

Marcello Gonçalves

EFEITOS DE COLISÕES A MUITOS CORPOS NA
PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS EM REAÇÕES NUCLEARES
RELATIVÍSTICAS

Tese de
Doutorado

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

— 1996 —

Este trabalho é dedicado às pessoas que compreenderam a dificuldade de sua realização,

A meus pais,

A Kaori.

Agradecimentos

- *A Sergio B. Duarte e Emil L. Medeiros, de quem partiu a idéia deste trabalho, e que atuaram como orientadores e amigos.*
- *A toda a minha família que me apoiou completamente durante este tempo de dedicação exclusiva ao meu trabalho.*
- *Aos amigos Marcelo Chiapparini e Lía Castro Vargas, pela amizade conquistada nos últimos tempos.*
- *Aos Pesquisadores do DNE pelas valiosas discussões e o constante clima de harmonia e solidariedade, tornando a minha estada no CBPF estimulante e agradável.*
- *Aos companheiros estudantes do DNE pelas contribuições durante o estágio de elaboração do trabalho, promovendo discussões que tiveram como saldo final um enriquecimento em minha formação profissional.*
- *Aos companheiros pesquisadores e professores da Fundação de Ensino Superior de São João del-Rei e do Instituto de Radioproteção e Dosimetria pela colaboração no desenvolvimento do trabalho de pesquisa.*
- *A Lena Luna e a Maria Neuma G. Rodrigues pelo suporte na área de secretaria.*
- *A Alexandra pelo carinho no trabalho de revisão do texto.*
- *Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pelo fornecimento de toda infra-estrutura para o meu desenvolvimento científico.*
- *Ao Laboratório Nacional de Computação Científica pelo apoio na área computacional.*
- *Ao CNPq pela ajuda financeira durante o período de evolução deste trabalho.*

Resumo

Neste trabalho, são incluídos mecanismos colisionais a muitos corpos no contexto do método de cascata intranuclear. São observadas mudanças significativas na evolução dinâmica do sistema nuclear formado pelos núcleos em colisão, bem como no rendimento de partículas (principalmente píons e káons) com a inclusão destes processos multi-bariônicos. Os efeitos de processos a muitos corpos para a produção de píons vão no mesmo sentido dos efeitos observados quando levamos em conta colisões com a superfície nuclear ou quando consideramos a energia compressional na fase de alta densidade. Isto evidencia a importância da inclusão de processos a muitos corpos em modelos microscópicos como o método de cascata intranuclear ou o método de Boltamann-Uehling-Uhlembeck. Também analisamos a produção de káons e os resultados têm se mostrado fortemente dependente dos procedimentos adotados para a inclusão dos processos a muitos corpos. Uma análise para a formação de *clusters* ao longo da colisão núcleo-núcleo é apresentada.

Abstract

In this work we have included many body collisions in the intranuclear cascade context. Relevant changes in the nuclear system dynamics and in the meson multiplicities are obtained when multibaryonic process are taken into account. Many body effects for pion production are qualitatively similar to the effect of the nuclear mean field, or the effect of the compressional energy for the high density phase reported in literature. It is pointed out the importance of the inclusion of many body intranuclear processes for microscopic models, such as the intranuclear cascade model or the Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck model. The kaon production was also analysed and it was shown that its multiplicity is strongly affected by the adopted prescription for the inclusion of many body collisional processes. An analysis of the time evolution of collisional clusters during the nuclear reaction is presented.

It follows that it cannot be our task to find an absolute correct theory, but rather a picture that is as simple as possible while representing the phenomenon as well as possible. It is even possible to imagine two different theories that are equally simple and equally good in explaining the phenomena. Both, although totally different, would be equally correct. The assertion that a theory is the only one can only be an expression of our subjective conviction that there can be no other equally simple and equally fitting picture.

Ludwig Boltzmann

Índice

I	Introdução	1
II	Produção de partículas em diferentes modelos	12
II.1	Modelos térmicos	13
II.2	A equação de transporte de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck	16
II.3	Dinâmica quântica molecular	20
III	Método de Cascata Intranuclear	24
III.1	Princípios básicos do cálculo convencional	24
III.2	Efeitos de partículas fora da camada de massa e da ligação nuclear	27
III.3	Perspectivas do método de cascata intranuclear	33
IV	Efeitos de Processos a Muitos Corpos na Produção de Partículas	36
IV.1	Aspectos gerais do método	36
IV.2	Efeitos de muitos corpos	38
IV.3	Processamento da colisão a N -corpos	39
IV.4	Processos fundamentais e suas seções de choque	42
IV.5	Implementação do princípio de exclusão de Pauli	44
IV.6	Compatibilidades do modelo	45
V	Resultados e conclusões	49
V.1	Processos a N -corpos segundo diferentes critérios	49
V.2	Produção de píons	52

V.3	Produção de káons	57
V.4	Fluxo transversal e termalização	62
V.5	Discussões finais	68
V.6	Conclusões	71
A	Distribuição de massa e meia vida de ressonâncias	75
A.1	Distribuição de massa de ressonâncias	76
A.2	Instante de decaimento de ressonâncias	77
B	Seções de choque para processos elementares	80

Lista de Figuras

I-1	Diagrama de fase para a matéria nuclear, mostrando os fundamentalmente diferentes estados atingidos.	2
I-2	Diagrama da variação da energia disponível do sistema com a densidade. As duas curvas (sólida e pontilhada) referem-se a dois caminhos possíveis para o sistema durante a reação nuclear relativística.	4
I-3	Ilustração qualitativa da evolução da entropia e da temperatura durante uma colisão núcleo-núcleo.	5
I-4	Representação de nucleons participantes e espectadores.	6
II-1	O modelo de tiras de fogo. A nucleons do projétil interagem com B nucleons do alvo.	14
III-1	Multiplicidade de píons em colisões $\text{Ca} + \text{Ca}$ centrais. Os dados experimentais são mostrados como círculos cheios, enquanto que os resultados de Cugnon são mostrados através dos círculos e triângulos vazios.	27
III-2	Efeitos dos potenciais confinantes escalar e vetorial sobre a multiplicidade de píons negativos. Os círculos vazios representam os resultados de Cugnon obtidos empregando-se o método de cascata padrão, e os triângulos mostram os resultados experimentais para a colisão $\text{Ca} + \text{Ca}$ frontal. A inclusão dos potenciais escalar (círculos cheios) e vetorial (quadrados) mostram um forte efeito sobre o rendimento de píons, aproximando os resultados teóricos para os dados experimentais.	30

III-3	Multiplicidade média de píons negativos como função da energia incidente para colisões quase centrais. Resultados de Kitazoe (círculos cheios) são comparados com os de Cugnon (círculos vazios) e os dados experimentais (triângulos).	31
III-4	Multiplicidade de píons negativos como função da energia incidente para o sistema Ca+Ca com $b < 2\text{fm}$. Os resultados de Medeiros (círculos cheios) são comparados aos resultados de Cugnon (círculos vazios) e os dados experimentais (triângulos).	33
IV-1	Evolução temporal da multiplicidade de ocorrência de processos a muitos corpos para a reação Ca + Ca frontal para duas energias incidentes. Em (a) mostramos a frequência de processos a muitos corpos contra o tempo, considerando o CCP e energia incidente de 300 MeV por nucleon. Em (b) temos o mesmo que em (a), exceto que o critério de formação de <i>clusters</i> agora é o CCG. Em (c) e (d), respectivamente, vemos o mesmo que em (a) e (b), mas para a energia incidente de 1 GeV por nucleon.	40
IV-2	Multiplicidade de píons contra energia incidente no laboratório. Os círculos vazios representam os resultados obtidos com o modelo padrão de Cugnon, enquanto que os círculos cheios representam resultados de nosso modelo quando as condições de Cugnon são recobradas.	46
IV-3	Evolução temporal da multiplicidade de <i>clusters</i> para processos puramente elásticos. Colisões binárias são mostradas por linhas cheias, processos ternários por linhas tracejadas, colisões a 4-corpos vêm mostradas nas linhas traço-ponto, e processos com $M = 5$ são representados pela linha tracejada. Em (a) temos os nossos resultados em condições similares ao modelo de Kodama e colaboradores, mostrado em (b).	47

- IV-4 Espectro de prótons para processos puramente elásticos para ângulos centrais ($\theta = 15^\circ$) e ângulos transversais ($\theta = 70^\circ$), contemplando-se o efeito de muitos corpos (curvas contínuas) e com colisões puramente binárias (curvas tracejadas). A reação nuclear aqui é C + C frontal a 800 MeV/A de energia incidente. Em (a) temos resultados obtidos com nosso modelo, enquanto que em (b) mostramos os resultados de Kodama e colaboradores. 48
- V-1 Evolução temporal do número de colisões não-binárias para a reação frontal Ca + Ca a 1 GeV por nucleon. A linha cheia representa o critério CCP com $\sigma(\sqrt{s})$. A linha de traços curtos representa o resultado para o critério CCG também com $\sigma(\sqrt{s})$. Já as linha traço-ponto, a linha de traços longos e, finalmente, a linha pontilhada representam o critério CCG nas seções de choque $\sigma = 20$ mb, $\sigma = 40$ mb e $\sigma = 60$ mb, respectivamente. 51
- V-2 Percentual de colisões a muitos corpos ocorridas ao longo de toda a reação nuclear. As linhas sólida, tracejada, ponto-tracejada e pontilhada representam os percentuais para processos a dois, três, quatro e cinco corpos, respectivamente. No caso do critério CCG (parte-b), temos ainda a linha com traços longos representando a soma de todos os *clusters* com tamanho maior que cinco, enquanto que no caso do critério CCP esta curva não pode ser vista, uma vez que os valores para $N > 5$ são desprezíveis. 52
- V-3 Efeitos de muitos corpos na multiplicidade de píons negativos. Mostramos na linha cheia os resultados de um cálculo convencional com processos puramente binários, enquanto que a curva em traços longos, ponto-tracejada, e traço-ponto-ponto representam resultados considerando o critério CCG de formação de *clusters* nas seções de choque $\sigma = 20$, 40 e 60 mb, respectivamente. Os resultados obtidos com o critério CCP com σ dependente de energia e com o critério CCG também com σ dependente de energia são mostrados nas linhas pontilhada e traços curtos, respectivamente. 54

V-4	Efeitos de muitos corpos no limiar de produção de píons. As curvas têm o mesmo significado da figura anterior e a reação também é $\text{Ca} + \text{Ca}$ frontal.	55
V-5	Mecanismos de redistribuição de energia do <i>cluster</i> . A curva contínua representa o mecanismos de espaço de fase, enquanto que a curva tracejada representa o mecanismo microcanônico. Temos considerado aqui o critério de formação de <i>clusters</i> pequenos.	56
V-6	Multiplicidade de píons contra o número total de participantes da reação nuclear. A linha pontilhada mostra a multiplicidade de píons obtida com o critério CCP. Já a linha contínua ilustra a multiplicidade de píons para processos puramente binários. A linha tracejada representa os resultados com o critério CCG.	58
V-7	Multiplicidade de káons contra energia incidente no laboratório. A linha sólida representa os resultados para processos puramente binários, enquanto as linhas pontilhada e tracejada representam os resultados obtidos com o critério CCP e CCG, respectivamente, ambos com $\sigma = \sigma(\sqrt{s})$. A linha traço-ponto representa os resultados obtidos com o critério CCG com $\sigma = 40$ mb. A reação nuclear em questão é a colisão central $\text{Ca} + \text{Ca}$.	60
V-8	Multiplicidade de káons para os diferentes mecanismos de redistribuição de energia dos <i>clusters</i> . A curva cheia representa os resultados com o mecanismo de espaço de fase, enquanto que a curva tracejada representa os resultados obtidos com o mecanismo microcanônico. O critério de formação de <i>clusters</i> é o critério CCP com $\sigma = \sigma(\sqrt{s})$. Vale aqui lembrar que, nesta figura, em analogia com os píons, a reação nuclear é Cálcio-Cálcio central no sistema centro de massa dos núcleos.	61

V-9	Multiplicidade de káons contra o número de bárions participantes da reação. A linha pontilhada mostra os resultados obtidos considerando o critério CCP, enquanto a linha tracejada mostra os resultados obtidos com o critério CCG. Como termo de comparação, os resultados obtidos considerando-se processos puramente binários são mostrados na linha sólida. Todas as reações são centrais e acontecem na energia incidente de 2 GeV por nucleon.	62
V-10	Frequência relativa de káons produzidos em processos a muitos corpos. A barra tracejada mostra a multiplicidade quando apenas processos binários são contemplados. Os processos a muitos corpos são representados pelas barras vazias (critério CCP), e a barra sólida (critério CCG). A reação em questão é a colisão central Ca + Ca a 2 GeV por nucleon de energia incidente no laboratório.	63
V-11	Fluxo transversal de momento. Os processos a muitos corpos apresentam-se como uma maneira extremamente eficaz que o sistema encontra para termalizar-se, sendo o critério CCG o mais eficiente de todos apresentados no presente trabalho.	65
V-12	Espectro de prótons (a) e píons (b) para processos intranucleares puramente binários, e processos a muitos corpos considerando-se os critérios CCP e CCG.	66
V-13	Evolução temporal do número de partículas produzidas na reação nuclear relativística. Estamos considerando aqui a colisão Ca + Ca frontal a 300 MeV/A e a 2 GeV/A de energia incidente no sistema do laboratório. Na figura, as linhas pontilhadas indicam a população de N^* , enquanto as linhas tracejadas curtas e longas representam, respectivamente, as populações de Δ 's e π 's. As linhas sólidas indicam o somatório total $N_{\Delta} + N_{N^*} + N_{\pi}$. As linhas traço-ponto que aparecem a 2 GeV/A são a população de káons multiplicada por um fator 100.	68

V-14	Evolução temporal da multiplicidade de <i>clusters</i> considerando o princípio de exclusão de Pauli. Em (a) vemos as curvas para $M = 2$ (linha cheia), $M = 3$ (linha tracejada), $M = 4$ (linha traço-ponto) e $M = 5$ (linha pontilhada), com o princípio de exclusão de Pauli introduzido no presente trabalho. As mesmas convenções são usadas em (b), que corresponde à situação na qual colisões suaves são proibidas. Finalmente em (c) não estamos levando em conta nenhum tipo de princípio de exclusão. As curvas foram obtidas para a reação frontal Ca+Ca a 300 MeV por nucleon de energia incidente, considerando o critério CCP e o mecanismo de espaço de fase.	69
V-15	Efeito de princípio de exclusão de Pauli sobre a produção de partículas. A inclusão do bloqueio de Pauli segundo a prescrição apresentada no presente trabalho conduz a uma redução considerável no rendimento de mésons em relação aos resultados obtidos quando não levamos em conta o princípio de exclusão de Pauli (PEP).	70
V-16	Multiplicidade de píons [parte (a)] e de káons [parte (b)] para reações no laboratório e no centro de massa núcleo-núcleo. A linha contínua representa a multiplicidade de píons obtida no centro de massa. Já a linha tracejada mostra os resultados para o sistema de laboratório. A colisão é Ca + Ca central, considerando-se o critério CCP com o mecanismo de espaço de fase.	72

Lista de Tabelas

A.1	Massas e meias vidas das ressonâncias empregadas no presente modelo. . .	79
B.1	Parâmetros para as seções de choque dependentes de isospin.	83

Capítulo I

Introdução

Elucidar como a matéria nuclear comporta-se quando submetida a condições extremas de temperatura e densidade tem sido um dos objetivos mais importantes da pesquisa em Física Nuclear nos últimos quinze anos. O estudo tradicional das reações nucleares a baixas energias, e modos de decaimento de estados excitados nos canais de decaimento alfa, radioatividade de *cluster* e fissão nuclear[1, 2, 3, 4, 5] tem trazido informações sobre a estrutura da matéria nuclear em seu estado fundamental. Entretanto, um aumento considerável da energia incidente por nucleon no laboratório tem disponibilizado novos canais e processos de produção de partículas, capazes de trazer subsídios para a compreensão da matéria nuclear fora do equilíbrio. De fato, as reações nucleares relativísticas entre íons pesados oferecem uma possibilidade ímpar de estudarmos a dinâmica de não-equilíbrio de sistemas fermiônicos finitos altamente densos e aquecidos[6, 7, 8, 9, 10], com o intuito de compreender melhor a interação bárion-bárion, bem como a estrutura das estrelas de nêutrons e dos mecanismos de explosão de supernovas[11, 12].

Atualmente, os diferentes modelos encontrados na literatura propõem distintos comportamentos da matéria nuclear para densidades e temperaturas fora das condições normais em que esta matéria é observada. São esperadas diferentes transições da matéria nuclear, desde a condensação de píons até a transição para o plasma de *quarks e glúons*. A

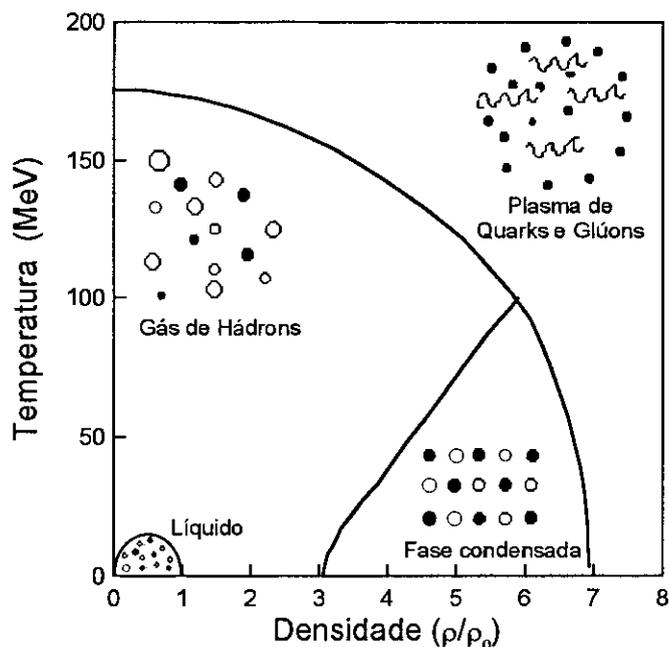


Figura I-1: Diagrama de fase para a matéria nuclear, mostrando os fundamentalmente diferentes estados atingidos.

Figura I.1 esquematiza o diagrama de possíveis transições de fase para a matéria nuclear em função da densidade e da temperatura.

É esperada uma transição do tipo líquido-vapor para temperaturas moderadas ($T < 20$ MeV) e densidades ligeiramente inferiores à densidade de saturação ($\rho \leq \rho_0$). Resultados obtidos com modelos que levam em conta a possibilidade desta transição estão em bom acordo com os dados experimentais de multiplicidade de fragmentos emitidos, observando-se assim, uma interessante lei de potência para esta multiplicidade com o número de massa destes fragmentos[13, 14]. Por outro lado, à medida que se aumenta a densidade para a mesma faixa de temperaturas moderadas, alcançamos uma nova transição de fase: a matéria apresenta-se agora em um estado condensado hadrônico. (Estimativas da densidade atingida nestas condições fornecem valores compreendidos entre $3\rho_0$ e $7\rho_0$).

Aumentando-se agora a temperatura e mantendo a situação de baixa densidade (densidades próximas a ρ_0), outros graus de liberdade da matéria nuclear são excitados, obtendo-

se uma fase gasosa do plasma hadrônico. Finalmente, para densidade e temperatura muito elevadas, o sistema atinge o regime de matéria de *quarks* e *glúons* desconfinados. A expectativa é de que esta transição ocorra para temperaturas compreendidas entre 150 e 250 MeV e densidades entre $5\rho_0$ e $10\rho_0$.

É possível que as condições de densidade e temperatura típicas de formação do plasma de *quarks* e *glúons* já tenham sido obtidas em laboratório[15, 16, 17] e a produção de partículas, principalmente píons e káons, pode constituir uma fonte de informação sobre a dinâmica da reação de íons pesados e da possível assinatura do plasma já na faixa de energias intermediárias (energias compreendidas entre 0.2 e 2.0 GeV por nucleon). Entretanto, o pouco esclarecimento da interação bárion-bárion no meio nuclear e outros aspectos associados à dinâmica relativística de muitos corpos não nos asseguram a ocorrência das transições de fase previstas, deixando ainda em aberto uma assinatura da ocorrência da fase de desconfinamento.

Káons têm uma importância singular no tocante à assinatura do plasma de *quarks* e *glúons*. Existem hoje fortes especulações sobre a formação de matéria estranha para sistemas nucleares altamente densos[18, 19, 20, 21, 22, 23]. Isto se deve basicamente ao fato de que os graus de liberdade de estranheza permitem configurações energeticamente mais estáveis para o plasma de *quarks* e *glúons*. Neste caso, pode se dizer que um aumento inesperado na produção de estranheza representa uma forte evidência da formação deste plasma. Isto pode implicar também no surgimento de núcleos metaestáveis e ricos em estranheza, devido à grande população de híperons, ditos hipernúcleos. Estes objetos, quando detectados, devem exibir propriedades anômalas com relação ao estado fundamental da matéria nuclear em equilíbrio, como por exemplo, completa neutralidade de carga (formação de ${}^4M_{2\Lambda}^{2n}$, ${}^{10}M_{2\Lambda}^{8n}$, e dupletos puros em Λ , como o ${}^8\Lambda$) e mesmo carga total negativa (formação de ${}^4M_{2\Sigma^-}^{2n}$ e de ${}^6M_{2\Lambda 2\Sigma^-}^{2n}$)[24]. Assim, juntamente com a produção de káons, o surgimento de hipernúcleos pode determinar uma confiável assinatura da formação do plasma de *quarks* e *glúons* em reações nucleares relativísticas[25, 26].

Admite-se em reações nucleares relativísticas que o sistema em colisão parte da densidade ρ_0 e energia de ligação $E \approx 8$ MeV por nucleon, para uma situação de densidade

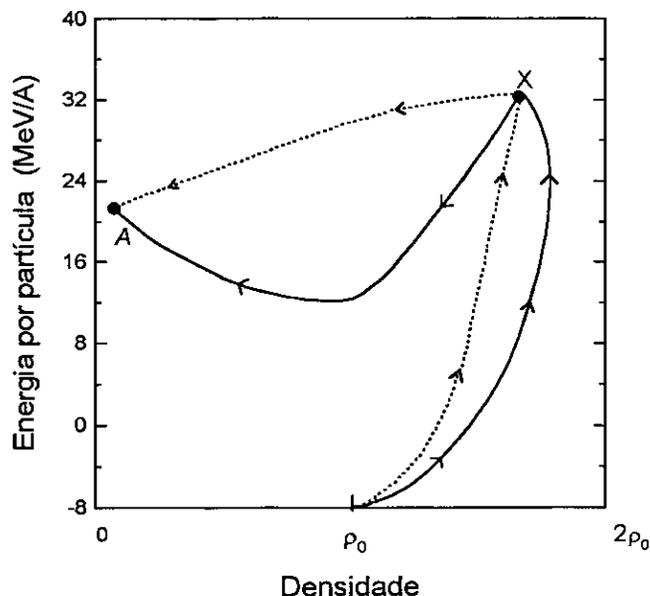


Figura I-2: Diagrama da variação da energia por partícula do sistema com a densidade. As duas curvas (sólida e pontilhada) referem-se a dois caminhos possíveis para o sistema durante a reação nuclear relativística.

e energia assinaladas por (\times) na Fig. I-2. A trajetória desenvolvida pelo sistema não é conhecida, e as curvas (sólida e pontilhada) representam duas evoluções possíveis segundo diferentes equações de estado para a matéria nuclear aquecida. Como esta desagrega-se rapidamente, a trajetória percorrida do ponto (\times) para o ponto de total desintegração (A) depende da condição (equação de estado) alcançada em (\times). Devido à curta duração da reação ($\sim 10^{-22}$ s), não é possível medir-se diretamente quaisquer grandezas termodinâmicas associadas ao sistema em (\times) e, neste caso, o conhecimento da fase de alta compressão dá-se pela análise do estado assintótico dos fragmentos (A). A reconstrução deste processo é feita, via de regra, por modelos e experimentos muito engenhosos para a obtenção da curva de E/A versus ρ .

Em uma imagem termodinâmica, a temperatura e a entropia do sistema podem ser

acompanhadas ao longo do processo de colisão (veja Figura I-3). Durante a evolução dinâmica, o sistema comprime-se fortemente, conduzindo a temperatura e a entropia a valores muito diferentes daqueles encontrados no estado fundamental dos núcleos. Após atingir o estágio de máxima compressão, o sistema entra na fase de expansão, caracterizando a desintegração do sistema como um todo. Entretanto, devido principalmente à produção de partículas e ao fluxo coletivo dos bárions, a temperatura do sistema como um todo diminui, estabilizando em um valor superior à temperatura do início da reação. Isto é esperado acontecer na fase final da colisão, onde o sistema atinge também sua mínima densidade, chamada de densidade de congelamento. Já para a entropia pode se dizer que, em função do elevado número de colisões hadrônicas no estágio de compressão, o grau de desordem do sistema aumenta, caracterizando um incremento na entropia por bárion do sistema. Contudo, durante a expansão e esfriamento do sistema, o número de colisões praticamente cessa, fazendo com que a entropia atinja então um valor constante.

O grande desafio é obter a equação de estado da matéria nuclear a partir da análise do regime assintótico da colisão núcleo-núcleo. Portanto, faz-se necessário desenvolver tratamentos microscópicos consistentes para o acompanhamento da dinâmica de não equilíbrio do sistema hadrônico em colisão[27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34]. Os primeiros modelos surgiram a partir de idéias simples sobre conceitos geométricos. Para a colisão nuclear relativística entre os núcleos \mathcal{A} e \mathcal{B} mostrada na Figura I.4 uma parte de \mathcal{A} integra-se a uma parte de \mathcal{B} , sendo estas partes definidas pelo parâmetro de impacto da colisão. Após a colisão, tanto A' quanto B' viajam livremente no espaço sem alterar suas velocidades iniciais. Neste caso, chamamos os nucleons das regiões A' e B' de nucleons espectadores, já que não participam diretamente da reação. Contudo, as regiões A e B definem as regiões participantes da reação nuclear.

A idéia de participantes e espectadores faz-se extremamente útil quando procura-se um modo de distinguir entre colisões frontais e colisões periféricas entre os núcleos. Uma vez que os nucleons espectadores não participam efetivamente da reação nuclear, as regiões A' e B' podem apenas evaporar algumas partículas. Por outro lado, em virtude da forte interação, os nucleons participantes são responsáveis pela multiplicidade de partículas

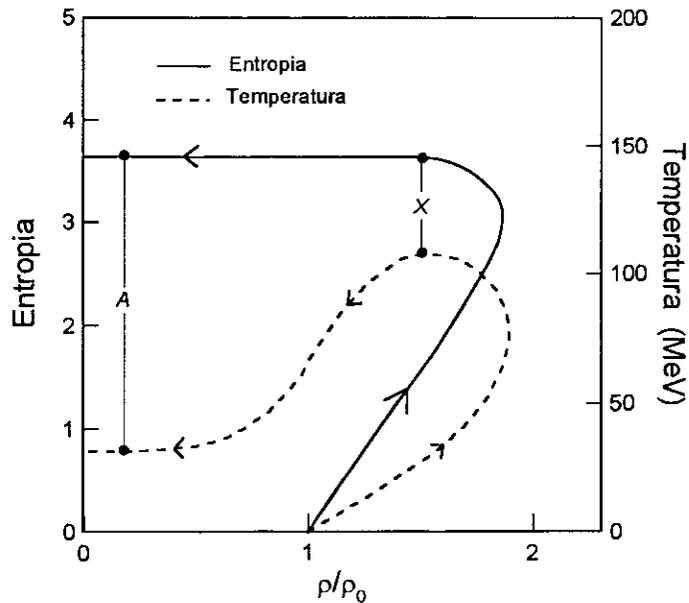


Figura I-3: Ilustração qualitativa da evolução da entropia e da temperatura durante uma colisão núcleo-núcleo.

produzidas. Distingue-se assim, uma colisão frontal de uma colisão periférica pela multiplicidade de partículas observadas, sendo a alta multiplicidade a característica principal de uma colisão frontal.

A multiplicidade de partículas produzidas não é o único observável a ser explorado, no sentido de formar-se uma imagem auto-consistente do processo colisional. Os espectros destas partículas podem, por exemplo, levar-nos a inferências sobre as temperaturas das regiões-fonte. Juntamente com estes observáveis, a incompressibilidade nuclear também pode ser útil na determinação da equação de estado. Entretanto, são observadas grandes variações da incompressibilidade nuclear para diferentes equações de estado, como tem sido apontado nas referências[33, 34]. Portanto, não se pode dizer, até o presente momento, que tenhamos algum observável associado diretamente à equação de estado que determine definitivamente esta última.

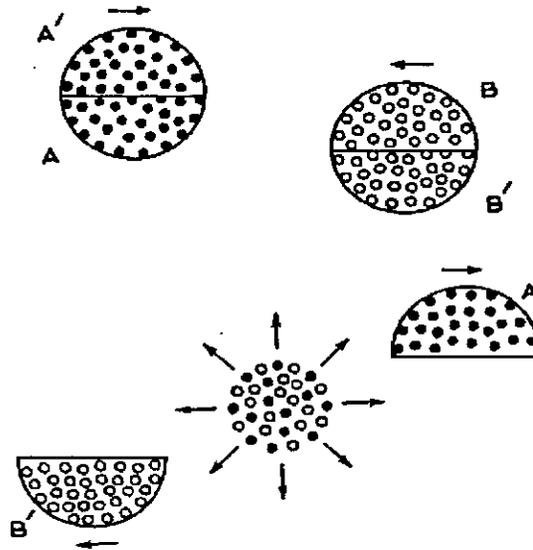


Figura I-4: Representação de nucleons participantes e espectadores. Nucleons de A interagem com nucleons de B , sendo ditos nucleons participantes; enquanto nucleons de A' e B' apenas assistem a reação, sendo chamados por isso, nucleons espectadores.

Por outro lado, outro interessante fenômeno observado nas reações nucleares relativísticas é a produção de partículas abaixo do limiar. Este efeito do meio nuclear sobre a seção de choque de interação bariônica tornou-se assunto de interesse na pesquisa em física de íons pesados, constituindo-se também numa promissora fonte de informação sobre o comportamento da matéria nuclear fora do equilíbrio já que, neste caso, as partículas são produzidas principalmente na fase de compressão da reação. Píons e káons são excelentes provas para a equação de estado nuclear, uma vez que, dentre os mésons conhecidos, além de apresentarem as menores massas e terem estados de carga muito bem determinados, sua interação com a matéria nuclear dá-se de uma maneira extremamente diferente. Píons podem ser formados e absorvidos pelo meio nuclear, enquanto que káons, em função do grau de liberdade de estranheza, praticamente não sofrem os efeitos da matéria nuclear após sua formação. Neste contexto então, píons e káons devem trazer informações sobre instantes diferentes da reação nuclear. Todavia, apenas recentemente káons têm

sido estudados[35, 36, 37]. Isto se deve ao fato de káons terem um limiar de produção ($E_{in} = 1.58$ GeV) bem mais alto que o de píons ($E_{in} = 0.28$ GeV) na colisão nucleon-nucleon livres[38, 39]. Como a produção de káons requer mais energia que a de píons, os primeiros devem ser produzidos apenas na fase de maior compressão do sistema. Este elevado limiar de produção de káons carece também de uma maior centralidade nas colisões núcleo-núcleo (parâmetro de impacto inferior a 2 fm), para que a compressão requerida seja atingida mais rapidamente; enquanto que para a produção de píons mesmo colisões periféricas já apresentam a necessária compressão. Portanto, káons servem como uma importante ponta de prova sobre a relevância do meio nuclear na produção de partículas.

Como pode ser observado, este cenário fenomenológico rico envolvendo o auge das reações nucleares relativísticas e ultra-relativísticas encontra sérias dificuldades do ponto de vista de uma sistematização com bases em teorias fundamentais. Qualquer tratamento teórico da dinâmica de não-equilíbrio em uma reação nuclear relativística deve levar em conta dois ingredientes essenciais: a dinâmica de muitos corpos e os processos elementares de produção de partículas mais importantes em diferentes faixas de energia. Uma das primeiras tentativas de implementação de modelos microscópicos para o estudo das reações de íons pesados deve-se a Cugnon e colaboradores, com a introdução de um modelo de cascata intranuclear[40, 41, 42]. Atualmente, cálculos de cascata incluem uma variedade de ingredientes físicos com o intuito de reproduzir os dados experimentais. Pode-se dizer ainda que na cascata padrão de Cugnon uma cinemática relativística é utilizada, permitindo-se explorar reações nucleares em faixa de energias incidentes mais altas ($E_{in} > 10$ GeV por nucleon). De fato, já são encontrados na literatura, métodos de cascata para colisões a altas energias, abrangendo reações nucleares com até 15 GeV por nucleon de energia incidente[43], e 200 GeV por nucleon de energia incidente em trabalhos de simulação de reações nucleares ultra-relativísticas via mecanismos de formação do plasma de *quarks* e *glúons*[44].

Por outro lado, modelos baseados na equação de transporte de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck ou Vlasov-Uehling-Uhlenbeck têm também sido usados [33, 45, 46]. Contudo, em função de seu caráter não-relativístico, seu emprego restringe-se à faixa de energia

compreendida entre 0.2 a 1.0 GeV por nucleon, tendo fornecido bons resultados com respeito aos fenômenos coletivos observados, como o fluxo coletivo lateral, anisotropia e distribuição de momento das partículas produzidas na reação. A principal desvantagem na aplicação de modelos de transporte, quando comparados ao modelo de cascata padrão, é seu aspecto não-relativístico. Para energias incidentes superiores a 1 GeV por nucleon, os efeitos relativísticos tornam-se apreciáveis, e os resultados obtidos com estes modelos perdem sua confiabilidade. Além disto, toda a dinâmica das reações nucleares relativísticas é ditada no contexto de BUU pela função distribuição de um corpo, o que inviabiliza o tratamento das correlações a muitos corpos típicas de reações relativísticas de íons pesados.

Em contrapartida, tentativas de descrever o processo de evolução dinâmica de uma reação núcleo-núcleo segundo uma dinâmica quântica molecular têm sido realizadas[47]. De acordo com esta descrição, durante o desenvolvimento do processo colisional intranuclear, é atribuída para cada nucleon uma função de onda teste, parametrizada segundo propriedades estáticas dos núcleos em colisão. O sistema inteiro evolui então resolvendo-se o conjunto de $6 \times (A_P + A_T)$ equações de Hamilton acopladas, sendo A_P e A_T o número de massa do projétil e do alvo, respectivamente. Resultados obtidos quando a dinâmica quântica molecular é empregada são encontrados em concordância com os dados experimentais para alguns observáveis[48, 49]. Similarmente aos modelos de BUU, a não-covariância do modelo marca sua principal desvantagem em relação aos modelos de cascata intranuclear.

Pelo exposto, os modelos até o presente utilizados para oferecer uma descrição do problema de produção de partículas em reações nucleares relativísticas, ou não contemplam os efeitos de processos a muitos corpos, ou o fazem de maneira inapropriada[35]. O ponto relevante aqui é que estas correlações não podem ser desconsideradas no contexto de produção de partículas. Portanto, faz-se urgente o tratamento teórico de um problema de muitos corpos com todas as dificuldades inerentes à sua solução, tanto do ponto de vista clássico como da perspectiva quântica. Atualmente, tratamentos aproximativos têm sido empregados o que, em outras palavras, significa dizer que “um problema de

muitos corpos pode ser aproximado para muitos problemas de um corpo”[50]. Muitas destas aproximações têm sido suficientes para explicar alguns aspectos das reações de íons pesados, mas à medida que se aprimora a técnica de observação, novos graus de liberdade precisam ser incluídos na abordagem teórica, mostrando claramente a necessidade de um tratamento mais explícito para a dinâmica de muitos corpos (Veja as referências [50, 51, 52]). Sendo assim, o presente trabalho apresenta como contribuição principal, o preenchimento da lacuna existente no que se refere à investigação dos efeitos de processos a muitos corpos na dinâmica das reações nucleares relativísticas.

Incluimos os efeitos de colisões multibariônicas na dinâmica da reação nuclear, desenvolvendo um método de cascata intranuclear que contemple processos a muitos corpos[53]. Na verdade, já foi mostrado que, no contexto do modelo de cascata intranuclear[54, 55, 56], considerando-se apenas processos elásticos multicolisionais, no mínimo 20 por cento das interações bárion-bárion são não-binárias.

Procuramos discutir os efeitos de colisões a muitos corpos sobre a multiplicidade e espectro de píons e káons, bem como sobre o fluxo coletivo de partículas carregadas. Diferentes maneiras de se determinar a ocorrência de colisões a muitos corpos, chamados aqui de *clusters* colisionais, serão consideradas. Os efeitos do mecanismo de redistribuição de energia no interior de *clusters* colisionais também serão estudados.

Averiguamos os efeitos da inclusão de processos a muitos corpos no rendimento de píons para energias próximas ao limiar. Contribuir, também, com o aprimoramento da prescrição utilizada comumente na literatura para o tratamento do princípio de exclusão de Pauli, no contexto do modelo de cascata intranuclear[41].

Em contraposição às reações nucleares com baixa energia incidente, exploramos o fato de que, pelo menos no que se refere à cinemática, o caráter relativístico do modelo de cascata intranuclear permite-nos realizar cálculos com energias incidentes altas. Trabalhamos na faixa de energias intermediárias (0.2 a 2.0 GeV por nucleon), investigando os efeitos dos processos a muitos corpos sobre a multiplicidade de káons.

Ao longo deste trabalho seguiremos o seguinte roteiro: no capítulo II apresentamos uma breve revisão dos principais modelos utilizados na pesquisa teórica de íons pesados

para interpretar os resultados obtidos experimentalmente. Detalhamos o método de cascata intranuclear no capítulo III, mostrando os principais feitos e avanços deste modelo, bem como suas primeiras modificações. O modelo de cascata intranuclear a muitos corpos introduzido neste trabalho será apresentado no capítulo IV, onde os canais de reação envolvidos, suas seções de choque e os tratamentos utilizados para o processamento da colisão a muitos corpos, serão abordados. Resultados obtidos com o modelo, discussões e nossas conclusões finais serão apresentados no capítulo V.

Capítulo II

Produção de partículas em diferentes modelos

Experiências envolvendo núcleos pesados no final da década de setenta despertaram a atenção da comunidade científica para a observação de estados da matéria até então concebíveis apenas no interior de estrelas de nêutrons ou em experiências com raios cósmicos. Tornou-se necessário então o desenvolvimento de ferramentas teóricas para explicitar dentre todas as grandezas observadas nestas reações, aquelas que forneçam informações inerentes ao comportamento da matéria nuclear submetida à condições extremas de temperatura e pressão.

A idéia principal deste capítulo, longe de procurar descrever em detalhes todos esforços realizados nesta área até a presente data — o que pode ser uma tarefa extremamente árdua em virtude da gama de modelos e descrições diferentes apresentadas na literatura — é fornecer ao leitor uma imagem dos principais conceitos e idéias mais difundidos nos modelos que obtiveram maior aceitação na procura de novas propriedades e características para a matéria nuclear. Sendo assim, na primeira seção trataremos de uma das primeiras abordagens de caráter fenomenológico, classificada como modelos térmicos. A sofisticação dos experimentos e a riqueza dos dados disponíveis tornaram as abordagens fenomenológicas pouco realistas e precisas, sendo, por isso, necessário o desenvolvimento de modelos mi-

croscópicos. O primeiro deles foi o método de cascata intranuclear, a ser discutido no próximo capítulo. A inclusão dos efeitos de campo médio é obtida com a solução numérica da equação de transporte de Boltzmann, denominando este modelo como método BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck), ou método VUU (Vlasov-Uehling-Uhlenbeck) ou ainda método de Landau-Vlasov, e está discutido na seção II.2. Na seção II.3 damos em linhas gerais os aspectos principais de outro modelo, mais emergente hoje para a dinâmica dos bárions participantes de uma colisão núcleo-núcleo: a dinâmica quântica molecular.

II.1 Modelos térmicos

Os primeiros experimentos com reações nucleares relativísticas realizadas no Bevalac, na faixa de energia incidente de 200 MeV/A a 2 GeV/A, conduziram à elaboração de modelos fenomenológicos. Imagens feitas sobre a matéria nuclear a partir destas reações fundamentavam-se em modelos térmicos[57, 58, 59, 60, 61, 62, 63]. Dentro da perspectiva de participantes e expectadores mencionada no capítulo anterior, era assumida a criação de uma região altamente aquecida com a formação momentânea de uma bola de fogo. Acreditava-se que toda a energia incidente era convertida em energia térmica, e que a termalização era rapidamente atingida em toda extensão da bola de fogo, podendo esta decair em partículas isoladas ou romper-se em fragmentos de massas intermediárias. Um aprimoramento destes modelos veio com a introdução de um gradiente de temperatura ao longo da direção incidente, aproveitando a simetria cilíndrica do sistema. Este modelo denominado de modelo de tiras de fogo procurava contemplar evidências experimentais quanto a uma não termalização do sistema para energias incidentes superiores a 400 MeV por nucleon. Isto conduziu a um fatiamento geométrico da região de interação (veja Fig.II-1), estabelecendo que as tiras formadas termalizem-se individualmente, decaindo independentemente nos mais diversos produtos[64]. Dentro da abordagem do modelo de tiras de fogo, a probabilidade de se encontrar um número η_i de partículas dentro de uma tira i , para um parâmetro de impacto b da colisão é obtida pela integração

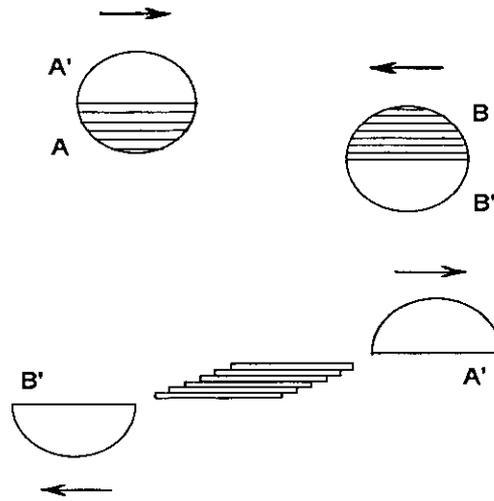


Figura II-1: O modelo de tiras de fogo. A nucleons do projétil interagem com B nucleons do alvo.

$$Y(\eta_i) = \int_{\eta_i - \delta\eta}^{\eta_i + \delta\eta} d\eta' \int 2\pi b db \int \int dx dy w_b(x, y) \delta(\eta' - \eta_b(x, y)) ,$$

sendo x e y as coordenadas perpendiculares à direção do feixe. A temperatura em cada tira pode ser obtida conhecendo-se η_i e $Y(\eta_i)$. A quantidade $w_b(x, y)$ é a projeção da distribuição de densidade de nucleons do projétil e do alvo combinados no plano perpendicular à direção do feixe.

Apesar das abordagens acima apresentarem diferenças no tratamento das reações, estas diferenças são principalmente de caráter cinemático. A hipótese de equilíbrio termodinâmico local ou global é a premissa básica destes modelos, onde apenas a presença de nucleons é contemplada. O espectro destes nucleons pode ser determinado considerando-se as seguintes relações para o número de prótons, N_p , o número de nêutrons, N_n , e a energia total no centro de massa $E_{cm} (\equiv \sqrt{s})$,

$$N_p = \frac{gV}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{\exp[(\epsilon - \mu_p)/\tau] + 1} p^2 dp d\Omega , \quad (\text{II.1})$$

$$N_n = \frac{gV}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{\exp[(\epsilon - \mu_n)/\tau] + 1} p^2 dp d\Omega \quad , \quad (\text{II.2})$$

$$\begin{aligned} E_{cm} &= E_{cm}^p + E_{cm}^n \\ &= \frac{gV}{(2\pi)^3} \left[\int \frac{\epsilon p^2 dp d\Omega}{\exp[(\epsilon - \mu_p)/\tau] + 1} + \int \frac{\epsilon p^2 dp d\Omega}{\exp[(\epsilon - \mu_n)/\tau] + 1} \right] \quad , \quad (\text{II.3}) \end{aligned}$$

onde $g = 2$ é o fator de degenerescência de spin para os nucleons e $\epsilon = \sqrt{p^2 + m^2}$ é a energia total por nucleon, sendo $m = 938$ MeV a massa do nucleon livre. Os potenciais químicos do próton e do nêutron, μ_p e μ_n e a temperatura τ são determinados a partir do conhecimento do número de prótons e nêutrons do sistema e da energia total no centro de massa, \sqrt{s} . Quando a produção de partículas é considerada, adicionamos novos graus de liberdade ao problema. Entretanto, é admitido o equilíbrio químico entre processos de reações diretas e suas inversas, estabelecendo equações de vínculo entre os potenciais químicos das partículas consideradas. Um exemplo disto pode ser o cálculo da multiplicidade de partículas alfa produzidas. Admitindo-se o equilíbrio químico entre os processos de dissociação e síntese, surge o vínculo $\mu_\alpha = 2(\mu_p + \mu_n)$, verifica-se então que bastam as três equações acima para determinar as outras grandezas procuradas. e assim, tem-se que

$$N_\alpha = \frac{V}{(2\pi)^3} \exp[2(\mu_p + \mu_n)/\tau] \int \exp \frac{-\sqrt{m_\alpha^2 + p^2}}{\tau} p^2 dp d\Omega \quad . \quad (\text{II.4})$$

Apesar da aparente dificuldade na solução das integrais nas equações II.1-II.4, observamos que todas as distribuições de Fermi-Dirac podem ser aproximadas para a distribuição de Maxwell-Boltzmann, quando a energia incidente supera 400 MeV por nucleon. Com isto, as expressões acima assumem uma forma bem mais simples.

Dentre os modelos fenomenológicos apresentados, o modelo de tiras de fogo apresenta resultados mais próximos dos dados experimentais, mostrando que o problema da termalização do sistema é um importante ingrediente a se considerar no contexto das reações nucleares relativísticas. Por outro lado, para energias cinéticas incidentes maiores que 400 MeV por nucleon, o modelo de tiras de fogo apresenta algumas inconsistências conceituais, principalmente no tocante à inclusão dos graus de liberdade de isospin para a formação de ressonâncias nucleônicas. Um novo tipo de abordagem foi empregado na busca de

modelos que tratassem a simulação dinâmica da colisão de íons pesados do ponto de vista microscópico.

II.2 A equação de transporte de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck

O desenvolvimento de um primeiro modelo de caráter microscópico foi devido à Serber[65] e à Bondorf et. al. [66, 67], com a introdução de um modelo de cascata baseado no método de Monte Carlo para a simulação das reações nucleares. Posteriores modificações neste modelo conduziram a uma abordagem fundamentada em uma equação de transporte para a matéria nuclear em colisão. Estes modelos são conhecidos como equação de transporte de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck[68, 69], ou equação de Vlasov-Uehling-Uhlenbeck[70], ou equação de Boltzmann-Nordhein[71], ou ainda equação de Landau-Vlasov[72]. Esta equação de transporte foi primeiramente introduzida por Nordhein para sistemas sem interação, sendo posteriormente aprimorada por Uehling e Uhlenbeck para incluir uma fraca interação entre férmions, conduzindo assim a um tratamento apenas perturbativo para sistemas nucleares.

Cassing e colaboradores[73] mostraram que é possível uma extensão da equação de Boltzmann também para tratamentos não-perturbativos. Sendo assim, a descrição dinâmica do problema nuclear de muitos-corpos, no limite não-relativístico, consiste de início na solução das equações acopladas para a matriz densidade de um corpo, e as funções de correlação de dois e três corpos, deduzidas a partir da hierarquia BBGKY[74]. Contudo, a solução exata destas equações acopladas não é viável e um tratamento aproximativo em termos da função distribuição de um corpo, f , faz-se necessário. A equação de transporte resultante com um potencial efetivo de interação nucleon-nucleon, U_{ef} , é dada por

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}_1}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} U_{ef}(r, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_1} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{col}$$

O membro à direita é justamente o termo colisional de Uehling e Uhlenbeck, e é descrito em sua forma aproximada como

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{col}} &= \frac{4}{(2\pi)^3} \int \int d^3 p_2 d^3 p_3 \int d\Omega |v_{12}| \frac{d\sigma}{d\Omega} (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4) \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4) \times \\ &\times \{f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3; t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4; t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1; t)] [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2; t)] - \\ &- f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1; t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2; t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3; t)] [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4; t)]\} \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

onde $|v_{12}|$ é a velocidade relativa entre os bárions rotulados por 1 e 2. As duas últimas linhas da equação indicam a inclusão do princípio de exclusão de Pauli, na transição dos estados iniciais 1 e 2 para os estados finais 3 e 4 da colisão entre um par de bárions.

Apesar da sua equivalência com cálculos de Hartree-Fock dependente do tempo, a solução numérica da equação II.5, requer a utilização de conjuntos paralelos de partículas-teste para extrair a função distribuição numa média de ocupação de células no espaço de fase. A solução para sistemas muito massivos em interação requer uma análise de viabilidade do ponto de vista computacional. Formalmente escreve-se o potencial efetivo de interação, bem como a seção de choque nucleon-nucleon no meio nuclear como funcionais da matriz de transição G ,

$$U_{\text{ef}}(\mathbf{r}, t) = \int d^3 r' \text{Re}(G_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}')) \rho(\mathbf{r}', t), \quad \text{e} \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(q) = \frac{m^2}{16\pi^2} G(q) G_a^\dagger(q) \quad . \quad (\text{II.7})$$

onde $\rho(r, t)$ é a densidade nuclear local já integrada em spin e isospin, q é o momento transferido na colisão nucleon-nucleon, e G_a é a matriz G já com os efeitos de antissimetriação incluídos. Contudo, sabe-se muito pouco sobre a matriz- G para configurações fora do equilíbrio. É comum então empregar-se parametrizações fenomenológicas tanto para o potencial efetivo quanto para a seção de choque calculados nas equações II.6 e II.7. De fato, a matriz G pode ser parametrizada na seguinte forma [75]

$$\begin{aligned} \text{Re}[G(1, 2)] &= t_0(1 + P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_3(1 + P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho\left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2}\right)^{1/3} + \\ &+ V_0 \frac{\exp(-\mu |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)}{\mu |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \delta_{pp} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \quad , \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

onde P_σ é o operador de troca de spin e δ_{pp} indica que a interação coulombiana restringe-se apenas a prótons. Os parâmetros t_0 , t_3 , V_0 e μ são obtidos a partir do casamento da con-

figuração inicial com propriedades estáticas dos núcleos (densidade normal de saturação e energia média de ligação). Assim, utilizando os valores dados na referência [75], isto é,

$$t_0 = -1124 \text{ MeV fm}^3 ,$$

$$t_3 = 2037 \text{ MeV fm}^4 ,$$

$$V_0 = -378 \text{ MeV}, \text{ e}$$

$$\mu = 2.175 \text{ fm}^{-1} .$$

reproduz-se a incompressibilidade nuclear $K = 238 \text{ MeV}$, a densidade de saturação $\rho_0 = 0.17 \text{ nucleons/fm}^3$ e a energia de ligação para a matéria infinita $B = -16 \text{ MeV}$. Com esta parametrização, o potencial efetivo de interação fica escrito como

$$U_{\text{ef}} \approx U(\mathbf{r}) = \frac{3}{4}t_0\rho_0(\mathbf{r}) + \frac{7}{8}t_3\rho(\mathbf{r})^{4/3} + V_0 \int d^3r' \frac{\exp(-\mu|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{\mu|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \rho(\mathbf{r}') + \delta_{pp} \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} . \quad (\text{II.9})$$

No contexto do modelo de BUU, partículas são produzidas de acordo com a seção de choque experimental total de espalhamento nucleon-nucleon e as razões de ramificação associada a cada canal de produção. A inclusão de efeitos do meio nuclear na seção de choque de produção de partículas já foi realizada por Batko e colaboradores[37]. Contudo, esta tentativa de inclusão de efeitos do meio nuclear via correlações a muitos corpos na dinâmica de BUU é consistente com o formalismo de equação de transporte, uma vez que é a função distribuição de um corpo que dita a dinâmica das reações de íons pesados segundo a equação de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck.

Em contrapartida, no desenvolvimento do código numérico, algumas ressalvas devem ser feitas quanto ao emprego da equação de transporte de BUU. De acordo com o método das partículas teste[81], cada nucleon do sistema é simulado por um número N de partículas, movendo-se cada uma com momento \mathbf{p} e \mathbf{r} , de acordo com as equações de Hamilton

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{p}}_i &= -\nabla_{\mathbf{r}} U(\mathbf{r}_i) , \quad \text{e} \\ \dot{\mathbf{r}}_i &= \frac{\mathbf{p}_i}{\sqrt{m^2 + \mathbf{p}_i^2}} + \nabla_{\mathbf{p}} U(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) , \end{aligned}$$

onde ∇_r e ∇_p simbolizam operadores gradiente no espaço de configurações e no espaço de momento das partículas, respectivamente. Diferentes métodos podem ser empregados para calcular a função distribuição no espaço de fase. Uma maneira simples de calcular esta função distribuição é mostrada na referência [82], onde a função distribuição de um corpo resume-se à superposição de funções delta de Dirac

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}; t) = \frac{1}{N} \sum \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}') ,$$

onde \mathbf{r}' e \mathbf{p}' são as coordenadas das partículas-teste individuais e N é o número de partículas-teste representando cada bárion do sistema. Apesar desta definição de f ser muito útil e simples, associado a ela existe o problema da necessidade de um número grande de partículas-teste na simulação ($N \approx 100$ partículas). Portanto, modificações precisam ser feitas na função distribuição de forma a reduzir o número de partículas-teste empregado. O método utilizado por Mosel e colaboradores[83] introduz a função distribuição da seguinte forma:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}; t) = \frac{6}{N^2} \sum_{r_g} \int d^3p \sum_{j=1}^{NA} \theta(q_0 - |\mathbf{p} - \mathbf{p}_j|) (2\pi\Delta^2)^{-3/2} \exp\left(\frac{-(\mathbf{r}_g - \mathbf{r}_j)^2}{2\Delta^2}\right) ,$$

onde $N \approx 30$ é o número de partículas teste por nucleon e $\Theta(x)$ é a função de Hevyside definida como

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} .$$

Na expressão da função distribuição $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}; t)$, A representa o número de massa do núcleo e $q_0 = 0.45 \text{ fm}^{-1}$ é o raio máximo da esfera no espaço de momento para o princípio de exclusão de Pauli. Nesta expressão, $\Delta = 1 \text{ fm}$ é a aresta do cubo da rede criada para calcular a função distribuição, e a soma sobre r_g é feita de forma a contemplar o volume de 27 fm^3 na redondeza de r . Neste caso, o princípio de exclusão de Pauli é levado em conta através de $[1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3; t)][1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4; t)]$, sendo \mathbf{p}_3 e \mathbf{p}_4 os momentos finais dos bárions que participam de colisões binárias.

Resultados obtidos no contexto de BUU para multiplicidade de partículas, distribuição angular de prótons, grau de termalização e anisotropia, têm se mostrado em concordância

com os dados experimentais, para energias incidentes inferiores a 1.5 GeV por nucleon. Contudo, este modelo tem sido empregado para energias incidentes da ordem de até 2 GeV por nucleon, e seus resultados, apesar de ainda em concordância com os dados experimentais, podem ser questionados em função da relevância dos efeitos relativísticos para esta faixa de energia[49].

Atualmente tem se buscado uma maneira de incorporar efeitos relativísticos no método de BUU, através do cálculo da interação do campo bariônico com os campos mesônicos escalar e vetorial. Dentro da abordagem da hadrodinâmica quântica, é incluído um termo de energia de interação entre os campos, e a massa efetiva dos bárions é obtida conhecendo-se a constante de acoplamento do méson escalar com o campo bariônico[33, 46, 48, 84, 85]. Tentativas de incorporar efeitos relativísticos no contexto de equações de transporte têm sido feitas, contudo, sua solução ainda está longe de se tornar uma alternativa viável para cálculos de reações nucleares relativísticas. Além disto, apesar de formalmente a equação de transporte de BUU constituir-se em uma equação bem justificada para a função distribuição de um corpo dentro de uma abordagem quântica com TDHF, em virtude das aproximações impostas, o tratamento numérico para solução da evolução das partículas teste é semi-clássico, ficando apenas o princípio de exclusão de Pauli como único aspecto quântico contemplado. Na próxima seção discutiremos uma proposta alternativa ao método BUU para a faixa de energia compreendida entre 50 MeV e 1.5 GeV, que contempla de forma mais efetiva os aspectos quânticos da dinâmica colisional bariônica no núcleo.

II.3 Dinâmica quântica molecular

Partindo-se de modelos baseados na dinâmica clássica molecular pode se chegar, com a inclusão de alguns ingredientes quânticos, ao modelo conhecido como dinâmica quântica molecular. Neste modelo as partículas do sistema propagam-se sob interações mútuas,

entretanto, a cada nucleon- i é atribuída uma função de onda teste gaussiana do tipo[86]

$$\phi_{\alpha}^i(x^i, t) = \left(\frac{2}{L\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{(x^i - x_{\alpha}^i - \frac{p_{\alpha}^i t}{m})^2}{L}\right] \exp\left[i p_{\alpha}^i (x^i - x_{\alpha}^i)\right] \exp\left[-i \frac{(p_{\alpha}^i)^2}{2m} t\right]. \quad (\text{II.10})$$

Nesta equação aparecem dois parâmetros dinâmicos, x_{α}^i e p_{α}^i , e um parâmetro fixo L (α é o índice referente ao instante em que a função de onda está sendo calculada). Os dois primeiros parâmetros são obtidos a partir do estado fundamental dos núcleos e, em seguida, evoluem segundo equações de movimento de Hamilton-Jacobi. Já a largura L do pacote de onda gaussiano, apesar de também ser obtida ajustando-se as propriedades estáticas da matéria nuclear, é mantida constante até o final do processo colisional.

Para um sistema de $A_P + A_T$ nucleons, a função de onda total é obtida desprezando-se a antissimetriação de férmions

$$\begin{aligned} \Phi &= \phi_{\alpha}^1(x_1, x_{\alpha}^1, p_{\alpha}^1, t) \times \phi_{\alpha}^2(x_2, x_{\alpha}^2, p_{\alpha}^2, t) \times \dots \times \phi_{\alpha}^N(x_N, x_{\alpha}^N, p_{\alpha}^N, t) \\ &= \prod_{i=1}^N \phi_{\alpha}^i(x_i, x_{\alpha}^i, p_{\alpha}^i, t) \quad , \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

sendo N o número total de partículas no sistema.

A evolução temporal dos parâmetros x_{α}^i e p_{α}^i é obtida partindo-se do princípio variacional de Hamilton para a densidade lagrangeana do sistema

$$\mathcal{L} = \sum_i \dot{x}_{\alpha}^i p_{\alpha}^i - \sum_{\substack{i,j \\ i < j}} \langle V_{ij} \rangle - \frac{3}{2Lm} \quad ,$$

onde $\langle V_{ij} \rangle$ é o campo médio de interação a dois corpos. Este princípio variacional é escrito como

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}[\Phi, \Phi^*] dt = 0 \quad .$$

As $6N$ equações de movimento para x_{α}^i e p_{α}^i ficam dadas em termos dos gradientes na direção de x_{α}^i , $\nabla_{x_{\alpha}^i}$, e na direção de p_{α}^i , $\nabla_{p_{\alpha}^i}$, como

$$\dot{x}_{\alpha}^i = \frac{p_{\alpha}^i}{m} + \nabla_{p_{\alpha}^i} \sum_{\substack{i,j \\ i < j}} \langle V_{ij} \rangle \quad , \quad \text{e} \quad (\text{II.12})$$

$$\dot{p}_{\alpha}^i = -\nabla_{x_{\alpha}^i} \sum_{\substack{i,j \\ i < j}} \langle V_{ij} \rangle \quad , \quad (\text{II.13})$$

com $\bar{x}_\alpha^i = x_\alpha^i + (p_\alpha^i/m)t$.

Determinados os parâmetros x_α^i e p_α^i , evolui-se todo o sistema de forma semelhante àquela empregada nos modelos de BUU. Os centróides dos pacotes de onda gaussianos evoluem segundo o potencial efetivo de interação nucleon-nucleon, segundo às equações de Hamilton-Jacobi

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i}, \\ \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i},\end{aligned}$$

onde o hamiltoniano de evolução é definido por

$$H = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} V_{ij}. \quad (\text{II.14})$$

O potencial de interação nucleon-nucleon que aparece na expressão II.14 é normalmente obtido como uma parametrização sobre a densidade nuclear, exatamente como no caso dos modelos de BUU. É comum a utilização do potencial efetivo de Skyrme[80]. É fundamental à dinâmica quântica molecular a inclusão de uma parte dependente de momento no potencial de interação nucleon-nucleon. Uma possível forma de inclusão desta dependência consiste na soma de termos locais de interação eletromagnética e da parte dependente de momento ao potencial de Skirme canônico. Este potencial então lê-se como

$$V_{ij} = V_{\text{loc}}^{(2)} + V_{\text{loc}}^{(3)} + V_{\text{coul}} + V_{\text{DM}}$$

onde cada termo é escrito como

$$\begin{aligned}V_{\text{loc}}^{(2)} &= t_0 \delta(x_i - x_j), \\ V_{\text{loc}}^{(3)} &= t_3 \delta(x_i - x_j) \left(\frac{\rho(i) - \rho(j)}{2} \right)^\gamma \quad \text{e} \\ V_{\text{DM}} &= t_4 \ln^2[t_5 (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2 + 1] \delta(x_i - x_j).\end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Após a determinação do instante de colisão dos centróides dos pacotes de onda, realiza-se a produção de partículas segundo a seção de choque de espalhamento nucleon-nucleon experimental. Na grande maioria dos modelos de dinâmica molecular quântica, a seção

de choque, bem como as razões de ramificação associadas a cada canal de produção, de produção de partículas é obtida a partir da parametrização de Cugnon.

Os parâmetros que comparecem na equação II.15 são obtidos reproduzindo-se as condições de equilíbrio da matéria nuclear, bem como os resultados experimentais para o potencial óptico de baixas energias. Uma tentativa de estender a aplicação do modelo para altas energias (já que este comporta-se bem para a região compreendida entre 400 MeV por nucleon e 1.5 GeV por nucleon), envolve a inclusão de um tratamento covariante para as trajetórias no espaço de fase, e tem sido desenvolvida por Lehmann e colaboradores[49].

No cenário dos modelos mais largamente utilizados para análise das reações de íons pesados, as simulações segundo o Método de Cascata Intranuclear têm se colocado em posição de destaque, tanto para a faixa de energia considerada aqui, quanto para energias ultra-relativísticas. Dedicaremos o próximo capítulo a um maior detalhamento deste método, uma vez que no presente trabalho a produção de partículas é analisada no contexto deste método.

Capítulo III

O Método de Cascata Intranuclear

No capítulo anterior apresentamos alguns dos modelos mais importantes na descrição das colisões relativísticas de íons pesados. Mencionamos principalmente os modelos microscópicos, discutindo os modelos baseados na equação de transporte de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck e o modelo de Dinâmica Quântica Molecular. O presente capítulo é dedicado à descrição detalhada do modelo escolhido para a análise da produção de partículas nas reações relativísticas de íons pesados em nosso trabalho. Fazemos um detalhamento do cálculo de cascata convencional inicialmente utilizados para o estudo da produção de píons. Na sequência, ressaltamos como a inclusão do efeito de ligação nuclear nestes cálculos convencionais modificam os resultados de rendimento de partículas. Por fim, na última seção deste capítulo, apresentaremos as recentes implementações que levaram a um aprimoramento do método e as perspectivas de sua aplicação para energias mais altas.

III.1 Princípios básicos do cálculo convencional

Como ponto de partida do método, devemos estabelecer a configuração inicial do núcleo. Atribui-se a cada nucleon uma posição aleatória dentro da esfera de superfície bem definida

de raio $R = r_0 A^{1/3}$. Por uma transformação de Lorentz adequada, estas posições iniciais são levadas para o sistema de referência onde deseja-se desenvolver o cálculo. Evolui-se o sistema a intervalos de tempo fixos Δt , determinando-se em cada instante t o par- ij que possui a menor distância de aproximação, d_{ij} . Dentro de uma imagem geométrica da seção de choque eficaz de interação entre as partículas i e j , σ_{ij} , estabelecemos que, sempre que a máxima aproximação para o par ij for inferior a $\sqrt{\sigma_{ij}/\pi}$, este par estará colidindo no instante correspondente t_{ij} dado por

$$t_{ij} = -\frac{\vec{r}_{ij}^0 \cdot \vec{v}_{ij}}{2 \vec{v}_{ij}^2} ,$$

sendo $\vec{r}_{ij}^0 = \vec{r}_i^0 - \vec{r}_j^0$ a distância relativa e $\vec{v}_{ij} = \vec{v}_i - \vec{v}_j$ a velocidade relativa entre as partículas i e j no instante inicial.

A colisão é tratada como um processo instantâneo, e o estado final dos bárions é obtido por um sorteio sobre a distribuição de ângulo do processo de espalhamento próton-próton experimental e através da conservação do quadrivetor momento-energia. Em seguida, avança-se todo o sistema para o novo instante $t_{ij} + \Delta t$, novamente procurando o par ij de maior aproximação, checando-se a seção de choque de espalhamento e, por fim, processando a colisão. Estes passos repetem-se até que a condição de término seja alcançada. Em seguida, prepara-se uma nova situação inicial de núcleos, evoluindo novamente os nucleons do sistema a intervalos de tempos fixos e processando as colisões intranucleares, até o final do processo de interação núcleo-núcleo. Um número N de *repetições* é levado a efeito, e os observáveis são obtidos então através de médias estatísticas sobre este número de repetições.

Os primeiros cálculos de cascata contemplaram apenas colisões elásticas entre os nucleons sendo reproduzidos os dados experimentais para espectro de distribuição angular de prótons. Mais tarde, foram incluídos os processos de espalhamento inelástico para as colisões nucleon-nucleon, já que, em experimentos cada vez mais exclusivos, foram medidas as multiplicidades de produção de diferentes partículas. As primeiras tentativas com o intuito de esclarecer a produção de píons através da formação de ressonâncias- Δ

incluiram os seguintes canais para uma reação bárion-bárion intranuclear

$$N + N \rightarrow N + N, \quad (\text{III.1})$$

$$N + N \rightarrow N + \Delta, \quad (\text{III.2})$$

$$N + \Delta \rightarrow N + N, \quad (\text{III.3})$$

$$N + \Delta \rightarrow N + \Delta, \quad (\text{III.4})$$

$$\Delta + \Delta \rightarrow \Delta + \Delta, \quad (\text{III.5})$$

$$\Delta \rightarrow N + \pi. \quad (\text{III.6})$$

O processo III.1 é o já mencionado espalhamento elástico nucleon-nucleon. A formação de ressonâncias Δ é introduzida no processo III.2, enquanto que o processo inverso, isto é, sua absorção, é mostrada na equação III.3. Os processos representados pelas equações III.4 e III.5 são espalhamentos elásticos N - Δ e Δ - Δ . O último processo mostrado na equação III.6 é a formação de píons a partir do decaimento da ressonância- Δ . A massa de repouso das ressonâncias delta envolvidas nestes processos seguem uma distribuição de Briet-Wigner (veja apêndice A). O efeito de considerar-se nula, infinita ou calcular-se o valor adequado para a meia vida das ressonâncias foi estudado por Cugnon verificando uma dependência da multiplicidade de píons com a parametrização utilizada para a ressonância delta[41, 42].

A Figura III-1 ilustra alguns destes resultados obtidos por Cugnon e colaboradores. Como pode ser visto na figura, os modelos de cascata mencionados sistematicamente superestimam a multiplicidade de píons negativos (círculos vazios e triângulos) quando confrontados com os resultados experimentais (círculos cheios), indicando que aprimoramentos precisam ser feitos no modelo para melhor explicar os dados experimentais. No cálculo de Cugnon aqui apresentado, a meia vida das ressonâncias era considerada infinita.

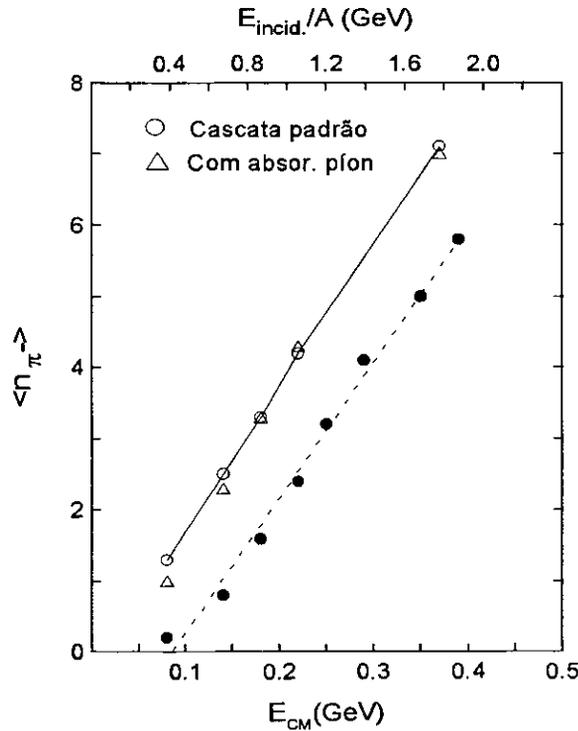


Figura III-1: Multiplicidade de píons em colisões Ca + Ca centrais. Os dados experimentais são mostrados como círculos cheios, enquanto que os resultados de Cugnon são mostrados através dos círculos e triângulos vazios.

III.2 Efeitos de partículas fora da camada de massa e da ligação nuclear

Na busca de uma melhor reprodução dos resultados experimentais, algumas modificações foram introduzidas no método de cascata convencional. Apresentamos agora brevemente os principais mecanismos de ligação nuclear e seus efeitos sobre os observáveis de interesse.

Inicialmente, o momento de Fermi para os núcleos levado em conta nos primeiros cálculos de cascata desenvolvidos por Cugnon[40, 41]. Atribui-se a cada nucleon um momento sorteado ao acaso a partir de uma distribuição esférica de raio P_F , onde P_F é mantido constante no interior do núcleo, embora uma forma mais razoável seria associar

P_F ao raio nuclear, R , pela relação $g(4\pi/3)^2 R^3 P_F^3 = h^3 A$, onde A é o número de massa do nucleon e $g = 4$ que aparece na expressão leva em conta as degenerescências de *spin* e *isospin* para os nucleons. Embora aproxime o modelo da realidade quântica para as partículas fermiônicas observadas nos núcleos, considerar o momento de Fermi para os nucleons traz consigo o problema da coesão nuclear, isto é, a manutenção do núcleo em seu estado fundamental com raio fixo R , tendo em vista que os nucleons movem livremente com momentos variados torna-se impossível na prática. Desta forma, a inclusão do momento de Fermi obriga a imposição de um potencial de interação nucleon-nucleon que mantenha o sistema nuclear original coeso em seu estado fundamental.

O primeiro trabalho onde a ligação nuclear é introduzida, embora de forma bastante simplificada, deve-se a Cahay e colaboradores[88]. De fato, neste trabalho os núcleos em colisão foram construídos com um potencial confinante para os nucleons, sendo este potencial da ordem da energia média de Fermi mais a energia de ligação nuclear, ou seja, $V_0 \approx 40$ MeV. Na tentativa de inclusão dos efeitos de ligação nuclear foi introduzida uma mudança na relação de dispersão energia-momento, colocando os nucleons do sistema inicialmente fora da camada de massa. Para manter a cinemática relativística, Cahay introduziu a energia de ligação na forma de um campo escalar, resultando na lei de dispersão

$$E^2 = p^2 + (m + V_e)^2 ,$$

ou na forma de um campo vetorial, resultando em

$$(E - V_v)^2 = p^2 + m^2 ,$$

onde $|V_e| = |V_v| = V_0$.

Para um estudo esquemático e simplificado do efeito de energia de ligação nuclear, foram consideradas duas hipóteses: *i*) todas as partículas permanecem fora da camada de massa em função da manutenção do campo (vetorial ou escalar) até o fim de cada reação nuclear; *ii*) as partículas voltam para a camada de massa logo após sua primeira colisão intranuclear. O principal observável estudado foi a multiplicidade média de píons negativos e os resultados podem ser vistos na figura III-2. Nesta figura, os círculos vazios

representam os resultados usando-se um método de cascata padrão, enquanto que os triângulos ilustram os dados experimentais. Os resultados de Cahay levando-se em conta as partículas fora da camada de massa durante todo o processo são representados por círculos cheios e quadrados, mostrando pouca diferença entre os resultados obtidos com a inclusão do potencial escalar ou do potencial vetorial. Pode-se ver claramente que a inclusão de um potencial confinante conduz a resultados para a multiplicidade de píons negativos mais próximos dos dados experimentais, indicando que a ligação nuclear é um ingrediente que não pode deixar de ser considerado na simulação das reações nucleares relativísticas.

A energia de ligação nuclear introduzida anteriormente apresenta-se de forma bastante simplificada. Uma outra tentativa de inclusão de efeitos de ligação nuclear foi proposto por Kitazoe e colaboradores[92, 93]. Nestes trabalhos, o objetivo era eliminar expansões espúrias dos núcleos durante a reação, confinando o gás de nucleons em um poço de potencial de aproximadamente 40 MeV de profundidade. Conseqüentemente, além dos processos de colisões binárias entre nucleons foi levada em conta também a interação destes nucleons com a superfície do núcleo. A interação de partículas com a superfície era tratada de duas maneiras distintas: através de reflexões ou refrações. Foi considerado em ambos os processos uma redistribuição de momento das partículas nos núcleos, sendo que o nucleon refratado não mais integrava o núcleo. A variação de momento comum a todos os nucleons era escrita como

$$\Delta\mathbf{p} = -\frac{\Delta\mathbf{p}_j}{A} ,$$

onde $\Delta\mathbf{p}_j$ era a variação de momento sofrida pela j -ésima partícula que atingia a superfície do núcleo formado por A nucleons, resultante de sua reflexão ou refração. A inclusão do potencial confinante no cálculo de cascata padrão melhorou os resultados, se confrontados com os dados experimentais, como pode ser visto na Figura III-3. Nesta figura, estão mostrados resultados para a multiplicidade de píons negativos contra energia incidente para a reação Ar+KCl quase central ($b < 2\text{fm}$). Os resultados obtidos com o cálculo padrão de Cugnon (círculos vazios) e obtidos por Kitazoe (círculos cheios)

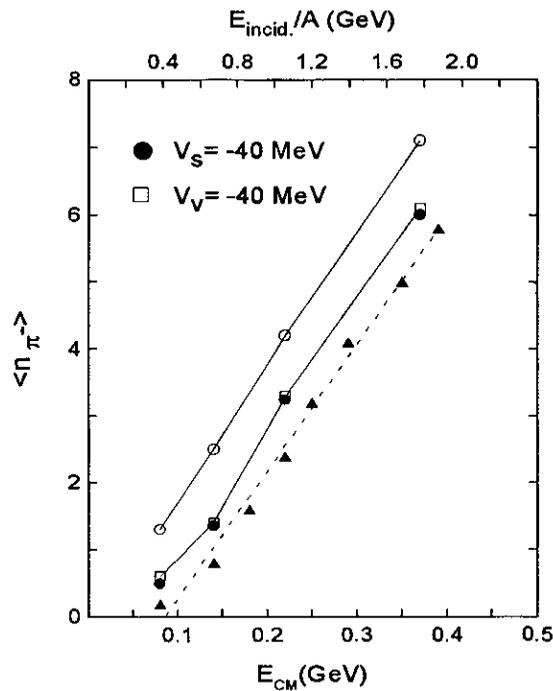


Figura III-2: Efeitos dos potenciais confinantes escalar e vetorial sobre a multiplicidade de píons negativos. Os círculos vazios representam os resultados de Cugnon obtidos empregando-se o método de cascata padrão, e os triângulos mostram os resultados experimentais para a colisão Ca+Ca frontal. A inclusão dos potenciais escalar (círculos cheios) e vetorial (quadrados) mostram um forte efeito sobre o rendimento de píons, aproximando os resultados teóricos para os dados experimentais.

são comparados com os resultados experimentais (triângulos). Pode-se ver claramente que o efeito da energia de ligação nuclear é reduzir sistematicamente a multiplicidade de píons. Interpreta-se este decréscimo da multiplicidade de píons como uma maior termalização do sistema durante a reação, diminuindo a energia disponível para a produção de partículas em processos binários. No contexto dos modelos termodinâmicos, já havia uma interpretação similar a esta para a energia de compressão do sistema em colisão, pressupondo-se que parte da energia cinética dos nucleons do sistema era consumida pela compressão do sistema nuclear nos estágios mais densos da colisão[94]. Portanto, Kita-

zoe mostrou que a inclusão da energia de ligação nuclear em cálculos de cascata podem dar conta de efeitos sobre a multiplicidade de pions que somente modelos hidrodinâmicos conseguiram explicar.

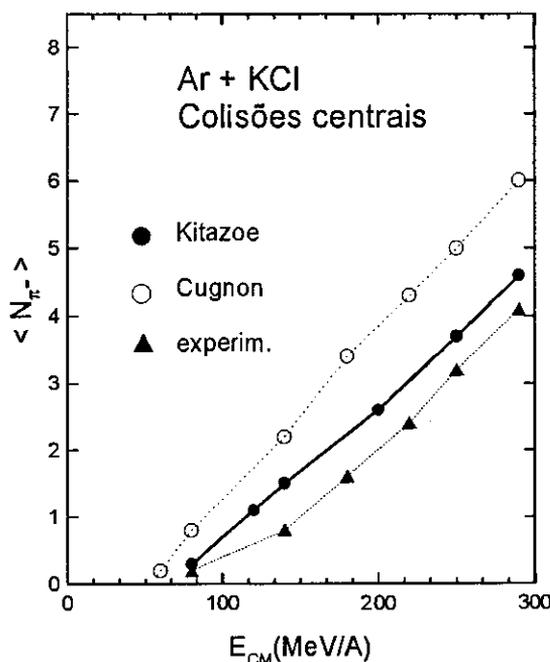


Figura III-3: Multiplicidade média de pions negativos como função da energia incidente para colisões quase centrais. Resultados de Kitazoe (círculos cheios) são comparados com os de Cugnon (círculos vazios) e os dados experimentais (triângulos).

Contudo, a prescrição para a inclusão de efeitos de ligação nuclear realizados por Kitazoe e colaboradores apresenta um sério inconveniente conceitual para um cálculo que se propõe, *a priori*, relativístico. Como é atribuído a cada nucleon confinado um recuo comum, embora este critério satisfaça à conservação do momentum, a conservação da energia total de cada nucleon não é mais mantida e, conseqüentemente, perde-se a conservação da energia total do sistema. Os próprios autores admitiram que esta não conservação de energia poderia ser prejudicial aos resultados em energias mais elevadas.

Uma maneira covariante de levar em conta um potencial confinante correspondente à ligação nuclear foi elaborada por Medeiros e colaboradores[95, 96]. Os efeitos da ligação

nuclear fazem-se presente na massa efetiva atribuída ao cada nucleon, que são afetadas pelo recuo do núcleo residual. Assim, de acordo com o modelo proposto, os nucleons ligados apresentam-se com uma massa efetiva μ_i diferente da massa de repouso do nucleon livre m_0 . Desta forma, toda partícula sujeita ao potencial nuclear terá um quadri-vetor momento-energia dado por

$$P_i^* = (\mathbf{P}_i^*, \sqrt{\mathbf{P}_i^{*2} + \mu_i^2}) ,$$

sendo que, para o núcleo com A nucleons tem-se os seguintes energia e momento total

$$E^* = \sum_{i=1}^A \sqrt{\mathbf{P}_i^{*2} + \mu_i^2} \quad e$$

$$\mathbf{P}^* = \sum_{i=1}^A \mathbf{P}_i^* .$$

Segundo a prescrição de Medeiros, durante a interação de um nucleon com a superfície nuclear, este nucleon sofre uma variação de momento na direção radial no sistema de repouso do núcleo. Esta variação é calculada de forma que tanto momento quanto energia sejam estritamente conservados para todas as partículas e, como consequência disto, a massa efetiva de cada partícula passa a ser uma variável dinâmica da reação. Desta forma, os efeitos da ligação nuclear são levados em conta durante toda a reação nuclear, de maneira inédita ao que vinha sendo realizado até então. De fato, a variação de momento para cada partícula é calculada como

$$\delta \mathbf{P}_i^* = - \frac{\mathbf{P}_i^* \cdot \Delta \mathbf{P}^*}{\sum_{k=1}^{A-1} \mathbf{P}_k^* \cdot \Delta \mathbf{P}^*} \Delta \mathbf{P}^* ,$$

onde $\Delta \mathbf{P}^*$ é a variação de momento sofrida pelo nucleon que interage com a superfície e \mathbf{P}_i é o momento inicial de cada nucleon que compõe o núcleo com A partículas ligadas (incluindo aquela que sofre reflexão ou refração). Este modelo de cascata intranuclear com efeito de campo médio sobre a massa efetiva dos bárions também teve grande êxito na reprodução dos dados experimentais de multiplicidade de píons negativos, como pode ser visto na Figura III-4, onde comparamos os resultados de Medeiros e colaboradores (círculos cheios) com os resultados do método de cascata padrão de Cugnon (círculos vazios) e os dados experimentais (triângulos). Como é observado, a ligação nuclear inibe

a formação de píons, reduzindo o número final de píons produzidos, não sendo esta redução devida a um maior grau de termalização do sistema ocorrida por ocasião das reflexões das partículas com a superfície, como era presumido no cálculo de Kitazoe.

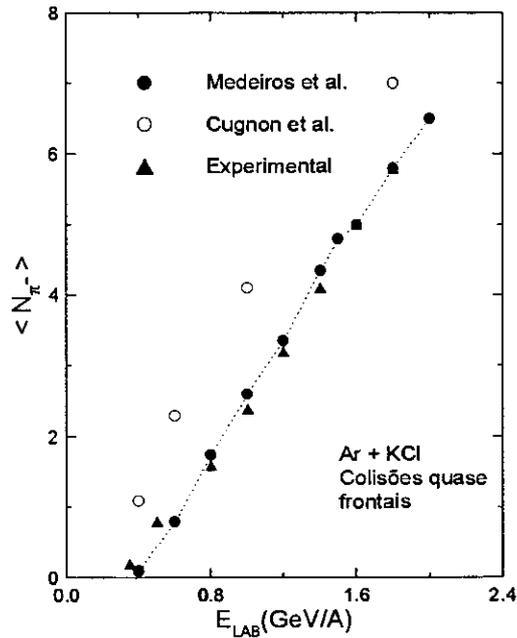


Figura III-4: Multiplicidade de píons negativos como função da energia incidente para o sistema Ca+Ca com $b < 2\text{fm}$. Os resultados de Medeiros (círculos cheios) são comparados aos resultados de Cugnon (círculos vazios) e os dados experimentais (triângulos).

III.3 Perspectivas do método de cascata intranuclear

Outro ingrediente importante a ser adequadamente contemplado no método de cascata intranuclear consiste no princípio de exclusão de Pauli. Em virtude do elevado grau de compressão atingido pela matéria nuclear no auge de uma reação, o espaço de fase pode se tornar suficientemente restrito, aumentando assim o efeito do princípio de exclusão de Pauli sobre a dinâmica dos férmions em interação no sistema. De fato, será visto no próximo capítulo que a simples mudança na implementação do princípio de exclusão

de Pauli num tratamento do tipo cascata intranuclear altera fortemente a sequência dos eventos da cascata, afetando os resultados obtidos.

Nos primeiros cálculos de Cugnon, o princípio de exclusão de Pauli era contemplado pela exclusão do processamento de colisões binárias com energias inferiores à energia média de Fermi (tipicamente de 25 MeV por nucleon). O mesmo critério foi utilizado a cabo por Medeiros e colaboradores em seu trabalho sobre a ligação nuclear.

Observamos ainda que o princípio de exclusão pode afetar também o tempo de vida de ressonâncias, uma vez que seu decaimento está sujeito à inibição do espaço de fase dos nucleons produzidos. A pesquisa sobre formação de matéria de deltas em colisões a energias intermediárias pode então ser realizada num cálculo típico de Monte Carlo segundo uma abordagem microscópica capaz de explorar dinamicamente a ocupação do espaço de fase quando o princípio de Pauli é implementado apropriadamente.

Além disto, píons são produzidos através do decaimento das ressonâncias- Δ (Eq. III.6) e, em caráter explorativo, Cugnon[40, 41] fez o cálculo da multiplicidade de píons considerando as seguintes meias vidas para a delta: meia vida nula, isto é, uma vez formada, a delta decai imediatamente, e meia vida infinita, mantendo a delta no sistema até o final da reação. Os resultados mostraram claramente que a multiplicidade de píons obtida com a primeira prescrição não reproduz adequadamente os dados experimentais. Por outro lado, manter a delta até o final da reação, permitindo-lhe sofrer processos de espalhamento elástico e recombinação trouxe os resultados do modelo para próximo dos dados experimentais disponíveis. Nos cálculos mais recentes, a meia vida da ressonância é escolhida de forma compatível com a distribuição de massa da delta, tomada a partir da distribuição experimental ajustada por uma curva tipo Briet-Wigner, definindo-se simultaneamente uma vida média para a mesma.

Para a faixa de energia ultra-relativística, os trabalhos mais recentes em cascata intranuclear apresentados na literatura, particularmente do grupo de Brookhaven[43, 98, 99], têm contemplado os mais diversos canais inelásticos para a reação nucleon-nucleon, desprezando os efeitos de ligação nuclear. Os resultados destes trabalhos indicam que, para altas energias incidentes, o efeito do campo médio de interação introduzido nos antigos

modelos de cascata ou na equação de transporte de BUU, não são relevantes na descrição dos resultados experimentais, mostrando que a equação de estado obtida com estes modelos precisa ser reformulada para altas energias. Neste caso, o que se faz preponderante na diferença entre o método de cascata e qualquer outro modelo usado atualmente é o aspecto não apenas relativístico, mas também covariante, a que se pode chegar para altas energias. Na sua essência o método em si não é covariante, já que a seqüência das colisões binárias é dependente de distância. Contudo, Duarte e colaboradores [54, 56] introduziram procedimentos capazes de eliminar a dependência com o sistema de referência para os resultados do cálculo. Sendo assim, diferentemente dos modelos baseados em equações de transporte ou na dinâmica molecular, o método de cascata coloca-se como um modelo dinâmico para se estudar fenômenos pertinentes à física de íons pesados também para energias ultra-relativísticas.

Por outro lado, para energias intermediárias ainda resta analisar os efeitos de muitos corpos apontados por Kodama e colaboradores [55, 56], com relação à sua implicação sobre a produção de partículas nas reações nucleares relativísticas a energias intermediárias. Esta análise consitui a contribuição original do presente trabalho, sendo apresentada no próximo capítulo. Como veremos, alguns observáveis são obtidos, e os efeitos para processos a muitos corpos e processos puramente binários são confrontados.

Capítulo IV

Efeitos de Processos a Muitos Corpos na Produção de Partículas

Neste capítulo e no seguinte, apresentamos as contribuições relevantes do presente trabalho no que refere à originalidade da inclusão de efeitos de muitos corpos na dinâmica intranuclear. Introduzimos nas primeiras seções os detalhes do modelo específico proposto para a descrição da evolução dinâmica do sistema com $A_P + A_T$ partículas em colisão. Também é feita uma discussão sobre a inclusão do princípio de exclusão de Pauli no contexto do método de cascata intranuclear. Na última seção apresentamos alguns testes realizados em nosso modelo, verificando sua compatibilidade com resultados apresentados anteriormente na literatura.

IV.1 Aspectos gerais do método

Os núcleos alvo e projétil são construídos no início da simulação considerando-se que os nucleons são distribuídos no espaço de configuração, de forma a reproduzir uma distribuição de Wood-Saxon para a densidade nuclear, cujos parâmetros são, respectivamente, $r_0 = 1.18$ fm e $\sigma = 0.5$ fm. Isto é, escrevemos a distribuição de densidade como

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{\sigma}\right)} ,$$

sendo ρ_0 a densidade de equilíbrio da matéria nuclear e A o número de massa do núcleo.

Estabelecida a configuração inicial, todas as possíveis colisões entre os nucleons presentes são determinadas, bem como os respectivos instantes de colisão. Duas partículas devem colidir sempre que a seção de choque experimental e o parâmetro de impacto da colisão satisfizerem à condição

$$b_{ij} \leq \sqrt{\frac{\sigma(s)}{\pi}} \quad , \quad (\text{IV.1})$$

com

$$b_{ij} = (\vec{r}_{ij})^2 + \frac{2(m_i m_j)^2}{f(s) g(s)} \left[f(s) \frac{\vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_i}{m_i} - 2\vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_j \right] \left[f(s) \frac{\vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_j}{m_j} - \vec{r}_{ij} \cdot \vec{p}_i \right]$$

sendo as funções $f(s)$ e $g(s)$ dadas como

$$\begin{aligned} g(s) &= [s - (m_i + m_j)^2] [s - (m_i - m_j)^2] \\ f(s) &= \sqrt{g(s)} + s - m_i^2 - m_j^2 \end{aligned}$$

e a distância relativa $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$. Na eq. IV.1, $\sigma(s)$ é a seção de choque total dependente de energia, e s é a massa invariante do par de partículas em colisão.

O momento de Fermi individual dos nucleons é incluído, assumindo uma configuração de gás de Fermi completamente degenerado para prótons e nêutrons. Iniciada a reação, após cada espalhamento nucleon-nucleon, os quadri-momentos dos nucleons participantes da colisão são modificados de acordo com as seções de choque diferenciais (distribuições angulares e de momento) experimentais, preservando estritamente a conservação de momento e de energia.

Com a seção de choque bárion-bárion dos diferentes canais, escolhemos o canal de saída para cada colisão entre partículas. Após o processamento da colisão, todas as partículas constituintes do sistema são transladadas para suas novas posições no instante de ocorrência da colisão. Uma colisão subsequente é procurada e o procedimento repete-se até que nenhuma colisão entre partículas seja mais possível e que nenhuma ressonância esteja presente.

IV.2 Efeitos de muitos corpos

Já vimos que processos a muitos corpos podem ser importantes na dinâmica das reações nucleares no tocante aos espalhamentos elásticos[56] e no tocante à transição de fase líquido-vapor [100, 101]. A inclusão de processos a N -corpos no presente cálculo de cascata intranuclear inicia-se averiguando a vizinhança de qualquer par em colisão. Se outros bárions interferem na colisão binária, o processo é considerado como um processo a N -corpos, com N sendo o número de intrusos mais os dois bárions do par primário. O ponto fundamental que surge aqui é como definir a vizinhança de interferência. Considere dois bárions em interação i e j , separados pela distância d_{ij} . A maneira mais simples de decidir se uma terceira partícula genérica k está na vizinhança geométrica do par ij , é obtida comparando-se os alcances efetivos de interação para os pares ki e kj com as distâncias r_{ki} e r_{kj} , respectivamente. De fato, se qualquer das duas condições

$$r_{ki} < \sqrt{\frac{\sigma_{ki}(s)}{\pi}} \quad \text{ou} \quad r_{kj} < \sqrt{\frac{\sigma_{kj}(s)}{\pi}} \quad (\text{IV.2})$$

for satisfeita, a partícula k será considerada como estando na vizinhança de interferência dos bárions i e j . (A seção de choque total de qualquer par de partículas, $\sigma(s)$, é parametrizada em termos da massa invariante, \sqrt{s} .)

Com o intuito de investigar o efeito da vizinhança de interação na produção de partículas, restringimos alternativamente a vizinhança de interação, impondo condições adicionais para determinar esta vizinhança. Dentro deste tratamento alternativo, para que a partícula k interfere na colisão ij , além da condição IV.2, a seguinte condição também deve ser satisfeita

$$r_{ki} < d_{ij} \quad \text{ou} \quad r_{kj} < d_{ij} \quad , \quad (\text{IV.3})$$

onde d_{ij} é a distância entre os bárions i e j .

Com a condição adicional IV.3, o número de partículas envolvidas no processo a N -corpos resulta bem menor que na situação anterior. Podemos dizer que o critério que utiliza apenas a primeira condição conduz a *clusters* maiores. Assim, daqui em diante

chamaremos este critério de critério de formação de *clusters* grandes (CCG), em contraste com o segundo critério, referido como critério de formação de *clusters* pequenos (CCP).

Já que não existe nenhuma informação experimental sobre a seção de choque destas interações a N -corpos, nem tão pouco alguma técnica teórica eficiente para calculá-la, a maneira mais simples de se levar em conta o efeito das outras partículas do *cluster* sobre a colisão do par ij é considerando uma redistribuição de momento e energia entre as N partículas do *cluster*. Esta prescrição de redistribuição de momento e energia deve, é claro, preservar estritamente a conservação de momento e energia total do *cluster*. De fato, consideramos igualmente prováveis todas as configurações no espaço de fase que satisfaçam ao vínculo de conservação do quadri-vetor momento-energia total. O mecanismo de redistribuição consiste na escolha de uma destas configurações que, por sua vez, deixa para as partículas i e j novos valores de momento e energia para a sua interação binária. Utilizando esta prescrição, estamos impondo um mecanismo de termalização local, similarmente àquele adotado na referência [37], para definir uma seção de choque efetiva para o processo de interação a muitos corpos.

Estes dois critérios aqui utilizados são indicadores das contribuições máxima e mínima dos efeitos de processos a N -corpos na colisão de íons pesados. A Fig. IV-1 ilustra a multiplicidade de *clusters* obtida considerando o critério CCP [(a) e (c)], e o critério CCG [(b) e (d)], para a colisão frontal $\text{Ca} + \text{Ca}$ a 300 MeV por nucleon [(a) e (b)] e a 1 GeV por nucleon [(c) e (d)]. Verifica-se que o número de *clusters* a 3-corpos (linhas tracejadas), a 4-corpos (linhas ponto-tracejadas) e a 5-corpos (linhas pontilhadas) são, no total, mais abundantes no critério CCG que no critério CCP. Quando utilizamos este último critério, vemos uma predominância dos processos binários (linhas cheias).

IV.3 Processamento da colisão a N -corpos

Outro ingrediente importante no presente modelo de cascata intranuclear é o mecanismo de redistribuição de energia. Já que não existe nenhuma informação experimental disponível a respeito da seção de choque de produção de partículas no meio, a maneira

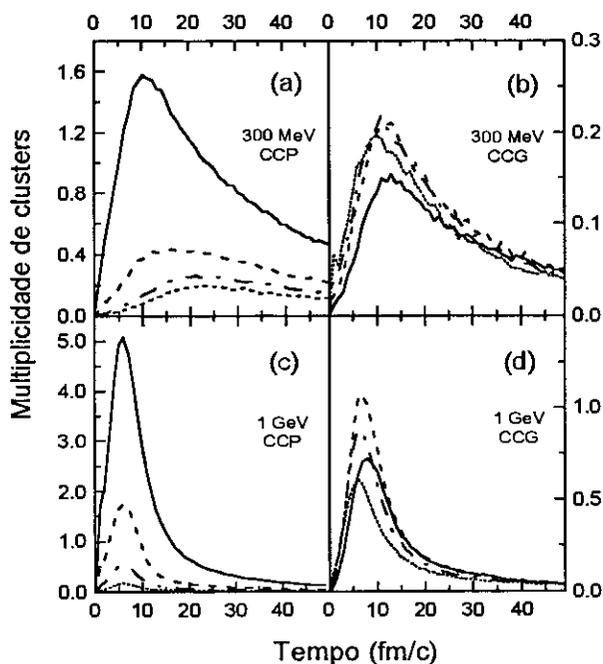


Figura IV-1: Evolução temporal da multiplicidade de ocorrência de processos a muitos corpos para a reação Ca + Ca frontal para duas energias incidentes. Em (a) mostramos a frequência de processos a muitos corpos contra o tempo, considerando o CCP e energia incidente de 300 MeV por nucleon. Em (b) temos o mesmo que em (a), exceto que o critério de formação de *clusters* agora é o CCG. Em (c) e (d), respectivamente, vemos o mesmo que em (a) e (b), mas para a energia incidente de 1 GeV por nucleon.

mais simples de levar em conta o efeito de colisões a muitos corpos na colisão do par ij é considerar uma redistribuição de energia das N partículas que compõem o *cluster*. Quando consideramos apenas colisões binárias, toda energia necessária para determinar a seção de choque bárion-bárion é a energia relativa dos bárions primários. Por outro lado, se a colisão é do tipo a N -corpos, todos os bárions do *cluster* contribuem para a energia relativa do par primário, aumentando ou diminuindo sua massa invariante, \sqrt{s} original. Assim, fica evidente que o mecanismo utilizado para distribuir a energia do *cluster* pode assumir um papel importante nas reações núcleo-núcleo quando processos a muitos corpos são

contemplados. Neste trabalho utilizamos dois diferentes modos de redistribuir a energia dos *clusters*. O primeiro é o mecanismo de espaço de fase, extraído da referência [102], que considera a disponibilidade do espaço de fase total. Nesta prescrição, temos utilizado configurações igualmente prováveis no espaço de fase, restritas pelo vínculo de conservação de momento e energia total do *cluster*.

Com o intuito de investigar a sensibilidade do presente modelo com relação ao mecanismo de redistribuição de energia do *cluster*, empregamos outro método de proceder a redistribuição de energia introduzida por Randrup e colaboradores [103]. Neste tratamento, a escolha dos momentos é feita iterativamente com o objetivo de preservar a conservação de momento e de energia total do sistema num contexto relativístico. Trabalhando no sistema do centro de momento do *cluster*, escolhemos isotropicamente os momentos das partículas presentes no *cluster*. Esta escolha de momentos é feita de forma que a distribuição dos módulos siga uma forma gaussiana com largura $\tilde{p} = \sqrt{2\mu\langle E_k \rangle}$, sendo E_k a energia cinética média das partículas do *cluster*. Obviamente, a soma das energias relativísticas das partículas não corresponderá à energia total anterior,

$$E_r = \sum_{i=1}^N \sqrt{p_i^2 + \mu_i^2} \quad . \quad (IV.4)$$

Sendo assim, reescalamos os momentos-tentativa, \tilde{p} , das partículas do *cluster* fazendo

$$\tilde{p}_i \rightarrow \tilde{p}'_i = p_i \sqrt{1+x} \quad . \quad (IV.5)$$

Uma primeira aproximação para o *parâmetro de compressão* x pode ser obtida ao inserir-se \tilde{p}'_i na eq. IV.4, que ao expandir-se a raiz quadrada, obtém-se

$$E_r \approx \sum_{i=1}^N \left[\sqrt{\tilde{p}_i^2 + \mu_i^2} \left(1 + \frac{\tilde{p}_i^2}{2\mu_i} x \right) \right] \quad ,$$

que resulta finalmente no seguinte valor para o parâmetro x ,

$$x \approx \left[E_r - \sum_{i=1}^N \sqrt{\tilde{p}_i^2 + \mu_i^2} \right] / \sum_{i=1}^N \frac{\tilde{p}_i^2}{2\mu_i} \quad .$$

Uma vez que x é conhecido, pode se determinar \tilde{p} na eq. IV.5. O procedimento acima é repetido até que a conservação de energia seja alcançada na precisão requerida. Finalmente, os momentos são levados por uma transformação de Lorentz adequada para o sistema de observação da colisão núcleo-núcleo.

IV.4 Processos fundamentais e suas seções de choque

Com a multiplicidade de *clusters* devidamente estabelecida, o próximo passo é processar a colisão bárion-bárion. Ao longo de nosso cálculo consideramos dezesseis tipos distintos de partículas: os nucleons (n e p), as ressonâncias delta (Δ^- , Δ^0 , Δ^+ e Δ^{++}), as ressonâncias $N^*(1440)$ (N^{*0} e N^{*+}), o híperon Λ , os híperons Σ (Σ^- , Σ^0 e Σ^+), os mésons π (π^- , π^0 e π^+) e o méson estranho k (somente k^+). Desta forma, contemplamos os seguintes processos de interação entre partículas

$$B_1 B_2 \rightarrow B_1 B_2 \quad (\text{IV.6})$$

$$NN \rightarrow N\Delta \quad (\text{IV.7})$$

$$N\Delta \rightarrow NN \quad (\text{IV.8})$$

$$NN \rightarrow NN^* \quad (\text{IV.9})$$

$$NN^* \rightarrow NN \quad (\text{IV.10})$$

$$\Delta \rightarrow N\pi \quad (\text{IV.11})$$

$$N^* \rightarrow N\pi \quad (\text{IV.12})$$

$$N\pi \rightarrow \Delta \quad (\text{IV.13})$$

$$N\pi \rightarrow N^* \quad (\text{IV.14})$$

$$B_1 B_2 \rightarrow BYK \quad (\text{IV.15})$$

onde B representa um bárion, N especifica um nucleon, Δ representa um dos estados de carga da ressonância delta, N^* especifica os estados de carga da ressonância nucleônica 1440, Y representa um dos híperons e, K especifica o méson k^+ . O primeiro canal (Eq. (IV.6)) é o processo elástico bárion-bárion, cuja seção de choque é obtida a partir do espalhamento elástico próton-próton experimental[104]. De fato, temos considerado todas as seções de choque de espalhamento elástico entre bárions iguais à seção de choque experimental p-p. As Eqs. (IV.7) e (IV.9) são os canais de formação das ressonâncias Δ e N^* , respectivamente, onde as seções de choque para estes processos são definidas a partir de um ajuste dos dados experimentais para a seção de choque inelástica

próton-próton[106], cujo detalhamento é apresentado no apêndice B.

As massas dessas ressonâncias são obtidas a partir da distribuição de massa de Briet-Wigner, como pode ser visto em detalhes no Apêndice A. Processos apresentados nas equações IV.8 e IV.10 são os processos de recombinação destas ressonâncias. Estes processos inversos aos processos $NN \rightarrow N\Delta$ e $NN \rightarrow NN^*$ têm suas seções de choque obtidas a partir da relação de balanço detalhado, onde a cinemática das partículas participantes da colisão é levada em conta, de forma que ressonâncias com baixa energia cinética em relação ao meio nuclear têm maior chance de serem recombinadas [41, 96].

O decaimento tanto da delta quanto da ressonância N^* é mostrado, respectivamente, nas equações IV.11 e IV.12, sendo a meia vida destas ressonâncias obtidas a partir da semi-largura da curva de distribuição de massa para estas ressonâncias (veja o Apêndice A).

Em virtude da conservação de estranheza, káons são produzidos sempre acompanhados de híperons, como mostra a equação IV.15. Devido à escassez de dados experimentais, as parametrizações para a seção de choque de formação de káons são ainda muito rudimentares [35, 36, 107, 108]. Novos experimentos estão explorando esta faixa de energia, contudo, resultados mais recentes, realizados no experimento denominado ALADIN, não foram divulgados até a presente data. Dentre as diversas parametrizações encontradas, adotamos a parametrização de Schürmann e Zwërmann [109] que estabelece uma seção de choque quártica para formação de káons,

$$\sigma_{NN \rightarrow BYk} = 0.8 [p_{\max}(\text{GeV})]^4 mb$$

onde $p_{\max}^2 = \frac{1}{4s} [s - (m_N + m_\Lambda + m_k)^2] [s - (m_N + m_\Lambda - m_k)^2]$ é o máximo momento possível para o káon e m_N , m_Λ e m_k são as massas do nucleon, da lambda e do káon, respectivamente. Estamos empregando esta parametrização por ser ela a que melhor representa os resultados experimentais para a faixa de energias intermediárias.

Os efeitos da absorção de píons[92, 110] são incluídos através dos processos IV.13 e IV.14. As seções de choque consideradas são as mesmas de Wolf e colaboradores [110], isto é, normaliza-se uma distribuição de Briet-Wigner em termos da seção de choque máxima

para a absorção de pión com formação da ressonância Δ -1232 ou da ressonância N^* -1440.

Por outro lado, o mecanismo de produção direta em onda- s

$$NN \rightarrow NN\pi \quad (\text{IV.16})$$

não foi considerado já que, para a faixa de energia estudada aqui, sua seção de choque experimental assume valores realmente muito baixos. As distribuições angulares foram tomadas todas isotrópicas, exceto para os processos bariônicos elásticos, onde foi realizado um ajuste dos dados experimentais para reproduzir o caráter acentuadamente frontal das distribuições em energias mais elevadas ($E_{in} > 1 \text{ GeV/A}$). Também as distribuições de momento foram consideradas uniformes, exceto para o processo a três corpos com formação de káons e híperons, onde utilizamos uma distribuição cúbica de momento para o káon[35, 36], deixando os momentos das demais partículas determinados a partir da conservação de momento e energia.

IV.5 Implementação do princípio de exclusão de Pauli

Uma das maiores dificuldades dos modelos semi-clássicos para a simulação de reações de íons pesados é a implementação dos efeitos do princípio de exclusão de Pauli sobre os processos colisionais fermiônicos. Nos cálculos de equação de transporte tipo BUU estes efeitos são automaticamente contemplados por intermédio de fatores de inibição no termo colisional, expresso como funcional da distribuição de um corpo. Entretanto, em modelos do tipo dinâmica molecular e modelos de cascata, esta questão ainda está longe de uma solução satisfatória[112, 113, 114].

No presente trabalho, o princípio de exclusão de Pauli foi considerado como um aprimoramento daquilo que tem sido empregado em modelos de cascata convencionais. Imediatamente após o processamento das colisões averiguamos a disponibilidade do espaço de fase na vizinhança do estado final das partículas envolvidas na colisão. Esta vizinhança é estabelecida assumindo-se células cúbicas de aresta h , definido um volume no espaço de fase igual a h^3 , em torno do estado final de cada partícula. Caso a ocupação da célula seja

superior a $(2S + 1)(2I + 1)$ partículas fermiônicas daquela espécie, a colisão é proibida (S e I são os graus de liberdade de spin e de isospin, respectivamente, das partículas).

IV.6 Compatibilidades do modelo

Antes de apresentarmos os resultados obtidos no presente trabalho, devemos verificar a compatibilidade entre nosso modelo e os modelos de cascata desenvolvidos anteriormente por Cugnon[40, 41, 42, 88, 89], Kodama[54, 55], Kitazoe[92, 93] e Medeiros[95, 96]. Quando desabilitamos a formação de *clusters* em nosso modelo, estamos nos aproximando de alguns destes modelos. O modelo de Cugnon é obtido quando desabilitamos processos a muitos corpos, inibimos os canais de produção direta e absorção de píons e formação de káons, e restringimos o princípio de exclusão de Pauli à proibição de colisões cuja energia cinética relativa entre os bárions em colisão seja inferior a 50 MeV^1 . Além disto, no estabelecimento da configuração inicial dos núcleos, devemos limitar-nos à distribuição esférica uniforme para os momentos dos nucleons.

Introduzidas estas limitações em nosso modelo, obtivemos um conjunto de resultados para a multiplicidade de píons contra energia incidente para a colisão nuclear quase frontal ($b < 2 \text{ fm}$) $\text{Ca} + \text{Ca}$. Os resultados são mostrados na Figura IV-2.

Observamos que as diferenças entre os resultados originais de Cugnon (círculos vazios) e os obtidos com nosso modelo reduzido (círculos cheios) são pouco significativas, e a discrepância existente deve-se essencialmente às diferentes seções de choque bárion-bárion utilizadas.

Por outro lado, no modelo de Kodama e colaboradores[55], apenas colisões elásticas foram consideradas para a estimativa do efeito de colisões a muitos corpos na dinâmica da reação nuclear. Foi utilizado somente um critério extremamente rigoroso para a formação de *clusters* com o intuito de se estimar o menor efeito que as colisões a muitos corpos poderiam oferecer na dinâmica colisional. Portanto, se em nosso modelo desabilitarmos

¹O valor 50 MeV refere-se à energia de Fermi média por nucleon multiplicada pelo número de nucleons envolvidos no processo, ou seja, $2 \times \frac{3}{5} E_F \approx 50 \text{ MeV}$.

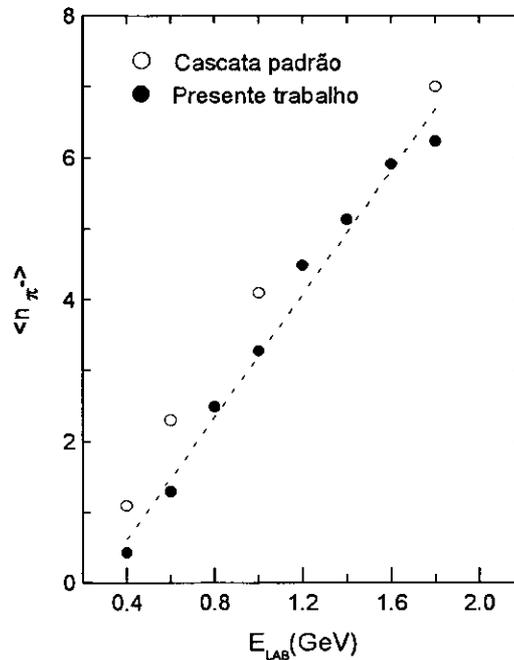


Figura IV-2: Multiplicidade de píons contra energia incidente no laboratório. Os círculos vazios representam os resultados obtidos com o modelo padrão de Cugnon, enquanto que os círculos cheios representam resultados de nosso modelo quando as condições de Cugnon são recobradas.

qualquer tipo de processo inelástico, usando a mesma prescrição para o princípio de Pauli e o critério CCP para a formação de *clusters*, estamos nos aproximando do referido modelo.

Na Figura IV-3 apresentamos a evolução temporal das colisões a muitos corpos utilizando o critério de formação de *clusters* pequenos (CCP) utilizado por Kodama. Resultados obtidos com processos binários também são mostrados, servindo como padrão de comparação para os processos a N -corpos. Nesta figura, a reação nuclear em questão é a colisão frontal $Ne + U$ com 393 MeV por nucleon de energia incidente e as linhas cheia, tracejada, traço-ponto e pontilhada representam, respectivamente, processos binários, e processos a três, quatro e cinco corpos no *cluster*. Em (a) consideramos o critério ondulatório dependente de energia e em (b) temos o resultado do cálculo de Kodama e colaboradores.

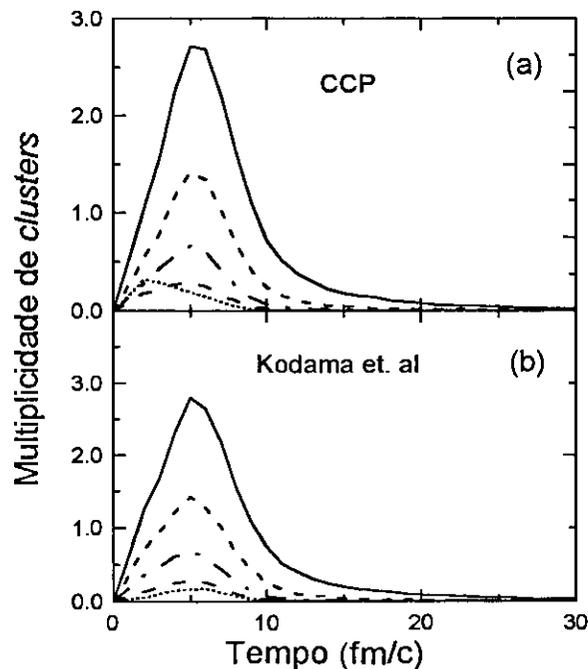


Figura IV-3: Evolução temporal da multiplicidade de *clusters* para processos puramente elásticos. Colisões binárias são mostradas por linhas cheias, processos ternários por linhas tracejadas, colisões a 4-corpos vêm mostradas nas linhas traço-ponto, e processos com $M = 5$ são representados pela linha tracejada. Em (a) temos os nossos resultados em condições similares ao modelo de Kodama e colaboradores, mostrado em (b).

Além de alterar a multiplicidade de partículas produzidas, espera-se que processos a muitos corpos contribuam eficientemente para a termalização do sistema nuclear formado pelos dois núcleos em colisão. Assim, um observável extremamente importante passa a ser o fluxo de momento e energia das partículas. Como estamos considerando nesta etapa apenas colisões elásticas, devemos nos preocupar apenas com o fluxo de prótons. Portanto, averiguamos o efeito de colisões a muitos corpos sobre o espectro de prótons nas direções frontal ($\theta = 15^\circ$) e transversal ($\theta = 70^\circ$). A Figura IV-4-(a) mostra estes espectros de prótons incluindo-se processos a muitos corpos (linhas cheias) e para processos puramente binários (linhas tracejadas). Estes resultados são apresentados para fins de comparação com aqueles obtidos por Kodama e colaboradores, mostrados na parte (b).

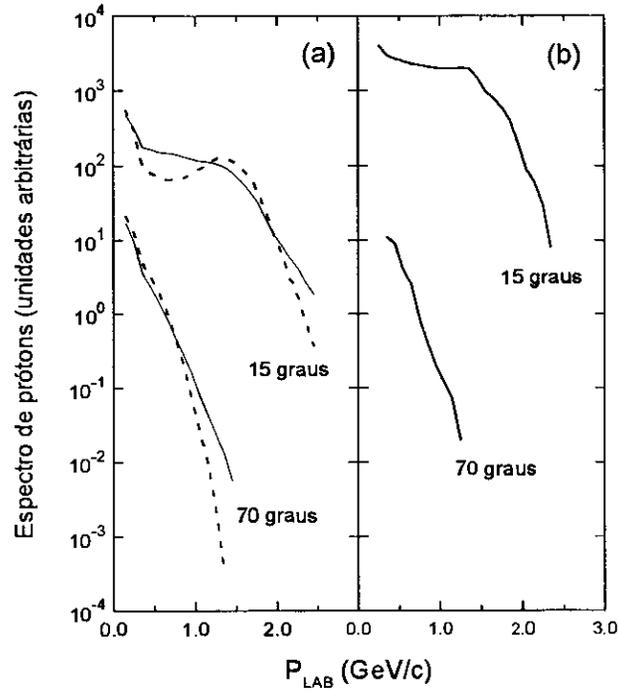


Figura IV-4: Espectro de prótons para processos puramente elásticos para ângulos centrais ($\theta = 15^\circ$) e ângulos transversais ($\theta = 70^\circ$), contemplando-se o efeito de muitos corpos (curvas contínuas) e com colisões puramente binárias (curvas tracejadas). A reação nuclear aqui é C + C frontal a 800 MeV/A de energia incidente. Em (a) temos resultados obtidos com nosso modelo, enquanto que em (b) mostramos os resultados de Kodama e colaboradores.

No próximo capítulo mostramos os resultados obtidos com o presente modelo, retomando alguns pontos da discussão sobre semelhanças e diferenças entre os modelos existentes na literatura e o modelo aqui proposto.

Capítulo V

Resultados e conclusões

Neste capítulo apresentamos os principais resultados obtidos utilizando-se o método de cascata intranuclear com a inclusão de processos a muitos corpos na dinâmica das reações nucleares relativísticas[53]. Primeiramente, mostramos os efeitos de processos a muitos corpos na dinâmica colisional intranuclear. Em seguida, preocupamo-nos com a produção de partículas propriamente dita, que é o objetivo principal do presente trabalho. Temos como motivação principal o estudo do efeito dos processos a muitos corpos sobre a multiplicidade dos mésons π e k , mas resultados para seções de choque diferenciais de prótons e píons emitidos também serão mostrados.

V.1 Processos a N -corpos segundo diferentes critérios

Um primeiro passo no sentido de elucidar os efeitos da inclusão de processos a N -corpos na dinâmica colisional consistiu em analisar a incidência destes processos nas reações nucleares relativísticas, face aos diferentes critérios que podem ser utilizados para definir a colisão a muitos corpos. Na Fig. V-1 mostramos a evolução temporal do número total de *clusters* formados para a reação específica frontal $\text{Ca} + \text{Ca}$. Neste ponto, o efeito de diferentes critérios de formação de *clusters* é investigado, utilizando-se o critério de

formação de *clusters* grandes (CCG) com seções de choque constantes ($\sigma = 20$ mb, $\sigma = 40$ mb e $\sigma = 60$ mb, nas linhas pontilhadas, traço-longo e ponto-traço, respectivamente) para definir a vizinhança da colisão. Na mesma figura, apresentamos a multiplicidade de *clusters* obtida quando mudamos o critério de formação de *clusters*, passando agora ao critério de formação de *clusters* pequenos com seção de choque dependente de \sqrt{s} (linha cheia). Por fim, mostramos o mesmo critério de formação de *clusters* grandes com seção de choque dependente de \sqrt{s} (linha tracejada). A região do pico das curvas corresponde à situação de máxima densidade durante a reação, ou seja, o auge da colisão núcleo-núcleo. Nesta região é que as curvas diferem marcadamente. Para o início e o final da colisão, é irrelevante o critério utilizado para a definição da vizinhança, uma vez que o sistema mostra-se muito rarefeito.

Para melhor explicitar a influência do critério de colisão adotado para a definição dos processos a muitos corpos na dinâmica nuclear, mostramos na Fig. V-2 a dependência do percentual de ocorrência de colisões a N -corpos com a energia incidente. São mostrados os resultados obtidos quando utilizamos o critério CCP com seção de choque dependente de \sqrt{s} [Figura V-2-(a)]; e o critério CCG também com seção de choque dependente de \sqrt{s} . [Figura V-2-(b)]. Para o critério CCG o percentual de colisões binárias compete com os percentuais de colisões a N -corpos, para $N = 3, 4$ e 5 , em oposição ao que acontece com o critério CCP, onde o percentual de colisões binárias é dominante. Por outro lado, o percentual de colisões com multiplicidade superior a cinco, mostrado pela linha tracejada na parte-(b) da figura, supera em muito o percentual de colisões para $N < 5$ em baixas energias. Entretanto, com o aumento da energia incidente a duração do auge da colisão é menor, determinando uma rápida dissociação do sistema nuclear. Com isto, nota-se um acentuado decréscimo do percentual de colisões envolvendo muitos nucleons quando aumentamos a energia incidente.

Este comportamento é muito diferente para os critérios CCP e CCG, mostrando que além do número total de colisões intranucleares ser dependente de mecanismo de formação de *clusters* escolhido, a diferença relativa entre as frequências dos processos é fortemente afetada pelo critério utilizado. Enfatizamos que podemos estabelecer neste ponto uma

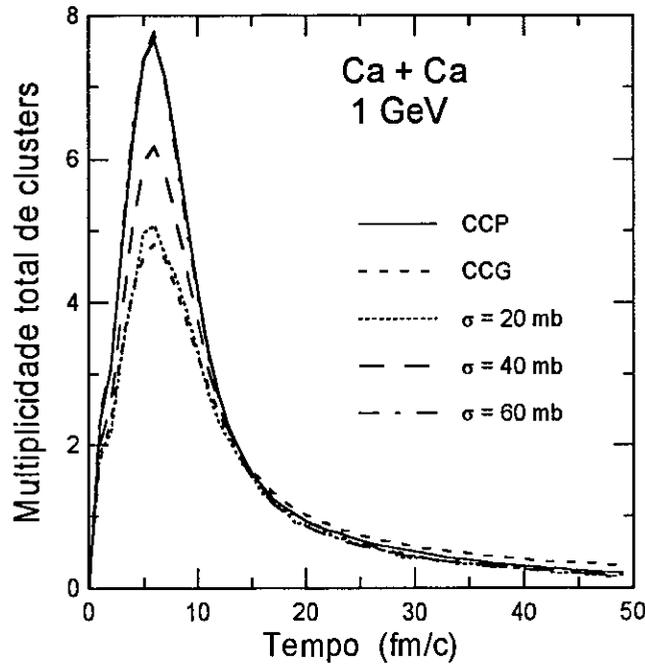


Figura V-1: Evolução temporal do número de colisões não-binárias para a reação frontal Ca + Ca a 1 GeV por nucleon. A linha cheia representa o critério CCP com $\sigma(\sqrt{s})$. A linha de traços curtos representa o resultado para o critério CCG também com $\sigma(\sqrt{s})$. Já as linha traço-ponto, a linha de traços longos e, finalmente, a linha pontilhada representam o critério CCG nas seções de choque $\sigma = 20$ mb, $\sigma = 40$ mb e $\sigma = 60$ mb, respectivamente.

cota inferior para a frequência de processos a muitos corpos na dinâmica das reações. Esta cota inferior é claramente vista quando consideramos o critério de formação de *clusters* pequenos para seções de choque dependentes de energia. Estabeleceremos a partir de agora este critério (CCP) como o critério padrão de nosso trabalho para calcularmos os observáveis de nosso interesse. Entretanto, sempre que possível, procuraremos obter alguns resultados com o outro critério, com o intuito de estabelecermos uma comparação entre os efeitos mínimo e máximo da inclusão de processos a muitos corpos.

Como objetivo principal do presente trabalho é a verificação dos efeitos dos processos a muitos corpos na produção de partículas, nas próximas seções centraremos nossa atenção na produção dos mésons leves π e k .

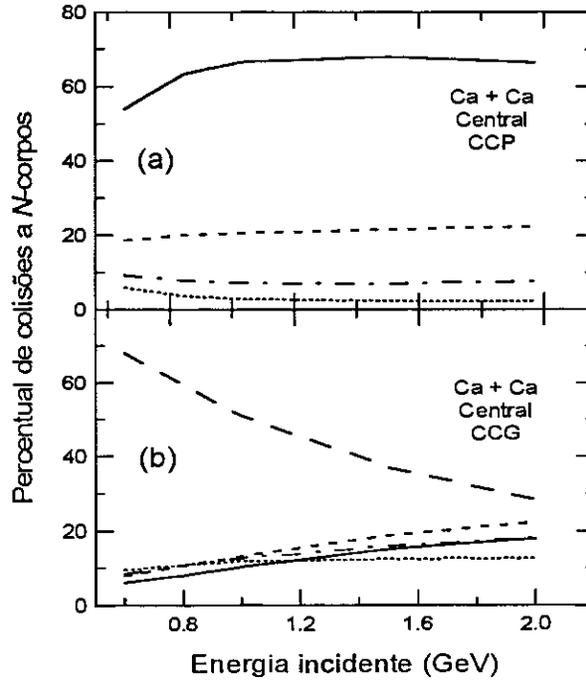


Figura V-2: Percentual de colisões a muitos corpos ocorridas ao longo de toda a reação nuclear. As linhas sólida, tracejada, ponto-tracejada e pontilhada representam os percentuais para processos a dois, três, quatro e cinco corpos, respectivamente. No caso do critério CCG (parte-b), temos ainda a linha com traços longos representando a soma de todos os *clusters* com tamanho maior que cinco, enquanto que no caso do critério CCP esta curva não pode ser vista, uma vez que os valores para $N > 5$ são desprezíveis.

V.2 Produção de píons

No contexto do presente modelo de cascata intranuclear, a produção de píons é realizada unicamente através de decaimento das ressonâncias Δ e N^* , ou seja, através dos processos

$$\Delta \rightarrow N \pi ,$$

$$N^* \rightarrow N \pi .$$

Contudo, os processos inversos de absorção também são considerados, de forma que a produção de píons é o resultado da competição entre os processos de produção e absorção de píons durante a reação núcleo-núcleo.

Já vimos que cálculos anteriores utilizando o método de cascata intranuclear conduziram a resultados que bem reproduzem os dados experimentais para a multiplicidade de píons. Com o intuito de evidenciar os efeitos das colisões a N -corpos e a influência dos diferentes critérios de formação de *clusters* utilizado, mostramos na Figura V-3 a multiplicidade de píons negativos contra energia incidente para colisões binárias, e também para processos a muitos corpos segundo os critérios de formação de *cluster* CCG e CCP, ambos com seções de choque dependentes de energia. Mostramos também nesta figura, para efeito de comparação, resultados obtidos com o critério CCG considerando três seções de choque constantes: $\sigma = 20, 40$ e 60 mb.

Como pode ser visto, o efeito de processos a N -corpos sobre a multiplicidade de píons pode assumir uma magnitude que difere dos resultados obtidos com cálculos contemplando processos binários, chegando de fato a diferir destes em cerca de 60%. Além disso, para todos os critérios utilizados, os resultados obtidos para a multiplicidade de píons são sistematicamente inferiores àquele valor obtido quando apenas colisões binárias são consideradas. Isto mostra que a inclusão de processos a muitos corpos vem contribuir para a produção de píons no mesmo sentido que outros processos coletivos considerados anteriormente, como a energia de ligação de Kitazoe[92, 93] ou a interação com a superfície proposta por Medeiros[95, 96] ou a ainda energia compressional sugerida nas referências[94].

De fato, este efeito de processos a muitos corpos reduz em no mínimo em 20%, o número de píons produzidos segundo processos puramente binários. Isto é obtido exatamente quando tomamos nosso critério mais rigoroso para a formação de *clusters* (CCP), considerando que a seção de choque para os processos de formação de *clusters* seja dependente da energia. Em termos numéricos, este critério de formação de *cluster* é equivalente ao critério geométrico com uma seção de choque constante e igual a 20 mb — menor seção de choque obtida em um processo N-N na faixa de energia considerada em nosso trabalho

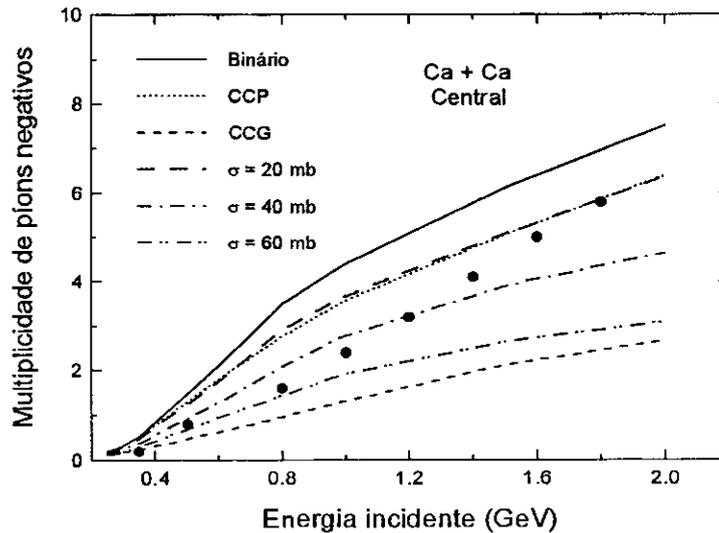


Figura V-3: Efeitos de muitos corpos na multiplicidade de píons negativos. Mostramos na linha cheia os resultados de um cálculo convencional com processos puramente binários, enquanto que a curva em traços longos, ponto-tracejada, e traço-ponto-ponto representam resultados considerando o critério CCG de formação de *clusters* nas seções de choque $\sigma = 20, 40$ e 60 mb, respectivamente. Os resultados obtidos com o critério CCP com σ dependente de energia e com o critério CCG também com σ dependente de energia são mostrados nas linhas pontilhada e traços curtos, respectivamente.

— mostrando que este critério rigoroso serve realmente como um limite inferior para o efeito de processos a muitos corpos sobre a multiplicidade de píons produzidos. Outros critérios menos rigorosos na formação de *clusters* podem, de fato, conduzir a efeitos ainda mais fortes na multiplicidade de píons, como é o caso do critério CCG com uma seção de choque dependente de energia, que chega a reduzir em aproximadamente 60% o número de píons negativos produzidos em colisões puramente binárias.

Em torno do limiar de produção de píons, o efeito de muitos corpos não é diferente daquele para energias mais altas. De fato, para a mesma reação da figura anterior, obtivemos a multiplicidade de píons negativos contra a energia incidente no laboratório com os mesmos critérios de formação de *clusters* para energias próximas ao limiar de píons

(250 MeV a 350 MeV por nucleon). Nesta faixa de energia, vemos que o critério CCP não influi significativamente nos resultados para o rendimento de píons, devido essencialmente à baixa densidade nuclear atingida pelo sistema em colisão. Por outro lado, o critério CCG com $\sigma = 60$ mb reduz aproximadamente à metade o número de píons produzidos quando comparado com os resultados obtidos em processos puramente binários. A multiplicidade de píons contra energia incidente enfocando a região do limiar é mostrada na Figura V-4.

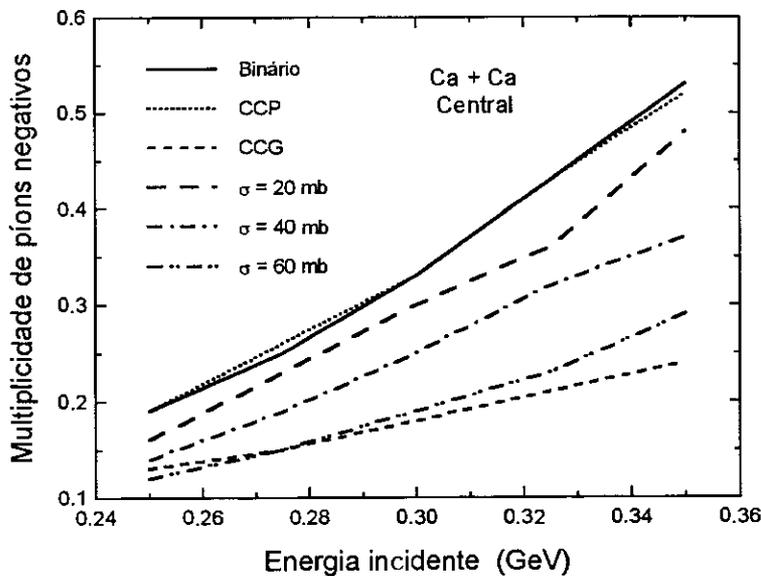


Figura V-4: Efeitos de muitos corpos no limiar de produção de píons. As curvas têm o mesmo significado da figura anterior e a reação também é Ca + Ca frontal.

Além do fato de diferentes critérios de formação de *clusters* influenciarem na multiplicidade de píons observada, a maneira pela qual a energia e o momento total do *cluster* é redistribuída numa colisão a N -corpos (veja Cap. V, sec. IV-3) também pode ter um papel significativo na produção de partículas. No presente trabalho, introduzimos duas maneiras diferentes de realizar a redistribuição de momento e energia do *cluster*. A primeira baseia-se na disponibilidade do espaço de fase[102]. Já a segunda consiste de um método numérico de redistribuição baseado em uma distribuição gaussiana[103] (veja a seção IV.3). Estas duas maneiras de redistribuir energia e momento no interior do *cluster*

podem, em princípio, afetar a multiplicidade de píons. Portanto, para a colisão central Cálcio-Cálcio obtivemos a multiplicidade de píons negativos contra energia incidente para processos a muitos corpos, considerando ambos mecanismos de redistribuição de energia para o *cluster* formado com o critério CCP com $\sigma = \sigma(\sqrt{s})$. Chamaremos o mecanismo na idéia de igual probabilidade de mecanismo de espaço de fase, enquanto o mecanismo fundamentado no banho térmico será chamado de mecanismo microcanônico.

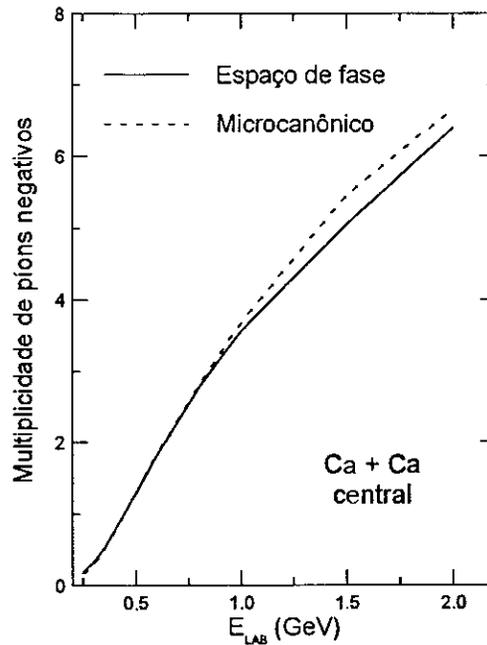


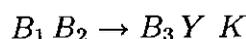
Figura V-5: Mecanismos de redistribuição de energia do *cluster*. A curva contínua representa o mecanismo de espaço de fase, enquanto que a curva tracejada representa o mecanismo microcanônico. Temos considerado aqui o critério de formação de *clusters* pequenos.

Assim, a Figura V-5 mostra o resultado da multiplicidade de píons obtido considerando-se estes dois mecanismos. É observado que, contrariamente ao que acontece para os critérios de formação de *clusters*, o número de píons produzidos modifica-se pouco com o emprego de um ou outro mecanismo. Isto mostra uma grande insensibilidade dos resultados para estes mecanismos de redistribuição de energia e momento.

Como a frequência de colisões a muitos corpos deve ser função da densidade bariônica, outro aspecto interessante a ser abordado é a variação da multiplicidade de píons com o número de massa total do sistema em colisão. De fato, é sabido que o número de bárions participantes numa reação é um fator determinante na produção de partículas, contribuindo para um aumento efetivo do número de partículas produzidas[111]. Neste ponto, queremos investigar o quanto a multiplicidade de píons pode ser sensível com a introdução de processos a muitos corpos no contexto da cascata intranuclear, quando aumentamos o número inicial de bárions presentes no sistema. De fato, na Figura V-6, onde é mostrada a multiplicidade de píons contra o número de bárions participantes da reação nuclear, observa-se este comportamento nitidamente quando colisões simétricas são considerados. Na figura, a linha pontilhada representa a multiplicidade de píons obtida com o critério CCP, enquanto que o rendimento de píons com o critério CCG é representado pela linha tracejada. Resultados considerando-se processos puramente binários são representados pela linha sólida. Pode-se dizer que o efeito das colisões a muitos corpos deve ser superior àquele observado na colisão $\text{Ca} + \text{Ca}$, uma vez que o incremento na densidade de bárions produz, efetivamente, não somente um aumento no tamanho dos *clusters*, como também um aumento na frequência de colisões a muitos corpos.

V.3 Produção de káons

Para a faixa de energia considerada aqui, o canal predominante de formação de partículas com massa superior à massa do pión é o canal de formação de káons. Apesar de serem escassos os dados experimentais para este processo, podemos inferir a seção de choque de formação de káons a partir dos processos de interação forte com conservação de estranheza. Estes processos conduzem-nos ao seguinte canal predominante para a formação de káons



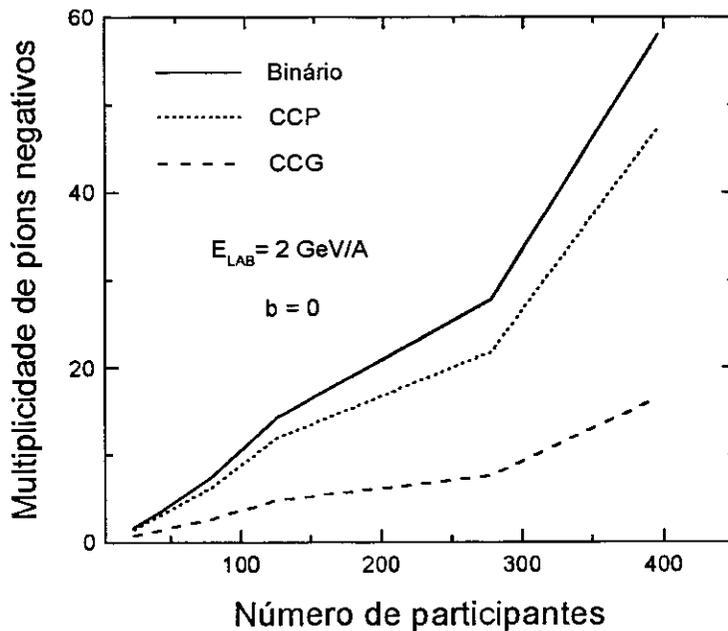


Figura V-6: Multiplicidade de píons contra o número total de participantes da reação nuclear. A linha pontilhada mostra a multiplicidade de píons obtida com o critério CCP. Já a linha contínua ilustra a multiplicidade de píons para processos puramente binários. A linha tracejada representa os resultados com o critério CCG.

onde B_1 , B_2 e B_3 são bárions (nucleons e ressonâncias), Y representa um híperon e K é o káon produzido. No presente modelo investigaremos apenas a produção de káons positivos, uma vez que para estes processos a seção de choque de formação, apesar de pequena, pode ser parametrizada em termos dos dados experimentais existentes.

Investigamos agora os efeitos da inclusão de processos a N -corpos na produção dos mésons estranhos k^+ . Quanto ao critério de formação de *clusters*, a multiplicidade de káons mostra-se tão sensível quanto a multiplicidade de píons, como é ilustrado na figura V-7, onde a multiplicidade de káons é apresentada como uma função da energia incidente do feixe no laboratório para colisões puramente binárias (linha contínua), para a caso da inclusão de colisões a muitos corpos com o critério CCP (linha pontilhada), para colisões a muitos corpos com o critério CCG (linha tracejada), e para colisões a muitos corpos com

o critério CCG com $\sigma = 40$ mb (linha traço-ponto). Entretanto, o efeito da inclusão de processos a muitos corpos na multiplicidade de káons atua em sentido oposto àquele sobre a multiplicidade de píons. De fato, a multiplicidade de káons com a inclusão de processos a muitos corpos é sensivelmente superior àquela obtida num cálculo com colisões binárias apenas. Isto caracteriza uma interessante transferência de energia do canal de produção de píons para o canal de produção de káons. Como pode ser visto na figura, o efeito destes processos a muitos corpos é tanto mais acentuado quanto maior for a frequência de sua ocorrência e a multiplicidade dos *clusters* formados. Uma estimativa do máximo efeito que a inclusão de processos a muitos corpos pode ser realizada com a utilização do critério CCG. Resulta daí que a multiplicidade de káons chega a ser, para energias próximas ao limiar de formação de káons, uma ordem de grandeza superiores que àqueles obtidos com processos puramente binários. Este resultado é, de certa forma, surpreendente uma vez que o efeito de processos a muitos corpos considerados num contexto de modelos de BUU[37] provoca uma redução de, no máximo, 20% sobre a multiplicidade de káons obtidas sem a inclusão de processos a muitos corpos.

Com relação ao mecanismo de redistribuição de energia, mostramos na Figura V-8 que o efeito das diferentes prescrições de processamento das colisões a muitos corpos sobre a multiplicidade de káons produzidos também é razoavelmente grande, apresentando portanto, um comportamento diferente daquele apresentado para os píons. De fato, o mecanismo de espaço de fase fornece uma multiplicidade de káons que é sistematicamente superior àquela obtida considerando o mecanismo microcanônico. Pode-se dizer então que a idéia do banho térmico de Batko [103] proporciona uma maior termalização do *cluster*, diminuindo a energia cinética do par primário.

Com o intuito de investigar como a multiplicidade de káons evolui com a massa dos núcleos da reação, obtivemos esta multiplicidade para algumas reações nucleares frontais de núcleos mais pesados. Na Figura V-9 é ilustrada a multiplicidade de káons contra a soma das massas dos núcleos da reação. Observa-se um crescimento monotônico da multiplicidade com a massa total do sistema. Novamente em oposição ao que acontece na produção de píons (vide Figura V-6), é observado uma nítida inversão entre a curva obtida

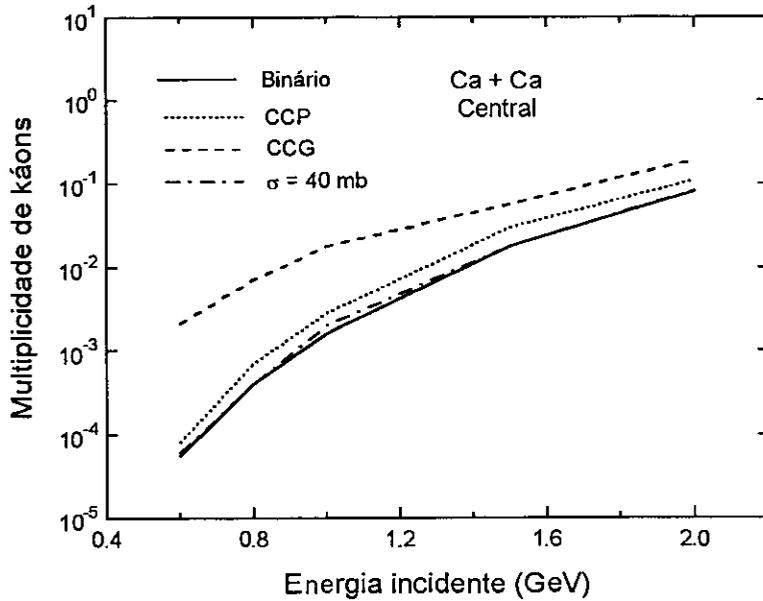


Figura V-7: Multiplicidade de káons contra energia incidente no laboratório. A linha sólida representa os resultados para processos puramente binários, enquanto as linhas pontilhada e tracejada representam os resultados obtidos com o critério CCP e CCG, respectivamente, ambos com $\sigma = \sigma(\sqrt{s})$. A linha traço-ponto representa os resultados obtidos com o critério CCG com $\sigma = 40 \text{ mb}$. A reação nuclear em questão é a colisão central $\text{Ca} + \text{Ca}$.

com processos puramente binários e aquela obtida quando processos a muitos corpos são contemplados. Portanto, reafirmamos que a inclusão de processos a muitos corpos tem como efeito final o favorecimento da formação de káons em detrimento à produção de píons.

Vale ainda investigar como se distribui a formação de káons segundo a composição dos *clusters*, isto é, em termos do tamanho do *cluster*. Portanto, o histograma de frequência relativa de káons (Fig. V-10) mostra a multiplicidade de káons obtida com o critério CCP (barras pontilhadas), e com o critério CCG (barras cheias). Se apenas processos binários fossem contemplados, os resultados obtidos seriam aqueles ilustrados pela barra vazia, mais longa e de contorno tracejado. É notório como a multiplicidade de káons aumenta

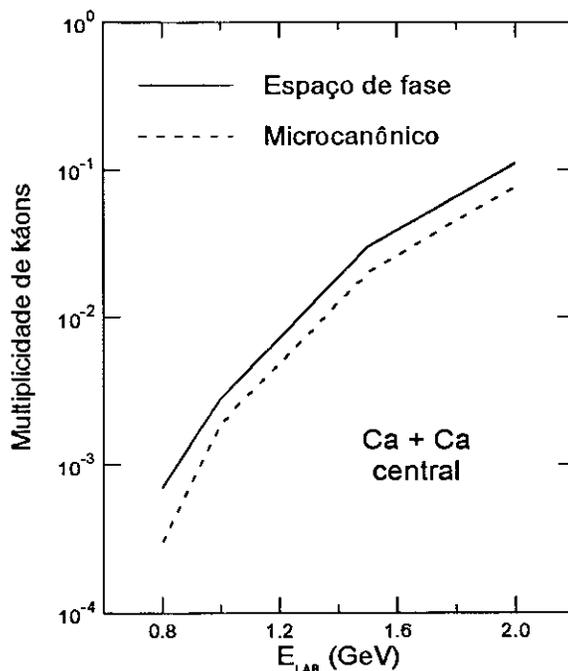


Figura V-8: Multiplicidade de káons para os diferentes mecanismos de redistribuição de energia dos *clusters*. A curva cheia representa os resultados com o mecanismo de espaço de fase, enquanto que a curva tracejada representa os resultados obtidos com o mecanismo microcanônico. O critério de formação de *clusters* é o critério CCP com $\sigma = \sigma(\sqrt{s})$. Vale aqui lembrar que, nesta figura, em analogia com os píons, a reação nuclear é Cálcio-Cálcio central no sistema centro de massa dos núcleos.

em função da inclusão de processos a muitos corpos, sendo abundante o número de káons formados em *clusters* grandes com $N \geq 5$. Novamente ressaltamos o fato de que os resultados obtidos com o presente trabalho, embora maiores, vão na mesma direção que aqueles obtidos com a inclusão de processos a muitos corpos no contexto de BUU[37]. Apesar de estarmos apresentando resultados para energias ligeiramente acima da faixa coberta pelos cálculos utilizando modelos de BUU, o comportamento do efeito de processos a muitos corpos no contexto do método de cascata intranuclear é completamente sistemático para toda a faixa de energia variando entre 0.6 e 2.0 GeV por nucleon. Além disto, como visto na Figura V-9, para reações de núcleos muito pesados, onde a densidade

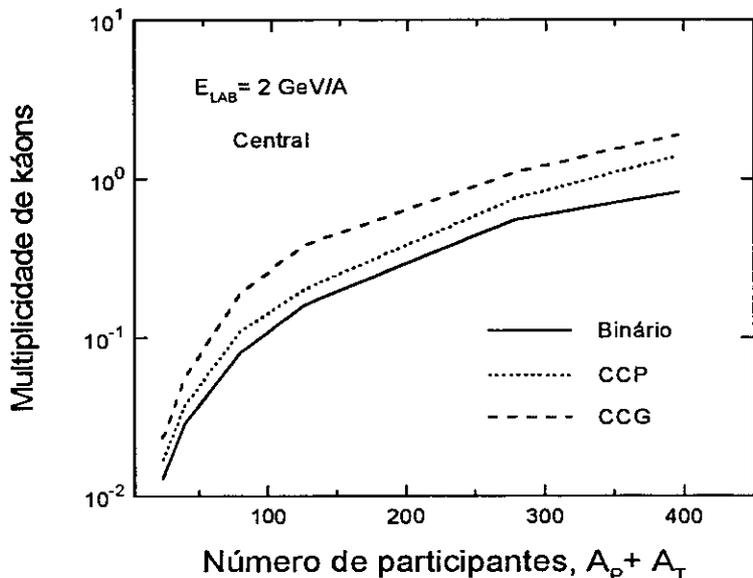


Figura V-9: Multiplicidade de káons contra o número de bárions participantes da reação. A linha pontilhada mostra os resultados obtidos considerando o critério CCP, enquanto a linha tracejada mostra os resultados obtidos com o critério CCG. Como termo de comparação, os resultados obtidos considerando-se processos puramente binários são mostrados na linha sólida. Todas as reações são centrais e acontecem na energia incidente de 2 GeV por nucleon.

atinge valores mais elevados, o efeito de muitos corpos sobre a multiplicidade de káons mantém um comportamento similar àqueles obtidos próximos ao limiar.

V.4 Fluxo transversal e termalização

Outro aspecto importante a ser contemplado quando analisamos os processos a muitos corpos no contexto da cascata intranuclear é o fluxo transversal de momento, que determina o grau de termalização atingido pelo sistema. É esperado que, em virtude da redistribuição de momento no processamento da colisão a muitos corpos, o sistema nuclear formado pelos núcleos em colisão alcance um grau de termalização superior àquele atingido quando

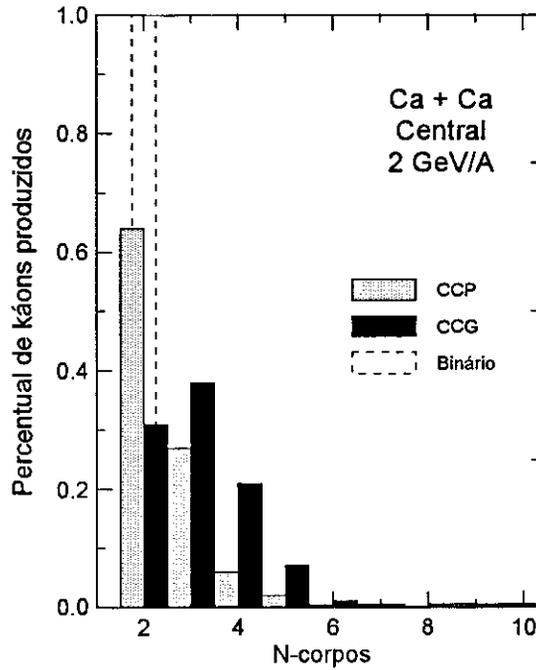


Figura V-10: Frequência relativa de káons produzidos em processos a muitos corpos. A barra tracejada mostra a multiplicidade quando apenas processos binários são contemplados. Os processos a muitos corpos são representados pelas barras vazias (critério CCP), e a barra sólida (critério CCG). A reação em questão é a colisão central Ca + Ca a 2 GeV por nucleon de energia incidente no laboratório.

apenas colisões binárias são consideradas. Este grau de termalização pode ser expresso em termos do parâmetro de anisotropia de momento. Usualmente, este parâmetro de anisotropia é definido como[37]

$$Q = \frac{f_1 - \frac{1}{2}(f_2 + f_3)}{f_1 + f_2 + f_3}, \quad (\text{V.1})$$

com f_1 , f_2 e f_3 sendo os autovalores do tensor cinético F_{ij} dado em termos dos momentos das partículas por

$$F_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N \frac{p_\mu^i p_\nu^j}{m},$$

com $\mu, \nu = 1, 2$ e 3 . Apresentamos na Figura V-11 um conjunto de histogramas mostrando a frequência de diferentes valores do parâmetro de anisotropia em momento para a colisão Ca + Ca quase central (parâmetro de impacto menor que 1.5 fm) para quatro energias incidentes diferentes: 300 MeV, 600 MeV, 1 GeV e 2 GeV por nucleon. Para fins de comparação, apresentamos os mesmos resultados quando apenas colisões binárias são contempladas. Já que para a mesma energia incidente, os histogramas com a inclusão de processos a muitos corpos, principalmente aqueles obtidos considerando-se o critério CCG, aproximam-se do valor nulo para a anisotropia, o que caracterizaria um sistema com $f_1 \approx f_2 \approx f_3$, ou seja, um sistema altamente isotrópico, podemos dizer que os processos a muitos corpos realmente contribuem para a termalização do sistema. Como pode ser visto na figura, para colisões puramente binárias a maior frequência observada é obtida para valores de anisotropia próximos a 0.5. Como não temos motivos para imaginar uma anisotropia elevada entre as componentes perpendiculares à direção do feixe, f_2 e f_3 , podemos supor que $f_2 \approx f_3$. Sendo assim, na situação de processos puramente binários obtemos uma relação empírica do tipo $f_1 \sim 4f_2$, para os autovalores do tensor cinético. Para reações realizadas com o critério CCG, temos que $Q \approx 0.25$. Novamente, levando em conta a Eq. V.1 e que $f_2 \approx f_3$, somos levados a concluir que $f_1 \sim 2f_2$, o que mostra que o fluxo de momento na direção do feixe é reduzido à metade se comparado ao resultado obtido com processos puramente binários.

Também são sensíveis à inclusão das colisões intranucleares a muitos corpos os espectros de prótons e píons produzidos, como pode ser visto na Fig. V-12. Nesta figura mostramos o espectro de próton e píons para a colisão central Ca + Ca [parte (a)]. Na parte (b) desta figura, ilustramos o espectro de prótons para a colisão central C + C em dois ângulos distintos: 15 e 70 graus. Nesta figura, estamos considerando processos puramente binários (linhas cheias) e processos a muitos corpos com os critérios de formação de *clusters* CCP (linhas tracejadas) e CCG (linhas pontilhadas). Observamos que os processos a muitos corpos verificam o aspecto “ombro-braço” da distribuição de momento de prótons, concordando perfeitamente com os resultados experimentais (principalmente para o critério CCP). Quanto aos píons emitidos, observamos que a inclusão dos proces-

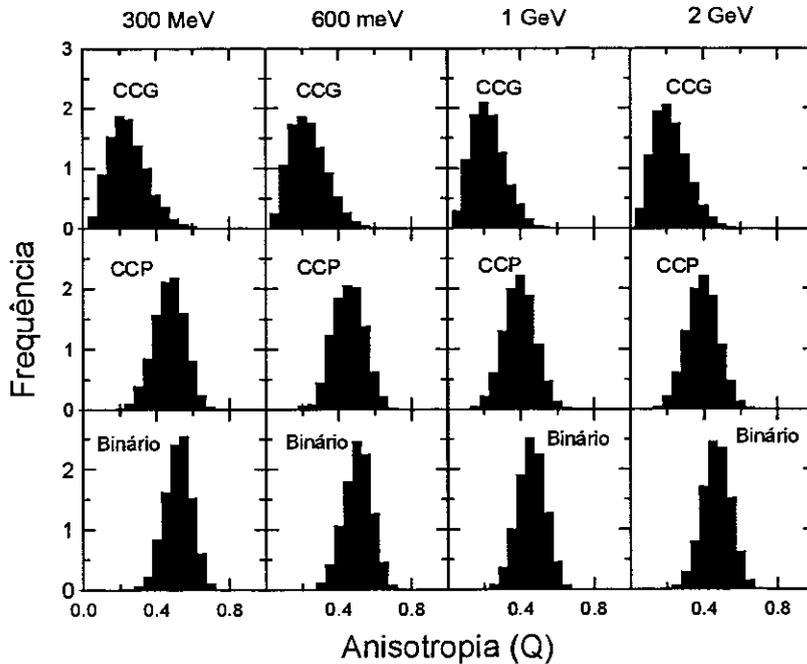


Figura V-11: Fluxo transverso de momento. Os processos a muitos corpos apresentam-se como uma maneira extremamente eficaz que o sistema encontra para termalizar-se, sendo o critério CCG o mais eficiente de todos apresentados no presente trabalho.

Os processos a muitos corpos considerando-se o critério CCP também aproxima nossos resultados dos dados experimentais. Isto confirma a idéia de que o critério mais rigoroso para a formação de *clusters* apresenta-se como o mais realista para o estudo sistemático do efeito de processos a muitos corpos na dinâmica das reações relativísticas de íons pesados.

A evolução temporal das partículas produzidas durante uma reação nuclear relativística é mostrada na Figura V-13. Vemos que as ressonâncias (principalmente as Δ 's) são produzidas em maior quantidade no auge da reação, caracterizando um estado de grande densidade e temperatura para o sistema nuclear. Estas ressonâncias delta atingem um máximo aproximadamente a 12 fm/c, para a reação Ca + Ca a 300 MeV por nucleon; ou 8 fm/c para a reação Ca + Ca frontal a 1 GeV por nucleon de energia incidente. Como pode ser visto na figura, o canal de formação das ressonâncias N^* abre-se preferencial-

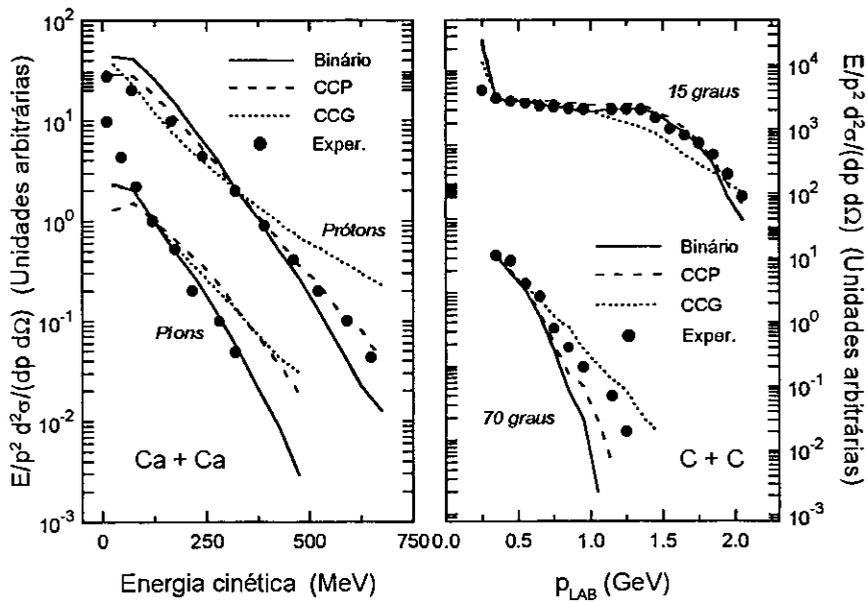


Figura V-12: Espectro de prótons (a) e píons (b) para processos intranucleares puramente binários, e processos a muitos corpos considerando-se os critérios CCP e CCG.

mente para energias mais elevadas, em função de seu limiar de produção ser mais alto. A partir daí, os processos de recombinação e decaimento das ressonâncias começam a prevalecer, observando-se um decréscimo contínuo da população de ressonâncias até o término da reação nuclear. Neste ponto, o número total de partículas produzidas ($N_{\Delta} + N_{N^*} + N_{\pi}$, mostrado na curva sólida) iguala-se justamente ao valor final da multiplicidade de píons na Figura V-13. Como pode ser observado, nenhuma modificação qualitativa (somente quantitativa) das curvas de população de píons ou ressonâncias, quando realizamos a reação nuclear com apenas processos binários, ou quando incluímos processos a muitos corpos. O mesmo é verificado para energias mais elevadas.

Estes resultados estão em pleno acordo com a multiplicidade de píons mostrada na Figura V-3 e com a anisotropia mostrada na Figura V-11, uma vez que o efeito da inclusão de processos a muitos corpos, além de reduzir a produção de partículas, também é contribuir para um aumento da termalização do sistema. Na Figura V-13, mostramos também a evolução temporal da população de káons. Uma vez que não consideramos no presente trabalho a absorção de káons pelo meio nuclear, a curva mostrada é monotonicamente crescente, sendo que a maior taxa de produção, derivada da curva de traços longos, acontece aproximadamente após o auge da reação. No máximo da população de ressonâncias, praticamente ainda não existe nenhum processo envolvendo káons, possivelmente por não existir energia disponível em colisões entre partículas. Káons são produzidos apenas quando a matéria nuclear manifesta um alto grau de termalização, ou seja, na fase imediatamente posterior ao auge da reação. Neste ponto, existe mais energia disponível aos componentes do *cluster*, favorecendo a produção de káons pelo fato de que, no auge da reação nuclear, os processos a muitos corpos apresentam uma maior incidência, provocando uma maior termalização do sistema nuclear. Daí, a maior sensibilidade na produção de káons que na produção de píons com relação ao processamento da colisão a N -corpos.

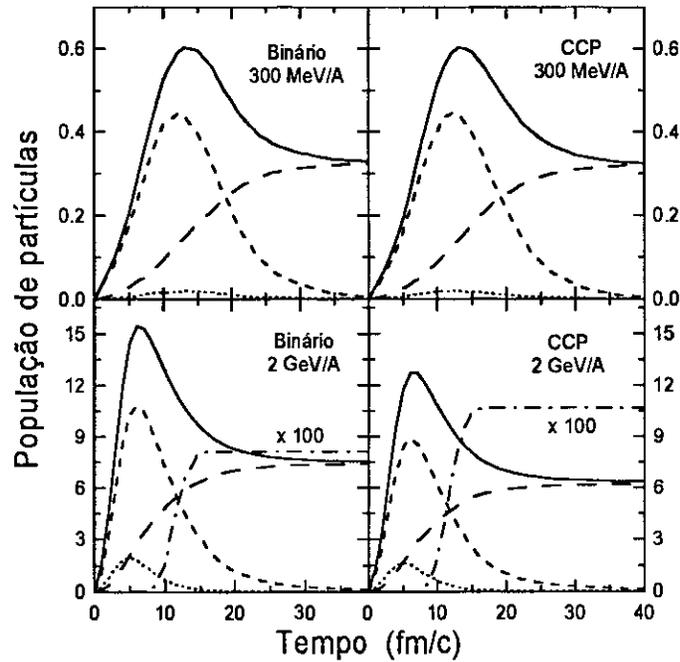


Figura V-13: Evolução temporal do número de partículas produzidas na reação nuclear relativística. Estamos considerando aqui a colisão Ca + Ca frontal a 300 MeV/A e a 2 GeV/A de energia incidente no sistema do laboratório. Na figura, as linhas pontilhadas indicam a população de N^* , enquanto as linhas tracejadas curtas e longas representam, respectivamente, as populações de Δ 's e π 's. As linhas sólidas indicam o somatório total $N_{\Delta} + N_{N^*} + N_{\pi}$. As linhas traço-ponto que aparecem a 2 GeV/A são a população de káons multiplicada por um fator 100.

V.5 Discussões finais

O critério de proximidade no espaço de fase introduzido para contemplar o princípio de exclusão de Pauli traz consigo alguns efeitos sobre a dinâmica da reação nuclear e, conseqüentemente, sobre o rendimento de partículas produzidas. Resultados para a multiplicidade de *clusters* considerando o princípio de exclusão de Pauli implementado de diferentes maneiras e sem considerá-lo mostraram-se diferentes. Esta diferença é observada quando estudamos a evolução temporal da multiplicidade de *clusters*, considerando

o princípio de Pauli introduzido no presente trabalho (veja seção 5 do capítulo IV), considerando o princípio de Pauli baseado na exclusão de colisões suaves, e sem a introdução do bloqueio de Pauli, mostrada na Figura V-14 [(a), (b) e (c), respectivamente].

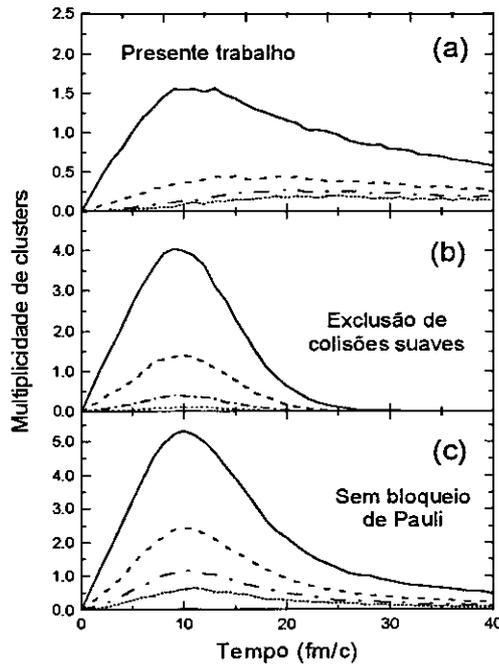


Figura V-14: Evolução temporal da multiplicidade de *clusters* considerando o princípio de exclusão de Pauli. Em (a) vemos as curvas para $M = 2$ (linha cheia), $M = 3$ (linha tracejada), $M = 4$ (linha traço-ponto) e $M = 5$ (linha pontilhada), com o princípio de exclusão de Pauli introduzido no presente trabalho. As mesmas convenções são usadas em (b), que corresponde à situação na qual colisões suaves são proibidas. Finalmente em (c) não estamos levando em conta nenhum tipo de princípio de exclusão. As curvas foram obtidas para a reação frontal Ca+Ca a 300 MeV por nucleon de energia incidente, considerando o critério CCP e o mecanismo de espaço de fase.

Sendo assim, calculamos a multiplicidade de partículas considerando ou não o bloqueio de Pauli. Os resultados obtidos mostraram-se extremamente sensíveis ao tipo de cálculo realizado, sendo que o efeito predominante do princípio de exclusão de Pauli é reduzir

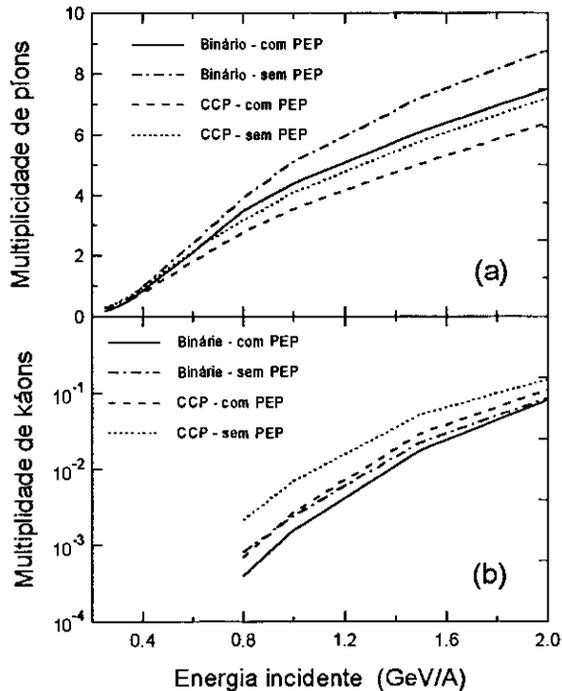


Figura V-15: Efeito de princípio de exclusão de Pauli sobre a produção de partículas. A inclusão do bloqueio de Pauli segundo a prescrição apresentada no presente trabalho conduz a uma redução considerável no rendimento de mésons em relação aos resultados obtidos quando não levamos em conta o princípio de exclusão de Pauli (PEP).

a multiplicidade de partículas produzidas, como pode ser visto na Fig. V-15, onde são mostradas as multiplicidades de píons e káons contra a energia incidente para os dois cálculos citados acima. Interpretamos estes resultados em termos da imagem de que a não inclusão do bloqueio de Pauli permite um número maior de colisões intranucleares, o que aumenta a chance de produção de partículas ao longo da dinâmica da reação nuclear.

A inclusão de colisões s N -corpos no presente modelo de cascata intranuclear envolve aspectos geométricos nas prescrições estabelecidas para sua definição e tratamento, o que consequentemente introduz uma dependência do modelo com o sistema de referência adotado para descrever a reação nuclear. Embora possamos utilizar uma descrição covariante

para sistemas em interação a baixas densidades [100, 101], este tipo de descrição não pode ser diretamente aplicado às reações de íons pesados.

Cálculos de cascata convencionais [41] utilizando processos puramente binários, devido à sua não covariância introduziram discrepâncias nos resultados obtidos em diferentes sistemas de referência que não ultrapassaram a faixa dos 5% para a produção de partículas, nesta faixa de energia. A questão da covariância do método, levando-se em conta processos puramente binários, foi aprimorada em trabalhos posteriores [56]. No presente trabalho, não tivemos a preocupação com este aspecto do ponto de vista formal, apenas verificamos qual a magnitude da não covariância do cálculo, quando colisões a muitos corpos são incluídas. Os resultados obtidos também não se manifestam muito sensíveis ao sistema de referência adotado. Esperamos que os efeitos da não-covariância sejam significativos apenas para energias mais elevadas que a faixa de energia considerada aqui. Apresentamos na Figura V-16 a multiplicidade de píons e káons obtida em nosso modelo quando colisões a muitos corpos são consideradas. Aqui apenas dois sistemas de observação foram estudados: o sistema de referência do laboratório e o sistema de referência do centro de massa dos dois núcleos em colisão. Vê-se claramente que a não-covariância do modelo perturba os resultados obtidos apenas para energias próximas a 2 GeV por nucleon para o caso da multiplicidade de píons. Ainda assim, a discrepância entre as multiplicidades obtidas no laboratório e aquelas obtidas no centro de massa dos núcleos é inferior a 2%. Já para o caso de káons não é observado nenhum efeito da não-covariância significativo, uma vez que as discrepâncias entre as duas curvas da figura V-16 está dentro da faixa de erro estatístico.

V.6 Conclusões

Ao longo dos últimos vinte anos de Física Nuclear a Altas Energias muito se tem aprendido sobre o comportamento da matéria nuclear fora da densidade de saturação. Embora novas ferramentas teóricas para o tratamento da matéria nuclear tenham sido desenvolvidas, fica evidente que no contexto de uma teoria fundamental da interação forte, a solução exata do

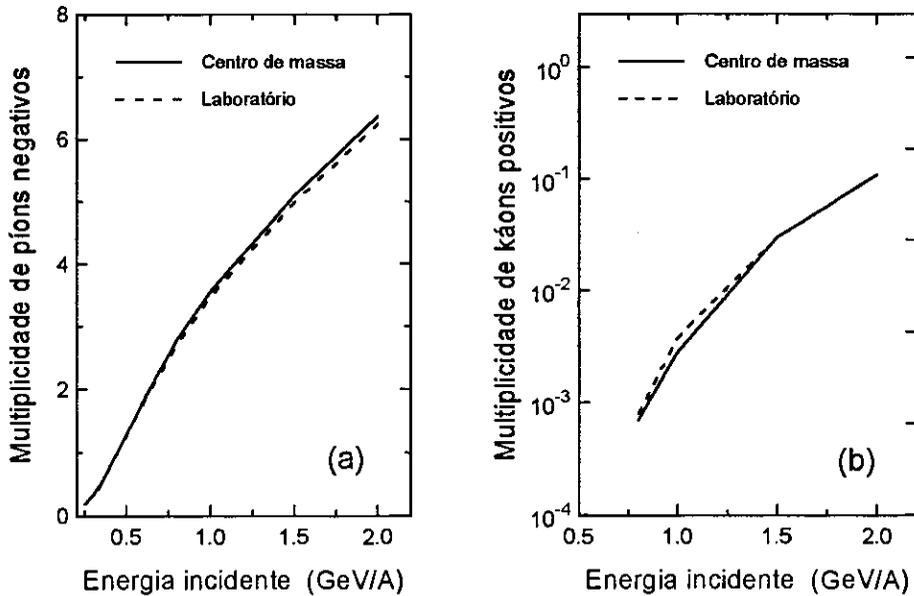


Figura V-16: Multiplicidade de píons [parte (a)] e de káons [parte (b)] para reações no laboratório e no centro de massa núcleo-núcleo. A linha contínua representa a multiplicidade de píons obtida no centro de massa. Já a linha tracejada mostra os resultados para o sistema de laboratório. A colisão é Ca + Ca central, considerando-se o critério CCP com o mecanismo de espaço de fase.

problema de muitos corpos ainda é uma tarefa inviável. Desta forma, o problema de muitos corpos passou a ser objeto de estudo intenso no contexto de teorias efetivas que consigam reproduzir alguns dados experimentais. O presente trabalho teve por objetivo não a formulação de uma teoria efetiva para a solução deste problema, e sim o estabelecimento de um modelo simulativo para a evolução temporal do sistema dinuclear durante reações de íons pesados relativísticas. O método de cascata intranuclear é um método adequado para este propósito, uma vez que todos os processos intranucleares são acompanhados passo-a-passo e todas as correlações podem explicitadas.

Neste trabalho, apresentamos alguns resultados para a frequência de ocorrência de pro-

cessos a muitos corpos, evidenciando a influência do critério escolhido para a formação de *clusters* sobre alguns observáveis. Uma vez estabelecido este critério, discutimos também a maneira pela qual as colisões a muitos corpos são processadas. Mostramos que, para os dois procedimentos adotados para a redistribuição de energia do *cluster*, as diferenças são pouco significativas para a multiplicidade de píons (Fig. V-5), contrariamente ao que acontece para a multiplicidade de káons (Fig. V-8).

A elevada frequência de processos a muitos corpos resulta em um significativo efeito sobre a multiplicidade de partículas produzidas, mostrando que a inclusão dos processos a muitos corpos no método de cascata intranuclear contribui no mesmo sentido que o efeito da ligação nuclear já estudado anteriormente[95].

O efeito dos processos a N -corpos sobre o rendimento de píons deve-se principalmente à redistribuição de energia no interior do *cluster*, independentemente do mecanismo adotado para proceder esta redistribuição de momento e energia. Devido à termalização do sistema, os píons produzidos no auge da reação são absorvidos, em vista da grande densidade atingida (veja a figura V-13). As ressonâncias produzidas também na fase de compressão são usualmente recombinadas, retornando à condição de nucleon e desaparecendo com o pión armadilhado. Desta forma, pode se dizer que com a inclusão das colisões intranucleares a muitos corpos aumentam as chances de recombinação de ressonâncias que eventualmente decairiam em píons. Este parece ser o mecanismo mais eficaz na redução do rendimento de píons para a faixa de energia em análise no presente trabalho.

Por outro lado, observamos que para káons não existem processos semelhantes. Tão logo produzidos, os káons escapam livremente, não sofrendo qualquer outro efeito das colisões a muitos corpos a não ser aquele durante a sua produção. Notamos que os káons produzidos vêm preferencialmente do auge ou dos primeiros instantes após o auge da reação (figura V-13) , quando pares de nucleons, com a redistribuição de momento e energia da colisão a N -corpos processada, adquirem energia relativa acima do limiar de produção. É por este motivo que o efeito da inclusão dos processos a muitos corpos na dinâmica da reação atua em sentido inverso para píons e káons (Veja figuras V-3 e V-7).

A maior termalização do sistema com a inclusão de processos a N -corpos reflete-se

também no espectro de prótons e píons emitidos, bem como na anisotropia em momento destes prótons. Mudanças sensíveis para estes espectros com a inclusão dos processos a muitos corpos são observadas em relação aos resultados obtidos quando consideramos apenas colisões binárias.

Outros modelos que contemplam explicitamente o campo de interação nuclear, como o modelo de BUU por exemplo, têm obtido resultados que indicam uma termalização do sistema. Entretanto, ressaltamos que estes modelos encontram sérias dificuldades conceituais quando ultrapassam a energia incidente de 1.5 GeV por nucleon.

Portanto, diante dos resultados obtidos com o presente método de cascata intranuclear a N -corpos, concluímos que a inclusão de processos a muitos corpos em modelos simulativos de reações nucleares relativísticas é imprescindível na determinação de observáveis associados a estas reações, na faixa de energia incidente entre 0.2 e 2.0 GeV por partícula. Os resultados apresentados sugerem que estes efeitos de muitos corpos manifestem-se também para energias superiores, e uma das propostas futuras é estender o presente modelo para energias incidentes de até 10 GeV por nucleon, com o intuito de inferirmos a produção de J/Ψ através de seu decaimento em diléptons (e^+e^-). Além disto, para a faixa de energia considerada aqui, diléptons têm se mostrado como uma importante ponta de prova para a equação de estado da matéria nuclear, para densidades e temperaturas presumivelmente atingidas nesta faixa de energia. Sendo assim, estamos trabalhando atualmente na inclusão de diléptons em nosso cálculo, com o duplo objetivo de estudar a equação de estado da matéria nuclear com esta importante prova eletromagnética, e analisar a produção de *charme* no método de cascata intranuclear, através da formação do méson J/Ψ ($c\bar{c}$).

Apêndice A

Distribuição de massa e meia vida de ressonâncias

O sorteio de massa e meia vida para uma dada ressonância é feito a partir de sua função distribuição, considerando-se uma probabilidade acumulada para o processo. O sorteio utiliza o método de inversão da probabilidade acumulada[105].

Para uma distribuição normalizada, $p(x)$, a probabilidade acumulada entre o valor mínimo e o valor máximo de x deve ser igual a unidade. Sendo assim escrevemos

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} p(x)dx = 1,$$

enquanto que a probabilidade acumulada de x_{min} a um valor qualquer x' deve resultar em um número compreendido entre zero e um, ou seja,

$$\int_{x_{min}}^{x'} p(x)dx = y, \quad 0 \leq y \leq 1. \quad (\text{A.1})$$

Neste caso, y é um número obtido a partir de uma distribuição uniforme. Da integração direta de $p(x)$ encontra-se a dependência funcional da grandeza procurada x com a distribuição uniforme y .

A seguir discutimos alguns da aplicação deste método dentro do presente trabalho.

A.1 Distribuição de massa de ressonâncias

Para as ressonâncias $\Delta(1232)$ e $N^*(1440)$ e $N^*(1535)$ utilizamos uma distribuição de massa segundo uma Briet-Wigner

$$p(m) = \frac{\eta \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(m - m_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (\text{A.2})$$

onde Γ e m_0 são a semi-largura e o valor mais provável para a massa da ressonância, e η é o fator de normalização no intervalo $[\bar{m}, M]$, sendo \bar{m} e M os limites inferior e superior para a massa das ressonâncias. Estes limites são obtidos a partir de considerações cinemáticas para o processo de criação da ressonância. Neste caso, o limite inferior, \bar{m} , é obtido considerando-se que a ressonância deve ter uma massa mínima igual à soma das massas das partículas produzidas a partir seu decaimento. Por sua vez, o limite superior para a massa da ressonância é estabelecido assumindo que a massa máxima seja dada pela energia disponível no centro de massa do sistema. De uma maneira geral, o maior valor de massa permitido para a Δ é obtido como

$$M = \sqrt{s} - m,$$

onde m é a massa da partícula que acompanha a produção da ressonância (por exemplo, um nucleon, no caso da produção de píons).

Retornando a expressão A.2, observamos que a integração do membro direito pode ser facilmente desenvolvida se realizarmos a substituição trigonométrica $m - m_0 = \frac{\Gamma}{2} \tan \theta$, com a diferencial $dm = \frac{\Gamma}{2} \sec^2 \theta d\theta$. Desta forma, a integral fica

$$\eta \int_{\alpha}^{\beta} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \frac{\Gamma}{2} \sec^2 \theta}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 (1 + \tan^2 \theta)} d\theta = 1,$$

resultando em

$$\eta \frac{\Gamma}{2} (\beta - \alpha) = 1.$$

ficando a constante de normalização η dada por

$$\eta = \frac{2}{\Gamma(\beta - \alpha)}. \quad (\text{A.3})$$

Os valores de β e α são obtidos a partir dos valores limites de m

$$\begin{aligned}\beta &= \arctan\left(2\frac{M - m_0}{\Gamma}\right) \\ \alpha &= \arctan\left(2\frac{\bar{m} - m_0}{\Gamma}\right) .\end{aligned}$$

Para sortearmos um valor genérico de m (m' , por exemplo), basta definirmos a probabilidade acumulada no intervalo de massa de \bar{m} a m' como

$$\eta \int_{\bar{m}}^{m'} \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(m - m_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} dm = y , \quad (\text{A.4})$$

onde y é novamente um número compreendido entre zero e um. A expressão A.4 fornece como resultado

$$\eta \frac{\Gamma}{2} (\theta - \alpha) = y ,$$

com $\theta = \arctan\left(2\frac{m' - m_0}{\Gamma}\right)$ que, resolvendo para m' , obtemos

$$m' = m_0 + \frac{\Gamma}{2} \tan\left(\frac{2y}{\eta\Gamma} + \alpha\right) , \quad (\text{A.5})$$

ou ainda

$$\begin{aligned}m' &= m_0 + \frac{\Gamma}{2} \tan\left[\frac{2y}{\eta\Gamma} + \arctan\left(2\frac{\bar{m} - m_0}{\Gamma}\right)\right] \\ &= m_0 + \frac{\Gamma}{2} \tan[y(\beta - \alpha) + \alpha] .\end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

A expressão acima fornece o valor m' para a massa da ressonância partindo de uma distribuição uniforme no intervalo $[0, 1]$ e considerando os limites cinemáticos do processo de formação da ressonância.

A.2 Instante de decaimento de ressonâncias

Para determinar o instante de decaimento de uma dada ressonância, devemos considerar inicialmente que o decaimento segue uma lei de distribuição da quantidade de ressonâncias na amostra em função do tempo

$$N = N_0 e^{-t/\tau} , \quad (\text{A.7})$$

onde τ é a vida média da ressonância e N_0 é o número de ressonâncias na amostra no instante $t = 0$. O número de ressonâncias que decaíram transcorrido um intervalo dt é obtido como a diferença de ressonâncias na amostra em $t' = t$ e $t'' = t + dt$, ou seja,

$$\Delta N = N_0 \left[e^{-t/\tau} - e^{-(t+dt)/\tau} \right] ,$$

que, para intervalos de tempo infinitesimais escreve-se.

$$dN = \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt .$$

Para garantir a normalização da densidade de probabilidade devemos integrar esta expressão para todos os possíveis instantes de tempo. Isto nos conduz a

$$\chi \int_0^{\infty} \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} dt = 1 ,$$

aqui, χ é o fator de normalização da distribuição. Resolvendo a integral encontramos $\chi = 1/N_0$, o que reduz nossa distribuição de probabilidades a

$$p(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} . \quad (\text{A.8})$$

Agora, para um instante t' qualquer, a probabilidade acumulada fica

$$\int_0^{t'} \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dt = y , \quad (\text{A.9})$$

que, ao resolvermos a integral resulta em

$$1 - e^{-t'/\tau} = y , \quad (\text{A.10})$$

e que finalmente fornece para t' o valor

$$t' = -\tau \ln(1 - y) . \quad (\text{A.11})$$

A constante τ é obtida a partir do princípio de incerteza, conhecendo-se a largura da ressonância. Escreve-se que

$$\Gamma \tau = h ,$$

Ressonância	m_0 (MeV)	Γ (MeV)	\bar{m} (MeV)	α	τ (fm/c)
Δ	1232.0	115.0	1077.0	-1.215566	1.713044
N^*	1440.0	200.0	1077.0	-1.301982	0.985000

Tabela A.1: Massas e meias vidas das ressonâncias empregadas no presente modelo.

ou ainda

$$\tau = \frac{h}{\Gamma}. \quad (\text{A.12})$$

Como trabalhamos essencialmente com as ressonâncias, Δ e $N^*(1440)$, construímos uma tabela (considerando $\hbar c = 197$ MeV fm), ilustrando os valores de m_0 , Γ , \bar{m} , α e τ para cada ressonância.

Apêndice B

Seções de choque para processos elementares

Neste apêndice, procuramos estabelecer as seções de choque associadas aos canais elementares considerados no presente trabalho. De fato, para as dezesseis partículas levadas em conta, obtemos os seguintes processos:

$$B_1 B_2 \rightarrow B_1 B_2 \quad (\text{B.1})$$

$$NN \rightarrow N\Delta \quad (\text{B.2})$$

$$N\Delta \rightarrow NN \quad (\text{B.3})$$

$$NN \rightarrow NN^* \quad (\text{B.4})$$

$$NN^* \rightarrow NN \quad (\text{B.5})$$

$$\Delta \rightarrow N\pi \quad (\text{B.6})$$

$$N^* \rightarrow N\pi \quad (\text{B.7})$$

$$N\pi \rightarrow \Delta \quad (\text{B.8})$$

$$N\pi \rightarrow N^* \quad (\text{B.9})$$

$$B_1 B_2 \rightarrow BYK \quad (\text{B.10})$$

onde B representa os bárions, N os nucleons, Δ as ressonâncias delta, N^* as ressonâncias nucleônicas 1440, Y os híperons e, K o méson k^+ . O primeiro canal (Eq. (B.1)) é o processo elástico bárion-bárion. Neste caso, temos considerado para todos os processos a mesma seção de choque de espalhamento elástico, ou seja, a seção de choque do espalhamento elástico experimental próton-próton.

A Eq. (B.2) é o canal de formação das ressonâncias Δ . A seção de choque correspondente a este processo é obtida a partir de ajustes dos dados experimentais do processo inelástico próton-próton. Neste caso, a seção de choque é escrita em termos do isospin total inicial, I , e do isospin total de dois nucleons, I' , acoplados ao pión no estado final[106]. Surgem, portanto, independentes seções de choque para o processo p - p , $\sigma_{II'}$, para cada combinação de I e I' ($II' = 10$ e 11), ou seja, podemos escrever

$$\begin{aligned} pp &\rightarrow pp\pi^0 \quad (\sigma_{11}) \\ pp &\rightarrow pn\pi^+ \quad (\sigma_{10} + \sigma_{11}) \quad , \end{aligned}$$

admitindo-se sempre que a ressonância formada é um estado intermediário do sistema de dois corpos nucleon-pión. Desta forma, a seção de choque total para a formação de deltas via processos próton-próton escreve-se

$$\sigma_{pp \rightarrow N\Delta} = \sigma_{10} + 2\sigma_{11} \quad .$$

Já para a formação de ressonâncias N^* , o único processo viável do ponto de vista de conservação do isospin total é o processo n - p , cuja seção de choque é desmembrada nos seguintes canais individuais:

$$\begin{aligned} np &\rightarrow nn\pi^+ \quad (0.5 \sigma_{01}) \\ np &\rightarrow np\pi^0 \quad (0.5 \sigma_{01}) \\ np &\rightarrow pp\pi^- \quad (0.5 \sigma_{01}) \quad , \end{aligned}$$

novamente considerando que a ressonância seja um estado intermediário do sistema N - π . Neste caso, a seção de choque total para a formação de ressonâncias N^* através do

processo nêutron-próton vale

$$\sigma_{pp \rightarrow NN^*} = \frac{3}{2} \sigma_{01} ,$$

As seções de choque de VerWest[106] intermediárias (σ_{01} , σ_{10} e σ_{11}) são parametrizadas como

$$\sigma_{II'} = \frac{\pi (\hbar c)^2}{2p^2} \alpha \left[\frac{p_r}{p_0} \right]^\beta \times \frac{m_0^2 \Gamma^2 (q/q_0)^3}{(s^* - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2} , \quad (\text{B.11})$$

onde

$$\begin{aligned} s^* &= \langle M \rangle^2 , \\ s &= 4m_N^2 + 2m_N T_L , \\ p^2 &= \frac{s}{4} - m_N^2 , \\ p_r^2(s) &= \frac{[s - (m_N - \langle M \rangle)^2] [s - (m_N + \langle M \rangle)^2]}{4s} , \\ q^2(s^*) &= \frac{[s^* - (m_N - m_\pi)^2] [s^* - (m_N + m_\pi)^2]}{4s^*} , \\ q_0 &= q(m_0^2) , \end{aligned}$$

com

$$\langle M(s) \rangle = M_0 + (\arctan Z_+ - \arctan Z_-)^{-1} \times \frac{\Gamma_0}{4} \ln \left[\frac{1 + Z_+^2}{1 + Z_-^2} \right] ,$$

sendo

$$\begin{aligned} Z_+ &= (\sqrt{s} - m_N - M_0) \frac{2}{\Gamma_0} , \\ Z_- &= (m_N + m_\pi - M_0) \frac{2}{\Gamma_0} . \end{aligned}$$

Aqui T_L é a energia cinética no laboratório da partícula incidente.

Temos considerado durante todo o cálculo das seções de choque acima os seguintes valores para as massas do nucleon e do pión:

$$\begin{aligned} m_N &= 938.9 \text{ MeV} , \quad e \\ m_\pi &= 138.0 \text{ MeV} , \end{aligned}$$

	σ^{11}	σ^{10}	σ^{01}
α	3.772	15.28	146.3
β	1.262	0	0
$m_0(\text{MeV})$	1188	1245	1472
$\Gamma(\text{MeV})$	99.02	137.4	26.49

Tabela B.1: Parâmetros para as seções de choque dependentes de isospin.

bem como os seguintes valores para os parâmetros M_0 e Γ_0 :

$$\left. \begin{array}{l} M_0 = 1220 \text{ MeV} \\ \Gamma_0 = 120 \text{ MeV} \end{array} \right\} \text{ Para } \Delta \text{ 's}$$

e

$$\left. \begin{array}{l} M_0 = 1440 \text{ MeV} \\ \Gamma_0 = 200 \text{ MeV} \end{array} \right\} \text{ Para } N^* \text{ 's}$$

Os quatro parâmetros existentes na expressão B.11 para as seções de choque dependentes de isospin e energia são mostrados na tabela B.1.

Ainda no que concerne à formação de ressonâncias delta, devido à simetria de isospin, a seção de choque do processo nêutron-nêutron, σ_{nn} , é considerada igual a σ_{pp} . Contudo, devido à decomposição dos processos nêutron-próton em estados de singleto e tripleto de isospin e devido à conservação do isospin total do sistema dinucleônico, devemos considerar apenas os estados finais de tripleto de isospin para a seção de choque inelástica nêutron-próton, σ_{np} . Isto implica então que

$$\sigma_{np} = \frac{1}{2} \sigma_{pp} .$$

Em contrapartida, os processos correspondentes à recombinação de ressonâncias têm suas seções de choque obtidas a partir da relação de balanço detalhado. Ou seja, consideramos aqui a equivalência temporal de Feynman para os processos diretos e inversos. Sendo assim, a seção de choque de um processo do tipo $cd \rightarrow ab$ está relacionada ao

processo inverso como

$$\sigma_{cd \rightarrow ab} = \chi \sigma_{ab \rightarrow cd}$$

onde χ é um fator cinemático oriundo da mudança de quadri-momento entre os processos direto e inverso. Portanto, os processos apresentados nas equações B.3 e B.5 têm suas seções de choque obtidas em termos das seções de choque dos processos $NN \rightarrow N\Delta$ e $NN \rightarrow NN^*$, respectivamente. O fator cinemático que aparece na expressão do balanço detalhado indica que ressonâncias de baixo momento relativo adquirem uma grande probabilidade de serem reabsorvidas pelo meio nuclear[41, 96].

Contrariamente aos primeiros trabalhos de Cugnon[40, 41], as ressonâncias tratadas aqui não possuem valor de massa único, isto é, no presente trabalho estamos sorteando as massas das ressonâncias a partir da distribuição de Briet-Wigner com valor mais provável $m_0 = 1232$ MeV e semi-largura $\Gamma = 115$ MeV para as ressonâncias delta, e $m_0 = 1440$ MeV e semi-largura $\Gamma = 200$ MeV para as ressonâncias N^* . Portanto, a meia vida destas ressonâncias pode ser determinada através da semi-largura da distribuição baseando-nos no princípio de incerteza de Heisenberg, isto é, considerando que, no instante de decaimento da ressonância, tenhamos uma incerteza mínima nas variáveis conjugadas energia e tempo. Escrevemos então

$$\begin{aligned} \Delta E \Delta t &= \hbar && \text{ou seja} \\ \tau &= \frac{\hbar}{\Gamma} . \end{aligned}$$

O decaimento tanto da delta quanto da ressonância nucleônica é mostrado, respectivamente, nas equações B.6 e B.7.

Káons, por sua vez, são produzidos em associação com os híperons (Λ e Σ na equação B.10), uma vez que a conservação de estranheza deve ser respeitada, pois para cada quark s devemos produzir sempre um quark \bar{s} . A escassez de dados experimentais para a formação de káons na faixa de energias intermediárias e, portanto, os ajustes destes poucos resultados experimentais para a seção de choque devem ser orientados por modelos capazes de fornecer informações a respeito da dinâmica intranuclear do sistema de muitos corpos formado numa reação de íons pesados.

Modelos baseados na troca de um bóson têm estabelecido diversas formas para a seção de choque de produção de káons na faixa de energias intermediárias, sendo que de uma maneira geral, a forma mais difundida para a seção de choque com a energia disponível no centro de massa nucleon-nucleon é a forma quártica[35, 36, 107, 108]. No contexto de nosso método de cascata intranuclear a N -corpos, vamos nos limitar apenas à parametrização de Schürmann e Zwërmann[109] para a seção de choque de interação nucleon-nucleon com formação de káons

$$\sigma_{NN \rightarrow BYK} = 0.8 [p_{\max}(\text{GeV})]^4 \text{ mb} ,$$

onde $p_{\max}^2 = \frac{1}{4s} [s - (m_N + m_\Lambda + m_k)^2] [s - (m_N + m_\Lambda - m_k)^2]$ é o máximo momento possível para o káon e m_N , m_Λ e m_k são as massas do nucleon, da lambda e do káon, respectivamente. No presente modelo não consideramos apenas nucleons envolvidos nos processos colisionais a muitos corpos. As ressonâncias Δ também estão incluídas, permitindo assim novos canais para a produção de káons. Neste ponto, seguimos a receita de Batko et al. para a seção de choque bárion-bárion[37]. É proposto que todos os canais bariônicos com produção de káons sejam escritos em termos da seção de choque nucleon-nucleon, onde o isospin total inicial é levado em consideração. Desta forma, podemos escrever a seção de choque de produção de káons para qualquer tipo de processo bárion-bárion como

$$\sigma_{BB \rightarrow BYK} = \begin{cases} \sigma_{NN \rightarrow BYK} , & \text{para processos } NN \\ \frac{3}{4} \sigma_{NN \rightarrow BYK} , & \text{para processos } NR \\ \frac{1}{2} \sigma_{NN \rightarrow BYK} , & \text{para processos } RR \end{cases} ,$$

onde N representa um nucleon e R representa uma ressonância.

Os processos de absorção de píons, representados pelas equações B.8 e B.9, são levados em conta em nosso cálculo e suas seções de choque são obtidas através de parametrizações por uma distribuição de probabilidade de formação de ressonâncias (Δ ou N^*). Ou seja, através da função de distribuição de Briet-Wigner normalizada[110], obtendo a probabilidade de formação de ressonâncias em função de sua massa. O máximo valor para a seção de choque de formação de ressonância foi estabelecido como na referência[110]. Assim, a

seção de choque de absorção de píons fica escrita como

$$\sigma_{\pi N \rightarrow \Delta} = \sigma^{\max} \frac{(\Gamma/2)^2}{(\sqrt{s} - M_{N^*}^0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{B.12})$$

sendo σ^{\max} descrito em função dos processos individuais como

$$\sigma_{\pi^- n \rightarrow \Delta^-}^{\max} = 200\text{mb}$$

$$\sigma_{\pi^0 n \rightarrow \Delta^0}^{\max} = 135\text{mb}$$

$$\sigma_{\pi^+ n \rightarrow \Delta^+}^{\max} = 70\text{mb}$$

$$\sigma_{\pi^- p \rightarrow \Delta^0}^{\max} = 70\text{mb}$$

$$\sigma_{\pi^0 p \rightarrow \Delta^+}^{\max} = 135\text{mb}$$

$$\sigma_{\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}}^{\max} = 200\text{mb}$$

Estamos desconsiderando os processos colisionais pión-ressonância.

Finalizando este apêndice, podemos afirmar que os processos citados acima são os mais importantes processos intranucleares para a faixa de energias intermediárias (0.2 a 2.0 GeV/A). Outros processos como o mecanismo de produção direta de píons em onda- s

$$NN \rightarrow NN\pi \quad (\text{B.13})$$

não foi considerado porque a seção de choque experimental correspondente assume valores que são algumas ordens de grandeza inferiores ao processo de menor seção de choque contemplado aqui (os processos de formação de káons).

Bibliografia

- [1] Yi-Jin Shi and W.A. Swiatecki, *Phys. Rev. Lett* **54** (1985) 300; Yi-Jin Shi and W.A. Swiatecki, *Nucl. Phys. A* **464** (1987) 205.
- [2] D. N. Poenaru, M. Ivascu, D. Mazuilu, *Comp. Phys. Commun.* **19**, 205 (1980); D. N. Poenaru, W. Greiner, M. Ivascu, D. Mazilu, I. H. Plonski, *Z. Phys. A-Atom Nuclei* **325**, 435 (1986).
- [3] D.N. Poenaru, W. Greiner e E. Hourani, *Phys. Rev.* **C51** (1995) 594.
- [4] M. Gonçalves e S.B. Duarte, *Phys. Rev* **C48** (1993) 2409.
- [5] S.B. Duarte e M. Gonçalves, *Phys. Rev C.* **53** (1996) 2309.
- [6] S. Nagamiya et. al., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 602; S. Nagamiya e M. Gyulassy, in *Advances in Nuclear Physics*, Volume 13 (Plenum, New York, 1984) p.201.
- [7] R. Stock et. al., *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1236.
- [8] H. Stöcker, M. Gyulassy e J. Boguta, *Phys. Lett.* **B103** (1981) 203; H. Stöcker e W. Greiner, *Phys. Rep.* **137** (1986) 277.
- [9] B. Shuermann, W. Zuermann e R. Malfiet, *Phys. Rep.* **147** (1987) 1.
- [10] G.F. Bertsch e S. Das Gupta, *Phys. Rep.* **160** (1988) 189.
- [11] E. Baron, J. Cooperstein and S. Kahana, *Nucl. Phys. A* **440** (1985) 744.
- [12] M. Nauenberg and G. Chapline, *J. Astrophys.* **179** (1973) 277.

- [13] S. Pal, Nucl. Phys. **A594** (1995) 156.
- [14] A. Santiago, Tese de doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1996.
- [15] H.A. Gustavson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik e H. Wieman, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590;
- [16] H.A. Gustavson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik e H. Wieman, Phys. . Lett. **B142** (1984) 141;
- [17] R. Enfordt, D. Schall, R. Bock, R. Brockman, J.W. Harris, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Bangert, W. Rauch, G. Odyniec, H.G. Pugh and S. Schröder, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 763;
- [18] H.W. Barz, B.L. Friman, J. Knoll e H. Schulz, Nucl. Phys. **24B** (Proc. Suppl.) (1991) 211.
- [19] J. Rafelski e R. Hagedorn, em *Statistical mechanics of quarks and hadrons*, ed. H. Satz (Norh Holland, Amsterdam, 1981).
- [20] P. Koch, B. Müller e J. Rafelski, Phys. Rep. **C142** (1986) 167.
- [21] J. Kapusta e A. Mekjian, Phys. Rev. **D33** (1986) 1304.
- [22] T. Matsui, B. Svetitsky e L. McLerran, Phys. Rev. **D34** (1986) 2047.
- [23] K. Kajantie, M. Kataja e P.V. Ruuskanen, Phys. Lett. **179B** (1986) 153.
- [24] J. Schaffner, H. Stöcker e C. Greiner, Nucl. Phys. **24B** (Proc. Suppl.) (1991) 246.
- [25] C. Greiner, J. Schaffner e H. Stöcker, Nucl. Phys. **24B** (Proc. Suppl.) (1991) 239.
- [26] C. Greiner, D.H. Rischke, P. Koch e H. Stöcker, Phys. Rev. **D38** (1988) 2797.
- [27] J. Aichelin e G.F. Bertsch, Phys. Rev. **C31** (1985) 1730.

- [28] H. Kruse, B.V. Jacak e H. Stöcker, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 289.
- [29] H. Kruse, B.V. Jacak, J.J. Molitoris, G.D. Westfall e H. Stöcker, *Phys. Rev.* **C31** (1985) 1770.
- [30] J. Aichelin, A. Rosenhauer, G. Peilert, H. Stöcker e W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1926.
- [31] W. Bauer, *Nucl. Phys.* **A471** (1987) 607.
- [32] T.S. Biró, K. Niita, A. L. de Paoli, W. Bauer, W. Cassing e U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A471** (1987) 604.
- [33] C.M. Ko e Q. Li, *Phys. Rev.* **C37** (1988) 2270.
- [34] B. Blätel, V. Koch, W. Cassing e U. Mosel, *Phys. Rev.* **C38** (1988) 1767; B. Blätel, V. Koch, K. Weber, W. Cassing e U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A495** (1989) 381c.
- [35] J. Randrup e C. M. Ko, *Nucl. Phys.* **A343** (1980) 519.
- [36] J. Randrup e C. M. Ko, *Nucl. Phys.* **A411** (1983) 537.
- [37] G. Batko, J. Randrup e T. Vetter, *Nucl. Phys.* **A536** (1992) 782 e referências lá contidas.
- [38] G. Batko, J. Randrup e T. Vetter, *Nucl. Phys.* **A546** (1992) 761.
- [39] R.A. Krauss et. al, *Phys. Rev.* **C46** (1992) 655.
- [40] J. Cugnon, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 1885.
- [41] J. Cugnon, T. Mizutani e J. Vandermeulen, *Nuc. Phys.* **A352** (1981) 505.
- [42] J. Cugnon, D. Kinetic e J. Vandermeulen, *Nuc. Phys.* **A379** (1982) 553.
- [43] S.H. Kahana, Y. Pang, T. Schlagel e C.B. Dover, *Phys. Rev.* **C47** (1993) R1356.

- [44] M. Alford, W. Dimm, G.P. Lepage, G. Hockney e P.B. Mackenzie, *Phys. Lett.* **B361** (1995) 87.
- [45] C. Hartnack, J. Aichelin, H. Stöcker e W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3767.
- [46] Q. Li, Q. Wu e C.M. Ko, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 849.
- [47] C. Hartnack, J. Jaenicke, L. Sehn, H. Stöcker e J. Aichelin, *Nuc. Phys.* **A580** (1994) 643.
- [48] G.Q.Li e C.M.Ko, *Phys. Lett.* **B349** (1995) 405.
- [49] E. Lehmann, K. Puri, A. Fässler, G. Batko e S.W. Huang, *Phys. Rev.* **C51** (1995) 2113; G.Q. Li e C.M. Ko, *Phys. Lett.* **B349** (1995) 405.
- [50] R. Mattuck, *A Guide to Feynman Diagrams in the Many-body Problem*, 2a. Edição, Dover Publications INC, 1992.
- [51] J.D. Bjorken e S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, 1964.
- [52] J.J.R. Aitchison e A.J. Hey, *Gauges Theories and Particle Physics*, Institute of Physics Publishing, 2a. Edição, 1989.
- [53] M. Goncalves, E.L. Medeiros e S.B. Duarte. Submetido à publicação em *Phys. Rev C*.
- [54] S.B. Duarte, Tese de doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1982.
- [55] T. Kodama, S.B. Duarte, K.C. Chung e R.A.M.S. Nazareth, *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 536.
- [56] T. Kodama, S. B. Duarte, K. C. Chung, R. Donangelo e R. M. A. S. Nazareth, *Phys. Rev.* **C29** (1984) 2146.
- [57] A.A. Amsdem, G.F.Bertsch, F.H. Harlow e J.R. Nix, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 905.

- [58] A.A. Amsdem, A.S. Goldhaber, F.H. Harlow e J.R. Nix, *Phys. Rev.* **C17** (1978) 2080.
- [59] A.R. Bodmer, e C.N. Panos, *Phys. Rev.* **C15** (1977) 1342.
- [60] J.D. Stevenson, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1702.
- [61] S.E. Koonin, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 680.
- [62] R.L. Hatch e S.E. Koonin, *Phys. Lett.* **B81** (1979) 1.
- [63] J. Hüfner e J. Knoll, *Nucl. Phys.* **A290** (1977) 460.
- [64] W.D. Myers, *Nucl. Phys.* **A296** (1978) 177.
- [65] R. Serber, *Phys. Rev.* **72** (1947) 1114.
- [66] J.P Bondorf, H.T. Feldmeier, S. Garpman e E.C. Halbert, *Phys. Lett.* **B65** (1976) 217; J.P Bondorf, P.J. Siemens, S. Garpman e E.C. Halbert, *Z. Phys.* **A279** (1976) 385.
- [67] R.K. Smith e M. Danos, *Proc. Top. Conf. on Heavy Ion Coll., Fall Creek Falls, ONRL-rep CONF-770602* (1977) 363.
- [68] E. A. Uehling e G.E. Uhlenbeck, *Phys. Rev.* **43** (1933) 552.
- [69] G.F. Bertsch, H. Kruse e S. Das Gupta, *Phys. Rev.* **C29** (1984) 673.
- [70] H. Kruse, B.V. Jacak e H. Stöcker, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 289.
- [71] L.W. Nordhein, *Proc. R. Soc. London Ser.* **A119** (1928) 689.
- [72] C. Gregoire, B. Renaud, F. Sébille, L. Vinet e Y. Raffray, *Nucl. Phys.* **A465** (1987) 317.
- [73] W. Cassing, K. Niita e S.J. Wang, *Z. Phys.* **A331** (1988) 439.

- [74] R. Balian, *Du microscopique au macroscopique*, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 1982.
- [75] K. Niita, W. Cassing e U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A504** (1989) 391.
- [76] C. Mahaux e R. Sartor, *Nucl. Phys.* **A481** (1988) 381.
- [77] V. Koch, U. Mosel, T. Reitz, C. Jung e K. Niita, *Phys. Lett.* **B206** (1988) 395.
- [78] A. Ainsworth, E. Baron, G.E. Brown, J. Cooperstein e M. Prakash, *Nucl. Phys.* **A464** (1987) 740.
- [79] C. Gale, G.F. Bertsch e S. Das Gupta, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 1666.
- [80] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 233.
- [81] C.Y. Wong, *Phys. Rev.* **C25** (1982) 1461.
- [82] G.F. Bertsch e Das Gupta, *Phys. Rep.* **160** (1988) 189.
- [83] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel e K. Niita, *Phys. Rep.* **188** (1990) 363.
- [84] T. Vetter, T.S. Biró e U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A581** (1995) 598.
- [85] T. Maruyama, B. Blätel, W. Cassing, A. Lang e U. Mosel, *Phys. Lett.* **B297** (1992) 228.
- [86] J. Aichelin e H. Stöcker, *Phys. Lett.* **B176** (1986) 14.
- [87] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller e G. Friedlander, *Phys. Rev* **110** (1958) 185.
- [88] M. Cahay, J. Cugnon e J. Vandermeulen, *Nucl. Phys.* **A411** (1983) 524.
- [89] J. Cugnon e D. L.Hote, *Phys. Lett.* **B149** (1984) 35.
- [90] Y. Yariv e Z. Fränkel, *Phys. Rev.* **C20** (1979) 2227.

- [91] Y. Yariv e Z. Fränkel, Phys. Rev. **C24** (1981) 488.
- [92] Y. Kitazoe, M. Sano, Y. Yamamura, H. Furutani e K. Yamamoto, Phys. Rev. **C29** (1984) 828.
- [93] Y. Kitazoe, M. Gyulassy, P. Danielewicz, H. Toki, Y. Yamamura e M. Sano, Phys. Lett. **B138** (1984) 341.
- [94] J.W. Harris et. al, Phys. Lett. **B153** (1985) 377.
- [95] E.L. Medeiros, S.B. Duarte e T. Kodama, Phys. Lett. **B203** (1988) 205.
- [96] E. L. Medeiros, Tese de doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 1989.
- [97] A. Gavron e Y. Yariv, Phys. Rev. **C41** (1990) 2442.
- [98] Y. Pang, T.J. Schlagel e S.H. Kahana, Nucl. Phys. **A544** (1992) 435c; Y. Pang, T.J. Sclabel e S.H. Kahana, Phys. Rev. Lett. **B68** (1992) 2743.
- [99] R. Folman, A. Shor. Nucl. Phys. **A568** (1994) 917.
- [100] A. Bonasera e F. Gulminelli, Phys. Lett. **B259** (1991) 399.
- [101] A. Bonasera, F. Gulminelli e J. Molitoris, Phys. Rev. **C243** (1994) 1.
- [102] E. Bycling e K. Kajantie, Particle Kinematics, London, John Wiley and Sons, 1972.
- [103] J. Randrup, Comp. Phys. Comm. **59** (1990) 439.
- [104] Particle Data Group, *NN* and *ND* Interactions (above 0.5 GeV/c). A compilation (Report No. UCRL-2000 *NN*, 1970); G.J. Igo, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 523.
- [105] Numerical Recieps. **COMPLETAR!**
- [106] B.J. VerWest e R.A. Arndt, Phys. Rev. **C25** (1982) 1979.
- [107] J.Q. Wu e C.M. Ko, Nucl. Phys. **A499** (1989) 810.

- [108] J. Cugnon e R. M. Lombard, *Phys. Lett.* **B134** (1984) 392.
- [109] B. Schürmann e W. Zwermann, *Phys. Lett.* **B183** (1987) 31.
- [110] G. Wolf, G. Batko, W. Cassing, U. Mosel, K. Niita e M. Schäfer, *Nucl. Phys.* **A517** (1990) 615.
- [111] A. Ströbele et. al., *Proceedings da IV International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, Rio de Janeiro, 1995.
- [112] S.R.A. Souza, *Etude Dynamique du phenomene de multifragmentation nucleaire*, Tese de doutorado, Universite de Paris-Sud, Centre d 'Orsay, 1994.
- [113] J. Randrup, C. Dorso e S.B. Duarte, *Le Journal de Physique*, Colloque **C2**, supplement **6**, 1987; C. Dorso, S.B. Duarte e J. Randrup, *Phys. Lett.* **B188** (1987) 287.
- [114] R. Donangelo e S.R. Souza, *Phys. Rev.* **C52** (1995) 326.
- [115] B.D. Serot e J.D. Walecka, *Advances in Nuclear Physics*, Volume 17, Editado por J.W. Negele e E. Vogt, Plenum Press, New York-London.

**“EFEITOS DE COLISÕES A MUITOS CORPOS NA PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS EM REAÇÕES
NUCLEARES RELATIVÍSTICAS”**

MARCELLO GOMES GONÇALVES

Tese de Doutorado apresentada no centro
Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho
Nacional de desenvolvimento Científico e
Tecnológico, fazendo parte da Banca
Examinadora od seguintes Professores:

Sérgio José Barbosa Duarte – Presidente

Emil de Lima Medeiros

Emerson José Veloso de Passos

Rui Albero Mira dos Santos Nazareth

Ana Maria Freire Endler

Ronald Cintra Shellard

Rio de Janeiro, 17 de Dezembro de 1996