.1.5 e portanto as regras de Feynman associadas a eles ficam mais claras. Por exemplo, os vértices contendo dois mésons π e um méson ρ , como aparece nas figuras 3.1(a) e 3.1(b), são permitidos por termos como $-ig_{PPV}(-\frac{1}{\sqrt{2}}\rho^{-\mu}\partial_\mu\pi^0\pi^+ + -\frac{1}{\sqrt{2}}\rho^{-\mu}\pi^+\partial_\mu\pi^0) = ig_{PPV}\frac{2}{\sqrt{2}}\rho^{-\mu}\partial_\mu\pi^0\pi^+$. A regra de Feynman associada a este termo é calculada da maneira usual: multiplicamos o acoplamento, no caso $\frac{2g_{PPV}}{\sqrt{2}}$, por i e pelo quadrimomento da partícula que aparece dentro da derivada:

$$ig_{PPV}\frac{2}{\sqrt{2}}\rho^{-\mu}\partial_\mu\pi^0\pi^+ \rightarrow ig_{PPV}\frac{2}{\sqrt{2}}q_\mu \quad (3.1.7)$$

onde, neste caso, q_μ é o quadrimomento do π^0 . Apesar do grande número de regras de Feynman envolvidas, devemos nos lembrar que este modelo considera interações fortes entre os mésons e o acoplamento não depende da carga elétrica das partículas envolvidas.

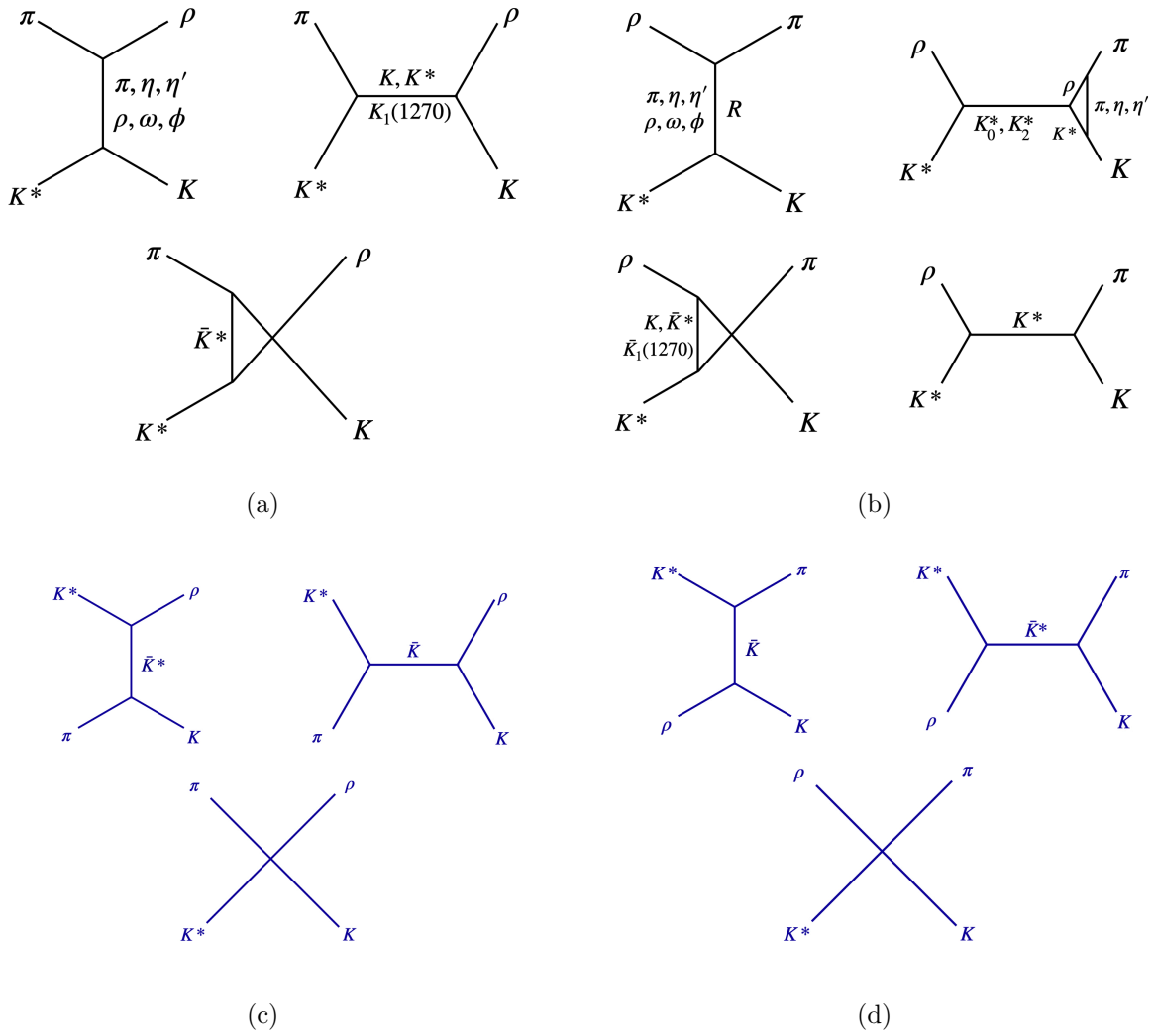


Figura 3.1: Diagramas de Feynman considerados para o cálculo das seções de choque da reação $K^*\pi \rightarrow K\rho$ nas referências (a) [33] e (c) [18]; e para a reação $K^*\rho \rightarrow K\pi$ nas referências (b) [33] e (d) [18]. R representa as ressonâncias axiais: $h_1(1170)$, $h_1(1380)$, $f_1(1285)$, $a_1(1260)$ e $b_1(1235)$.

Isto significa que, ainda no exemplo acima, todos os termos contendo dois píons e um méson ρ , independente das cargas que aparecem, terão o mesmo acoplamento.

3.2 Seções de choque

A partir das amplitudes dos diagramas na figura 3.1, a seção de choque para uma determinada reação r pode ser calculada da seguinte forma:

$$\sigma_r = \frac{1}{64\pi^2 s} \frac{|\vec{p}_f|}{|\vec{p}_i|} \int d\Omega \frac{1}{g_1 g_2} \sum_{S,I} |\mathcal{M}_r(s, t)|^2 F^4 \quad (3.2.1)$$

onde \vec{p}_f e \vec{p}_i são os momentos das partículas finais e iniciais respectivamente no referencial do centro de massa. A soma é sobre todas as possíveis projeções dos spins (S) e isospins (I) das partículas iniciais e finais. Além disso, $g_1 = (2I_1 + 1)(2S_1 + 1)$ e $g_2 = (2I_2 + 1)(2S_2 + 1)$ são os fatores de degenerescência de cada uma das partículas iniciais. Por fim, $\mathcal{M}_r(s, t)$ é a soma das amplitudes de cada um dos diagramas representando a reação r e F é o fator de forma que é aplicado a cada vértice para que se leve em conta o tamanho finito do hádron. F é dado por:

$$F_{u,t}(\vec{q}) = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^2 + \vec{q}^2} \quad (3.2.2)$$

Para os diagramas u e t com momento \vec{q} da partícula de massa m trocada e, para os diagramas s :

$$F_s(\vec{q}) = \frac{\Lambda^2 + m^2}{\Lambda^2 + \omega^2} \quad (3.2.3)$$

onde agora ω é o momento da partícula sendo trocada e $\Lambda = 1.8 \text{ GeV}$ [18] é o parâmetro de *cuttoff*.

Além disso, nas equações de evolução temporal das abundâncias de K e K^* , é necessário levar em conta o decaimento $K^* \rightarrow K\pi$ e a reação inversa. Como introduzido em [18], a largura de decaimento pode ser calculada como:

$$\Gamma_{K^* \rightarrow K\pi}(\sqrt{s}) = \frac{g_{\pi K^* K}^2}{2\pi s} p_{cm}^3(\sqrt{s}) \quad (3.2.4)$$

onde $p_{cm}(\sqrt{s})$ é o valor absoluto do momento das partículas finais no centro de massa como função da energia disponível no centro de massa. A partir disto, calculamos a seção de choque para a formação de K^* :

$$\sigma_{K\pi \rightarrow K^*} = \frac{g_{K^*} 4\pi}{g_K g_\pi p_{cm}^2} \frac{s \Gamma_{K^* \rightarrow K\pi}^2}{(m_{K^*}^2 - s)^2 + s \Gamma_{K^* \rightarrow K\pi}^2} \quad (3.2.5)$$

onde, neste caso, $g_i = (2S_i + 1)(2I_i + 1)$ é a degenerescência do méson i .

3.3 Seções de choque térmicas

Para a construção das equações de evolução temporal dos mésons K^* e K , utilizamos as médias térmicas das seções de choque. Para um processo $ab \rightarrow cd$, esta quantidade pode ser calculada a partir de seção de choque $\sigma_{ab \rightarrow cd}$ como:

$$\langle \sigma_{ab \rightarrow cd} v_{ab} \rangle = \frac{1}{1 + \delta_{ab}} \frac{\int d^3 \vec{p}_a d^3 \vec{p}_b f_a(\vec{p}_a) f_b(\vec{p}_b) \sigma_{ab \rightarrow cd} v_{ab}}{\int d^3 \vec{p}_a d^3 \vec{p}_b f_a(\vec{p}_a) f_b(\vec{p}_b)} \quad (3.3.1)$$

onde $f_i(\vec{p}) = e^{-\sqrt{\vec{p}^2 + m_i^2}/T}$ é a distribuição de momento de Boltzmann para a partícula i . Por sua vez, a velocidade relativa entre as partículas iniciais também entra no cálculo da seção de choque térmica e é dada por:

$$v_{ab} = \frac{\sqrt{(p_a \cdot p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}}{E_a E_b} \quad (3.3.2)$$

Por outro lado, as seções de choque térmicas apresentadas por A. Martinez et al. [33] e por S. H. Lee [18] podem ser parametrizadas em função da temperatura como polinômios da seguinte forma:

$$\langle \sigma v \rangle (T) = p_0 + p_1 T + p_2 T^2 + p_3 T^3 + p_4 T^4 \quad (3.3.3)$$

onde os parâmetros encontrados estão contidos na tabela 3.3 e os resultados dos ajustes estão mostrados na figura 3.2.

	p_0	p_1	p_2	p_3	p_4
$K^* \rho \rightarrow K \pi$ [33]	92(1)	-0.91(2)	0.00043(1)	$-7.2(3)10^{-6}$	0
$K^* \rho \rightarrow K \pi$ [18]	1.78(4)	-0.0052(6)	0.000007(2)	0	0
$K \pi \rightarrow K^* \rho$ [33]	-20(6)	0.6(2)	-0.007(2)	$3.5(7)10^{-5}$	$-5(1)10^{-8}$
$K \pi \rightarrow K^* \rho$ [18]	0.2(1)	-0.004(2)	0.00001(1)	$6.(3)10^{-8}$	0
$K^* \pi \rightarrow K \rho$ [33]	-8.5(3)	0.200(6)	-0.00085(4)	$1.23(9)10^{-6}$	0
$K^* \pi \rightarrow K \rho$ [18]	-0.1(2)	-0.002(3)	0.00007(2)	$-1.5(5)10^{-7}$	0
$K \rho \rightarrow K^* \pi$ [33]	25.3(3)	-0.143(7)	0.00052(5)	$-8(1)10^{-7}$	0
$K \rho \rightarrow K^* \pi$ [18]	0	0.010(1)	-0.000014(5)	0	0
$K \pi \rightarrow K^*$ [18]	-3(1)	0.27(2)	-0.0019(1)	$3.8(3)10^{-6}$	0
$K^* \rightarrow K \pi$ [18]	0.25793(1)	-0.0004324(3)	$6.00(3)10^{-7}$	$-6.5(1)10^{-10}$	$4.0(2)10^{-13}$

Tabela 3.1: Parâmetros obtidos ajustando-se a função 3.3.3 aos resultados obtidos para as seções de choque térmica calculadas por Martinez et al. em [33] e por S. H. Lee em [18].

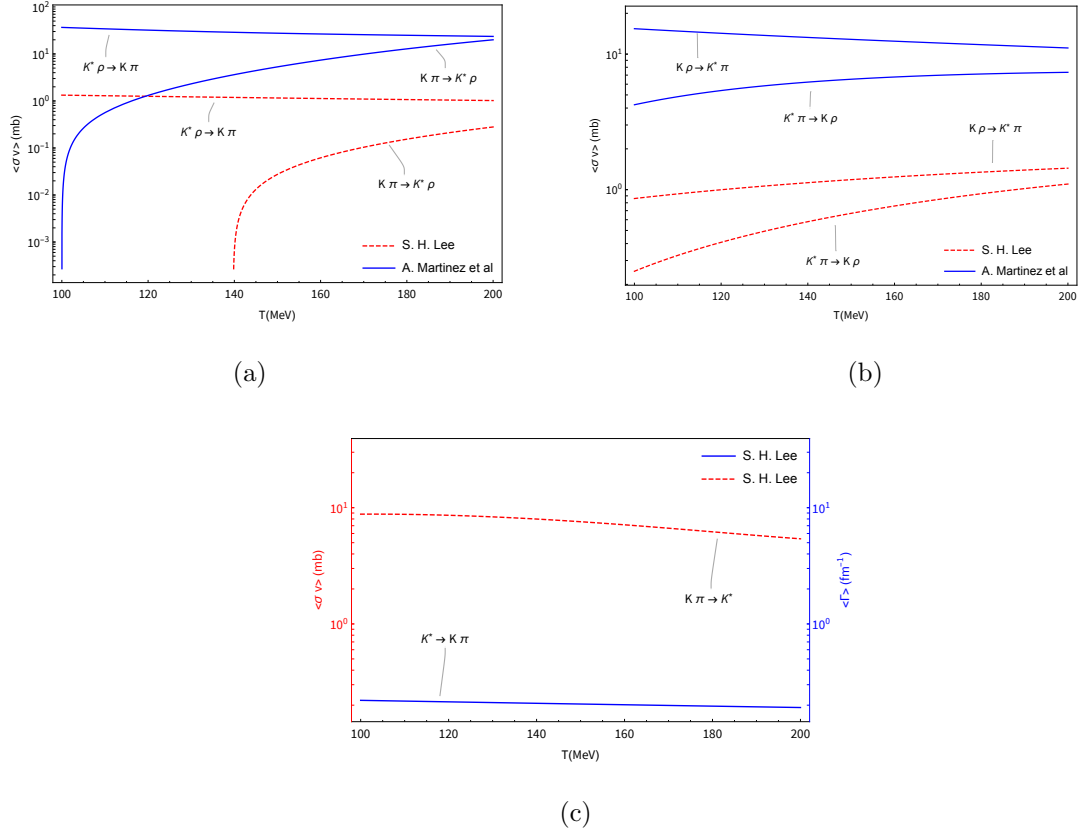


Figura 3.2: Parametrizações das seções de choque térmica obtidas por Martinez et al em [33] e S. H. Lee em [18] usando a equação 3.3.3 com os parâmetros da tabela 3.3.

3.4 Equações de evolução temporal

Como explicado no início deste capítulo, as variações das abundâncias de K^* e K são descritas neste trabalho através de equações de evolução temporal. Na referência [18], foi introduzido um possível sistema de equações diferenciais para as a abundâncias dos mésons K e K^* no gás de hádrons como função do tempo. Considerando-se que a variação destas abundâncias ao longo do tempo depende das interações no meio hadrônico, as seções de choque descritas na seção anterior são usadas como *input* neste sistema, que está escrito nas equações 3.4.1 e 3.4.2.

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{K^*}}{d\tau} = & \langle \sigma_{K\rho \rightarrow K^*\pi} v_{K\rho} \rangle n_\rho(\tau) N_K(\tau) - \langle \sigma_{K^*\pi \rightarrow K\rho} v_{K^*\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*\rho} v_{K\pi} \rangle \\
 & n_\pi(\tau) N_K(\tau) - \langle \sigma_{K^*\rho \rightarrow K\pi} v_{K^*\rho} \rangle n_\rho(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \sigma_{\pi\rho \rightarrow K^*\bar{K}} v_{\pi\rho} \rangle n_\pi(\tau) N_\rho(\tau) - \langle \sigma_{K^*\bar{K} \rightarrow \rho\pi} v_{K^*\bar{K}} \rangle \\
 & n_{\bar{K}}(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \sigma_{\pi\pi \rightarrow K^*\bar{K}^*} v_{\pi\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_\pi(\tau) - \langle \sigma_{K^*\bar{K}^* \rightarrow \pi\pi} v_{K^*\bar{K}^*} \rangle n_{\bar{K}^*}(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \sigma_{\rho\rho \rightarrow K^*\bar{K}^*} v_{\rho\rho} \rangle \\
 & n_\rho(\tau) N_\rho(\tau) - \langle \sigma_{K^*\bar{K}^* \rightarrow \rho\rho} v_{K^*\bar{K}^*} \rangle n_{\bar{K}^*}(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*} v_{K\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_K(\tau) - \langle \Gamma_{K^*} \rangle N_{K^*}(\tau)
 \end{aligned} \tag{3.4.1}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_K}{d\tau} = & \langle \sigma_{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}} v_{\pi\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_\pi(\tau) - \langle \sigma_{K\bar{K} \rightarrow \pi\pi} v_{K\bar{K}} \rangle n_{\bar{K}}(\tau) N_K(\tau) + \langle \sigma_{\rho\rho \rightarrow K\bar{K}} v_{\rho\rho} \rangle \\
 & n_\rho(\tau) N_\rho(\tau) - \langle \sigma_{K\bar{K} \rightarrow \rho\rho} v_{K\bar{K}} \rangle n_{\bar{K}}(\tau) N_K(\tau) + \langle \sigma_{K^*\pi \rightarrow K\rho} v_{K^*\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_{K^*}(\tau) - \langle \sigma_{K\rho \rightarrow K^*\pi} v_{K\rho} \rangle \\
 & n_\rho(\tau) N_K(\tau) + \langle \sigma_{K^*\rho \rightarrow K\pi} v_{K^*\rho} \rangle n_\rho(\tau) N_{K^*}(\tau) - \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*\rho} v_{K\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_K(\tau) + \langle \sigma_{\pi\rho \rightarrow K^*\bar{K}} v_{\pi\rho} \rangle \\
 & n_\pi(\tau) N_\rho(\tau) - \langle \sigma_{K^*\bar{K} \rightarrow \rho\pi} v_{K^*\bar{K}} \rangle n_{\bar{K}}(\tau) N_{K^*}(\tau) + \langle \Gamma_{K^*} \rangle N_{K^*}(\tau) - \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*} v_{K\pi} \rangle n_\pi(\tau) N_K(\tau)
 \end{aligned} \tag{3.4.2}$$

Apesar do aspecto hostil deste sistema, ele pode ser significativamente simplificado pelo fato de que diversos destes termos podem ser desprezados. Em [18], mostrou-se que os processos que são de fato relevantes para o cálculo das abundâncias de K e K^* no meio hadrônico são $K^*\rho \leftrightarrow K\pi$, $K^*\pi \leftrightarrow K\rho$ e $K^* \leftrightarrow K\pi$. Desta forma, as equações 3.4.1 e 3.4.2 se reduzem a:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{K^*}(\tau)}{d\tau} &= \gamma_K N_K(\tau) - \gamma_{K^*} N_{K^*}(\tau) \\
 \frac{dN_K(\tau)}{d\tau} &= -\gamma_K N_K(\tau) + \gamma_{K^*} N_{K^*}(\tau)
 \end{aligned} \tag{3.4.3}$$

onde γ_K e γ_{K^*} são definidos como:

$$\begin{aligned}
 \gamma_K &= \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*\rho} v_{K\pi} \rangle n_\pi + \langle \sigma_{K\rho \rightarrow K^*\pi} v_{K\rho} \rangle n_\rho + \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*} v_{K\pi} \rangle n_\pi \\
 \gamma_{K^*} &= \langle \sigma_{K^*\rho \rightarrow K\pi} v_{K^*\rho} \rangle n_\rho + \langle \sigma_{K^*\pi \rightarrow K\rho} v_{K^*\pi} \rangle n_\pi + \langle \Gamma_{K^*} \rangle
 \end{aligned} \tag{3.4.4}$$

Na equação acima, n_π e n_ρ são as densidades dos mésons π e ρ respectivamente no gás de hádrons. Estas quantidades podem ser calculadas através da equação 2.3.7 no limite em que o potencial químico é nulo.

Capítulo 4

Resultados

Como discutido no capítulo anterior, os fatores que podem influenciar na evolução temporal das abundâncias de mésons entre a hadronização e o instante do *freeze-out* térmico e que foram explorados no presente trabalho são: a dinâmica microscópica, ou seja, as seções de choque de interação entre os constituintes do gás hadrônico, a evolução da temperatura durante a expansão do sistema e a escolha da temperatura de *freeze-out* térmico, na qual as interações cessam. Nas próximas seções vamos discutir os resultados da solução do sistema de equações 3.4.3 para as abundâncias de K e K^* e qual o papel dos fatores mencionados.

4.1 Papel da dinâmica microscópica

Na seção 3.1, foram descritos dois modelos diferentes propostos para a interação dos mésons K e K^* no gás de hádrons: o modelo introduzido em [18], que não inclui vários termos que estão nas Lagrangianas 3.1.1, e outro introduzido em [33], que inclui diversos mecanismos como a troca de ressonâncias axiais e vértices de paridade anômala. Os diagramas de Feynman considerados em cada modelo estão expostos na figura 3.1. Nesta seção, serão apresentadas as previsões destes modelos para a evolução temporal da razão K^*/K no meio hadrônico. Para tanto, o sistema simplificado da equação 3.4.3 será resolvido utilizando-se separadamente os resultados dos dois modelos.

Inicialmente, é interessante observar que o sistema pode ser resolvido analiticamente no caso de os coeficientes γ_K e γ_{K^*} da equação 3.4.4 serem constantes, o que será explorado na seção a seguir.

4.1.1 Solução analítica com γ constante

As médias térmicas das seções de choque das interações dos mésons K e K^* são funções da temperatura como está mostrado na figura 3.2. Por sua vez, a temperatura evolui no tempo de acordo com a equação 2.4.3. Os gráficos na figura 3.2 mostram que os valores das seções de choque não mudam tão rapidamente com a variação da temperatura e, portanto, do tempo. Também se observa uma clara diferença entre resultados obtidos com o modelo da Ref. [33] e com aqueles da Ref. [18]. Vamos inicialmente considerar as seções de choque como constantes e encontrar a solução analítica do sistema de equações 3.4.3 para observar o efeito da dinâmica microscópica nos valores finais da razão K^*/K . A solução analítica deste sistema é:

$$\begin{aligned} N_K(\tau) &= e^{-\gamma(\tau-\tau_h)} \left(\frac{\gamma_K}{\gamma} N_K^0 - \frac{\gamma_{K^*}}{\gamma} N_{K^*}^0 \right) + \frac{\gamma_{K^*}}{\gamma} N^0 \\ N_{K^*}(\tau) &= -e^{-\gamma(\tau-\tau_h)} \left(\frac{\gamma_K}{\gamma} N_K^0 - \frac{\gamma_{K^*}}{\gamma} N_{K^*}^0 \right) + \frac{\gamma_K}{\gamma} N^0 \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

onde $\gamma = \gamma_K + \gamma_{K^*}$ e $N^0 = N_K^0 + N_{K^*}^0$ é a soma das abundâncias iniciais de K e K^* , ou seja, das abundâncias produzidas no instante da hadronização. Por enquanto, consideramos valores típicos previstos no modelo de hadronização estatística: $N_K^0 = 88$ e $N_{K^*}^0 = 55$ para uma colisão Au+Au à energia $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [18]. A partir deste resultado, calculamos a razão de K^*/K de acordo com as seções de choque obtidas em [33] e [18] separadamente. Os resultados estão apresentados na figura 4.1.

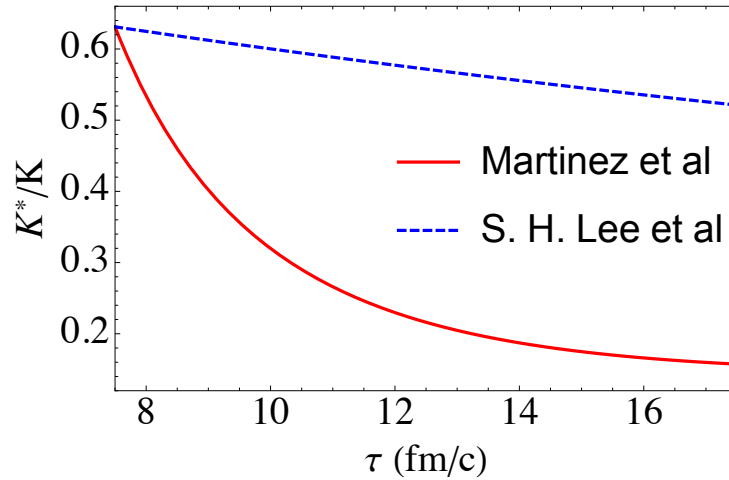


Figura 4.1: Evolução temporal da razão $R(\tau) = N_{K^*}(\tau)/N_K(\tau)$ de acordo com as seções de choque calculadas em [18] e em [33] na aproximação de que são constantes.

Fica claro que os mecanismos considerados na Ref. [33] e deixados de lado em [18] são, de fato, importantes no entendimento da razão entre as abundâncias dos mésons K^* e K . As seções de choque substancialmente maiores obtidas em [33] fazem com que o coeficiente γ da equação 4.1.1 seja significativamente maior em comparação com o calculado usando as seções de choque de [18]. Isto faz com que a razão seja mais rapidamente reduzida do que aquela calculada com as seções de choque da referência [18]. Além disso, observamos na equação 4.1.1 que apenas o primeiro termo das expressões para $N_K(\tau)$ e $N_{K^*}(\tau)$ depende do tempo e este termo decresce exponencialmente com o tempo. Sendo assim, para tempos $\tau \gg \tau_h$, esperamos que ambas as abundâncias atinjam um patamar constante e que este patamar seja atingido tão mais rapidamente quanto maior for o coeficiente γ . Com o fator γ calculado com os resultados de [33], o patamar da razão K^*/K começa a ser atingido em por volta de 14 fm/c. Este patamar sequer é observado com o γ proveniente de [18] em um intervalo de 10 fm/c após a hadronização. Este resultado é coerente com o fato de as seções de choque calculadas em [33] chegarem a ser até duas ordens de grandeza maiores do que aquelas em [18].

À luz deste resultado, voltamos a considerar a dependência temporal das seções de choque e introduzi-las desta forma na equação 3.4.3.

4.1.2 Solução numérica com γ variando no tempo

No caso em que as seções de choque (e portanto o coeficiente γ) variam com a temperatura (e portanto com o tempo) o sistema 3.4.3 deixa de apresentar solução analítica. Contudo, a solução numérica pode ser encontrada e está apresentada na figura 4.2. Neste caso, usamos a dependência da temperatura com o tempo de acordo com a expansão de Bjorken: $T(\tau) = T_h(\tau_h/\tau)^{1/3}$ (equação 2.4.3).

Quando γ varia no tempo, observamos que a evolução da razão K^*/K se torna mais complicada. De fato, para o mesmo intervalo de tempo representado na figura 4.1, ambos os modelos apresentam uma maior supressão de mésons K^* em relação aos káons. Ambos prevêem valores próximos para a razão final no caso de um sistema com *freeze-out* térmico em $\tau = 17.5$ fm/c. Contudo, surpreendentemente, o modelo proposto por [33] indica que ocorre, inicialmente, um aumento da razão K^*/K antes de ocorrer a supressão. Revisitando os gráficos da figura 3.2, observamos que, em altas temperaturas, a seção de choque calculada na referência [33] para a reação $K\pi \rightarrow K^*\rho$, por exemplo, (figura 3.2(a))

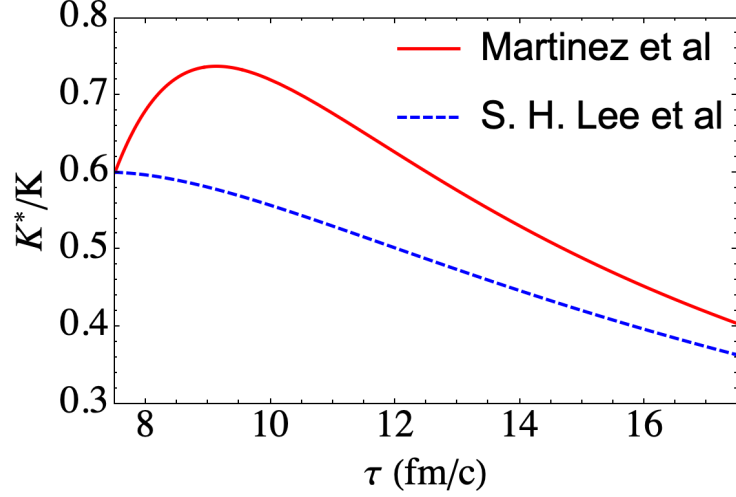


Figura 4.2: Evolução temporal da razão K^*/K de acordo com as seções de choque calculadas em [18] e em [33].

é bastante próxima daquela para o processo inverso. Isto significa que nem a abundância dos mésons K e nem a dos K^* está mudando significativamente através deste canal no início da expansão do gás. Em contrapartida, o canal $K\rho \rightarrow K^*\pi$ (figura 3.2(b)) privilegia a produção de mésons K^* sobre a sua aniquilação pelo mesmo canal. Portanto, mesmo que as seções de choque na figura 3.2(a) sejam, em geral, maiores do que no gráfico da figura 3.2(b), é razoável que, em altas temperaturas, K^* seja mais produzido do que aniquilado e, desta forma, ocorra o aumento da razão K^*/K . Conforme o sistema se resfria, o canal $K\pi \rightarrow K^*\rho$ passa a aniquilar as ressonâncias com maior seção de choque do que produzi-las e a razão K^*/K começa a cair. Este fenômeno fica mais evidente na figura 4.3 que mostra as taxas de espalhamento calculadas através dos dois diferentes modelos em discussão.

As taxas de espalhamento para aniquilação de mésons K ($\Gamma_K(\tau)$) e de K^* ($\Gamma_{K^*}(\tau)$) foram calculadas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\Gamma_K(\tau) &= \langle \sigma_{K\pi \rightarrow K^*\rho} \rangle n_\pi + \langle \sigma_{K\rho \rightarrow K^*\pi} \rangle n_\rho \\ \Gamma_{K^*}(\tau) &= \langle \sigma_{K^*\pi \rightarrow K\rho} \rangle n_\pi + \langle \sigma_{K^*\rho \rightarrow K\pi} \rangle n_\rho\end{aligned}\quad (4.1.2)$$

Elas foram calculadas com os resultados dos modelos de [33] e [18] separadamente e estão mostradas na figura 4.3 como função do tempo. Fica claro, então, que, no início da expansão, o modelo de [33] prevê que a aniquilação de méson K é mais importante do que a de mésons K^* e, após um intervalo de 2 fm/c aproximadamente, esta relação

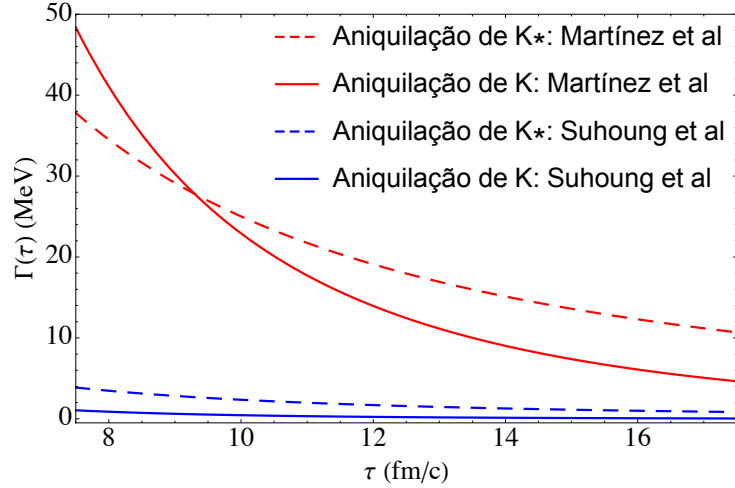


Figura 4.3: O gráfico apresenta as taxas de espalhamento para a aniquilação de mésons K^* e K como calculadas com as seções de choque em [33] e [18] separadamente.

se inverte. Este é o mesmo intervalo de tempo que leva para a razão K^*/K deixar de aumentar e começar a cair ao longo da expansão do sistema de acordo com este modelo, como se observa na figura 4.2.

A figura 4.3 também evidencia o impacto que os mecanismos extras considerados no modelo de [33] têm sobre as taxas de espalhamento e, conseqüentemente, sobre a razão entre as abundâncias dos mésons K e K^* . Enquanto o modelo de [18] praticamente não prevê que ocorra aniquilação de mésons K , em [33] este fenômeno ocorre e, para tempos pequenos, com maior importância do que a aniquilação de K^* .

Para explorar mais à fundo o efeito da dinâmica microscópica, consideramos quatro modelos nos quais testamos individualmente os mecanismos de interação, formação ou decaimento dos méson K e K^* . A tabela 4.1 mostra quais são os mecanismos considerados em cada um dos modelos. Enfatizamos que o modelo 1 corresponde ao que foi considerado até aqui. Ele é o modelo completo que acreditamos ser o mais realista. Os outros modelos são úteis para mostrar o papel de cada mecanismo. Para encontrar os resultados de K^*/K de acordo com cada um destes modelos é necessário voltar aos coeficientes γ da equação 3.4.4 e retirar ou adicionar os termos referentes a cada um dos mecanismos no topo da tabela 4.1.

Para cada um dos modelos podemos computar os respectivos coeficientes γ e introduzi-los na equação 3.4.3 para encontrar a solução para $N_K(\tau)$ e $N_{K^*}(\tau)$. A figura 4.4 apresenta os resultados obtidos para K^*/K como função do tempo nos quatro diferentes modelos

	$K^*\pi \leftrightarrow K\rho$	$K^*\rho \leftrightarrow K\pi$	$K^* \rightarrow K\pi$	$K\pi \rightarrow K^*$
Modelo 1	✓	✓	✓	✓
Modelo 2	✓	✓		
Modelo 3			✓	✓
Modelo 4			✓	

Tabela 4.1: Quatro modelos para as interações de K^* e K no gás de hádrons. O modelo 1 inclui todos os processos. Os modelos 2 e 3 são complementares. O primeiro ignora os decaimentos de K^* (e o processo inverso) e o segundo considera apenas estes decaimentos. O modelo 4 inclui apenas o decaimento de K^* , sem o processo inverso.

de acordo com as seções de choque encontradas em [33] (4.4(b)) e [18] (4.4(a)).

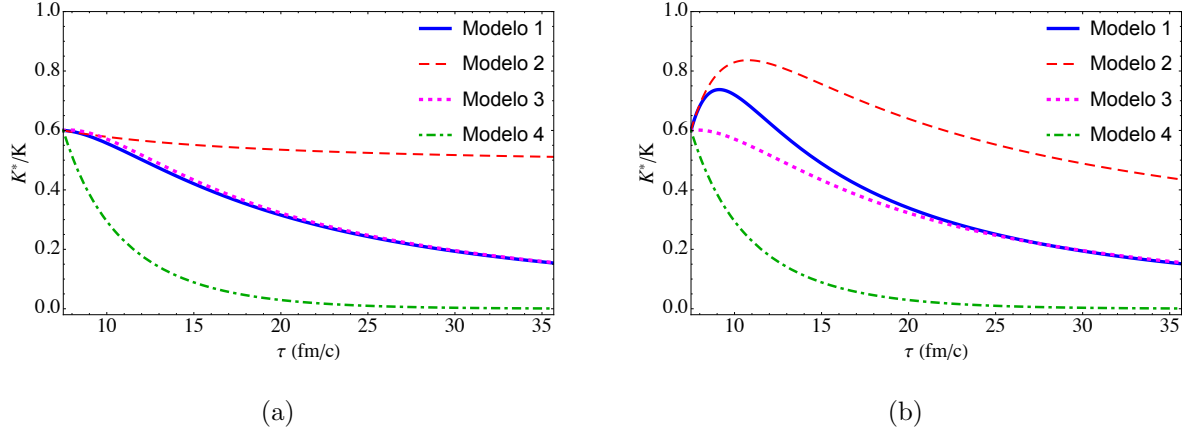


Figura 4.4: Gráficos de K^*/K como função do tempo para os quatro diferentes modelos descritos na tabela 4.1 de acordo com as seções de choque calculadas em (a) [18] e (b) [33].

O modelo 1 é o modelo completo e seus resultados estão na figura 4.2. Podemos distinguir os efeitos dos outros modelos: quando desconsideramos o decaimento do méson K^* e sua formação através da reação inversa, obtemos o modelo 2. A figura 4.4(a) mostra que com o modelo 2 e as seções de choque calculadas em [18], a razão inicial de K^*/K praticamente não se altera. Com as seções de choque de [33] encontramos o aumento inicial da razão K^*/K . Este efeito é decorrente exclusivamente das interações com os méson π e ρ . Neste caso a redução de K^*/K começa mais tarde.

No modelo 3, de acordo com a tabela 4.1, as abundâncias de K e K^* são alteradas apenas pelo decaimento do méson K^* e o respectivo processo inverso. Neste caso, obser-

vamos na figura 4.4(a) que os resultados coincidem com os do modelo 1. A figura 4.4(b) mostra que sem as interações, não há aumento inicial da razão K^*/K . Depois de 20 fm/c os resultados do modelo 3 se tornam praticamente iguais aos do modelo 1. Concluimos que as seções de choque de [18] para os processos $K^*\pi \leftrightarrow K\rho$ e $K^*\rho \leftrightarrow K\pi$ se compensam e mantém a razão K^*/K aproximadamente constante. Por outro lado, os mecanismos de reação introduzidos em [33] alteram mais a dinâmica de K^*/K no gás de hádrons. Porém, mesmo com estes novos mecanismos, após um certo tempo, os modelos 1 e 3 passam a fornecer resultados coincidentes.

Observando estes efeitos, podemos suspeitar que apenas o decaimento de K^* altera a abundância deste méson. Afinal, este é um processo que diminui a abundância de K^* ao mesmo tempo em que aumenta a de mésons K e, portanto, diminui K^*/K . Para testar a importância individual deste processo introduzimos o modelo 4, que não considera nenhuma interação no gás de hádrons e leva em conta apenas a reação $K^* \rightarrow K\pi$. Como esperado, os resultados apresentados na figura 14 mostram que a redução de K^*/K ocorre muito rapidamente. Os resultados do modelo 4 diferem substancialmente dos do modelo 1.

Estes resultados mostram que um bom conhecimento da dinâmica microscópica no gás de hádrons é essencial para o entendimento da razão K^*/K . Porém, este não é o único efeito que pode influenciá-la. Na próxima seção discutimos outro importante fenômeno: a evolução da temperatura.

4.2 Papel da Evolução da Temperatura

Como discutido na seção 2.4, a temperatura como função do tempo ao longo da colisão pode ser parametrizada através da equação 2.4.3. Esta função determina como o sistema se resfria ao longo do tempo e, como as seções de choque de interação dos mésons K e K^* dependem do tempo, a evolução temporal de K^*/K está intimamente ligada à equação 2.4.3. A figura 4.5 mostra, para três razões iniciais diferentes (0.8, 0.5 e 0.2), como a dependência de K^*/K com o tempo da figura 4.2 mudaria se o resfriamento fosse “desligado”.

Fica claro que, sem o resfriamento, a razão K^*/K rapidamente atinge um patamar constante, tanto para os resultados com as seções de choque de [18] (4.5(a)), quanto

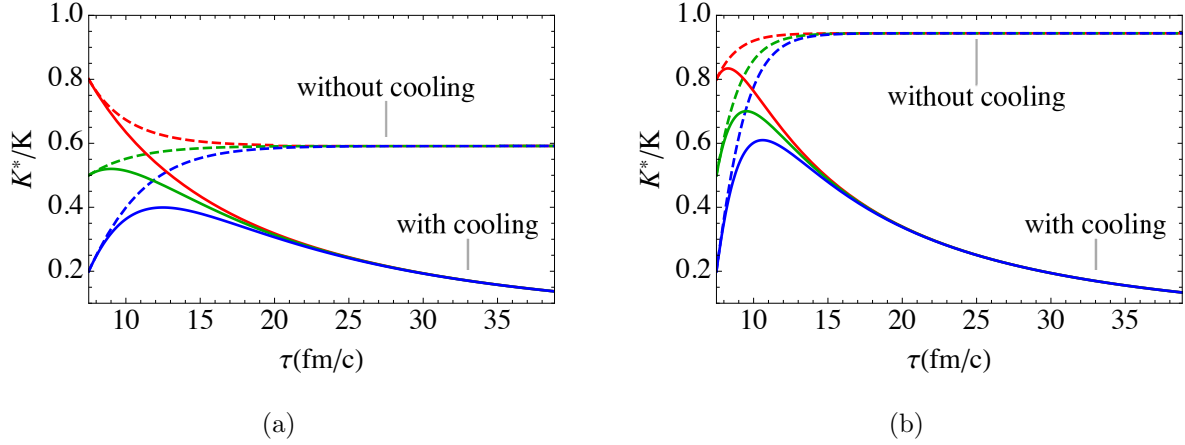


Figura 4.5: Resultado da evolução temporal de K^*/K com e sem o resfriamento: (a) a partir das seções de choque calculadas em [18] e (b) utilizando-se as seções de choque de [33]. Cada cor corresponde a um valor diferente para K^*/K inicial.

com as de [33] (4.5(b)), independentemente das condições iniciais. Isto é coerente com o resultado da equação 4.1.1, que é obtido quando se considera os coeficientes γ como constantes (este é o caso em que não há resfriamento), visto que existe um termo que decai exponencialmente com o tempo, a uma taxa governada por γ , somado a um termo constante. Vale ressaltar que na seção 4.1.1, foram considerados valores médios das seções de choque térmicas ao longo da evolução do sistema enquanto que, na presente análise, as seções de choque tomam seus valores iniciais.

Além disso, observamos que o efeito da razão inicial é rapidamente apagado pelas interações no gás, independentemente de haver resfriamento ou não. Comparando a figura 4.5(a), que apresenta os cálculos resultantes das seções de choque calculadas em [18], com a 4.5(b), vindo das seções de choque em [33], observamos que o apagamento das condições iniciais ocorre mais rapidamente quando são consideradas as seções de choque de [33] por terem magnitude, em média, maior do que as de [18] (figura 3.2).

Esta análise foi realizada com a expansão de Bjorken. Porém, podemos considerar uma evolução mais rápida da temperatura como discutido na seção 2.4.1. Para tanto, utilizamos a temperatura proveniente da expansão de Hubble: $T(\tau) = T_h(\tau_h/\tau)$ (equação 2.4.5). A figura 4.6 apresenta as curvas de evolução de K^*/K com o tempo nos três diferentes cenários para a dependência temporal da temperatura quando se considera as seções de choque de [18] (4.6(a)) e de [33] (4.6(b)).

Observamos na figura 4.3, que as seções de choque de [18] geram taxas de aniquilação

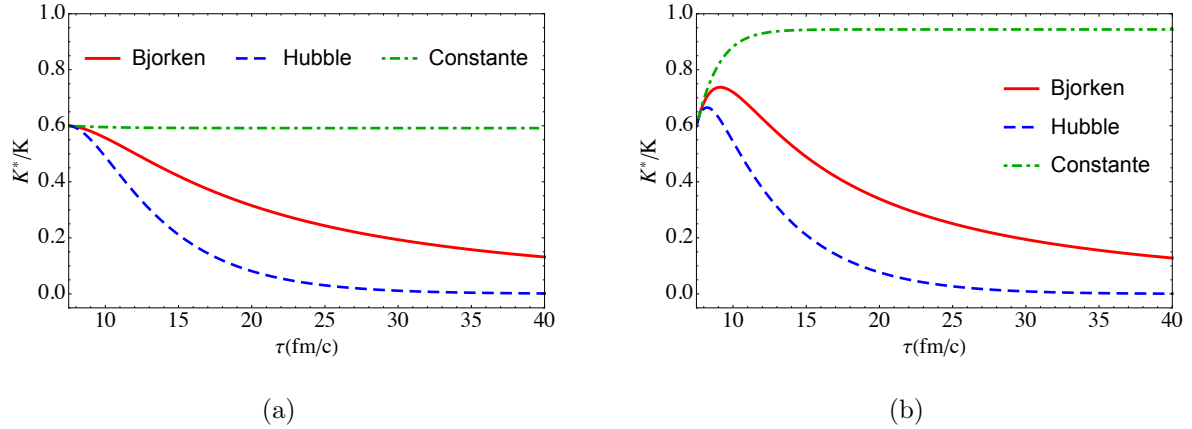


Figura 4.6: Gráficos de K^*/K como função do tempo de acordo com três modelos diferentes para a evolução da temperatura: Bjorken, descrito pela equação 2.4.3, Hubble, descrito pela equação 2.4.5 e Constante, no qual a temperatura fica igual à temperatura inicial ao longo de toda a evolução. (a) Resultados usando as seções de choque calculadas em [18]; (b) Resultados com as seções de choque de [33].

(tanto do méson K quanto do K^*) muito parecidas e muito pequenas em comparação com as taxas obtidas com as seções de choque de [33]. Além disso, no início da expansão, a taxa de aniquilação de K^* calculada com as seções de choque de [33], é menor do que a do méson K . Portanto, quando o sistema não se resfria, a temperatura permanece constante (e igual à alta temperatura inicial) e a dinâmica estudada em [33] prevê um aumento da razão K^*/K . Aquela estudada em [18] prevê que esta razão praticamente não sofre mudanças, o que explica as curvas em verde na figura 4.6.

O modelo de Hubble para o resfriamento do sistema prevê uma redução mais forte da razão K^*/K do que o modelo de Bjorken para ambas as dinâmicas microscópicas consideradas. Mesmo na figura 4.6(b), na qual as altas taxas de aniquilação de mésons K no início da fase de gás de hádrons causam um aumento de K^*/K nos primeiros instantes, este aumento é rapidamente suprimido e a razão passa a diminuir rapidamente com o tempo.

Retomando a discussão proposta na seção 4.1.2 sobre a dinâmica microscópica, podemos nos perguntar o que acontece se utilizarmos o modelo de Hubble para a evolução da temperatura. A figura 4.7 mostra os mesmos resultados apresentados na 4.4, considerando os modelos da tabela 4.1, mas com a evolução da temperatura dada pelo escoamento de Hubble.

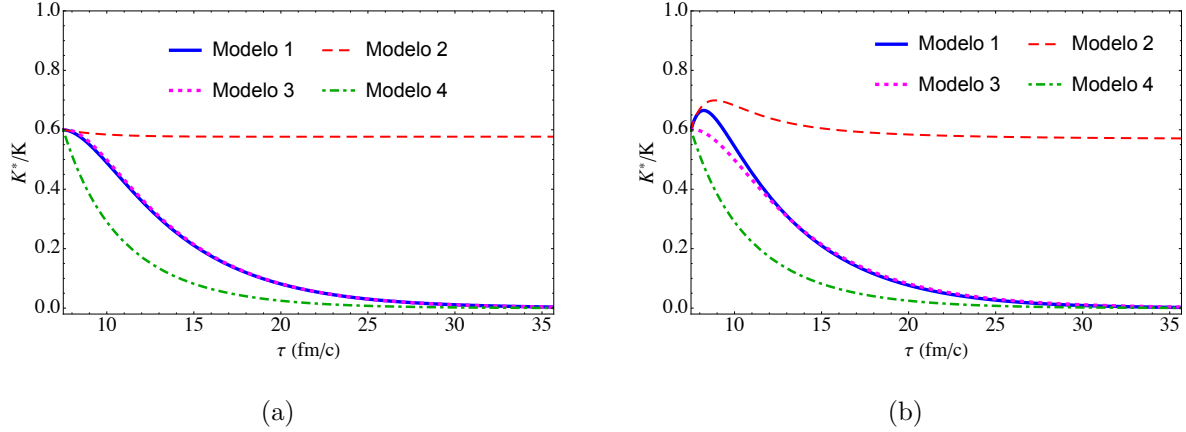


Figura 4.7: Gráficos de K^*/K como função do tempo para os quatro modelos da tabela 4.1 considerando-se a expansão de Hubble para a temperatura e de acordo com as seções de choque de (a) [18] e (b) [33].

Comparando a figura 4.7 com a figura 4.4, observamos que o formato das curvas não muda drasticamente. Como a expansão de Hubble é mais rápida, as curvas parecem ter sido comprimidas à esquerda. Ou seja, a queda de K^*/K passa a ser bem mais rápida. No caso das seções de choque de [33] (4.7(b)), o intervalo em que a razão é crescente termina mais cedo e, portanto, ela não atinge valores tão altos antes de começar a cair. Nas duas figuras, 4.7(a) e 4.7(b), os modelos 1 e 3 apresentam uma redução bem mais veloz da razão K^*/K , que chega inclusive a atingir o zero dentro do mesmo intervalo de tempo mostrado na figura 4.4, onde isto não acontecia. O resultado do modelo 4 ficou praticamente inalterado e isto é coerente com a figura 3.2(c), na qual observamos que a largura de decaimento do K^* é praticamente constante. O modelo 2 na figura 4.4(a) já previa que praticamente não ocorreria mudança na razão K^*/K e isto se mantém na figura 4.7(a). No caso do modelo 2, ao utilizarmos as seções de choque de [33], a figura 4.4(b) já mostrava que a redução da razão entre os mésons, de acordo com este modelo, ocorria de maneira consideravelmente lenta, porque as reações de aniquilação dos mésons K^* com π e ρ ocorrem praticamente na mesma taxa que as de produção. Quando adotamos a expansão de Hubble, observamos que em menos de 15 fm/c a razão se torna constante. As taxas de aniquilação e produção de K^* nos mecanismos considerados no modelo 2, que já eram próximas, tendem a se igualar e, neste caso, se igualam rapidamente.

É importante notar que o intervalo de tempo apresentado no eixo horizontal da figura 4.7 não é necessariamente realista. Escolhemos esta escala para fins de comparação

com a figura 4.4. Contudo, a análise exposta acima não significa que, necessariamente, a expansão de Hubble cause maior supressão da razão detectada de K^*/K . Com a temperatura evoluindo mais rapidamente, o instante do *freeze-out*, no qual as abundâncias são fixadas, é atingido mais cedo. Sendo assim, é importante também analisar o efeito da temperatura de *freeze-out* sobre a razão K^*/K . Isto será discutido na próxima seção.

4.3 Papel da Temperatura de Freeze-out

Na seção precedente ficou claro que o modelo de expansão do sistema (a dependência da temperatura com o tempo) influencia o comportamento da razão K^*/K . Nesta seção veremos como a temperatura de *freeze-out* está intimamente ligada ao valor final deste observável. Ela determina o instante de tempo no qual esta razão deixa de mudar e é, portanto, fixada em seu valor final, que pode ser comparado aos valores experimentais.

A temperatura de *freeze-out* é aquela na qual a densidade do sistema torna-se pequena o suficiente para que as interações cessem e é por isso que ela determina o valor no qual as abundâncias são fixadas. Para um certo sistema, determinamos o valor final da razão a partir do gráfico de K^*/K pelo tempo como sendo aquele valor no instante τ_f em que a temperatura atinge o *freeze-out*. Para a determinação deste τ_f , invertemos a relação da temperatura como função do tempo, e definimos τ_f como $\tau(T_f)$, onde T_f é a temperatura de *freeze-out* daquele sistema específico. Na seção 2.4, discutimos como determinar T_f para um dado sistema a partir da densidade de hádrons carregados que são detectados. A equação 2.4.6 pode ser usada para parametrizar T_f como função da densidade de hádrons carregados \mathcal{N} . Outras parametrizações podem ser utilizadas alterando-se os coeficientes b e T_f^0 na equação 2.4.6 ou até mesmo com uma função do tipo $T_f(\mathcal{N}) = A/\mathcal{N}^a$. A figura 4.8 mostra como duas outras parametrizações possíveis se comparam com a equação 2.4.6 e com os pontos extraídos da Ref. [22].

Devido às incertezas nas estimativas da temperatura de *freeze-out*, as diferentes parametrizações apresentadas são capazes de descrever bem os “dados”¹. Contudo, elas podem estar relacionadas a instantes de *freeze-out* consideravelmente diferentes. A figura 4.9 mostra o instante em que ocorre o *freeze-out* como função da densidade de partículas

¹É importante salientar que a temperatura de *freeze-out* não é um dado coletado nos experimentos mas é proveniente do modelo teórico utilizado, por exemplo, na referência [22] para extrair T_f como o um parâmetro do *fit* de dados de distribuição de momento transversal.

carregadas observadas numa colisão.

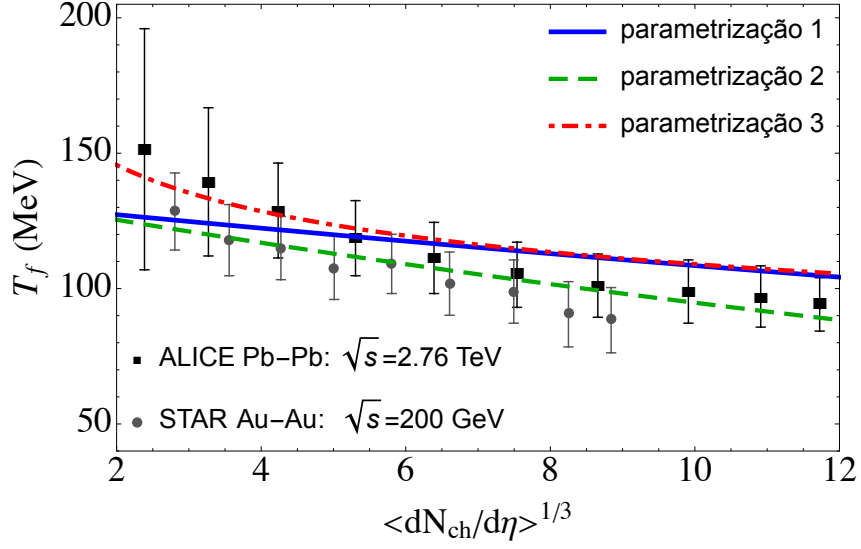


Figura 4.8: Figura análoga à figura 2.6. A parametrização 1 é dada pela equação 2.4.6; a parametrização 2 é dada por $T_f(\mathcal{N}) = 134.5 e^{-0.035\mathcal{N}}$ e a parametrização 3 segue $T_f(\mathcal{N}) = 165/\mathcal{N}^{0.18}$.

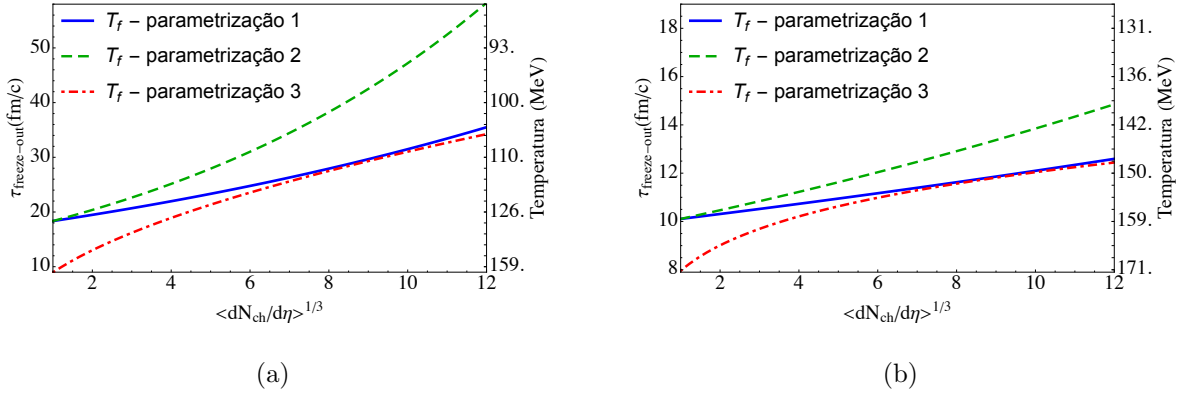


Figura 4.9: Gráficos do instante de *freeze-out* como função da densidade de hádrons carregados. A temperatura de *freeze-out* é dada por três parametrizações: 1) $T_f(\mathcal{N}) = 132.5 e^{-0.02\mathcal{N}}$; 2) $T_f(\mathcal{N}) = 134.5 e^{-0.035\mathcal{N}}$ e 3) $T_f(\mathcal{N}) = 165/\mathcal{N}^{0.18}$. (a) considera a expansão de Bjorken (equação 2.4.3) e (b) considera a expansão de Hubble, na qual $T(\tau) = T_h \tau_0/\tau$.

4.4 Comparação com dados Experimentais

Calculamos a razão K^*/K utilizando os vários modelos apresentados. A figura 4.10 apresenta os resultados obtidos e os dados experimentais publicados recentemente na referência [34]. Os gráficos da coluna à esquerda foram obtidos com a expansão de Bjorken e os da coluna à direita com a expansão de Hubble. A primeira linha mostra resultados obtidos com a parametrização 3 para a temperatura de *freeze-out*. Nas outras duas linhas usamos a parametrização 1 (equação 2.4.6). As duas primeiras linhas mostram os cálculos feitos com as seções de choque de [33]. A última linha apresenta os resultados obtidos com as seções de choque de [18].

A única diferença entre as figuras 4.10(a) e 4.10(c) e entre as figuras 4.10(b) e 4.10(d) é a parametrização da temperatura de *freeze-out*. Observamos que o único efeito do uso da parametrização 3 no lugar da 1, é fazer com que haja um maior desvio dos dados experimentais para menores sistemas. Para valores de \mathcal{N} maiores do que, aproximadamente, 4, ambas as parametrizações fornecem resultados muito próximos. Isto está de acordo com o observado na figura 4.9, que mostra que as duas parametrizações se aproximam consideravelmente neste intervalo. Além disso, a figura 4.8 mostra que ambas as parametrizações descrevem bem os “dados” de temperatura de *freeze-out*. Sendo assim, é razoável manter apenas a parametrização 1, escrita na equação 2.4.6, para a determinação de K^*/K final.

As figuras obtidas com a parametrização 1 são: 4.10(c), (d), (e) e (f). Observamos que o modelo 2 da tabela 4.1 superestima a razão final de K^*/K em todas as figuras e em todos os sistemas considerados. Podemos concluir que o decaimento do méson K^* e o respectivo processo inverso são fenômenos essenciais para a descrição deste observável.

Em todas as figuras observamos que os modelos 1 e 3 fornecem resultados bem próximos, principalmente para grandes \mathcal{N} . Esta concordância indica que os processos $K^*\pi \leftrightarrow K\rho$ e $K^*\rho \leftrightarrow K\pi$ não contribuem tanto para a razão final K^*/K quanto $K^* \leftrightarrow K\pi$. Observando as figuras 4.4 e 4.7, entendemos que esta convergência dos modelos 1 e 3 era esperada: no caso das seções de choque calculadas em [33], as figuras indicam esta convergência para uma duração da fase hadrônica de cerca de 20 fm/c ou mais para a expansão de Bjorken (4.4(b)), ou de em torno de 12 fm/c para a expansão de Hubble (4.7(b)). Da figura 4.9(a), observamos que a expansão de Bjorken fornece um instante de *freeze-out* do gás de hádron de mais de 20 fm/c em todos os sistemas. Por esta razão a figura 4.10(c) mostra uma boa concordância dos modelos 1 e 3 em todos os

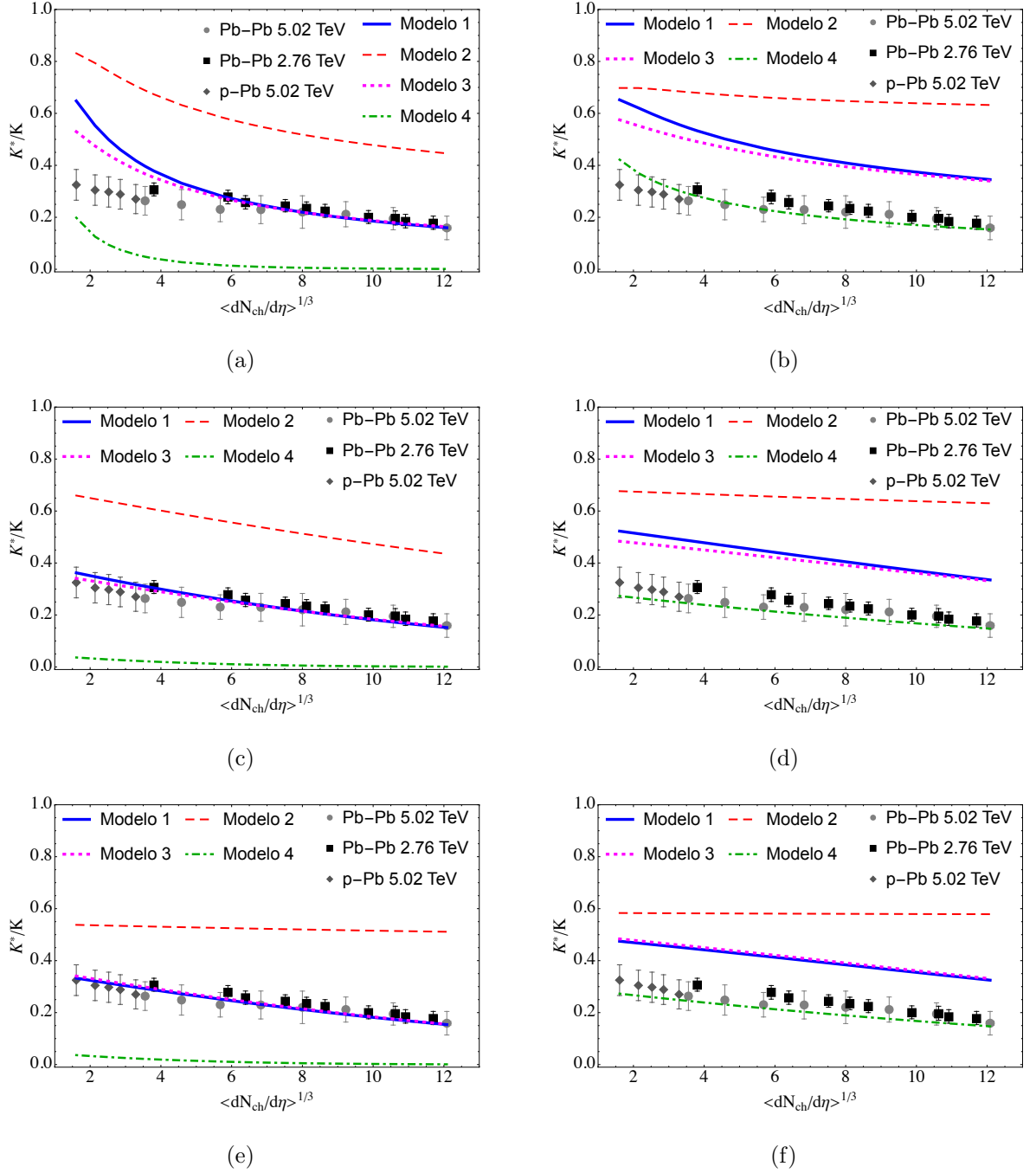


Figura 4.10: Razões K^*/K observadas no experimento ALICE em diferentes energias e centralidades, publicadas na referência [34]. As linhas mostram os resultados dos 4 modelos da tabela 4.1 considerando: a parametrização 1 para T_f e (a) expansão de Bjorken e seções de choque de [33] e (b) expansão de Hubble e seções de choque de [33]; e a parametrização 1 para T_f com (c) expansão de Bjorken e seções de choque de [33]; (d) expansão de Hubble e seções de choque de [33]; (e) expansão de Bjorken e seções de choque de [18]; (f) expansão de Hubble e seções de choque de [18].

pontos avaliados. Por outro lado, de acordo com a figura 4.9(b), a expansão de Hubble prevê que a fase hadrônica termina em por volta de 10 fm/c nos menores sistemas considerados e em torno de 12 fm/c no maiores. Assim, era esperado que os modelos 1 e 3 na figura 4.10(d) convergissem conforme \mathcal{N} aumenta. Por fim, tanto na figura 4.4(a) quanto na 4.7(a), observamos que os modelos 1 e 3 fornecem razões muito próximas de K^*/K quando se consideram as seções de choque calculadas em [18] independentemente da duração do gás de hádrons. Isto explica o comportamento das curvas em azul e em rosa nas figuras 4.10(e) e (f).

Quanto ao modelo 4, é interessante observar que, no caso em que a expansão de Hubble é considerada (figuras 4.10(d) e 4.10(f)), ele é o modelo que mais se aproxima dos dados experimentais. Mas é importante observar que este não é um modelo realista. Mesmo no caso de uma expansão mais rápida como a de Hubble, observamos, na figura 4.9(b), que a fase de gás hadrônico existiria por um intervalo de tempo de até 5 fm/c. Desta forma, não há porque acreditar que não existiriam interações ocorrendo neste meio com as significativas seções de choque térmicas calculadas em [33] e [18] e mostradas na figura 3.2. Dito isto, o cenário mais provável é aquele em que o sistema se expande conforme o modelo de Bjorken (equação 2.4.3) e as interações no gás de hádrons são todas as consideradas no modelo 1 da tabela 4.1. É claro que, devido à boa concordância entre os modelos 1 e 3, poderíamos considerar apenas os processos $K^* \leftrightarrow K\pi$. Porém, como já foram feitos os cálculos das seções de choque em questão, por completeza, vamos manter o modelo 1. Pelo mesmo argumento, escolhemos o resultado obtido com as seções de

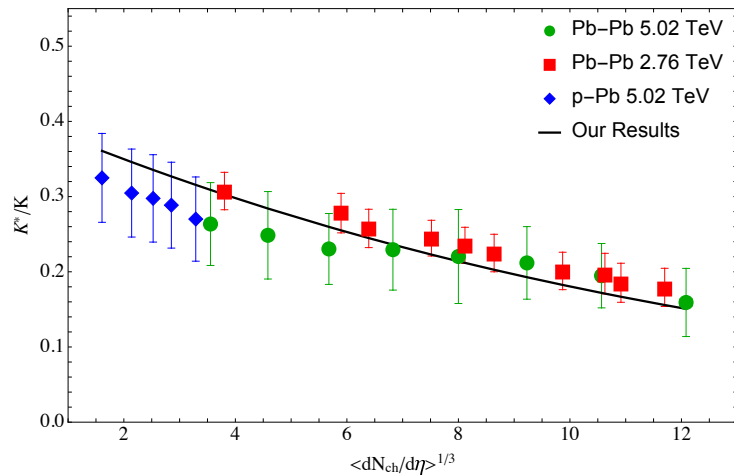


Figura 4.11: Resultados obtidos (linha preta) para a razão final de K^*/K em diferentes sistemas em comparação com os dados experimentais apresentados em [34].

choque calculadas em [33], que levam em consideração mecanismos extras além daqueles utilizados em [18].

Os resultados finais para a razão K^*/K comparada com os dados experimentais podem ser sintetizados na figura 4.11, extraída do trabalho publicado por nós na referência [3].

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho, estudamos como a razão K^*/K é modificada durante a fase de gás hadrônico com respeito ao que é produzido no instante da hadronização. Isto foi feito encontrando a solução para as abundâncias dos mésons K^* e K a partir do sistema de equações 3.4.3. Para resolver estas equações usamos como *input* as expressões para as seções de choque térmicas de interação de K^* e K com os mésons ρ e π , os mais abundantes neste sistema. As seções de choque dependem da temperatura que, por sua vez, depende do tempo, diminuindo conforme o sistema se expande e se resfria. As abundâncias são fixadas no instante em que a temperatura de *freeze-out* térmico é atingida e, portanto, a razão final K^*/K também depende deste parâmetro.

Para a dinâmica microscópica, no capítulo 4.1 foram analisados dois modelos diferentes para o cálculo das seções de choque: um mais simplificado, publicado na referência [18], e outro que levou em consideração diversos mecanismos extras para as interações no gás de hádrons, como a troca de mésons axiais e o vértice de paridade anômala. Além disso, para um entendimento mais profundo do impacto dos diferentes processos considerados para as interações hadrônicas, foram propostos 4 modelos descritos na tabela 4.1. As figuras 4.4 e 4.7 mostram que os mecanismos extras considerados em [33] introduzem, de fato, novas características na dependência temporal da razão K^*/K no gás de hádrons. Estas figuras revelam que existe, inicialmente, um aumento nesta razão antes de haver redução. Além disso, nestas figuras os resultados obtidos para cada modelo na tabela 4.1 permitem concluir que os processos mais importantes para o entendimento da razão final de K^*/K são aqueles incluídos no modelo 3: $K^* \leftrightarrow K\pi$, já que ele converge rapidamente para o modelo 1, que considera adicionalmente os processos $K^*\pi \leftrightarrow K\rho$ e $K^*\rho \leftrightarrow K\pi$.

O modelo 2 não é muito realista, pois desconsidera o decaimento do K^* assim como o processo inverso a ele, mas deixa claro que o aumento inicial da razão K^*/K é devido aos processos considerados neste modelo. Ele também leva à diminuição da razão depois de algum tempo, o que significa que estas interações no gás também contribuem para a redução de K^*/K . O modelo 4, por sua vez, também não pode ser considerado como uma boa representação da realidade. Porém, ele mostra como o decaimento do K^* é, em grande parte, responsável pela supressão da razão K^*/K entre o instante de hadronização e o de freeze-out.

Além do efeito da dinâmica microscópica, analisamos na seção 4.2 o papel da evolução da temperatura durante a fase de gás hadrônico. A figura 4.5 ilustra a importância da expansão para a redução de K^*/K . Além disso, ela mostra que a razão inicial produzida no instante da hadronização é rapidamente apagada pelas interações no gás. As curvas para as três razões iniciais investigadas rapidamente convergem. Além disso, na figura 4.6, usamos o modelo de Hubble para a expansão do gás. Esta expansão mais veloz faz com que a razão K^*/K seja reduzida mais rapidamente do que no caso do modelo de Bjorken. Contudo, isto não significa necessariamente que o modelo de Hubble leve a um valor menor para razão final de K^*/K comparado ao de Bjorken uma vez que a expansão de Hubble implica uma menor duração da fase hadrônica.

Na seção 4.3, discutimos os efeitos da parametrização utilizada para a temperatura de *freeze-out* como função da densidade de hádrons carregados. A figura 4.9 mostrou que as parametrizações mais prováveis implicam em durações típicas de cerca de 13 a 28 fm/c, no caso da expansão de Bjorken, e entre 3 e 6 fm/c na expansão de Hubble.

Finalmente, a comparação com os dados experimentais, feita na figura 4.10, permitiu verificar que a equação 2.4.6 fornece a melhor parametrização para a temperatura de *freeze-out*. Além disso, concluímos que a expansão de Bjorken para a evolução da temperatura é o que permite aos modelos de dinâmica microscópica mais realistas se aproximarem dos dados experimentais da razão K^*/K observados no experimento ALICE e publicados em 2020 [34]. Finalmente, fizemos o gráfico da figura 4.11 que compara estes dados com os resultados obtidos com o uso das seções de choque da referência [33], a expansão de Bjorken para a temperatura (equação 2.4.3) e a parametrização dada na equação 2.4.6 para a temperatura de *freeze-out*. Na figura fica clara a concordância deste modelo com as observações em todos os pontos.

Bibliografia

- [1] Wit Busza, Krishna Rajagopal, and Wilke van der Schee. Heavy ion collisions: The big picture and the big questions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 68:339–376, 2018.
- [2] Gioglio Torrieri and Johann Rafelski. Strange hadron resonances as a signature of freeze-out dynamics. *Physics Letters B*, 509:239–245, 2001.
- [3] C. Le Roux, F.S. Navarra, and L.M. Abreu. Understanding the K^*/K ratio in heavy ion collisions. *Physics Letters B*, 817:136284, 2021.
- [4] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, United Kingdom, 1 edition, 2013.
- [5] Ramona Vogt. *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*. Elsevier, The Netherlands, 1 edition, 2007.
- [6] Lyndon Evans. The large hadron collider. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61(1):435–466, 2011.
- [7] CERN. Cern document server: <https://cds.cern.ch/collection>.
- [8] M. Harrison, S. Peggs, and T. Roser. The *RHIC* accelerator. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 52(1):425–469, 2002.
- [9] RHIC Collection on Flickr. <https://www.bnl.gov/rhic/images.asp>.
- [10] L. Adamczyk et al. Bulk properties of the medium produced in relativistic heavy-ion collisions from the beam energy scan program. *Phys. Rev. C*, 96:044904, Oct 2017.
- [11] Johann Rafelski. *Melting Hadrons, Boiling Quarks*, chapter 7, 49. Springer, Heidelberg New York Dordrecht London, 1 edition, 2016.

- [12] Francesco Becattini. An introduction to the statistical hadronization model. *arXiv:0901.3643v1*, 2009.
- [13] H. Niemi, K. J. Eskola, and R. Paatelainen. Event-by-event fluctuations in a perturbative QCD + saturation + hydrodynamics model: Determining QCD matter shear viscosity in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 93:024907, Feb 2016.
- [14] Wojciech Florkowski. Basic phenomenology for relativistic heavy-ion collisions. *arXiv:1410.7904*, 2014.
- [15] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, 27:140–151, Jan 1983.
- [16] Sushant K. Singh, Purabi Gosh, and Jajati K. Nayak. Study of freeze-out dynamics of strange hadrons. *arXiv:2007.00053v1*, 2014.
- [17] Jean-Yves Ollitrault. Relativistic hydrodynamics for heavy-ion collisions. *European Journal of Physics*, 29(2):275, 2008.
- [18] S. Cho and S. H. Lee. Reduction of the K^* meson abundance in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 97:034908, 2018.
- [19] Mikołaj Chojnacki, Wojciech Florkowski, and Tamás Csörgö. Formation of hubble-like flow in little bangs. *Phys. Rev. C*, 71:044902, Apr 2005.
- [20] Szymon Harabasz, Wojciech Florkowski, Tetyana Galatyuk, Małgorzata Gumberidze, Radosław Ryblewski, Piotr Salabura, and Joachim Stroth. Statistical hadronization model for heavy-ion collisions in the few- GeV energy regime. *Phys. Rev. C*, 102:054903, Nov 2020.
- [21] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich Heinz. Thermal phenomenology of hadrons from 200A GeV s+s collisions. *Phys. Rev. C*, 48:2462–2475, Nov 1993.
- [22] B. Abelev and et al. Centrality dependence of π , K , and p production in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev. *Phys. Rev. C*, 88:044910, Oct 2013.
- [23] Rainer Fries, Vincenzo Greco, and Paul Sorensen. Coalescence models for hadron formation from quark-gluon plasma. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 58(1):177–205, 2008.

- [24] Peter Koch, Berndt Müller, and Johann Rafelski. From strangeness enhancement to quark-gluon plasma discovery. *International Journal of Modern Physics A*, 32(31):1730024, 2017.
- [25] P Braun-Munzinger and J Stachel. Production of strange clusters and strange matter in nucleus-nucleus collisions at the ags. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 21(3):L17–L19, 1995.
- [26] J Stachel, A Andronic, P Braun-Munzinger, and K Redlich. Confronting *LHC* data with the statistical hadronization model. *Journal of Physics: Conference Series*, 509:012019, 2014.
- [27] Spyridon Margetis, Karel Šafasřík, and Orlando Villalobos Baillie. Strangeness production in heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 50:299–342, 2000.
- [28] Johann Rafelski. Strange anti-baryons from quark-gluon plasma. *Physics Letters B*, 262(2):333–340, 1991.
- [29] Marcus Bleicher and Jörg Aichelin. Strange hadron resonance production: probing chemical and thermal freeze-out in relativistics heavy ion collisions. *Physics Letters B*, 530:81–87, 2002.
- [30] Gioglio Torrieri and Johann Rafelski. Strange hadron resonances and *QGP* freeze-out. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28:1911–1919, 2002.
- [31] Inga Kuznetsova and Johann Rafelski. Enhanced production of Δ and $\Sigma(1385)$ resonances. *Physics Letters B*, 668:105–110, 2008.
- [32] Sungtae Cho, Taesoo Song, and Su Houng Lee. Kinetic freeze-out conditions for the production of resonances, hadronic molecules, and light nuclei. *Physical Review C*, 97:024911, 2018.
- [33] A. Martinez Torres, K. P. Khemchandani, L. M. Abreu, F. S. Navarra, and M. Nielsen. Absorption and production cross sections of K and K^* . *Phys. Rev. D*, 97:056001, 2018.

- [34] S. Acharya et al. Evidence of rescattering effect in $Pb-Pb$ collisions at the LHC through production of $K^{*0}(892)$ and $\phi(1020)$ mesons. *Physics Letters B*, 802:135225, 2020.