Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Escalas Temporais para Reações entre Íons-Pesados Leves

SBI-IFUSP

305M810T3356

Nelson Carlin Filho

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Livre-Docente

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex 1
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
3356
INSTITUTO DE FÍSICA

1999

À Cely e a meus pais

Agradecimentos

A realização deste trabalho, em seus vários estágios, contou com a valiosa colaboração de várias pessoas em diferentes graus e situações. Para não incorrer em eventuais esquecimentos injustos, procurarei ser relativamente sucinto no que se refere à menção de nomes.

Gostaria de agradecer a todos os componentes do Grupo de Íons-Pesados Leves, pelo apoio, amizade e contribuição em todas as fases deste trabalho: Ao Alex, Eloísa e Nemi, que sempre se mostraram presentes. A Alexandre e Márcia, um agradecimento especial pela importante ajuda na confecção deste trabalho e pelos bons anos de convivência. Ao Walter, Edison, Francisco, Ricardo e Alexander, meu obrigado pela ajuda e por tornarem as coisas mais fáceis, sendo bons estudantes.

Meus agradecimentos também a todo o pessoal do corpo técnico, computação e secretaria, além de outros docentes, estudantes e funcionários, que deram também sua contribuição de várias formas.

À Cely, agradeço pelo constante apoio, compreensão, amizade e amor e a meus pais pelo amor e incentivo.

Finalmente, agradeço à Fapesp e ao CNPq pelo apoio financeiro que permitiu o desenvolvimento de boa parte da infra-estrutura experimental utilizada.

Resumo

Com o objetivo de contribuir para um melhor entendimento da dinâmica de reações nucleares, foram determinadas escalas temporais para sistemas envolvendo íons-pesados leves, através de duas técnicas distintas (flutuações estatísticas e correlações a pequenos momentos relativos), sensíveis a diferentes estágios da evolução temporal.

Para a técnica de flutuações estatísticas, foram realizadas medidas de seções de choque para processos onde ocorre a emissão binária de fragmentos complexos, utilizando técnicas de coincidência cinemática, para o sistema ^{16}O + ^{10}B no intervalo de 22 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 24.5 MeV com $\delta E_{C.M.} \sim$ 20 keV e 17 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 25 MeV com $\delta E_{C.M.} \sim$ 190 keV e para o sistema ^{19}F + ^{12}C em 22 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 24.5 MeV com $\delta E_{C.M.} \sim$ 20 keV. As funções de excitação obtidas apresentam fortes flutuações. As larguras médias destas flutuações foram obtidas através da análise das funções de correlação em energia. Para o sistema ^{16}O + ^{10}B foram obtidas larguras da ordem de 25 keV e 350 keV. Para o sistema ^{19}F + ^{12}C obteve-se larguras da ordem de 40 keV. As larguras menores mostram que o tempo de vida do sistema intermediário, da ordem de 2×10^{-20} s, é muito superior ao seu tempo de rotação, condizente com o previsto para um mecanismo de fusão-fissão. A largura maior obtida para o sistema ^{16}O + ^{10}B mostra que o tempo de vida do sistema intermediário é levemente superior ao tempo de revolução do mesmo, sugerindo que o mecanismo responsável por estas flutuações seja o *orbiting* nuclear. Foram feitas comparações com modelos onde há a formação de núcleo composto e *orbiting* nuclear e os resultados obtidos são consistentes com os dados experimentais.

As medidas de correlações a pequenos momentos relativos foram realizadas para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{16}O + ^{12}C$, nas energias de bombardeio de 62.5 e 64 MeV respectivamente. As correlações foram construídas para várias combinações de pares de partículas leves e pesadas, as quais podem refletir a presença de diferentes mecanismos de reação, tais como decaimento seqüencial do núcleo composto, fusão-fissão e transferência.

Os resultados foram obtidos com base em um programa, o qual através do método Monte Carlo, simula a emissão das partículas e constrói as trajetórias Coulombianas seguidas pelas mesmas e pelo núcleo residual, sendo a escala temporal, um parâmetro a ser ajustado.

As escalas temporais foram determinadas a partir de uma análise utilizando, além das correlações, espectros de coincidência para a diferença entre os módulos das velocidades das partículas. A forma destes espectros é sensível à ordem de emissão das partículas. No caso da presença de diferentes ordens de emissão, as quais podem estar associadas a diferentes processos, pode-se extrair, além da escala temporal, as frações correspondentes às ordens de emissão.

Para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 62.5 MeV são apresentadas as correlações p-α, d-α, p-p e α-C. Para o sistema $^{16}O + ^{12}C$ na energia de 64 MeV são apresentadas as correlações p-α, d-α, p-p e p-C. Os resultados em termos de escalas temporais para os dois sistemas foram consistentes. Constatou-se a presença dominante da contribuição do decaimento de um núcleo composto para as correlações entre partículas leves. Para correlações envolvendo partículas pesadas, as escalas temporais maiores obtidas podem sugerir a presença dos processos de fusão-fissão e transferência.

Abstract

Binary decay cross section measurements have been performed for the systems $^{16}O + ^{10}B$ at 22 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 24.5 MeV ($\delta E_{C.M.}$ ~ 20 keV) and 17 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 25 MeV ($\delta E_{C.M.}$ ~ 190 keV) and for the system $^{19}F + ^{12}C$ at 22 MeV $\leq E_{C.M.} \leq$ 24.5 MeV ($\delta E_{C.M.}$ ~ 20 keV). The binary fragments were identified by the kinematic coincidence technique. The excitation functions for these systems show strong fluctuations and their average widths were obtained through the analysis of energy correlation functions. The small widths observed for the $^{16}O + ^{10}B$ (about 20 keV) and $^{19}F + ^{12}C$ (about 40 keV) systems, correspond to an intermediate system time scale of about 2×10^{-20} s which is larger than its revolution time. These features suggest the presence of the fusion-fission mechanism. For the $^{16}O + ^{10}B$ system, larger widths (about 350 keV) were also observed which are related to a faster process. These aspects are expected for a process where the time scale is comparable to the intermediate system revolution time, like an orbiting mechanism. Theoretical predictions for fusion-fission and orbiting mechanisms were compared to the experimental results and a good agreement was observed.

The measurements of correlations at small relative momenta were performed for the $^{16}O + ^{10}B$ and $^{16}O + ^{12}C$ at the bombarding energies of 62.5 and 64 MeV respectively. The correlations were constructed for several combinations of light and heavy particles pairs, which might characterize the presence of different processes, such as compound nucleus decay, fusion-fission and transfer.

The results were obtained through simulations generated by a Monte Carlo code which takes into account the particles emission and their trajectories, as well

as the residual nucleus trajectory. The time scales are used as a free parameter, in order to fit the experimental data.

The time scales and emission orders were determined through the analysis of the experimental velocity difference spectra and the experimental correlations.

For the ^{16}O + ^{10}B system at 62.5 MeV, p-α, d-α, p-p and α-C correlations are presented. For the ^{16}O + ^{12}C system at 64 MeV, p-α, d-α, p-p and p-C correlations are presented.

The time scales for the two systems were consistent and it was verified that the correlations involving light particles are associated to the compound nucleus decay. The correlations involving light and heavy particles show in general longer time scales which could be associated to the fusion-fission and transfer processes.

Índice

Agradecimentos ____ *III*

Resumo ____ *V*

Abstract ____ *VII*

Índice ____ *IX*

Introdução ____ *1*

Capítulo 1: Dinâmica de reações entre íons-pesados leves: mecanismos e sua competição ____ *7*

1.1 Introdução ____ 7

1.2 O processo de fusão-fissão ____ 9

1.2.1 A formação do núcleo composto ____ 12

1.2.2 O decaimento do núcleo composto ____ 13

1.2.2.1 $\Gamma_{\text{fissão}}$ ____ 15

1.3 O mecanismo de "orbiting" nuclear ____ 20

1.4 Número de canais abertos ____ 25

Capítulo 2: Determinação de escalas temporais: principais técnicas ____ *29*

2.1 Introdução ____ 29

2.2 Multiplicidade de partículas leves carregadas, nêutrons e raios gama ____ 31

2.2.1 O processo de desexcitação ____ 33

2.2.1.1 A viscosidade nuclear ____ 34

2.2.2 Obtenção das escalas temporais ____ 38

2.2.3 Métodos experimentais ____ 40

2.3 "Crystal Blocking" ____ 45

2.3.1 A técnica e os arranjos experimentais ____ 47

2.3.2 Determinação de escalas temporais ____ 50

2.4 Flutuações estatísticas ____ 53

2.4.1 Núcleo composto - Teoria de Ericson ____ 55

2.4.2 Correlação entre momentos angulares - o Modelo de Kun ____ 61

2.4.3 Escalas temporais ____ 69

2.5 Correlações a pequenos momentos relativos ____ 69

2.5.1 O efeito HBT ____ 70

2.5.2 Aplicação do efeito HBT na Física Nuclear ____ 77

2.5.2.1 Interações no estado final ____ 82

2.5.3 Escalas temporais ____ 86

Capítulo 3: Infra-estrutura experimental ____ *89*

3.1 Introdução ____ **89**

3.2 A câmara de espalhamento ____ **91**

3.3 Os telescópios triplos ____ **93**

3.4 Os detetores multifilares sensíveis à posição ____ **96**

3.5 Os detetores de fluoreto de bário ____ **102**

3.6 Os detetores de nêutrons ____ **103**

Capítulo 4: Escalas temporais: medidas de flutuações estatísticas ____ *109*

4.1 Introdução ____ **109**

4.2 Parte experimental ____ **110**

4.3 Redução dos dados ____ **114**

4.3.1 Obtenção das funções de excitação ____ 115

4.3.1.1 Funções de excitação para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 121

4.3.1.2 Funções de excitação para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ ____ 124

4.4 Análise dos dados e resultados ____ **125**

4.4.1 As funções de correlação em energia ____ 125

4.4.1.1 Funções de correlação para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 128

4.4.1.2 Funções de correlação para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ ____ 130

4.4.2 Obtenção das larguras de decaimento ____ 132

4.4.2.1 Larguras corrigidas para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 133

4.4.2.2 Larguras corrigidas para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ ____ 137

4.4.2.3 Estruturas nas funções de correlação ____ 139

4.4.3 Estimativa da razão entre as seções de choque dos processos lento e rápido para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 141

4.4.4 Distribuições angulares ____ 143

4.4.4.1 Distribuições angulares para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 144

4.4.4.2 Distribuições angulares para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ ____ 147

4.4.5 Escalas temporais - mecanismos de reação: núcleo composto ou "orbiting" ? ____ 150

Capítulo 5: Escalas temporais: medidas de correlações a pequenos momentos relativos ____ *157*

5.1 Introdução ____ **157**

5.2 Parte experimental ____ **158**

5.3 Redução dos dados ____ **159**

5.3.1 As funções de correlação ____ 161

5.4 Análise dos dados e resultados ____ **163**

5.4.1 O programa MENEKA ____ 165

5.4.2 Escalas temporais ____ 168

5.4.2.1 Escalas temporais: sistema $^{16}O + ^{10}B$ ____ 172

5.4.2.2 Escalas temporais: sistema $^{16}O + ^{12}C$ ____ 188

5.4.2.3 Algumas considerações ____ 197

Capítulo 6: Comentários finais e conclusões ____ *199*

Introdução

Na Física Nuclear, o conhecimento continua sendo ampliado em diversos aspectos, à medida que se utiliza projéteis com energias cada vez mais elevadas e equipamentos cada vez mais sofisticados. Em energias intermediárias, efeitos estatísticos e hidrodinâmicos vem sendo observados e muito se tem investido no entendimento da multifragmentação e transição de fase nuclear [Poc95, Ago96]. A utilização de feixes radioativos vem também permitindo a obtenção de importantes informações a respeito de núcleos afastados da linha de estabilidade, inclusive também em baixas energias. Novos fenômenos, como núcleos apresentando halos ou peles, alterações no modelo de camadas em termos do aparecimento de novas camadas fechadas e núcleos de interesse astrofísico, podem ser estudados [Sig97]. Em energias relativísticas, as atenções estão se voltando para a possível produção de um plasma de quarks e glúons, o qual só teria existido nos primeiros instantes do Universo[Ada94].

Apesar de todos os avanços, o estudo de reações nucleares envolvendo feixes estáveis em baixas energias, apresenta ainda muitos atrativos e vários problemas em aberto necessitando de uma melhor compreensão. Neste caso, o investimento em equipamentos de ponta, tais como detetores 4π para partículas carregadas, raios gama e nêutrons, também tem ocorrido e vem contribuindo para a obtenção de informações mais completas a respeito dos diferentes processos e da estrutura nuclear[Pea94].

Atualmente, é bem sabido que em energias de bombardeio não muito superiores à barreira Coulombiana de interação, as colisões nucleares são dominadas essencialmente por efeitos de campo médio. As colisões correspondentes a pequenos parâmetros de impacto são associadas à fusão

completa entre projétil e alvo, ou seja, a formação de um núcleo composto e seu decaimento através de partículas e emissão de raios gama. À medida que se aumenta o parâmetro de impacto, os processos quasi-elásticos e muito inelásticos, bem como as reações diretas, começam a apresentar contribuições significativas.

De uma forma geral, pode-se dizer que nas colisões nucleares registra-se no canal de saída, uma variedade de produtos cujas características estão associadas a uma complicada relação entre efeitos geométricos e dinâmicos e à estrutura nuclear dos participantes, exigindo assim, uma complexidade cada vez maior dos equipamentos experimentais utilizados para se obter informações mais completas a respeito dos processos envolvidos. Além disso, as colisões entre íons pesados são caracterizadas por fragmentos de grande massa, bem como uma quantidade considerável de energia e momento angular na interação. Uma descrição puramente quântica pode ser então muitas vezes complicada, senão impossível, de modo que nessas situações, passa-se a fazer uso de descrições ou aproximações semi-clássicas, assim como descrições que exploram as características estatísticas ou hidrodinâmicas dos sistemas. Este tipo de abordagem tem se traduzido em vários modelos às vezes simples e bem sucedidos. Nas colisões entre núcleos leves, a influência da estrutura na competição entre os vários canais abertos de reação torna-se mais significativa e as dificuldades experimentais aumentam no que se refere à identificação dos diferentes mecanismos.

No estudo da dinâmica de reações nucleares, a identificação e separação das contribuições dos diversos mecanismos e sua competição tem sido objeto de vários esforços nos últimos anos. Para sistemas mais pesados, medidas de distribuições angulares, correlações angulares e, em alguns casos, até mesmo os espectros *singles*, são em vários casos suficientes para uma identificação adequada de mecanismos[Sch84]. A técnica que permite a determinação da distribuição de barreiras tem também contribuído significativamente para um melhor entendimento da dinâmica das interações nucleares, em particular no caso do processo de fusão [Row98]. Estas distribuições estão associadas aos vários

acoplamentos que levam à fusão nuclear, inclusive o canal de transferência de nêutrons, importante em energias subcoulombianas. A fissão induzida por íons pesados tem sido também extensivamente estudada, especialmente o processo de fusão-fissão, o qual tem sido descrito com sucesso pelo modelo de estados de transição relacionados ao ponto de sela [Van73].

Já há alguns anos, temos nos dedicado ao estudo da dinâmica de reações nucleares envolvendo íons-pesados leves no Laboratório Pelletron. Vários estudos tem mostrado que quando núcleos mais leves estão envolvidos, a probabilidade de fusão é diminuída, o que equivaleria a um aumento da barreira de fusão e decréscimo do raio correspondente [Fan93]. Esta mudança de comportamento em relação ao esperado de acordo com análise de sistemáticas, ocorre no caso de núcleos para os quais a energia de ligação por núcleon ainda não atingiu o valor limite de aproximadamente 8 MeV. As flutuações observadas no raio da barreira e no máximo valor da seção de choque de fusão, são usualmente atribuídos a efeitos ligados à estrutura dos núcleos. Esse comportamento pode também ser associado à abertura de canais diretos, entre os quais o canal de *breakup*. Foi observado que núcleos que possuem um baixo valor de energia de separação para um núcleon ou aglomerado, apresentam uma baixa probabilidade de sobrevivência quando existe a tendência de fundir, acarretando uma inibição do canal de fusão. A boa compreensão desse fenômeno é muito importante, principalmente sob o ponto de vista da astrofísica, onde núcleos exóticos com estruturas fracamente ligadas e com energias cinéticas relativamente baixas estão envolvidos[Tak97].

A ocorrência de processos binários fortemente amortecidos vem sendo também estudada nas colisões envolvendo íons leves e tem gerado controvérsias a respeito do mecanismo associado à emissão de fragmentos complexos. As características observadas podem ser relacionadas tanto a mecanismos de *orbiting* dinuclear quanto à formação de um núcleo composto seguida de fissão. Esses processos apresentam características semelhantes quanto a valores mais prováveis de Q e distribuição de massa dos fragmentos emitidos, além de se observar um aumento na seção de choque para ângulos traseiros, levando a

distribuições angulares $d\sigma/d\theta$ isotrópicas em relação ao referencial de centro de massa, as quais sugerem a formação de um sistema que apresenta um tempo relativamente longo para o subsequente decaimento[Mei94]. O mecanismo de *orbiting* corresponde a um processo direto, onde os dois núcleos interagem por um tempo longo, formando um estado intermediário dinuclear em rotação, guardando portanto a memória do canal de entrada [Shi88]. Por outro lado, se um núcleo composto é formado, seu decaimento é independente do modo de formação[Hau72]. Pode-se portanto, efetuar uma distinção entre esses processos através da análise da dependência da seção de choque com o canal de entrada, assim como pela análise do número de canais abertos para decaimento [Bec93]. De uma forma geral, tem-se observado que sistemas nucleares que apresentam o processo de *orbiting* possuem estruturas múltiplas de partículas alfa. No caso dos processos de fusão-fissão e *orbiting*, a distinção através das distribuições angulares, a partir das quais uma escala temporal pode ser inferida[Gel78], não é mais possível, já que para ambos os casos as seções de choque $d\sigma/d\theta$ são isotrópicas no referencial do centro de massa, fornecendo uma seção de choque diferencial que é proporcional a $1 / \text{sen}\theta_{cm}$.

A distinção entre os diversos mecanismos pode ser auxiliada se for possível acessar a evolução temporal dos sistemas, já que os diferentes processos possuem, em princípio, tempos característicos de evolução. Várias técnicas existem as quais permitem a obtenção da escala temporal [Hil92], cada uma com suas peculiaridades em termos de aplicação, no que se refere a tipo de sistema, região de energia de bombardeio, intervalo de tempo, estágio da evolução do sistema a que é sensível, etc.. Em geral, com as diversas técnicas disponíveis, pode-se obter escalas temporais que variam de 10^{-21} a 10^{-17} s.

Com o objetivo de elucidar as dúvidas ainda existentes no que se refere à identificação de mecanismos em reações envolvendo íons-pesados leves, neste trabalho determinou-se escalas temporais para os principais processos presentes, a partir das técnicas que compreendem medidas de flutuações estatísticas e de correlações a pequenos momentos relativos. É interessante frisar que estas técnicas podem ser consideradas como complementares, pois apesar

de fornecerem resultados aceitáveis na faixa de tempo da ordem de 10^{-21} - 10^{-20} s, são sensíveis a diferentes estágios da evolução temporal dos processos.

Foram determinadas escalas temporais de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{19}F + ^{12}C$, utilizando a técnica de análise de flutuações estatísticas nas funções de excitação. As partículas provenientes de uma emissão binária do sistema composto são identificadas a partir de medidas de coincidência cinemática. As funções de excitação foram medidas em passos de energia que permitissem verificar a presença de processos com escalas temporais da ordem de 10^{-21} - 10^{-20} s, tendo sido analisadas dentro dos contextos dos mecanismos de fusão-fissão e *orbiting*.

Foram também realizadas medidas de correlações a pequenos momentos relativos para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{16}O + ^{12}C$. Através da análise de correlações entre partículas leves e entre partículas leves e pesadas, pode-se caracterizar as contribuições do decaimento seqüencial do núcleo composto e de processos como fusão-fissão e transferência.

Apresenta-se no capítulo 1, uma breve descrição dos processos de fusão-fissão e *orbiting*. No capítulo 2 descreve-se as principais técnicas utilizadas para determinação de escalas temporais, com ênfase nas duas técnicas utilizadas neste trabalho. No capítulo 3 é mostrada a infra-estrutura experimental disponível para as medidas realizadas e para outros tipos de medidas. Nos capítulos 4 e 5, apresenta-se os resultados das medidas pelas técnicas de flutuações estatísticas e correlações a pequenos momentos relativos respectivamente, e após apresenta-se as discussões finais e conclusões no capítulo 6.

Capítulo 1

Dinâmica de reações entre íons-pesados leves: mecanismos e sua competição

1.1 Introdução

No estudo da dinâmica de reações nucleares, a identificação de mecanismos, bem como sua competição, tem sido objeto de muitas investigações nos últimos anos [Mei94, Fox93].

Em energias de bombardeio menores que 10 MeV/nucleon, a formação de núcleos compostos em reações de fusão e o subsequente decaimento estatístico tem sido muito estudados. Dois modos de decaimento comumente observados são a evaporação de partículas leves e a fissão. Na verdade, esses dois modos podem ser considerados como dois extremos de um modo mais geral de decaimento binário envolvendo um largo intervalo de assimetrias de massa [Mor75]. O decaimento de um núcleo composto pode também originar fragmentos complexos (Z>2), embora em baixas energias, esses decaimentos binários sejam raros comparados com a emissão de nêutrons e partículas leves carregadas. Em

geral, a cadeia de decaimento é associada a um dado número de decaimentos binários seqüenciais, sendo o exemplo mais comum a formação de um resíduo de evaporação pela emissão seqüencial de partículas leves. No caso da fissão, os fragmentos podem por sua vez, emitir partículas leves, de forma que tipicamente a cadeia de decaimento é associada a um decaimento binário quase simétrico e um dado número de decaimentos binários bem assimétricos. O conceito de núcleo composto tem sido também aplicado com sucesso no regime de energias de bombardeio intermediárias (10-100 MeV/nucleon) [Ard89]. Os núcleos compostos produzidos em reações de fusão ou fusão incompleta, são formados com energias de excitação e momentos angulares elevados. Como conseqüência, os modos de decaimento correspondentes a assimetrias intermediárias de massa, tornam-se importantes.

A interpretação do processo de fusão em energias abaixo e próximas à barreira Coulombiana de interação tem sido também objeto de muitos estudos e demonstra uma clara complementaridade entre os mecanismos de reação e a estrutura dos núcleos participantes. A verificação experimental do aumento da seção de choque de fusão em energias abaixo da barreira, quando comparado a previsões de modelos unidimensionais de penetração de barreira, tem demonstrado que o processo de fusão depende da presença de outros canais de reação e da estrutura dos núcleos alvo e projétil. Este processo tem sido elucidado nos últimos anos, com a ajuda de uma técnica experimental que permite a determinação das chamadas distribuições de barreira. Os graus de liberdade intrínsecos, tais como rotação e vibração, se acoplam ao movimento relativo, causando um desdobramento em energia da barreira correspondente ao caso sem acoplamentos [Row98].

Nos últimos anos, nossas linhas de pesquisa no Laboratório Pelletron tem se concentrado no estudo da dinâmica de reações envolvendo íons-pesados leves em baixas energias de bombardeio.

Dentro desse contexto, um problema que merece atenção é a compreensão da dinâmica de colisão responsável pela limitação da seção de choque de fusão.

A maioria das abordagens tem se dirigido às características do canal de entrada ou dos núcleos compostos que determinariam a saturação observada experimentalmente. No caso de reações entre íons-pesados leves, esta tarefa torna-se muito difícil, devido à complexidade introduzida pela estrutura dos núcleos interagentes [Coi91]. Além disso, quando núcleos da camada s-p estão envolvidos como alvo e projétil, dificuldades adicionais aparecem no que se refere à identificação dos diferentes mecanismos presentes.

Um estudo sistemático do comportamento da seção de choque de fusão para reações entre íons-pesados leves realizado por nosso grupo de pesquisa, mostrou que existe uma inibição da seção de choque com a diminuição da massa do sistema, como resultado de um aumento na barreira e decréscimo do raio correspondente. Foi também demonstrado que existe uma correlação entre a probabilidade de fusão e a energia necessária para a quebra dos núcleos interagentes e que a existência do processo de *breakup* pode dar conta em parte do fluxo desviado do processo de fusão [Tak97].

Outro aspecto que tem merecido nossa atenção, é o estudo de processos binários fortemente amortecidos, em particular, a competição entre os processos de fusão-fissão e *orbiting* [Mei94]. No caso de sistemas leves, a distinção entre esses processos é delicada, principalmente pelo fato de as distribuições angulares serem isotrópicas em ambos os casos.

A determinação de escalas temporais por diversas técnicas, tem sido muito útil no que se refere à identificação de mecanismos em todos os regimes de energia de bombardeio. Neste trabalho, são estudadas reações entre íons-pesados leves, com especial atenção aos processos de fusão-fissão e *orbiting* e as escalas temporais envolvidas, facilitando assim, a separação das contribuições dos dois processos. Uma breve descrição dos processos de fusão-fissão e *orbiting* é apresentada neste capítulo, juntamente com alguns aspectos que podem propiciar a distinção entre esses mecanismos.

1.2 O processo de fusão-fissão

Historicamente, a descoberta de que nêutrons poderiam ser capturados por elementos pesados, formando novos elementos radioativos, impulsionou o estudo de reações nucleares. Em especial, Hahn e Sttrassmann [Hah39] descobriram que a captura de neutrons por isótopos de urânio gerava elementos com número atômico muito menores que o urânio. Este novo tipo de reação nuclear, onde um núcleo pesado radioativo quebrava em elementos muito mais leves, de forma binária, recebeu o nome de "fissão" por Meitner e Frisch [Mei39].

A partir disto, o formalismo teórico para se explicar este fenômeno se desenvolveu com base no *Transition State Model* (TSM), proposto por Bohr e Wheeler, em 1939 [Boh39]. Neste modelo, a fissão nuclear compete com a emissão de raios gama e partículas leves no processo de desexcitação do núcleo composto formado e a probabilidade de fissão é determinada essencialmente pela densidade de níveis disponíveis no núcleo composto formado e no canal de saída.

O processo de fusão-fissão pode ser entendido como um processo de duas etapas. Primeiramente projétil e alvo, com energia suficiente para vencer a barreira de fusão do sistema, se fundem, formando um núcleo composto equilibrado em seus graus de liberdade termodinâmicos, caracterizado por uma energia de excitação e um momento angular bem definidos. Sendo assim, este núcleo composto perde memória de sua formação. Em seguida, devido ao elevado momento angular, próximo ao l-crítico do sistema, o núcleo composto começa a se deformar. A energia potencial do sistema aumenta com a deformação do mesmo. No ponto onde a energia potencial é máxima, o núcleo composto adquire a forma de dois esferóides ligados entre si por um "pescoço". Este ponto é denominado "ponto de sela" do sistema. Se a deformação continua a aumentar, este pescoço torna-se cada vez mais estreito e a energia potencial começa a diminuir. Em uma certa deformação este pescoço se rompe (ponto de cisão do sistema), originando dois novos núcleos complexos (fissão), não necessariamente iguais aos núcleos originais. No ponto de cisão do sistema, a energia potencial eleva-se ligeiramente devido ao desaparecimento da interação nuclear. Em sistemas leves, pelo fato de haver pouca matéria nuclear envolvida, os pontos de sela e de cisão são muito

próximos, significando que o pescoço formado durante a deformação do núcleo composto não consegue se alongar muito.

Na figura 1.1 é mostrado um esquema simplificado do processo de fusão-fissão, extraído da referência [San94], desde a formação do núcleo composto até a sua quebra binária. Na parte superior da figura é mostrada, qualitativamente, a variação da energia potencial do sistema. Na parte inferior é esquematizada a forma que o núcleo composto adquire durante o processo. Na figura, $E_{C.M.}$ indica a energia relativa no centro de massa do projétil e alvo, $E^{*}_{N.C.}$ indica a energia de excitação do núcleo composto, E^{*} é a energia de excitação dos produtos de fissão. $E_{cinética}$ é a energia cinética relativa no canal de saída. Q e $Q_{G.S.}$ são o valor-Q da reação e o valor-Q para levar o núcleo composto ao estado fundamental do canal de saída, respectivamente.

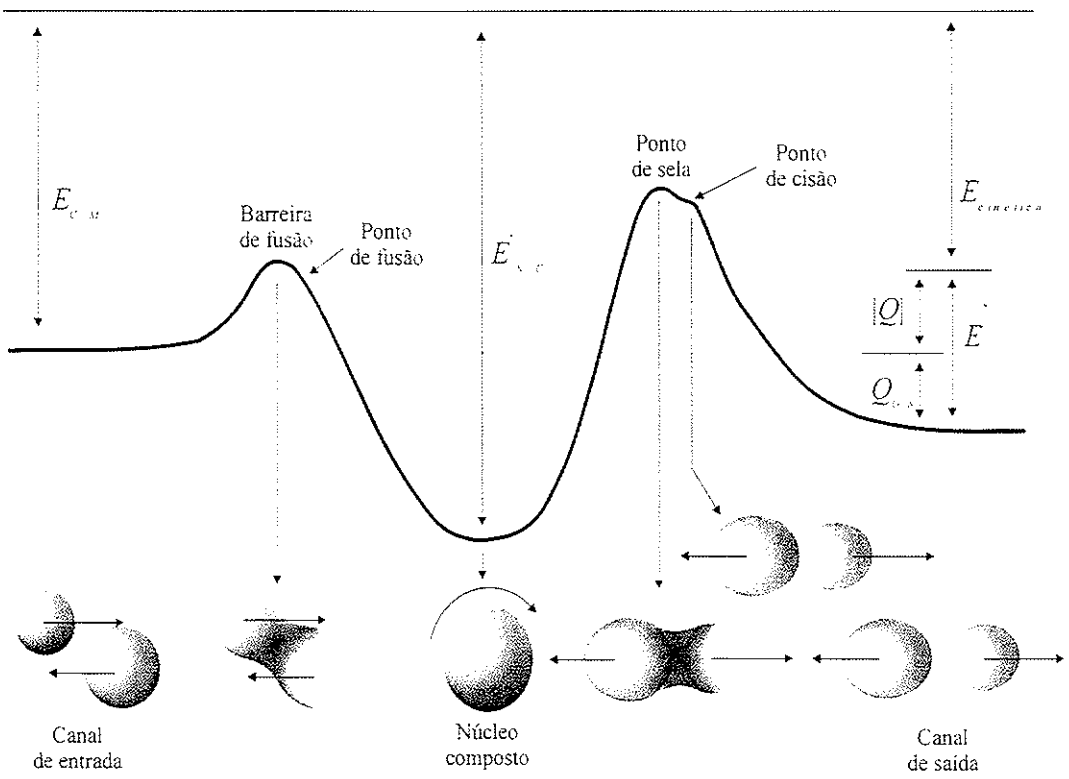


Fig. 1.1 - Esquema de um processo de fusão-fissão, desde a formação do núcleo composto até a sua quebra binária. Na parte superior é mostrada a variação da energia potencial durante o processo e na parte inferior é esquematizada a forma do sistema durante as várias etapas.

1.2.1 A formação do núcleo composto

O processo de fusão nuclear é o mecanismo de reação mais inelástico. Neste processo, a medida em que o alvo e projétil se aproximam, começa a haver colisões muito inelásticas entre os nucleons de forma que a energia do movimento relativo dos núcleos iniciais é rapidamente absorvida em excitações intrínsecas do sistema composto. O sistema composto vive por um tempo longo o bastante para que o sistema composto se reestruture, de modo a estabelecer um equilíbrio termodinâmico, formando o núcleo composto. Devido ao grande número de graus de liberdade envolvidos e devido ao fato de o sistema levar muito tempo para se reestruturar, o núcleo composto perde a memória de sua formação.

A seção de choque parcial de formação de um núcleo composto de momento angular $J_{N.C.}$, através de um alvo e projétil com momentos angulares J_a e J_p, na energia do centro de massa $E_{C.M.}$ é:

$$\sigma_{N.C}(J_{N.C}) = \pi\lambda^2 \frac{2J_{N.C}+1}{(2J_a+1)(2J_p+1)} \sum_{S=|J_a-J_p|}^{J_a+J_p} \sum_{l=|J_{N.C}-S|}^{J_{N.C}+S} T_l(E_{C.M}) \qquad (1.1)$$

sendo $T_l(E_{C.M})$ os coeficientes de transmissão pela barreira de potencial. Usualmente, toma-se para descrever os coeficientes de transmissão uma distribuição de Fermi da forma:

$$T_l(E_{C.M}) = \frac{1}{1+\exp\left\{\dfrac{l-l_{crit}(E_{C.M})}{\delta}\right\}} \qquad (1.2)$$

sendo $l_{crit}(E_{C.M})$ o valor do momento angular crítico para a fusão e δ, a difusividade na distribuição de momentos angulares. A seção de choque total de

formação do núcleo composto é a soma sobre todos os momentos angulares possíveis da expressão (1.1), ou seja:

$$\sigma_{N.C}^{total} = \sum_{J_{N.C}=0}^{\infty} \sigma_{N.C}(J_{N.C.}) \tag{1.3}$$

1.2.2 O decaimento do núcleo composto

A imagem do núcleo como uma gota líquida favorece o entendimento do processo de decaimento do núcleo composto. Quando o núcleo composto é formado, o mesmo possui um determinado momento angular e uma certa energia de excitação. A energia de excitação do núcleo composto está diretamente relacionada à sua temperatura. No caso de uma gota líquida, a mesma tende a esfriar por evaporação. Se esta gota estiver girando com elevada velocidade de rotação, a tendência natural é que a mesma se parta. A analogia com o núcleo composto é perfeita: o núcleo composto com elevada energia de excitação tende a esfriar por evaporação, neste caso, de partículas leves (nêutrons, prótons e alfa, essencialmente) ou raios gama. Se o mesmo possuir um elevado momento angular, a tendência é que este núcleo composto se parta, ou seja, fissione.

A probabilidade de um núcleo composto emitir uma determinada partícula é dada através do modelo de Hauser-Feshbach [Hau72] e baseia-se na hipótese de que o decaimento de núcleo composto é independente de sua formação. Esta probabilidade pode ser escrita em termos das larguras de decaimento em um determinado canal (c) e a largura de decaimento total, ou seja:

$$P_c = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_{total}} \tag{1.4}$$

A largura total de decaimento do núcleo composto pode ser escrita como:

$$\Gamma_{total} = \sum_{\nu} \Gamma_{\nu} + \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{fissão} \tag{1.5}$$

onde Γ_ν é a largura de decaimento do núcleo composto por partículas leves (ν = nêutrons, prótons e alfas, essencialmente). Γ_γ é a largura de decaimento por emissão da raios gama (normalmente é considerado o decaimento por ressonâncias gigantes de dipolo). $\Gamma_{fissão}$ é a largura de decaimento por fissão do núcleo composto. No caso de partículas leves, a largura de decaimento em um dado canal, para um determinado momento angular do núcleo composto pode ser escrita na forma [Ebe69]:

$$\Gamma_\nu(J_{N.C.}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C}(E^*_{N.C.}, J_{N.C.})} \times \sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{\infty} de_\nu T_l(e_\nu) \sum_{s=|J_{N.C.}-l|}^{J_{N.C.}+l} \sum_{j_\nu=|s-i_\nu|}^{s+i_\nu} \rho_\nu(E^*_\nu, j_\nu)\delta(E^*_{N.C} - (e_\nu + E^*_\nu + B_\nu)) \quad (1.6)$$

sendo $E^*_{N.C}$ e $J_{N.C}$ a energia de excitação e momento angular do núcleo composto, respectivamente; E^*_ν, j_ν e i_ν, a energia de excitação, o momento angular e o *spin* do resíduo de evaporação; e_ν é a energia cinética do movimento relativo no canal de saída e B_ν, a energia de ligação da partícula evaporada em relação ao núcleo composto. $\rho_{N.C}$ e ρ_ν são as densidades de níveis do núcleo composto e do resíduo de evaporação, respectivamente. Estas densidades de níveis dependem tanto da energia de excitação quanto do momento angular e refletem o número de níveis disponíveis por unidade de energia de excitação.

Usualmente, utiliza-se um modelo de gás de Fermi [Boh81] para calcular a densidade de níveis, na região onde o espaçamento dos níveis é muito menor que a largura média dos mesmos. De forma geral, a densidade de níveis de um núcleo com energia de excitação *u* e momento angular *J* pode ser escrita como:

$$\rho(u,J) = \frac{2J+1}{12}\sqrt{a}\left(\frac{\hbar^2}{2\Im}\right)^{3/2} u^{-2}\exp\left(2\sqrt{au}\right), \tag{1.7}$$

sendo a o parâmetro de densidade de níveis (sistematicamente $a = A/8$, com A sendo o número de massa do núcleo considerado, reproduz bem os valores experimentais para grande parte dos núcleos na região de massa de interesse) e $\Im$, o momento de inércia do núcleo em questão. Na expressão (1.7) a energia de excitação do núcleo composto e do resíduo de evaporação valem, respectivamente:

$$u = \begin{cases} E^{*}_{N.C.} = E_{C.M.} + Q_{N.C} - \dfrac{\hbar^2}{2\Im_{N.C}} J_{N.C.}(J_{N.C}+1) - \Delta \\ E^{*}_{\nu} = E^{*}_{N.C} - e_{\nu} - B_{\nu} \end{cases} \tag{1.8}$$

onde $\Im_{N.C.}$ é momento de inércia do núcleo composto e Δ é uma correção que determina o ponto de energia de excitação zero do núcleo composto. Δ pode ser determinado pela suposição de que o estado fundamental para as densidades de níveis corresponde ao estado fundamental da energia macroscópica do sistema [Puh77], ou seja:

$$\Delta = E_B(A,Z) - E_B^{macro}(A,Z) \tag{1.9}$$

com $E_B(A,Z)$ sendo a energia de ligação média do núcleo e $E_B^{macro}(A,Z)$ a energia macroscópica correspondente.

1.2.2.1 $\Gamma_{fissão}$

A largura de decaimento de fissão para um determinado momento angular do núcleo composto pode ser expressa como a soma das larguras parciais de cada canal possível de fissão, tomando como referência o fragmento mais leve do

par de partículas finais, caracterizado pela sua massa (A_L) e seu número atômico (Z_L):

$$\Gamma_{fissão}(J_{N.C.}) = \sum_{A_L,Z_L} \Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) \tag{1.10}$$

As larguras parciais de fissão são calculadas utilizando uma expressão semelhante à equação (1.6), mas utilizando a densidade de níveis calculada no ponto de sela do sistema. Desta forma, podemos expressar que:

$$\Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C.}(E^{*}_{N.C.}, J_{N.C.})} \int_0^{\infty} de\rho(E^{*}_{sela}, J_{N.C.}) T_{J_{N.C}}(e) \tag{1.11}$$

onde os coeficientes de transmissão são usualmente tomados na forma de corte abrupto, ou seja:

$$T_{J_{N.C}}(e) = \begin{cases} 1, \text{se } e \le E^{*}_{N.C} - V_{sela}(J_{N.C}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) - \Delta \\ 0, \text{se } e > E^{*}_{N.C} - V_{sela}(J_{N.C}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) - \Delta \end{cases} \tag{1.12}$$

A densidade de níveis, como já foi dito, é calculada no ponto de sela do sistema. Neste caso, a energia de excitação vale:

$$E^{*}_{sela} = E^{*}_{N.C.} - V_{sela}(J_{N.C}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C}) - \Delta \tag{1.13}$$

sendo $V_{sela}(J_{N.C}, \eta)$ a energia potencial do ponto de sela do sistema com respeito ao estado fundamental do núcleo composto, o qual depende tanto dos momentos angulares envolvidos quanto da assimetria de massa do sistema final, representada através do parâmetro de assimetria de massa $\eta = 1 - 2A_L/A_{N.C.}$. Em alguns sistemas, evidências experimentais [San91] indicam uma forte dependência isotópica nas seções de choque de fissão que não condizem com a dependência suave da energia potencial de superfície com o parâmetro de

assimetria de massa. Logo, $\Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.})$ é uma correção que é incluída no cálculo da energia de excitação no ponto de sela. Este termo, que pode ser entendido como uma correção devido a efeitos de camada, consiste na soma de dois termos de Wigner [Mol81] para os fragmentos filhos, e vale:

$$\Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) = W(A_L, Z_L) - W(A_{N.C.} - A_L, Z_{N.C.} - Z_L) \qquad (1.14)$$

com

$$W(A,Z) = 36\,\text{MeV} \times \left(\left| \frac{A-2Z}{A} \right| + \begin{cases} 1/A \text{ para Z e N impares e iguais} \\ 0 \text{ para outros casos} \end{cases} \right) \qquad (1.15)$$

O TSM para fissão tem obtido bastante sucesso na previsão de várias grandezas experimentais. Por exemplo, na figura 1.2 são mostradas funções de excitação de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B e ^{19}F + ^{9}Be, que levam ao mesmo sistema composto, o ^{28}Al, extraídas da referência [Mei94]. Nesta figura são mostradas as funções de excitação para vários fragmentos. As linhas representam as previsões teóricas utilizando o TSM. Outro aspecto interessante é a boa concordância das seções de choque entre os diferentes sistemas, sugerindo que não haja dependência com o canal de entrada, fortalecendo a hipótese de que o mecanismo responsável seja o de fusão-fissão. Na figura 1.3 é apresentada a razão entre a seção de choque de produção de carbono e a seção de produção de boro para esses três sistemas [Mei94]. É possível notar que esta razão não depende do sistema, mostrando que a emissão dos fragmentos é independente da formação do sistema composto. Deste modo, pode-se dizer, neste caso, que o mecanismo predominante para a emissão destes fragmentos é o de fusão-fissão.

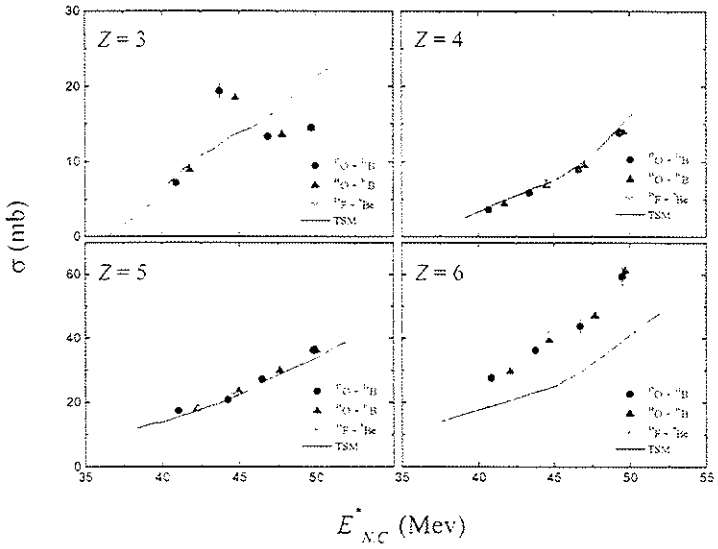


Fig. 1.2 - Funções de excitação de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B e ^{19}F + ^{9}Be, que levam ao mesmo sistema composto, o ^{28}Al. As linhas representam a previsão, utilizando o TSM.

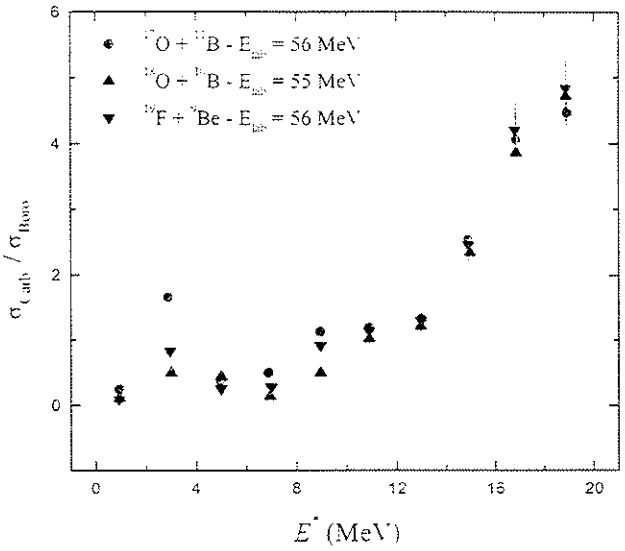


Fig. 1.3 - Razão entre a seção de choque de produção de carbono e boro como função da energia de excitação dos fragmentos para três diferentes sistemas que levam ao mesmo sistema composto.

Na figura 1.4 são mostrados os cálculos da distribuição de massa baseados no TSM para os sistemas ^{35}Cl + ^{12}C com $E_{lab.}$ = 200 MeV e ^{23}Na + ^{24}Mg com $E_{lab.}$ = 89.1 MeV [San91, Bec93]. Nestas duas reações, o mesmo núcleo composto (^{47}V) é formado, aproximadamente, na mesma energia de excitação. Os círculos

representam os dados experimentais enquanto o histograma representa a previsão teórica. Pode-se notar que a distribuição de massa, nestes sistemas, não depende do canal de entrada, fortalecendo a hipótese de formação de um núcleo composto.

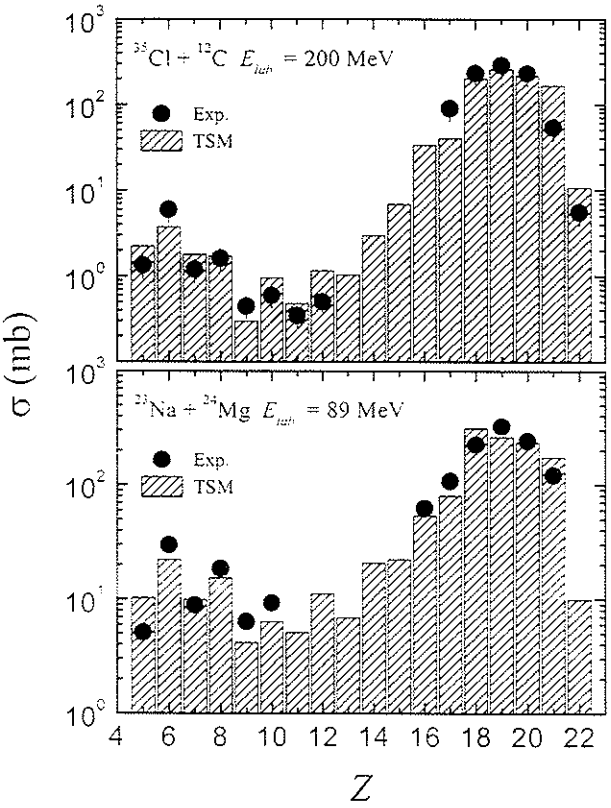


Fig. 1.4 - Cálculos da distribuição de massa baseados no TSM para o sistema $^{35}Cl + ^{12}C$ com $E_{lab.}$ = 200 MeV e para a reação $^{23}Na + ^{24}Mg$ com $E_{lab.}$ = 89.1 MeV [San91, Bec93]. Os círculos representam os dados experimentais enquanto o histograma representa a previsão teórica.

Porém, em alguns sistemas, geralmente múltiplos de partículas α, é notada uma forte dependência da emissão de fragmentos binários com o canal de entrada. Este aspecto é inconsistente com o TSM onde a hipótese de formação de um núcleo composto não permite tal dependência. Nestes casos, a emissão binária de fragmentos é geralmente atribuída a um processo di-nuclear com vida média grande, quando comparada com o período de rotação do di-núcleo.

1.3 O mecanismo de "orbiting" nuclear

O mecanismo de *orbiting* nuclear tem sido utilizado para explicar as características observadas nos canais de decaimento binário de uma série de sistemas, principalmente sistemas múltiplos de partículas α. Como o processo de *orbiting* nuclear é um processo de relaxamento menor que o processo de fusão-fissão, em geral, o sistema permanece pouco tempo ligado, comparado com a fissão. Porém, devido ao fato deste mecanismo apresentar distribuições angulares aproximadamente isotrópicas, indicando a perda da memória da direção inicial do sistema, a sua vida média é superior ao período de revolução do di-núcleo. Deste modo, o *orbiting* se encaixa, em termos temporais, como sendo um processo intermediário entre a fusão-fissão e reações diretas (transferências, espalhamento elástico, etc.). Na figura 1.5 é mostrado um esquema da evolução temporal de um processo de *orbiting*, comparado ao processo de fusão-fissão.

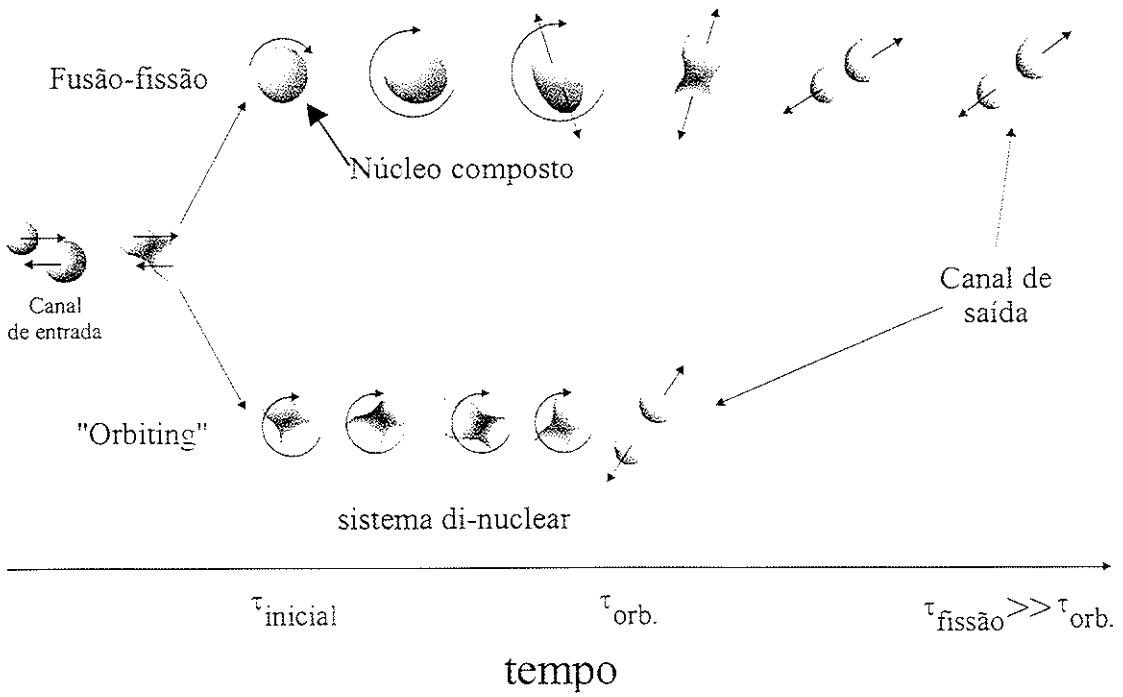


Fig. 1.5 -Evolução temporal do processo de *orbiting*, comparado ao processo de fusão-fissão.

Um modelo quantitativo para explicar este mecanismo foi desenvolvido por Shivakumar e colaboradores [Shi88], baseado em teorias de transporte nuclear. Este modelo é baseado no fato de que, em energias pequenas e, para todas as ondas parciais até um dado momento angular l_{vale}, o potencial de interação, dado pela soma dos potenciais nuclear, coulombiano e centrífugo, exibe um vale. Este vale é responsável pelo aprisionamento das partículas e a subsequente fusão do sistema, ou um comportamento molecular do mesmo. Para momentos angulares tais que $l_{vale} \leq l \leq l_{max.}$, o aprisionamento também pode ocorrer pois as forças de atrito, durante a superposição da matéria nuclear das partículas interagentes, são responsáveis por reduzir a energia relativa e o momento angular do sistema para valores capazes de aprisionar o sistema. O valor de momento angular $l_{max.}$ é tal que o potencial centrífugo não permita que as partículas se toquem. Neste modelo, o *orbiting* funciona também como canal para a formação de um núcleo composto, se houver relaxamento do sistema. Na figura 1.6 é mostrado um esquema do potencial de interação para alguns valores de momento angular.

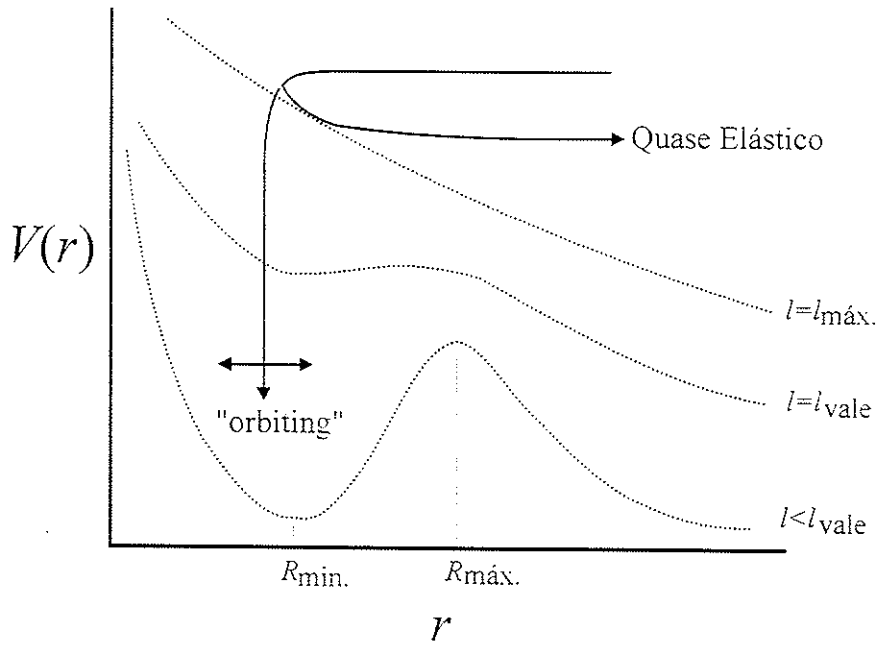


Fig. 1.6 - Esquema do potencial de interação como função da distância relativa entre as partículas para alguns valores de momento angular. A condição para que exista *orbiting* nuclear é que o sistema fique aprisionado no vale de potencial.

Uma descrição completa da troca de matéria entre os dois núcleos requer a resolução de equações de transporte que descrevam o fluxo de massa no sistema. O modelo de equilíbrio para o *orbiting* faz uma aproximação na teoria de transporte, assumindo que a probabilidade de fragmentação binária em um determinado canal ν, caracterizado pelo número de massa (A) e número atômico (Z) do fragmento mais leve, e momento angular I é o produto de dois termos na forma:

$$P_I(A,Z) = \Pi_I^{eq.}(A,Z) F_I(A,Z), \tag{1.16}$$

sendo $\Pi_I^{eq.}(A,Z)$ a probabilidade de encontrar o sistema di-nuclear com uma determinada configuração de massa e $F_I(A,Z)$ é a probabilidade de o sistema quebrar com esta determinada assimetria de massa. A probabilidade de se encontrar o sistema em uma dada configuração pode ser escrita como sendo a razão entre a densidade de níveis disponíveis nesta configuração no ponto de mínimo potencial e a densidade de níveis total disponível em todas as configurações, também calculada no mínimo do potencial de interação, ou seja:

$$\Pi_I^{eq}(A,Z) = \frac{\rho(E - V_I(A,Z,R_{min},\sigma))}{\sum_{A,Z} \rho(E - V_I(A,Z,R_{min},\sigma))} \tag{1.17}$$

sendo $\rho(u)$, a densidade de níveis disponível na energia de excitação u; $V_I(A,Z,R,\sigma)$, a energia potencial, que depende do canal ν, da distância relativa R entre as partículas e do parâmetro σ, que descreve a forma do pescoço formado entre os dois núcleos. R_{min} é a distância relativa onde o potencial é mínimo.

O segundo fator, que descreve a probabilidade do sistema quebrar em uma dada configuração pode ser calculado como sendo a razão entre a densidade de níveis disponíveis no ponto de sela na configuração de massa desejada e a densidade de níveis disponíveis nesta configuração de massa no ponto de mínimo potencial, isto é:

$$F_l(A,Z) = \frac{\rho(E - V_l(A,Z,R_{máx.},\sigma))}{\rho(E - V_l(A,Z,R_{min.},\sigma))}, \tag{1.18}$$

com $R_{máx.}$ a distância relativa entre os fragmentos no ponto de sela do sistema. Em geral utiliza-se para calcular a densidade de níveis um modelo de gás de Fermi. O potencial efetivo utilizado, neste caso, vale:

$$\begin{aligned} V_l(A,Z,R,\sigma) = & V_{nuclear}(A,Z,R,\sigma) \\ & + V_{coul.}(A,Z,R,\sigma) \\ & + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\Im(A,Z,R,\sigma)} \\ & + Q(A,Z) \end{aligned} \tag{1.19}$$

sendo $V_{nuclear}(A,Z,R,\sigma)$, o potencial nuclear; $V_{coul}(A,Z,R,\sigma)$, o potencial Coulombiano; $\Im(A,Z,R,\sigma)$, o momento de inércia do sistema di-nuclear e Q(A,Z), o valor-Q do canal de saída com respeito ao canal de entrada. A probabilidade total de quebra binária em um dado momento angular pode ser escrita como a soma sobre todos os canais de quebra possíveis das probabilidades de quebra individuais, ou seja:

$$P_l = \sum_{\nu} P_l(A,Z) \tag{1.20}$$

Neste modelo, as grandezas observáveis, como a seção de choque, podem ser escritas facilmente utilizando-se a equação (1.16). Assim, a seção de choque de fragmentação binária em um dado canal e a seção de choque de fusão podem ser escritas como:

$$\sigma_{\nu} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{l_{max.}}(2l+1)P_l(A,Z) \quad \text{e} \quad \sigma_{fusão} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{l_{max.}}(2l+1)(1-P_l) \tag{1.21}$$

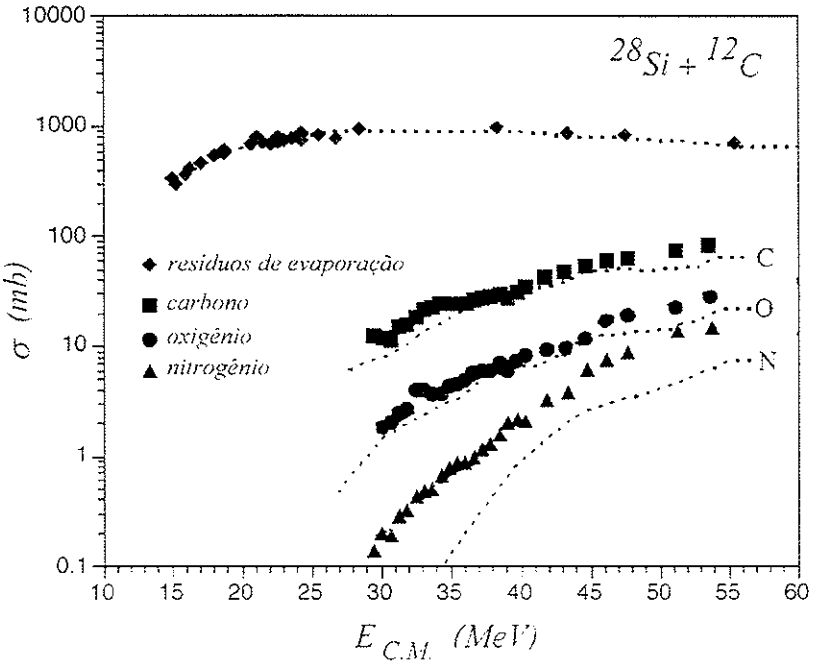


Fig. 1.7 - Funções de excitação obtidas para vários fragmentos da reação $^{28}Si + ^{12}C$ [Sha84]. As linhas pontilhadas são cálculos utilizando o modelo de *orbiting* nuclear.

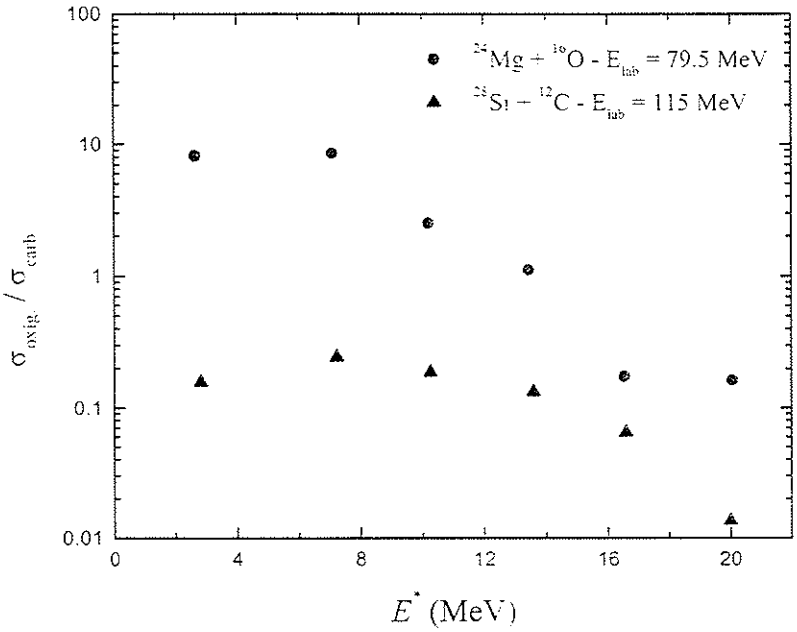


Fig. 1.8 - Razão entre a seção de choque de produção de oxigênio e carbono como função da energia de excitação dos fragmentos para dois diferentes sistemas múltiplos de partículas α, que levam ao mesmo sistema composto [Ray85]. Note que a razão é fortemente dependente de como o sistema composto foi formado, sugerindo que o mecanismo responsável pela emissão destes fragmentos seja o mecanismo de *orbiting*.

O modelo de equilíbrio para o *orbiting* tem sido utilizado com sucesso para explicar as seções de choque experimentais e as energias cinéticas de processos binários fortemente amortecidos. Na figura 1.7 são mostradas funções de excitação obtidas para vários fragmentos da reação $^{28}Si + ^{12}C$ [Sha84]. As linhas pontilhadas são cálculos utilizando o modelo de *orbiting* nuclear. Na figura 1.8 é mostrada a razão entre a seção de choque de produção de oxigênio e carbono como função da energia de excitação para os sistemas $^{16}O + ^{24}Mg$ ($E_{lab.}$ = 79.5 MeV) e $^{28}Si + ^{12}C$ ($E_{lab.}$ = 115 MeV) [Ray85]. Ambas as reações formam o mesmo sistema composto, o ^{40}Ca, com energia de excitação e momento angular compatíveis. É evidente a dependência da emissão de fragmentos complexos com o canal de entrada, tornando claro que o mecanismo responsável por essas emissões não deva ser o de fusão-fissão, e sim, o mecanismo de *orbiting*.

1.4 Número de canais abertos

A principal característica experimental que permite distinguir entre o mecanismo de fusão-fissão e *orbiting* é a dependência do decaimento com o canal de entrada. Os modelos mostrados anteriormente para estes processos apresentam resultados satisfatórios e, muitas vezes, compatíveis. Um critério teórico que vem sendo estabelecido para decidir sobre o mecanismo responsável pela emissão de fragmentos complexos binários é o número de canais abertos (NCA). O número de canais abertos determina as possibilidades de decaimento do sistema composto. Se o NCA for grande, isto é, se houver uma quantidade elevada de possibilidades de decaimento do sistema composto, o mesmo tende a sobreviver por um tempo maior, permitindo que ele termalize, ocorrendo a formação de um núcleo composto, e decaia pela emissão de partículas e fissão [Haa81]. Se o NCA for pequeno, como no caso de sistemas múltiplos de partículas α, que possuem energia de ligação mais elevadas e, consequentemente,

densidades de níveis menores nos canais de decaimento, o sistema tende a decair através do mecanismo de *orbiting*.

O número de canais abertos para um dado sistema é obtido pela soma sobre todas as possibilidades de emissão binária no canal de saída, pela soma sobre todas possibilidades de acoplamento de momentos angulares e pela soma sobre todas as possíveis energias de excitação dos fragmentos, ou seja:

$$NCA(E_{C.M.}) = \sum_{\substack{A_1+A_2=A_{N.C} \\ A_1 \leq A_2}} \sum_{J=L+I_1+I_2} \sum_{E^{*}=E_1+E_2+Q_{12}+E_r} T_l(E_r) \qquad (1.22)$$

onde $E_{C.M.}$ é a energia incidente; A_1, A_2 e $A_{N.C.}$ são as massas dos fragmentos e do núcleo composto, respectivamente; I_1, I_2 e L são os momentos angulares intrínsecos dos fragmentos e o momento angular orbital, respectivamente e $E^{*}_{N.C.}$, E_1, E_2 e Q_{12} são, respectivamente, as energias de excitação do núcleo composto e dos fragmentos e o valor-Q para o núcleo composto decair nos fragmentos 1 e 2. $T_L(E_r)$ são os coeficientes de transmissão no canal de saída como função do momento angular e da energia cinética relativa dos fragmentos, E_r. Em geral, os coeficientes de transmissão são calculados utilizando um modelo de penetração de barreira parabólica, ou seja:

$$T_L(E_r) = \frac{1}{1+\exp\left[\dfrac{2\pi(V_L(R_b)-E_r)}{\hbar\omega_L}\right]} \qquad (1.23)$$

sendo $V_L(R_b)$ a energia potencial calculada no raio da barreira. Em geral, esta energia é dada pela soma das energias potenciais nuclear, coulombiana e centrífuga. $\hbar\omega_L = \hbar\left(\dfrac{1}{\mu}\dfrac{d^2V_L(R)}{dR^2}\Big|_{R=R_b}\right)^2$ está relacionada com a curvatura da barreira. μ é a massa reduzida dos fragmentos.

Para comparar, de forma mais eficiente, sistemas diferentes, é mais conveniente observar o número de canais abertos por unidade de fluxo incidente, definido como:

$$N/F = \frac{NCA(E_{C.M.})}{F(E_{C.M.})} \tag{1.24}$$

onde $F(E_{C.M.})$ é a quantidade de fluxo incidente, dada por:

$$F(E_{C.M}) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{C.M}} \sum_{J=L-I_1+I_2} \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} T_L(E_{C.M.}) \tag{1.25}$$

onde I_1 e I_2 e μ são, respectivamente, os momentos angulares intrínsecos e a massa reduzida das partículas no canal de entrada.

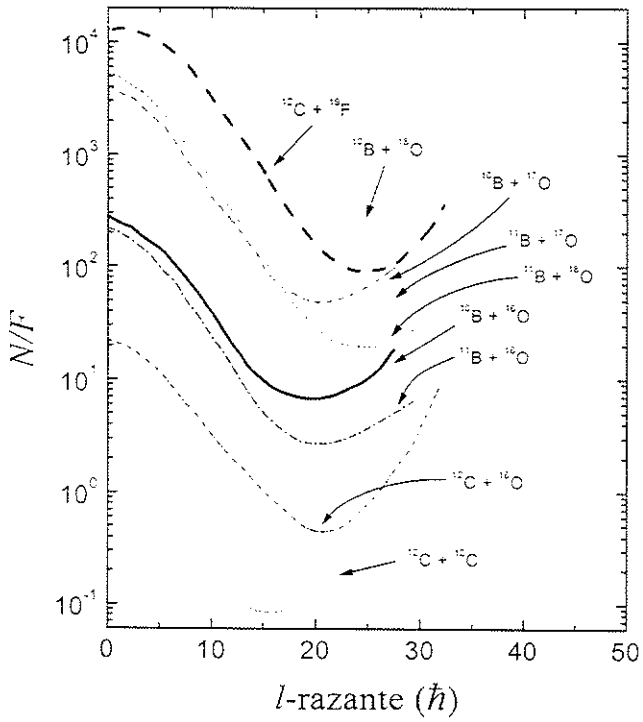


Fig. 1.9 - Número de canais abertos por unidade de fluxo incidente como função do momento angular razante para vários sistemas. As linhas mais grossas indicam os sistemas medidos neste trabalho.

Na figura 1.9 são mostrados os cálculos de número de canais abertos por unidade de fluxo incidente como função do momento angular razante para vários sistemas, inclusive para os sistemas medidos neste trabalho. Pode-se notar que, para sistemas como $^{12}C + ^{12}C$ e $^{12}C + ^{16}O$, que são sistemas múltiplos de partículas α, onde há a presença de processos ressonantes [Haa81], o número de canais abertos é pequeno. Nos sistemas medidos neste trabalho ($^{10}B + ^{16}O$ e $^{12}C + ^{19}F$), o número de canais abertos é bastante elevado, sugerindo que o mecanismo de fusão-fissão seja dominante, nestes casos.

Capítulo 2

Determinação de escalas temporais: principais técnicas

2.1 Introdução

No estudo da dinâmica de interações nucleares, seja em energias altas, intermediárias ou baixas, ainda existem vários problemas em aberto. Nos últimos anos, tem-se comprovado que o acompanhamento da evolução temporal das interações fornece informações decisivas para uma melhor compreensão dos mecanismos envolvidos. Dentro desse contexto, muitas técnicas experimentais foram ou estão sendo desenvolvidas. Os intervalos de tempo em questão variam em geral de 10^{-22} a 10^{-17} s, sendo portanto demasiadamente curtos para permitir uma medida direta, como se consegue efetuar, por exemplo, no caso da determinação de vidas médias através de curvas de decaimento. As várias técnicas existentes, devido às suas características peculiares, são sensíveis a diferentes escalas de tempo dentro do intervalo acima especificado.

Em energias de bombardeio intermediárias e altas, experimentos recentes demonstraram que em reações entre íons pesados, os sistemas nucleares podem sofrer uma multifragmentação [Ogi91, Ala92]. Este mecanismo de quebra tem sido associado a instabilidades de volume [Gro86], as quais estão relacionadas a uma

transição de fase líquido-gás da matéria nuclear, com uma série de decaimentos estatísticos binários [Mor88] ou com instabilidades de superfície que podem surgir se os sistemas atingem uma forma exótica [Mor92]. Para cada um desses mecanismos propostos, a emissão de fragmentos ocorre em uma escala de tempo característica, sendo portanto importante a determinação experimental da escala temporal. A medida de correlações a pequenos momentos relativos entre fragmentos emitidos tem sido muito utilizada na discriminação destes processos através da escala temporal [Kim92, Fox93], sendo sensível a tempos da ordem de 10^{-21} s.

Reações entre íons pesados em energias de bombardeio mais baixas (da ordem de 10 MeV/núcleon), podem levar à formação de núcleos compostos que inicialmente não fissionam, decaindo por intermédio de partículas leves. Se a energia de excitação ainda for elevada, pode ainda ocorrer a fissão de um dos núcleos na cadeia de decaimento. O número de partículas emitidas por um sistema composto antes da fissão (multiplicidade de partículas pré-cisão), reflete a magnitude da escala temporal para a fissão [Les91]. Uma técnica similar à descrita para a emissão de partículas leves, corresponde à observação de ressonâncias gigantes de dipolo [But91], que explora a probabilidade de emissão de raios gama por um núcleo, sendo a escala temporal extraída também a partir da multiplicidade. Nos dois casos, as escalas temporais são obtidas com o auxílio de modelos estatísticos de decaimento e efeitos relacionados à viscosidade nuclear são incluídos. Estas técnicas são sensíveis a tempos da ordem de 10^{-21} - 10^{-18} s, mas algumas vezes, diferentes escalas temporais são obtidas, dependendo do elemento observado (nêutrons, partículas carregadas ou raios gama), devido à sensibilidade em tempo relacionada a cada um, ou das considerações feitas na análise dos dados, principalmente no que se refere aos parâmetros utilizados nos modelos estatísticos.

A técnica de *blocking* também tem sido utilizada em estudos relacionados a fissão com o objetivo de determinar escalas temporais [For87]. No caso, um feixe incide sobre um cristal, o qual é utilizado como alvo. O núcleo que vai fissionar percorre portanto, uma certa distância antes da quebra e a detecção de

fragmentos que viajaram através do cristal fornece a informação sobre o tempo, dependendo da observação ou não de uma deflexão dos mesmos por camadas de átomos do cristal.

Em energias de bombardeio mais baixas, conforme discutido no capítulo 1, o processo de fissão tem sido muito investigado, especialmente em reações envolvendo íons-pesados leves. A distinção entre as contribuições do processo de fusão-fissão e *orbiting* pode então ser melhor entendida através da medida de escalas temporais. Duas técnicas que podem ser aplicadas neste caso, as quais apresentam a sensibilidade adequada são a medida de flutuações estatísticas [Ros88] e de correlações a pequenos momentos relativos [Ard89]. Conforme será visto nos capítulos subsequentes, as duas técnicas fornecem informações diferentes, sendo uma sensível ao tempo de decaimento do núcleo composto e a outra, ao decaimento de núcleos filhos.

Neste capítulo, apresenta-se uma descrição das principais técnicas utilizadas para a determinação de escalas temporais, discutindo-se as situações mais convenientes para a aplicação de cada uma, em termos de região de energia, massa dos sistemas, mecanismos e região temporal de sensibilidade. Em particular, será apresentada uma descrição mais detalhada das técnicas referentes à medida de flutuações estatísticas e de correlações a pequenos momentos relativos, para as quais apresentar-se-á em capítulos posteriores, os resultados de medidas por nós realizadas para sistemas envolvendo íons-pesados leves.

2.2 Multiplicidade de partículas leves carregadas, nêutrons e raios gama

Uma das propriedades fundamentais da matéria nuclear é a viscosidade e sua evolução como função da temperatura. Um exemplo que demonstra as propriedades de transporte da matéria nuclear viscosa, é o fluxo de massa no processo de fissão. Neste processo, um movimento coerente de massa é

estabelecido no interior da barreira e evolui para a fissão por tunelamento através da barreira ou, para energias de excitação mais elevadas, através de estados de transição adequados acima da barreira. A escala temporal do processo é determinada pela criação do fluxo de fissão na barreira, o fluxo através da barreira e o movimento desde o ponto de sela até a cisão. Qualquer dissipação existente no interior da barreira ou além do ponto de sela, vai provocar um atraso na evolução temporal do sistema. Portanto, uma maneira de se obter informações a respeito da viscosidade, consiste em investigar a escala temporal, por exemplo do processo de fissão.

Os progressos experimentais constatados nos últimos anos com respeito à detecção de partículas leves e raios gama, levaram ao desenvolvimento de técnicas que já têm revelado interessantes características do processo de dissipação. Um *relógio* adequado para a medida da escala temporal da fissão, vem da multiplicidade de partículas carregadas e nêutrons emitidos antes da fissão. Um segundo *relógio* é baseado na emissão de raios gama de alta energia por uma ressonância gigante de dipolo (RGD), excitada em um núcleo composto prestes a fissionar. O estudo das RGD é conveniente, pois a taxa de emissão de raios gama, descrita por uma regra de soma clássica, é constante com a energia, dentro de 10%, para temperaturas até aproximadamente 4 MeV. Acima desta temperatura, o tempo de vida do núcleo composto, torna-se comparável ao tempo de ciclo da RGD. A utilização de ambas as técnicas, geralmente para sistemas mais pesados em energias de bombardeio da ordem de 5-10 MeV/núcleon, foi impulsionada pelas observações de que a temperaturas moderadas, a multiplicidade de nêutrons era mais elevada que o esperado [Gav81], e para núcleos actinídeos com energias de excitação entre 40 e 80 MeV, a multiplicidade de raios gama provenientes da RGD era também relativamente maior que a esperada [Tho87]. Hoje, esses resultados são explicados de uma forma consistente pela existência de uma larga dissipação, a qual provoca um atraso no processo de fissão, por mais de uma ordem de magnitude, para temperaturas entre 1 e 2 MeV. Quando a escala temporal da fissão é estudada através de um desses *relógios*, parte-se da produção de um núcleo composto em uma reação

entre íons pesados, com uma dada energia de excitação. Durante o processo de desexcitação, no caminho para a cisão, nêutrons, partículas carregadas e raios gama são emitidos, cuja competição pode ser averiguada fazendo-se uso de algum modelo estatístico. O processo de desexcitação é interrompido quando o núcleo a fissionar atinge o ponto de cisão. Os próprios fragmentos de fissão, por sua vez podem estar excitados e também emitir partículas e raios gama. Os nêutrons provenientes dos fragmentos de fissão podem, em princípio ser diferenciados através de sua cinemática. No caso dos raios gama, a contribuição proveniente dos fragmentos de fissão deve ser cuidadosamente subtraída do espectro total.

2.2.1 O processo de desexcitação

Na análise dos dados experimentais e escalas temporais, vários códigos podem ser utilizados para descrever o decaimento estatístico. De uma forma geral, assume-se que numa reação entre íons pesados, o núcleo composto é formado numa dada energia de excitação e com uma distribuição de momentos angulares dada pela seção de choque experimental e o modelo de *sharp cut-off*, podendo-se então determinar o momento angular máximo do núcleo composto. A probabilidade de decaimento de um dado estado para um dado conjunto de estados finais, é regida essencialmente pela densidade de níveis no canal de saída e pelos coeficientes de transmissão para as partículas emitidas. No caso da emissão de raios gama, os coeficientes de transmissão são substituídos pela seção de choque de foto-absorção invertidas pelo uso do teorema da reciprocidade e os parâmetros referentes ao decaimento por RGD são também incluídos. A taxa de decaimento por fissão é incluída com o auxílio do *transition state model*, efetuando-se uma integração sobre todos os estados disponíveis no ponto de sela. Um importante parâmetro é a barreira de fissão dependente do momento angular. Uma parametrização derivada por Sierk, baseada no modelo de gota líquida girante e que inclui efeitos de alcance finito, é muito utilizada [Sie86].

Recentemente, a dependência das barreiras de fissão com a temperatura foi também incluída nos cálculos de modelo estatísticos.

2.2.1.1 A viscosidade nuclear

A largura de decaimento para a fissão é um dos parâmetros calculados dentro dos códigos de modelo estatístico, podendo então ser modificada para a inclusão dos efeitos relacionados à presença da viscosidade.

O significado de viscosidade, dissipação ou atrito em núcleos não é um assunto trivial. No caso de uma esfera injetada num meio viscoso, seu movimento no interior do líquido, tende a provocar um padrão de fluxo ordenado ao seu redor. O movimento aleatório das partículas do fluido perturbam o fluxo ordenado, transportando momento através dos gradientes de velocidade. Desta forma, a energia coletiva da esfera é transformada num crescente movimento térmico das partículas do fluido. Para o caso de um núcleo, a situação não é tão simples como nesse exemplo e devido ao baixo número de núcleons, a probabilidade de um núcleo composto excitado adquirir um movimento coletivo mensurável às custas da energia térmica é significativa e a teoria de viscosidade nuclear tenta descrever o acoplamento entre o movimento nuclear coletivo e o movimento térmico dos núcleons.

O caminho livre médio no interior de um núcleo pode ser maior que seu diâmetro. Sendo assim, o ganho ou a perda de energia coletiva por intermédio de colisões de dois corpos são relativamente pequenos e espera-se portanto, que a viscosidade nuclear seja devida essencialmente a colisões de núcleons com a superfície nuclear. Devido ao pequeno número de núcleons envolvidos, a energia coletiva de um dado sistema nuclear vai flutuar ao redor de um valor médio. As flutuações desempenham um papel importante na dinâmica da fissão, permitindo que núcleos que já tenham ultrapassado o ponto de sela, possam retornar ao ponto de equilíbrio e novamente evoluir para o ponto de sela, acarretando portanto um atraso com relação ao tempo previsto por modelos estatísticos que não consideram o efeito de dissipação.

Tendo em mente as considerações acima, para introduzir o efeito de dissipação nos cálculos de modelo estatístico [Gra86], considera-se o processo de fissão em três diferentes estágios de evolução: a) o surgimento do fluxo associado à fissão no mínimo de potencial, correspondente à condição de equilíbrio do núcleo composto; b) o movimento sobre a barreira; c) o movimento do ponto de sela ao ponto de cisão. A superfície de energia potencial nesse modelo, é aproximada por osciladores harmônicos normal e invertido com freqüências distintas nos pontos de equilíbrio e de sela (figura 2.1).

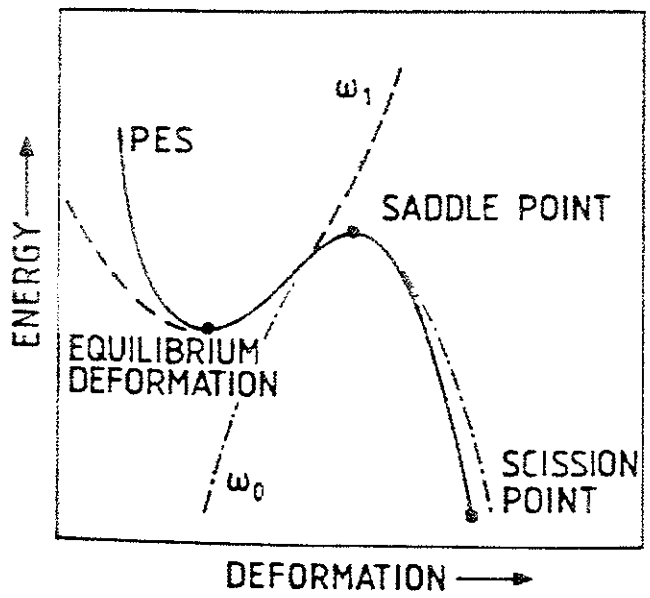


Fig. 2.1 - Representação esquemática da aproximação da superfície de energia potencial em termos de potenciais de oscilador harmônico.

Assume-se que o decaimento por partículas e raios gama comece com suas larguras totais no tempo t=0, quando o núcleo composto é formado com a deformação de equilíbrio. Entretanto, a evolução do movimento em direção à fissão, ocorre com uma constante de tempo τ_f devido aos efeitos de transiente que tem origem no acoplamento dos graus de liberdade coletivos da fissão, às excitações intrínsecas. Isto é então descrito por uma largura de fissão dependente do tempo no ponto de sela, dada por:

$$\Gamma_f(t) = \Gamma_f^0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f} \right) \right] \tag{2.1}$$

onde τ_f pode ser considerado como o tempo de atraso para se atingir o ponto de sela. Este atraso na fissão, leva a um aumento da emissão de partículas e raios gama, enquanto o núcleo encontra-se perto da configuração de equilíbrio.

Quando o movimento rumo à fissão atinge o ponto de sela, o processo de difusão viscoso causa uma redução da largura normal de fissão, conforme verificado por Kramers [Kra40]. Utilizando-se para a largura Γ^{BW} de fissão normal, não dissipativa, a expressão deduzida do *transition state model* de Bohr-Wheeler [Boh39] que assume um pequeno acoplamento entre os graus de liberdade coletivos e excitações intrínsecas, a largura obtida por Kramers é escrita como:

$$\Gamma_f^K = \Gamma_f^{BW} \left(\sqrt{1+\gamma^2} - \gamma \right) \tag{2.2}$$

sendo $\gamma = \beta/2\omega_0$, com β sendo o coeficiente de dissipação reduzido [Gra83] e ω_0 a curvatura do potencial no ponto de sela. A constante adimensional γ descreve o amortecimento das oscilações, sendo que os amortecimentos crítico, supercrítico e subcrítico correspondem a $\gamma = 1$, $\gamma > 1$ e $\gamma < 1$, respectivamente.

Identificando a largura Γ_f^0 com a largura Γ_f^K de Kramers, obtém-se uma largura de fissão modificada a ser introduzida nos cálculos de modelo estatístico, dada por:

$$\Gamma_f(t) = \Gamma_f^K \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f} \right) \right] \tag{2.3}$$

A figura 2.2, mostra evolução temporal das larguras de Bohr-Wheeler e Kramers, podendo-se observar a drástica redução das larguras de fissão quando a dissipação é introduzida.

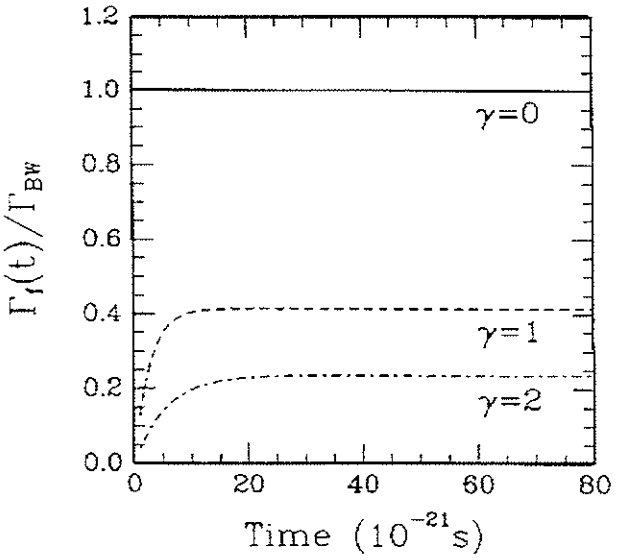


Fig. 2.2 - Evolução temporal das larguras de decaimento para fissão de Bohr-Wheeler (linha sólida) e Kramers para $\gamma = 1$ (linha tracejada) e $\gamma = 2$ (linha ponto-tracejada).

A dissipação também provoca alterações no movimento rumo à fissão, do ponto de sela ao ponto de cisão. O tempo τ_{sc} entre o ponto de sela e o ponto de cisão, incluindo a dissipação pode ser escrito em função do tempo sem dissipação τ^0_{sc} como [Nix69]:

$$\tau_{sc} = \tau^0_{sc}\left(\sqrt{1+\gamma^2} + \gamma\right) \tag{2.4}$$

Para um tempo longo de evolução do ponto de sela ao ponto de cisão, a emissão de partículas e raios gama pode então ser favorecida antes da ocorrência da cisão. Portanto, a viscosidade introduz três parâmetros adicionais nos cálculos de modelo estatístico: o coeficiente de atrito adimensional γ, o tempo de atraso τ_f para se atingir o ponto de sela e o tempo τ_{sc} entre o ponto de sela e o ponto de cisão. Embora a análise possa ser efetuada levando-se em conta τ_f e τ_{sc} como em certos experimentos que medem a multiplicidade de nêutrons [Hin86], pode-se também analisar somente a constante de atrito γ, como na maioria dos casos em que se mede a multiplicidade de raios gama. Isto requer uma relação entre τ_f e γ.

No limite de um movimento super-amortecido, ou seja, $\beta >> \omega_1$, com ω_1 sendo a curvatura do potencial no ponto de equilíbrio, a relação entre τ_f e o coeficiente reduzido de dissipação β, pode ser escrita como [Gra83]:

$$\tau_f = \frac{\beta}{2\omega_1^2} \ln\left(10\frac{B_f}{T}\right) \qquad (2.5),$$

sendo B_f a altura da barreira de fissão e T a temperatura nuclear. Para um movimento subamortecido, ou seja, $\beta << \omega_1$, τ_f é dada por:

$$\tau_f = \frac{1}{\beta} \ln\left(10\frac{B_f}{T}\right) \qquad (2.6)$$

Como em geral $\omega_0 \approx \omega_1$, pode-se então dizer que o conjunto de parâmetros (γ, τ_f, τ_{sc}) contém somente um parâmetro independente, γ.

2.2.2 Obtenção das escalas temporais

A inclusão dos efeitos dissipativos nos cálculos de modelo estatístico, deve ser feita cuidadosamente, pois os códigos são baseados em estágios de decaimento, não levando em conta a evolução temporal do sistema de forma explícita. A dependência temporal da probabilidade de fissão no interior do ponto de sela pode ser incluída através de sua mudança de acordo com a equação (2.3), com o tempo percorrido apropriado para cada estágio da cadeia de decaimento.

No caso da emissão de raios gama, por exemplo [But91], a partir da integração da produção sobre todos os estágios de decaimento, obtém-se o espectro total. Se 100% da seção de choque de fusão leva à fissão, o resultado é equivalente à contribuição ao espectro total, da emissão antes de se atingir o ponto de sela. Se uma fração da seção de choque de fusão leva à produção de resíduos de evaporação, pode-se usar cálculos de Monte Carlo para determinar os raios gama provenientes dos estágios de decaimento que eventualmente levam

à fissão. Alternativamente, pode-se aplicar um método mais rápido [But91]. Inicialmente calcula-se as probabilidades relativas para a seção de choque de resíduos e fissão, como função do *spin*. Em seguida, um espectro de raios gama é obtido com um cálculo separado de modelo estatístico utilizando-se a distribuição de *spin* conectada aos resíduos como ponto de partida, e a fissão totalmente inibida. A produção de raios gama neste caso, é identificada como o espectro de estágios de decaimento que levam à produção de resíduos. Ao subtraí-lo do resultado original, obtém-se o espectro de pré-fissão.

Após a passagem pelo ponto de sela, especialmente em sistemas com fissilidade elevadas, onde o ponto de sela possui uma forma bem compacta, partículas e raios gama da RGD podem ser emitidos durante a evolução do ponto de sela ao ponto de cisão. Em contraste com o decaimento do núcleo composto, o movimento do ponto de sela ao ponto de cisão possui uma constante de tempo fixa τ_{sc}, influenciada somente pela dissipação, sendo a emissão de partículas ou raios gama, restrita e este intervalo de tempo. O código calcula o tempo percorrido para cada estágio de decaimento e pára quando τ_{sc} é atingido.

Para levar em conta a emissão de partículas e raios gama pelos fragmentos, novas modificações devem ser introduzidas nos códigos de modelo estatístico, que geralmente não seguem o decaimento dos fragmentos. Em geral assume-se para a determinação dos números atômicos dos fragmentos, que existe um mesmo desvio de carga, ou seja, $(Z_f - Z_{estável})_{leve} = (Z_f - Z_{estável})_{pesado}$, onde $Z_{estável}$ corresponde ao número atômico do isótopo mais estável. A energia de excitação dos fragmentos é dividida de acordo com a razão entre suas massas: $E^*_{ff} = A_{ff} / A_{fiss} (E^*_{fiss} + Q_f - TKE)$. Os índices ff e fiss correspondem aos fragmentos de fissão e núcleo que está fissionando, respectivamente. Q_f é o valor de Q para a fissão e TKE a energia cinética total, obtida da sistemática de Viola [Vio85].

O procedimento acima é utilizado para o caso de detecção de partículas leves, essencialmente da mesma maneira, através do ajuste dos espectros [Les91].

No caso da detecção de nêutrons, o tratamento estatístico é essencialmente o mesmo que o descrito acima. Entretanto, a obtenção das

escalas temporais nos experimentos mais recentes, baseia-se na determinação experimental das multiplicidades de nêutrons antes e após a cisão. Aqui, a dificuldade experimental é relativamente maior que no caso de raios gama por exemplo, pois o método baseia-se essencialmente na focalização cinemática dos nêutrons vindos dos diferentes estágios da evolução temporal do sistema antes e após a fissão [Hin89].

2.2.3 Métodos experimentais

A determinação de escalas temporais através das RGD baseia-se na medida de raios gama de alta energia (~5 a 20 MeV), em coincidência com fragmentos de fissão. A parte de alta energia dos espectros de raios gama é dominada pelos raios gama da RGD, os quais apresentam duas componentes: raios gama provenientes da RGD do sistema composto antes da fissão, incluindo o caminho entre o ponto de sela e o ponto de cisão, e raios gama emitidos pela RGD dos fragmentos de fissão altamente excitados. As duas componentes não são distinguíveis experimentalmente, sendo portanto necessário calculá-las e subtraí-las cuidadosamente.

Os arranjos típicos utilizado para medidas desse tipo, consistem de um ou mais detetores de raios gama, colocados num ângulo de 90° em relação ao feixe, com o propósito de medir correlações entre os raios gama e fragmentos de fissão. Detetores para os fragmentos de fissão são utilizados, com a finalidade de detectar fragmentos em coincidência cinemática, de modo que o plano de fissão possa ser determinado tanto na direção paralela quanto na perpendicular à direção de emissão do raio gama. Os primeiros experimentos utilizavam detetores de NaI para os raios gama associados à técnica de tempo de vôo. Atualmente, embora apresentem uma resolução em energia um pouco pior, compensada pela excelente resolução em tempo, detetores de BaF_2 são largamente utilizados. Os fragmentos de fissão podem ser identificados por detetores de avalanche, que fornecem o ângulo e tempo de chegada dos fragmentos em um grande ângulo sólido. A medida de coincidência com fragmentos de fissão é importante para

separar eventos provenientes de espalhamento inelástico e reações de fusão que produzem resíduos de evaporação em reações onde nem toda a seção de choque leva à fissão. Além disso, permite a medida de correlações que fornecem informações sobre a deformação do sistema que emite o raio gama, com relação ao eixo inicial de *spin*, o que produz um efeito maior do que aquele observado no caso de distribuições angulares medidas em relação à direção do feixe [But90].

Na figura 2.3 são mostrados, para a reação ^{16}O + ^{208}Pb a 140 MeV, ajustes para o espectro de raios gama em relação às contribuições antes do ponto de sela, entre o ponto de sela e o decisão e após a cisão, para vários valores da constante de dissipação γ, mas com os mesmos parâmetros para a RGD e densidade de níveis. A mesma coisa é mostrada em relação às correlações. Verifica-se que o melhor ajuste acontece para um valor de γ = 10, correspondente a um amortecimento super-crítico, o qual atrasa significativamente a fissão, de 4.2 x 10^{-21} s (γ = 0) para 6.4 x 10^{-19} s (γ = 10).

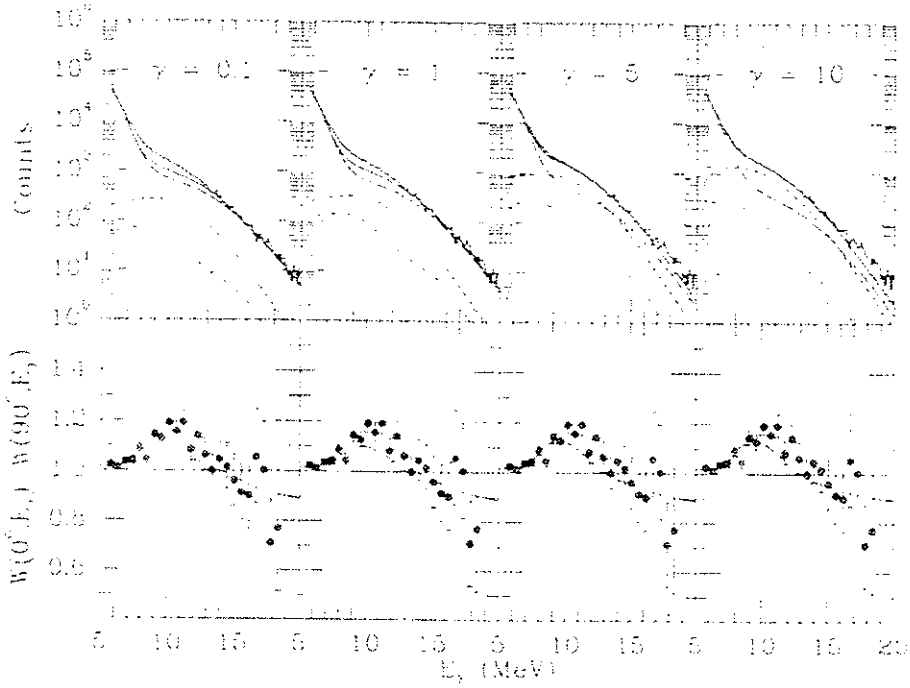


Fig. 2.3 - Comparação de cálculos de modelo estatístico com diferentes coeficientes de dissipação, para espectros de raios gama e correlações angulares da reação ^{16}O + ^{208}Pb a 140 MeV [But91].

A medida de multiplicidade para partículas carregadas e nêutrons, baseia-se também essencialmente na coincidência com fragmentos de fissão, colocando-se detetores preferencialmente em direções paralelas e perpendiculares à direção dos fragmentos de fissão, visando a separação cinemática das componentes provenientes dos diferentes estágios da evolução temporal do sistema formado [Hol83]. Na figura 2.4, tem-se correlações angulares e espectros em diferentes ângulos, juntamente com ajustes para as componentes relativas às emissões em pré-equilíbrio e antes e depois da fissão, para a reação ^{20}Ne + ^{165}Ho a 220 MeV. Pode-se notar que para os ângulos −12.5° e 160°, a maioria dos nêutrons são provenientes da emissão pelo núcleo composto, ao passo que a 60° em relação à direção de detecção do fragmento de fissão, existe uma considerável contribuição de nêutrons provenientes dos fragmentos de fissão. A figura 2.4 ilustra bem o efeito de focalização cinemática.

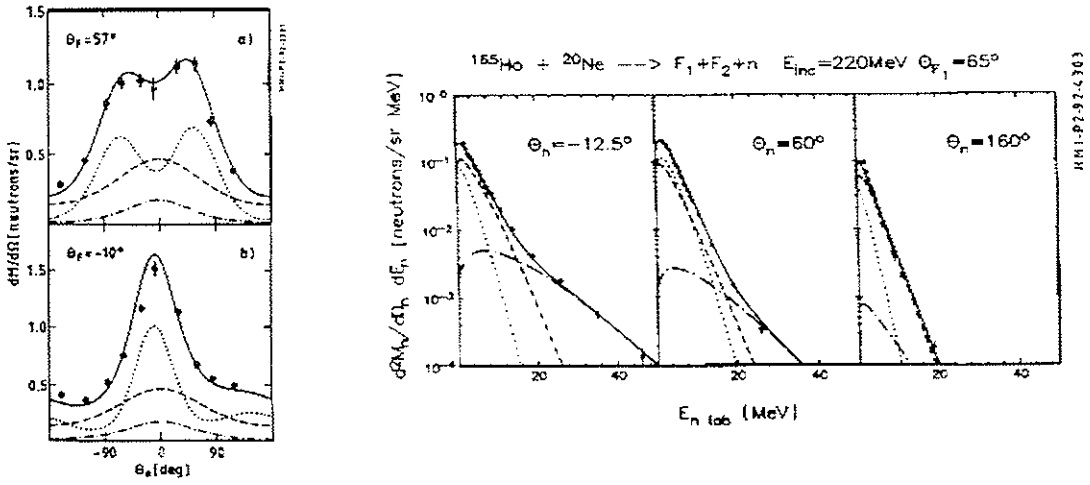


Fig. 2.4 - Correlações angulares entre nêutrons e espectros para o sistema ^{20}Ne + ^{165}Ho a 220 MeV [Hol83].

Na figura 2.5 apresenta-se, para o caso da medida de nêutrons, uma comparação entre valores experimentais de multiplicidade e previsões de modelo estatístico, a partir da qual pode-se inferir a escala temporal.

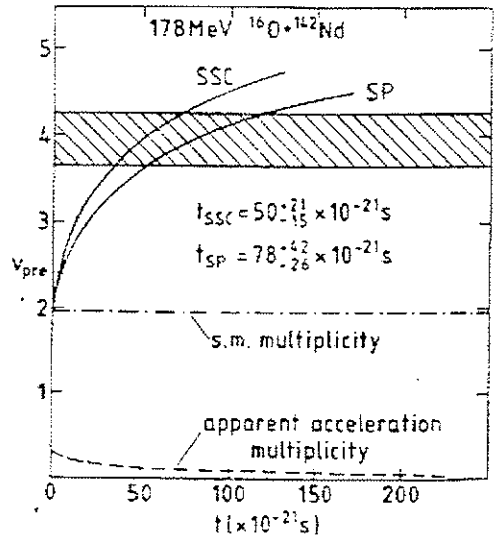


Fig. 2.5 - Multiplicidade de nêutrons antes da cisão como função do tempo. São mostrados os tempos permitidos no ponto de cisão e entre o ponto de sela e o ponto de cisão. A área hachurada representa o intervalo de valores experimentais [Hin89].

Os cálculos de modelo estatístico modificados pela inclusão da dissipação, fornecem também uma interessante maneira de se testar a consistência entre os resultados obtidos para a escala temporal da fissão em experimentos onde se detecta por exemplo, raios gama ou nêutrons. Além dos espectros de raios gama, os cálculos fornecem também a multiplicidade de partículas, em particular de nêutrons, para os vários estágios da evolução temporal e mostram que a maioria dos raios gama e nêutrons são emitidos antes que se atinja o ponto de sela (vide figura 2.3). Na figura 2.6, as previsões do modelo estatístico para a multiplicidade de nêutrons para a mesma reação da figura 2.3, em função de γ, são comparadas a resultados experimentais. Verifica-se que os resultados referentes a γ = 10 fornecem o melhor acordo com os dados, mostrando a consistência com os resultados mostrados na figura 2.3. Por outro lado, utilizando-se os métodos de análise aplicados às medidas de nêutrons, a previsão dos resultados para os raios gama nem sempre é fácil. Em geral, esses métodos não incluem o decaimento gama, ou no caso da utilização de programas Monte Carlo, a extração do

decaimento gama é complicada, devido à baixa multiplicidade quando comparada aos nêutrons.

A partir de uma análise da figura 2.7, pode-se obter uma idéia e comparar as sensibilidades intrínsecas dos *relógios* correspondentes à medida de RGD e de nêutrons, com as previsões para o processo de fissão sem e com a inclusão do efeito de dissipação, para os quatro primeiros estágios de decaimento por nêutrons, de um núcleo de ^{234}Th a uma temperatura de ~ 1.6 MeV. Na ausência de dissipação, o processo de fissão é mais rápido que os dois relógios. Na presença de dissipação, o *relógio* de nêutrons é inicialmente mais rápido, mas cruza a escala de tempo da fissão a partir do terceiro estágio de decaimento.

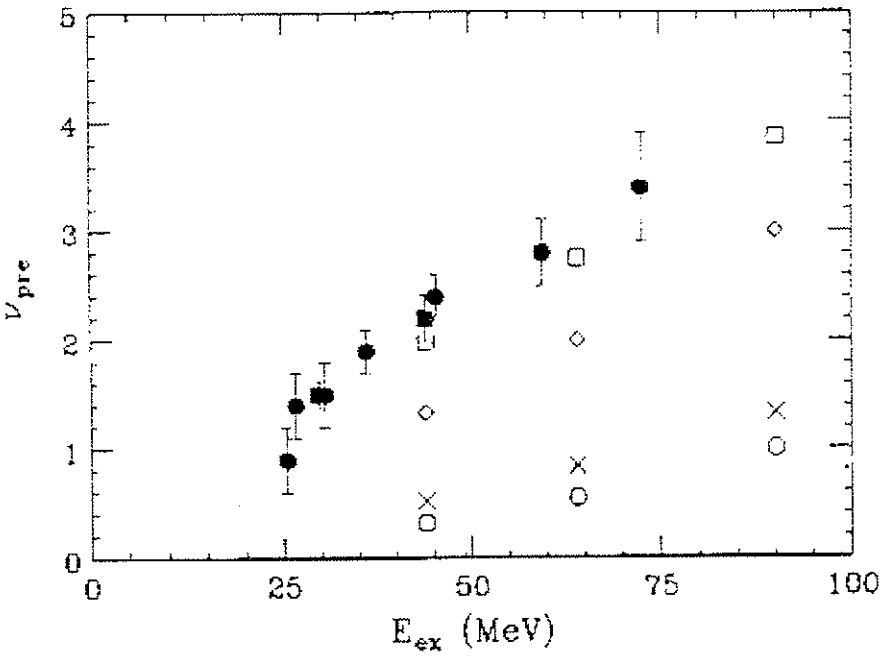


Fig. 2.6 - Multiplicidades de nêutrons experimentais antes da cisão para a reação ^{16}O + ^{208}Pb, comparadas com cálculos de modelo estatístico com γ = 0.1(o), γ = 1(×), γ = 5(◇) e γ = 10(□) [But91].

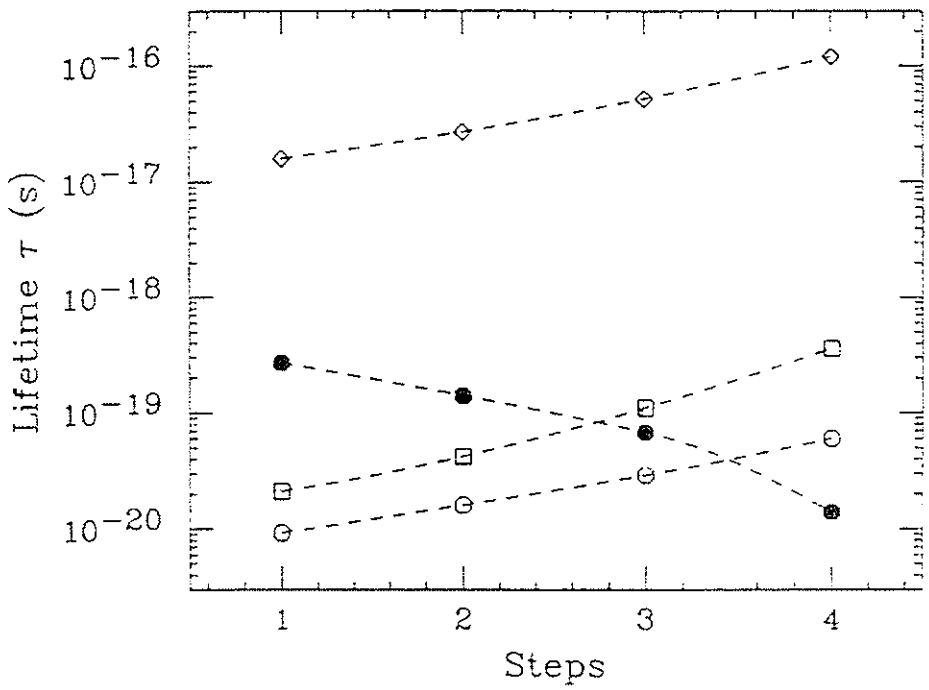


Fig. 2.7 - Tempos de decaimento do núcleo composto como função dos estágios de decaimento de raios gama(◊), nêutrons(□), fissão sem dissipação(o) e fissão com dissipação(•), para a reação ^{16}O + ^{208}Pb [Tho88].

2.3 "Crystal Blocking"

A técnica de *crystal blocking* oferece uma oportunidade única para a medida direta de tempos de reação quando os produtos correspondem a partículas carregadas. O efeito de bloqueio utilizado para a determinação de tempos de vida curtos, é um exemplo particular de um fenômeno mais geral denominado *channeling* [Mor74] , envolvendo o desvio de partículas carregadas, ocasionado pelas linhas ou planos de átomos num cristal. O desvio da trajetória é causado pelo espalhamento que partículas movendo-se em ângulos pequenos sofrem, devido à presença linhas ou planos de átomos. Se a partícula é carregada positivamente, ela é guiada através dos espaços abertos da rede cristalina. Devido a estes desvios (*channeling*), partículas positivas que incidem em um cristal paralelamente a linhas ou planos de átomos, apresentam uma probabilidade

reduzida de atingir um átomo da rede (para partículas negativas, o efeito é reverso).

Após a descoberta do *channeling*, logo se percebeu que a capacidade de concentrar o fluxo de partículas nas regiões espaciais abertas do cristal, poderia ser utilizada para determinar a posição de impurezas no cristal. Impurezas localizadas em posições normais na rede (substitucionais), experimentam a mesma redução de probabilidade para interações mais próximas (caracterizadas por um ângulo maior de espalhamento, emissão de raios X, etc), que os átomos do cristal. Por outro lado, as impurezas localizadas entre linhas ou planos de átomos dentro do cristal (intersticiais), apresentam um aumento na probabilidade de interação. Este mesmo efeito pode também ser utilizado para a determinação de tempos de vida nucleares. Entretanto, isto só se tornou aparente depois que se descobriu a existência de uma reciprocidade ou reversibilidade quando se compara partículas se movendo para dentro do cristal com partículas que se movem de dentro para fora [And68]. O que se observa experimentalmente é que uma partícula carregada positivamente, emitida de uma posição bem próxima a um átomo da rede, apresenta uma probabilidade reduzida de emergir do cristal numa direção paralela a linhas ou planos de átomos, da mesma maneira que uma partícula incidente em um cristal paralelamente a linhas ou planos de átomos, apresenta uma reduzida probabilidade de atingir um átomo na rede. Na figura 2.8, é mostrada a equivalência dos efeitos mencionados.

Na figura, os prótons originários de átomos na rede, são provenientes de espalhamento a um ângulo grande. No pequeno intervalo angular analisado, a seção de choque de Rutherford para o espalhamento, pode ser considerada constante. A redução de contagens acontece, pois os prótons que se movem ao longo da direção de linha ou planos de átomos, são defletidos ou bloqueados por outros átomos nessas linhas ou planos. Daí surge então, o termo *blocking*.

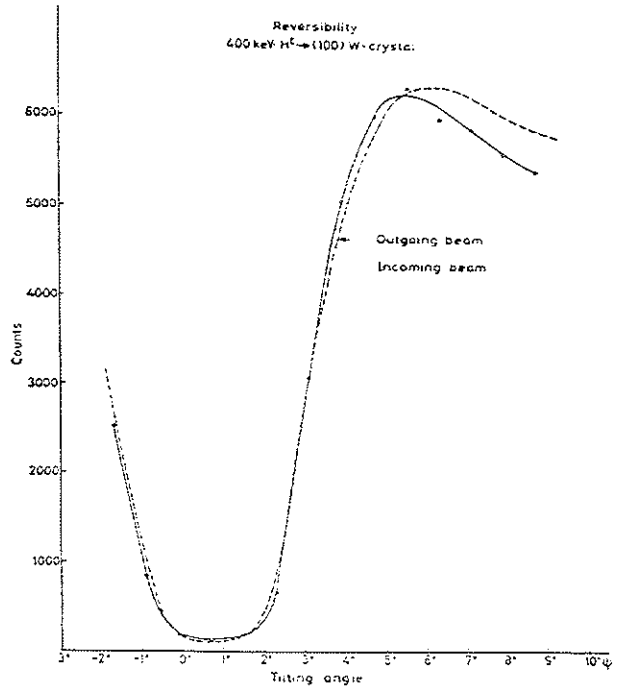


Fig. 2.8 - Teste de reversibilidade. A linha sólida corresponde a *channeling* com direção do feixe incidente variada em relação ao eixo ⟨100⟩ e saída em ângulo aleatório e a linha tracejada corresponde a *blocking* com saída relativa ao eixo⟨100⟩ e incidência em direção aleatória [And68].

2.3.1 A técnica e os arranjos experimentais

Se um núcleo composto é produzido a partir de uma reação entre uma partícula incidente e um núcleo da rede, o sistema excitado vai recuar ao longo da direção original da partícula incidente. Se o núcleo decai por meio da emissão de partículas carregadas, sem ainda ter se movido significativamente, uma distribuição angular com probabilidades reduzidas será observada, devido ao efeito de *blocking*, conforme descrito acima. Se no entanto, alguns dos núcleos vivem o suficiente para recuar dentro do espaço livre entre camadas de átomos do cristal, a inibição de contagens vai se tornando cada vez menor, devido à menor interação das partículas emitidas com os átomos da rede. Estas duas situações são esquematizadas na figura 2.9.

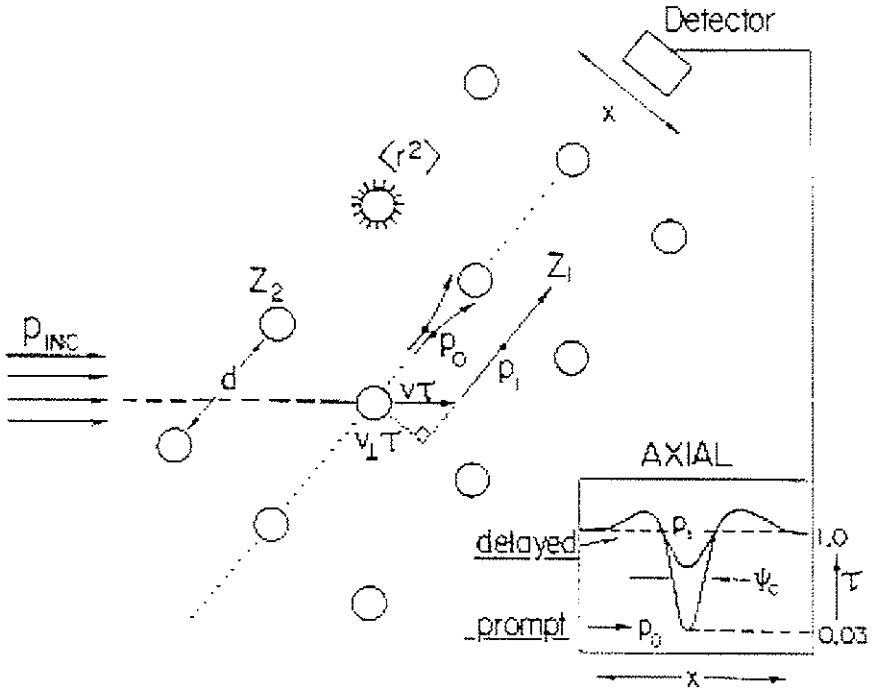


Fig. 2.9 - Representação esquemática de medidas de *blocking* de partículas carregadas emitidas de posições da rede cristalina (p_0) e de núcleos em recuo deslocados em relação à rede (p_1).

Em reações entre íons pesados, o núcleo composto pode recuar com velocidades tão elevadas como 10^9 cm/s. Os efeitos de *blocking* podem ser facilmente observados para distâncias tão curtas quanto ~ 0.1 ângstrons, o que leva a um limite inferior para a escala temporal da ordem de $10^{-19} - 10^{-18}$ s. O limite superior é atingido quando a distância média de recuo, torna-se maior que a distância até a próxima linha ou plano de átomos. O ângulo entre o feixe incidente e a direção de emissão, pode ser escolhido de modo que a componente da velocidade de recuo, normal à linha ou plano de átomos seja controlada. O limite superior para escala temporal, mesmo para feixes mais leves com baixa energia, é da ordem de 10^{-14} s.

Embora conceitualmente, a técnica seja relativamente simples, a realização de experimentos apresenta certas dificuldades, em particular relativamente aos cristais, cujo posicionamento deve ser precisamente efetuado por meio de goniômetros precisos. Além disso, o cristal deve ser devidamente preparado, de

modo a se evitar imperfeições, depósitos de filmes superficiais espúrios, etc. Uma desvantagem da técnica vem do fato de se restringir os alvos à disponibilidade de elementos que formam os cristais.

Em termos de detetores, são geralmente utilizados detetores bidimensionais sensíveis à posição. Em experimentos mais recentes, detetores de silício sensíveis à posição são utilizados aos pares com o objetivo de se obter, além da posição, a energia e o número atômico das partículas, através de espectros $\Delta E - E$ [Mor98]. Na prática, não é suficiente se medir um padrão de *blocking* para uma dada partícula emergente do cristal e compará-lo a uma distribuição teórica para a obtenção da escala temporal, pois imperfeições no cristal, vibrações térmicas, criação de filmes superficiais durante o bombardeamento e a própria resolução dos detetores, podem levar a mudanças no padrão de *blocking*. Portanto, é necessário que se obtenha um padrão de referência que não contenha o efeito da vida média, o qual vai servir de normalização. Para este fim, em geral são utilizados dados referentes ao espalhamento elástico.

Na figura 2.10, apresenta-se um padrão de *blocking* bidimensional para o espalhamento elástico de ^{16}O em Ge na energia de 103 MeV [Cam87], onde o eixo $\langle 110 \rangle$ está alinhado em relação a um detetor colocado em 22.3°. A estrutura cristalográfica do eixo $\langle 110 \rangle$ pode ser observada, assim como os planos (110), (100) e (111). Tem-se também um padrão para a reação ^{40}Ar + Ge a 1760 MeV, para partículas com $Z>9$ e um ângulo de 5.3°.

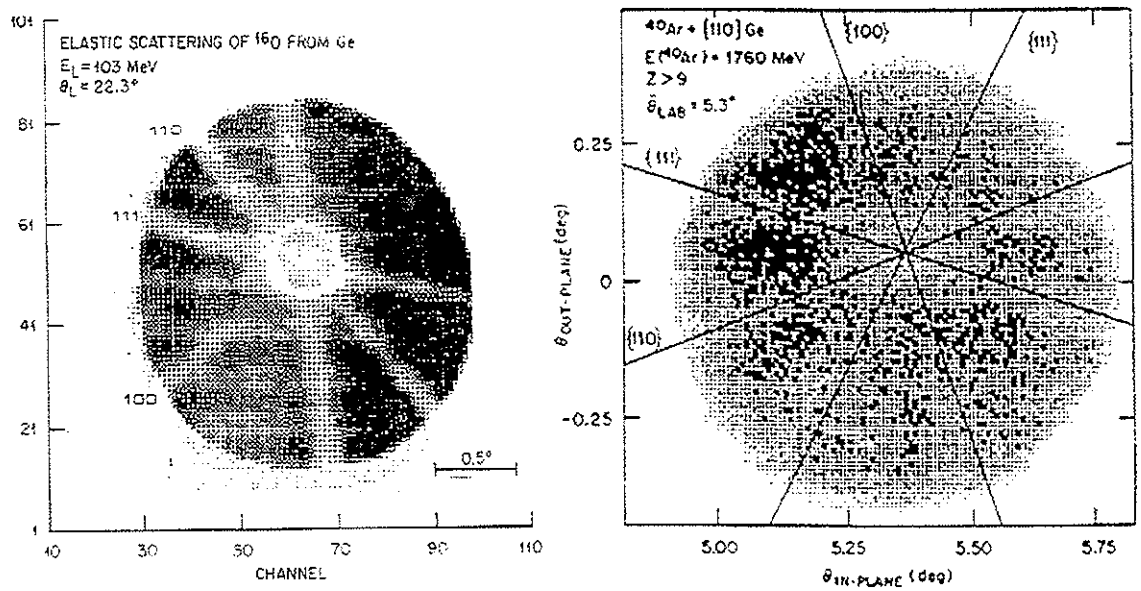


Fig. 2.10 - Padrões bidimensionais de *blocking* para o espalhamento elástico de ^{16}O em Ge a 103 MeV(esquerda) e elementos com Z>9 para a reação ^{40}Ar+ Ge a 1760 MeV(direita) [Cam87].

2.3.2 Determinação de escalas temporais

A partir de padrões como os apresentados na figura 2.10, pode-se extrair a escala temporal envolvida, fazendo-se uso também de conceitos teóricos e/ou cálculos Monte Carlo.

É importante salientar que a redução na taxa de contagem observada no centro do padrão da figura 2.10, para o espalhamento elástico, que corresponde à interseção entre os vários planos, pode ser diretamente relacionada à escala temporal de interesse. Para tempos curtos, como os envolvidos no espalhamento elástico, os produtos se originam de posições muito próximas aos átomos da rede, sendo portanto bloqueados pelos átomos do mesmo plano ou eixo, gerando então mínimos. Para tempos mais longos, devido ao deslocamento do núcleo emissor, os produtos de reação são emitidos de posições próximas ao centro dos canais, ocorrendo portanto, um aumento da taxa de contagem ao longo dos mesmos, conforme pode-se verificar na figura 2.10 para o caso da reação ^{40}Ar + Ge.

Estes efeitos podem ser estudados de forma quantitativa a partir da integração do padrão de *blocking* na direção azimutal, para vários ângulos em relação ao eixo do cristal. Pode-se construir as distribuições angulares normalizadas em relação ao padrão de referência e a partir de comparações com previsões teóricas, pode-se determinar os tempos de interesse. Na figura 2.11 é mostrada uma distribuição angular de *blocking* para a reação ^{16}O + Ge juntamente com previsões teóricas com base a modelos que serão brevemente descritos a seguir [Cam87].

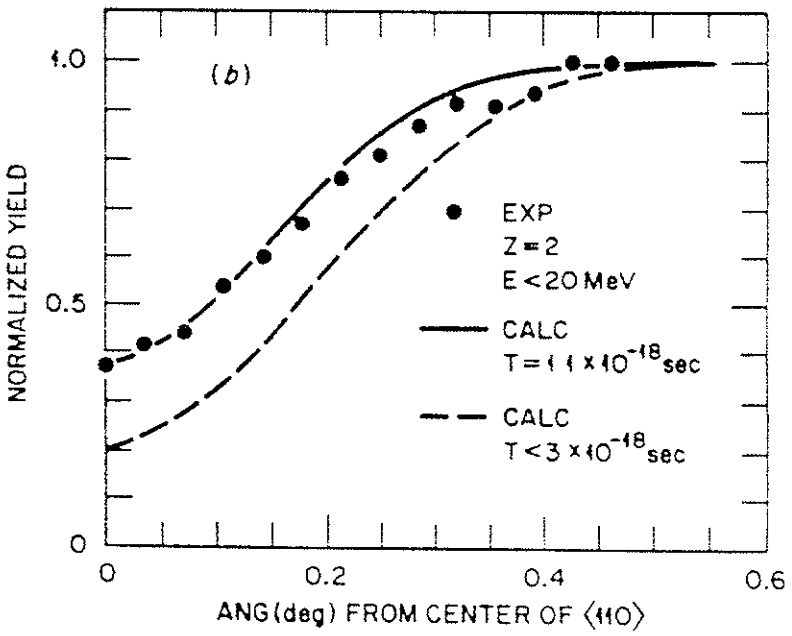


Fig. 2.11 - Distribuições angulares de *blocking* para partículas alfa da reação ^{16}O + Ge a 120 MeV.

Um dos modelos mais utilizados para auxiliar na extração de escalas temporais da análise das distribuições angulares, é denominado modelo de linha única contínua [Lin65]. Neste caso, assume-se que as linhas de átomos na rede podem ser representadas por linhas contínuas de carga positiva, e os planos, por camadas contínuas de carga. De forma a simplificar os cálculos, assume-se que as distribuições de trajetória das partículas estejam em equilíbrio estatístico, ou seja, há uma probabilidade uniforme de encontrá-las em qualquer região espacial

do cristal energéticamente permitida. A teoria assume também, que o potencial possua uma simetria cilíndrica ao redor de cada linha de átomos, sendo este o ponto mais fraco do modelo. Partindo destas considerações, pode-se explorar as características das distribuições angulares para extrair as escalas temporais. Uma das características mais distintas e sensíveis das distribuições, é a chamada taxa de contagem mínima, χ, expressa como a fração das contagens em ângulos maiores, onde não há variação da taxa de contagem.

Resultados experimentais demonstram que outros efeitos, tais como imperfeições da rede, filmes finos depositados na superfície do cristal e vibrações térmicas são aditivas, de forma que a taxa de contagem mínima pode ser escrita como uma soma da parte verdadeira (que carrega o efeito de recuo do núcleo emissor) com a parte espúria, ou seja, $\chi = \chi_v + \chi_e$. As contribuições inseridas em χ_e são difíceis de se avaliar. Entretanto, se uma medida de referência, por exemplo de espalhamento elástico, é realizada, estes efeitos estarão igualmente presentes, mas não os relacionados ao deslocamento do núcleo emissor. A diferença $\Delta\chi$ entre as taxas de contagem mínima da medida de interesse e a de referência devem portanto, depender somente da distância média de recuo do núcleo em questão, na direção normal às linhas ou planos de átomos, dada por $v_{\perp}\tau$. Assim , determinando-se experimentalmente a diferença $\Delta\chi$, pode-se extrair o tempo τ a partir de:

$$\Delta\chi = 2\pi NdD(v_{\perp}\tau)^2 \qquad (2.7),$$

onde N é a densidade atômica, d corresponde ao espaçamento atômico ao longo da linha e $D = 1.3 \pm 0.2$ é uma constante determinada a partir de experimentos e simulações.

A inclusão da distribuição de potencial na rede, produzida por outras linhas de átomos diferentes daquela de onde o núcleo em recuo se originou, pode ser importante e outros modelos mais completos possuem esta sofisticação. Neste caso, cálculos Monte Carlo são efetuados [Bar71], podendo-se obter, entre outras coisas, informações a respeito da trajetória das partículas. A partir de ajustes à

forma das distribuições angulares, pode-se extrair a escala temporal τ. Na figura 2.11, as linhas sólidas e pontilhadas correspondem a cálculos Monte Carlo para dois diferentes valores de τ.

2.4 Flutuações estatísticas

A descrição estatística de sistemas físicos complexos tem se mostrado bastante eficiente na interpretação de várias grandezas físicas mensuráveis. Na área de Física Nuclear, os modelos estatísticos têm se mostrado confiáveis na descrição dos valores médios de observáveis típicos como raios nucleares, energias médias de ligação, temperatura, seção de choque de alguns processos, valores mais prováveis de energia cinética, etc. Porém, tão importante quanto os valores médios destes observáveis são os desvios dos mesmos em relação a estes valores. Estes desvios são capazes de prover informações importantes sobre a estrutura e, principalmente, a dinâmica de reações. Uma das grandezas que fica evidente quando se estuda esses desvios, em especial a flutuação da seção de choque em torno da sua média, é a largura média de decaimento de certos canais que, por sua vez, fornece a escala temporal de um processo envolvido em uma reação nuclear.

Em energias de excitação elevadas, onde há muitos níveis de energia disponíveis, a separação média D entre esses níveis torna-se menor que a largura média Γ dos mesmos ($D<<\Gamma$). Assim, não é mais possível separar os níveis individuais e a seção de choque é dominada por um número muito grande de ressonâncias, cujas amplitudes interferem fortemente. Essas interferências entre as várias ressonâncias são de natureza aleatória e originam flutuações intensas na seção de choque. A largura média destas flutuações está diretamente relacionada à largura média dos níveis superpostos (Γ) e consequentemente à vida média do sistema (τ) através do Princípio de Incerteza $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$, ou seja, o

estudo quantitativo destas flutuações provê informações importantes sobre a vida média do sistema.

A possibilidade de que reações nucleares exibam flutuações não ressonantes na seção de choque foi prevista teoricamente por T. Ericson [Eri60] em 1960. Experimentalmente, estas flutuações foram primeiramente observadas por Colli e Facchini em 1962 [Col62]. A princípio, estas teorias se restringiam a processos onde havia formação de núcleo composto. A ocorrência de flutuações na seção de choque de núcleo composto é baseada na hipótese básica da teoria estatística, onde o decaimento do núcleo composto é independente da sua formação [Fes62]. Um grande número de trabalhos foram realizados com o objetivo de determinar as larguras médias de núcleos compostos em várias regiões de massa e energia de excitação [All65, Beh80]. Em trabalhos mais recentes [Suo87, Pap88], foram observadas fortes flutuações nas funções de excitação de processos binários dissipativos (DBHIC - "Dissipative Binary Heavy Ion Collision"), onde novas características das larguras médias medidas (Γ) foram reveladas, tais como a dependência destas larguras com o ângulo de espalhamento e o aparecimento de estruturas com energias maiores que Γ, provenientes da rotação do di-núcleo intermediário. Assim, começou a ser questionada a possibilidade de analisar estas flutuações no contexto da teoria de Ericson onde somente o formalismo de núcleo composto era considerado, sem incluir efeitos de interferências entre ondas parciais de diferentes momentos angulares. Neste sentido novas interpretações teóricas foram criadas [Pap94] com o intuito de explicar estas flutuações e o fenômeno deixou de ser exclusividade de mecanismos via núcleo composto e passou a fazer parte de mecanismos onde há a formação de um sistema molecular, ou di-nuclear.

Será apresentada a seguir, teoria de flutuações estatísticas, começando com a teoria de Ericson, que descreve bem as flutuações provenientes de processos onde há a formação de núcleo composto, sem interferência entre diferentes ondas parciais. Em seguida será apresentado um modelo mais recente, onde o efeito de interferência entre diversas ondas parciais é introduzido, tornando possível o entendimento de flutuações na seção de choque devido à formação de

um di-núcleo intermediário, permitindo explicar fenômenos que foram observados em vários processos binários dissipativos.

2.4.1 Núcleo composto - Teoria de Ericson

De forma mais geral, pode-se escrever que a seção de choque da transição de um estado α para um estado α' pode ser dada em termos da matriz de espalhamento *S* por:

$$\sigma_{\alpha\to\alpha'}(E) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha}\left|S_{\alpha\alpha'}(E)\right|^2 \tag{2.8}$$

enquanto a seção de choque total pode ser escrita de acordo com o teorema óptico como:

$$\sigma_{\alpha}^{\text{total}}(E) = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha}\left(1-\text{Re}\,S_{\alpha\alpha}(E)\right) \tag{2.9}$$

A amplitude de espalhamento $S_{\alpha\alpha'}(E)$ é geralmente dividida em duas partes, uma que varia suavemente com a energia, que pode ser associada a interações diretas e outra atribuída ao processo de formação de um núcleo composto, caracterizado por estados intermediários *i* com energia complexa $E_i = \text{Re}E_i - i\frac{\Gamma_i}{2}$. Esta última parte, varia rapidamente com a energia. A matriz de espalhamento, de acordo com a teoria de reações de Feshbach [Fes62], é dada por:

$$S_{\alpha\alpha'}(E) = S_{\alpha\alpha'}^{\text{direta}} + i\sum_i \frac{a_i}{E-E_i} \tag{2.10}$$

onde $S_{\alpha\alpha'}^{direta}$ varia pouco com a energia e representa a contribuição devido a processos diretos na seção de choque total. A constante a_i é característica do i-ésimo estado ressonante e é o produto das amplitudes para levar o sistema do estado α para o estado ressonante i e em seguida do estado i para o estado final α'.

Em razão de estarmos estudando uma região onde há uma superposição muito grande de níveis de energia, é possível expandir as constantes a_i em torno do seu valor médio, de tal forma que:

$$a_i = a + \delta a_i \tag{2.11}$$

onde a é o valor médio de a_i e δa_i, a sua variação em torno desta média. Substituindo (2.11) em (2.10) e efetuando uma média na matriz de espalhamento *S*, chega-se, finalmente, a [53]:

$$S_{\alpha\alpha'}(E) = \langle S_{\alpha\alpha'} \rangle + i\sum_i \frac{\delta a_i}{E - E_i} = \langle S_{\alpha\alpha'} \rangle + S_{\alpha\alpha'}^{flutuação}(E) \tag{2.12}$$

onde $\langle S_{\alpha\alpha'} \rangle$ é o valor médio da matriz de espalhamento e $S_{\alpha\alpha'}^{flutuação}(E)$ é a parte responsável pela flutuação na amplitude de espalhamento.

Desta maneira, substituindo (2.12) em (2.8) e supondo que os processos diretos são incoerentes com os processos responsáveis pelas flutuações, pode-se obter que a seção de choque média é dada por:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \rangle &= \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \left\langle |S_{\alpha\alpha'}(E)|^2 \right\rangle = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\alpha} \left(|\langle S_{\alpha\alpha'} \rangle|^2 + \left\langle |S_{\alpha\alpha'}^{flutuação}(E)|^2 \right\rangle \right) \\ &= \sigma_{\alpha\alpha'}^{direta} + \left\langle \sigma_{\alpha\alpha'}^{flutuação} \right\rangle \end{aligned} \tag{2.13}$$

A seção de choque média se decompõe em duas partes: uma associada a reações diretas e a outra devido às flutuações devido ao núcleo composto.

Para estudar de forma mais sistemática estas flutuações, T. Ericson introduziu a função de correlação em energia, dada por [Eri63]:

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E+\varepsilon)\sigma(E)\rangle - \langle \sigma(E)\rangle^2}{\langle \sigma(E)\rangle^2} \tag{2.14}$$

onde ε é um intervalo em energia. Por razões físicas é esperado que para ε muito grande, as seções de choque sejam totalmente descorrelacionadas, de tal forma que $C(\varepsilon) = 0$. Uma expressão explícita para a equação (2.14) pode ser obtida utilizando as equações (2.8), (2.13) e (2.14) e realizando uma média em energia, o que resulta em [Eri66]:

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{1+\left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2}\left(1-y^2\right) \tag{2.15}$$

sendo $y = \frac{\sigma_{aa'}^{\text{direta}}}{\langle \sigma_{aa'} \rangle}$ e Γ, o valor médio das larguras dos níveis de energia.

A forma lorentziana na expressão acima se deve ao fato do núcleo composto estar decaindo exponencialmente com uma vida média da ordem de $\hbar/\Gamma$ (isto pode ser verificado através da transformada de Fourier da expressão (2.15) de ε para a sua variável conjugada, o tempo). Esta incerteza em tempo introduz correlações em energia da ordem de Γ.

O segundo termo da expressão (2.15) vem do fato de interações diretas atenuarem as flutuações na função de excitação. Na figura 2.12 é mostrada a distribuição de probabilidade da seção de choque em relação ao seu valor médio para vários valores de y [Eri63a]. É possível notar que, quanto maior o valor de y, menor a dispersão da seção de choque em torno de seu valor médio, ou seja, menor a intensidade das flutuações observadas.

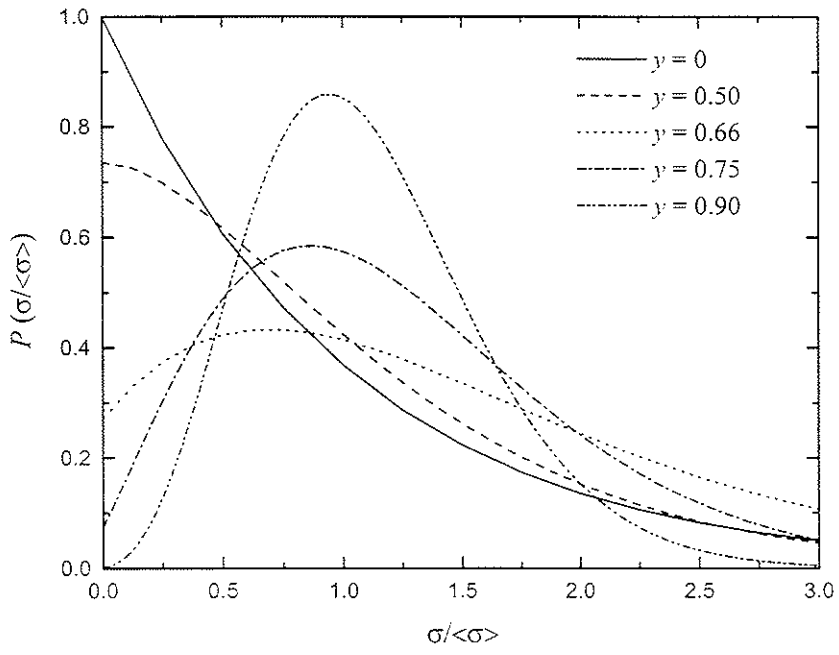


Fig. 2.12 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de y.

A expressão (2.15) é válida somente no caso em que existe apenas um estado final α'. Na maioria das reações nucleares muitos estados finais contribuem simultaneamente, adicionando graus de liberdade extras, associados basicamente com o spin das partículas no estado final. Outras vezes, na obtenção da seção de choque experimental não é possível isolar um nível de energia de outro muito próximo, de tal forma que o estado final é devido à contribuição de vários estados finais muito próximos. Assim, a seção de choque de um determinado processo pode ser dada pela soma das seções de choque parciais:

$$\sigma = \sum_{\beta} \sigma_{\beta} \tag{2.16}$$

Se a seção de choque da equação (2.16) for devida à soma de N seções de choque parciais com a mesma variância, então a distribuição de probabilidades deve ser como uma distribuição de χ^2 de grau de liberdade 2N. Na figura 2.13 é

mostrada a forma destas distribuições para vários valores de N, supondo que não haja processos diretos (y = 0) [Eri63a]. Fica evidente que, quanto maior o valor de N, menor a probabilidade de haver seções de choque com valores longe do valor médio. Isto é consistente com o fato de que a função de excitação de uma reação com N canais finais possíveis é a média de N funções de excitação com um canal final. A função de correlação para ε=0 vale, considerando que não haja processos diretos envolvidos [Eri66]:

$$C(\varepsilon = 0) = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{N} \qquad (2.17)$$

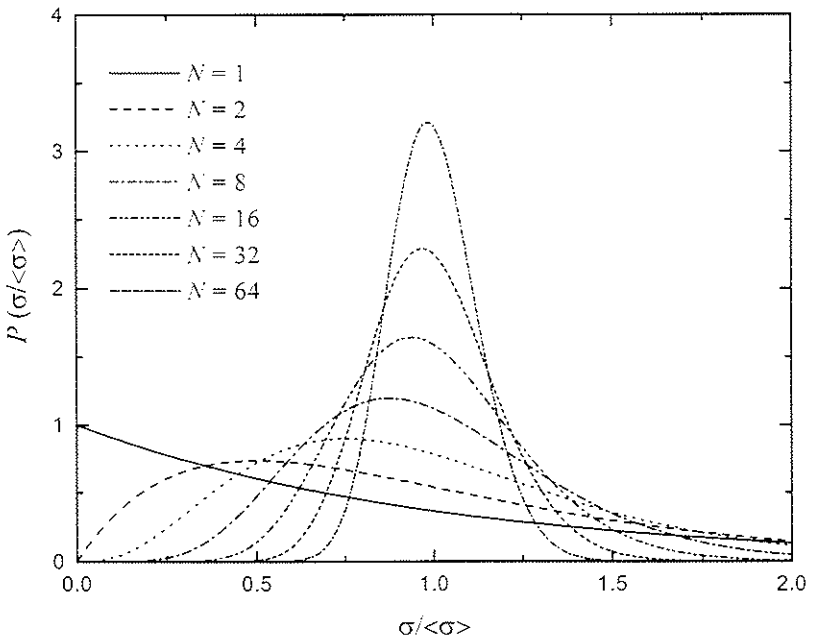


Fig. 2.13 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de N.

Deste modo, a função de correlação final , considerando tanto a presença de processos diretos, quanto um número N de canais de saída, fica sendo:

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N} \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2} \left(1 - y^2\right) \tag{2.18}$$

Outra grandeza importante na análise de flutuações nas funções de excitação é a função de correlação angular. Esta função é definida como:

$$C(\theta,\theta') = \left\langle \left(\frac{\sigma(E,\theta)}{\langle \sigma(E,\theta) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{\sigma(E,\theta')}{\langle \sigma(E,\theta') \rangle} - 1 \right) \right\rangle_E \tag{2.19}$$

onde θ e θ' são os ângulos no referencial do centro de massa onde as funções de excitação foram medidas. É mais conveniente definir uma função de correlação normalizada, que vale:

$$C^N(\theta,\theta') = \frac{C(\theta,\theta')}{\sqrt{C(\theta,\theta) \cdot C(\theta',\theta')}} \tag{2.20}$$

Assumindo que as flutuações observadas sejam devidas à formação de um núcleo composto, D. M. Brink et al. [Bri64] chegaram a uma expressão explícita para a equação (2.20), que é:

$$C^N(\theta,\theta') = \left(\frac{\mathrm{sen}(kR(\theta - \theta'))}{kR(\theta - \theta')} \right)^2 \tag{2.21}$$

onde k é o número de onda das partículas incidentes e R, o raio do núcleo composto. É possível notar que o valor da função de correlação angular cai à medida que a diferença entre os ângulos aumenta, indicando que as estruturas presentes nas duas funções de correlação estão pouco correlacionadas.

Na figura 2.14 é mostrada uma forma típica da função de correlação angular utilizando parâmetros compatíveis com as medidas realizadas neste trabalho. Nota-se que para diferenças angulares de aproximadamente 40°, o valor da correlação é praticamente nulo.

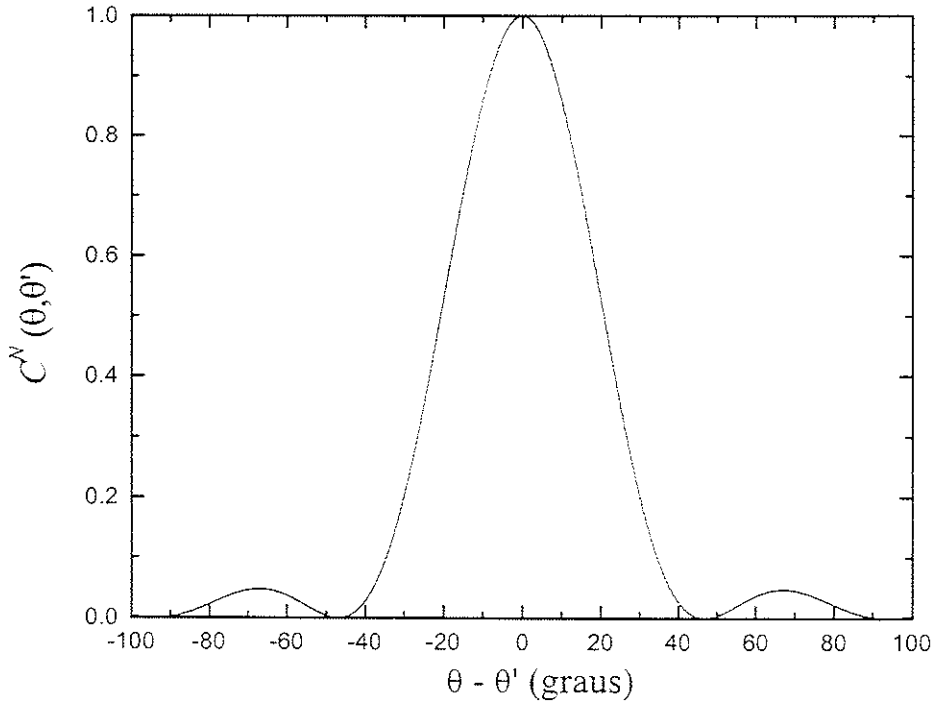


Fig. 2.14 - Função de correlação angular para um processo onde há formação de núcleo composto.

2.4.2 Correlação entre momentos angulares - o Modelo de Kun

Uma característica de colisões entre íons pesados é o elevado momento angular envolvido e a conseqüente correlação entre ondas parciais de diferentes momentos angulares. Este fato é responsável por muitas características observadas, tais como: a focalização angular dos produtos de reação [Ros90], a forma não lorentziana da função de correlação em energia [Kun87] e a modificação das funções de correlações angulares [Kun90]. Neste sentido, novas

interpretações [Pap94] foram elaboradas, diferentes da proposta por Ericson, de tal forma a incluir o efeito de interferência entre ondas parciais de diferentes momentos angulares. Estes modelos (onde se destaca o Modelo de Kun, descrito a seguir) permitem explicar e interpretar as estruturas presentes em funções de excitação de processos binários dissipativos em termos da formação e decaimento de um sistema di-nuclear macroscópico.

Por simplicidade, vamos considerar todos os *spins* como sendo zero e omitir os índices no canal de entrada e saída. Vamos desconsiderar também a presença de processos diretos que, como no modelo de Ericson, provocam a atenuação das flutuações. A amplitude de espalhamento e a seção de choque podem ser dadas, neste caso, por:

$$F(E,\theta) = \sum_l (2l+1) S_l(E) \exp[i\varphi(l)] P_l(\cos\theta) \qquad (2.22)$$

$$\sigma(E,\theta) = 2\pi \operatorname{sen}\theta |F(E,\theta)|^2 \qquad (2.23)$$

onde E e θ são a energia incidente e o ângulo de espalhamento, respectivamente. $\varphi(l)$ é o deslocamento de fase devido ao espalhamento elástico (coerente). Se os fragmentos de reação possuem *spin*, as expressões (2.22) e (2.23) são válidas na condição da reação ser planar [Str80]. Para modelar o processo binário dissipativo, vamos tomar a matriz *S* na forma [Bri87]:

$$S_l(E) = i[W(l)]^{1/2} \sum_i \frac{a_i^l}{E^*(l) - E_i(l) + \frac{1}{2} i\Gamma_i(l)}, \qquad (2.24)$$

que é muito similar à equação (2.10) a menos de alguns fatores que aparecem devido à inclusão do momento angular: $E^*(l)$ é a energia de excitação do sistema intermediário e vale $E^*(l) = E - E_{rot}(l)$, sendo E a energia incidente e $E_{rot}(l)$ a energia de rotação do sistema. Devido ao caráter localizado em momento angular

e periférico (momento angular entre o l-crítico e o l-rasante), por simplicidade, tomamos W(l) na forma:

$$W(l) = \exp\left(-\frac{(l-L)^2}{\Delta}\right) \tag{2.25}$$

sendo L o momento angular médio do processo de interesse e Δ a janela disponível em momento angular. Para haver correlações entre diferentes momentos angulares, l e l', vamos assumir que haja coerência em momento angular nas constantes $a_l^{l'}$ e que elas sejam totalmente independentes de l dentro da janela Δ, ou seja, $a_l^{l'} = a_l$. Isto pode ser esperado no caso de reações periféricas, onde $\Delta<L$ e supondo que haja estabilidade nas funções de onda intrínsecas do sistema di-nuclear intermediário, quando há pequenas variações na sua velocidade de rotação e, consequentemente, no momento angular orbital. Pelas mesmas razões podemos dizer que o espaçamento médio dos níveis de energia é constante e igual a D e que $E_i(l)$ e $\Gamma(l)$ são independentes do momento angular, dentro desta janela Δ. Usando a equação (2.24) e a condição $L>\Delta$, temos:

$$\left\langle S_l(E+\varepsilon)S_{l'}^{*}(E)\right\rangle = \frac{iB[W(l)W(l')]^{1/2}}{e-(l-l')+i\gamma} \tag{2.26}$$

sendo $B = \dfrac{2\pi\left\langle|a_l|^2\right\rangle}{\hbar\omega D}$, $\gamma = \dfrac{\Gamma}{\hbar\omega}$ e $e = \dfrac{\varepsilon}{\hbar\omega}$. Devido ao caracter periférico e localizado desses processos, podemos expandir $\varphi(l)$ em série de Taylor, de tal forma que:

$$\varphi(l) = \varphi(L) + \Phi(l-L) + \frac{1}{2}\dot{\Phi}(l-L)^2 \tag{2.27}$$

sendo $\Phi = \dot{\varphi}$, a função de deflexão e $\dot{\Phi}$ sua derivada, calculadas no ponto de momento angular L. Para obter uma expressão aproximada para a função de

correlação, devemos tomar a condição de um sistema di-nuclear com vida longa, maior que o seu tempo de rotação e a condição de que os ângulos de espalhamento sejam grandes, ou seja $\theta \geq |\Phi| + 2a^{1/2}$, sendo $a = \frac{1}{4}\left(\Delta^{-2} + \Phi^2\Delta^2\right)$.

Deste modo, utilizando as equações (2.22) a (2.27) e a equação (2.14) chega-se à expressão [Kun91]:

$$C(e,\varepsilon) = \underbrace{\exp\left(-2ae^2\right)}_{I} \frac{\cos[2(\pi-\theta)e] + \cosh[2(\pi-\theta)\gamma]}{\underbrace{1+\cosh[2(\pi-\theta)\gamma]}_{II}} \frac{[1+\exp(-2\pi\gamma)]^2}{\underbrace{|1-\exp[-2\pi(\gamma-ie)]|^2}_{III}} \qquad (2.28)$$

Uma análise mais detalhada da expressão (2.28) mostra que a mesma representa 4 diferentes estruturas:

O termo I é responsável por um decréscimo exponencial da função de correlação e possui uma largura $\Delta\varepsilon_1 = (2a)^{-1/2}\hbar\omega = \frac{\hbar}{\tau_1}$, onde $(2a)^{-1/2}$ é a dispersão angular da orientação do di-núcleo e τ_1, a sua incerteza em tempo.

Uma estrutura periódica de longo alcance com período $\Delta\varepsilon_2 = \frac{\pi\hbar\omega}{\pi-\theta} = \frac{\hbar}{\tau_2}$ aparece do fator II, sendo $\tau_2 = \tau_{fs} - \tau_{ns} = \frac{2(\pi-\theta)}{\omega}$. τ_{fs} e τ_{ns} são os tempos que o di-núcleo necessita para adquirir uma orientação tal que o seu decaimento seja dado em um ângulo θ depois que o mesmo foi formado no lado distante (*far side*) ou próximo (*near side*), respectivamente. Esta estrutura é resultado da interferência entre os pacotes de onda do lado próximo e distante e desaparece se houver contribuição de somente um dos lados. Esta interferência é responsável também pela dependência angular da largura Γ se a mesma for muito próxima à constante de rotação do sistema intermediário ($\hbar\omega$).

O fator III com $\varepsilon < 2 - 3\Gamma$ nos fornece uma estrutura parecida com a prevista por T. Ericson com período $\Delta\varepsilon_3 = \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$, onde τ pode ser entendido como o tempo de vida médio do di-núcleo.

O fator III também é responsável por uma estrutura periódica com período $\Delta\varepsilon_4 = \hbar\omega = \frac{\hbar \cdot 2\pi}{T(2\pi)}$, onde $T(2\pi)$ é o tempo de revolução do di-núcleo. Esta estrutura desaparece com a condição $2\pi\gamma \geq 1$, que significa que o número de revoluções do di-núcleo é menor ou igual a 1.

Na figura 2.15 são mostradas funções de correlação obtidas a partir da expressão (2.28) para 3 valores diferentes de Γ (utilizou-se, nestes casos, valores compatíveis com os sistemas estudados neste trabalho). A estrutura presente por volta de 400 KeV, na curva para Γ=40 KeV, está relacionada com o período de rotação do di-núcleo. É possível perceber que, quando Γ se aproxima da constante de rotação $\hbar\omega$, o valor obtido para Γ difere muito do seu valor real. Na figura 2.16 é mostrada a largura obtida através da função de correlação como função do ângulo de espalhamento, considerando $\Gamma = \hbar\omega = 400\,\text{KeV}$ e os demais parâmetros iguais aos da figura 2.15. Nota-se que as larguras observadas mudam com o ângulo de espalhamento. Isto ocorre porque os pacotes de onda provenientes da trajetória próxima e distante interferem de maneira diferente em diferentes ângulos de espalhamento.

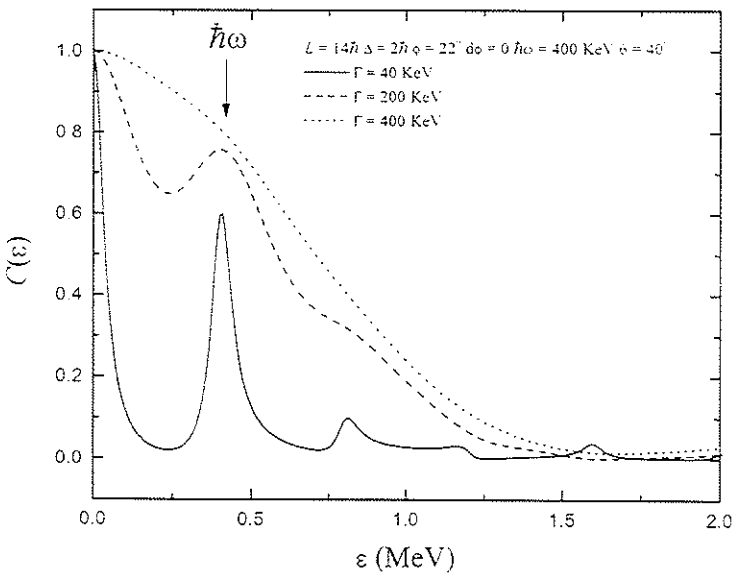


Fig. 2.15 - Funções de correlação obtidas com a expressão (2.28) para diferentes valores de Γ.

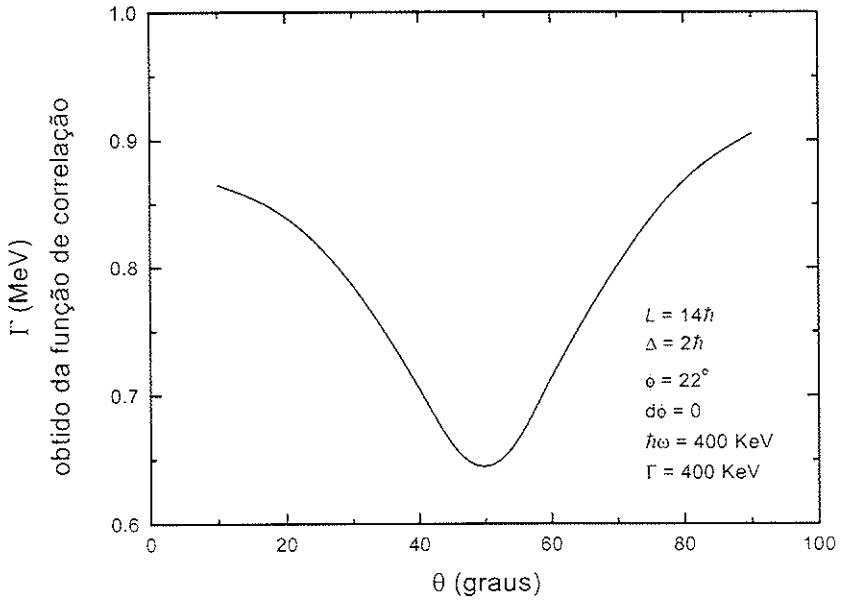


Fig. 2.16 - Larguras obtidas a partir das funções de correlação como função do ângulo de espalhamento.

Pode-se calcular a função de correlação angular do mesmo modo utilizado para o modelo de núcleo composto. Utilizando as expressões (2.19), (2.20), (2.26) e (2.27), levando em consideração que $F(E,\theta)$ segue uma distribuição normal e utilizando a forma assintótica para os polinômios de Legendre, podemos escrever que a função de correlação angular vale, neste caso [Kun90]:

$$C^{N}(\theta,\theta') = \frac{R(\theta,\theta')}{\left(R(\theta,\theta)\cdot R(\theta',\theta')\right)^{1/2}} \tag{2.29}$$

com $R(\theta,\theta') = |r(\theta,\theta')|^2$ e $r(\theta,\theta') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty}\left[K_n(\theta,\theta') + K_n(-\theta,-\theta') - iK_n(\theta,-\theta') + iK_n(-\theta,\theta')\right]$.

Neste caso, $K_n(\theta,\theta')$ vale:

$$K_n(\theta,\theta') = A\exp\left[-k^2\Delta^2 + ik(2L+1) - (\Phi + 2\pi n + q + ic)\gamma\right]\operatorname{erfc}\left(a^{1/2}\gamma - \frac{1}{2a}(\Phi + 2\pi n + ic)\right)$$

sendo $k = \frac{1}{2}(\theta - \theta')$, $q = \frac{1}{2}(\theta + \theta')$, $c = k\dot{\Phi}\Delta^2$ e $A = 2(2\pi)^{3/2}B\Delta L \exp(a\gamma^2)$. erfc(z) é a função erro [Spi92].

Na figura 2.17 são mostradas funções de correlação angulares para um conjunto de parâmetros em vários ângulos θ'. É possível notar que, diferentemente do que ocorre para núcleo composto, a função de correlação angular depende do ângulo de referência θ'. Percebe-se também a presença de oscilações muito intensas. Estas oscilações estão diretamente relacionadas ao valor da constante Δ. Quanto maior o valor de Δ, menores as oscilações e menor o alcance da mesma, como pode ser visto na figura 2.18. Para valores grandes de Δ, a função de correlação angular torna-se semelhante à obtida no caso do núcleo composto.

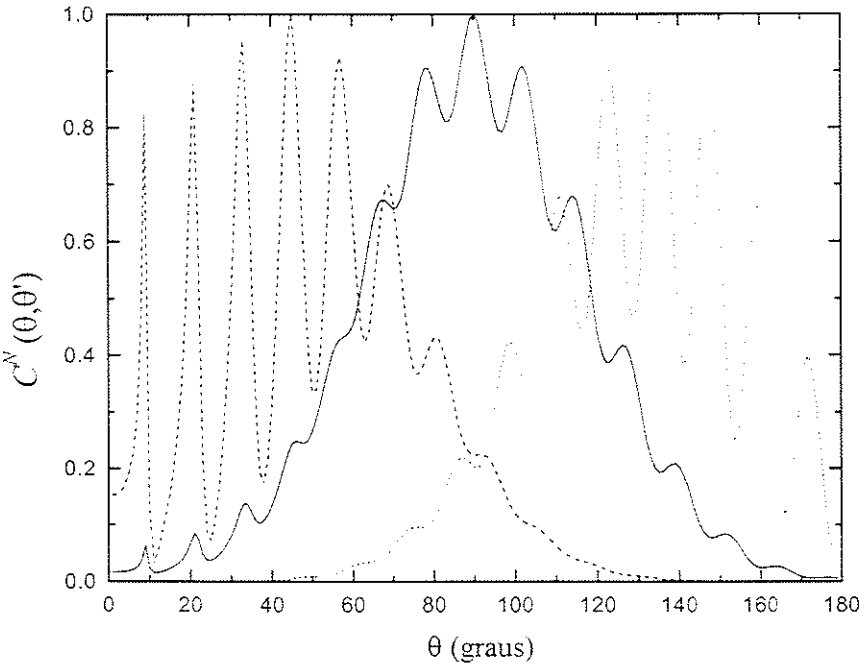


Fig. 2.17 - Correlações angulares para diferentes ângulos de referência θ', utilizando os parâmetros: γ = 1, L = 14 $\hbar$, Δ = 2 $\hbar$, Φ = 22°, $\dot{\Phi}$ = 0. Os ângulos θ' utilizados foram: 45° (linha tracejada), 90° (linha contínua) e 135° (linha pontilhada).

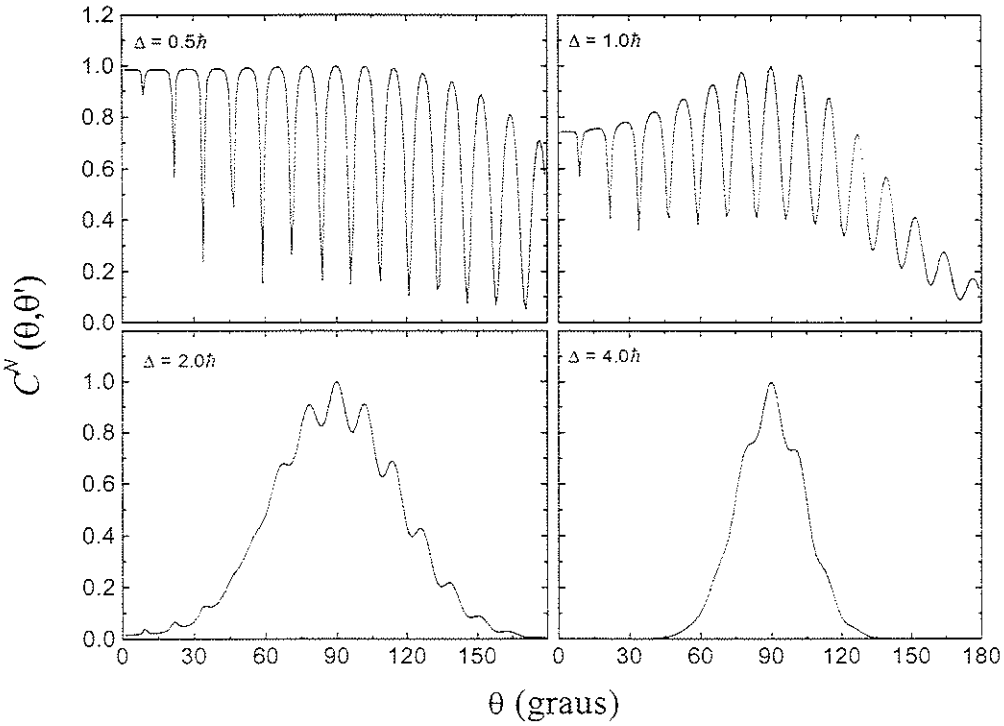


Fig. 2.18 - Funções de correlação angular para diferentes valores de Δ. Os parâmetros utilizados no cálculo foram os mesmos da figura 2.17. Neste caso, utilizou-se $\theta' = 90^\circ$.

O cálculo de correlações angulares utilizando este modelo é muito dependente dos parâmetros envolvidos. Em geral, estes parâmetros são bem determinados através de um estudo cuidadoso das distribuições angulares dos processos de interesse.

Este modelo tem se mostrado bastante eficaz na interpretação de flutuações na seção de choque de processos onde há a formação de um di-núcleo, permitindo explicar certos comportamentos observados, como a dependência dos comprimentos de coerência com o ângulo de espalhamento, além de prover informações quantitativas sobre a velocidade de rotação deste di-núcleo. Quando $\gamma << 1$, a menos das estruturas presentes em valores elevados de ε, os resultados e propriedades obtidas para as larguras Γ são similares aos obtidos no caso do núcleo composto.

2.4.3 Escalas temporais

A determinação de escalas temporais a partir da análise de flutuações estatísticas, envolve a construção de funções de correlação, a partir das quais pode-se extrair as larguras de decaimento Γ. As larguras devem estar devidamente corrigidas levando em conta o intervalo finito de energia utilizado nas medidas. Com a utilização desta técnica pode-se obter escalas temporais da ordem de 10^{-21} - 10^{-20} s. Devido ao fato de as escalas temporais serem provenientes de medida de larguras de decaimento, a precisão em energia na tomada de dados, deve ser menor que essas larguras. Assim, o método torna-se praticamente inviável para a obtenção de escalas temporais maiores que 10^{-19} s, que corresponde a larguras de algumas centenas de eV. A escala temporal neste caso, esta relacionada por exemplo, ao tempo que o núcleo composto demora para decair após o estabelecimento do equilíbrio. No caso da técnica de *blocking*, tem-se sensibilidade ao tempo decorrido desde o início da colisão, obtendo-se portanto, também informação sobre o tempo percorrido até o estabelecimento do equilíbrio.

2.5 Correlações a pequenos momentos relativos

A utilização de correlações a pequenos momentos relativos para a determinação de escalas temporais, tem sua origem em trabalhos relacionados a astrofísica, realizados por Hanbury-Brown e Twiss (HBT) no início da década de 50 [Bro54, Bro56]. Em 1954, R. Hanbury-Brown e R. Q. Twiss idealizaram um novo tipo de rádio-interferômetro com o objetivo de aprimorar a resolução na determinação de dimensões de objetos distantes.

O chamado efeito HBT difere fundamentalmente da interferência convencional, onde a ocorrência de um padrão estacionário de intensidade é

devida à superposição das amplitudes de duas ondas coerentes de mesma freqüência. É necessário que se tenha a mesma freqüência para se observar um padrão estacionário. A condição de coerência significa que, embora a fase de cada onda possa flutuar, a fase relativa deve permanecer constante. O efeito HBT, por outro lado, é observado na correlação de intensidade entre duas ondas independentes, com freqüências diferentes e fases que flutuam aleatoriamente entre si. De acordo com a definição básica de interferência, como uma superposição de campos eletromagnéticos, a correlação de intensidade observada por HBT pode ser considerada um efeito de interferência, mas de um outro tipo, pois a interferência ocorre entre ondas emitidas espontaneamente por átomos distintos na superfície de uma estrela por exemplo. Portanto, o efeito HBT é também chamado de interferência de segunda ordem, correlação de intensidade, ou interferência de intensidade (em oposição à interferência de amplitude). Mais tarde, foi demonstrado que o princípio poderia ser também utilizado para fontes luminosas. Em um curto período percebeu-se também que a técnica poderia ser utilizada na Física Nuclear, fornecendo informações a respeito da dimensão das fontes emissoras e também das escalas temporais, mesmo em situações onde o efeito HBT não se encontra presente.

2.5.1 O efeito HBT

Para descrever o efeito HBT, é interessante inicialmente relembrar alguns conceitos do clássico experimento de interferência de Young [Sch90], considerando-se a superposição de duas ondas planas e linearmente polarizadas na mesma direção. O campo elétrico como função da posição e tempo, pode então ser escrito como:

$$E_j(\vec{r},t) = E_j\, e^{i[\vec{k}_j\vec{r} - \omega_j t - \phi_j(t)]} \qquad j = 1,2 \tag{2.30}$$

A intensidade $|E_1 + E_2|^2$, devida à superposição de campos fica dada por:

$$I(\vec{r},t) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos\left[\left(\vec{k}_2 - \vec{k}_1\right)\cdot\vec{r} - \left(\vec{\omega}_2 - \vec{\omega}_1\right)\cdot t - \left(\phi_2(t) - \phi_1(t)\right)\right] \qquad (2.31)$$

Para que seja observado um padrão de interferência espacial estacionário, é necessário que $\omega_1 = \omega_2$ e que a diferença de fase $\phi_2(t) - \phi_1(t)$, permaneça constante durante um intervalo de tempo da ordem do tempo de observação. Estas observações levam à definição de luz coerente, ou seja, fase e amplitude permanecem constantes durante um intervalo de tempo longo o suficiente para permitir a observação. O comprimento de coerência seria então associado à distância, na direção de propagação, para a qual a fase e a amplitude permanecem constantes. Pode-se então deduzir que não é necessário haver dois campos coerentes para se produzir um padrão de interferência, sendo suficiente que as flutuações em ϕ_1 e ϕ_2 não sejam independentes e que a diferença de caminho permaneça constante ao longo do comprimento de coerência. Estas condições são obtidas no experimento de Young, através da separação da luz incidente em duas componentes idênticas.

Os efeitos de interferência convencionais são utilizados na astronomia para a medida da dimensão angular de estrelas visíveis ou rádio emissoras. De forma geral, os interferômetros utilizados, do tipo Michelson, são compostos por duas antenas separadas por uma distância L e orientadas na direção da fonte. Os sinais detectados pelas antenas A e B são enviados a um receptor posicionado a meia distância entre A e B, registrando-se a intensidade recebida.

Com o objetivo de quantificar os efeitos de interferência, pode-se imaginar uma estrela representada na figura 2.19, por uma placa estreita coplanar com a base AB do interferômetro.

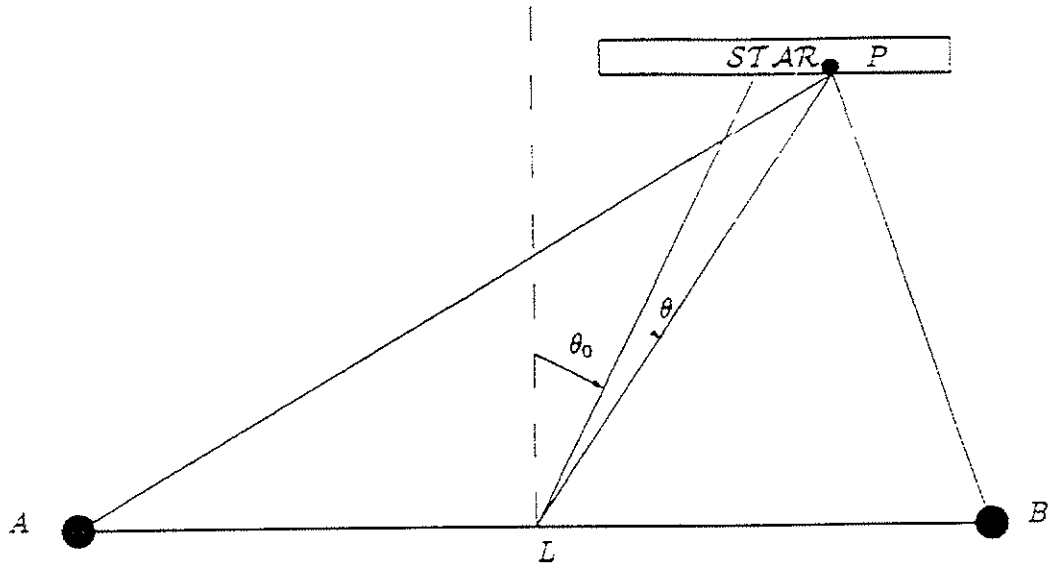


Fig. 2.19 - Princípio de um interferômetro tipo Michelson.

De maneira análoga ao experimento de Young, a fase relativa entre A e B com respeito à emissão a partir do ponto P na estrela, assumindo que a distância à estrela é muito maior que a distância entre as duas antenas, é dada por $\delta = (\omega_0 / c)L \sin(\theta_0 + \theta)$, sendo ω_0 a freqüência à qual o receptor está sintonizado e os ângulos θ_0 e θ são definidos na figura. A contribuição I_P do ponto P para a intensidade observada no receptor, pode ser integrada sobre toda a estrela para fornecer a intensidade total, que é proporcional a :

$$I \propto \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I_P = \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I_P(\theta)\, d\theta \cos\left[\frac{\omega_0 L}{c} \sin(\theta_0 + \theta)\right] \tag{2.32}$$

onde α corresponde à máxima extensão da estrela. Como α é geralmente pequeno, de forma que $\sin\theta \sim \theta$ e $\cos\theta \sim 1$, a intensidade I pode ser expressa como proporcional a:

$$I \propto \Im_1 \cos\left(\frac{\omega_0 l}{c} \tan\theta_0\right) - \Im_2 \sin\left(\frac{\omega_0 l}{c} \tan\theta_0\right) \tag{2.33}$$

As quantidades $\Im_1, \Im_2$ e I são definidas por:

$$\Im_1 = \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I(\theta) \cos\left(\frac{\omega_0 \ell}{c}\theta\right) d\theta \qquad (2.34)$$

$$\Im_2 = \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I(\theta) \sin\left(\frac{\omega_0 \ell}{c}\theta\right) d\theta$$

$$\ell = L \cos\theta$$

A estrela se move em relação ao interferômetro e portanto o ângulo θ_0 varia com o tempo e a saída do receptor oscila senoidalmente à medida que o ângulo θ_0, ou seja, o tempo varia. A amplitude e fase das oscilações são relacionadas às transformadas de Fourier $\Im_1, \Im_2$ da distribuição angular da intensidade ao longo da estrela. Sendo assim, é possível determinar a forma da estrela para uma dada freqüência, a partir das amplitudes e fases relativas obtidas em medidas idênticas, alterando-se somente o comprimento L.

O poder de resolução deste tipo de interferômetro é da ordem de λ / L, podendo ser otimizada selecionando-se um comprimento de onda curto, ou estendendo-se o valor de L. Entretanto, o comprimento L é limitado a algumas centenas de metros devido a atenuação nos cabos e nem sempre é possível selecionar comprimentos de onda muito curtos, pois a intensidade das estrelas diminui quando se diminui λ, além de ser importante obter a dimensão efetiva como função de λ.

Com o objetivo de eliminar as limitações descritas acima, Hanbury-Brown e Twiss desenvolveram um novo tipo de interferômetro [Bro54]. Ao contrário do interferômetro de Michelson, os sinais de duas antenas A e B são enviados a dois receptores independentes, de mesma largura de banda e sintonizados na mesma freqüência. O sinal de cada receptor passa por um filtro passa-baixas freqüências e são em seguida enviados a um aparato capaz de aferir o grau de correlação entre os dois sinais recebidos. Os sinais de saída de cada filtro são ao mesmo tempo registrados independentemente. A figura 2.20 mostra um registro típico da passagem de uma estrela. As intensidades I_A e I_B mostram uma variação temporal idêntica e podem ser decompostas em um fundo uniforme, devido a ruídos cósmicos e provenientes dos receptores, e o sinal da estrela. A saída I_{AB} do medidor de correlação mostra somente o sinal proveniente da estrela, já que os

dois receptores são independentes e os ruídos medidos em ambos não são correlacionados.

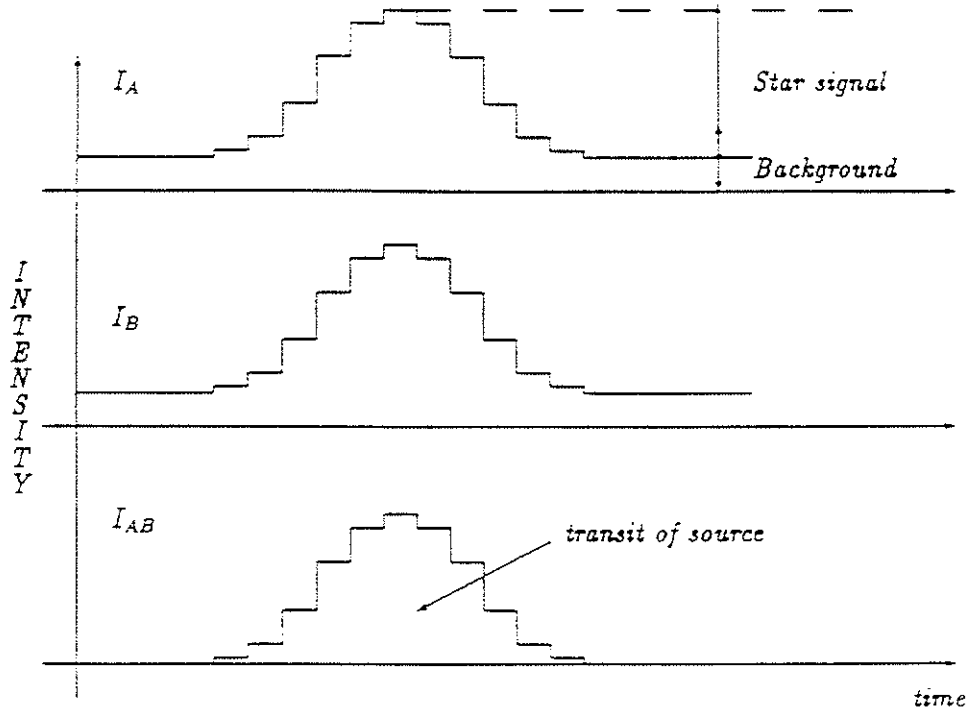


Fig. 2.20 - Registros típicos obtidos a partir de um interferômetro de intensidade durante a passagem de uma estrela.

A partir das considerações acima, pode-se deduzir a relação entre a intensidade I_{AB} e a distribuição de intensidades na estrela. Como no caso do interferômetro de Michelson, pode-se considerar uma estrela hipotética como a da figura 2.21. Naquele caso, considerou-se radiação de mesma freqüência proveniente de um único ponto da estrela. Assim, sinais vindos de pontos diferentes ou com diferentes freqüências podiam ser desprezados, pois não eram correlacionados. Aqui, deve-se considerar sinais de diferentes freqüências emergindo de diferentes pontos da estrela.

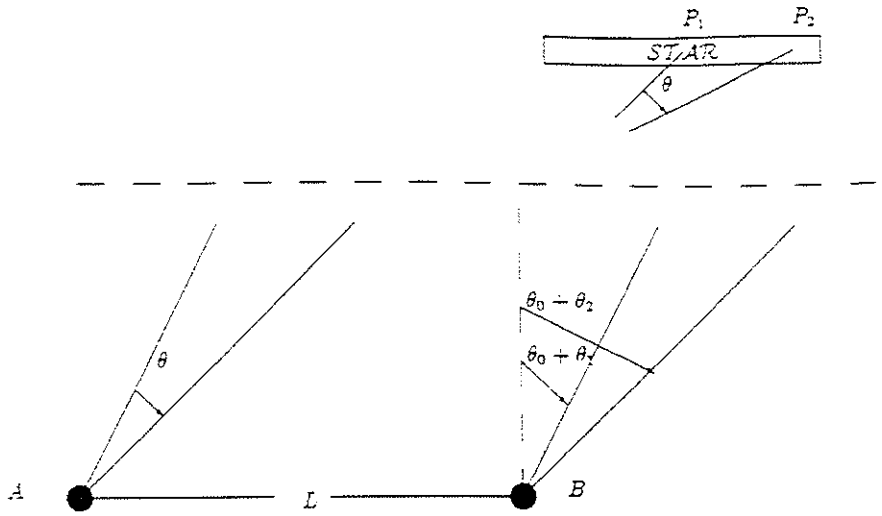


Fig. 2.21 - Princípio de um interferômetro de intensidade

Considerando por simplicidade somente dois pontos P_1 e P_2 em ângulos θ_1 e θ_2 e representando o campo elétrico por ondas planas linearmente polarizadas, como na equação (2.30), pode-se escrever a intensidade registrada em A devida às irradiações de P_1 e P_2 como:

$$\begin{aligned} I_A &= E_1^{0^2} + E_2^{0^2} + 2E_1^0E_2^0 \cos\left[\vec{k}_1\vec{r}_{1A} - \vec{k}_2\vec{r}_{2A} - (\omega_1 - \omega_2)t - (\phi_1 - \phi_2)\right] \\ &= E_1^{0^2} + E_2^{0^2} + 2E_1^0E_2^0 \cos\left[-(\omega_1 - \omega_2)t + \delta_A - (\phi_1 - \phi_2)\right] \end{aligned} \tag{2.35}$$

com

$$\begin{aligned} \delta_A &= \vec{k}_{1A}\vec{r}_{1A} - \vec{k}_{2A}\vec{r}_{2A} \\ &= \frac{R_0}{c}\left\{(w_1 - w_2)\left(1 + \frac{L\sin\theta_0}{2R_0}\right) + \frac{L\cos\theta_0}{2R_0}(\theta_1 w_1 - \theta_2 w_2)\right\} \end{aligned} \tag{2.36}$$

Calculando-se de maneira análoga a intensidade I_B e a fase δ_B, a diferença de fase entre os sinais em A e B fica:

$$\delta = \delta_A - \delta_B$$
$$= \frac{(\omega_1 - \omega_2) L \sin\theta_0}{2c} + \frac{L \cos\theta_0}{2c}(\theta_1\omega_1 - \theta_2\omega_2) \qquad (2.37)$$

Quando $(\omega_1 - \omega_2)$ encontra-se dentro da largura de banda do filtro, os seguintes sinais são então enviados ao medidor de correlação:

$$I_A \propto \cos\{(\omega_2 - \omega_1)t - (\phi_1 - \phi_2)\}$$
$$I_B \propto \cos\{(\omega_2 - \omega_1)t - (\phi_1 - \phi_2) + \delta\} \qquad (2.38)$$

Na saída do medidor de correlação a intensidade integrada no tempo I_{AB} registrada pode ser escrita como:

$$I_{AB} = \overline{I_A I_B} = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} I_A I_B \, dt \qquad (2.39)$$

onde T é o tempo de integração. Assumindo que $T >> 2\pi / (\omega_1 - \omega_2)$ e que devido à presença dos filtros passa-baixa, $\omega_1 \sim \omega_2 = \omega$, temos então:

$$I_{AB} \propto \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda} L (\theta_1 - \theta_2)\right\} \qquad (2.40)$$

Pode-se perceber que, embora todas as informações sobre a fase absoluta em cada receptor seja perdida, a informação sobre o tamanho angular da estrela é preservada pela fase relativa na saída dos receptores, estando portanto contida na saída do medidor de correlação. A derivação pode ser generalizada agora para toda a extensão da estrela. Como no caso do interferômetro de Michelson, a intensidade I_{AB} é proporcional à transformada de Fourier da distribuição de intensidades ao longo da estrela. O tamanho da estrela é obtido a partir de várias medidas com diferentes valores da distância entre os receptores em A e B.

Definindo-se a função correlação como a média sobre o produto das intensidades das duas ondas tem-se:

$$C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \overline{I_A \cdot I_B} \tag{2.41}$$

Deduz-se então que:

$$C(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \overline{I^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cos \left[\left(\vec{k}_1 - \vec{k}_2 \right) \cdot \left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 \right) \right] \right\} \tag{2.42}$$

onde $\overline{I}$ corresponde à intensidade média. A função de correlação apresenta um máximo quando a diferença de caminho $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| = 0$ e decresce quando esta diferença aumenta, até que um nível constante seja atingido. A largura da função correlação pode então ser relacionada ao inverso da dimensão angular da estrela. Esta característica interessante da função é que motivou a utilização deste método para medidas em Física Nuclear.

A grande vantagem do interferômetro de intensidade consiste na eliminação do ruído atmosférico, com a ressalva de que sua aplicação restringe-se a estrelas mais brilhantes.

Hanbury-Brown e Twiss mostraram que o mesmo método pode também ser utilizado para estrelas visíveis, se os dois receptores são substituídos por fotomultiplicadoras. O medidor de correlação registra então, o número de coincidências entre as duas fotomultiplicadoras. Para determinar as dimensões da estrela, pode-se definir uma função correlação experimental normalizada dada pela razão entre o número de coincidências e as taxas de *singles* [Bro74]:

$$C(L) = \frac{I_{AB}}{I_A \, I_B} \tag{2.43}$$

2.5.2 Aplicação do efeito HBT na Física Nuclear

A primeira evidência do favorecimento da emissão de partículas com momentos relativos pequenos foi encontrada por S. Goldhaber e colaboradores [Gol59], quando estes estudavam o decaimento do méson ρ por meio de π^+ e π^- em colisões p $\bar{p}$. Observou-se que a emissão de pares de píons de igual carga, com pequena abertura angular, apresenta uma probabilidade maior que a emissão de píons com diferente carga. O efeito foi relacionado à extensão da fonte emissora de píons, sendo portanto muito similar ao efeito HBT. Entretanto, há uma diferença importante: na astrofísica a emissão pode ser assumida como estacionária durante o tempo de observação, enquanto que na Física Nuclear, o sistema está em princípio evoluindo com o tempo. Assim, pode-se obter informações tanto a respeito das dimensões espaciais quanto das temporais.

Em altas energias, as correlações entre píons carregados tem sido bastante estudadas, devido à sua abundância, assim como correlações entre prótons são freqüentemente estudadas em energias intermediárias e baixas. É interessante frisar que as funções de correlação apresentam diferentes características dependendo se está-se lidando com bósons ou férmions. De qualquer modo, é essencial que as partículas sejam idênticas, pois como será mostrado adiante, o efeito HBT está relacionado com a simetria da função de onda [Sch90].

Conforme a figura 2.22, pode-se considerar partículas emitidas por uma fonte com distribuição de densidade ρ, registradas por dois detetores. De forma análoga à função de correlação para o caso do interferômetro HBT, pode-se definir um coeficiente de correlação descrito por:

$$C_{12}(\tilde{q}) = \frac{P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)}{P(\tilde{p}_1)P(\tilde{p}_2)} - 1 \qquad (2.44)$$

onde $\tilde{q}$ é o quadri-momento relativo das duas partículas, $P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ é a densidade de probabilidade para duas partículas (probabilidade de observar simultaneamente duas partículas com quadri-momentos $\tilde{p}_1$ e $\tilde{p}_2$) e $P(\tilde{p}_i)$ é a probabilidade individual para cada partícula com quadri-momento $\tilde{p}_i$.

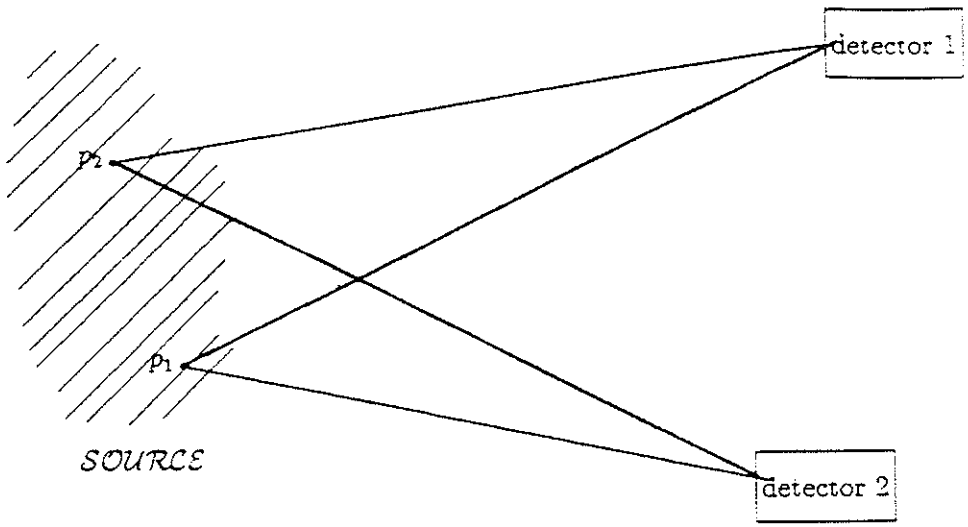


Fig. 2.22 - Detecção de duas partículas idênticas mostrando as possíveis contribuições em dois detetores.

Neste ponto é interessante caracterizar o tipo de emissão proveniente da fonte, ou seja, emissão coerente ou incoerente.

Se as partículas são emitidas por uma fonte caótica, a densidade de probabilidade para duas partículas pode ser representada por uma soma incoerente sobre a fonte, das amplitudes $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ para um par de partículas proveniente dos pontos P_1 e P_2 e registradas nos detetores 1 e 2:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \int_{source} |\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)|^2 \, \rho(\tilde{r}_1)\, \rho(\tilde{r}_2)\, d^4r_1\, d^4r_2 \qquad (2.45)$$

onde $\tilde{r}_i$ é o quadri-vetor $(\bar{r}_i, t)$. Como as duas partículas são indistinguíveis, não é possível determinar se a partícula registrada no detetor 1 ou 2, foi emitida de P_1 ou P_2. É necessário então, adicionar as duas possíveis contribuições representadas pelas linhas grossa e fina na figura 2.22. Escreve-se então:

$$\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \Psi(\tilde{p}_1,\ \tilde{p}_2) \pm \Psi(\tilde{p}_2,\ \tilde{p}_1) \right\} \tag{2.46}$$

O sinal positivo é para sistemas de bósons, para os quais a função de onda é simétrica com relação a trocas e o sinal negativo é para férmions, cuja função de onda é anti-simétrica. Assumindo que as partículas sejam livres após a emissão, pode-se descrever as funções de onda como ondas planas:

$$\begin{aligned} \Psi(\tilde{p}_1,\ \tilde{p}_2) &= e^{i\tilde{p}_1\tilde{r}_1} \cdot e^{i\tilde{p}_2\tilde{r}_2} \\ \Psi(\tilde{p}_2,\ \tilde{p}_1) &= e^{i\tilde{p}_2\tilde{r}_1} \cdot e^{i\tilde{p}_1\tilde{r}_2} \end{aligned} \tag{2.47}$$

Substituindo os valores na equação (2.45), a densidade de probabilidade para duas partículas fica:

$$\begin{aligned} P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) &= \int_{source} R(\tilde{r}) \cdot R^*(\tilde{r})\ d^4 r_1\ d^4 r_2 \\ &\pm \int_{source} R(\tilde{r})\, e^{i(\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2)\tilde{r}} d^4\tilde{r} \cdot R^*(\tilde{r})\, e^{-i(\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2)\tilde{r}} d^4\tilde{r} \\ &= \left|\Im[R(0)]\right|^2 \pm \left|\Im[R(\tilde{q})]\right|^2 \end{aligned} \tag{2.48}$$

onde $R(\tilde{r}) = \rho(\tilde{r}_1)\rho(\tilde{r}_2)$, $\tilde{q} = (\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2)$ representa o quadri-momento relativo e a grandeza $\Im[R(\tilde{q})] = \int_{source} R(\tilde{r}) e^{i\tilde{q}\tilde{r}} d^4\tilde{r}$ é a transformada de Fourier da distribuição de densidade da fonte. O denominador para a definição do coeficiente de correlação pode ser obtido de maneira semelhante:

$$\begin{aligned} P(\tilde{p}_i) &= \int_{source} \rho(r_i) \left| e^{(i\tilde{p}_i \tilde{r}_i)} \right|^2 d^4\tilde{r}_i = \Im[R(0)] \\ P(\tilde{p}_1) \cdot P(\tilde{p}_2) &= \left|\Im[R(0)]\right|^2 \end{aligned} \tag{2.49}$$

A partir das deduções acima, o coeficiente de correlação fica então dado pelas seguintes relações:

$$C_{12}(\tilde{q}) = +\frac{|\Im[R(\tilde{q})]|^2}{|\Im[R(0)]|^2} \quad \text{para bósons}$$
$$= -\frac{|\Im[R(\tilde{q})]|^2}{|\Im[R(0)]|^2} \quad \text{para férmions} \tag{2.50}$$

De maneira geral, costuma-se definir a função correlação $R_{12}(\tilde{q})$ como:

$$R_{12}(\tilde{q}) = 1 + C_{12}(\tilde{q}) \tag{2.51}$$

de forma que a função de correlação para $\tilde{q} = 0$, fica:

$$R_{12}(0) = 2 \quad \text{para bósons}$$
$$= 0 \quad \text{para férmions} \tag{2.52}$$

Para uma emissão coerente, a densidade de probabilidade para duas partículas pode ser escrita como uma soma coerente sobre a fonte, das amplitudes $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ para um par de partículas proveniente dos pontos P_1 e P_2 e registradas nos detetores 1 e 2:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \frac{1}{2}\left|\int_{source} \Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)\, \rho(\tilde{r}_1)\rho(\tilde{r}_2)\, d^4\tilde{r}_1 d^4\tilde{r}_2\right|^2 \tag{2.53}$$

onde o fator 1/2 indica a indistinguibilidade das partículas. Substituindo os valores na equação (2.53), a densidade de probabilidade para duas partículas fica:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = |\Im[\rho(\tilde{p}_1)] \cdot \Im[\rho(\tilde{p}_2)]|^2 \quad \text{para bosons}$$
$$= 0 \quad \text{para férmions} \tag{2.54}$$

e a função correlação fica:

$$R_{12}(\tilde{q}) = 2 \quad \text{para bósons}$$
$$= 0 \quad \text{para férmions} \tag{2.55}$$

É interessante notar que para emissão coerente, não se pode construir estados coerentes para férmions, e para bósons a correlação é uniforme. Portanto, é a partir de emissões incoerentes que o efeito HBT fica mais evidenciado.

Para o caso de mistura entre emissão incoerente e coerente, a coerência tende a amortecer a correlação.

2.5.2.1 *Interações no estado final*

Praticamente todas as partículas utilizadas no estudo de correlações em reações nucleares, possuem carga e estão sujeitas a fortes interações. Sendo assim, pelo menos a interação Coulombiana deve ser levada em conta na análise das funções de correlação medidas. Na presença das forças nuclear e Coulombiana, é necessário redefinir a amplitude $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ com a finalidade de satisfazer a equação de Schrödinger para o sistema de duas partículas. De acordo com teoria desenvolvida por Koonin [Koo77], para um sistema de dois prótons tem-se:

$$\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \frac{1}{4}\left|{}^1\Psi_q(\vec{r})\right|^2 + \frac{3}{4}\left|{}^3\Psi_q(\vec{r})\right|^2 \tag{2.56}$$

que descreve o movimento relativo no canal de saída com componentes de *spin* de singleto e tripleto. Os pesos representados correspondem a uma distribuição estatística de *spins* para os prótons. Explicitando-se a forma da distribuição da fonte emissora como sendo Gaussiana com uma dependência espacial e temporal, temos:

$$\rho(\vec{r},t)=\frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}r_0^3}e^{\left(-\frac{\vec{r}-\vec{V}_0t}{r_0^2}\right)}\frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}e^{\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)}} \tag{2.57}$$

sendo r_0 e τ as dimensões espacial e temporal da fonte e V_0 é a velocidade das partículas no laboratório. De forma análoga ao caso da interferência para estrelas, assumindo que as partículas sejam emitidas com momentos muito próximos, o coeficiente de correlação pode ser escrito como:

$$C_{12}(\vec{q})=\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}r_0^2\rho}\int_{source}d\vec{r}\,e^{-\left\{r^2-\left(\frac{\vec{r}\cdot\vec{V}'\tau}{c}\right)^2\right\}/2r_0^2}\left|\Psi_{12}(\vec{q})\right|^2 \tag{2.58}$$

Aqui, $\vec{V}'$ é a velocidade do sistema de duas partículas no referencial da fonte emissora e:

$$d=\left\{r_0^2+\left(\vec{V}'\tau\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{2.59}$$

Logo, no referencial do laboratório, a fonte apresenta uma forma prolata na direção das partículas, com elongação d.

Na figura 2.23 apresenta-se a função correlação de dois prótons conforme a equação (2.58), para vários valores de r_0, sem efeitos temporais, juntamente com resultados experimentais [Lyn83].

Para momentos relativos próximos a 20 MeV/c, observa-se que a correlação torna-se atrativa devido à forte interação entre os dois prótons no estado de singleto $^1S_0$, a qual apresenta uma contribuição proporcional a $(a / r)^3$, isto é, proporcional à fração de volume do sistema dentro do alcance *a* da força nuclear (~ 2 fm), para um dado ponto . Para momentos relativos maiores, os dois prótons estão muito afastados para estarem sujeitos a outro tipo de atração que não seja a interação Coulombiana, de modo que a função correlação R tende a 1.

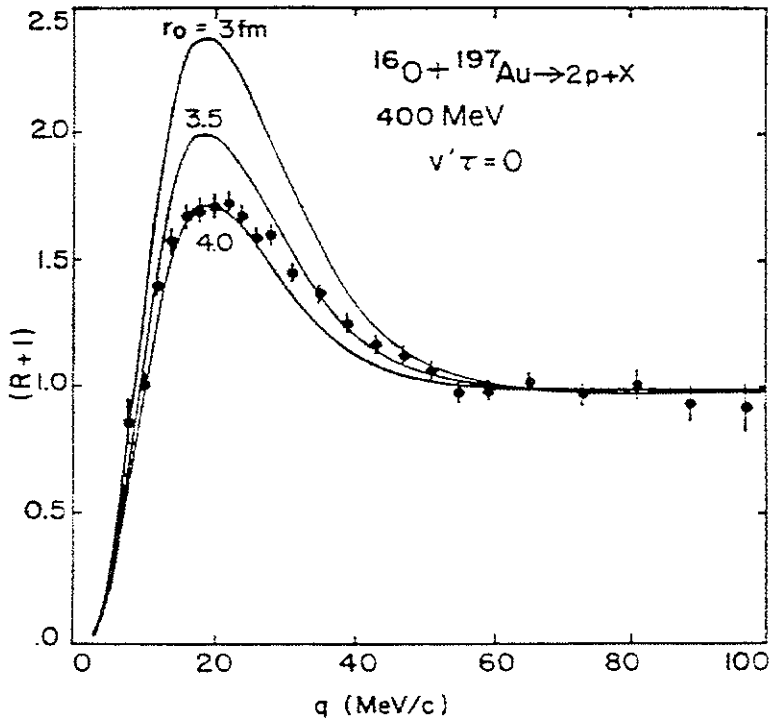


Fig. 2.23 - Previsões de correlações próton-próton para vários valores de dimensões da fonte emissora. Os dados correspondem à reação ^{16}O + Au em 25 MeV/núcleon [Lyn83].

É interessante notar que o mínimo para momentos pequenos é neste caso, e em geral para as medidas de partículas idênticas, devido a uma combinação de três contribuições:

a) o efeito HBT devido à simetrização das funções de onda.

b) a repulsão Coulombiana que não permite que os prótons tenham trajetórias paralelas. Classicamente, a interação Coulombiana de longo alcance entre partículas de carga z_1 e z_2, dá origem a uma anti-correlação observada para momentos relativos obedecendo aproximadamente a seguinte relação:

$$q \leq \left(\frac{2\mu z_1 z_2 e^2}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (2.60)$$

c) o princípio de exclusão de Pauli que não permite que os prótons ocupem um mesmo estado quântico. Neste caso, o princípio da incerteza nos permite escrever que o momento relativo deve aproximadamente se restringir a:

$$q \leq \frac{\hbar}{d} \tag{2.61}$$

Pode-se estimar a partir das equações (2.59), (2.60) e (2.61), o valor de q para o qual começa-se a observar a anti-correlação para o caso de prótons, por exemplo, provenientes da reação ^{16}O + ^{10}B na energia de 64 MeV, cujos resultados de medidas de correlações a momentos relativos pequenos serão apresentados neste trabalho. Conforme resultados na literatura para sistemas próximos, um valor razoável para a vida média é $\tau = 10^{-21}$ s. Assumindo V' = 0.1c e $r_0 = 1.2A^{1/3}$, tem-se que para o caso da interação Coulombiana, q ~ 7 MeV/c e para o princípio de Pauli, também obtém-se q ~7 MeV/c.

De acordo com o descrito acima, percebe-se que além do efeito HBT, é possível extrair informações a respeito das dimensões da fonte emissora, a partir de efeitos relacionados a interações no estado final. Esta característica tem sido muito utilizada em energias intermediárias para extrair dimensões de fontes, em geral assumindo efeitos temporais desprezíveis, o que fornece um limite superior para as dimensões. Para prótons rápidos, o tamanho da fonte é em geral comparável ao alvo, o que leva a identificá-la com a região de participantes. Para prótons mais lentos, o tamanho da fonte em geral é maior que o tamanho do projétil, o que pode indicar que efeitos temporais devam ser levados em conta.

O estudo de correlações a pequenos momentos relativos, pode também ser estendido a partículas mais complexas e até mesmo a partículas não idênticas. Neste caso, o efeito HBT não está presente e a informação é então extraída a partir dos efeitos de interação no estado final [Poc87].

2.5.3 Escalas temporais

O fato de se obter, para o caso de prótons lentos, uma dimensão aparente maior do que a esperada, e a dificuldade experimental na separação entre os efeitos espaciais e temporais, leva a uma interpretação de que o efeito pode estar ligado a uma possível expansão da fonte ou um tempo finito de vida. Para o caso de partículas emitidas por uma fonte termalizada, a segunda possibilidade é a mais provável. Devido ao caráter térmico da fonte, a emissão seqüencial reduz a interação nuclear, e ao mesmo tempo, o grau de caoticidade da fonte pode favorecer a observação do efeito HBT no caso de partículas idênticas. Sendo assim, as correlações a pequenos momentos relativos passaram recentemente a ser utilizadas como uma importante ferramenta para a obtenção de escalas temporais em energias intermediárias e baixas [You89].

Na figura 2.24 apresenta-se uma correlação próton-próton juntamente com resultados de cálculos baseados em simulações para a determinação da escala temporal do decaimento do núcleo composto, para a reação $^{16}O + ^{27}Al$ a 8.75 MeV/núcleon [You89]. Pode-se perceber a ausência do máximo em q ~ 20 MeV/c, devido à ausência da interação nuclear relacionada ao afastamento relativo entre as partículas emitidas, o que vai a favor do predomínio de efeitos temporais. Além disso, devido à presença da interação Coulombiana, aparece uma anti-correlação, a qual pode também estar relacionada com o princípio de Pauli e o efeito HBT, neste caso de partículas idênticas. É justamente esta anti-correlação que é explorada para a determinação de escalas temporais em energias intermediárias e baixas. A escala temporal é obtida a partir de simulações que levam em conta efeitos nucleares e Coulombianos, seguindo-se a trajetória das partículas até que estas atinjam os detetores.

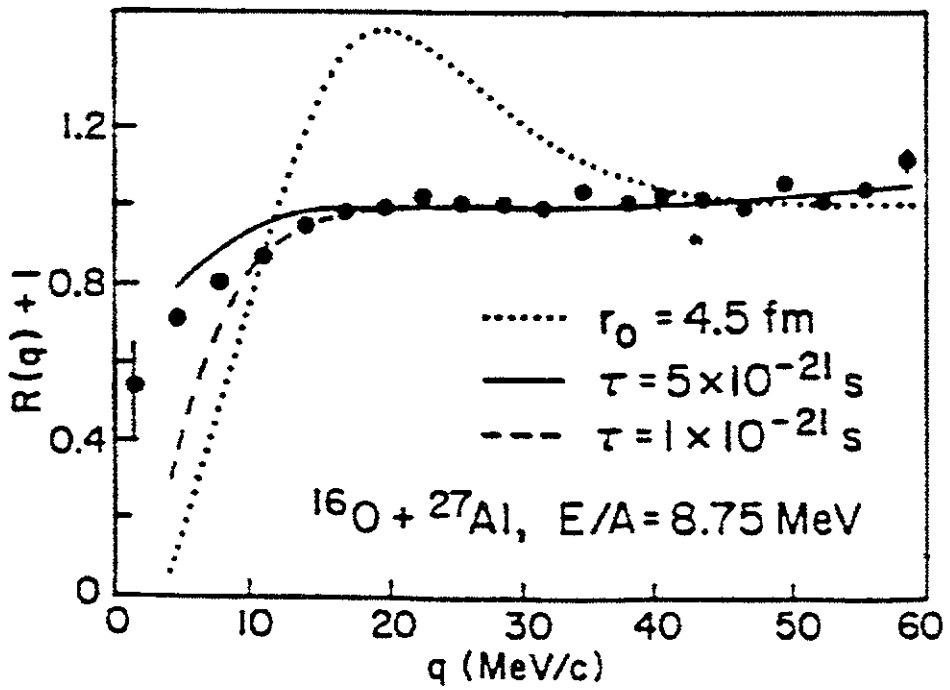


Fig. 2.24 - Correlação próton-próton para a reação $^{16}O + ^{27}Al$ a 8.75 MeV/núcleon. As curvas mostram cálculos baseados em trajetórias Coulombianas para particulas emitidas aleatoriamente da superfície de um núcleo composto, assumindo uma distribuição de intervalos de tempo da forma $\exp(-t/\tau)$ [You89].

Para a medida de correlações a pequenos momentos relativos, utiliza-se geralmente hodoscópios compostos por detetores colocados em proximidade, conforme será visto no capítulo seguinte. Usualmente são realizadas medidas de coincidência e *singles* simultaneamente.

Experimentalmente, as correlações tem sido calculadas com base na seguinte relação [Poc87]:

$$R_{12}^{exp}(\tilde{q}) = N \frac{\sum Y_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)}{\sum Y_1(\tilde{p}_1)\, Y_2(\tilde{p}_2)} \qquad (2.62)$$

No numerador tem-se a soma de eventos em coincidência e no denominados tem-se a contribuição dos eventos *singles*. A constante N serve para levar a 1 o valor da função correlação para momentos relativos grandes. Com o objetivo de se obter melhor estatística, as somas são feitas sobre todas as combinações de detetores e energias das partículas, para um dado momento relativo $\tilde{q}$, embora em vários casos, vínculos em energia ou ângulo sejam colocados para evidenciar determinadas características das correlações. O denominador neste caso, tem um papel semelhante ao de experimentos com interferômetros de intensidade, ou seja, contém eventos não correlacionados. Aqui, a divisão pelo fator acima relacionado aos *singles*, também denominado de fundo, serve, por exemplo, para eliminar efeitos geométricos. Vários autores tem também utilizado uma maneira diferente de determinar o denominador, baseada em uma mistura de eventos [You90], principalmente quando não se dispõe dos espectros de *singles*. Neste caso os eventos para o denominador são coletados aleatoriamente dos dados em coincidência, para a obtenção da correlação de fundo.

Com este tipo de medidas, consegue-se extrair escalas temporais até de ~ 10^{-20} s. Escalas temporais maiores implicariam na observação experimental de momentos relativos muito próximos de zero, já que a anti-correlação se desloca para valores menores à medida que a escala temporal aumenta. Os limiares de detecção e a limitação na proximidade entre os detetores, acabam por limitar a sensibilidade da técnica a estes valores de escala temporal. Para o decaimento de um núcleo composto, ao contrário das técnicas de *blocking* e flutuações estatísticas, não se obtém informações sobre o tempo de equilíbrio ou decaimento. Neste caso, as informações estão relacionadas às escalas temporais dos estágios subsequentes, através da detecção de partículas emitidas independentemente.

Capítulo 3

Infra-estrutura experimental

3.1 Introdução

O Laboratório Pelletron dispõe de equipamentos sofisticados, os quais são de extrema importância quando se trata da obtenção de dados experimentais de qualidade e condições adequadas para a posterior análise dos mesmos. Embora as facilidades existentes propiciem boas condições de trabalho, não se pode deixar de manter os equipamentos atualizados, de forma a se poder atuar num nível competitivo em termos do que há de mais atual na pesquisa em Física Nuclear no âmbito mundial. Há cerca de cinco anos, temos investido um tempo considerável na implementação da infra-estrutura experimental adequada no que se refere à obtenção de dados de qualidade que permitam a realização de estudos mais completos sobre a dinâmica de reações envolvendo íons-pesados leves.

Uma nova câmara de espalhamento de grande porte foi construída para abrigar conjuntos de detetores mais complexos e vários detetores de partículas carregadas e raios gama forma construídos ou adquiridos. Em particular, foram construídos dezesseis telescópios triplos compostos por uma câmara de ionização, um detetor de silício e um detetor de iodeto de césio acoplado a um fotodiodo. Esses detetores possuem um formato simples cilíndrico que permite a montagem em diversas geometrias, dependendo das necessidades ditadas pelos

experimentos. Uma geometria já bastante utilizada corresponde à montagem de um hodoscópio para medidas de correlações a pequenos momentos relativos. Para a medida de coincidências cinemáticas no estudo de processos binários, construiu-se dois detetores multifilares sensíveis à posição de grande área e um aparato para preparar as janelas a serem utilizadas nesses e em outros detetores a gás. Adquiriu-se também seis detetores de fluoreto de bário para a detecção de raios gama de alta energia. Este conjunto de detetores propicia a obtenção de informações mais abrangentes sobre os diferentes processos que ocorrem numa colisão nuclear.

Foi também construído e instalado com auxílio referente a um projeto temático FAPESP, um sistema de pulsação de feixe no acelerador Pelletron, o qual já se encontra em funcionamento. Entretanto, para que possamos utilizar de forma mais eficiente as diferentes técnicas para identificação de partículas e realizar medidas inclusivas e exclusivas mais completas e precisas, decidiu-se complementar o conjunto de detetores já existente através da construção de detetores de nêutrons que permitam determinar com precisão a energia e a posição de incidência dos mesmos num grande intervalo angular. Para tal, foi concedido um auxílio referente a outro projeto temático FAPESP. A construção dos detetores já foi iniciada e a finalização está prevista para o final do próximo ano. Esses detetores podem, entre outras coisas, ser utilizados em medidas de multiplicidade, correlações e em particular será muito interessante utilizá-los em conjunto com o sistema de solenóides supercondutores em construção, para o estudo de reações envolvendo núcleos exóticos.

Foi realizado também um substancial investimento na aquisição de módulos de eletrônica nuclear, especialmente pré-amplificadores e amplificadores com vários canais para minimizar a quantidade de módulos nos experimentos.

É importante ressaltar que todo o desenvolvimento da infra-estrutura experimental aqui apresentada, foi feito com a importante ajuda de vários dos técnicos do Laboratório Pelletron e vários dos estudantes e pós-doutorandos de nosso grupo de pesquisa.

3.2 A câmara de espalhamento

A câmara de espalhamento de grande porte foi construída, visando a possibilidade de abrigar conjuntos de detetores mais complexos que vinham sendo gradativamente exigidos na nova geração de experimentos que pretendia-se realizar. Ela possui um formato cilíndrico e é construída em aço inoxidável com 8 mm de espessura e com um alto grau de polimento na superfície interna para a diminuição de eventuais vazamentos virtuais. O cilindro é constituído de três partes independentes, sendo que a seção acoplada à linha de feixe é fixa e as demais podem ser movidas horizontalmente através de motores sobre um sistema de trilhos. Todas as seções possuem aberturas que podem ser utilizadas como visores, para colocação de flanges com conectores de sinal e sistema de gás, etc. A figura 3.1 mostra uma vista geral da câmara.

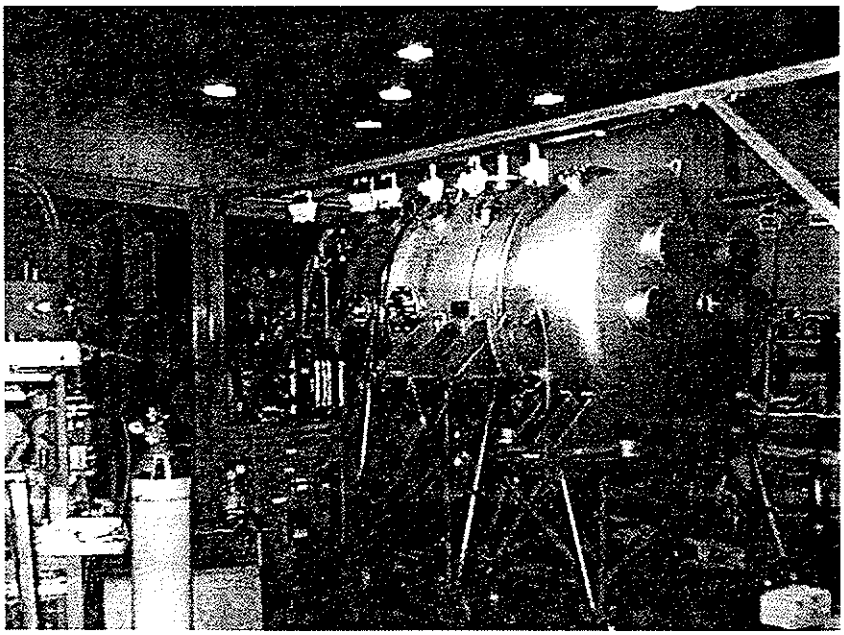


Fig. 3.1 - Foto mostrando uma vista geral da câmara de espalhamento de grande porte do Laboratório Pelletron.

Na parte fixa, está instalada a maioria dos flanges com conexões para sinal e sistema de gás e também um sistema composto de três pratos giratórios para colocação de detetores que possam ser movidos independentemente. Em um dos pratos está instalado um sistema que permite a leitura de ângulos visualmente com auxílio de um nônio. No centro do sistema de pratos há uma abertura que permite a instalação do suporte para alvos. No momento dispõe-se de um sistema que permite a colocação de cinco alvos e um outro que permite a colocação de dois alvos, com um formato especial de modo que se possa aplicar alta tensão para medidas de funções de excitação com pequenos passos em energia. Na figura 3.2 apresenta-se uma vista mais detalhada da região que compreende o sistema de pratos e suporte de alvos.

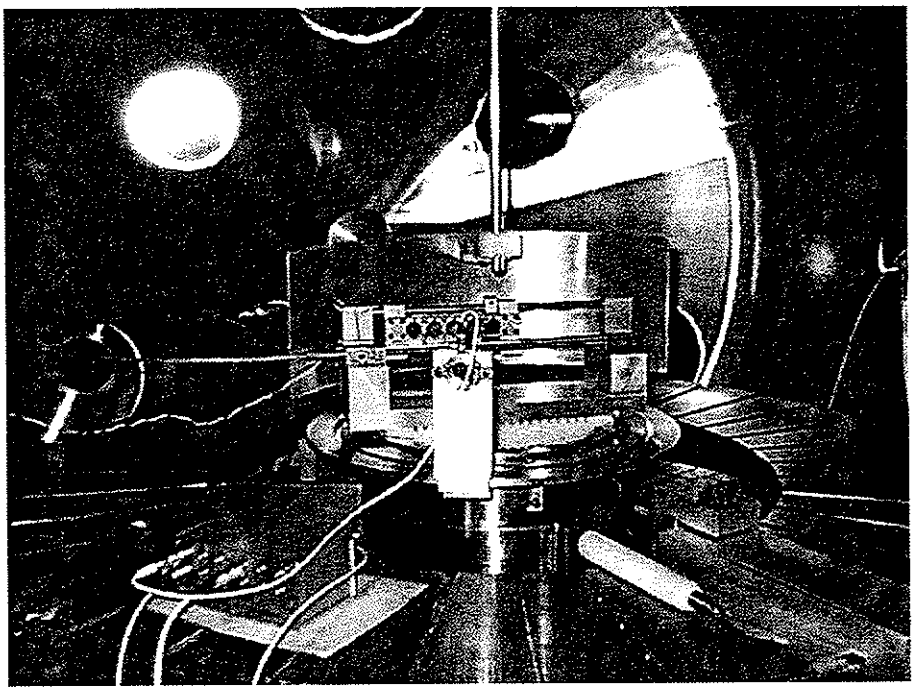


Fig. 3.2 - Foto que mostra detalhes da seção fixa da câmara de espalhamento, destacando o sistema de pratos giratórios e o suporte de alvos.

Na parte móvel central procurou-se não instalar nenhum componente mais importante, já que esta pode ser removida se o experimento a ser realizado assim o exigir. Na última parte fixa, instalou-se um copo de Faraday para a integração da

carga do feixe incidente. Quando se deseja evacuar a câmara, as partes são mantidas em contato com a ajuda de um sistema de grampos que funciona com ar comprimido. O sistema de gás consiste de oito estações, cada uma projetada para dar conta de cinco detetores para evitar eventuais diferenças de pressão. Um dos sistemas é programado para utilização em pressões menores de 1 a 10 torr e os demais, menos precisos podem atingir até a pressão atmosférica. Quatro sistemas são dedicados ao uso do gás P10 (90% de argônio e 10% de metano) e os demais para isobutano, evitando assim, eventuais contaminações. Os sistemas possuem controladores de pressão e medidores de fluxo para melhor precisão e segurança.

O sistema de vácuo está também instalado na seção fixa e consiste de uma bomba mecânica acoplada a uma bomba do tipo *roots blower*, as quais são utilizados em diferentes estágios do bombeamento para maximizar a eficiência e evitar contaminações devido ao óleo da bomba mecânica. Duas bombas criogênicas são utilizadas para alto vácuo e tipicamente depois de duas horas de bombeamento já se atinge uma pressão na escala de 10^{-6} torr. A pressão final após aproximadamente oito horas, dependendo da quantidade de equipamentos no interior da câmara, chega a $2x10^{-7}$ torr.

Na linha de feixe, antes da parte fixa, está instalado um sistema composto por dois conjuntos de fendas para efeito de colimação do feixe. Todo o sistema de colimação, alvos e detetores podem ser alinhados com a utilização de um nível colocado após o copo de Faraday na extremidade da câmara. Ao lado da câmara, estão instalados vários *racks* para acomodar os módulos de eletrônica e aquisição de dados, os controles para o sistema de gás e os painéis de controle das válvulas do sistema de vácuo.

3.3 Os telescópios triplos

Um dos principais objetivos no estudo de interações nucleares é a correta e precisa identificação dos produtos de reação. Para esta finalidade, construiu-se um conjunto de dezesseis telescópios triplos. Estes consistem de uma câmara de ionização, um detetor de silício e um detetor de iodeto de césio cuja luz é

coletada por um fotodiodo acoplado a um pré-amplificador compacto. Todo o sistema é encapsulado em um invólucro cilíndrico com duas tampas. A tampa dianteira abriga a janela de entrada que é feita de polipropileno aluminizado para uniformização de campo elétrico, com espessura de 150 $\mu g/cm^2$ e em alguns casos, polipropileno de 80 $\mu g/cm^2$. A abertura da janela é de 20 mm, podendo-se, dependendo da aplicação colocar colimadores para diminuir este tamanho. Na tampa traseira efetua-se a fixação de todo o sistema e são colocados os conectores para sinal e entrada e saída de gás. Na figura 3.3 é apresentado um esquema da montagem de um telescópio.

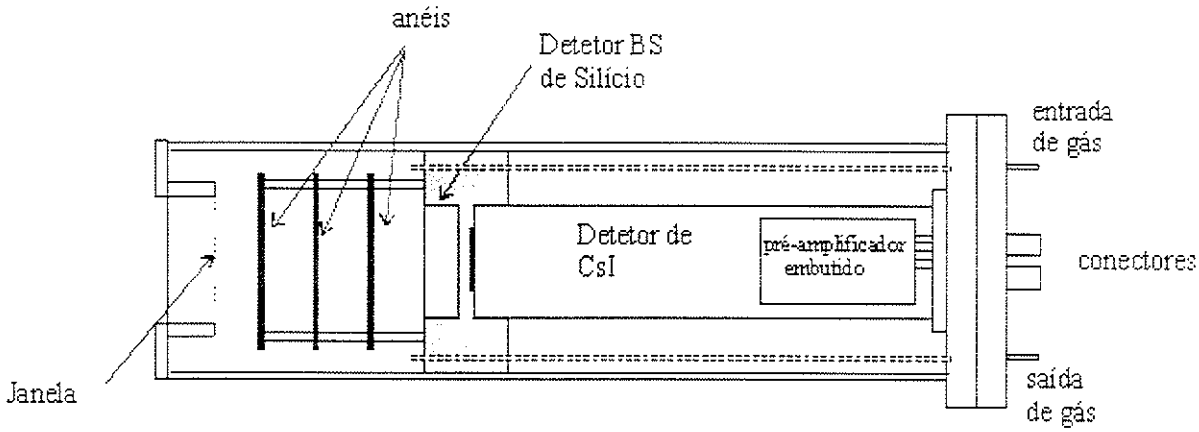


Fig. 3.3 - Esquema de montagem de um telescópio triplo.

A câmara de ionização, que é preenchida com isobutano na pressão de 20 torr, é composta de três anéis feitos de alumínio. O anel central é mantido em 0 V e os dois externos em uma tensão positiva de 100 V. O detetor de silício possui uma área de 300 mm^2 e espessura de 150 μm, suficiente para permitir, nas energias de bombardeio usualmente utilizadas, a passagem de isótopos de hidrogênio e hélio. Essas partículas podem então ser detectadas no cristal de iodeto de césio, com espessura de 40 mm, suficiente para frear prótons de até 60 MeV. Com esta configuração, pode-se utilizar os sinais de perda de energia no gás e energia residual no detetor de silício para a identificação de partículas com número atômico maior que dois, as quais são em geral totalmente freadas no

detetor de silício. O sinal no detetor de silício, com um ganho de amplificação maior e o sinal no detetor de iodeto de césio, permitem a identificação dos isótopos de hidrogênio e hélio. Na figura 3.4 apresenta-se espectros bidimensionais ΔE versus E típicos, mostrando a capacidade de identificação dos telescópios.

No interior da câmara de espalhamento, foram colocadas pequenas caixas especialmente construídas para a alimentação dos pré-amplificadores, os quais são colocados junto aos telescópios para minimizar ruídos. Foram também construídas caixas de distribuição para a alimentação dos pré-amplificadores dos detetores de iodeto de césio e para a aplicação da tensão nas câmaras de ionização.

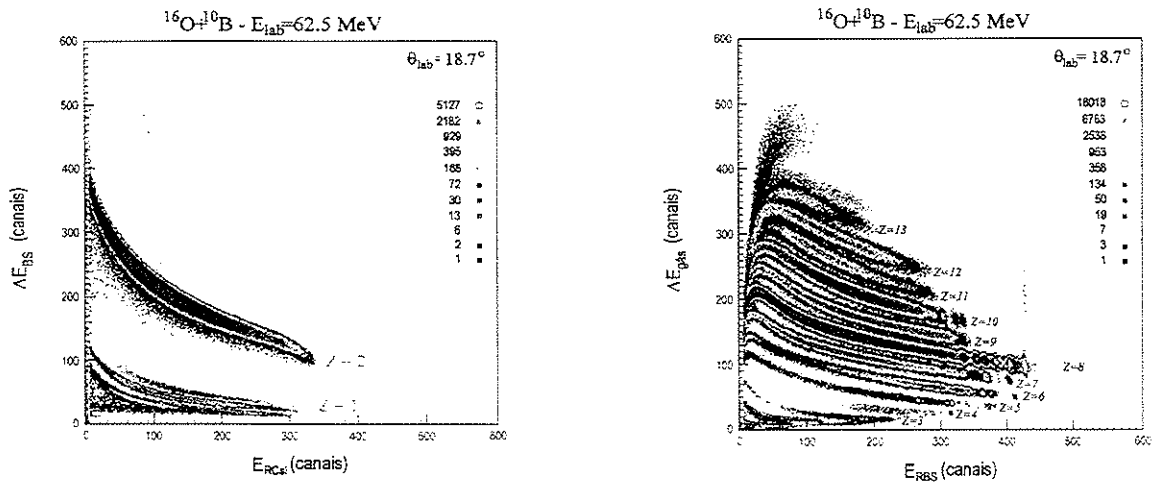


Fig. 3.4 - Espectros bidimensionais ΔE versus E obtidos com um dos telescópios triplos para a identificação de isótopos de hidrogênio e hélio (a) e partículas mais pesadas (b).

A geometria cilíndrica simples foi escolhida visando uma maior versatilidade no que se refere às possíveis montagens experimentais utilizando o conjunto de telescópios. Nos experimentos realizados até o momento, os telescópios foram utilizados em montagens convencionais sobre um dos pratos da câmara e também em particular numa montagem mais complexa na forma de um

hodoscópio, própria para a medida de correlações a pequenos momentos relativos, com o objetivo de estudar as características espaço-temporais dos sistemas. Neste caso, os telescópios são colocados numa montagem compacta, igualmente espaçados de 4.5°. A figura 3.5 mostra vistas do hodoscópio montado no interior da câmara de espalhamento.

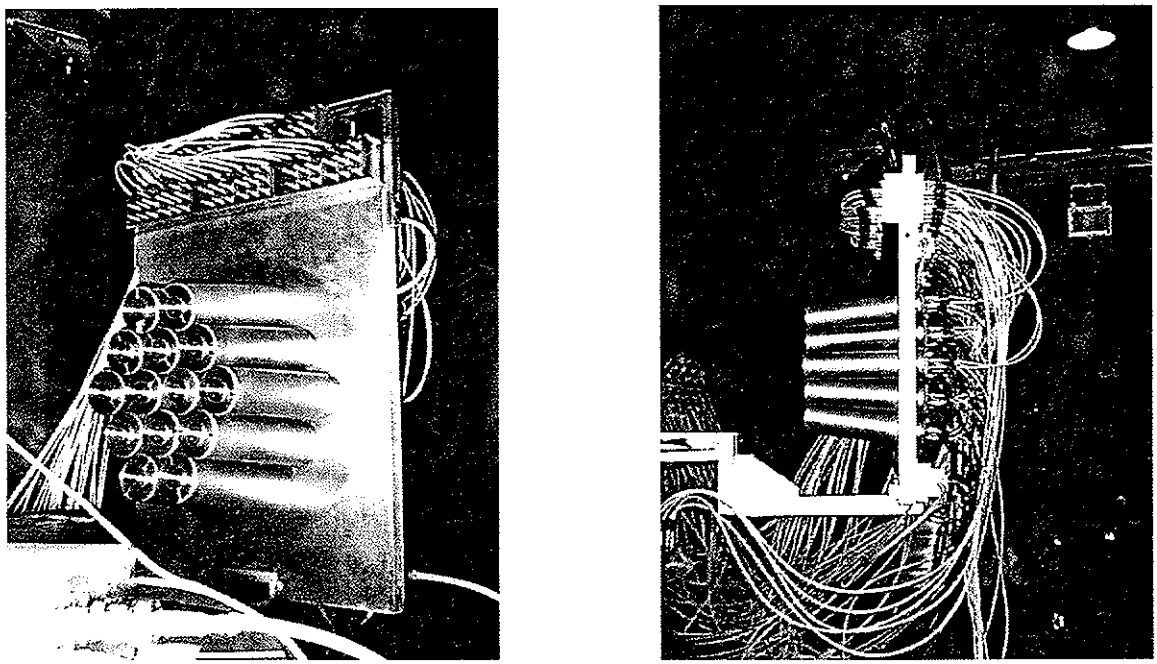


Fig. 3.5 - Fotos mostrando o hodoscópio para medida de correlações a pequenos momentos relativos no interior da câmara de espalhamento.

3.4 Os detetores multifilares sensíveis à posição

Nosso interesse no estudo de processos binários fortemente amortecidos, nos levou a pensar em soluções que permitissem a obtenção de medidas em coincidência cinemática com boa eficiência. Para tal, decidiu-se construir dois

detetores multifilares sensíveis à posição e de grande área, levando em consideração os requerimentos de fácil montagem, operação e manutenção [Mou99].

Os detetores consistem de três grades paralelas para o anodo e catodos que fornecem as posições X e Y, cada uma composta por fios de tungstênio cobertos de ouro com diâmetro de 25μm. Na montagem, as grades correspondentes ao anodo e posição X são posicionadas de modo que os fios estejam paralelos e para a grade Y, os fios são perpendiculares aos demais. Os fios são montados em circuitos impressos de espessura 1.5 mm e o projeto é tal que as placas fiquem espaçadas de 3.0 mm, de forma a permitir suficiente ionização para os íons mais penetrantes. A área ativa de 20 x 20 cm^2 foi determinada como ideal para os experimentos em coincidência que deseja-se realizar. Na placa de anodo, os fios são todos conectados entre si, de forma a fornecer o sinal de perda total de energia das partículas incidentes e eventualmente um sinal de tempo. O método escolhido para obtenção dos sinais de posição X e Y foi a utilização de circuitos resistivos divisores de carga. Foram utilizados resistores de 100 Ω (1%), os quais são conectados entre cada fio das placas de catodo. Os fios nas placas são igualmente espaçados de 1.25 mm e portanto tem-se 160 fios em cada grade, os quais foram soldados manualmente um a um com uma tensão igualmente aplicada a todos, correspondente a uma massa de 50 gramas em cada extremo. Os resistores podem ser separados da respectiva placa de circuito impresso, já que estes são montados em uma placa menor, facilitando assim a remoção no caso de necessidade de manutenção. A figura 3.6 mostra detalhes da montagem das placas de catodo.

Toda a estrutura de placas é colocada no interior de uma caixa de alumínio. A tampa traseira pode ser utilizada para a montagem de detetores auxiliares, tais como detetores de silício ou, como está-se implementando no momento, plásticos cintiladores acoplados a fotomultiplicadoras. A tampa dianteira abriga em sua parte externa, um flange onde se monta a janela de entrada, que no caso é feita de polipropileno aluminizado com espessura de 150 $\mu g/cm^2$. No mesmo flange é montada uma grade feita de fios de *nylon* com 0.4 mm de espessura e espaçados

de 10 mm, semelhante a uma raquete de tênis, com a finalidade de proteger a janela de polipropileno contra a aplicação de pressões excessivamente elevadas. A pressão típica de operação do detetor é de 5 torr de isobutano.

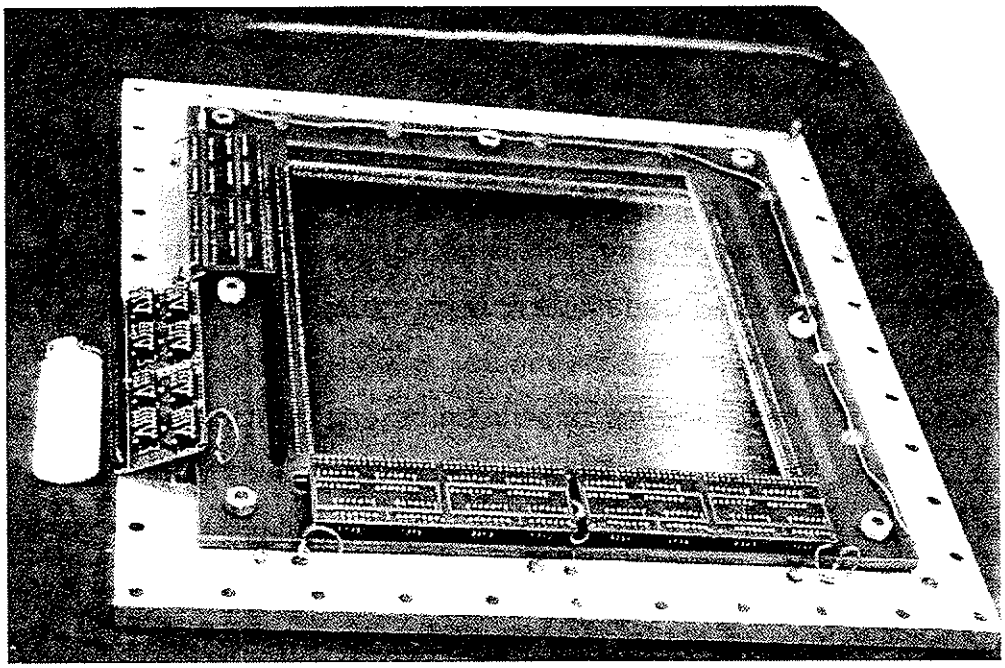


Fig. 3.6 - Foto mostrando detalhes sobre a montagem das placas de catodo do detetor multifilar sensível à posição.

No corpo da caixa são há cinco conectores para extrair os sinais de interesse, denominados x1, x2, y1, y2 and ΔE. Uma tensão positiva de 650 V é aplicada à placa de anodo através de outro conector no corpo da caixa. Conectores de entrada e saída de gás são colocados em lados opostos da caixa para garantir um fluxo de gás adequado no interior do detetor. Na figura 3.7 pode-se apreciar detalhes da caixa, conectores, janela, grade de proteção e uma máscara com furos de vários diâmetros e distribuídos por toda a área útil, utilizada para medidas de resolução em posição, linearidade e calibração.

Na figura 3.8 tem-se um espectro bidimensional X versus Y obtido com um feixe de ^{16}O de 55 MeV incidente sobre um alvo de ^{197}Au, onde a imagem da máscara de calibração é reproduzida. No caso, as posições X e Y foram obtidas

fora de linha com as relações X = (x1 – x2) / (x1 + x2) e Y = (y1 – y2) / (y1 + y2). Também são mostradas as posições de seis detetores de silício montados na tampa traseira e utilizados para medidas de eficiência, as quais demonstraram uma eficiência em função da energia próxima de 100% para partículas com número atômico Z>3. Na figura 3.9 são mostradas as projeções para os contornos indicados na figura 3.8. A análise cuidadosa dos picos, demonstrou que a resolução σ_p em posição é da ordem de 0.6 mm. Projeções dos cortes indicados na figura 3.8 são mostrados na figura 3.10, de onde se constata a linearidade em posição do detetor em toda sua área útil.

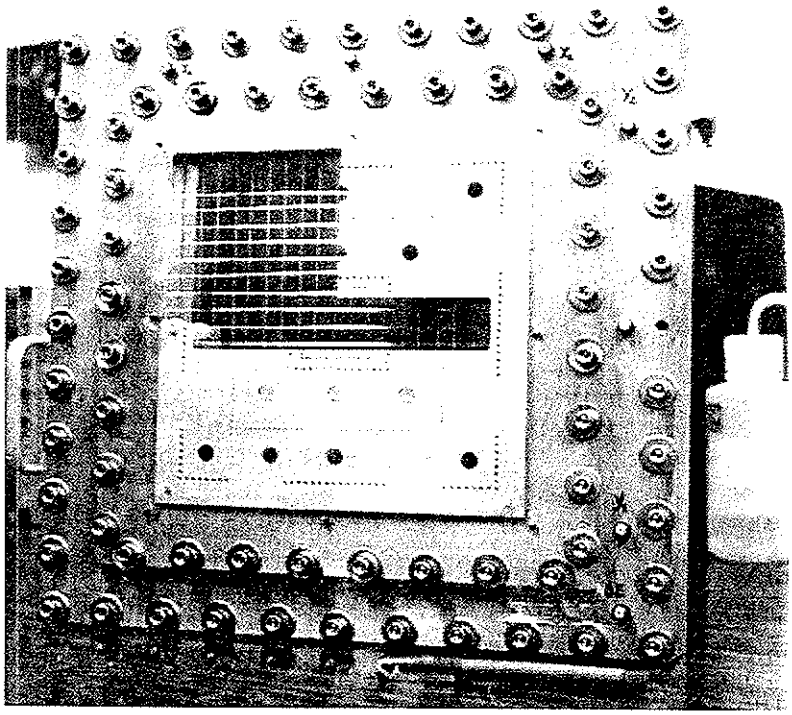


Fig. 3.7 - Foto mostrando uma vista geral da caixa de um dos detetores multifilares sensíveis à posição, com detalhes dos conectores de sinal, janela de entrada, grade de proteção e máscara para medidas de resolução em posição, linearidade e calibração.

Através da medida de tempo com o sistema de pulsação de feixe e dos ângulos determinados pela posição de incidência das partículas, pode-se, conhecida com precisão a distância do detetor ao alvo, determinar a massa de

cada partícula que atinge o detetor. Este procedimento implica um compromisso entre uma boa resolução em tempo do sistema de pulsação de feixe, que no caso é tipicamente da ordem de 1.5 ns e uma razoável distância de vôo.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA

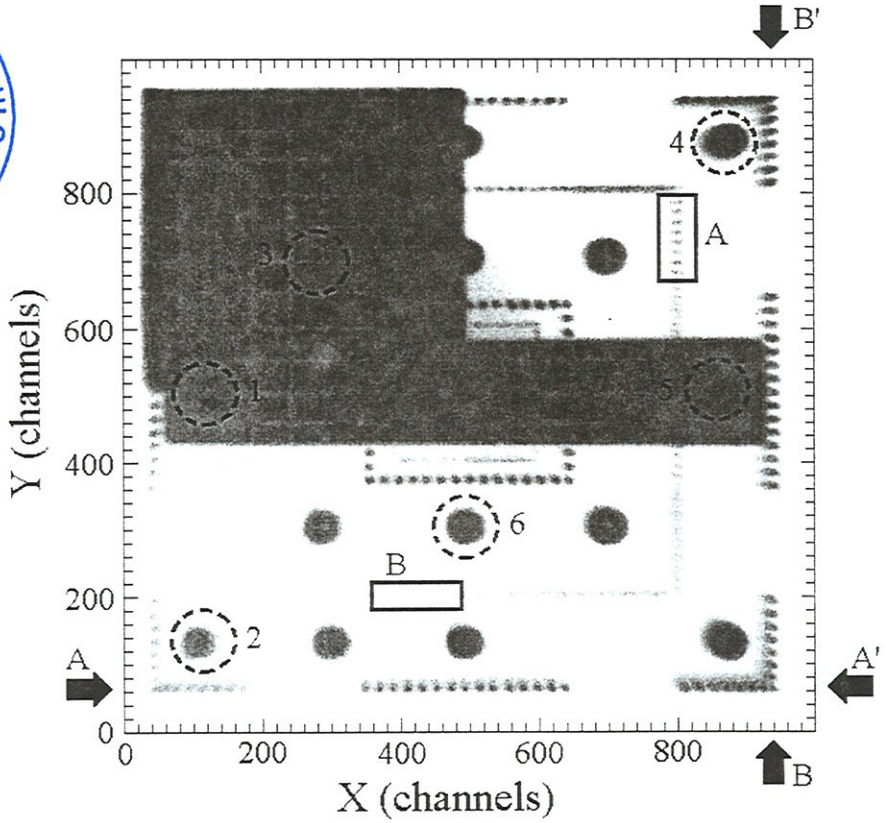


Fig. 3.8 - Espectro bidimensional X versus Y para um feixe de ^{16}O de 55 MeV sobre um alvo de ^{197}Au. A imagem da máscara de calibração é reproduzida. Os contornos indicados são utilizados para cálculos da resolução em posição e o posicionamento dos detetores de silício usados nas medidas de eficiência é também mostrado. As setas indicam cortes utilizados para a determinação da linearidade em posição.

De modo a compensar eventuais problemas com a resolução em massa obtida dessa maneira, foi idealizado um sistema composto por um plástico cintilador e fotomultiplicadoras, o qual é instalado na tampa traseira da caixa de alumínio do detetor multifilar. Assim, pode-se obter a massa das partículas somente a partir da posição de incidência. Foram realizados testes iniciais com o plástico cintilador de um tamanho igual ao da área útil do detetor. Os resultados não foram satisfatórios em termos de resolução em energia, devido a problemas

de coleção de luz. Optamos então por segmentar o plástico cintilador e utilizar várias fotomultiplicadoras e guias de luz. O projeto está em fase de implementação.

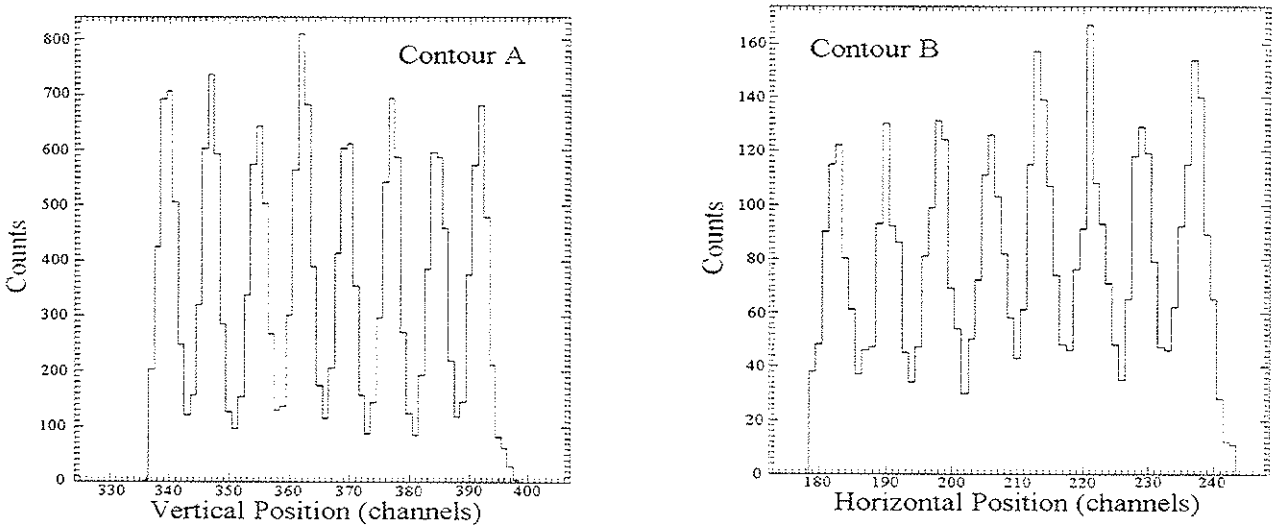


Fig. 3.9 - Histogramas correspondentes a projeções dos contornos mostrados na figura 3.8, utilizados para a determinação da resolução em posição. Os furos possuem um diâmetro de 1 mm com espaçamento centro a centro de 3 mm.

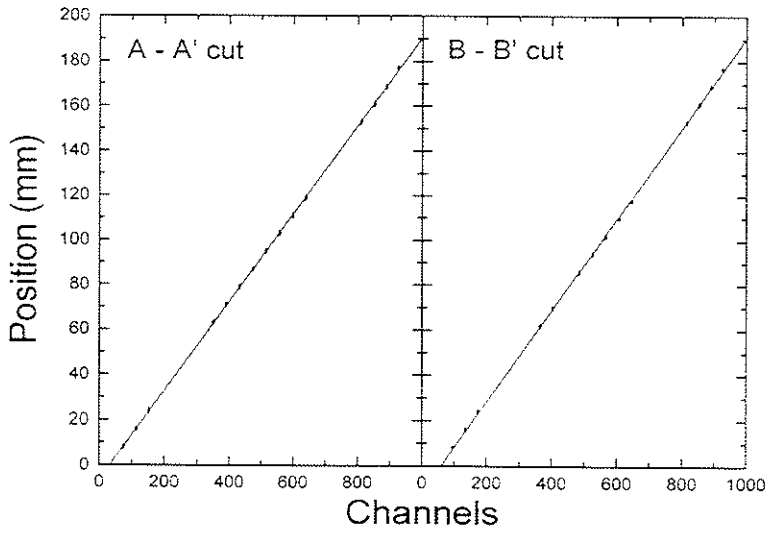


Fig. 3.10 - Gráficos das coordenadas reais como função do centróide dos picos para as projeções relacionadas aos cortes mostrados na figura 3.8, com a origem no furo situado no canto inferior esquerdo. As linhas sólidas correspondem a ajustes lineares aos pontos experimentais.

3.5 Os detetores de fluoreto de bário

No estudo da dinâmica de reações nucleares, a detecção de raios gama de alta energia (~ 20 MeV), é importante por fornecer informações a respeito da evolução de um sistema desde sua formação, passagem pelo ponto de sela e posterior fissão. Visando este tipo de estudos experimentais, adquirimos seis detetores de BaF_2 com diâmetro de 3 polegadas e 6 polegadas de comprimento. Cada detetor é encapsulado herméticamente numa embalagem de alumínio, juntamente com uma fotomultiplicadora. Os divisores de tensão passivos para operação das fotomultiplicadoras, foram construídos no Laboratório Pelletron. Os detetores apresentam em média uma resolução em energia da ordem de 12% para o pico de 660 KeV de uma fonte de ^{137}Cs, o que está dentro do esperado para este tipo de cristal. A resolução em tempo por outro lado é muito boa, da ordem de 500 ns. A vantagem na utilização de detetores de BaF_2 sobre outros tipos, como NaI por exemplo, que apresenta uma eficiência um pouco melhor, reside no fato de se poder utilizar a técnica de discriminação por forma de pulso para a separação das contribuições de nêutrons e raios gama [Pau92]. O princípio da técnica baseia-se no fato de o cristal de BaF_2 fornecer um sinal para cada partícula, que apresenta uma componente rápida, com tempo de subida da ordem de 5 ns e outra componente mais lenta e de menor amplitude com tempo de subida da ordem de 100 ns. Para cada tipo de partícula que interage com o cristal, o sinal apresenta diferentes frações das duas componentes. Se uma integração em carga da componente rápida é feita e graficada em função do valor da carga total integrada, obtém-se um espectro bidimensional semelhante aos de ΔE versus E, onde se pode diferenciar os nêutrons de raios gama. Devido a problemas enfrentados pela firma que fabricou os detetores, com respeito ao crescimento dos cristais, houve uma demora significativa na entrega dos mesmos, de forma que ainda não se efetuou nenhuma medida. Mesmo assim, a infra-estrutura para a

realização das medidas, como a construção dos suportes e linhas de atraso, já foi providenciada.

3.6 Os detetores de nêutrons

Dentro do mesmo contexto de estudo da evolução temporal dos sistemas, recentemente fomos contemplados com um projeto temático FAPESP para a construção de dois detetores de nêutrons de grande área e sensíveis à posição.

De uma forma geral, os detetores para nêutrons utilizados há vários anos nos mais diversos experimentos são constituídos por um invólucro cilíndrico que contém um cintilador líquido. Um dos extremos é aberto e acoplado a um guia de luz de plástico, o qual por sua vez é acoplado a uma fotomultiplicadora. Em experimentos que exigem uma disposição dos detetores na qual estes estejam agrupados lado a lado, surge o problema do espaço morto entre os mesmos, de modo que a eficiência fica prejudicada significativamente. Uma maneira de se contornar o problema, é construir detetores com seção quadrada, ou para melhorar ainda mais a eficiência de detecção, fazer uso de um segundo conjunto colocado atrás do primeiro.

Alguns problemas comuns que surgem quando se trata da detecção de nêutrons são o *cross-talk* e o *out-scattering*. O *cross-talk* é associado à criação por um único nêutron, de sinais em dois detetores separados. No *out-scattering,* um nêutron é espalhado na parte não ativa de um dado detetor, sendo posteriormente detectado em outro detetor, fornecendo informações incorretas sobre posição e tempo de vôo (consequentemente energia). Existem métodos para se identificar e eliminar os problemas de *cross-talk*, mas não existem ainda métodos satisfatórios para se lidar com os eventos provenientes de *out-scattering*. Portanto, é importante construir-se os detetores de forma que os nêutrons atravessem uma área correspondente a materiais inativos que seja a menor possível. Em nosso caso, deseja-se que os detetores possuam boa eficiência e que cubram um intervalo angular significativo. Sendo assim, dois pontos muito importantes a

serem levados em conta no projeto de um conjunto de detetores de nêutrons com boa eficiência são:

a) reduzir ao máximo o espaço morto entre os detetores

b) reduzir a quantidade de material inativo atravessado pelos nêutrons.

Está-se construindo dois detetores de nêutrons de grande área (aproximadamente 2.0x2.0 m^2), os quais podem ser utilizados em conjunto para aumentar a eficiência ou mesmo separadamente. A geometria escolhida consiste em construir para cada detetor, cerca de 25 células longas e retangulares com seção quadrada de aproximadamente 8 cm. A cada extremo são acopladas fotomultiplicadoras. Se uma distância de vôo da ordem de 5m é utilizada, cada detetor subtenderá um ângulo de abertura de aproximadamente 20°. Os sinais de tempo para a medida de tempo de vôo serão obtidos a partir do tempo médio dos sinais das fotomultiplicadoras e do sistema de pulsação de feixe do acelerador Pelletron. Pretende-se utilizar fotomultiplicadoras rápidas de alto ganho e uma área de fotocatodo de 7.5cm, envolvidas por placas de μ-metal para efeito de blindagem a campos magnéticos espúrios.

As células serão construídas com pirex de 3 mm de espessura e serão mantidas sem nenhum revestimento. Isto permite que a luz gerada em algum ponto seja enviada às fotomultiplicadoras através de reflexão interna total. Estima-se que cerca de 20% da luz gerada por um dado evento atinja as fotomultiplicadoras. O restante acaba escapando devido ao fato de o ângulo formado com a direção normal à superfície ser menor que o ângulo crítico. Para evitar a entrada de luz externa, o conjunto total de células é coberto por placas metálicas finas pintadas de preto. Assim, evita-se o problema de isolar cada célula individualmente da luz externa. De maneira a permitir a colocação e retirada do líquido cintilador, em cada célula será instalado um sistema de bombeamento composto por tubos de teflon (para evitar corrosão) ligados a uma pequena lata de alumínio que tem a função de permitir a expansão térmica do líquido, pois o coeficiente de expansão do líquido é maior que o do vidro. As células serão mantidas juntas para formar o detetor, através de suportes de alumínio que fazem contato em seus extremos de forma a minimizar a quantidade de material inativo.

Para evitar acidentes de maiores proporções, o suporte dos detetores terá uma espécie de tanque capaz de reter todo o volume de cintilador, evitando que haja perdas. Toda a estrutura dos detetores está sendo construída por firmas nacionais e na oficina mecânica do Labortatório Pelletron. As células de pirex estão sendo construídas por firmas no exterior.

A detecção de nêutrons é um processo feito de maneira indireta devido à ausência de carga. A maioria dos métodos utilizados na detecção, consiste em transferir parte ou toda energia para outro núcleo, o qual é então detectado. A maneira mais simples é efetuar a transferência através do espalhamento elástico criando um núcleo de recuo com a maior energia possível para facilitar a detecção. A energia de recuo corresponde a uma fração aleatória da energia do nêutron incidente. É por esta razão que não se pode obter diretamente a informação de energia, sendo necessária a utilização da técnica de tempo de vôo. Cálculos de cinemática de dois corpos mostram que a máxima transferência de energia se dá quando o núcleo de recuo tem a mesma massa do nêutron. Portanto, é aconselhável utilizar-se hidrogênio como núcleo de recuo. Sendo assim, utiliza-se em geral líquidos cintiladores que contém este elemento em abundância.

Uma característica desejável para os detetores é que os mesmos permitam que se possa utilizar a técnica de discriminação por forma de pulso (DFP). Quando a técnica de tempo de vôo é utilizada para determinação da energia dos nêutrons, surge um fundo gerado por raios gama o qual é independente do tempo, criando consequentemente um fundo contínuo no espectro de energia dos nêutrons. A técnica mencionada permite que se elimine o fundo devido a raios gama do espectro de energia dos nêutrons. A identificação pode ser feita através de um espectro bidimensional conforme mostrado na figura 3.11. A identificação de raios gama é importante também no que se refere à eliminação dos efeitos de *cross-talk*. A escolha do cintilador líquido torna-se então muito importante para que a identificação possa ser feita satisfatoriamente. Em nosso caso as características necessárias para a utilização da técnica DFP, são preenchidas pelo cintilador orgânico líquido NE-213. As características deste cintilador podem ser degradadas

pela presença de oxigênio no cintilador. Para reduzir a possibilidade da presença deste contaminante, após encher cada célula, deve-se borrifar seu interior com nitrogênio seco por pelo menos uma hora.

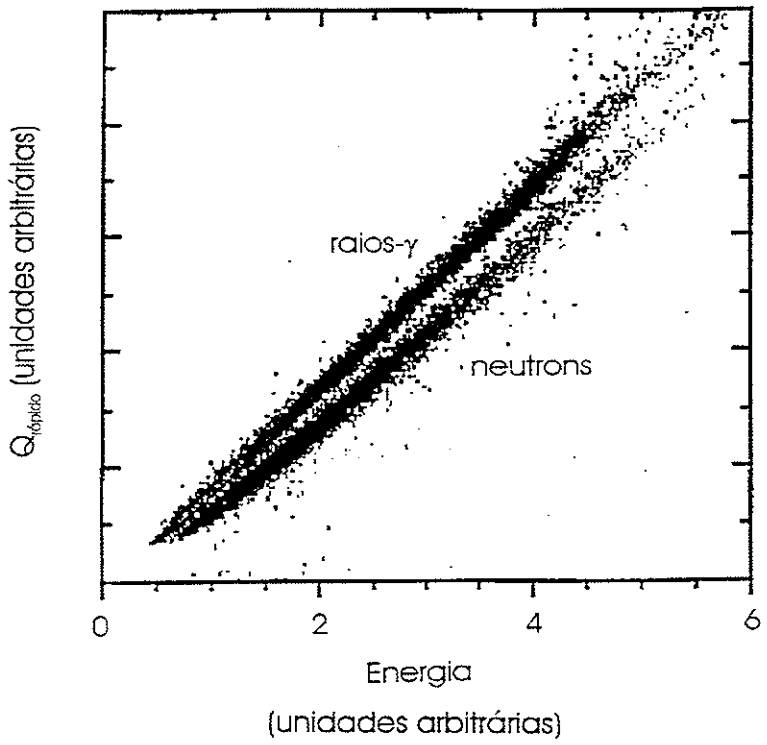


Fig. 3.11 - Espectro bidimensional gerado quando da utilização da técnica de discriminação por forma de pulso para a separação da contribuição de nêutrons e raios gama.

A sensibilidade à posição de incidência de um nêutron em uma dada célula é outra característica que se deseja implementar nos detetores a serem construídos. A resolução em posição depende essencialmente da resolução em tempo do sistema que espera-se seja da ordem de 1 ns. A posição x de um evento no interior de uma célula é obtida a partir da diferença de tempo entre os sinais que chegam nas fotomultiplicadoras em cada extremo. A possibilidade de se obter informação de posição é uma forte razão para se utilizar vidro não pintado para compor as células, caso contrário a reflexão difusa iria prejudicar a resolução.

As características desejáveis para os detetores implicam na utilização de uma eletrônica modular complexa que vai desde conversores carga-digital até sofisticadas fontes de tensão para alimentação das fotomultiplicadoras. Para cada evento no detetor, deve-se determinar o tempo do evento com respeito a um sinal de referência (gerado pelo sistema de pulsação de feixe), a posição do evento ao longo de uma dada célula e a energia do próton de recuo, a qual é associada à energia do nêutron. Através da medida do tempo entre o sinal de referência e cada uma das fotomultiplicadoras, pode-se determinar o tempo e a posição do evento. A informação é obtida a partir de dois sinais produzidos no divisor de tensão. Um sinal é positivo e retirado do último dinodo e o outro, negativo, é retirado do anodo. O sinal do dinodo é utilizado, após uma inversão, para gerar os sinais de *timing* e o sinal do anodo é utilizado para gerar os sinais que serão integrados nos conversores carga-digital para a utilização da técnica de DFP.
Na figura 3.12 apresenta-se um esquema que dá uma idéia geral de como será a parte externa do detetor de nêutrons e na figura 3.13 é mostrado um detalhamento de uma célula de vidro e periféricos a ela acoplados.

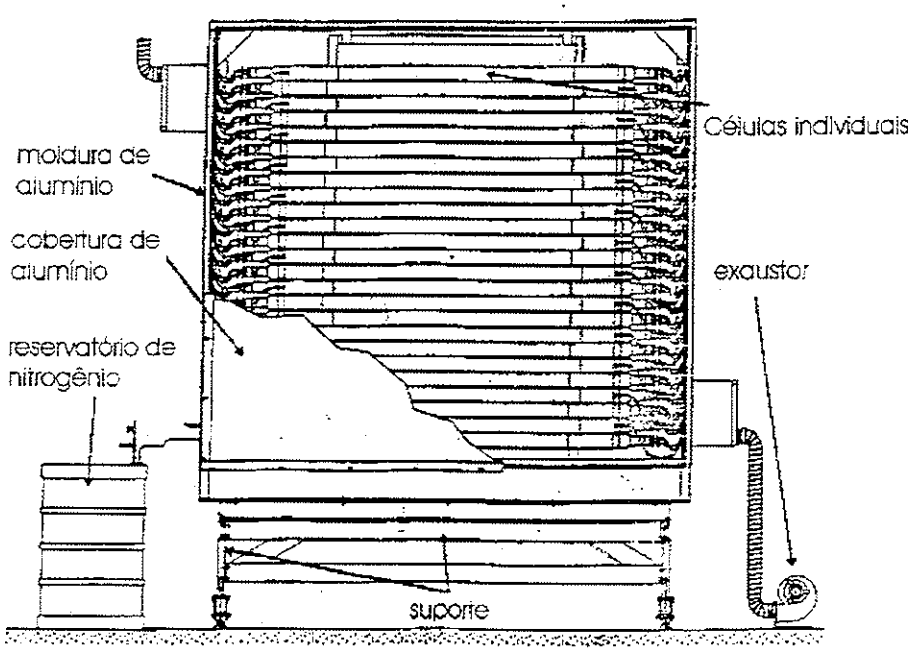


Fig. 3.12 - Esquema mostrando uma vista geral de como será a parte externa dos detetores de nêutrons.

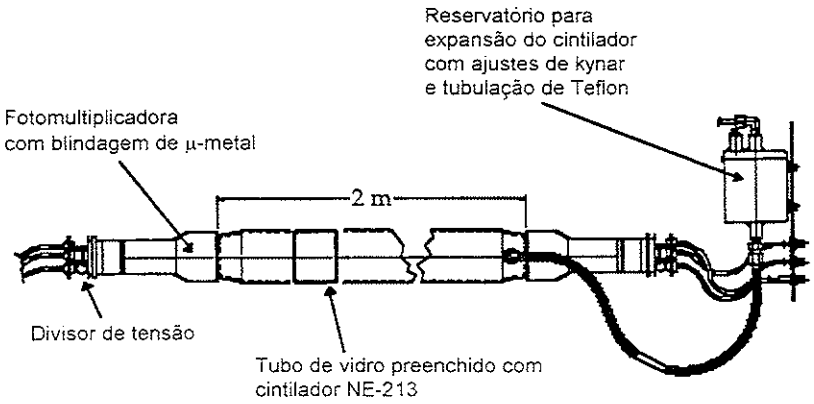


Fig. 3.13 - Esquema com detalhes sobre uma das células de pirex e os periféricos a ela acoplados.

Capítulo 4

Escalas temporais: medidas de flutuações estatísticas

4.1 Introdução

Esta parte do trabalho consiste na medida de escalas temporais de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{19}F + ^{12}C$, utilizando a técnica da análise de flutuações estatísticas das funções de excitação. As partículas provenientes de uma emissão binária do sistema composto são identificadas utilizando-se técnicas de coincidência cinemática. Foram obtidas as funções de excitação desses processos em passo de energia tal que fosse possível verificar a presença de processos com escalas temporais da ordem de 10^{-20} a 10^{-21} segundos. As escalas temporais extraídas foram analisadas tanto no contexto de formação e decaimento de um núcleo composto quanto no contexto de *orbiting* nuclear. Foi investigada a dependência da escala temporal com o ângulo de emissão das partículas, com o canal de saída e com a energia de excitação dos fragmentos emitidos. Além disto, comparações com modelos para fusão-fissão e *orbiting* foram efetuadas, de modo a permitir uma melhor caracterização dos processos envolvidos.

4.2 Parte experimental

Foram realizadas medidas das larguras naturais dos níveis de sistema composto através do estudo de flutuações nas funções de excitação. Experimentalmente, essas funções de excitação devem ser medidas em passos de energia menores que a largura que se quer observar. Isto implica em uma série de cuidados experimentais, que minimizam a dispersão em energia do feixe, desde a sintonia do mesmo pelo acelerador até a espessura do alvo utilizado. Além disto, como se pretende determinar as larguras naturais de sistemas compostos, o arranjo experimental deve ser capaz de prover informação sobre a natureza destes sistemas.

Foram utilizados feixes de ^{16}O e ^{19}F, extraídos de uma fonte de íons do tipo SNICS [Mid77]. No caso do feixe ^{16}O, usou-se uma pastilha de óxido de titânio e para o feixe de ^{19}F, fluoreto de cálcio.

Os dados deste trabalho foram tomados utilizando o Acelerador Pelletron 8UD do Instituto de Física da Universidade de São Paulo [Sal74]. Ao sair do acelerador o feixe é analisado em um imã (ME-200), onde é selecionado o seu momento e estado de carga final. O campo magnético necessário para defletir as partículas feixe, de energia e estado de carga desejados, é medido no interior do imã por uma sonda de ressonância magnética nuclear (NMR).

Ao determinar a energia do feixe, o imã ME-200 exerce um controle fino na tensão do terminal. Para isto existe um sistema de fendas de controle colocado no ponto imagem do mesmo. O afastamento entre as fendas de controle são responsáveis, então, pela incerteza em energia do feixe acelerado. Quanto maior a abertura destas fendas, maior a incerteza em energia do feixe, dada por:

$$\delta E_{lab} = 2E_{lab}\frac{\delta r}{r}, \qquad (4.1)$$

onde δE_{lab} é a resolução do feixe, δr é a abertura das fendas e r é o raio de curvatura do imã ME-200, que vale 50 polegadas. Durante a aquisição dos dados, utilizou-se uma abertura de 20 milésimos de polegada, o que propicia uma incerteza em energia de aproximadamente 50 keV na energia do feixe. Após a seleção da energia do feixe e o seu estado de carga, este é novamente desviado para uma das sete canalizações experimentais do laboratório, onde está montado o arranjo experimental.

Nos experimentos utilizou-se alvos auto-suportáveis de ^{10}B e ^{12}C. Os alvos de boro possuiam espessuras da ordem de 10-20 $\mu g/cm^2$ e também da ordem de 40-60 $\mu g/cm^2$. Os alvos de ^{12}C possuiam espessura em torno de 8-12 $\mu g/cm^2$. Estas espessuras foram determinadas através da análise do espalhamento Rutherford, no caso dos alvos de boro, e pela análise de espalhamento elástico em ângulos dianteiros, quando comparado com previsões de Modelo Óptico, no caso dos alvos de carbono. Em ambos os casos, para efeito de normalização, adicionou-se uma pequena quantidade de ouro nos alvos utilizados (1-2 $\mu g/cm^2$). Os principais contaminantes presentes no alvo foram o ^{12}C (no caso dos alvos de boro), ^{16}O, ^{28}Si e ^{56}Fe. A perda de energia média do feixe no alvo foi de aproximadamente 30 keV, para os alvos mais finos e 120 keV para os alvos de boro espessos.

Neste tipo de medida, a resolução em energia do feixe deve ser menor que o passo em energia da função de excitação experimental. Em nosso caso, os principais fatores que influenciam nesta resolução são: a incerteza em energia do feixe devido à abertura das fendas do imã ME-200 e a perda de energia do mesmo no alvo. Neste caso, pode-se dizer que a incerteza total da energia do feixe é:

$$\delta E^2_{TOTAL} = \delta E^2_{lab} + \delta E^2_{alvo}, \qquad (4.2)$$

onde δE_{lab} é a incerteza em energia do feixe, determinada pela abertura das fendas do ME-200 e δE_{alvo}, a dispersão em energia devido à perda de energia do

feixe no alvo. No nosso caso, a incerteza em energia total do feixe vale 55 keV no referencial do laboratório, quando utilizados os alvos finos e 150 keV quando utilizados os alvos de boro espessos.

Neste trabalho utilizou-se a câmara de espalhamento, já descrita no capítulo 3, localizada na extremidade da linha 15°B do Laboratório Pelletron.

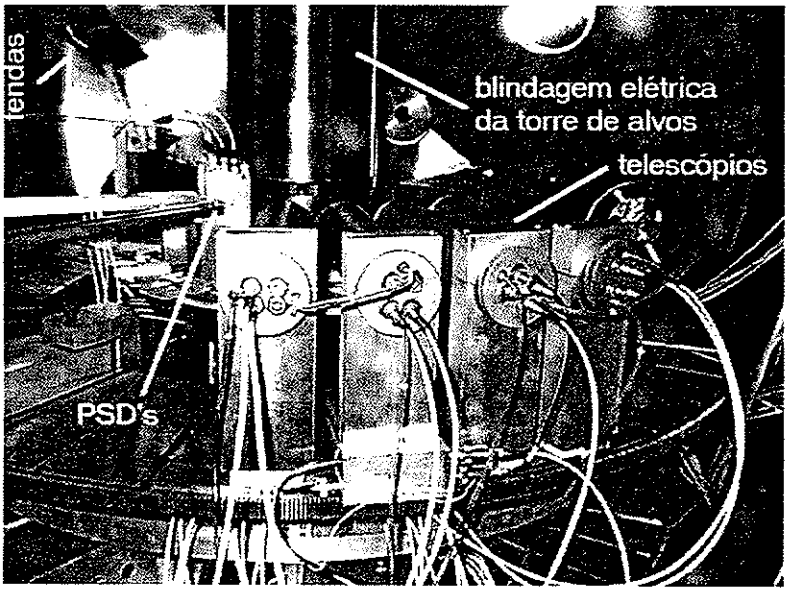
Devido ao ciclo de histerese do imã ME-200, torna-se difícil e demorado variar a energia do feixe em passos muito pequenos de energia. Foi então construído um suporte, com capacidade para dois alvos, no qual é possível se aplicar alta tensão. A tensão máxima que se consegue aplicar neste suporte é próxima a 100 kV, positiva ou negativa. Desta forma, polarizando-se o alvo, é possível variar a energia do feixe em passos muito pequenos e alterar as condições no acelerador somente quando se faz necessária uma variação maior da energia do feixe.

Foi montado um arranjo experimental para coincidência cinemática, composto por dois detetores de silício sensíveis à posição (PSD) e quatro dos telescópios triplos descritos no capítulo 3, a fim de se determinar as partículas provenientes de processos binários.

Analisando a cinemática da reação, pode-se determinar a melhor posição para os detetores. Os telescópios foram posicionados entre 10° e 40°, espaçados de 10°, distantes do alvo 30 cm, o que permitia obter uma abertura angular de aproximadamente 1.5°, em cada telescópio. Os PSD's foram posicionados em 30° e 60°, a 9 cm do alvo, garantindo uma abertura angular de 22°, em cada PSD. Assim, o arranjo experimental consegue cobrir uma faixa em Q de reação considerável [Sua99]. Para ambos os sistemas medidos, utilizou-se o mesmo posicionamento dos detetores, pois as cinemáticas são parecidas.

Para efeito de calibração em posição dos PSD's, foi montado um sistema de fendas de 1 mm de largura espaçadas de 2 mm, centro a centro, com abertura de 1 mm. Estas fendas podiam ser colocadas na frente dos PSD's a qualquer momento da experiência por acionamento remoto. Na figura 4.1 são mostradas fotos do sistema de detetores.

a)



b)

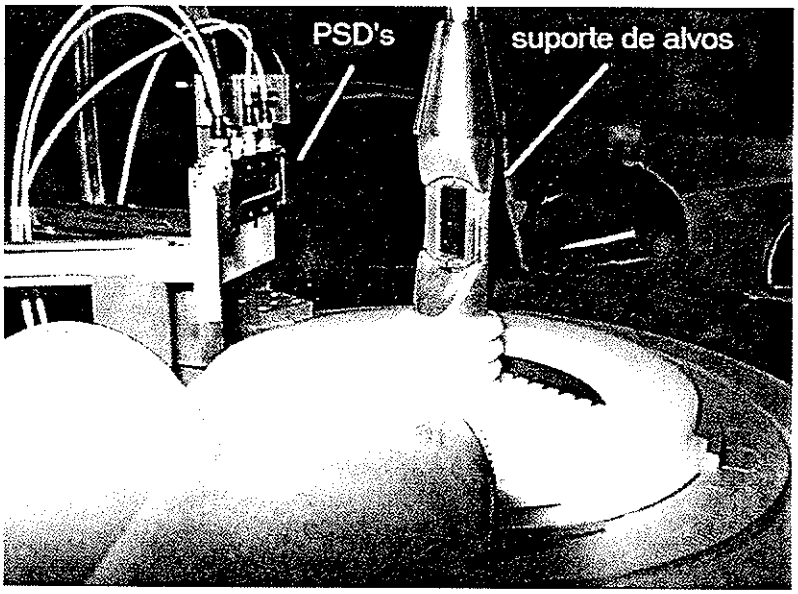


Fig. 4.1 - a) Foto do arranjo de detetores, com detalhe para os telescópios e a blindagem elétrica que foi colocada em torno do suporte de alvos, de forma que a tensão no mesmo não interferisse nos detetores. b) Detalhe dos PSD's, que foram colocados bastante próximos ao alvo de maneira a abranger uma grande região angular.

A eletrônica e aquisição de dados divide-se basicamente em duas partes: a primeira parte, baseada na norma NIM ("Nuclear Instrumentation Module"), realiza

a manipulação dos sinais analógicos provenientes dos detetores. A segunda parte, baseada na norma CAMAC ("Computer Automated Measurement and Control"), faz a interface entre os sinais analógicos provenientes dos detetores e o computador, responsável pela aquisição e armazenamento de dados. Maiores detalhes podem ser encontrados na referência [Sua99].

4.3 Redução dos dados

Neste trabalho foram medidas seção de choque como função da energia incidente para canais de decaimento binário das seguintes reações:

a) $^{16}O + ^{10}B$ com $57\,MeV < E_{lab.} < 64\,MeV$ e passo em energia de $\Delta E_{lab} \sim 60\,keV$, correspondente no centro de massa a uma variação de energia tal que $22\,MeV < E_{C.M.} < 24\,MeV$, com um passo de energia da ordem de $\Delta E_{C.M.} \sim 23\,keV$. Neste caso, foram utilizados alvos finos de boro, de tal forma que a resolução em energia do feixe fosse da ordem de 20 keV no referencial do centro de massa.

b) $^{16}O + ^{10}B$ com $44\,MeV < E_{lab.} < 65\,MeV$ com passo de energia de $\Delta E_{lab} \sim 500\,keV$, correspondente no centro de massa a uma energia $17\,MeV < E_{C.M.} < 25\,MeV$ com um passo da ordem de $\Delta E_{C.M.} \sim 190\,keV$. Neste caso, foram utilizados alvos de boro grossos, de tal forma que a resolução em energia do feixe fosse de aproximadamente 60 keV no referencial do centro de massa.

c) $^{19}F + ^{12}C$ com $57\,MeV < E_{lab} < 64\,MeV$ com passo de energia de $\Delta E_{lab} \sim 70\,keV$, o que corresponde no referencial do centro de massa a uma variação de energia tal que $22\,MeV < E_{C.M.} < 24\,MeV$, com um passo de

$\Delta E_{C.M.} \sim 27\,keV$. Estas medidas foram efetuadas utilizando-se alvos finos de carbono, de tal forma que a resolução em energia do feixe fosse da ordem de 21 keV, no referencial do centro de massa.

Nos casos onde os passos em energia eram menores (~20 keV), as medidas foram realizadas com o objetivo de se determinar uma escala temporal de um processo lento, tipo núcleo composto, com larguras típicas estimadas de 30-100 keV. A medida em passo grande, realizada apenas para o sistema $^{16}O + {}^{10}B$, teve como interesse verificar a possibilidade de um processo não equilibrado, com escala temporal curta, com largura entre 200 e 1000 keV, típica de um processo "di-nuclear".

4.3.1 Obtenção das funções de excitação

Para a obtenção das funções de excitação experimentais, baseadas em seções de choque absolutas, vários passos devem ser seguidos, incluindo calibração dos detetores, obtenção dos eventos correspondentes a processos binários, cálculo das massas a partir da cinemática, cálculo de eficiência e normalização da seção de choque. Nesta seção, descreve-se brevemente esses passos, os quais estão descritos em detalhes em [Sua99].

Durante a aquisição de dados foram identificados os eventos caracterizados pelos seguintes parâmetros: $\Delta E_{gás}$, a perda de energia da partícula no gás e E_{Si}, a energia residual da partícula no detetor de silício, no caso das partículas incidentes nos telescópios. No caso dos PSD's, determinou-se os seguintes parâmetros: XE_{PSD}, a posição da partícula e E_{PSD}, a energia da partícula. A posição com que a partícula incide no PSD é obtida através da relação $X_{PSD} = \frac{XE_{PSD}}{E_{PSD}}$. Mediu-se também um parâmetro associado ao intervalo de tempo entre a partícula incidente no telescópio e a partícula incidente no PSD, o qual chamaremos de TAC.

Com os dados brutos, pode-se construir espectros de $\Delta E_{gás}$ vs. E_{Si} para os telescópios, onde é possível separar partículas segundo o seu número atômico (Z) com uma resolução menor que uma unidade de número atômico. Um espectro típico é mostrado na figura 4.2. Na mesma figura, tem-se um espectro de posição, X_{PSD} vs. E_{PSD} para um dos PSD's para a reação ^{16}O + ^{10}B. A faixa na região de alta energia corresponde ao espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo. Devido à elevada assimetria de massa, a energia praticamente não varia com o ângulo de espalhamento (posição no PSD).

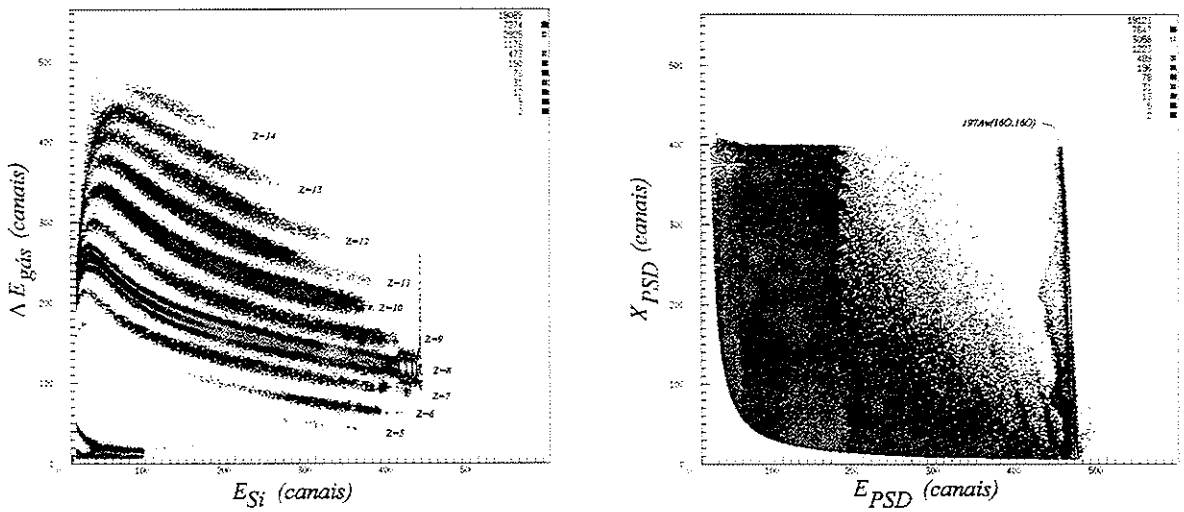


Fig. 4.2 - Espectro típico de $\Delta E_{gás}$ vs E_{Si} obtido com um dos telescópios para a reação ^{16}O + ^{10}B. Cada faixa corresponde a um número atômico (Z). Pode-se identificar desde Z=5 até Z=13 com uma resolução em número atômico menor que uma unidade (esquerda). Espectro de posição, X_{PSD} vs. E_{PSD} para um dos PSD's para a reação ^{16}O + ^{10}B. A faixa na região de energias mais altas corresponde à cinemática do espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo (direita).

Para a calibração dos PSD's, o primeiro aspecto a ser levado em conta é a calibração em posição. Para tal, o sistema de fendas móveis descrito na parte experimental, foi montado de modo que, em qualquer momento da experiência, poderia ser realizada uma calibração em posição. O ângulo correspondente a cada fenda foi previamente medido com o auxílio de um teodolito. Em média, cada fenda estava espaçada de 1.2°, e possuía uma abertura angular de

aproximadamente 0.6°. Uma das fendas foi coberta de forma a ter-se uma referência de orientação para calibração.

A partir deste procedimento pode-se atribuir um ângulo à posição de cada fenda no espectro do PSD e realizar um ajuste polinomial pelo método dos mínimos quadrados. Os valores de χ^2_{red} obtidos estavam dentro de uma faixa de confiabilidade de 98%. Em geral, um polinômio de grau dois ajusta muito bem os dados.

A calibração em energia do PSD depende da posição em que a partícula incide no mesmo, devido a uma não linearidade. Assim, a energia em MeV da partícula incidente no PSD vale:

$$E_{PSD}^{MeV} = f(\theta_{PSD}) + g(\theta_{PSD}) E_{PSD}^{canais} \tag{4.3}$$

onde $f(\theta_{PSD})$ e $g(\theta_{PSD})$ são funções polinomiais que dependem do ângulo com que a partícula atinge o PSD [Sua99]. Para determinar estas funções, utilizou-se a posição em energia do pico de espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo em 4 diferentes energias (61, 54, 46 e 38 MeV).

Em geral, a calibração dos telescópios é mais simples que a dos PSD's. O importante neste caso é obter a energia total da partícula incidente no detetor. Para isto precisa-se levar em consideração todos os absorvedores de energia que a partícula atravessa durante a sua passagem pelo detetor. Nos telescópios utilizados neste trabalho, esses absorvedores são: janela de polipropileno, gás e detetor de silício, já que o detetor de iodeto de césio não foi utilizado.

Para determinar a energia depositada no silício utilizou-se o pico do espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo em quatro diferentes energias (as mesmas utilizadas para calibrar os PSD's). Através da cinemática do espalhamento elástico, pode-se determinar a energia incidente da partícula no detetor e, através de cálculos de perda de energia com precisão da ordem de 5% [Rib91], pode-se obter a energia depositada no silício.

Para a determinação da perda de energia no gás utilizou-se estados excitados conhecidos em elementos de diferentes números atômicos. A partir da

calibração do detetor de silício, pode-se determinar a energia residual destas transições e, comparando com cálculos de perda de energia, obteve-se a perda de energia correspondente no gás.

A calibração dos telescópios, assim como a calibração dos PSD's são fatores muito importantes na análise, já que a identificação das partículas provenientes de processos binários, como será mostrado adiante, depende fortemente das energias medidas dos PSD's e dos telescópios. Entretanto, a existência de transições previamente conhecidas torna o processo auto-consistente.

A avaliação da eficiência de detecção é feita a partir de uma simulação do tipo Monte Carlo. Os parâmetros de entrada são: tamanho e forma do feixe no alvo, canal de entrada (energia do feixe e massas do feixe e alvo), canal de reação (massas e Q de reação do canal de saída), posição no espaço, formas dos detetores e *straggling* em ângulo e energia das partículas medidas.

No caso do espalhamento elástico esta eficiência pode ser determinada experimentalmente através da razão entre o número de partículas de espalhamento elástico em um dos telescópios, medidas em coincidência com um dos PSD's e o número total de partículas medidas em um dos telescópios. Pode-se comparar os resultados experimentais obtidos com os previstos através dos cálculos de eficiência pelo método de Monte Carlo. Obteve-se uma boa concordância entre os resultados experimentais e os calculados, em ambas as reações estudadas neste trabalho [Sua99]. A boa determinação da eficiência cinemática é fundamental para obtenção das seções de choque absolutas, além de definir com precisão as faixas de energia de excitação possíveis de serem estudadas.

Nesta parte do trabalho, o interesse reside no estudo das escalas temporais de processos binários. Portanto, deve-se ter um método seguro para determinar quais partículas vêm de um canal de reação binário específico, podendo-se por exemplo, determinar os números de massa das partículas detectadas. Um procedimento bastante confiável é a utilização das informações cinemáticas da colisão de dois corpos. Porém, para que este procedimento forneça um resultado

adequado, é necessário ter-se uma boa resolução angular e uma boa resolução em energia.

Quanto à resolução angular, tomou-se o cuidado de os telescópios não terem definição angular maior que 1.5°, no referencial do laboratório. No caso dos PSD's, devido ao fato de se poder medir a posição com uma boa precisão, a resolução angular não fica prejudicada.

No que diz respeito à energia, deve-se tomar bastante cuidado com a calibração dos detetores, já que o cálculo cinemático é muito sensível a esta variável. Tanto os PSD's quanto os telescópios possuem uma resolução em energia suficiente para obter o resultado desejado. A partir da cinemática de dois corpos, chega-se às seguintes relações para as massas:

$$M_{telesc} = M_{feixe}\frac{E_{feixe}}{E_{telesc}}\left(\frac{\operatorname{sen}\theta_{PSD}}{\operatorname{sen}(\theta_{telesc}+\theta_{PSD})}\right)^2,$$

$$M_{PSD} = M_{feixe}\frac{E_{feixe}}{E_{PSD}}\left(\frac{\operatorname{sen}\theta_{telesc}}{\operatorname{sen}(\theta_{telesc}+\theta_{PSD})}\right)^2 \qquad (4.4)$$

A grande vantagem deste procedimento para identificar os produtos binários é a não inclusão da massa do alvo no cálculo, o que nos permite separar os eventos provenientes de reações, dos contaminantes presentes no alvo. A resolução em massa obtida com este procedimento ficou em torno de 1 unidade de massa atômica, que é suficiente para separar os diversos canais de reação, inclusive dos contaminantes do alvo.

Identificado-se os eventos provenientes de processos binários, pode-se construir os espectros de energia de excitação ($E^* = Q_{G.S} - Q$, onde $Q_{G.S.}$ é o valor-Q do estado fundamental do canal de saída). Assim, pode-se selecionar os canais de saída a serem analisados, através de dois critérios: o primeiro é possuir uma estatística suficiente para se obter funções de excitação com incertezas menores que as flutuações a serem estudadas e, em segundo lugar, possuir uma eficiência cinemática com um comportamento aproximadamente constante em

uma faixa larga de energia de excitação. Segundo estes dois aspectos, os canais selecionados foram: para a reação ^{16}O + ^{10}B, além do canal de espalhamento elástico, o canal ^{12}C + ^{14}N possui uma boa estatística e boa eficiência de detecção para os telescópios posicionados em 20°, 30° e 40°. Para a reação ^{19}F + ^{12}C, além do canal de espalhamento elástico, os canais ^{12}C + ^{19}F e ^{16}O + ^{15}N (neste último mediu-se tanto o ^{16}O nos telescópios quanto o ^{15}N), nos telescópios posicionados em 20, 30 e 40 graus satisfizeram as condições acima. Na figura 4.3 são mostrados espectros típicos em diferentes ângulos. A linha contínua é a eficiência cinemática calculada a partir de simulações de Monte Carlo. As linhas verticais embaixo dos espectros são os diversos níveis discretos de energia dos fragmentos.

Depois de obtidas as seções de choque absolutas, levando-se em conta a eficiência, passou-se à obtenção das funções de excitação.

Para confirmar se as flutuações obtidas nas funções de excitação não são artifícios de normalização, obteve-se também as funções de excitação para o espalhamento elástico em ângulos dianteiros. Estas, por serem originadas de um processo muito rápido, não devem apresentar flutuações estreitas. No caso do ^{16}O + ^{10}B, obteve-se também as funções de excitação do espalhamento elástico do feixe de ^{16}O nos seguintes contaminantes do alvo: ^{12}C, ^{16}O e ^{28}Si. Notou-se, claramente, que as funções de excitação possuem um comportamento que não varia rapidamente com a energia, sem flutuações. Este comportamento, assim como no caso anterior, confirma que as flutuações obtidas a partir destes sistemas não são artifícios nem da tomada de dados e nem da sua posterior análise, trazendo confiabilidade aos resultados que serão mostrados no decorrer deste trabalho.

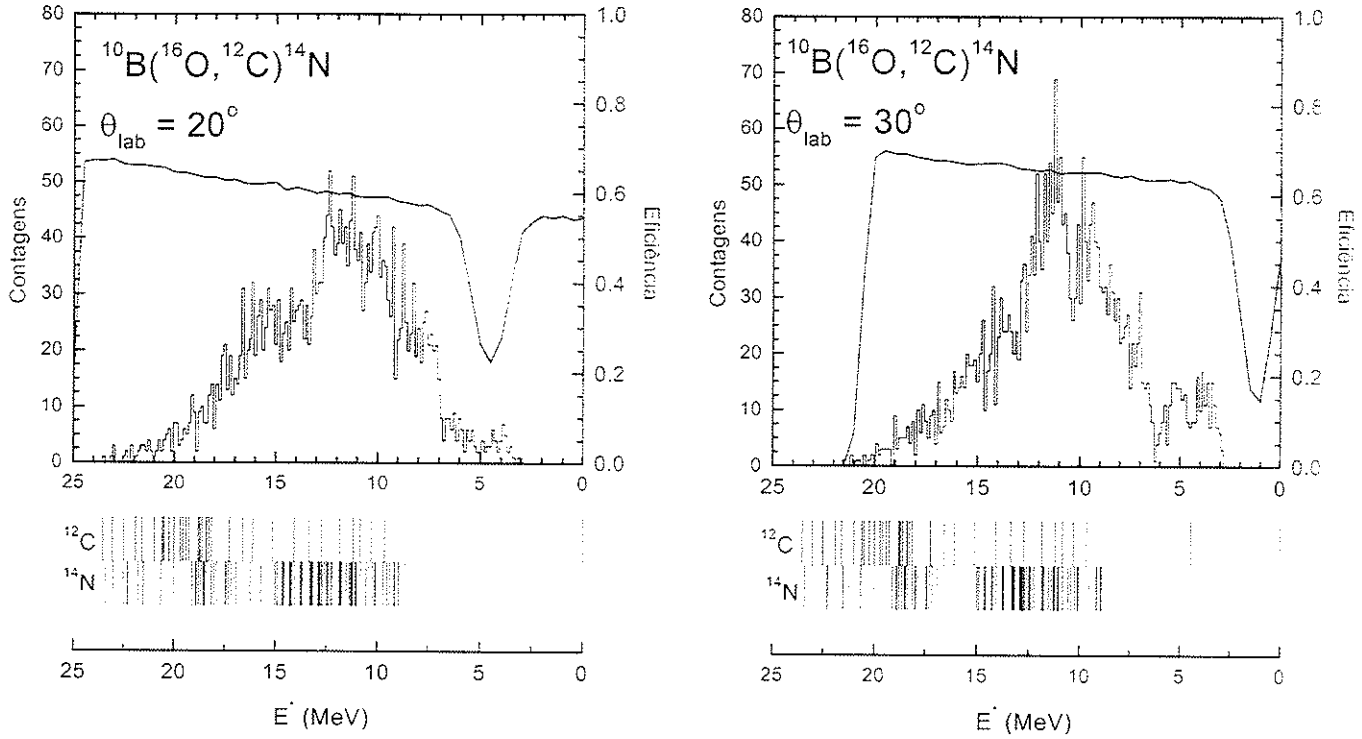


Fig. 4.3 - Espectro típico para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ em dois diferentes ângulos no laboratório. A linha contínua é a eficiência cinemática calculada pelo método de Monte Carlo. As linhas verticais embaixo do espectro são os níveis discretos de energia dos fragmentos.

4.3.1.1 Funções de excitação para o sistema $^{16}O + ^{10}B$

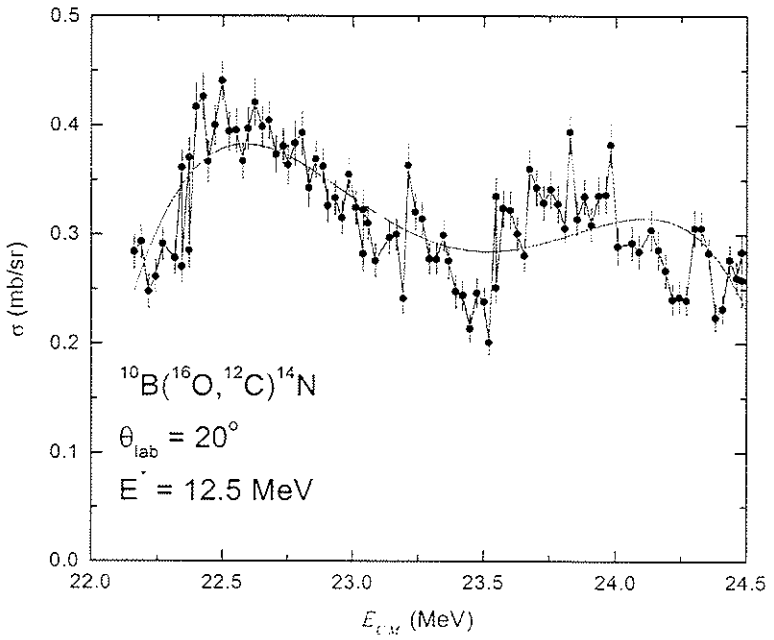
Para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ foram realizadas medidas com passo de 23 keV e passo de 190 keV (no referencial do centro de massa), tanto para o espalhamento elástico em ângulos traseiros quanto para o canal de saída $^{12}C + ^{14}N$.

No caso do espalhamento elástico, foram determinadas funções de excitação para os seguintes ângulos no referencial do centro de massa: 100°, 120°, 140° e 160°. Para o canal de saída $^{12}C + ^{14}N$, foram obtidas funções de excitação para os ângulos no referencial do laboratório de 20°, 30° e 40°, tanto para as medidas em passo pequeno como em passo grande. As funções de

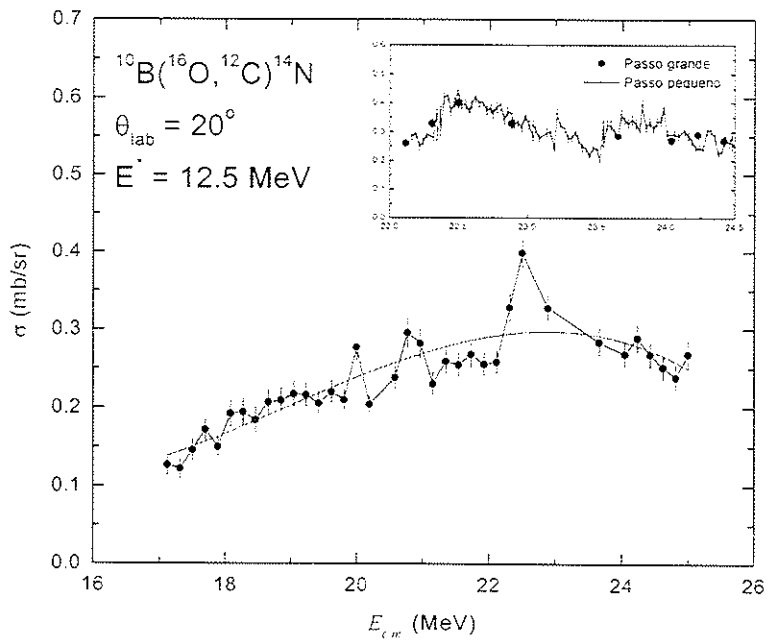
excitação foram obtidas em um intervalo de energia de excitação variando de 8 < E^* < 15 MeV, com intervalos de energia de excitação de 1 MeV. Este intervalo foi escolhido de tal forma que as barras de erro devido à estatística fossem menores que as flutuações observadas. Nesse intervalo, a incerteza devido à estatística, fica em torno de 5% a 7%. Foram realizados testes para verificar se os resultados finais obtidos dependem do intervalo de integração adotado e nenhuma dependência foi observada.

Na figura 4.4 são mostradas funções de excitação típicas para o canal de saída ^{12}C + ^{14}N. Na figura-a são mostradas as medidas realizadas em passo pequeno de energia, enquanto na figura-b são mostradas as medidas realizadas em passo grande de energia.

No detalhe da função de excitação em passo grande é feita uma comparação entre as duas medidas, evidenciando a reprodutibilidade dos dados. As linhas contínuas correspondem a ajustes polinomiais que descrevem a seção de choque média e serão explicadas adiante. Fica evidente nas funções de excitação em passo pequeno, a presença de flutuações muito estreitas, da ordem de 30 keV. Porém, quando analisadas com mais cuidado, estas mesmas funções apresentam uma tendência de "modulação" da ordem de 400-500 keV. O aparecimento destas "modulações" serviu de motivação para efetuar a medida em passo grande de energia. Isto pode sugerir a presença de um processo de meia vida curta, competindo com o processo com escala temporal longa, claramente notado pelas flutuações rápidas. Quando se observa as funções de excitação em passo grande de energia, nota-se claramente que estas "modulações" na verdade são flutuações de largura maior. Pode-se, em primeira aproximação supor a existência de mais de uma escala temporal nestes canais de reação e este assunto será discutido adiante.



a)



b)

Fig. 4.4 - Função de excitação típica para o canal de saída ^{12}C + ^{14}N para a reação ^{16}O + ^{10}B em $\theta_{lab.}$=20° e E*=12.5 MeV. a) função de excitação em passo pequeno de energia. b) função de excitação em passo grande de energia (no detalhe: comparação entre as medidas em passo pequeno e passo grande). As linhas contínuas são ajustes polinomiais para descrever a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são apenas guias visuais.

4.3.1.2 Funções de excitação para o sistema $^{19}F + ^{12}C$

Para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ foram realizadas medidas com passo de energia de 27 keV no referencial do centro de massa. Foram analisados os canais de espalhamento elástico em ângulos traseiros e os canais $^{19}F + ^{12}C$ (inelásticos), $^{16}O + ^{15}N$ e $^{15}N + ^{16}O$ (mediu-se tanto o espectro de nitrogênio quanto o de oxigênio).

Para o espalhamento elástico foram medidas funções de excitação para os seguintes ângulos no referencial do centro de massa : 100°, 120°, 140° e 160°.

Nos demais canais de saída foram obtidas funções de excitação para Z=6 (canal de saída $^{19}F + ^{12}C$), Z=7 (canal de saída $^{15}N + ^{16}O$) e Z=8 (canal de saída $^{16}O + ^{15}N$) em 20°, 30° e 40° no referencial do laboratório. Assim como no caso do sistema anterior, foram obtidas funções de excitação para energias de excitação desde 4 MeV até aproximadamente 15 MeV. O intervalo de energia de excitação integrado foi, mais uma vez, de 1 MeV de modo a obter uma estatística suficiente para que as incertezas fossem menores que a amplitude da flutuação. Na figura 4.5 é mostrada uma função de excitação típica para este sistema.

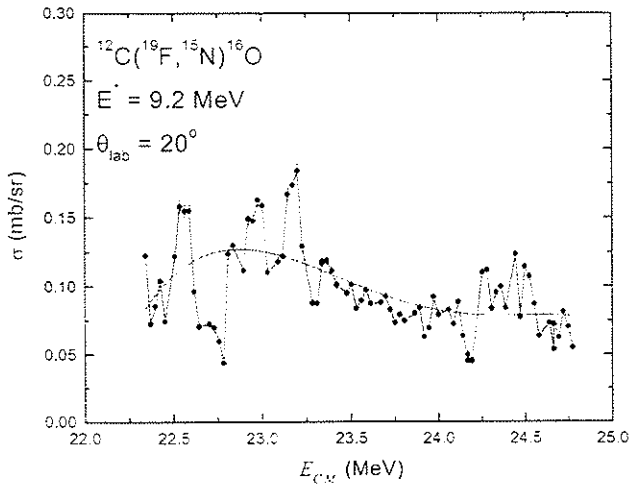


Fig. 4.5 - Função de excitação para a reação $^{12}C(^{19}F,^{15}N)^{16}O$ em θ_{lab}=20° e E^*=9.2 MeV. A linha contínua é um ajuste polinomial que representa a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são apenas guias visuais.

Nota-se a presença de flutuações da ordem de 30-40 keV muito mais intensas que no sistema anterior.

4.4 Análise dos dados e resultados

Nesta seção será descrita a obtenção dos resultados a partir da análise das funções de excitação. Inicialmente serão mostradas as funções de correlação em energia e as larguras obtidas para os dois sistemas medidos. Um ponto importante na determinação destas larguras é a obtenção da seção de choque média das funções de excitação. Outro aspecto que será enfocado com atenção são as possíveis correções devido ao intervalo finito de energia medido. Em seguida serão discutidas as evidências experimentais que nos permitem caracterizar a dinâmica dos processos envolvidos.

4.4.1 As funções de correlação em energia

Para um estudo sistemático das flutuações observadas nas funções de excitação experimentais, Ericson definiu uma função de correlação em energia [Eri63] que torna evidente as larguras médias destas flutuações. Esta função de correlação, $C(\varepsilon)$ pode ser obtida experimentalmente a partir da expressão:

$$C(\varepsilon) = \left\langle \left(\frac{\sigma(E)}{\langle \sigma(E) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{\sigma(E+\varepsilon)}{\langle \sigma(E+\varepsilon) \rangle} - 1 \right) \right\rangle_E \qquad (4.5)$$

onde $\langle \sigma(E) \rangle$ e $\langle \sigma(E+\varepsilon) \rangle$ representam a seção de choque média nos pontos de energia E e E+ε. $\langle \ldots \rangle_E$ indica uma média em todas as energias medidas. A partir da expressão (4.5) pode-se determinar a largura Γ que está relacionada à escala temporal do processo.

É conveniente, quando se está interessado somente na obtenção das larguras Γ, definir a função de correlação normalizada $C^N(\varepsilon)$, que vale:

$$C^N(\varepsilon) = \frac{C(\varepsilon)}{C(0)} \tag{4.6}$$

As larguras são obtidas através de um ajuste dos primeiros pontos (devido a oscilações que ocorrem em ε maiores, relacionadas à rotação de um di-núcleo ou efeitos de intervalo de energia finito), da função correlação de uma função lorentziana do tipo:

$$C^N(\varepsilon) = C^N(0)\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2} \tag{4.7}$$

onde $C^N(0)$ é a amplitude da função correlação normalizada e deve ser, dentro da incerteza do ajuste, igual a 1.

A maior dificuldade na obtenção da função de correlação experimental está no cálculo da seção de choque média. Em geral, a função de correlação é muito sensível ao método utilizado para se obter esta média. Logo, um cuidado especial deve ser tomado neste cálculo, e o método utilizado deve ser tal que não introduza erros sistemáticos nos resultados obtidos.

Um dos métodos utilizados para o cálculo da seção de choque média, é o método de Pappalardo [Pap64]. O método consiste basicamente no fato de que a seção de choque média em um ponto de energia E pode ser obtida a partir da média aritmética da seção de choque experimental em um intervalo Δ em torno deste ponto. A escolha do intervalo Δ em que a média é feita, é obtido a partir do patamar que aparece na Curva de Pappalardo que é definida como sendo a função de correlação em energia no ponto ε=0 como função do intervalo onde é feita a média. Este método, embora muito utilizado na análise de flutuações da seção de choque com o objetivo de se obter a largura média das flutuações, apresenta algumas limitações. Algumas destas limitações tornam-se críticas na

análise dos dados deste trabalho. Primeiramente, a escolha de um intervalo onde é feita a média limita e reduz a região em energia que será utilizada para o cálculo da função de correlação. Se a função de excitação foi medida em um intervalo de energia inicial E_i e energia final E_f, os dados que serão aproveitados para a obtenção da função de correlação estarão no intervalo $E_i + \frac{\Delta}{2} < E < E_f - \frac{\Delta}{2}$. No caso deste trabalho, as funções de excitação em passo pequeno foram obtidas em um intervalo de aproximadamente 2.5 MeV e os intervalos Δ obtidos com os dados deste trabalho ficaram em torno de 1 MeV. Sendo assim, o intervalo em energia que seria aproveitado para o cálculo das funções de correlação fica bastante reduzido, aumentando as incertezas dos resultados obtidos. Além disto, havendo mais de uma largura contribuindo para a seção de choque e sendo estas larguras não muito diferentes, este intervalo de energia reduzido impossibilita isolar a contribuição de cada uma. Os resultados finais refletem uma largura "média" destas diversas contribuições.

Portanto, este método mostra-se ineficiente na análise dos dados obtidos neste trabalho e uma outra alternativa para o cálculo da seção de choque média foi utilizada.

Outro método bastante eficiente para obter a seção de choque média consiste em realizar um ajuste polinomial da função de excitação experimental. Este método permite, além de aproveitar todos os dados obtidos para o cálculo da função de correlação, diminuindo a incerteza dos resultados, separar muito bem larguras próximas através da escolha adequada do grau do polinômio [Sua99].

Para evidenciar as estruturas de largura menores, o grau do polinômio deve ser escolhido de tal forma que a seção de choque média acompanhe as estruturas maiores. Isto é conseguido utilizando-se um polinômio com grau da ordem do intervalo de energia medido dividido pela largura das estruturas maiores. Em nosso caso, como pretendia-se separar possíveis estruturas estimadas em 50 keV de outras de 500 keV, um polinômio de grau 4 ou 5 acompanha de forma satisfatória as larguras maiores. Quando quer-se evidenciar as larguras maiores, um polinômio de grau 1 ou 2 é suficiente para o cálculo da seção de choque

média. Nas figuras mostradas nas seções anteriores, as curvas contínuas representam as seções de choque médias obtidas pelo método descrito acima, o qual foi utilizado na análise dos dados.

Além da incerteza devida à estatística dos dados, deve-se levar em consideração que, quanto maior ε, menos pontos em energia estarão disponíveis para realizar a média em energia na equação (4.5). Quanto menor o intervalo de energia medido, menor o número de pontos disponíveis para se fazer esta média em um dado ε e, consequentemente, maior a incerteza no ponto $C^N(\varepsilon)$. Deve-se, de alguma forma estimar esta incerteza final em $C^N(\varepsilon)$ [Sua99], a qual, considerando-se a contribuição devida ao intervalo finito em energia e a incerteza das seções de choque absolutas, vale:

$$\left(\delta C^N(\varepsilon)\right)^2 = (\delta C^N(\varepsilon))^2_{IEF} + (\delta C^N(\varepsilon))^2_{EXP} \qquad (4.8)$$

onde $(\delta C^N(\varepsilon))^2_{EXP}$ é a incerteza experimental, obtida através do tratamento estatístico dos erros experimentais das seções de choque absolutas.

4.4.1.1 Funções de correlação para o sistema $^{16}O + ^{10}B$

Para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ foram obtidas as funções de correlação para o canal de espalhamento elástico em ângulos traseiros no referencial do centro de massa e para o canal de saída $^{12}C + ^{14}N$ em várias energias de excitação.

Na figura 4.6 tem-se uma função de correlação normalizada obtida no caso do espalhamento elástico a $\theta_{C.M.}$= 120°, em passo pequeno de energia (da ordem de $\delta E_{C.M.}$ ~ 23 keV) (figura a) e em passo grande de energia (da ordem de $\delta E_{C.M.}$ ~ 200 keV) (figura b). As linhas contínuas representam um ajuste da equação (4.7) nos primeiros pontos da função de correlação experimental, de onde se extrai a largura Γ.

Na figura 4.7, pode-se ver uma função de correlação normalizada obtida para o canal de saída ^{12}C + ^{14}N para a energia de excitação de 12.5 MeV e ângulo de espalhamento de 20° do resíduo ^{12}C. É apresentada a função de correlação obtida das medidas em passo pequeno de energia (a) e passo grande de energia (b). Mais uma vez, as linhas contínuas representam um ajuste da equação (4.7).

Em ambos os canais estudados nota-se a presença clara de duas larguras: uma delas por volta de 25 keV que pode estar relacionada ao decaimento de um núcleo composto e outra maior que 250 keV que pode estar relacionada ao decaimento de um sistema di-nuclear. A origem destas larguras será melhor compreendida nas seções a seguir.

Nota-se, nas funções de correlação em passos pequenos de energia, a presença de estruturas intermediárias com ε da ordem e maior que 300 keV que, se confirmadas, podem estar relacionadas a efeitos de rotação de um di-núcleo. Essas estruturas serão bem explicadas nas próximas seções.

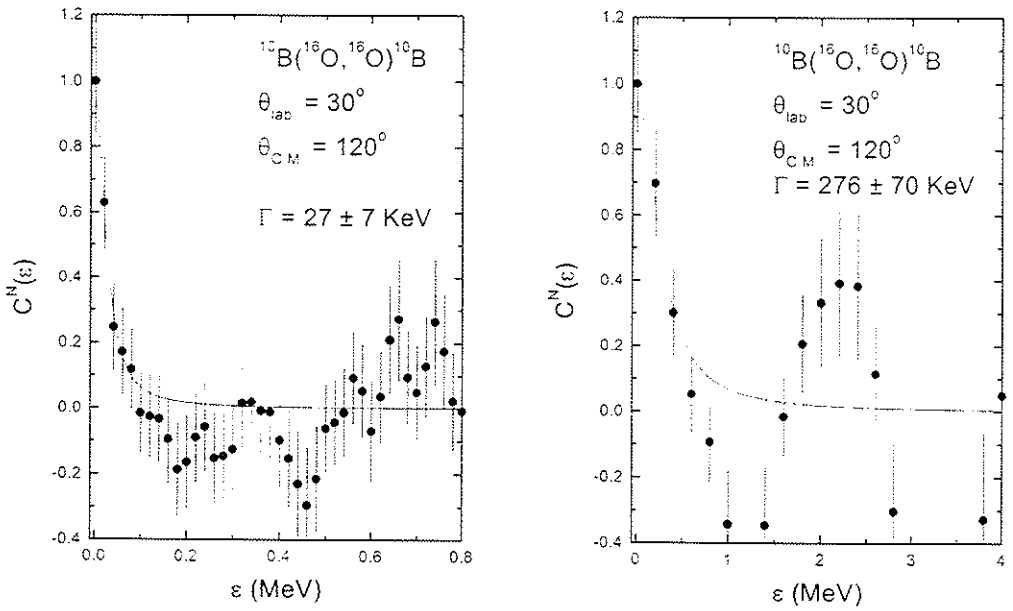


Fig. 4.6 - Funções de correlação experimentais normalizadas para a reação $^{10}B(^{16}O,^{16}O)^{10}B$ em $\theta_{C.M.}$ = 120° em passo pequeno de energia ($\delta E_{C.M.}$ ~ 23 keV) (a) e passo grande de energia ($\delta E_{C.M.}$ ~ 200 keV) (b). As linhas contínuas correspondem a ajustes utilizando a equação (4.7).

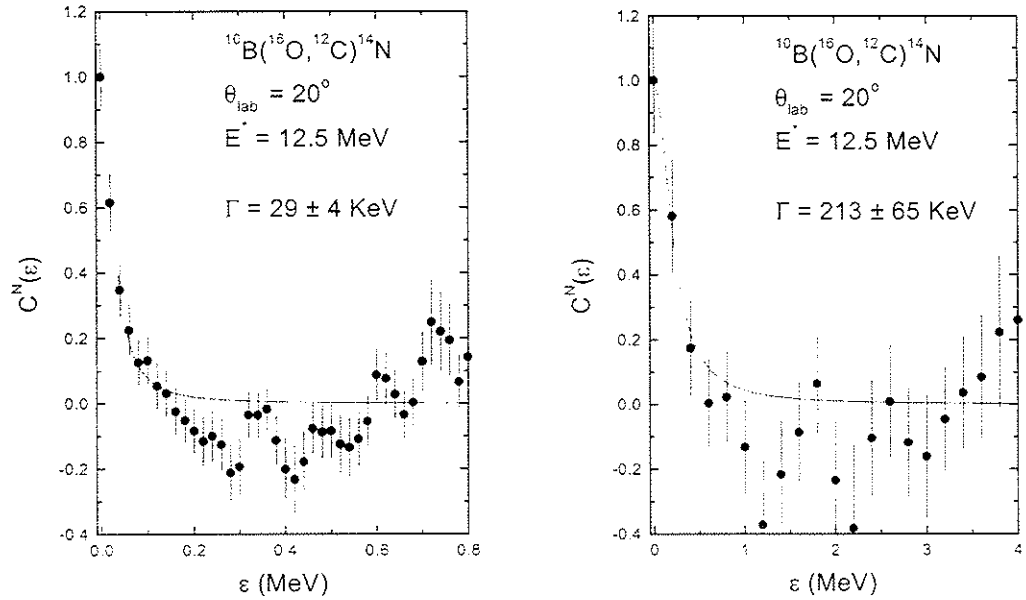


Fig. 4.7 - Idem figura 4.6 para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ com $E^* = 12.5$ MeV e $\theta_{lab} = 20°$.

4.4.1.2 Funções de correlação para o sistema $^{19}F + ^{12}C$

Para o sistema ^{19}F + ^{12}C foram obtidas funções de correlação para o espalhamento elástico em ângulos traseiros no referencial do centro de massa e para os canais de saída ^{12}C + ^{19}F (inelásticos) e ^{15}N + ^{16}O. Neste último, mediu-se tanto o resíduo ^{15}N quanto o ^{16}O nos telescópios.

Na figura 4.8 pode-se ver as funções de correlação normalizadas obtidas para o espalhamento elástico em dois dos quatro ângulos medidos. Pode-se notar que os valores obtidos para as larguras Γ não variam significativamente com o ângulo de espalhamento, ficando em torno de 40 keV, um pouco maior que no sistema anterior e que podem estar relacionadas ao decaimento de um núcleo

composto. Nota-se ainda, a presença de estruturas na função de correlação, com ε da ordem maior que 300 keV que, se confirmadas, podem estar relacionadas à rotação de um di-núcleo. Estas estruturas serão melhor analisadas nas seções seguintes.

Na figura 4.9 são mostradas funções de correlação normalizadas para o canal de saída $^{15}N + ^{16}O$. Nota-se que as larguras obtidas para este canal e para os demais, não variam significativamente com o ângulo e nem mesmo com a energia de excitação, ficando por volta de 40-60 KeV. Estas larguras podem estar relacionadas com o decaimento de um núcleo composto e sua origem será discutida ainda neste capítulo.

Assim como no caso do espalhamento elástico, nota-se, em algumas funções de correlação experimental, a presença de estruturas na função de correlação com ε maior que 300 KeV. Estas estruturas serão estudadas em detalhe mais à frente.

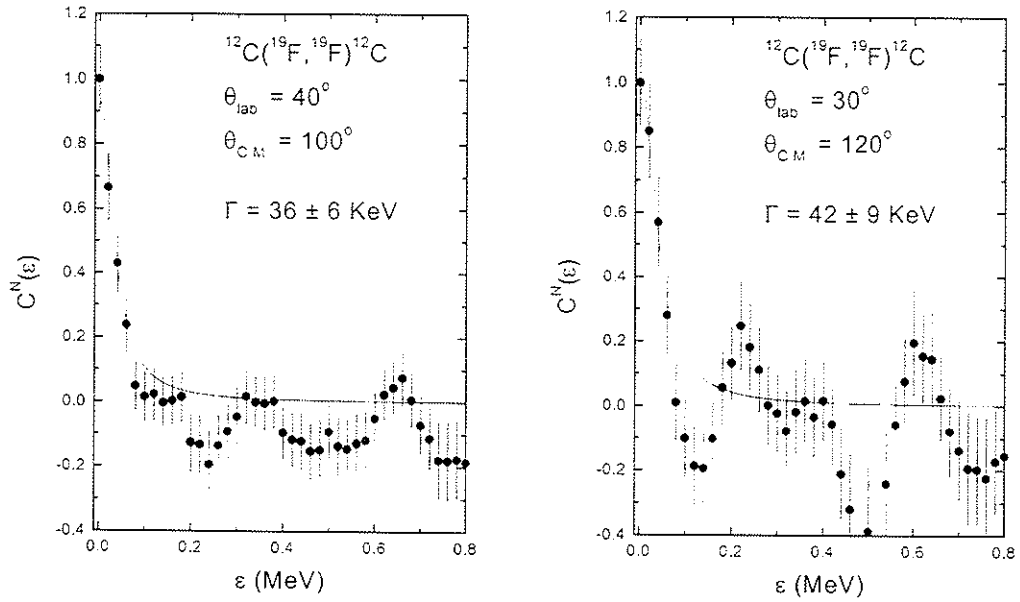


Fig. 4.8 - Funções de correlação normalizadas para a reação $^{12}C(^{19}F,^{19}F)^{12}C$ para dois dos quatro ângulos medidos. As linhas contínuas são ajustes da expressão (4.7).

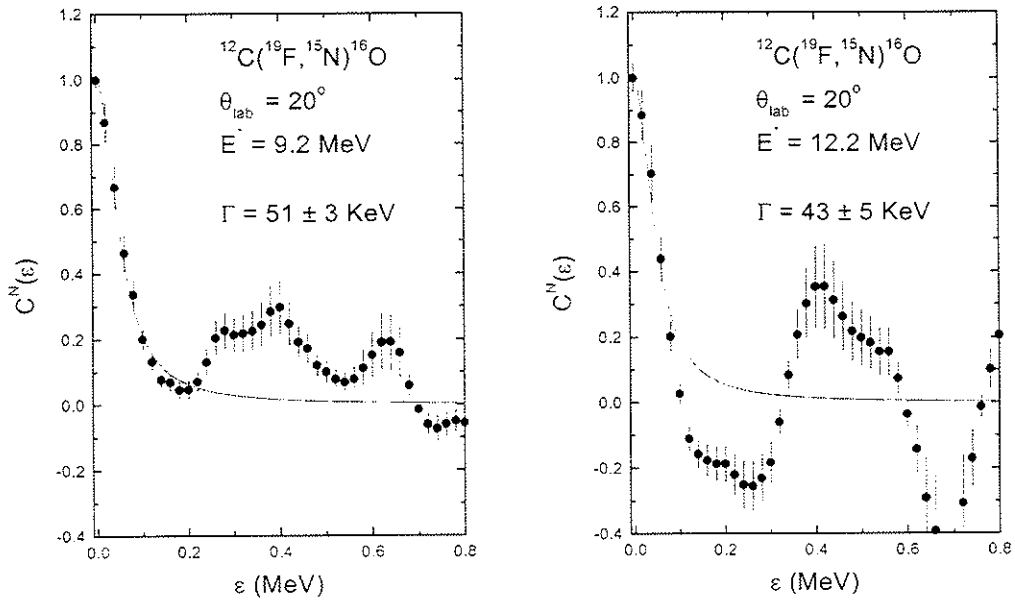


Fig. 4.9 - Idem figura 4.8 para a reação $^{12}C(^{19}F,^{15}N)^{16}O$ em θ_{lab} = 20°.

4.4.2 Obtenção das larguras de decaimento

Como o intervalo onde a função de excitação é medida é finito, os valores das larguras e amplitudes da função de correlação obtidos são ligeiramente menores que os valores reais [Dea65], pois a expressão (4.7) é válida somente quando a média da seção de choque é calculada sobre um intervalo infinito, enquanto que em um intervalo finito de energia existe um número finito de pontos experimentais que são estatisticamente independentes. Este número pode ser dado, com uma boa aproximação por [Gib65]:

$$n = \frac{l}{\pi\Gamma} + 1 \qquad (4.9)$$

onde l é o intervalo em energia onde a função de excitação foi medida.

Assim, uma pequena correção deve ser feita de modo a se obter a largura real. O valor corrigido para a largura (Γ^o) e a amplitude da função de correlação

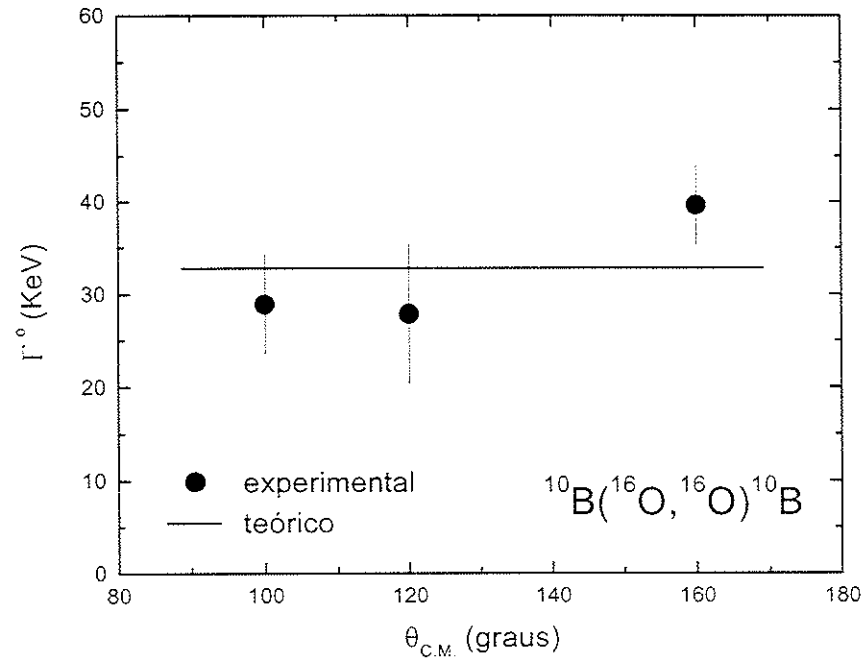
($C^{\circ}(0)$), supondo que o número de canais finais seja relativamente grande (N_{ef} ~10 já é grande o suficiente para que esta expressão seja bastante razoável), estão relacionados com os obtidos experimentalmente através da expressão [Hal69]:

$$\Gamma^{\circ} = \Gamma\sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \quad \text{e} \quad C^{\circ}(0) = C(0)\frac{n}{n-1} \tag{4.10}$$

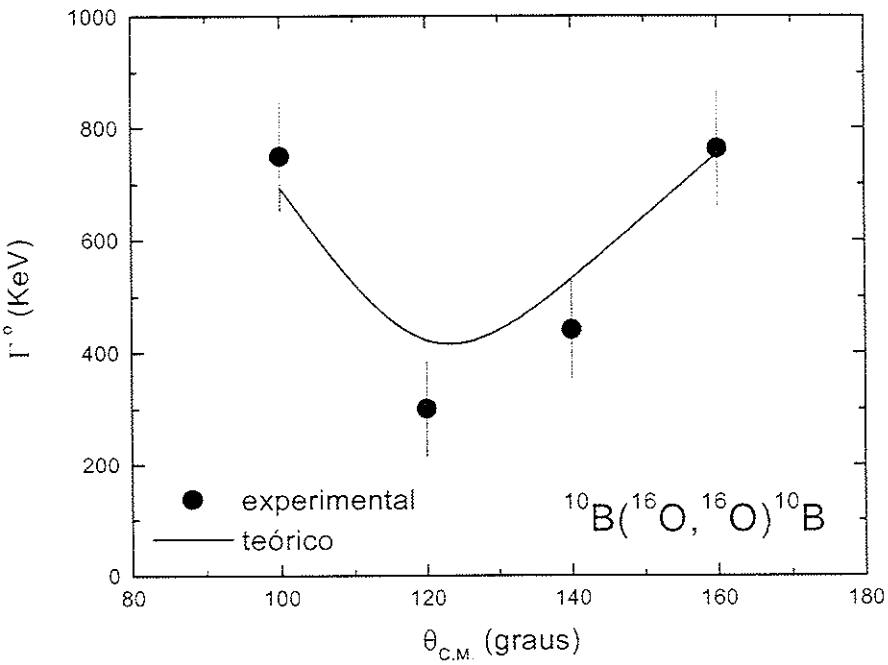
Em geral, estas correções implicam em um aumento de aproximadamente 7% nos valores de Γ nas medidas em passo pequeno de energia e 20% nas medidas do sistema ^{16}O + ^{10}B em passo grande de energia. A variação da amplitude da função correlação é de aproximadamente 3% para as medidas em passo pequeno de energia e 30% para as medidas do sistema ^{16}O + ^{10}B em passo grande de energia. A determinação correta da amplitude da função de correlação é importante na determinação da razão entre as seções de choque dos processos responsáveis pela largura Γ menor e os responsáveis pela largura Γ maior, como será visto adiante.

4.4.2.1 Larguras corrigidas para o sistema $^{16}O + ^{10}B$

Na figura 4.10 são mostrados as larguras corrigidas para o espalhamento elástico em ângulos traseiros no centro de massa, em passo pequeno e grande em energia. É possível notar um comportamento diferente nas duas situações. Nas medidas em passo pequeno de energia, obteve-se larguras da ordem de 25 keV, independentes do ângulo de espalhamento. A independência da largura Γ com o ângulo de espalhamento sugere que o tempo associado a este processo não é compatível com o tempo de rotação do sistema intermediário (mais adiante será mostrado que este tempo é muito maior que o tempo de rotação).



a)

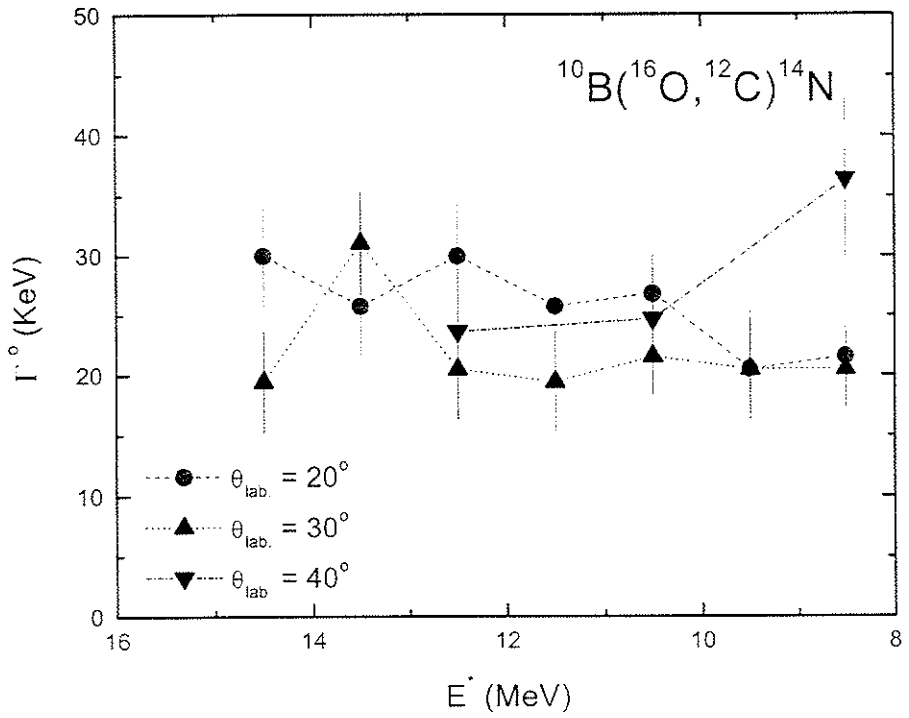


b)

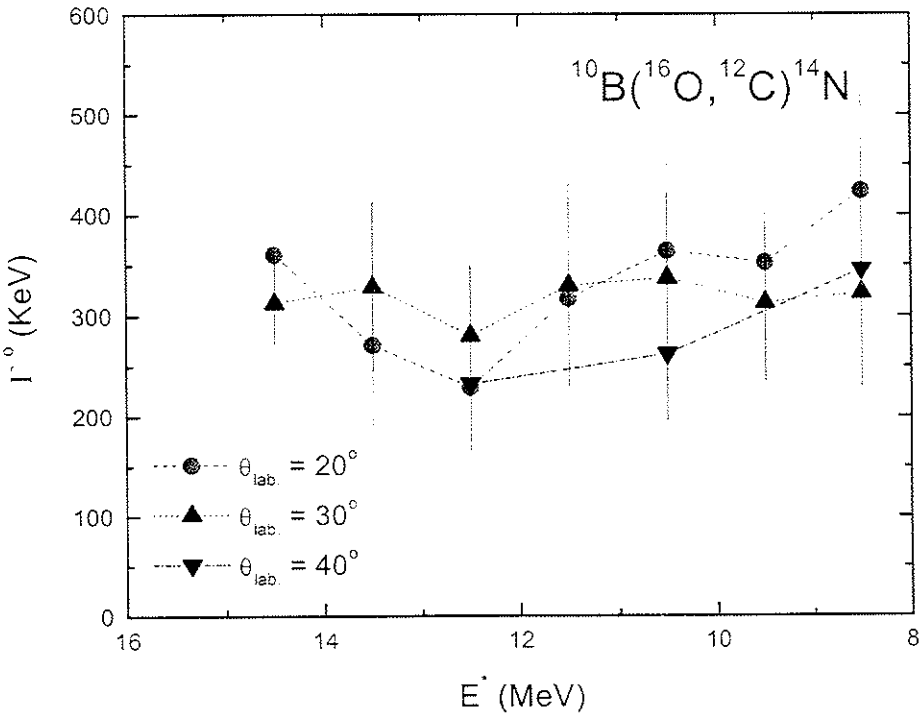
Fig. 4.10 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}B(^{16}O,^{16}O)^{10}B$ como função do ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa para as medidas realizadas em passo pequeno de energia (a) e passo grande de energia (b). As linhas sólidas correspondem a previsões do modelo de Kun.

Nas medidas em passo grande, nota-se claramente uma dependência da largura Γ com o ângulo. Este comportamento pode ser explicado como sendo devido ao fato de um di-núcleo ter sido formado no lado próximo (*near side*) ou distante (*far side*), quando o tempo de decaimento do sistema intermediário é comparável ao seu tempo de rotação, como foi descrito no capítulo 2. As linhas contínuas, na figura 4.10, são previsões teóricas utilizando o modelo de Kun [Kun91]. De fato, o cálculo teórico realizado para as larguras grandes sugere que a largura real seja aproximadamente igual à constante de rotação $\hbar\omega$, por volta de 400 keV. Assim, as larguras menores obtidas nas medidas em passo pequeno são provenientes de um processo para o qual o tempo de decaimento é possivelmente muito maior que o tempo de rotação do sistema, sugerindo que haja formação de um núcleo composto. No caso das larguras menores, como os valores obtidos são muito menores que o tempo de rotação do sistema, a previsão baseada no modelo de Kun apresenta características semelhantes às do modelo de Ericson.

Na figura 4.11 são mostradas as larguras corrigidas para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ como função da energia de excitação nos vários ângulos medidos. Na figura 4.11-a são mostrados os resultados obtidos para as medidas em passo pequeno de energia e na figura 4.11-b, os obtidos para as medidas em passo grande de energia. Pode-se notar que as larguras obtidas não variam significativamente com a energia de excitação no canal de saída, em ambos os casos. Nota-se também que, ao contrário do espalhamento elástico, as larguras grandes não possuem uma dependência angular evidente, apesar de os valores obtidos serem compatíveis com o tempo de rotação obtido no caso anterior. Como foi visto no capítulo 2, esta dependência angular das larguras vem do fato de o di-núcleo ser produzido na trajetória próxima (*near side*) ou distante (*far side*) do sistema. Neste caso, as partículas no canal de saída são diferentes das partículas do canal de entrada. Não é possível saber em que momento, durante a vida do sistema di-nuclear, houve a reconfiguração de seus constituintes, de forma que o conceito de trajetória próxima, ou distante, se perde. Quanto às larguras observadas, podemos afirmar a existência de pelo menos dois processos contribuindo neste canal de reação.



a)



b)

Fig. 4.11 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ como função da energia de excitação dos fragmentos nos ângulos medidos no referencial do laboratório para as medidas realizadas em passo pequeno de energia (a) e passo grande de energia (b).

Um deles, bastante lento ($\Gamma^o \sim 25$ keV) quando comparado ao tempo de rotação do sistema, que pode ser devido à formação e decaimento de um núcleo composto e outro, com tempo de decaimento próximo ao tempo de rotação ($\Gamma^o \sim 350$ keV), que pode ser atribuído à formação de um di-núcleo.

A discussão sobre a natureza dos processos envolvidos ainda será apresentada neste capítulo onde serão acrescentadas outras evidências que fortalecem as afirmações acima. Além disto, como já foi mencionado, a evidência do efeito de rotação de um di-núcleo será estudada adiante, quando tentar-se-á entender as estruturas com ε por volta de 300-400 KeV nas funções de correlação experimentais.

4.4.2.2 - Larguras corrigidas para o sistema $^{19}F + ^{12}C$

Na figura 4.12 são mostradas as larguras Γ^o para o espalhamento elástico medidas em ângulos traseiros no referencial do centro de massa. Nota-se, como no caso anterior para as medidas realizadas em passo pequeno de energia, a independência das larguras dos ângulos de espalhamento. Isto sugere, como no caso anterior, que estas larguras sejam provenientes de um processo lento quando comparado ao tempo de rotação, havendo, possivelmente, a formação de um núcleo composto antes do seu decaimento. A linha contínua representa uma previsão utilizando o modelo de Kun.

Nas figuras 4.13 à 4.15 são apresentados os resultados obtidos para os canais $^{12}C + ^{19}F$, $^{16}O + ^{15}N$ e $^{15}N + ^{16}O$. Nota-se que as larguras experimentais têm um comportamento aproximadamente constante com a energia de excitação dos fragmentos e com o ângulo de espalhamento, o que pode indicar também que o processo responsável por estas larguras seja a formação e decaimento de um núcleo composto.

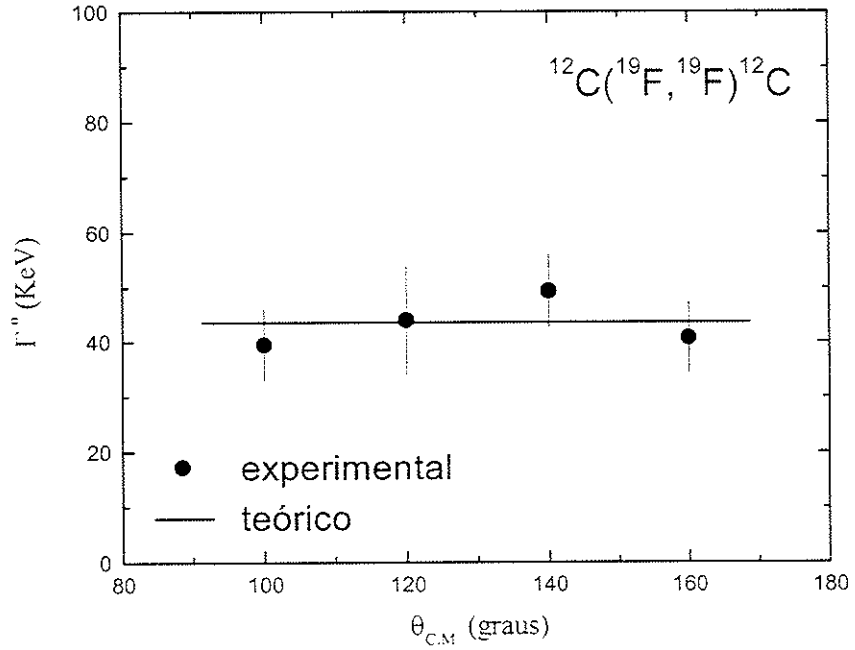


Fig. 4.12 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}C(^{19}F,^{19}F)^{12}C$ como função do ângulo de espalhamento no centro de massa. A linha corresponde a previsão do modelo de Kun.

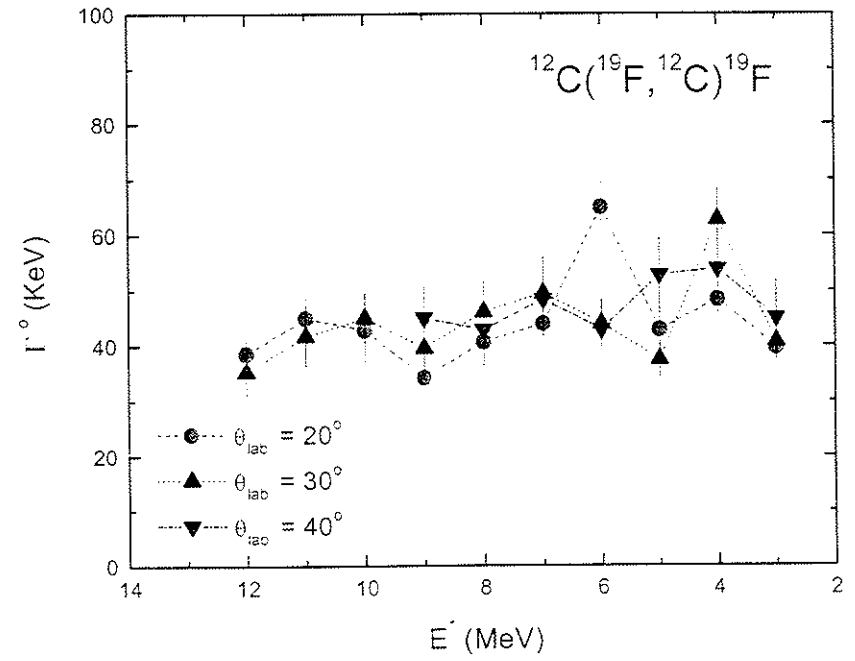


Fig. 4.13 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}C(^{19}F,^{12}C)^{19}F$ como função da energia de excitação dos fragmentos nos vários ângulos de espalhamento no referencial do laboratório.

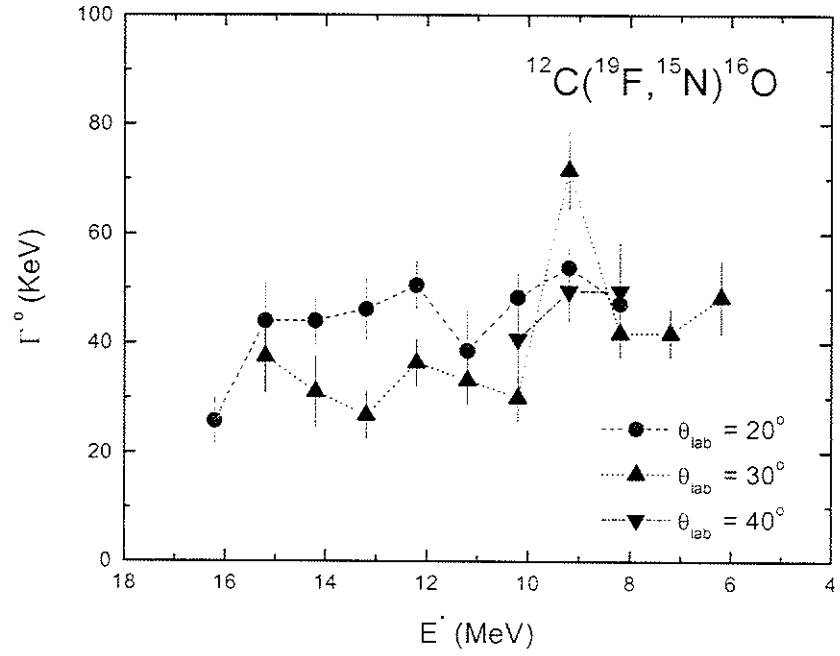


Fig. 4.14 - Idem figura 4.13 para a reação $^{12}C(^{19}F,^{15}N)^{16}O$.

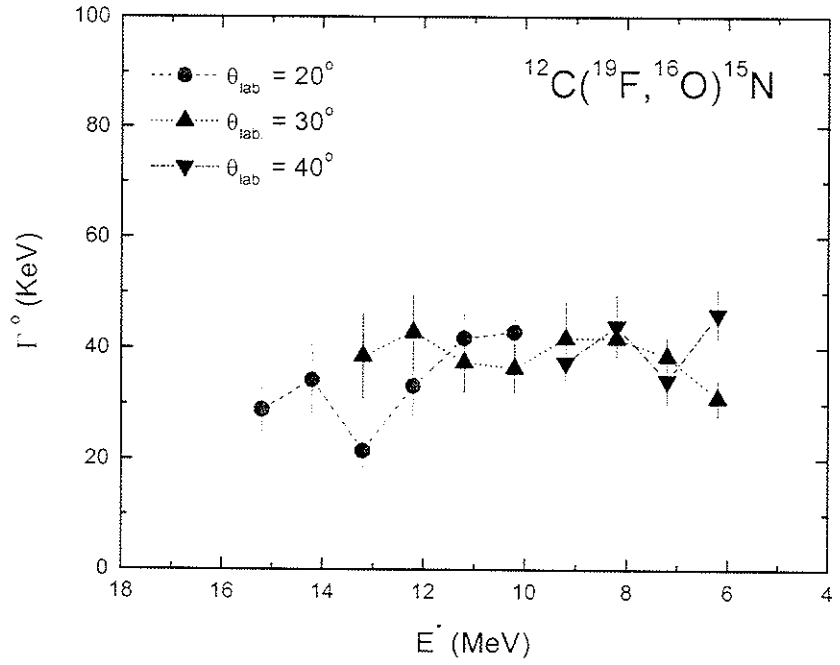


Fig. 4.15 - Idem figura 4.13 para a reação $^{12}C(^{19}F,^{16}O)^{15}N$.

4.4.2.3 Estruturas nas funções de correlação

Conforme observado anteriormente, as funções de correlação experimentais em passo pequeno de energia, em muitos casos, apresentam estruturas com ε maiores que 300 keV que poderiam ser associadas à rotação de um di-núcleo (estas estruturas são periódicas em energia com período igual à $\hbar\omega$). Porém, quando se pensa no intervalo de energia em que as funções de excitação foram medidas (aproximadamente 2.5 MeV), estas estruturas intermediárias podem ser somente conseqüência do intervalo finito em energia. Com o objetivo de verificar se estas estruturas são ou não verdadeiras utilizou-se o programa FEXMULTONE [Sua99] que, através de uma simulação pelo método de Monte Carlo, obtém a função de excitação com base no modelo de Kun.

Neste programa é possível variar todos os parâmetros do modelo de Kun. Pode-se alterar também a relação Γ/D, sendo D o espaçamento médio entre os níveis de energia. Pode-se ainda alterar as condições experimentais, como ângulo de espalhamento, resolução angular dos detetores e faixa de energia na qual a função de excitação é medida, além de ser possível levar em consideração ou não o efeito de rotação, que é responsável pelo aparecimento de uma estrutura na região de energia $\hbar\omega$. Esta possibilidade de não considerar a rotação do sistema permite verificar se as estruturas intermediárias surgem espontaneamente devido ao intervalo de finito em energia ou não.

Foram feitas simulações com diversos conjuntos de parâmetros incluindo ou não o efeito de rotação no cálculo. Com base nesses resultados, observa-se uma falta de sensibilidade para concluir se as estruturas presentes na função de correlação são provenientes da rotação de um sistema intermediário. Entretanto, os resultados obtidos para o espalhamento elástico em ângulos traseiros para o sistema $^{16}O + ^{10}B$, em passo grande de energia, indicam fortemente que este efeito existe, já que se percebe claramente uma dependência angular das larguras observadas, cujo comportamento é bem explicado através da rotação de um di-núcleo.

Com o intuito de verificar se o intervalo de energia medido da função de excitação é fundamental na determinação destas estruturas, fez-se várias simulações onde não se considera o efeito da rotação, de modo que possa ser verificado quando as estruturas originárias do intervalo de energia finito tornam-se desprezíveis. A partir dos resultados[Sua99], fica claro que é necessário um grande intervalo de energia para que as estruturas devido à rotação de um sistema intermediário fiquem claras o suficiente para quantificá-las de maneira satisfatória.

Outro aspecto importante a ser considerado, utilizando este programa de simulação é o fato das larguras Γ, obtidas das medidas em passo pequeno de energia para o sistema $^{16}O + {}^{10}B$, serem muito próximas do passo da função de excitação. Para eliminar esta dúvida, utilizou-se uma simulação em que nenhum efeito físico que gerasse flutuações fosse incluído. Acrescentou-se a possibilidade de haver flutuações devido à incerteza das medidas. Estas flutuações seguem uma distribuição gaussiana em torno do seu valor médio, de acordo com a teoria de erros. O valor obtido para a largura Γ, em uma simulação deste tipo, é inferior à metade do passo em energia adotado, além de possuir uma incerteza elevada [Sua99]. Assim, a hipótese de que as larguras Γ observadas nas medidas em passo pequeno para o sistema $^{16}O + {}^{10}B$ sejam ilusórias fica descartada.

4.4.3 - Estimativa da razão entre as seções de choque dos processos lento e rápido para o sistema $^{16}O + {}^{10}B$

No caso do sistema $^{16}O + {}^{10}B$, devido à presença de estruturas com diversas larguras Γ, é possível obter a razão entre as seções de choque responsáveis pelo processo lento ($\Gamma^{\circ} \sim 25$ keV) e rápido ($\Gamma^{\circ} \sim 350$ keV) tanto para o espalhamento

elástico quanto para o canal ^{12}C + ^{14}N. A razão entre a seção de choque lenta e rápida (R) vale [Sua99]:

$$R = \frac{\langle \sigma_{Lento} \rangle}{\langle \sigma_{Rápido} \rangle} = \sqrt{\frac{C_{Rápido+Lento}(0)}{C_{Rápido}(0)} - 1}\ , \qquad (4.11)$$

onde o índice rápido+lento corresponde às medidas em passo pequeno de energia.

Na figura 4.16 tem-se a razão entre as seções de choque lenta e rápida para o canal de espalhamento elástico nos ângulos medidos no centro de massa, obtidas a partir da expressão (4.11). A linha contínua corresponde à previsão do modelo de Kun normalizada de tal forma a minimizar o χ^2. Esta normalização se faz necessária já que o modelo prevê apenas a forma da distribuição angular e não a sua amplitude. Nota-se, contudo, que o cálculo descreve bem o comportamento de R como função do ângulo.

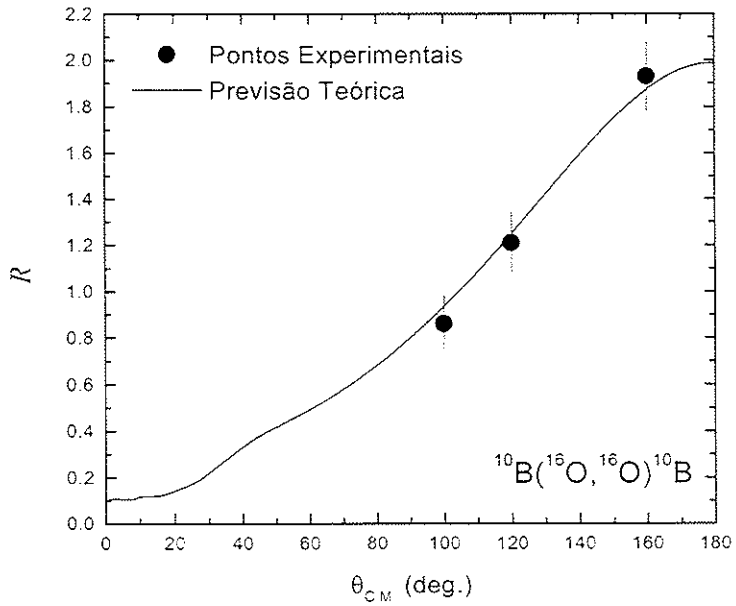


Fig. 4.16 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}B(^{16}O,^{16}O)^{10}B$. A linha contínua é a previsão teórica prevista pelo modelo de Kun, normalizada de tal forma a minimizar o χ^2.

Na figura 4.17 é mostrada a razão entre a seção de choque lenta e rápida como função da energia de excitação para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ nos vários ângulos medidos. As linhas são apenas guias visuais. À medida que a energia de excitação aumenta, o processo lento é favorecido em relação ao rápido.

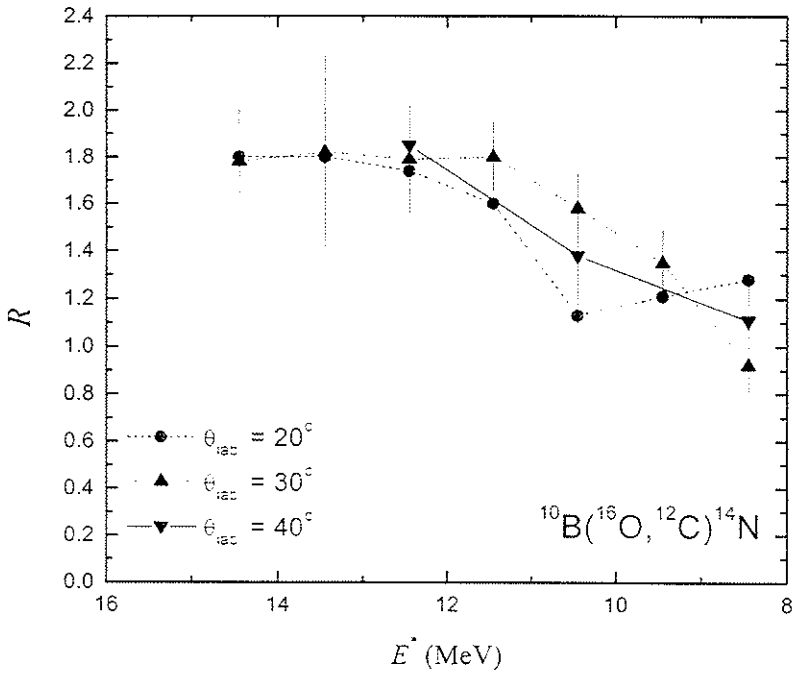


Fig. 4.17 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ para vários ângulos no referencial do laboratório. As linhas são apenas guias visuais.

4.4.4 Distribuições angulares

Outro aspecto importante no entendimento dos mecanismos envolvidos nas reações estudadas são as distribuições angulares. O arranjo experimental utilizado neste trabalho não permitiu realizar medidas completas de distribuições angulares, de modo que as informações extraídas das mesmas são apenas qualitativas. No caso das medidas efetuadas para o espalhamento elástico, as distribuições angulares foram complementadas por dados presentes na literatura e as informações obtidas são mais completas e precisas.

4.4.4.1 Distribuições angulares para o sistema $^{16}O + ^{10}B$

Na figura 4.18 é apresentada a distribuição angular para o canal de espalhamento elástico com energia de 64 MeV no referencial do laboratório. Os círculos são dados obtidos da referência [Mei92]]. Os triângulos correspondem ao valor médio das seções de choque medidas neste trabalho na energia mencionada acima. As linhas pontilhada, tracejada-pontilhada e tracejada são cálculos utilizando o modelo de Kun para processos com larguras de 2 MeV, 400 keV e 30 keV, respectivamente. A razão entre a seção de choque obtida para 30 keV e 350 keV foi a mesma obtida para reproduzir os dados da figura 4.16. Nota-se que, nos ângulos medidos neste trabalho (triângulos) a seção de choque para processos diretos (Γ = 2 MeV) é muito inferior às de 30 e 350 keV, de modo que a aproximação utilizada [Sua99] para obter a razão entre as seções de choque lenta e rápida, na seção anterior, é satisfeita. Na tabela 4.1 são mostrados os parâmetros utilizados no modelo de Kun para realizar o cálculo das distribuições angulares. Foi utilizado como momento angular um valor próximo ao l-crítico para a fusão. Para o ângulo Φ utilizamos um valor próximo ao ângulo razante para o sistema. $\dot{\Phi}$ foi mantido em zero e Δ foi escolhido de forma a ajustar os dados. Em ângulos traseiros, região onde os processos com $\gamma = \Gamma/\hbar\omega$ = 0.08 e 1.0 são predominantes, a distribuição angular é praticamente independente de Δ.

Tabela 4.1 - Parâmetros do modelo de Kun utilizados para efetuar o cálculo das distribuições angulares.

	$L\,(\hbar)$	$\Delta\,(\hbar)$	Φ (graus)	$\dot{\Phi}$	γ
$\Gamma = 2$ MeV	14	4	22	0	5.0
$\Gamma = 350$ KeV	14	2	22	0	1.0
$\Gamma = 25$ KeV	14	2	22	0	0.08

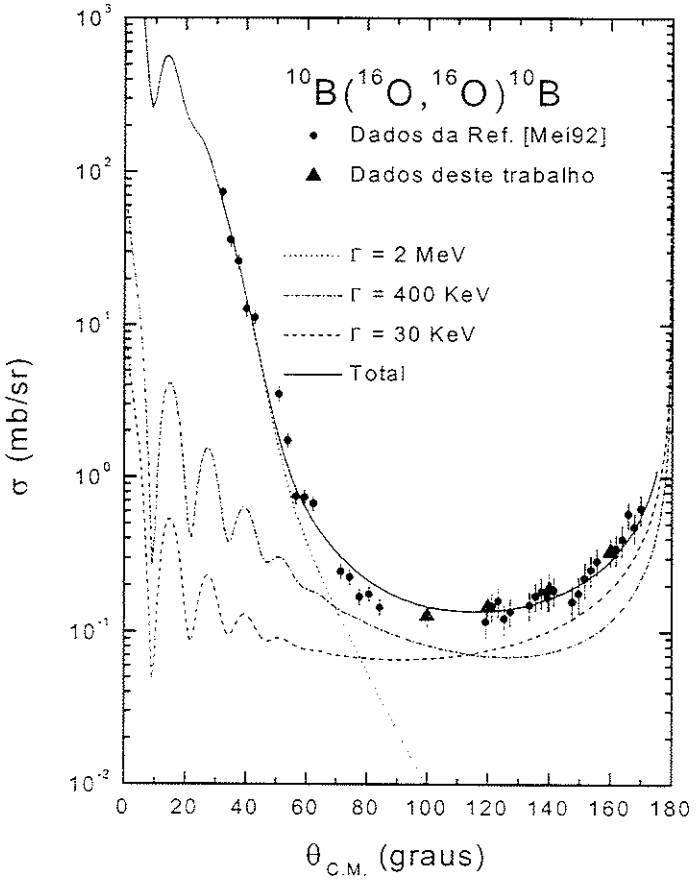


Fig. 4.18 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{16}O + ^{10}B$. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 2 MeV (pontilhada), 400 keV (pontilhada-tracejada) e 30 keV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.

Na figura 4.19 são mostradas algumas distribuições angulares obtidas para o canal de reação $^{12}C + ^{14}N$. Os pontos experimentais correspondem aos valores médios das funções de excitação em passo pequeno de energia. Devido ao pequeno número de pontos, não foi possível realizar um ajuste quantitativo. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\text{sen}\theta_{C.M.}}$, ajustada aos dados. Pode-se notar que os pontos podem se ajustar a uma função deste tipo, o que significa que a presença de processos diretos (com largura da ordem de 2-4 MeV) não devem estar presentes de forma significativa, já que o comportamento de uma distribuição angular deste tipo, como pode ser visto no caso do espalhamento

elástico, possui uma variação muito rápida com o ângulo de espalhamento na região dianteira. Este fato justifica, também, a aproximação utilizada para determinar a razão R, na seção anterior. Neste caso, a quantidade limitada de pontos experimentais impossibilita um ajuste mais cuidadoso e criterioso, baseado nas escalas temporais dos processos, como no caso do espalhamento elástico.

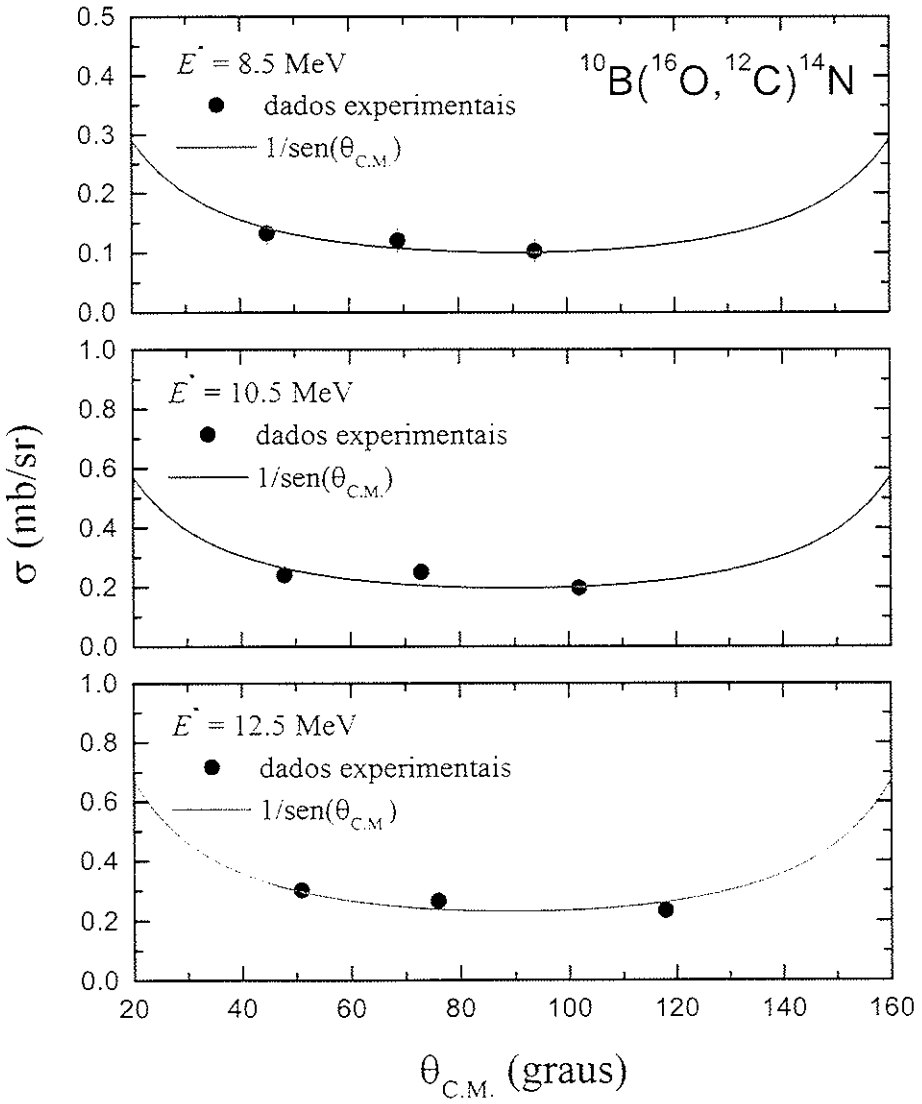


Fig. 4.19 - Distribuições angulares para o canal de reação $^{12}C + ^{14}N$ em três energias de excitação diferentes. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\mathrm{sen}\,\theta_{C.M.}}$, ajustada aos dados experimentais.

4.4.4.2 Distribuições angulares para o sistema $^{19}F + ^{12}C$

Na figura 4.20 é mostrada a distribuição angular obtida para o canal de espalhamento elástico. Os círculos são dados obtidos da referência [Mei92] e os quadrados, obtidos da referência [Ais93].

Na tabela 4.2 são mostrados os parâmetros do modelo de Kun utilizados para realizar o ajuste da distribuição angular acima. Foi preciso, neste caso utilizar duas componentes diretas de modo a reproduzir as flutuações observadas por volta de 90°. Os critérios para a escolha dos parâmetros foram os mesmos utilizados no sistema ^{16}O + ^{10}B. Não se levou em conta, como no caso anterior, o processo com largura próxima a 350 keV por não se dispor de informação que confirmasse a existência do mesmo. Entretanto, a sua existência não alteraria de forma significativa a distribuição angular total, já que a forma da distribuição angular relativa à largura de 350 keV é muito parecida à obtida para o caso de 50 keV, na região traseira da distribuição angular. Na região dianteira, o processo direto, com largura de 4 MeV é predominante em relação aos demais.

Tabela 4.2 - Parâmetros do modelo de Kun utilizados para efetuar o cálculo das distribuições angulares.

	$L\,(\hbar)$	$\Delta\,(\hbar)$	Φ (graus)	$\dot{\Phi}$	γ
$\Gamma = 4$ MeV	14	1.0	5	0	10.0
$\Gamma = 4$ MeV	14	1.2	30	0	10.0
$\Gamma = 50$ KeV	14	1.2	30	0	0.12

Na figura 4.21 são mostradas as distribuições angulares para o canal de reação ^{12}C + ^{19}F. As linhas contínuas representam a função $\frac{1}{\text{sen}\theta_{C.M.}}$, normalizada de forma a ajustar os valores experimentais.

É possível perceber que em todas situações a curva acompanha bem a tendência dos dados experimentais. Neste e nos demais canais, a quantidade limitada de pontos experimentais impossibilita um ajuste mais criterioso, utilizando, por exemplo, o modelo de Kun. Os ajustes mostrados nessas figuras servem apenas para ilustrar a tendência dos dados na região medida. Infelizmente os ângulos medidos se encontram em uma região onde a seção de choque não varia muito.

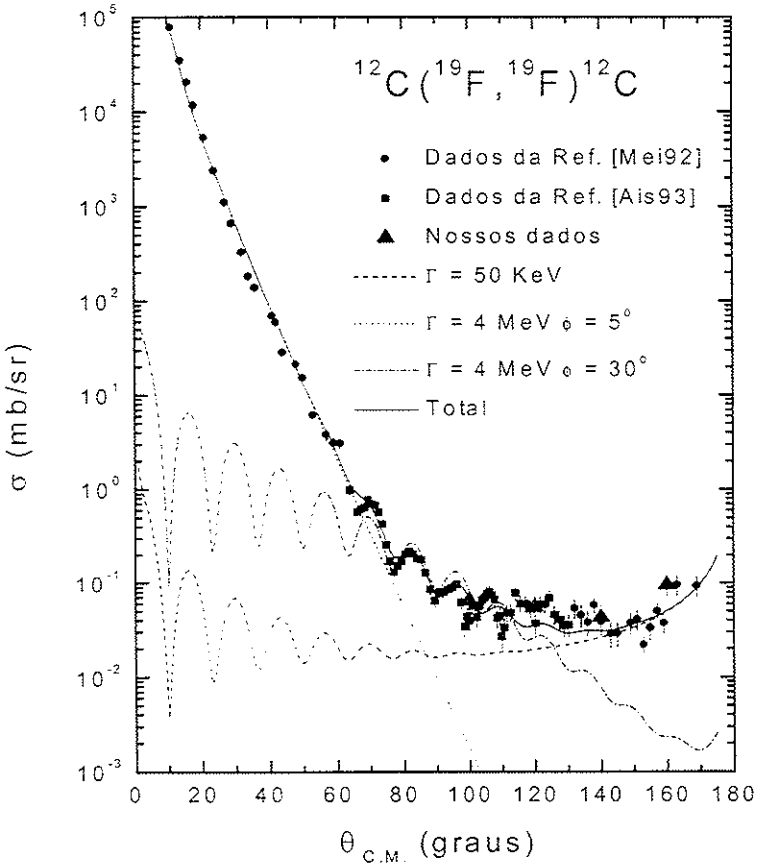


Fig. 4.20 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema ^{19}F + ^{12}C. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 4 MeV com $\phi = 5°$ (pontilhada), 4 MeV com $\phi = 30°$ (pontilhada-tracejada) e 50 KeV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.

Para obter resultados mais conclusivos, seria interessante realizar medidas em ângulos mais dianteiros e/ou traseiros, onde a variação da seção de choque é mais acentuada.

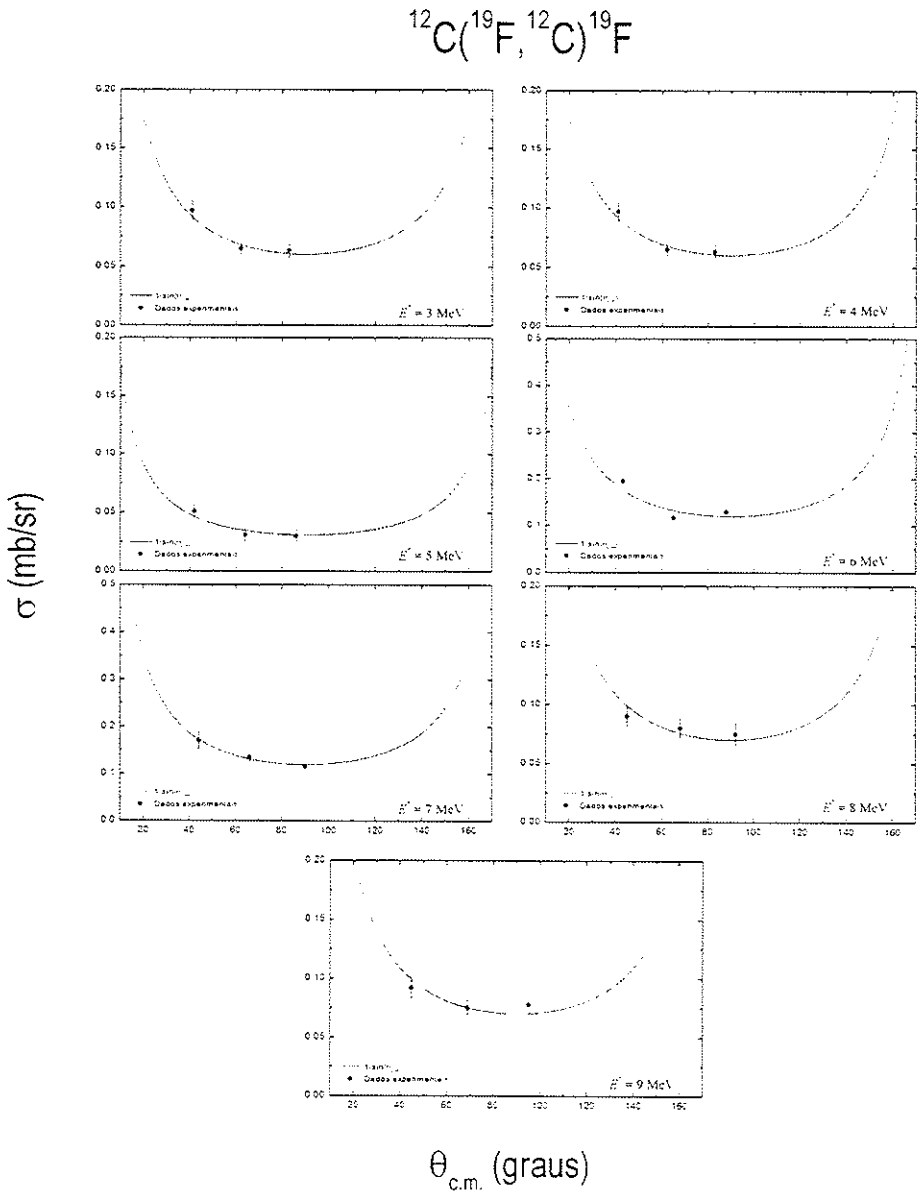


Fig. 4.21 - Distribuições angulares para o canal de reação ^{12}C + ^{19}F em várias energias de excitação. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\text{sen}\,\theta_{C.M}}$, ajustada aos dados experimentais.

4.4.5 Escalas temporais - mecanismos de reação: núcleo composto ou "orbiting" ?

No contexto da dinâmica de reações entre íons pesados, a escala temporal dos processos envolvidos é uma variável importante que ajuda a caracterizar o mecanismo presente. Nos sistemas estudados neste trabalho, obteve-se várias larguras Γ para diversos canais de reação binários. Em geral, estas larguras estão relacionadas com a escala temporal dos processos envolvidos através do Princípio da Incerteza. Essas escalas temporais podem auxiliar fortemente na compreensão dos mecanismos de reação, em especial os mecanismos responsáveis pelos produtos binários de reação. Nos últimos anos estes processos binários foram relacionados basicamente a dois mecanismos, como já foi visto anteriormente: fusão-fissão e *orbiting*. No primeiro, o feixe e alvo se fundem em um sistema intermediário equilibrado, denominado núcleo composto, antes de decair de forma binária. No *orbiting* há a formação de uma molécula, ou di-núcleo, e o sistema decai antes de atingir o equilíbrio termodinâmico e também uma forma equilibrada. Neste contexto, é fácil imaginar que o tempo envolvido em cada um destes mecanismos deve ser diferente e característico, sendo que o mecanismo de fusão-fissão deve ter uma vida média maior que o mecanismo de *orbiting*.

Para o sistema ^{16}O + ^{10}B foram obtidas larguras Γ° da ordem de 25 keV e 350 keV, cujas escalas temporais correspondem a 2.5×10^{-20} e 2×10^{-21} segundos, respectivamente. No sistema ^{19}F + ^{12}C, foram obtidas larguras Γ° da ordem de 40 keV, correspondendo a uma escala temporal de aproximadamente 1.6×10^{-20} segundos.

Na figura 4.22 são mostradas as larguras médias obtidas neste trabalho para passos pequenos de energia, juntamente com outros valores obtidos da literatura [Hal69, Beh80, Cas98] para larguras de decaimento de núcleo composto. A linha tracejada representa os valores de larguras previstos por uma equação empírica dada por [Sig80]:

$$\Gamma = 14 \cdot \exp\left(-4.69 \sqrt{\frac{A_{NC}}{E^{*}_{NC}}} \right) \text{MeV}, \qquad (4.12)$$

onde $E^{*}_{NC} = E_{C.M.} + Q_{NC} - E_{rot}$ é a energia de excitação intrínseca com a qual o núcleo composto é formado. E_{rot} é a energia de rotação do sistema e depende do momento angular médio do núcleo composto.

Pode-se notar que os valores obtidos neste trabalho para as larguras entre 25-50 keV se encaixam muito bem na sistemática para núcleo composto.

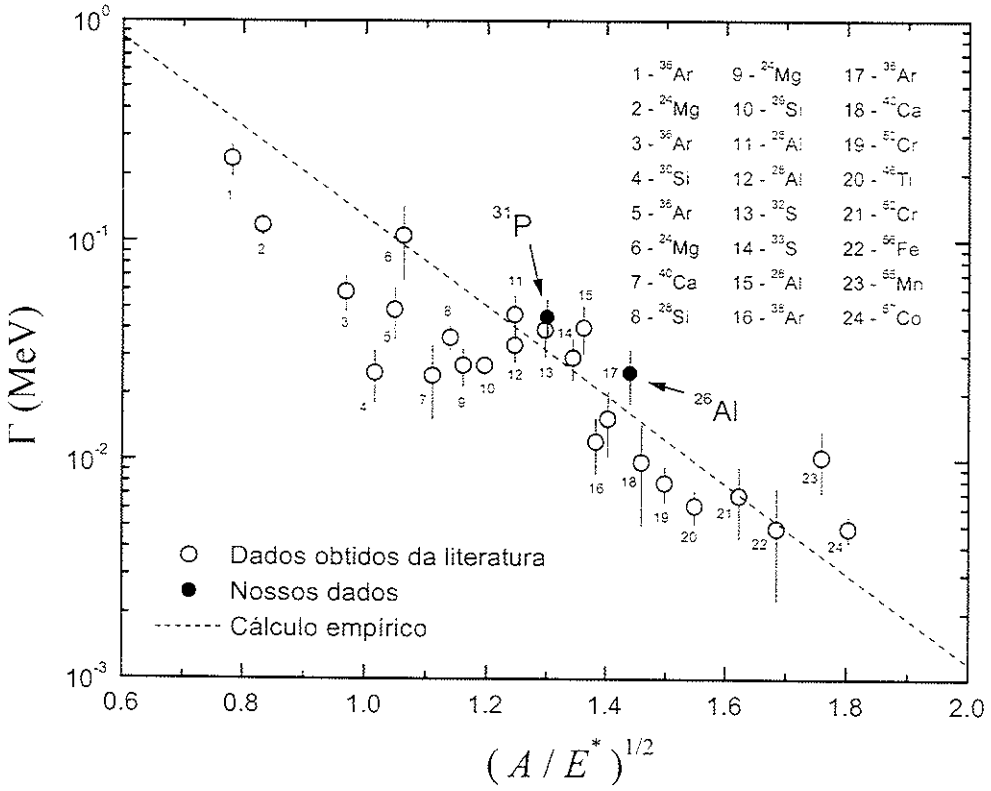


Figura 4.22 - Sistemática para largura de decaimento de vários núcleos compostos em diferentes energias de excitação. Os círculos cheios representam os resultados obtidos neste trabalho. Os círculos abertos são dados obtidos da literatura [Hal69, Beh80, Cas98]. A linha tracejada é o previsto pela equação (4.12).

Outro aspecto importante que evidencia que estas larguras menores são consistentes com um processo de formação de núcleo composto é a comparação das escalas temporais destes processos com o tempo de rotação do sistema intermediário.

Na figura 4.23 são mostradas as razões entre as escalas temporais obtidas e o tempo de rotação do sistema intermediário como função da energia de excitação, para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ nas medidas em passo pequeno de energia. As linhas indicam os valores médios obtidos a partir de cálculos de modelo estatístico [Ebe69] (levando-se em conta as principais partículas leves e a fissão) e da equação (4.12). O tempo de rotação do sistema intermediário foi obtido considerando o momento de inércia de um sistema binário de duas esferas e momento angular igual ao valor crítico para o sistema acima. É possível notar que a existência de um processo bastante lento, onde o sistema intermediário permanece formado por um tempo muito longo, realizando várias rotações antes de decair, é compatível com o previsto para um processo com formação de núcleo composto.

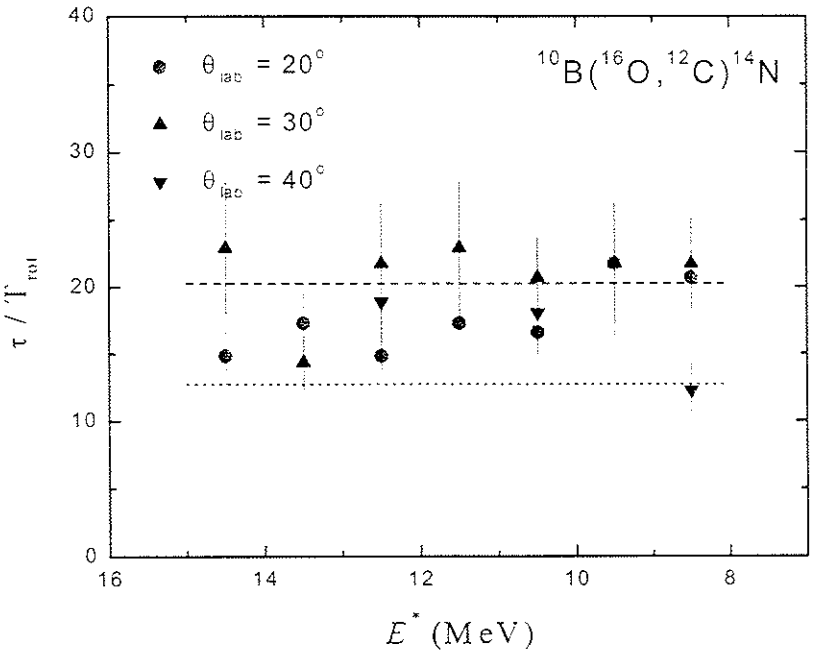


Fig. 4.23 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ como função da energia de excitação para as medidas em passo pequeno de energia. As linhas indicam a previsão de um modelo estatístico (traços) [Ebe69] e da equação (4.12) (pontos).

Este processo pode ser associado à formação de um núcleo composto que leva bastante tempo para transitar de sua forma equilibrada para o ponto de sela do sistema, enquanto no *orbiting*, o sistema já se encontra mais próximo desta configuração.

Nas figuras 4.24 a 4.26 são mostradas as razões entre as escalas temporais obtidas e o tempo de rotação do sistema intermediário para os vários canais de decaimento estudados do sistema $^{19}F + ^{12}C$. As linhas indicam os valores médios obtidos da mesma maneira que no caso anterior. Nota-se em todos os casos que o tempo de vida do sistema intermediário é muito grande quando comparado ao seu tempo de rotação, sugerindo também um processo via formação de núcleo composto, como no caso anterior.

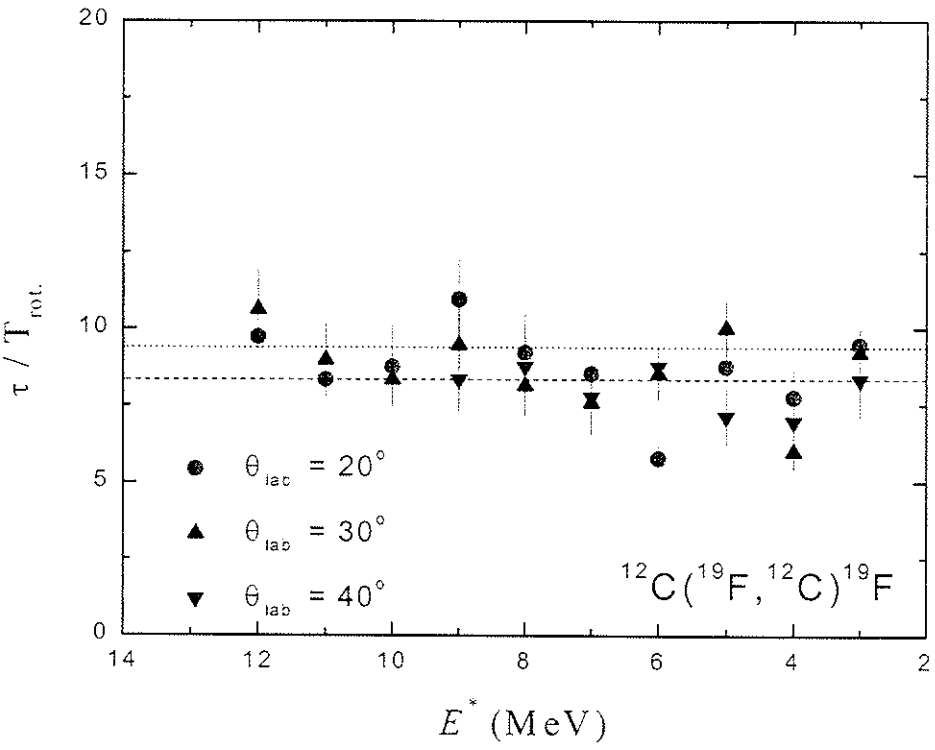


Fig. 4.24 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{12}C(^{19}F,^{12}C)^{19}F$ como função da energia de excitação. As linhas indicam os valores previstos pelo modelo estatístico e pela equação (4.12), como no caso anterior.

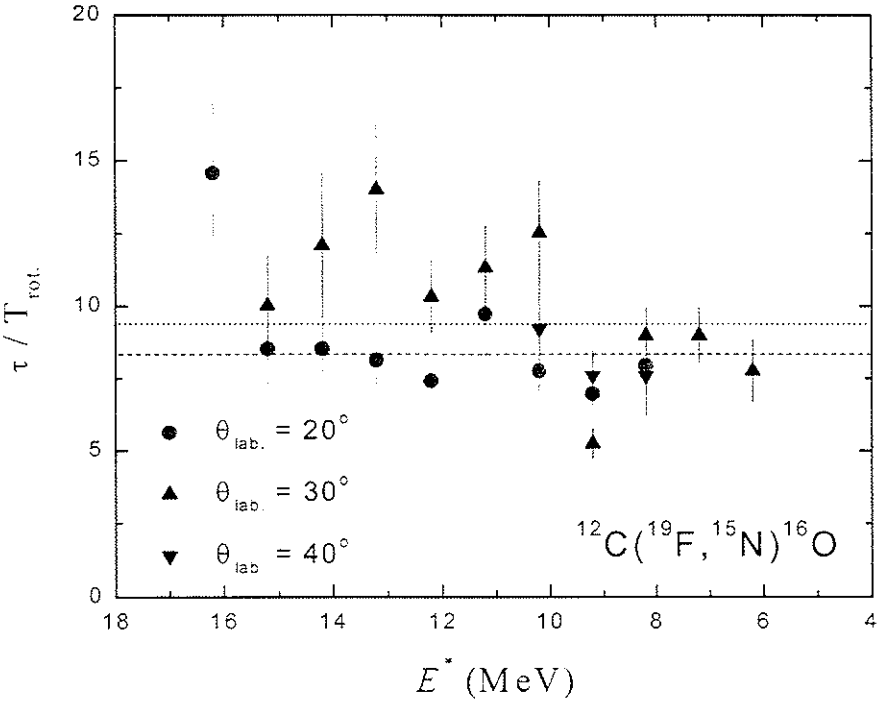


Fig. 4.25 - Idem figura 4.24 para a reação $^{12}C(^{19}F,^{15}N)^{16}O$.

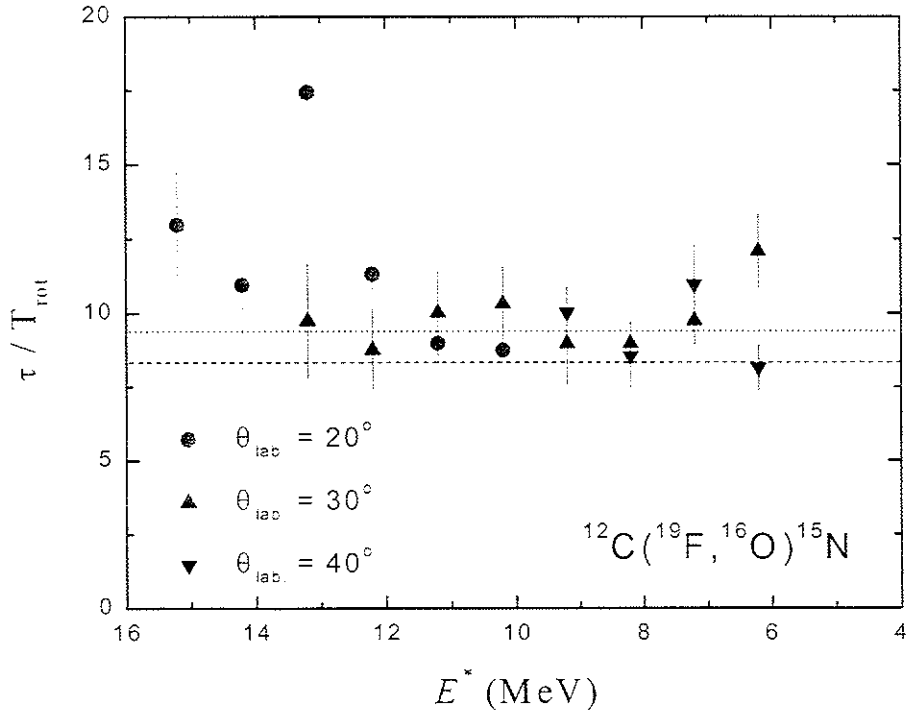


Fig. 4.26 - Idem figura 4.24 para a reação $^{12}C(^{19}F,^{16}O)^{15}N$.

Além dos aspectos acima, outras características destes sistemas reforçam a afirmação de que estas larguras de 25-50 keV são devidas a um mecanismo do tipo fusão-fissão. As distribuições angulares, que seguem a forma $\frac{1}{\text{sen}\theta_{C.M.}}$, são características de mecanismos do tipo fusão-fissão ou *orbiting*. Porém, o fato das escalas temporais obtidas serem muito maiores que o tempo de rotação do sistema, descarta a idéia destas larguras estarem relacionadas a um processo di-nuclear.

As larguras de 350 keV obtidas para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ em passo grande de energia estão associadas a um processo mais rápido que o anterior e podem ser conseqüência de um mecanismo di-nuclear. Quando compara-se as escalas temporais deste processo com o tempo de rotação do sistema (figura 4.27), percebe-se que ambos possuem a mesma ordem de grandeza, indicando que o sistema intermediário, neste caso, não se mantém formado por um tempo suficiente para realizar várias rotações, como no caso anterior. Esta escala temporal, junto com as distribuições angulares isotrópicas, são condizentes com um processo de *orbiting*, onde o sistema intermediário é basicamente uma molécula que decai rapidamente, quando comparado a um processo de núcleo composto. Levando-se em consideração a dependência angular das larguras obtidas no caso do canal de espalhamento elástico, fica fortalecida a suposição de que estas estruturas são provenientes da formação de um sistema di-nuclear.

As evidências experimentais apresentadas sugerem que as larguras menores, por volta de 25-50 keV devam estar associadas ao decaimento de um núcleo composto, enquanto as larguras maiores devam ser provenientes de um processo onde há a formação de um di-núcleo. Outro aspecto que poderia reforçar esta hipótese são as correlações angulares para estes sistemas, mas o resultados experimentais não apresentam a sensibilidade necessária para que se possa decidir por um ou outro processo [Sua99].

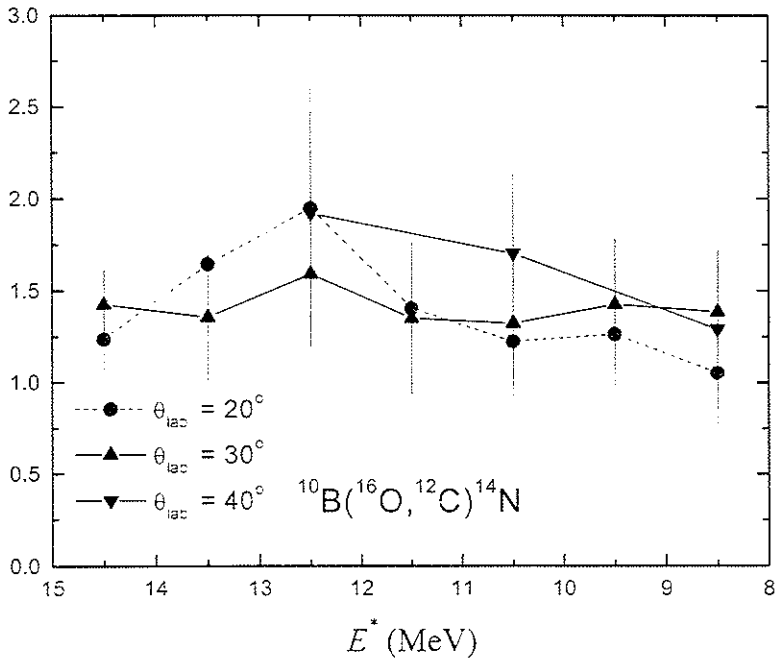


Fig. 4.27 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}B(^{16}O,^{12}C)^{14}N$ como função da energia de excitação para as medidas em passo grande de energia.

Capítulo 5

Escalas temporais: medidas de correlações a pequenos momentos relativos

5.1 Introdução

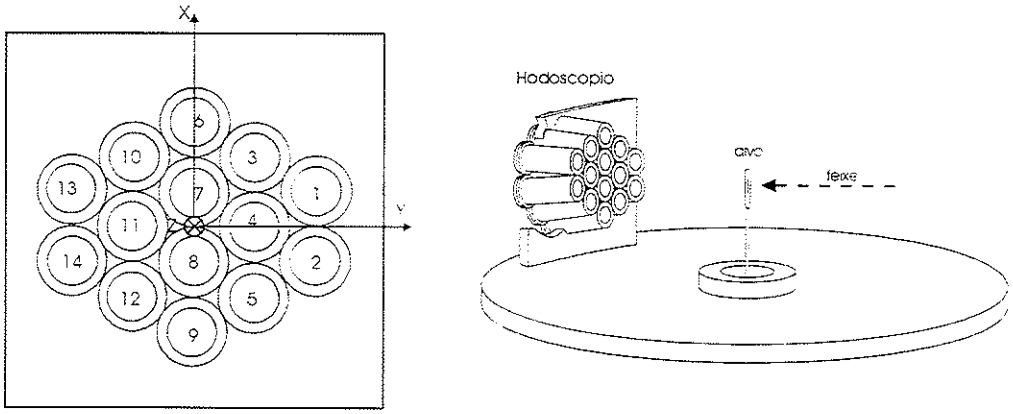
Nesta parte do trabalho são apresentados resultados de medidas de correlações a pequenos momentos relativos envolvendo os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{16}O + ^{12}C$ nas energias de bombardeio de 62.5 e 64 MeV respectivamente. Foram analisadas correlações entre partículas leves, provenientes em grande parte, do decaimento de um núcleo composto, e também correlações entre partículas leves e pesadas, sugerindo a presença de processos como fusão-fissão e transferência. As escalas temporais foram obtidas a partir de simulações utilizando o método Monte Carlo, onde a escala temporal corresponde a um parâmetro a ser ajustado aos resultados experimentais. São apresentados aqui, detalhes sobre a parte experimental, redução e análise dos dados e resultados obtidos.

5.2 Parte experimental

Os dados referentes a esta parte do trabalho, foram obtidos também através da utilização do Acelerador Pelletron, conforme descrito no capítulo anterior.

Foram realizadas medidas para os sistemas ^{16}O + ^{10}B com energia de bombardeio de 62.5 MeV e ^{16}O + ^{12}C na energia de 64 MeV. Foram utilizados alvos auto-suportáveis de boro e carbono, com espessuras da ordem de 40 e 80 $\mu g/cm^2$, respectivamente, onde se evaporou uma fina camada de ouro com espessura não superior a 5 $\mu g/cm^2$, com propósito de calibração. Observou-se a presença de essencialmente os mesmos contaminantes no alvo que no caso das medidas de flutuações estatísticas.

O arranjo experimental consistiu na utilização do hodoscópio mostrado no capítulo 3, composto de 14 telescópios triplos, também descritos no mesmo capítulo. Durante os experimentos, as câmaras de ionização foram operadas com uma tensão de 100V a uma pressão de 20 torr de isobutano. O hodoscópio foi montado no interior da câmara de espalhamento de grande porte (figuras 3.1 e 3.5), centrado num ângulo de 25°, sendo que a parte dianteira de cada telescópio encontrava-se a 65 cm do alvo. Desta forma, o hodoscópio cobria um intervalo angular de ~ 18° a 32° e cada telescópio apresentava então, uma abertura angular de 1.1°, correspondente a um ângulo sólido de 2×10^{-4} sr. O espaçamento angular entre cada telescópio, de 4.5° neste caso, é apropriado para a medida de correlações a pequenos momentos relativos, permitindo a observação da anti-correlação para valores de momento relativo até da ordem de 5 MeV/c. Na figura 5.1 apresenta-se um diagrama com a identificação dos telescópios do hodoscópio e seus respectivos ângulos relativos.



Ângulo relativo entre os detetores

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0	4.5	4.5	4.5	7.8	9	7.8	9	11.9	11.9	11.9	13.5	15.6	16.2
2	4.5	0	7.8	4.5	4.5	11.9	9	7.8	9	13.5	11.9	11.9	16.2	15.6
3	4.5	7.8	0	4.5	9	4.5	4.5	7.8	11.9	7.8	9	11.9	11.9	13.5
4	4.5	4.5	4.5	0	4.5	7.8	4.5	4.5	7.8	9	7.8	9	11.9	11.9
5	7.8	4.5	9	4.5	0	11.9	7.8	4.5	4.5	11.9	9	7.8	13.5	11.9
6	9	11.9	4.5	7.8	11.9	0	4.5	9	13.5	4.5	7.8	11.9	9	11.9
7	7.8	9	4.5	4.5	7.8	4.5	0	4.5	9	4.5	4.5	7.8	7.8	9
8	9	7.8	7.8	4.5	4.5	9	4.5	0	4.5	7.8	4.5	4.5	9	7.8
9	11.9	9	11.9	7.8	4.5	13.5	9	4.5	0	11.9	7.8	4.5	11.9	9
10	11.9	13.5	7.8	9	11.9	4.5	4.5	7.8	11.9	0	4.5	9	4.5	7.8
11	11.9	11.9	9	7.8	9	7.8	4.5	4.5	7.8	4.5	0	4.5	4.5	4.5
12	13.5	11.9	11.9	9	7.8	11.9	7.8	4.5	4.5	9	4.5	0	7.8	4.5
13	15.6	16.2	11.9	11.9	13.5	9	7.8	9	11.9	4.5	4.5	7.8	0	4.5
14	16.2	15.6	13.5	11.9	11.9	11.9	9	7.8	9	7.8	4.5	4.5	4.5	0

Fig. 5.1 - Esquema mostrando a posição dos detetores que compõem o hodoscópio e tabela com os ângulos relativos.

A eletrônica de aquisição utilizada foi convencional, com quatro sinais provenientes de cada telescópio, sendo estes, a perda de energia ΔE no gás, a energia E_{Si} depositada no detetor de Si, a energia E_{CsI} depositada no cristal de iodeto de césio e o mesmo sinal E_{Si} com um ganho maior de amplificação, para ser utilizado como um sinal de ΔE na identificação das partículas mais leves em conjunto com o sinal do detetor de CsI. Foram adquiridos dados referentes tanto a eventos *singles*, quanto a coincidências, ambos importantes para a construção das correlações de interesse.

5.3 Redução dos dados

A redução dos dados consiste inicialmente da calibração dos sinais do gás e dos detetores de silício e iodeto de césio. Em seguida, são escolhidas as diferentes combinações de partículas para o cálculo das correlações.

A calibração em energia dos telescópios foi realizada da forma convencional fazendo-se uso, no caso de partículas com Z>1 e da perda de energia no gás, dos picos correspondentes ao espalhamento elástico do projétil pelo ouro presente no alvo e também pelos contaminantes. Como no caso das medidas de flutuações estatísticas, foram necessários cálculos de perda de energia, de modo a se levar em conta as perdas na janela de polipropileno e gás. Para estas medidas, ao contrário das anteriores, foram também utilizados os detetores de iodeto de césio para a identificação das partículas mais leves. Assim, com os sinais de perda de energia no gás e energia residual no detetor de silício, foi possível identificar as partículas com Z>1, e com os sinais do gás mais detetor de silício e do detetor de iodeto de césio, identificou-se as partículas com Z=1 e também as partículas alfa que chegavam a atravessar o detetor de silício. A figura 3.4 mostra espectros bidimensionais ΔE - E típicos obtidos para esta parte do trabalho. Para um cristal de iodeto de césio, as partículas com diferentes números atômicos, podem eventualmente apresentar um comportamento diferente em termos de geração de luz no cristal, de forma que foram feitas calibrações distintas para prótons, dêuterons e partículas alfa. Para os prótons, foram utilizados os picos correspondentes aos recuos devidos à presença de hidrogênio nos alvos. Para as partículas alfa, foram utilizados picos correspondentes ao decaimento do núcleo ^{24}Mg formado a partir da reação $^{12}C(^{16}O, \alpha)^{24}Mg$. Devido à dificuldade na identificação dos picos, fez-se também uso da calibração em ΔE para inferir a energia residual no detetor de iodeto de césio, a partir de cálculos de perda de energia . Utilizou-se o mesmo procedimento para inferir a energia residual, no caso dos dêuterons. As calibrações do detetor de iodeto de césio apresentaram uma forma que pode ser bem ajustada por um polinômio de grau 2 para prótons e dêuterons e grau 6 para as partículas alfa, devido a uma deformação no espectro, de origem ainda não totalmente estabelecida (uma possibilidade corresponde a

distorções devidas à utilização de atenuadores de sinal na saída do pré-amplificador). Em geral, a maior incerteza envolvida para a determinação das calibrações, é a relacionada aos cálculos de perda de energia, que é da ordem de 5% [Rib91].

5.3.1 As funções de correlação

Após a calibração em energia e obtenção dos espectros de energia para as diversas partículas de interesse a partir dos espectros bidimensionais ΔE versus E, passou-se à construção das funções de correlação entre os diferentes pares de partículas escolhidos.

Experimentalmente, conforme visto no capítulo 2, as correlações são construídas de acordo com a relação (2.62). Na literatura é comum definir-se o coeficiente de correlação como R(q) ao invés de C(q), de forma que daqui para frente a função de correlação será dada por:

$$1 + R_{12}^{exp}(\tilde{q}) = N \frac{\sum Y_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)}{\sum Y_1(\tilde{p}_1)\, Y_2(\tilde{p}_2)} \tag{5.1}$$

Necessita-se então, em princípio, dos espectros de momento *singles* para cada partícula, a partir dos quais pode-se construir o denominador da equação (5.1), o qual representa o fundo de eventos não correlacionados. Para cada evento de coincidência, os momentos relativos q são calculados a partir da seguinte relação:

$$\vec{q} = \frac{m_2 \vec{p}_1}{M} - \frac{m_1 \vec{p}_2}{M} \tag{5.2}$$

onde m_1 e m_2 são as massas de cada partícula, M = m_1 + m_2 e $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$ são os momentos de cada partícula no referencial do laboratório. Como alternativa à construção do denominador com os espectros *singles*, pode-se também utilizar

uma mistura de eventos, conforme descrito no capítulo 2. Neste caso, a partir do próprio espectro de coincidência, pode-se utilizar partículas de diferentes eventos para gerar o espectro não correlacionado. Na análise dos dados, ambas as maneiras foram utilizadas e não se obteve diferenças significativas entre os dois métodos.

Para a construção das correlações experimentais, os eventos em coincidência são obtidos a partir de todas as possíveis combinações de pares de detetores (aqui tem-se 91 combinações), sendo então agrupados em intervalos convenientes de momento relativo, juntamente com os correspondentes valores do denominador. Efetua-se então a divisão entre esses valores e a partir daí, uma normalização, de modo que para momentos relativos grandes, onde não se espera nenhuma correlação ou anti-correlação, o valor da função correlação, dado por $1 + R(q)$ seja igual a 1. Foram realizados testes em termos da construção das correlações para diferentes tamanhos do intervalo de momentos relativos, sendo que além da variação das barras de erro, nenhuma mudança significativa na forma foi observada. O valor do intervalo foi essencialmente definido, além da estatística, pelo compromisso de se ter bem definida, em termos do número de pontos, a região de momentos relativos pequenos, caracterizada pela ocorrência das anti-correlações, de onde se vai extrair as escalas temporais de interesse. Na figura 5.2 é mostrada uma correlação típica α-α para o sistema $^{16}O + ^{12}C$ a 64 MeV. Além da anti-correlação para momentos relativos pequenos, nota-se também, para $q \sim 18$ MeV/c, a presença de um pico bem definido que corresponde ao decaimento em duas partículas alfa, de núcleos de ^{8}Be formados na reação. Na mesma figura é também mostrada, para o mesmo sistema, uma correlação p-p, onde pode-se perceber que existe somente a anti-correlação, não se evidenciando a presença de ressonâncias ou de interações nucleares significativas.

As correlações a serem apresentadas neste trabalho, possuem incertezas devidas essencialmente à estatística de coincidência dos dados experimentais.

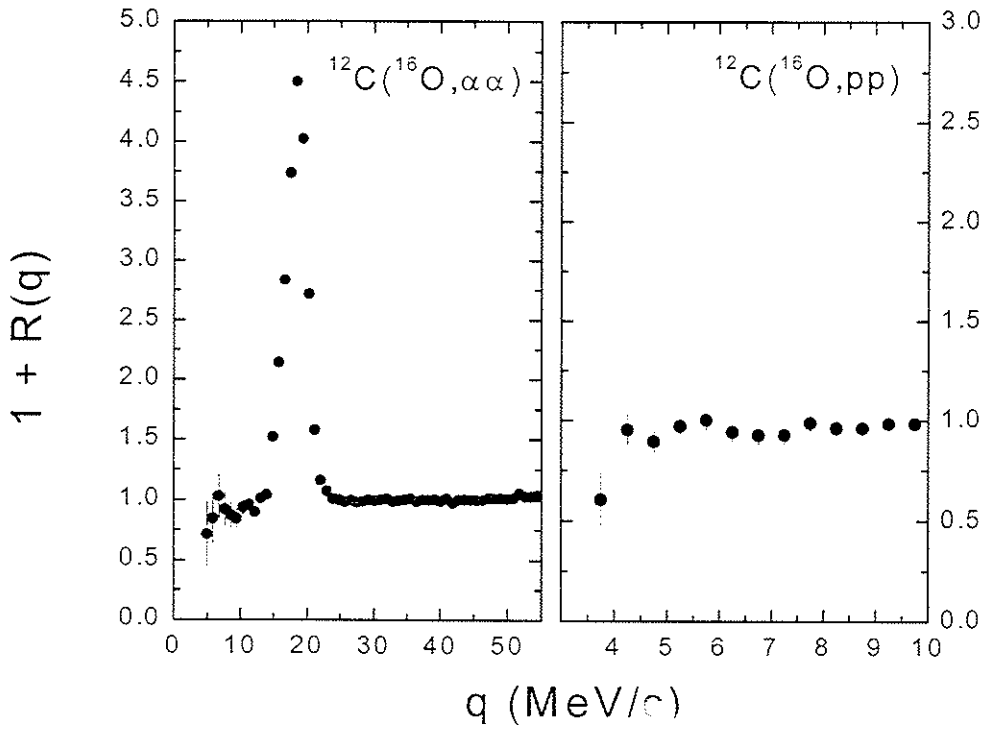


Fig. 5.2 - Correlação α-α para o sistema ^{16}O + ^{12}C na energia de 64 MeV, onde pode-se observar o pico correspondente à quebra de núcleos de ^{8}Be (esquerda) e correlação p-p para o mesmo sistema, onde pode-se observar somente a presença da anti-correlação devida à interação Coulombiana no estado final (direita).

5.4 Análise dos dados e resultados

Antes da apresentação dos resultados, é interessante que fique claro como as informações sobre as escalas temporais, obtidas com esta técnica, podem ser interpretadas em termos do estágio da evolução temporal dos sistemas envolvidos. Conforme discutido no capítulo 2, a anti-correlação que aparece na função de correlação para momentos relativos pequenos, está relacionada à coincidência entre partículas emitidas independentemente, as quais sofrem uma interação no estado final, devida essencialmente à repulsão Coulombiana, quando

se trata de partículas não idênticas. Como ilustração, pode-se por exemplo, imaginar que está-se lidando com o decaimento seqüencial de um núcleo composto. O núcleo composto original pode emitir uma partícula A, restando um núcleo residual que pode ainda estar excitado acima do limiar para emissão de uma nova partícula B. Se a partícula A é detectada e em seguida a partícula B, gerando uma coincidência, a anti-correlação observada vai ser sensível à diferença de tempo entre a emissão de A e B, pois a interação Coulombiana vai ser mais forte ou mais fraca, dependendo de quão afastadas estão as partículas. Além disso, pode ainda haver o efeito do campo Coulombiano do núcleo residual restante. Se o tempo para a geração da partícula B após a emissão de A for relativamente curto, a anti-correlação já será observada para momentos relativos relativamente grandes, pois a interação entre A e B será mais intensa. Portanto, o valor de escala temporal obtido, está relacionado a estágios secundários da evolução temporal, ao contrário dos resultados obtidos com a técnica de flutuações estatísticas.

Outro fator importante aparece quando há a possibilidade de contribuição de dois processos que levam ao mesmo estado final. Pode-se ter por exemplo, um processo de fusão em que o núcleo composto primeiramente fissiona e o núcleo residual decai por intermédio de uma partícula leve e vice-versa. Em certos casos, a própria seção de choque para uma das possibilidades, se for desprezível, pode ajudar a se ter uma situação mais definida quanto à escala temporal que está-se obtendo. Quando este não é o caso, seria interessante se obter informações a respeito da ordem de emissão das partículas detectadas em coincidência, de modo que se possa separar as contribuições, para se evitar a obtenção de uma escala temporal que reflete um valor médio para a contribuição dos diferentes processos. Pode-se perceber que há diferenças no que se refere à interação Coulombiana, quando uma partícula com maior velocidade é emitida primeiro ou o contrário. No primeiro caso, a segunda partícula não consegue "alcançar" a primeira, de forma que a interação vai ser fraca. Já no segundo caso, a partícula mais veloz tende a "alcançar" a primeira mais lenta, gerando uma interação mais forte. Essas características interessantes foram exploradas na

análise dos dados para permitir uma distinção entre as contribuições de diferentes processos. Na figura 5.3 mostra-se um diagrama ilustrativo de duas possíveis situações que podem ser estudadas com essa técnica e que levam ao mesmo estado final.

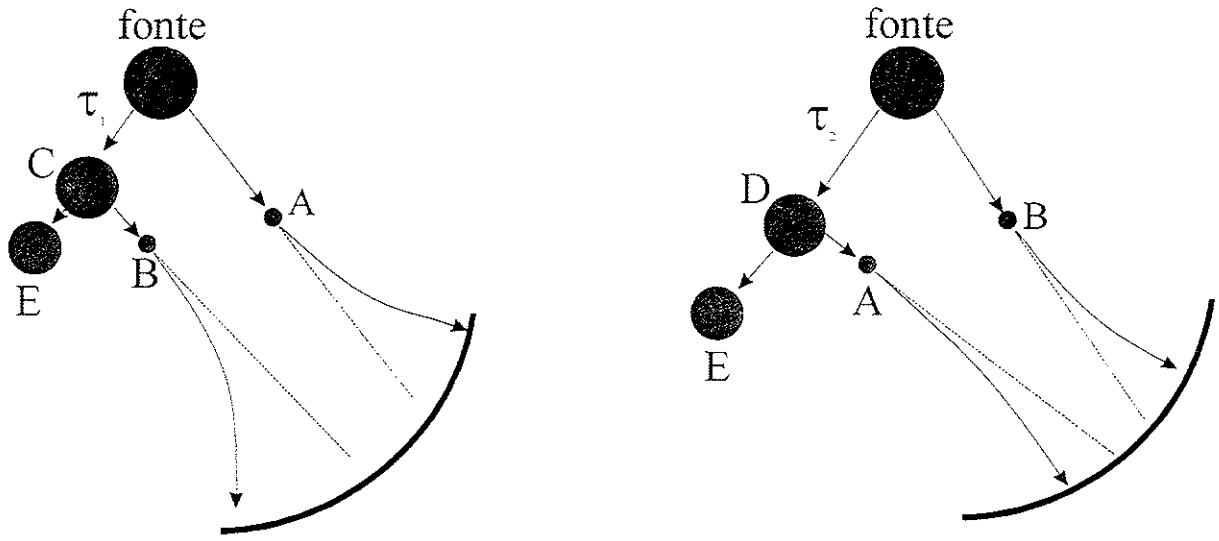


Fig. 5.3 - Esquema mostrando situações em termos da ordem de emissão, correspondentes a dois processos distintos que levam ao mesmo estado final.

Os resultados a serem apresentados nesta parte do trabalho são conseqüência da junção dos dados experimentais com resultados gerados por uma importante ferramenta utilizada, que foi um programa de simulação Monte Carlo, a partir do qual as escalas temporais puderam ser extraídas.

5.4.1 O programa MENEKA

As escalas temporais obtidas nesta parte do trabalho, foram obtidas a partir da utilização do programa Monte Carlo MENEKA [Elm92] gentilmente cedido pelo grupo da *State University of New York* - Stony Brook, EUA. O programa segue a caracterização clássica de emissões sucessivas de partículas. De forma geral, os principais elementos do programa são:

a) Partículas são emitidas da superfície de um núcleo excitado em ângulos escolhidos aleatoriamente, com uma dada distribuição de momentos angulares orbitais.
b) As energias das partículas emitidas são escolhidas de forma a reproduzir resultados experimentais ou cálculos teóricos.
c) A distribuição dos tempos entre a emissão de duas partículas sucessivas é dada por uma relação exponencial $P(t) \propto e^{-\frac{t}{\tau}}$.
d) Uma trajetória de três corpos é seguida para as duas partículas e o núcleo residual. As trajetórias são calculadas numericamente através de passos em tempo controlados pelo critério de conservação de energia.
e) Um evento é aceito como uma coincidência válida quando o par de partículas satisfaz os requisitos experimentais referentes à geometria dos detetores e limiares de detecção em energia.

Uma vez que as direções de emissão, energias e diferenças de tempo são determinadas, o programa calcula as trajetórias e verifica se as partículas atingiram detetores distintos para caracterizar uma coincidência válida. Os eventos de coincidência são então agrupados de forma idêntica aos dados experimentais, assim como os espectros de referência, os quais não contém efeitos de interação no estado final, são construídos a partir de eventos *singles* ou mistura de eventos.

O programa também permite a inclusão de uma interação nuclear, além de permitir também a simulação da emissão de fragmentos instáveis que decaem em vôo, como o caso dos núcleos de ^{8}Be que se quebram em duas partículas alfa.

Os parâmetros de entrada são lidos de um arquivo de dados. Os dados de entrada incluem a energia do projétil, carga e massa do projétil e alvo, massa, carga e forma do espectro final de energia para as duas partículas de interesse, o parâmetro correspondente à vida média do núcleo excitado, o qual deseja-se ajustar, limiar e resolução em energia, direção e ângulo de abertura de cada detetor, número de eventos a serem simulados e o intervalo angular ao qual se restringirá a emissão de partículas.

Os ângulos de emissão para a primeira e segunda partículas são escolhidos aleatoriamente a partir de uma região que cobre a área compreendida pelos detetores. Ao se escolher uma região ligeiramente maior que a área coberta pelos detetores, pode-se manter uma elevada fração de eventos válidos.

As energias das partículas emitidas são escolhidas a partir de uma distribuição do tipo $P(\varepsilon) \propto (\varepsilon - V)^2 \, e^{-\varepsilon/T}$, onde T e V são a temperatura nuclear e a barreira respectivamente, cujos valores são obtidos através de um ajuste ao espectro fornecido, o qual pode ser o experimental ou um espectro teórico.

O momento angular orbital relativo é determinado a partir de uma distribuição triangular (modelo de corte abrupto), limitada pela condição $\bar{\ell}_{máx}\hbar = \bar{p} \times \bar{R}$, onde R é a distância de emissão, correspondente ao raio da superfície nuclear (R = 1.4 $A^{1/3}$ fm) e p é o momento linear da partícula na emissão em trajetória razante. A direção do momento angular orbital é escolhida aleatoriamente num plano perpendicular à direção final da partícula.

Após a emissão da primeira partícula, um tempo de atraso entre as emissões é escolhido através de uma distribuição exponencial de vida média τ. Para obter a posição da primeira partícula no instante da segunda emissão, o programa calcula sua trajetória Coulombiana, começando da distância de emissão R. A energia, ângulo e o momento angular orbital da segunda partícula são escolhidos da mesma maneira que para a primeira partícula. O ângulo relativo entre os momentos angulares orbitais é em geral mantido no mínimo valor possível. As trajetórias Coulombianas de três corpos são então calculadas no referencial do centro de massa, embora uma força nuclear possa também ser introduzida se desejado. A partir daí, verifica-se se as partículas atingem os detetores para se caracterizar os eventos e a correlação é então construída da mesma maneira que para os dados experimentais. Na figura 5.4, para efeito de ilustração, são mostradas, para o sistema ^{16}O + ^{10}B a 62.5 MeV, correlações p-p simuladas para diferentes escalas temporais. Conforme esperado, a anti-correlação aparece para momentos relativos cada vez menores à medida que a escala temporal aumenta.

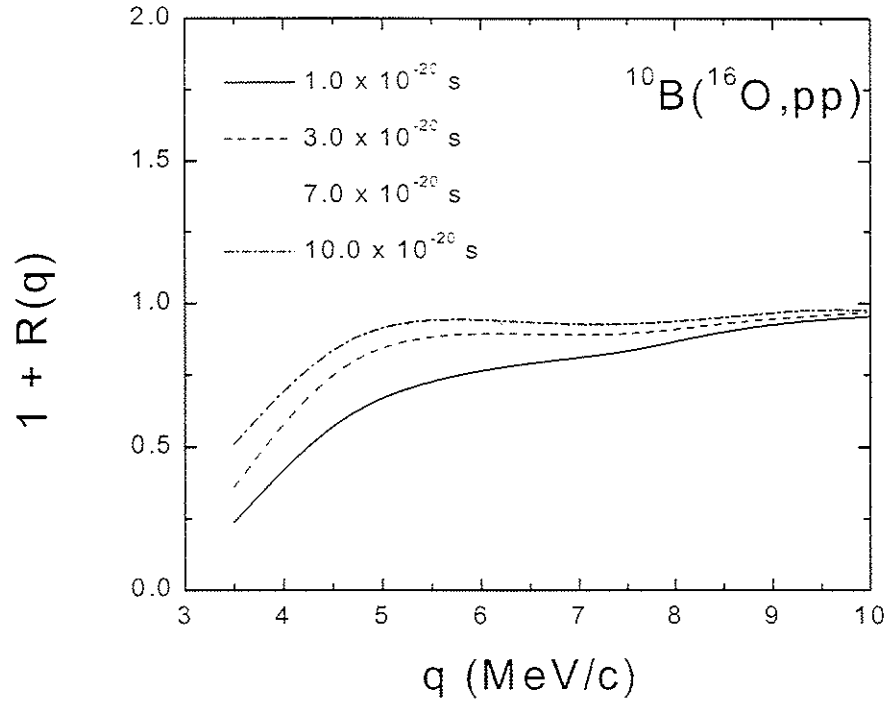


Fig. 5.4 - Correlações p-p simuladas pelo programa MENEKA para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV, com diferentes escalas temporais.

5.4.2 Escalas temporais

Conforme citado anteriormente, para a determinação das escalas temporais de interesse, faz-se uso de um programa de simulação, onde a escala temporal é um parâmetro ajustável. O procedimento geralmente adotado consiste em, após a obtenção da correlação experimental, efetuar-se o ajuste para encontrar a melhor escala temporal. Entretanto, para o caso em que há a competição significativa entre dois diferentes processos, o valor obtido vai refletir uma média para esses dois processos, obtendo-se portanto, uma informação mais inclusiva. Com o programa MENEKA pode-se obter informações mais exclusivas, pois este tem incorporada opção que permite a escolha da ordem de emissão das partículas e a fração de eventos correspondentes a cada situação. Uma maneira interessante de

se observar esse efeito, é através da análise de espectros de coincidência em função da diferença entre os módulos das velocidades das partículas.

Na figura 5.5 apresenta-se um espectro experimental de diferença de velocidades v_p - v_α para o sistema ^{16}O + ^{10}B a 62.5 MeV. Pode-se perceber que a grande maioria dos eventos está concentrada em valores positivos da diferença v_p - v_α, mostrando que grande parte dos eventos de coincidência corresponde à emissão de prótons mais rápidos que as partículas alfa.

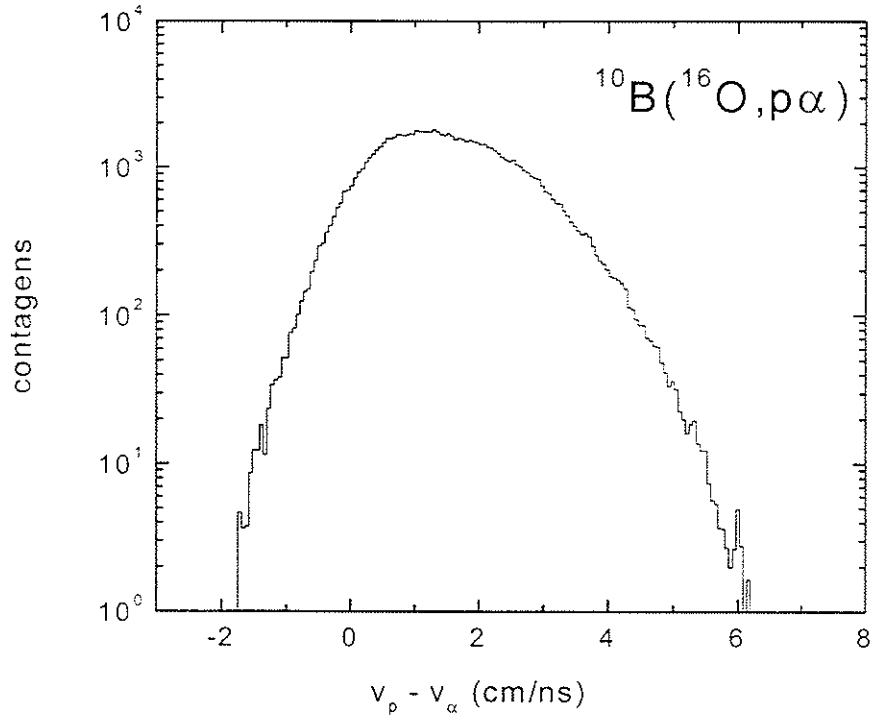


Fig. 5.5 - Espectro experimental de diferença de velocidades v_p - v_α para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV.

A partir dessa observação, pode-se delinear a seguinte interpretação. De forma geral e no caso particular da emissão de prótons e partículas alfa, há quatro possíveis situações: próton ou partícula alfa emitidos primeiro com velocidade maior ou menor que a segunda partícula. Se o próton é emitido primeiro com velocidade maior, a partícula alfa não vai "alcançá-lo" e a interação vai ser fraca.

Caso contrário, a partícula alfa tende a "alcançar" o próton e a interação Coulombiana será forte o suficiente para provocar uma inibição desses eventos. O mesmo acontece para o caso em que a partícula alfa é emitida primeiro.

Em trabalhos apresentados na literatura, os quais utilizam o programa MENEKA para a determinação de escalas temporais, de maneira geral são ajustadas as frações da ordem de emissão a partir de ajustes dos espectros experimentais de diferença de velocidades [Elm92]. As escalas temporais assumidas são as mesmas para os dois tipos de processos associados às diferentes ordens de emissão. Entretanto, em princípio, não há razão para supor que as escalas temporais dos dois processos seja exatamente a mesma, especialmente quando se trata de correlações entre partículas leves e pesadas. Em nosso caso, serão apresentados resultados para os quais escalas temporais diferentes são assumidas dependendo da ordem de emissão. É razoável se esperar que a forma dos espectros simulados varie dependendo da escala temporal, devido à diferente intensidade da interação entre as partículas emitidas. Espera-se também, que quanto maior a escala temporal, menos significativa seja a alteração nos espectros, devido à fraca interação entre as partículas. Portanto, espera-se que a sensibilidade dos ajustes aos dados experimentais piore à medida que se lida com escalas temporais maiores.

Para a obtenção das escalas temporais, partiu-se portanto, dos espectros experimentais de diferença de velocidades. Com o auxílio do programa MENEKA, o qual só permite a utilização da mesma escala temporal para as duas possíveis ordens de emissão de duas partículas n_1 e n_2, gerou-se para vários valores da escala temporal τ, espectros de diferença de velocidades assumindo-se que 100% dos eventos correspondem à emissão da partícula n_1 em primeiro lugar e o mesmo para a partícula n_2 em primeiro lugar. Um mesmo número de tentativas foi utilizado para cada cálculo, de forma que os espectros reflitam a aceitação cinemática para cada situação. Como os eventos de coincidência são independentes, o espectro experimental de diferença de velocidades é composto por uma soma dos eventos correspondentes às duas situações. A forma desses espectros simulados pode ser então utilizada para se ajustar a fração de emissão

de cada partícula emitida em primeiro lugar através do melhor ajuste ao espectro experimental. Com a utilização de um outro programa, efetua-se ajustes aos espectros experimentais fixando-se um valor de τ para cada ordem de emissão e variando-se as frações até que se obtenha o melhor valor de χ^2. Repete-se este procedimento para várias combinações de escalas temporais τ e finalmente é construída uma superfície com os valores mínimos de χ^2 para cada situação. Essas superfícies apresentam valores de mínimo absolutos para uma determinada fração f de ordem de emissão e valores de τ_1 e τ_2 para cada ordem de emissão. Com a finalidade de se verificar se esse conjunto de valores está consistente com a forma da anti-correlação observada na função correlação experimental, a partir desses valores utiliza-se novamente o programa MENEKA para construir correlações com a fração encontrada para os dois valores de τ também determinados. O procedimento é similar ao adotado no ajuste dos espectros de diferença de velocidades. São simulados eventos para um valor de escala temporal igual a τ_1 assumindo 100% de emissão de n_1 primeiro e o mesmo para n_2 primeiro com escala temporal τ_2. Os eventos de coincidência que constituem o numerador da função de correlação e também os eventos que vão constituir o denominador, são então misturados de acordo com a fração f determinada e uma função correlação é construída e comparada aos resultados experimentais.

Para todos os cálculos realizados com o programa MENEKA, os parâmetros tais como, resolução em energia, energia mínima para cada partícula, menor valor de momento relativo e menor abertura angular entre detetores, foram fixados de forma a reproduzir as condições experimentais. Em nosso caso, a resolução em energia utilizada foi de 500 keV e as energias mínimas tipicamente variaram de 1 a 5 MeV dependendo do tipo de partícula. O programa permite também que se escolha entre dois modos de cálculo denominados *poor resolution* e *high resolution*. No primeiro, se as partículas atingem um dado detetor, o ângulo utilizado para os cálculos de momento relativo correspondem ao centro do detetor e não à posição real da partícula, como considerado no segundo caso, o qual fornece o que pode-se chamar de correlação ideal. Para os cálculos foi utilizado o

modo *poor resolution*, que corresponde à situação adotada para a determinação das correlações experimentais.

5.4.2.1 Escalas temporais: sistema $^{16}O + ^{10}B$

Neste trabalho, como foram detectadas partículas leves e pesadas, são numerosas as possibilidades de combinações entre as diferentes partículas, para a construção de funções de correlação. Entretanto, nem todos os casos são favorecidos em termos de uma estatística razoável para se definir bem a região da anti-correlação, de forma que para este sistema, vai-se restringir ao estudo das correlações p-α, d-α, p-p e α-C. A seguir, passa-se a apresentar os resultados para as escalas temporais, seguindo-se o procedimento descrito na seção anterior.

Na figura 5.6 é mostrada uma superfície para valores de χ^2 reduzido (dados por $\chi^2_{red} = \chi^2/\nu$, sendo ν o número de graus de liberdade) em função das escalas temporais τ_p para prótons emitidos primeiro (correspondente ao tempo para emissão da partícula alfa) e τ_α para partículas alfa emitidas primeiro (correspondente ao tempo para emissão de um próton), no caso de coincidências p-α. Cada ponto corresponde ao menor valor de χ^2_{red} referente a ajustes realizados com os valores de τ fixos, variando-se as frações de ordem de emissão. Portanto, a cada ponto está associada uma dada fração de ordem de emissão. Percebe-se a presença de um mínimo absoluto, o qual fornece então os valores das escalas temporais e frações de ordem de emissão que está-se procurando. Na figura 5.7 é mostrada uma curva de χ^2_{red} típica correspondente ao ponto de mínimo absoluto da superfície da figura 5.6, onde é possível notar a sensibilidade quanto à atribuição da melhor fração para a emissão de prótons primeiro, para um dado par τ_p e τ_α.

Para facilitar a visualização, na figura 5.8 apresenta-se projeções da superfície referentes a cortes para os valores de τ_p e τ_α correspondentes à diagonal e ao ponto de mínimo absoluto. É possível desta forma, analisar a

sensibilidade com que se pode definir os valores relacionados à região do mínimo absoluto. O caso da diagonal será discutido adiante.

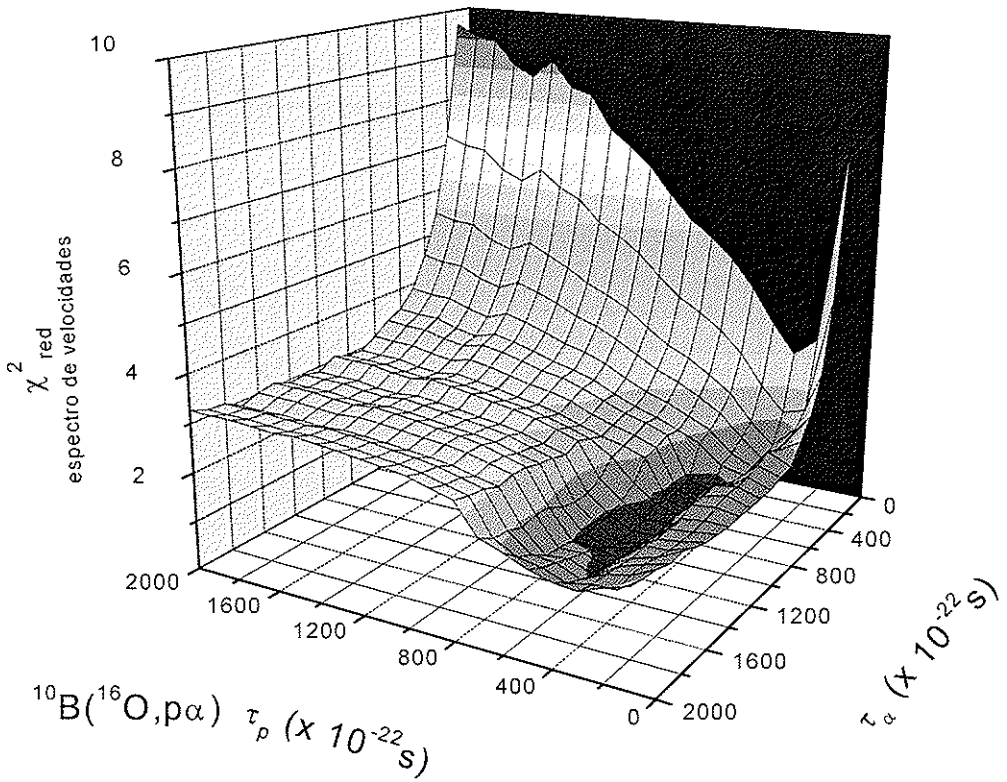


Fig. 5.6 - Superfície de valores de χ^2_{red} em função das escalas temporais para as coincidências do tipo p-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B.

No caso do mínimo absoluto, verifica-se que o mínimo para os prótons é melhor definido que o mínimo para as partículas alfa. Estas características vão então ser importantes para a atribuição das incertezas aos valores encontrados para as escalas temporais e frações. A região hachurada corresponde aos valores de χ^2_{red} que definem um intervalo de confiabilidade do ajuste de 98% para o número de graus de liberdade (no caso ν = 147) correspondente ao espectro que está sendo ajustado [Vuo92]. Para o caso das partículas alfa, vários pontos ao redor do mínimo podem ser considerados como aceitáveis em termos de

qualidade de ajuste. Sendo assim, a incerteza no valor de τ_α é definida pela largura em termos de escala temporal, definida pelos pontos que apresentam valores aceitáveis. No caso, um grau de confiabilidade de 98% está associado aproximadamente ao triplo do valor de σ, de modo que a incerteza fica definida por um terço da largura.

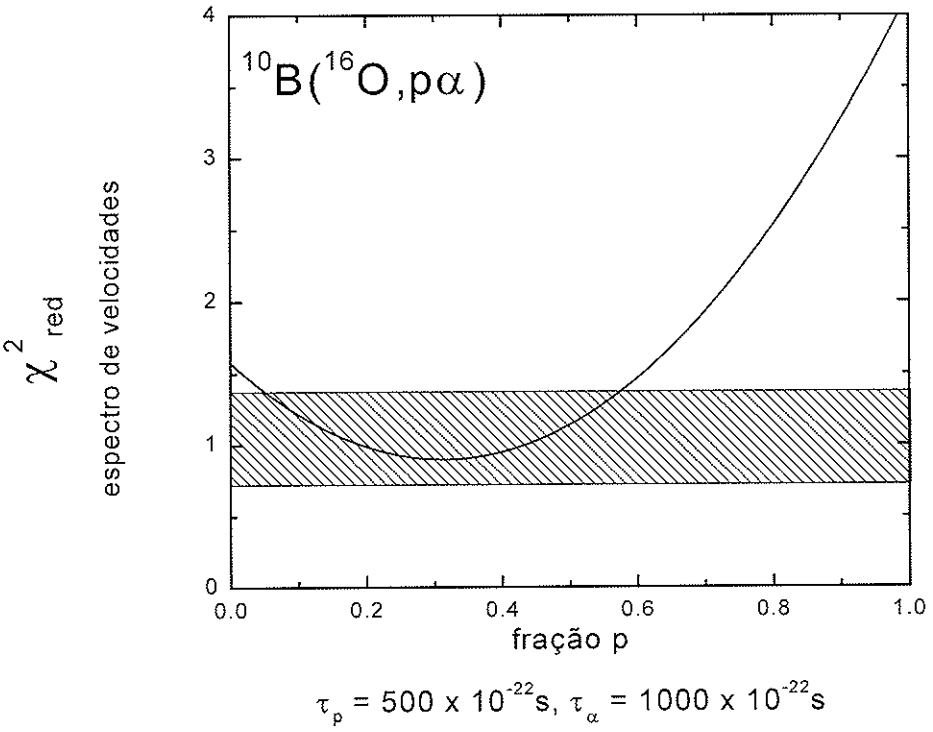


Fig.5.7 - Curva de χ^2_{red} referente ao ponto de mínimo absoluto da figura 5.6, mostrando a sensibilidade quanto à atribuição da melhor fração para a emissão de prótons primeiro, para um dado par τ_p e τ_α. A região hachurada corresponde ao intervalo de confiabilidade de 98% para os ajustes efetuados.

O mesmo tipo de raciocínio se aplica às incertezas associadas às frações de ordem de emissão, pois cada ponto dentro da região de ajustes confiáveis corresponde a diferentes frações ao redor daquelas referentes ao mínimo. Neste caso, leva-se também em conta a sensibilidade quanto à definição da melhor fração (figura 5.7), sendo que esta contribuição acaba por prevalecer. O mesmo

procedimento é adotado no caso dos prótons, que apresentam uma melhor definição para os valores de τ_p e das frações.

De acordo com o procedimento descrito, os valores determinados para as escalas temporais foram $\tau_p = (500 \pm 60) \times 10^{-22}$ s e $\tau_\alpha = (1000 \pm 200) \times 10^{-22}$ s . Da figura 5.7, a fração para ordem de emissão encontrada foi $f_p = (30 \pm 10)$ % para prótons emitidos em primeiro lugar. É interessante ressaltar a diferença entre os valores obtidos para as escalas temporais neste caso. Quando as partículas alfa são emitidas em primeiro lugar, obtém-se um tempo relativamente maior para o surgimento de um próton quando comparado com o caso inverso.

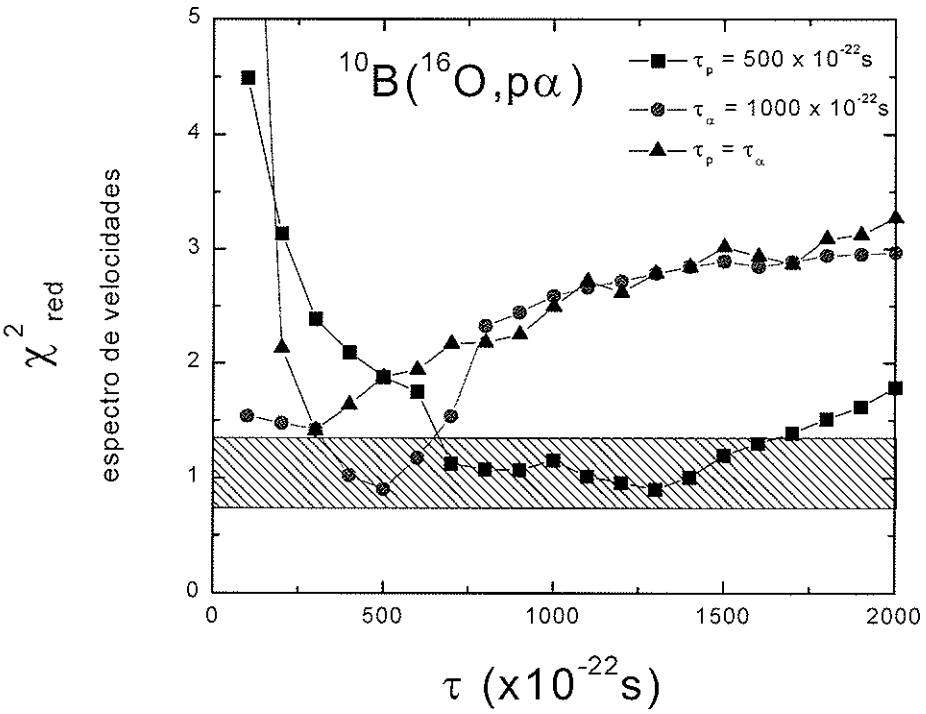


Fig. 5.8 - Projeções da superfície apresentada na figura 5.6, referentes a cortes na diagonal e nas escalas temporais para prótons e alfas no mínimo absoluto, cujos valores são indicados na figura. A região hachurada corresponde ao intervalo de confiabilidade de 98% para os ajustes efetuados.

Neste ponto, é importante se discutir a projeção referente à diagonal apresentada na figura 5.8. Geralmente, os resultados apresentados na literatura

correspondem a ajustes realizados considerando-se que as escalas temporais para as duas ordens de emissão são iguais. Conforme pode-se observar, no caso das coincidências p-α, o valor do mínimo absoluto para a diagonal, que corresponde a escalas temporais iguais, apresenta um valor de χ^2_{red} que se encontra praticamente fora da região de confiabilidade de 98%. Assim, pode-se neste caso dizer que ao se assumir escalas temporais iguais, não necessariamente se obtém o melhor resultado. Neste caso, se o valor mínimo da diagonal é considerado, seria obtido um valor de escala temporal τ de 300 x 10^{-22} s e fração de 55% para prótons emitidos em primeiro lugar.

Na figura 5.9 é mostrado o espectro experimental de diferença de velocidades v_p - v_α juntamente com os espectros simulados correspondentes às frações de ordem de emissão que forneceram o melhor ajuste.

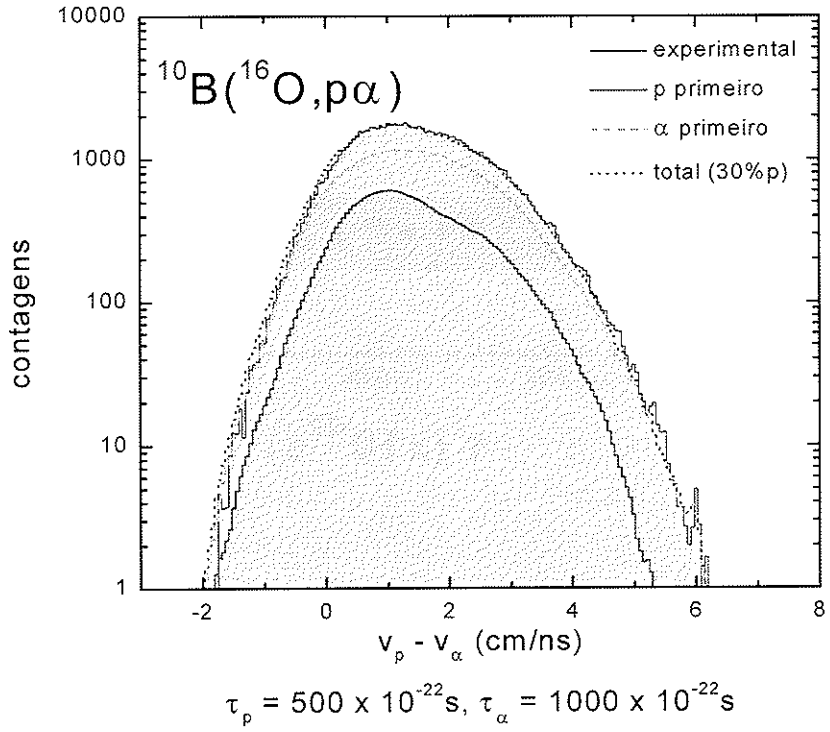


Fig. 5.9 - Espectro experimental de diferença de velocidades v_p - v_α juntamente com os espectros simulados correspondentes às frações de ordem de emissão que forneceram o melhor ajuste.

Na figura 5.10 apresenta-se a correlação p-α experimental juntamente com a correlação construída a partir das escalas temporais e frações obtidas do melhor ajuste aos espectros de diferença de velocidades. É muito interessante notar que naturalmente a correlação obtida se ajusta muito bem à correlação experimental. Também é mostrada uma curva correspondente à correlação obtida para os valores relacionados ao mínimo da diagonal da figura 5.6. Neste caso, nota-se claramente que o ajuste à correlação experimental não é tão bom quanto no caso anterior.

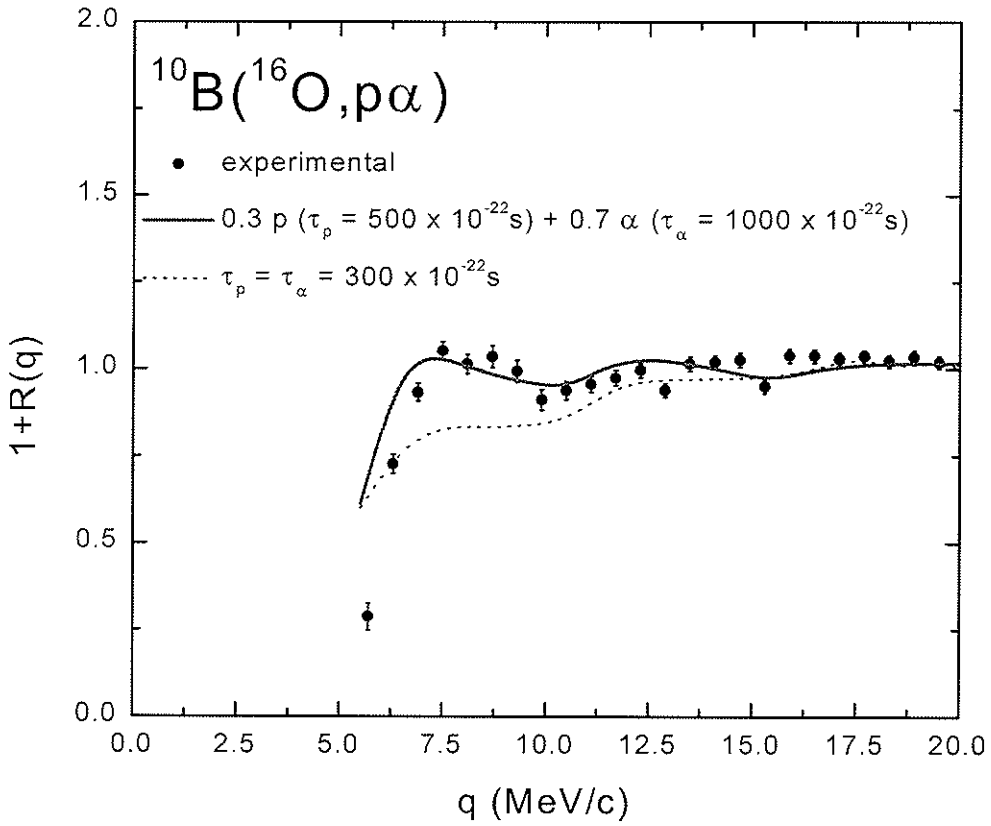


Fig. 5.10 - Correlação experimental p-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV. São também mostradas correlações referentes aos ajustes associados ao ponto de mínimo absoluto e ao ponto de mínimo da diagonal da figura 5.6.

Para o caso das coincidências p-α, provenientes em princípio do decaimento seqüencial do núcleo composto ^{26}Al, pode-se efetuar uma verificação dos resultados obtidos no que tange as frações de ordem de emissão determinadas. O programa LILITA [Cam 72] utiliza o método Monte Carlo para efetuar previsões do decaimento seqüencial de um núcleo composto através do decaimento de prótons, nêutrons e partículas alfa. Em particular, pode-se obter a informação da seqüência de emissão de prótons e alfas para cada evento em que as partículas atingem o hodoscópio, levando à formação de um dado resíduo. Como em nosso caso, o decaimento de um núcleo composto deve ser o processo predominante, pode-se analisar os resultados fornecidos pelo programa LILITA e verificar se as ordens de emissão estão condizentes com os valores obtidos experimentalmente.

Os cálculos realizados mostram que as frações de ordem de emissão estão condizentes com os resultados obtidos a partir dos dados experimentais, tendo-se obtido uma fração de 64% para partículas alfa emitidas em primeiro lugar e 36% para prótons em primeiro lugar. Com as previsões do programa, foi também possível investigar a provável razão de se obter uma diferença significativa nas escalas temporais obtidas para as duas ordens de emissão. Como dispõe-se da seqüência de emissão, pode-se verificar a fração de eventos em que os prótons e as partículas alfa detectadas correspondem a estágios para os quais houve a emissão de uma terceira partícula não detectada. Se estes eventos ocorrem com uma freqüência significativa, o valor obtido para a escala temporal reflete na verdade o intervalo de tempo necessário para dois decaimentos, se houve a emissão de uma partícula intermediária, ou um intervalo de tempo maior devido à diminuição das larguras de decaimento (menor energia de excitação do núcleo composto), no caso de se detectar a segunda e terceira partículas. Os resultados obtidos com o programa LILITA confirmam esta hipótese, já que para o caso da emissão de partículas alfa em primeiro lugar, 76% dos eventos corresponde à emissão de três partículas reproduzindo a situação descrita acima, onde ocorreria um aumento da escala temporal determinada. Para o caso de prótons emitidos em primeiro lugar, 64% dos eventos apresentam a emissão de três partículas, mas as

larguras de decaimento são em média maiores, gerando escalas temporais menores.

O procedimento de ajustes descrito acima foi adotado na análise de quase todos os dados experimentais. Entretanto, é importante ressaltar que este procedimento é bem efetivo quando se satisfaz um compromisso entre uma boa estatística dos dados e uma boa sensibilidade quanto à variação das escalas temporais, traduzida principalmente por uma interação relativamente forte entre as partículas de interesse, mesmo para escalas temporais maiores, e frações significativas de ordem de emissão(sem predomínio acentuado de uma dada ordem). No caso das coincidências p-α, as condições foram propícias para se obter uma boa sensibilidade. Para os casos em que isto não acontece, observa-se uma falta de sensibilidade para a definição de um mínimo absoluto e um outro procedimento é então utilizado. Este consiste no ajuste direto das funções de correlação experimentais utilizando-se escalas temporais iguais para as ordens de emissão e a melhor fração de ordem de emissão determinada a partir de ajustes aos espectros de diferença de velocidade. As frações são extraídas dos espectros de diferença de velocidades, pois a sensibilidade para estes ajustes é boa. Neste caso, devido ao fato de as correlações apresentarem um número mais reduzido de pontos experimentais disponíveis para os ajustes, os valores médios encontrados para as escalas temporais podem apresentar um grau de confiabilidade um pouco menor.

Como exemplo deste procedimento, na figura 5.11 é apresentado o resultado para o ajuste da correlação experimental p-α para escalas temporais iguais. O melhor valor corresponde a um valor $\tau = 800 \times 10^{-22}$ s e para comparação são também mostrados ajustes para $\tau = 100 \times 10^{-22}$ s e $\tau = 2000 \times 10^{-22}$ s. Pode-se notar que entre 800×10^{-22} s e 2000×10^{-22} s praticamente não há mais variação na forma da correlação. O melhor valor de τ corresponde a uma fração de emissão de prótons primeiro de 36%, condizente com os resultados obtidos com o outro método. Na figura 5.12 são mostrados os valores de χ^2_{red} em função da fração de prótons emitidos primeiro, para a melhor escala temporal. Na figura 5.13

tem-se o valor de χ^2_{red} dos ajustes à correlação em função da escala temporal, para se visualizar a sensibilidade para atribuição do melhor valor de τ. Nota-se que embora o ajuste da correlação seja satisfatório visualmente, não é tão bom quanto ao obtido com o outro método e os valores de χ^2_{red} estão fora do intervalo de confiabilidade de 98%.

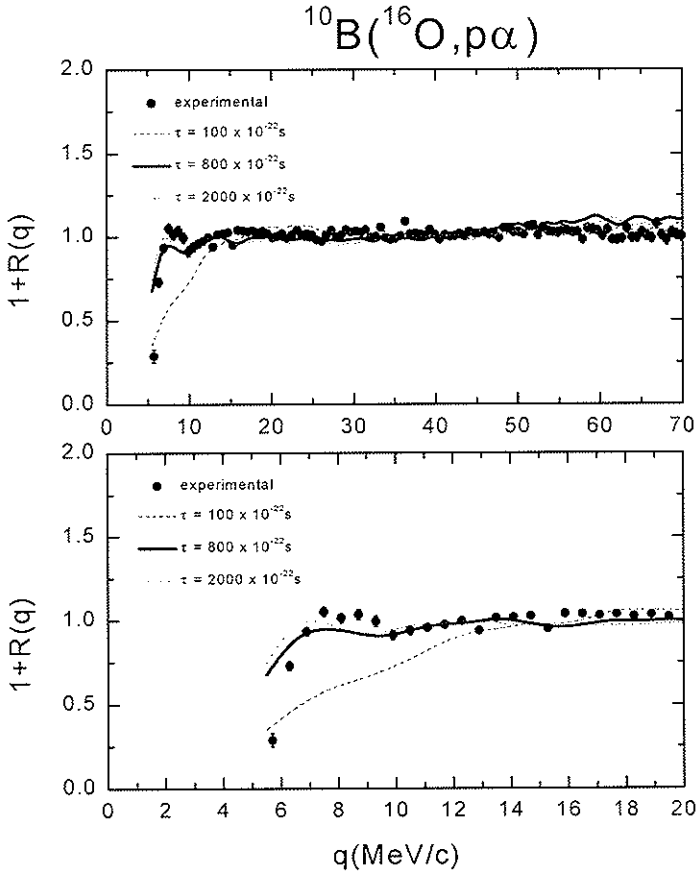


Fig. 5.11 - Correlação experimental p-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV. São apresentados ajustes para escalas temporais iguais, sendo o melhor deles correspondente a τ = 800 x 10^{-22} s. A mesma correlação e os ajustes são mostrados também em uma escala mais expandida para melhor observação.

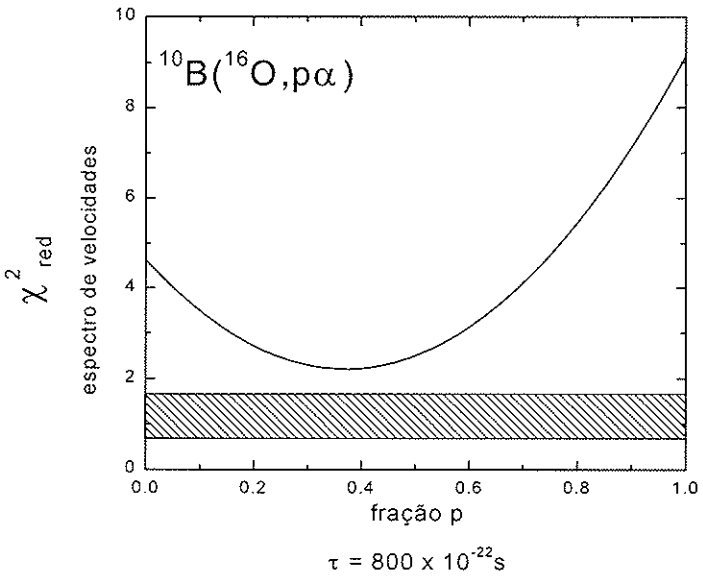


Fig. 5.12 - Curva de χ^2_{red} em função da fração de emissão de um próton primeiro para coincidências p-α.

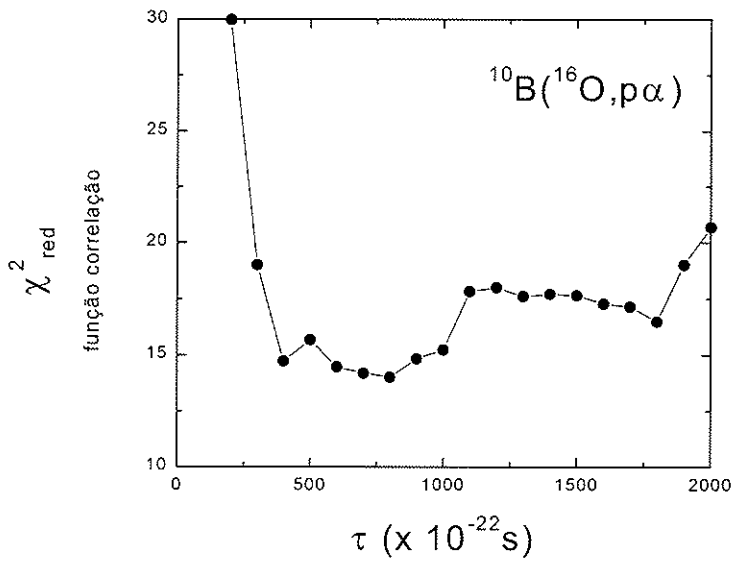


Fig. 5.13 - Curva de χ^2_{red} do ajuste da correlação experimental p-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B em função da escala temporal igual para as ordens de emissão.

Para as correlações d-α, também provenientes essencialmente do decaimento seqüencial do núcleo composto, não houve sensibilidade para obtenção de escalas temporais diferentes através da análise de um mínimo absoluto, pois a superfície de χ^2_{red} era praticamente plana em uma grande região de escalas temporais. Foi então realizado o ajuste direto da correlação para escalas temporais iguais. Na figura 5.14 mostra-se a correlação experimental juntamente com as correlações simuladas correspondentes ao melhor ajuste e mais dois outros ajustes para comparação.

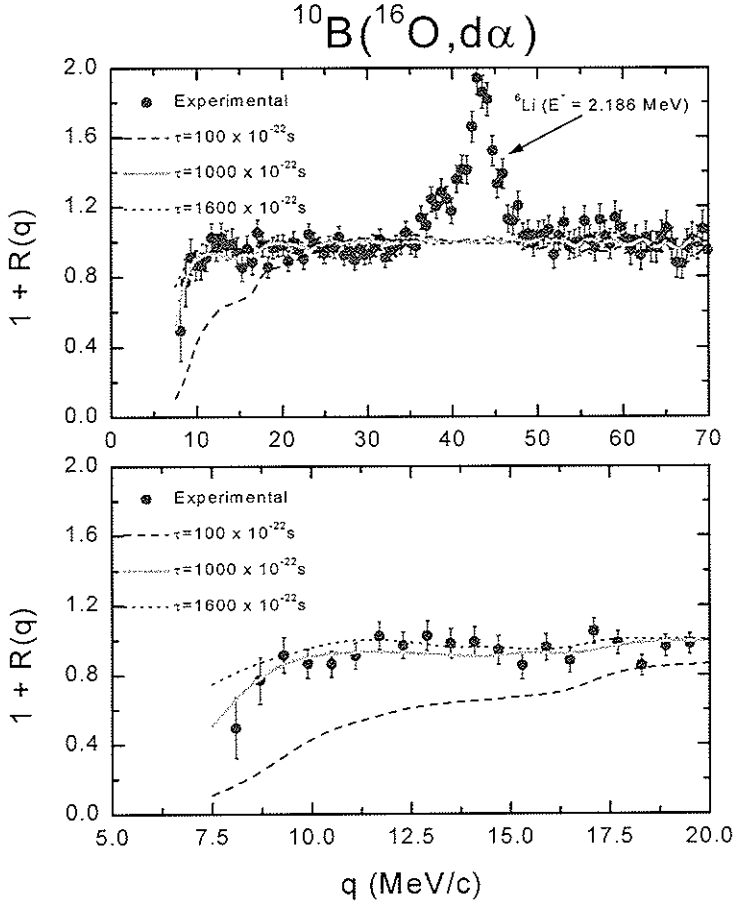


Fig. 5.14 - Correlação experimental d-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B juntamente com resultados da simulação para o melhor ajuste e outros ajustes para comparação (abaixo). Mostra-se também a mesma correlação e ajustes em uma escala comprimida, de forma a se evidenciar a presença do pico correspondente à quebra de núcleos de ^{6}Li no primeiro estado excitado (acima).

O melhor valor determinado para a escala temporal para este caso foi τ = (1000 ± 200) x 10^{-22} s (conforme a figura 5.15), associado a uma fração de ordem de emissão f_d = (70 ± 5)% de dêuterons emitidos em primeiro lugar, obtida a partir do espectro de diferença de velocidades. Na mesma figura é também mostrada a correlação experimental e os ajustes em uma escala comprimida, podendo-se observar um pico relativo à quebra de núcleos de ^{6}Li no primeiro estado excitado, provenientes provavelmente de uma transferência α ao ^{16}O.

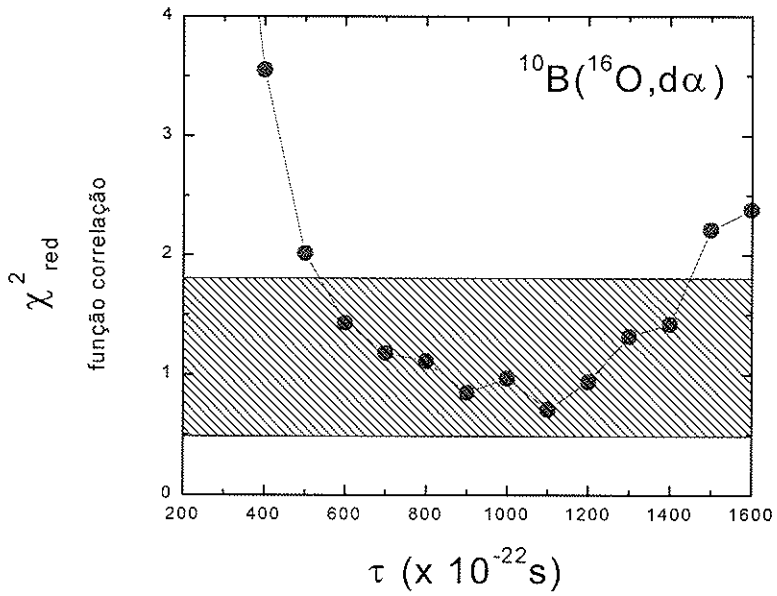


Fig. 5.15 - Curva de χ^2_{red} do ajuste da correlação experimental d-α para o sistema ^{16}O + ^{10}B em função da escala temporal igual para as ordens de emissão. A região hachurada corresponde ao intervalo de 98% de confiabilidade para o ajuste.

O caso de coincidências entre partículas idênticas é também interessante, pois o fato de serem indistinguíveis colabora para uma falta de sensibilidade, tendo-se então feito o ajuste para escalas temporais iguais. Na figura 5.16 apresenta-se a correlação experimental p-p, o melhor ajuste e mais ajustes para comparação. A escala temporal obtida foi τ = (1000 ± 150) x 10^{-22} s,

correspondente a uma fração de ordem de emissão $f_p = (44 \pm 10)\%$, coerente com a fração de 50%, esperada neste caso.

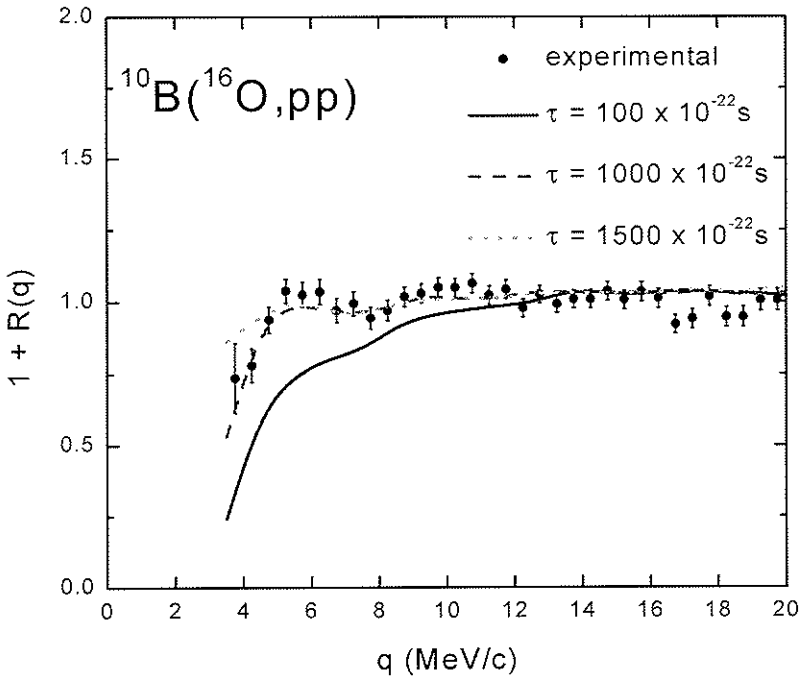


Fig. 5.16 - Correlação experimental p-p para o sistema ^{16}O + ^{10}B, mostrando o melhor ajuste e outros ajustes para comparação.

Até aqui, as correlações estudadas correspondiam a princípio ao decaimento seqüencial do núcleo composto. Quando se trata de coincidências entre partículas leves e pesadas, outros processos podem estar contribuindo, tais como fusão-fissão e transferência.

Na figura 5.17 é apresentada a superfície de χ^2_{red} para os ajustes do espectro de diferença de velocidades referentes às coincidências α-C. Nota-se aqui que não se obtém um mínimo absoluto bem definido, os ajustes não apresentam um bom grau de confiabilidade e as escalas temporais aparentam ser relativamente maiores que as obtidas até aqui.

Na figura 5.18 tem-se a curva de χ^2_{red} para atribuição da ordem de emissão e o espectro de diferença de velocidades juntamente com o ajuste,

ambos para os valores $\tau_\alpha = \tau_C = 8000 \times 10^{-22}$ s. Pode-se verificar que o ajuste para este caso não é bom. O mesmo acontece para os demais valores de escalas temporais.

Foi efetuado também um ajuste direto da função correlação para escalas temporais iguais, com o mesmo procedimento utilizado para as correlações entre partículas leves. Na figura 5.19 mostra-se a curva de χ^2_{red} para atribuição de ordem de emissão (determinada a partir do espectro de diferença de velocidades) e os valores de χ^2_{red} como função da escala temporal, mostrando o melhor valor para o ajuste da função correlação. O ajuste para esta situação fornece escalas temporais $\tau_\alpha = \tau_C = (3000 \pm 1000) \times 10^{-22}$ s. Aqui, a fração de ordem de emissão determinada corresponde a $f_\alpha = 76\%$ para partículas alfa em primeiro lugar. Na figura 5.20, são apresentados a correlação experimental e o melhor ajuste de acordo com a figura 5.19. Para comparação, são mostrados ajustes a partir do espectro de diferença de velocidades. Pode-se notar também a contribuição do decaimento do projétil excitado em um nível com energia de excitação da ordem de 11 MeV.

Um possível processo que pode estar contribuindo no caso da emissão de alfas em primeiro lugar, é um decaimento do núcleo composto seguido de uma fissão do ^{22}Na através do canal ^{12}C-^{10}B. Este intervalo de tempo poderia ser interpretado como o tempo relacionado à fissão, o que seria muito interessante, pois mostraria uma nítida diferença com relação ao decaimento do núcleo composto por partículas leves. Pode haver também contribuição de uma fusão incompleta de ^{12}C com o alvo ^{10}B. No caso de se ter C em primeiro lugar, poderia estar ocorrendo uma fissão através do canal ^{12}C-^{14}N seguida do decaimento α do ^{14}N. O processo de transferência seguida de evaporação pode também estar contribuindo neste caso. É importante relembrar que o programa de simulação assume que a partícula inicial seja o núcleo composto, de modo que os processos de fusão incompleta e transferência não estariam sendo levados em conta corretamente se apresentarem contribuições significativas, podendo-se então obter resultados alterados. Portanto, para este caso, uma interpretação das

escalas temporais obtidas requer uma investigação mais detalhada em termos de uma análise da cinemática e de coincidências em vários ângulos.

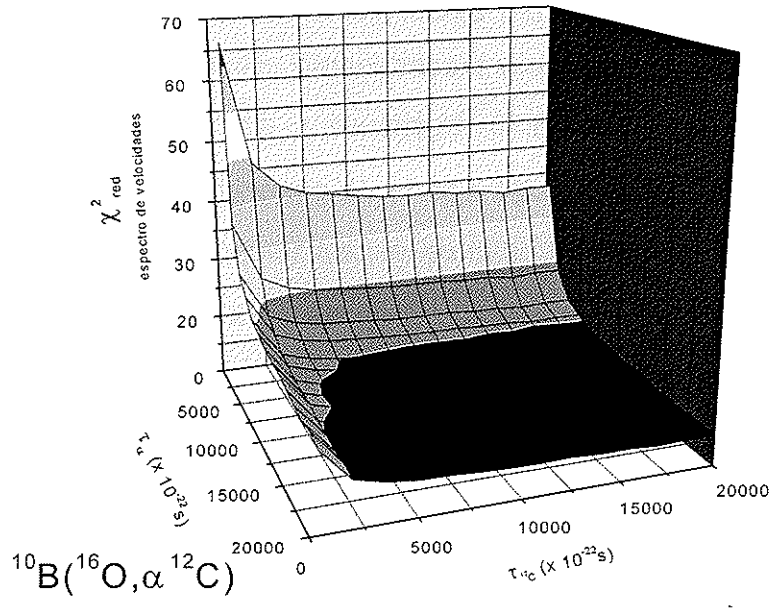


Fig. 5.17 - Superfície de valores de χ^2_{red} em função das escalas temporais para coincidências α-C referentes ao sistema ^{16}O + ^{10}B.

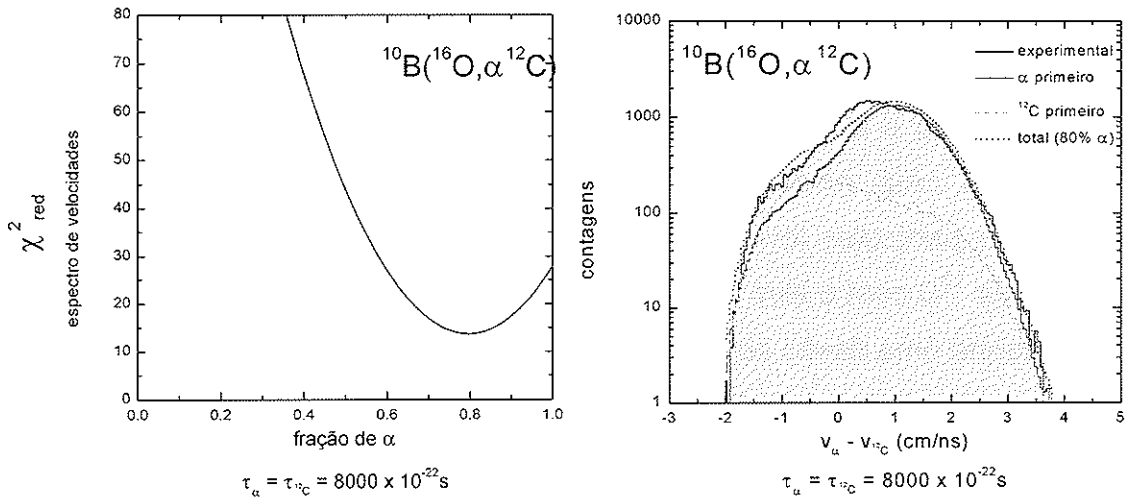


Fig. 5.18 - Curva de χ^2_{red} referente a $\tau_\alpha = \tau_C$ = 8000 x 10^{-22} s na figura 5.17, para a emissão de alfas em primeiro lugar (esquerda). Espectro de diferença de velocidades juntamente com o ajuste também para $\tau_\alpha = \tau_C$ = 8000 x 10^{-22} s (direita).

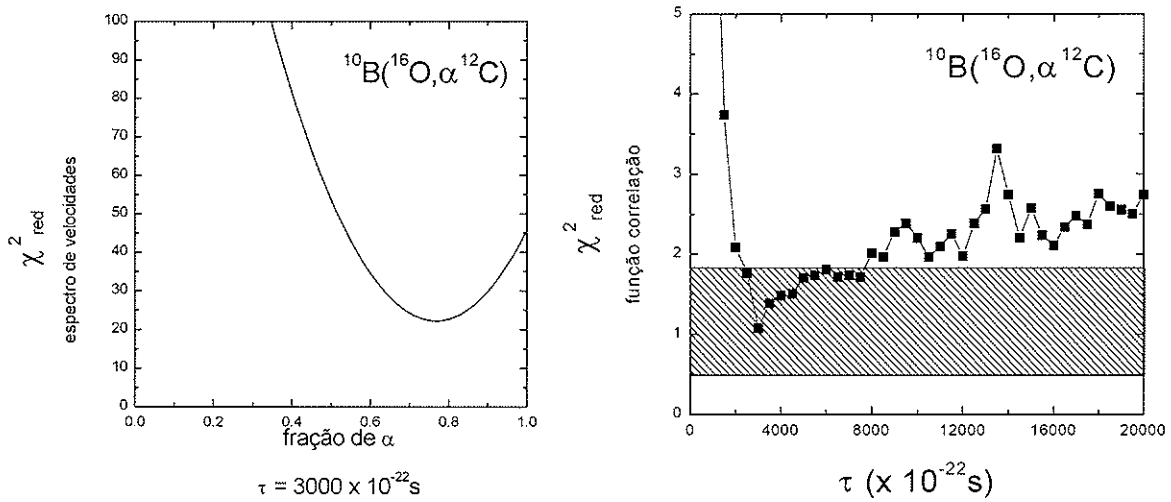


Fig. 5.19 - Curva de χ^2_{red} para a atribuição da ordem de emissão (esquerda) e χ^2_{red} em função da escala temporal (direita), referentes ao ajuste direto da função correlação α-C para o sistema ^{16}O + ^{10}B.

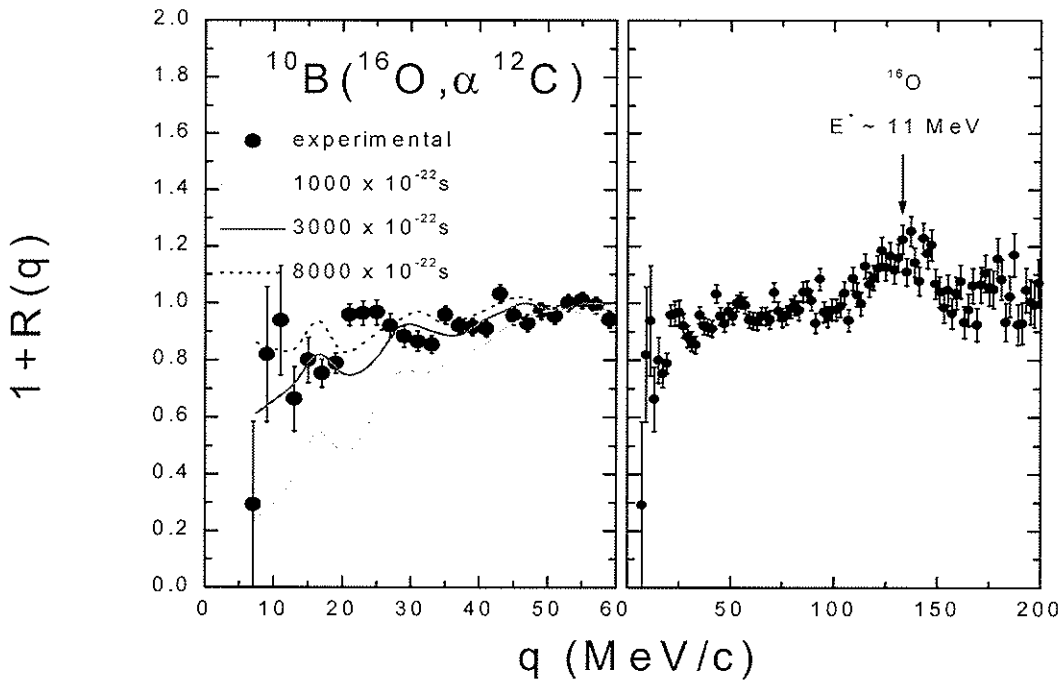


Fig. 5.20 - Correlação experimental α-C para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV. São também mostradas correlações referentes ao ajuste direto da função correlação (3000 x 10^{-22} s) e outros ajustes obtidos a partir do espectro de diferença de velocidades para comparação

(esquerda). Correlação em escala comprimida mostrando o pico referente à quebra do projétil (direita).

5.4.2.2 Escalas temporais: sistema $^{16}O + ^{12}C$

Da mesma forma que para o sistema anterior, devido à estatística, o estudo será restrito às correlações p-α, d-α, p-p e p-C. O procedimento e critérios para determinação de escalas temporais e frações é o mesmo adotado para o sistema anterior.

Aqui, as correlações p-α apresentaram uma boa sensibilidade, como no caso anterior. Na figura 5.21 é mostrada a superfície para os valores de χ^2_{red}, na figura 5.22 tem-se a curva de χ^2_{red} no ponto de mínimo absoluto para atribuição da fração de emissão e o espectro de diferença de velocidades com o melhor ajuste. Na figura 5.23 apresenta-se as projeções referentes ao mínimo absoluto e à diagonal da figura 5.21. Na figura 5.24 tem-se a correlação experimental juntamente com as correlações simuladas construídas a partir das escalas temporais e frações obtidas para o mínimo absoluto. Mostra-se também a correlação construída para o melhor valor da diagonal. Os valores obtidos aqui são $\tau_p = (200 \pm 40) \times 10^{-22}$ s para os prótons e para as partículas alfa o valor foi de $\tau_\alpha = (1200 \pm 300) \times 10^{-22}$ s, correspondentes a uma fração de ordem de emissão $f_p = (41 \pm 7)\%$ de prótons emitidos em primeiro lugar.

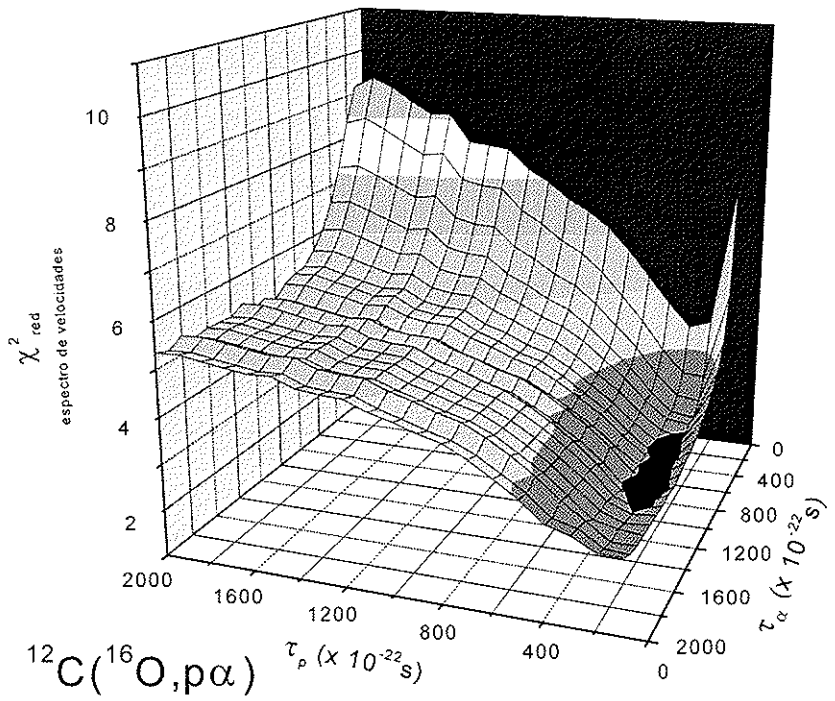


Fig. 5.21 - Superfície de valores de χ^2_{red} em função das escalas temporais para coincidências p-α referentes ao sistema ^{16}O + ^{12}C.

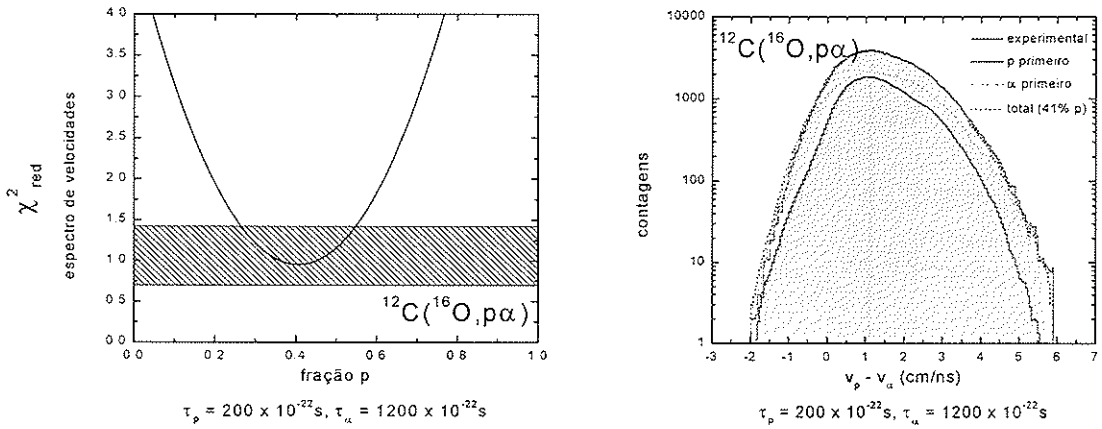


Fig. 5.22 - Curva de χ^2_{red} relativa ao mínimo absoluto da figura 5.21 para a emissão de prótons em primeiro lugar. A região hachurada corresponde a um grau de confiabilidade do ajuste de 98% (esquerda). Espectro de diferença de velocidades juntamente com o melhor ajuste (direita).

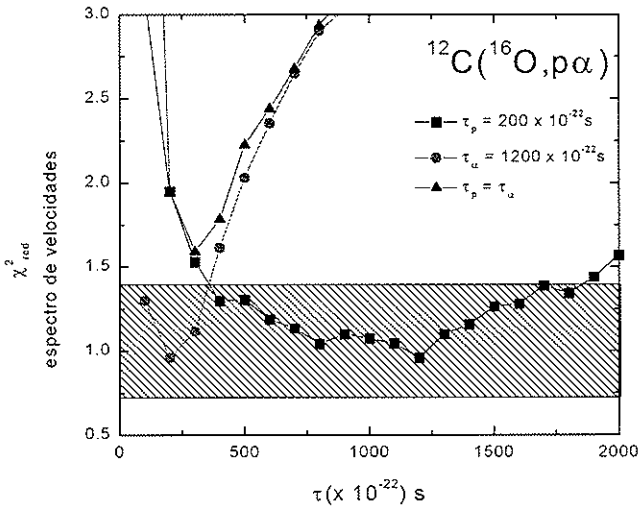


Fig. 5.23 - Projeções da superfície apresentada na figura 5.21, referentes a cortes na diagonal e nas escalas temporais para prótons e alfas no mínimo absoluto, cujos valores são indicados na figura. A região hachurada corresponde ao intervalo de confiabilidade de 98% para os ajustes efetuados.

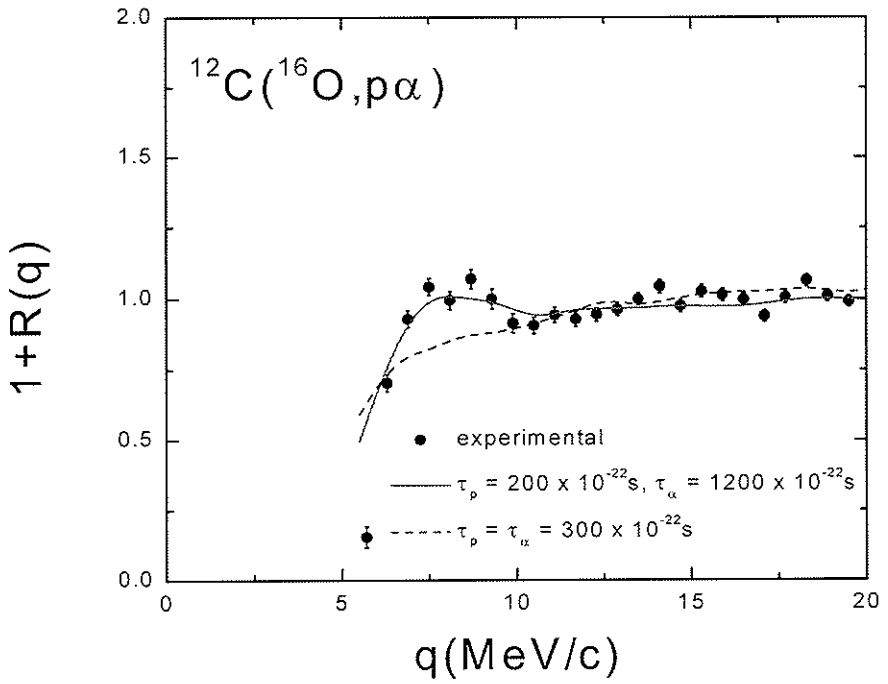


Fig. 5.24 - Correlação experimental p-α para o sistema ^{16}O + ^{12}C na energia de 64 MeV. São também mostradas correlações referentes aos ajustes associados ao ponto de mínimo absoluto e ao ponto de mínimo da diagonal da figura 5.21.

Para as coincidências d-α, houve também uma sensibilidade aceitável para a determinação das escalas temporais a partir do espectros de diferença de velocidades. Nas figuras 5.25 a 5.28, são apresentados para as coincidências d-α, os resultados equivalentes aos das figuras para as coincidências p-α. Analisando-se a figura 5.27, percebe-se que no caso da diagonal, o ajuste para escalas temporais iguais é bom e fornece um resultado condizente com o resultado relativo aos dêuterons. Este fato é razoável, já que existe o predomínio de dêuterons emitidos em primeiro lugar, e o ajuste de escalas temporais iguais deve refletir este fato. Neste caso, os ajustes forneceram valores para as escalas como sendo $\tau_d = (400 \pm 250) \times 10^{-22}$ s e $\tau_\alpha = (700 \pm 400) \times 10^{-22}$ s, com uma fração de dêuterons emitidos em primeiro lugar $f_d = (76 \pm 5)\%$.

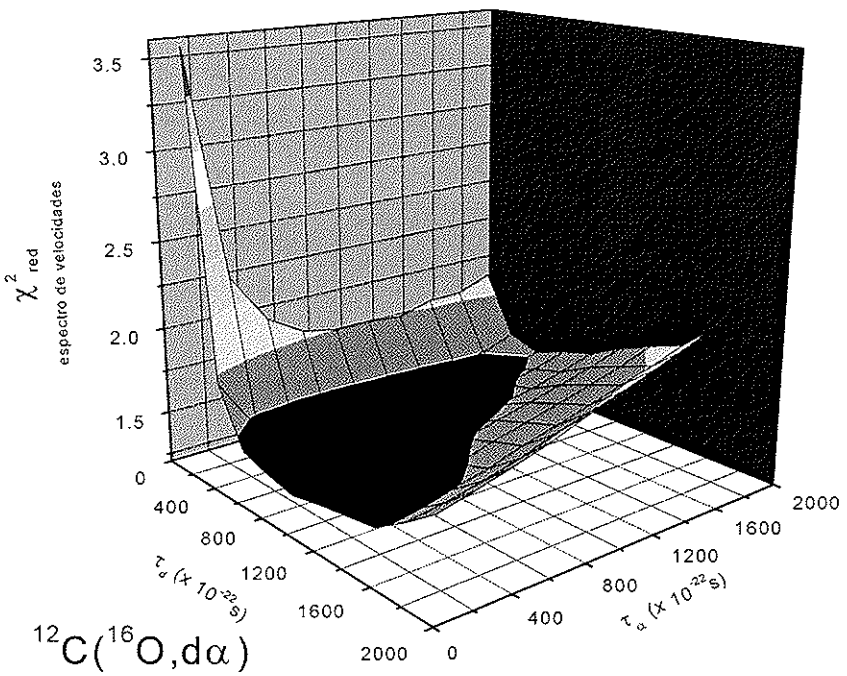


Fig. 5.25 - Superfície de valores de χ^2_{red} em função das escalas temporais para coincidências d-α referentes ao sistema $^{16}O + ^{12}C$.

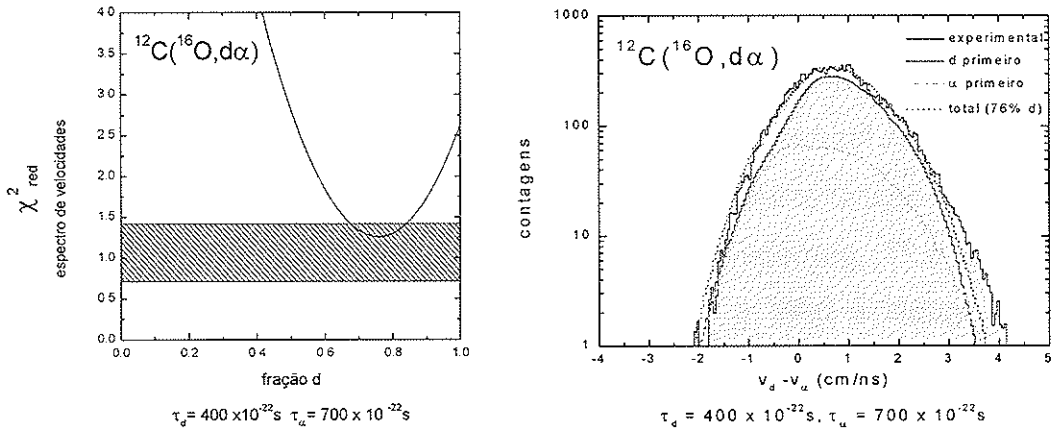


Fig. 5.26 - Curva de χ^2_{red} relativa ao mínimo absoluto da figura 5.25 para a emissão de dêuterons em primeiro lugar. A região hachurada corresponde a um grau de confiabilidade do ajuste de 98% (esquerda). Espectro de diferença de velocidades e o melhor ajuste (direita).

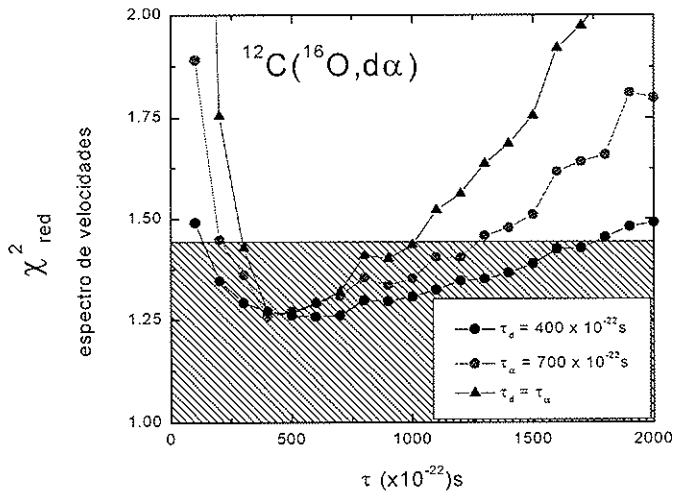


Fig. 5.27 - Projeções da superfície apresentada na figura 5.25, referentes a cortes na diagonal e nas escalas temporais para dêuterons e alfas no mínimo absoluto, cujos valores são indicados na figura. A região hachurada corresponde ao intervalo de confiabilidade de 98% para os ajustes efetuados.

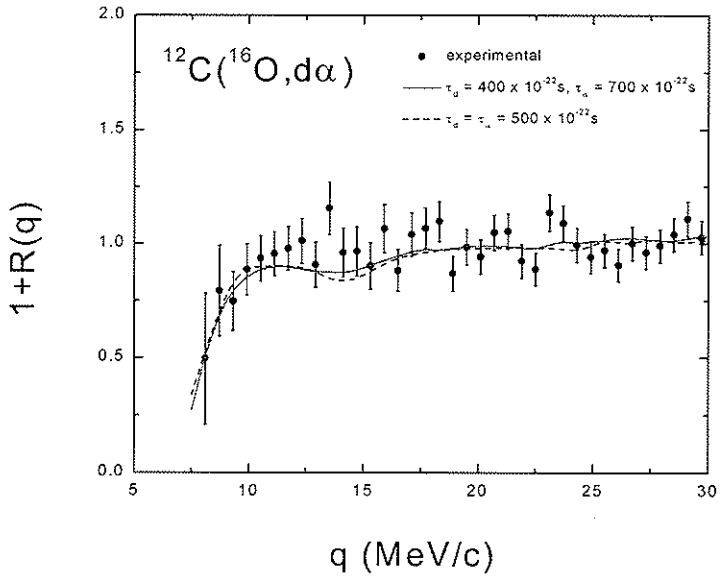


Fig. 5.28 - Correlação experimental d-α para o sistema ^{16}O + ^{12}C na energia de 64 MeV. São também mostradas correlações referentes aos ajustes associados ao ponto de mínimo absoluto e ao ponto de mínimo da diagonal da figura 5.25.

Como no sistema anterior, as correlações p-p foram ajustadas diretamente para escalas temporais iguais. A figura 5.29 mostra a correlação experimental juntamente com o melhor ajuste e outros para comparação. O valor obtido aqui foi $\tau = (1300 \pm 200) \times 10^{-22}$ s para a escala temporal média e a fração de emissão foi de $(48 \pm 8)\%$, condizente com o valor esperado de 50%. As incertezas das escalas temporais e fração foram obtidas da mesma maneira que nos casos anteriores para o ajuste direto das correlações.

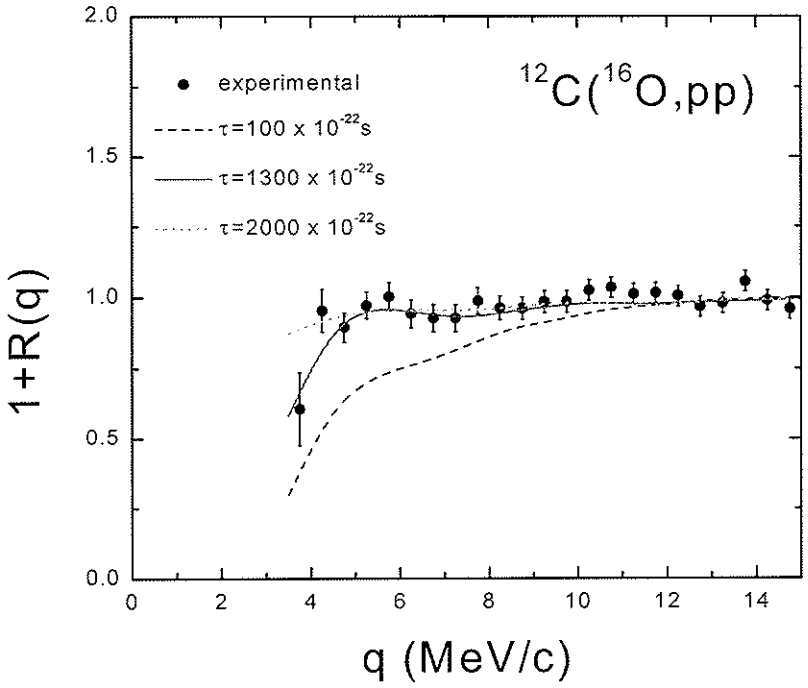


Fig. 5.29 - Correlação experimental p-p para o sistema ^{16}O + ^{12}C mostrando o melhor ajuste e outros ajustes para comparação.

Para o caso de correlações entre partículas leves e pesadas, apresenta-se agora a análise da correlação p-C. Este caso mostrou uma falta de sensibilidade para a atribuição da escala temporal quando da emissão de C em primeiro lugar, já que a fração correspondente era bem pequena. Isto pode ser verificado na figura 5.30.

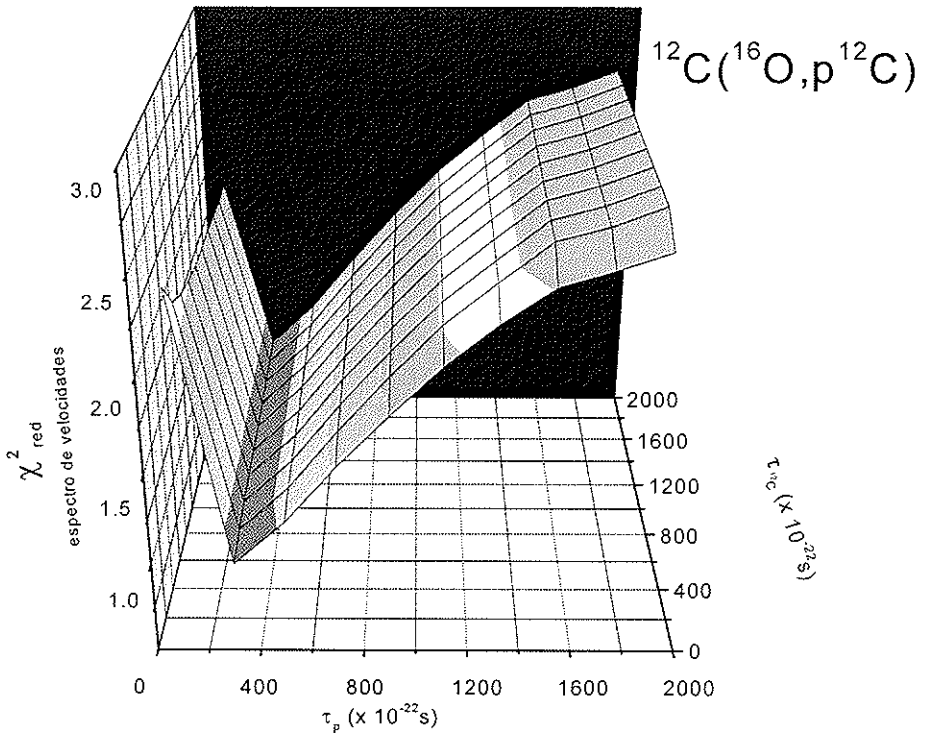


Fig. 5.30 - Superfície de valores de χ^2_{red} em função das escalas temporais para coincidências p-C referentes ao sistema $^{16}O + ^{12}C$.

Na figura 5.31 são apresentados a projeção da superfície de χ^2_{red} e o espectro experimental de diferença de velocidades juntamente com o melhor ajuste. Na figura 5.32 mostra-se a correlação experimental e a correlação construída a partir do melhor ajuste. A escala temporal obtida para a emissão de próton e após C foi $\tau_p = (300 \pm 150) \times 10^{-22}$ s com uma fração de prótons em primeiro lugar $f_p = (97 \pm 8)\%$. Nas figuras, mesmo sem sensibilidade, efetuou-se um corte em 100×10^{-22} s, embora este valor não possa ser associado a τ_C. É interessante notar que a escala temporal obtida, a qual pode ser associada a um decaimento do núcleo composto seguido de uma fissão do ^{27}Al no canal ^{12}C-^{15}N, apresenta uma escala temporal comparável às obtidas anteriormente.

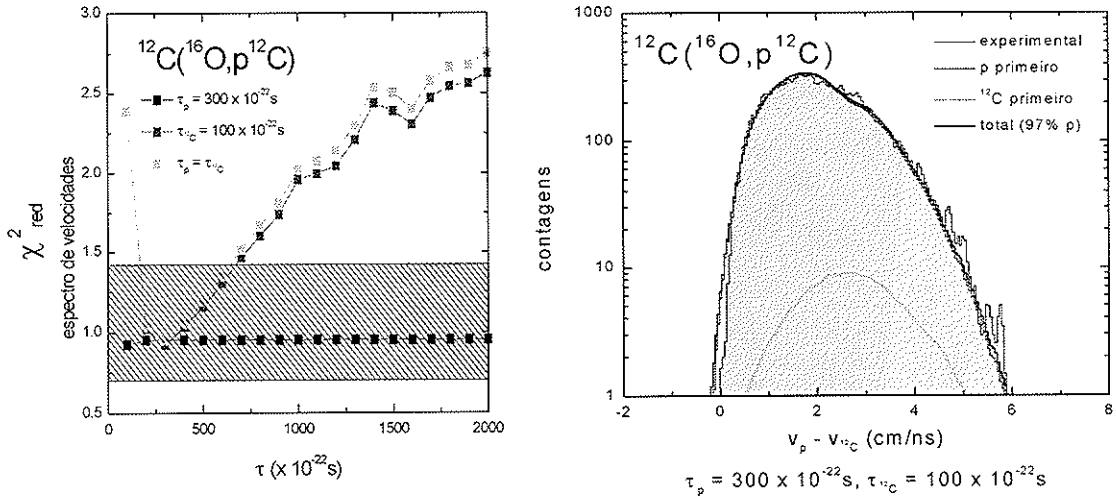


Fig. 5.31 - Projeções da superfície de χ^2_{red} para cortes na diagonal e mínimo absoluto referentes à coincidência p-C. A região hachurada corresponde ao intervalo de confiabilidade de 98% para o ajuste. É também mostrado o espectro experimental de diferença de velocidades juntamente com o melhor ajuste.

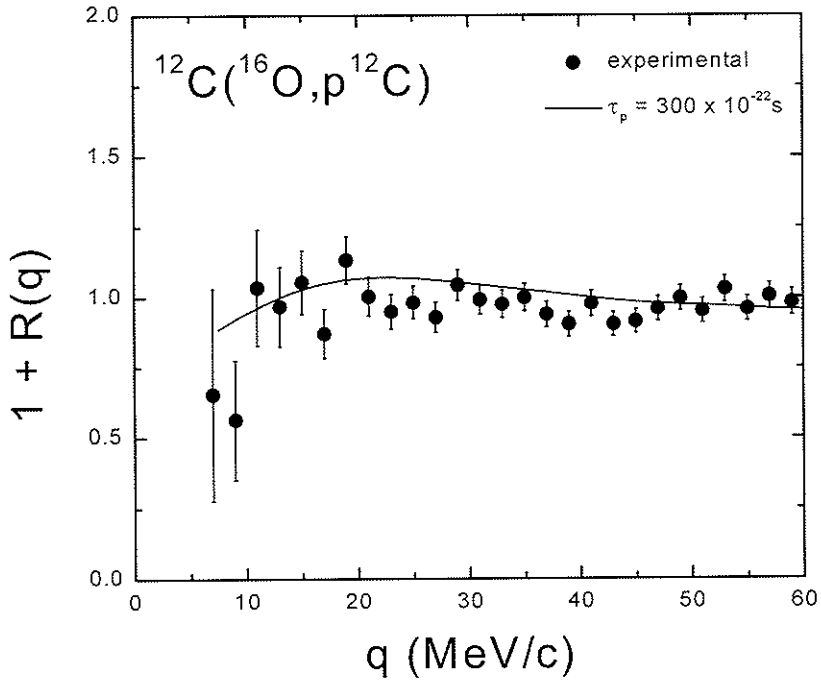


Fig. 5.32 - Correlação experimental p-C para o sistema ^{16}O + ^{12}C mostrando o melhor ajuste.

5.4.2.3 Algumas considerações

Neste ponto, ao se encerrar este capítulo referente à análise das correlações a pequenos momentos relativos, cabem algumas observações de modo a se encadear os resultados obtidos para as escalas temporais dos dois sistemas estudados.

No caso do sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de 62.5 MeV, as correlações envolvendo partículas leves, são associadas ao decaimento seqüencial do núcleo composto formado. No caso da correlação p-α, as escalas temporais para as duas partículas diferiam e a explicação foi dada como sendo devida à presença significativa de eventos com três partículas quando as partículas alfa são emitidas primeiro. Quando os prótons são emitidos primeiro, esses eventos são mais raros. Logo, a escala temporal para este caso deve refletir melhor o valor verdadeiro para o caso de um segundo estágio de decaimento.

Para o caso das correlações d-α, foi obtido um valor médio para as escalas temporais, o qual estaria também condizente com a explicação acima, o mesmo acontecendo para o caso das correlações p-p.

Para as correlações envolvendo partículas leves e pesadas, outros processos podem estar contribuindo, tais como fusão-fissão e transferência. A análise da correlação α-C mostrou que para se obter um ajuste aceitável, houve a necessidade de se utilizar uma escala temporal elevada para ambas as ordens de emissão. Neste caso, de acordo com o ajuste efetuado, houve predomínio da emissão de partículas alfa em primeiro lugar, o que sugeriria o decaimento do núcleo composto ^{26}Al seguido de uma fissão do núcleo residual ^{22}Na através do canal ^{12}C-^{10}B (assumindo-se que para Z=6 haja predomínio de ^{12}C). A escala temporal obtida, relativa ao tempo decorrido para a fissão, seria muito maior que os valores encontrados até agora. O caso da emissão de C em primeiro lugar, estaria relacionado a uma fissão do núcleo composto através do canal ^{12}C-^{14}N, seguida do decaimento α do ^{14}N, ou a uma transferência α para o alvo, seguida do decaimento α do núcleo residual ^{14}N. As coincidências α-B apresentaram o

mesmo comportamento. Para o caso de uma fissão, um tempo maior poderia ser até esperado, embora não se tenha observado uma escala temporal elevada para o caso da coincidência p-C para o outro sistema medido, conforme descrito abaixo. Para uma transferência seguida de evaporação, não se vê em princípio, razão para que a escala temporal seja tão elevada, o mesmo acontecendo para a fissão seguida do decaimento α do núcleo residual. Estes casos necessitam de futuras investigações, já que os ajustes não apresentaram um bom grau de confiabilidade. Há aqui a possibilidade de que um outro processo, como por exemplo uma fusão incompleta, não levado em consideração nas simulações, esteja contribuindo de forma significativa, forçando um ajuste não correspondente à realidade. O processo de transferência não seria também corretamente simulado no programa utilizado para a análise.

Para o sistema $^{16}O + ^{12}C$ na energia de 64 MeV, os resultados obtidos para as correlações entre partículas leves, p-α, d-α e p-p, estão também condizentes com os fatos descritos acima para as correlações entre partículas leves. Para a correlação p-C, o predomínio da emissão de um próton primeiro sugere que possa estar ocorrendo o decaimento do núcleo composto ^{28}Si por um próton e em seguida uma fissão do núcleo residual ^{27}Al através do canal ^{12}C-^{15}N. As coincidências α-C para este sistema, embora com uma estatística não muito boa, apresentaram essencialmente o mesmo comportamento que para o sistema anterior, o mesmo acontecendo com as coincidências α-B, havendo então a necessidade de investigações mais detalhadas de forma a se interpretar os resultados com mais confiança.

Conforme já mencionado anteriormente, com esta técnica, não é possível se acessar o estágio inicial da colisão. Portanto, neste caso, não se pode extrair informações a respeito do processo de *orbiting*, como na análise de flutuações estatísticas.

Capítulo 6

Comentários finais e conclusões

Neste capítulo, procuraremos brevemente relatar os resultados obtidos com as medidas descritas nos capítulos 4 e 5, bem como efetuar uma comparação entre estes resultados.

Conforme mencionado nos capítulos anteriores, as duas técnicas utilizadas são sensíveis a diferentes estágios da evolução temporal dos sistemas estudados. Esta característica torna então a discussão dos resultados bem interessante, já que com resultados destas duas técnicas e de outras não utilizadas aqui, pode-se obter informações sobre a evolução temporal desde a colisão até os estágios finais de decaimento, no caso da formação de um núcleo composto, por exemplo.

Com a utilização da técnica de flutuações estatísticas, pode-se determinar a escala temporal para processos binários envolvendo os mecanismos de fusão-fissão e *orbiting*. Neste caso, as escalas temporais obtidas estariam associadas ao estágio em que já se caracterizou a formação de um dado estado do sistema, sendo que o tempo necessário para se atingir este estágio após a colisão não seria levado em consideração. As medidas com a técnica de *crystal blocking* são sensíveis a este estágio inicial e portanto as escalas temporais obtidas conteriam o tempo de equilibração, no caso de um núcleo composto, adicionado ao tempo

de decaimento. Já as medidas de correlações a pequenos momentos relativos, são sensíveis a estágios secundários, pois baseiam-se na medida de coincidência entre partículas emitidas independentemente. Os resultados obtidos estão então relacionados por exemplo, ao tempo decorrido entre a emissão da primeira e da segunda partícula. Portanto, analisando-se os resultados obtidos com as duas técnicas utilizadas neste trabalho e eventualmente resultados de medidas de *crystal blocking*, pode-se acompanhar a dinâmica da evolução temporal dos processos.

As informações obtidas independentemente com as duas técnicas, já são capazes de esclarecer vários pontos interessantes sobre a dinâmica dos processos importantes em reações entre íons-pesados leves. No caso das medidas de flutuações estatísticas, concentrou-se no estudo de eventos binários envolvendo núcleos mais pesados, provenientes de um processo de fusão-fissão ou *orbiting.* No caso das medidas de correlações a momentos relativos pequenos, pode-se abordar as escalas temporais de mecanismos como fusão-fissão e transferência (coincidências entre partículas leves e pesadas), definindo-se em seguida a ordem de emissão, de modo a caracterizar o processo de interesse. A correta caracterização destes processos depende de uma análise complementar, conforme descrito no capítulo 5. Pode-se ainda estudar coincidências entre partículas leves, provenientes essencialmente do decaimento de um núcleo composto e obter informações a respeito do tempo de equilibração após a emissão de determinadas partículas.

É interessante agora, efetuar uma comparação entre os resultados obtidos nas duas medidas, os quais refletem diferentes estágios da evolução temporal. Aqui, serão feitas considerações a respeito de escalas temporais que não envolvem o processo de *orbiting,* já que a técnica de correlações não é sensível a este estágio da reação. Para as medidas de flutuações estatísticas, as escalas temporais obtidas estão na faixa de 200×10^{-22} s, para os processos binários associados ao mecanismo de fusão-fissão. Na análise de correlações a pequenos momentos relativos, as escalas temporais obtidas para coincidências entre partículas leves, associadas ao decaimento seqüencial do núcleo composto

apresentam valores dentro da mesma ordem de grandeza. Dentro desta ordem de grandeza, alguns valores são mais elevados, mas neste caso, devido à cadeia de decaimento, está-se obtendo valores alterados, conforme discutido no capítulo 5. Mesmo para o caso de decaimentos que envolvam somente duas partículas, os valores de escala temporal podem ser um pouco maiores, devido à menor energia de excitação disponível, já que se trata do segundo estágio de decaimento. Para as coincidências entre partículas leves e pesadas, alguns casos, os quais estariam associados ao processo de fusão-fissão, apresentaram escalas temporais bem elevadas. Estes casos requerem investigações mais detalhadas, pois é possível que haja a contribuição de algum processo que não estaria se levando em consideração nas simulações, como por exemplo, uma fusão incompleta.

Em resumo, neste trabalho, foram realizadas medidas de escalas temporais para sistemas envolvendo íons-pesados leves, através das técnicas de flutuações estatísticas e correlações a pequenos momentos relativos.

Na parte referente às medidas de flutuações estatísticas, foram determinadas escalas temporais de processos onde há a emissão binária de fragmentos. Para isto, foram medidas funções de excitação dos fragmentos binários, utilizando técnicas de coincidência cinemática, para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{19}F + ^{12}C$ em passo de energia da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 20\,keV$. Para o sistema $^{16}O + ^{10}B$ também foram realizadas medidas com passo em energia da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 190\,keV$. No sistema $^{16}O + ^{10}B$ foram analisados o canal de espalhamento elástico em ângulos traseiros no referencial do centro de massa e o canal binário $^{12}C + ^{14}N$. Com relação ao sistema $^{19}F + ^{12}C$, foram analisados o canal de espalhamento elástico em ângulos traseiros e também os canais inelásticos $^{12}C + ^{19}F$ e $^{15}N + ^{16}O$.

As funções de excitação obtidas apresentam fortes flutuações. Para realizar um estudo sistemático destas flutuações, recorreu-se ao método da análise da função de correlação proposta por Ericson, que estabelece possíveis correlações entre seções de choque em diferentes energias.

As funções de correlação em energia apresentam estruturas em regiões de passo de energia (ε) maiores que 300 keV. Estas estruturas podem estar relacionadas

com o período de rotação do sistema intermediário. Para verificar a veracidade destas estruturas, foram realizadas simulações onde se considerava, ou não, o efeito de rotação, de acordo com o modelo de Kun. Percebeu-se que, devido ao intervalo de energia medido ser pequeno, a ocorrência de artefactos experimentais nesta região de energia não permite afirmar a natureza destas estruturas.

As larguras médias destas flutuações foram obtidas através do ajuste nos primeiros pontos da função de correlação por uma lorentziana. Foram obtidas larguras da ordem de 25 keV e 350 keV para o sistema ^{16}O + ^{10}B, que correspondem a uma escala temporal da ordem de 2.5 x 10^{-20} e 2 x 10^{-21} s, respectivamente. Para o sistema ^{19}F + ^{12}C obteve-se larguras da ordem de 40 keV, correspondendo a uma escala temporal de aproximadamente 1.6 x 10^{-20} s.

As larguras menores obtidas para ambos os sistemas medidos apresentaram um comportamento aproximadamente constante, tanto com a energia de excitação dos fragmentos quanto com o ângulo de espalhamento. A não dependência com o ângulo de espalhamento, principalmente no canal de espalhamento elástico, indica que a escala temporal do processo responsável por estas flutuações é muito maior que o tempo de revolução do sistema intermediário. De fato, estas larguras apresentam escala temporal da ordem de 10-20 vezes o tempo de rotação do sistema. Cálculos de largura de decaimento, supondo que o mecanismo responsável seja o de fusão-fissão, apresentam uma boa concordância com o valores experimentais observados. Os valores experimentais também estão em bom acordo com a sistemática para núcleo composto.

As larguras maiores obtidas para o sistema ^{16}O + ^{10}B apresentaram um comportamento aproximadamente constante com a energia de excitação no canal de saída ^{12}C + ^{14}N. No canal de espalhamento elástico foi observada uma clara dependência das larguras com o ângulo de espalhamento. Uma análise baseada no modelo de Kun consegue reproduzir bem esta tendência, supondo que o tempo de vida do sistema intermediário seja da mesma ordem do tempo de revolução do mesmo. É mostrado que o tempo relacionado a esta largura de decaimento é, aproximadamente, 1-2 vezes o tempo de rotação deste sistema.

As distribuições angulares para os canais estudados mostram, na região angular medida, um comportamento proporcional a $1/\mathrm{sen}\theta$, condizente com sistemas onde a escala temporal é maior que o tempo de revolução, de modo que o sistema intermediário perca a noção da sua direção inicial. No caso do espalhamento elástico, em ambos os sistemas medidos, uma análise mais detalhada, baseada no modelo de Kun, consegue reproduzir de forma satisfatória as distribuições angulares experimentais, principalmente na região de ângulos maiores.

No sistema $^{16}O + ^{10}B$ foi possível obter a razão entre as seções de choque responsáveis pelos processos lento e rápido. No caso do espalhamento elástico há um aumento desta razão com o ângulo de espalhamento, indicando que o processo lento torna-se mais importante a medida que o ângulo de espalhamento aumenta. Este comportamento pode ser reproduzido teoricamente, com base no modelo de Kun. No canal de saída $^{12}C + ^{14}N$ há um aumento visível desta razão com o aumento da energia de excitação dos fragmentos, ou seja, em energias de excitação mais elevadas, o processo lento torna-se predominante em relação ao processo rápido. Determinou-se a razão média para cada canal estudado neste sistema e comparou-se os resultados supondo que o processo lento seja a fusão-fissão e o rápido, *orbiting*. Obteve-se, neste caso, uma boa concordância dos dados com a previsão teórica.

Assim, as evidências experimentais sugerem fortemente que os mecanismos responsáveis pelos processos lento (25 keV - 40 keV) e rápido (350 keV) sejam, respectivamente, fusão-fissão e *orbiting*. No sistema $^{19}F + ^{12}C$ a ocorrência de um processo mais rápido, do tipo di-nuclear, deve ter importância menor que no sistema $^{16}O + ^{10}B$. Isto pode ser entendido quando é aplicado o critério do número de canais abertos para decaimento. O sistema $^{19}F + ^{12}C$ possui um número de canais abertos muito superior ao sistema $^{16}O + ^{10}B$, o que permite ao sistema sobreviver por um período maior e que ocorra o relaxamento do mesmo, formando um núcleo composto. Apesar disto, seria interessante realizar medidas para este sistema em passos de energia maiores, para verificar se a presença de processos di-nucleares são realmente pouco significativos.

Medidas mais cuidadosas, como distribuições angulares mais detalhadas, podem ser uma ferramenta importante na compreensão das escalas temporais envolvidas, permitindo aplicar o modelo de Kun de forma mais criteriosa, o que não foi possível realizar nos canais de saída diferentes do espalhamento elástico.

Outro aspecto importante que deve ser considerado em continuidade a este trabalho é a medida de funções de excitação em intervalos de energia maiores, diminuindo a presença de artefactos devido ao intervalo de energia finito, permitindo que haja uma boa determinação da constante de rotação do sistema, $\hbar\omega$, o que possibilitaria, dentre outras coisas, obter informações sobre a forma do mesmo, supondo conhecido o momento angular médio do sistema. Este fato é importante pois estes mecanismos de reação ocorrem em uma região de momento angular mais elevado e o bom conhecimento da deformação do sistema é fundamental na parametrização utilizada nos modelos teóricos, tanto para fusão-fissão quanto para o *orbiting*.

Para as medidas de correlações a pequenos momentos relativos, foram realizadas medidas para os sistemas ^{16}O + ^{10}B e ^{16}O + ^{12}C nas energias de bombardeio de 62.5 e 64 MeV respectivamente. Foi utilizado um hodoscópio composto por 14 telescópios triplos com espaçamento mínimo de 4.5°. Para ambos os sistemas, foram construídas correlações para várias combinações entre partículas leves e pesadas, as quais apresentavam uma estatística conveniente para a análise.

Um procedimento usualmente utilizado para a extração de escalas temporais, consiste no ajuste direto das correlações, variando-se a escala temporal em um programa de simulação, a qual é assumida como sendo igual para as possíveis ordens de emissão. Assim, um valor médio é obtido. Ao contrário do procedimento usualmente utilizado, neste trabalho foram assumidas escalas temporais diferentes para cada ordem de emissão das partículas detectadas, pois estas ordens podem em princípio estar associadas a diferentes processos.

As escalas temporais foram determinadas a partir de uma análise utilizando, além das correlações, espectros de coincidência para a diferença entre

os módulos das velocidades das partículas. A forma destes espectros é sensível à ordem de emissão das partículas. No caso da presença de diferentes ordens de emissão, as quais podem estar associadas a diferentes processos, pode-se extrair, além da escala temporal, as frações correspondentes às ordens de emissão. Os valores foram obtidos com auxílio de um programa Monte Carlo que simula a trajetória das partículas, levando em conta a interação Coulombiana entre as mesmas e eventuais núcleos residuais, sendo a escala temporal um parâmetro a ser ajustado. Através de vários cálculos, foram construídas superfícies para valores de χ^2 reduzidos, a partir das quais pode-se extrair as escalas temporais e frações de ordem de emissão, associados aos valores dos mínimos absolutos. Com as frações de ordem de emissão e escalas temporais para cada ordem, foram construídas correlações, as quais eram então comparadas às correlações experimentais para se verificar a consistência dos resultados. Observou-se um bom acordo para praticamente todas as correlações estudadas.

Em alguns casos, não houve sensibilidade suficiente para se extrair os valores a partir dos espectros de diferença de velocidades. Para estes casos, o procedimento usual foi utilizado, obtendo-se um valor médio das escalas temporais. Devido à boa sensibilidade, as frações de ordem de emissão ainda foram obtidas a partir dos espectros de diferença de velocidades.

Para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 62.5 MeV foram apresentadas as correlações p-α, d-α, p-p e α-C. Para o sistema ^{16}O + ^{12}C na energia de 64 MeV foram apresentadas as correlações p-α, d-α, p-p e p-C. Os resultados em termos de escalas temporais para os dois sistemas foi consistente e constatou-se a presença dominante da contribuição do decaimento de um núcleo composto para as correlações entre partículas leves. Para correlações envolvendo partículas leves e pesadas, pode-se inferir a possibilidade da presença dos processos de fusão-fissão e transferência, com alguns casos apresentando uma escala temporal elevada. A interpretação do resultado, como sendo associado ao tempo para fissão, fica vinculada a uma análise mais aprofundada para se verificar a eventual contribuição de outro processo não considerado nas simulações, o qual poderia estar gerando artificialmente as escalas temporais elevadas.

Com os dados que se tinha à disposição, pretendia-se seria efetuar uma comparação entre as escalas temporais obtidas com as duas técnicas utilizadas, para o decaimento de um dado núcleo. Por exemplo, na reação $^{16}O + ^{10}B$, forma-se o núcleo composto ^{26}Al, cuja largura de decaimento para fissão foi extraída com a técnica de flutuações estatísticas. Com a técnica de correlações, poderia ser analisada a correlação d-C para o sistema $^{16}O + ^{12}C$. Aqui, o núcleo composto ^{28}Si decairia por intermédio de um dêuteron e o núcleo residual ^{26}Al fissionaria no canal ^{12}C-^{14}N. No caso das medidas de correlações, seria contabilizado o tempo para uma eventual reequilíbrio dos graus de liberdade internos e depois a fissão. Já no caso das medidas de flutuações, o tempo de equilibração não seria contabilizado. Infelizmente não houve estatística suficiente para a análise da correlação de interesse. Portanto, serão em futuro próximo realizados experimentos de forma a explorar estes aspectos de sensibilidade das duas diferentes técnicas. Como se observa maior estatística quando se tem coincidências envolvendo partículas alfa, poderia se estudar o sistema $^{16}O + ^{19}F$ com a técnica de correlações. Aqui, um decaimento α do núcleo composto ^{35}Cl levaria a um núcleo de ^{31}P, o qual eventualmente fissiona. Estes resultados podem então ser comparados aos obtidos com as medidas de flutuações estatísticas para o sistema $^{19}F + ^{12}C$, o qual forma o mesmo núcleo composto.

Com respeito às medidas de flutuações estatísticas, seria ainda interessante realizar as medidas em passos grandes de energia para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ e também medidas para partículas mais leves, sensíveis em princípio, a diferentes regiões de momento angular. Para as medidas de correlações, seria também interessante se realizar a análise para diferentes regiões de energia das partículas para verificar as diferentes contribuições dos mecanismos presentes. Medidas com o hodoscópio colocado em um ângulo diferente são também interessantes, pois permitem em princípio que se enfatize a contribuição de um dado mecanismo. Estes aspectos serão também abordados em experimentos futuros.

Referências

[Ada94] D. L. Adams et al., Nucl. Phys. A566, 277 (1994).

[Ago96] M. D'Agostino et al., Phys. Lett. B371, 175 (1996).

[Ais93] N. Aissaoui, Tese de Doutorado, Strasbourg University, Report CRN 93-10 (1993).

[Ala92] J..P. Alard et al., Phys. Rev. Lett. 69, 889 (1992).

[All65] B. W. Allardyce et al., Phys. Lett. 18, 140 (1965).

[And68] J. U. Andersen, Can. J. Phys. 46, 517 (1968).

[Ard89] D. Ardouin et al., Nucl. Phys. A495, 57 (1989).

[Bar71] J. H. Barrett, Phys. Rev. B3, 1527 (1971).

[Bec93] C. Beck et al., Phys. Rev. C47, 2093 (1993).

[Beh80] A. N. Behkami, S. I. Najafi, J. Phys., 685 (1980).

[Beh80] A. N. Behkami and S. I. Najafi, J. Phys. 6, 685 (1980).

[Boh39] N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).

[Boh81] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, ed. W. A. Benjamin, Inc. (1981).

[Bri64] D. M. Brink, R. O. Stephen and N. W. Tanner, Nucl. Phys. 54, 577 (1964).

[Bri87] D. M. Brink and K. Dietrich, Z. Phys A326, 7 (1987).

[Bro54] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Phil. Mag. 45, 663 (1954).

[Bro56] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature 177, 27 (1956).

[Bro74] R. Hanbury-Brown, The Intensity Interferometer, ed. Taylor & Francis Ltd, London (1974).

[But90] R. Butsch et al., Phys. Rev. C41, 1530 (1990).

[But91] R. Butsch, D. J. Hofman, C. P. Montoya, P.Paul and M. Thoennessen,

Phys. Rev. C44, 1515 (1991).

[Cam72] J. Gomes Del Campo and R. J. Stokstad, manual de utilização do código LILITA, Oak Ridge National Laboratory (1972).

[Cam87] J. Gomez Del Campo, Nucl. Instr. and Meth. B24/25, 447 (1987).

[Cas98] J. M. Casandjian et al., Phys Lett. B430, 43 (1998).

[Coi91] M. M. Coimbra et al., Nucl. Phys. A535, 161 (1991).

[Col62] L. Colli, U. Facchini, I. Iori, G. Marcazzan, M. Milazzo and F. Tonolini, Phys. Lett. 1, 120 (1962).

[Dea65] G. Dearnaley, W. R. Gibbs, R. B. Leachman and P. C. Rogers, Phys. Rev 139, 1170 (1965).

[Ebe69] K. A. Eberhard, P. Von Brentano, M. Böhning and P. O. Stephen, Nucl. Phys. A125, 673 (1969).

[Elm92] A. Elmaani, N. N. Ajitanand, T. Ethvignot and J. M. Alexander, Nucl. Instr. and Meth. A313, 401 (1992).

[Eri60] T. Ericson, Adv. Phys. 9, 425 (1960).

[Eri63] T. Ericson, Ann. Phys. 23, 390 (1963).

[Eri63a] T. Ericson, Phys. Lett. 4, 258 (1963).

[Eri66] T. Ericson and T. Mayer-Kuckuk, Am. Rev. Nucl. Sci. 16, 183 (1966).

[Fan93] L. Fante Jr. et al., Nucl. Phys. A552, 82 (1993).

[Fes62] H. Feshbach, Ann. Phys. 19, 287 (1962).

[For87] J. S. Forster, I. V. Mitchell, J. U. Andersen, A. S. Jensen, E. Laegsgaard, W. M. Gibson and K. Reichelt, Nucl. Phys. A464, 497 (1987).

[Fox93] D. Fox et al., Phys. Rev. C47, R421 (1993).

[Gav81] A. Gavron et al., Phys. Rev. Lett. 47, 1255 (1981).

[Gel78] C. K. Gelbke et al., Phys. Rep. 42, 311 (1978).

[Gib65] W. R. Gibbs, Phys. Rev. 139, B1185 (1965).

[Gol59] G. Goldhaber, W. B. Fowler, T. F. Moang, T. E. Kalogeropoulos and W. M. Powell, Phys. Rev. Lett 3, 181 (1959).

[Gra83] P. Grange, L. J. Qing and H. A. Weidenmüller, Phys. Rev. C27, 2063 (1983).

[Gra86] P. Grange et al., Phys. Rev. C34, 209 (1986).

[Gro86] D. H. E. Gross et al., Phys. Rev. Lett. 56, 1544 (1986).

[Haa81] F. Haas and Y. Abe, Phys. Rev. Lett. 46, 1667 (1981).

[Hah39] O. Hahn and F. Strassmann, Naturwiss 27, 11 (1939).

[Hal69] M. L. Halbert, F. E. Durhan and A. Vand Der Woude, Phys. Rev. 162, 899 (1969).

[Hau72] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 1366 (1972).

[Hil92] D. Hilscher and H. Rossner, Ann. Phys. Fr., 17, 471 (1992).

[Hin86] D. J. Hinde, R. J. Charity, G. S. Foote, J. R. Leigh, J. O. Newton, S. Ogaza and A. Chatterjee, Nucl. Phys. A452, 550 (1986).

[Hin89] D. J. Hinde et al., Phys. Rev. C39, 2268 (1989).

[Hol83] E. Holub, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke, H. Orf and H. Rossner, Phys. Rev. C28, 252 (1983).

[Kim92] Y. D. Kim et al., Phys. Rev. C45, 338 (1992).

[Koo77] S. E. Koonin, Phys. Lett. B70, 43 (1977).

[Kra40] H. A. Kramers, Physica 7, 284 (1940).

[Kun87] S. Yu Kun, 37th Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Riga, Abril 1987, pag. 446.

[Kun90] S. Yu Kun , M. Papa and D. K. Sunko, Phys. Lett. B249, 1 (1990).

[Kun91] S. Yu Kun, Phys. Lett. B257, 247 (1991).

[Les91] J. P. Lestone, J. R. Leigh, J. O. Newton, D. J. Hinde, J. X. Wei, J. X. Chen, S. Elfstrom and D. G. Popescu, Phys. Rev. Lett. 67, 1078 (1991).

[Lin65] J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. 34, 14 (1965).

[Lyn83] W. G. Lynch et al., Phys. Rev. Lett. 51, 1850 (1983).

[Mei39] L. Meitner and O. R. Frisch, Nature 143, 239 (1939).

[Mei92] R. M. dos Anjos, Tese de Doutorado, Instituto de Física - Universidade de São Paulo (1992).

[Mei94] R. M. Anjos et al., Phys. Rev. C49, 2018 (1994).

[Mid77] R. Middleton, Nucl. Instr. and Meth. 144, 373 (1977).

[Mol81] P. Möller and J. R. Nix, At. Data. and Nucl. Data. Tables 26, 165 (1981).

[Mor74] D. V. Morgan, Channeling, ed. Wiley, New York (1974).

[Mor75] L. G. Moretto, Nucl. Phys. A247, 211 (1975).

[Mor88] L. G. Moretto and G. J. Wozniak, Prog. Part. Nucl. Phys. 21, 401 (1988).

[Mor92] L. G. Moretto et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1884 (1992).

[Mor98] M. Morjean et al., Nucl. Phys. A630, 200 (1998).

[Mou99] M. M. de Moura et al., Nucl. Instr. and Meth. A433, 623 (1999).

[Nix67] J. R. Nix, Nucl. Phys. A130, 241 (1969).

[Ogi91] C. A. Ogilvie et al., Phys. Rev. Lett. 67, 214 (1991).

[Pap64] G. Pappalardo, Phys. Letters 13, 320 (1964).

[Pap88] G. Pappalardo, Nucl. Phys. A488, 395 (1988).

[Pap94] M. Papa, Tese de Doutorado, VI Cycle, Universidade de Catânia - Itália (1994).

[Pau92] G. Pausch et al., Nucl. Instr. and Meth. A322, 43 (1992).

[Pea94] G. F. Peaslee et al., Phys. Rev. C49, R2271 (1994).

[Poc87] J. Phochodzalla et al., Phys. Rev. C35, 1695 (1987).

[Poc95] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1040 (1995).

[Puh77] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280, 267 (1977).

[Ray85] A. Ray, S. Gil, M. Khandaker, D. D. Leach, D. K. Lock and R. Vandenbosch, Phys. Rev. C31, 1573 (1985).

[Rib91] R. V. Ribas, Manual do VAXPAK, publicação interna.

[Ros88] A. De Rosa et al., Phys. Rev. C37, 1042 (1988).

[Ros90] A. De Rosa, et al., Z. Phys. A336, 387 (1990).

[Row98] Neil Rowley, Nucl. Phys. A630, 67 (1998).

[Sal74] O. Sala and G. Spalek, Nucl. Instr. and Meth. 122, 213 (1974).

[San91] S. J. Sanders, Phys. Rev. C44, 2676 (1991).

[San94] S. J. Sanders et al., Phys. Rev. C49, 1016 (1994).

[Sch84] U. W. Schroeder, J. R. Huizenga, in D. A. Bromley (Ed.), Treatise on Heavy Ion Science, Plenum Press, New York, 1984.

[Sch90] Y. Schutz, Preprint Ganil 9022 (1990).

[Sha84] D. Shapira, S. Schull, J. L. C. Ford Jr., B. Shivakumar, R. L. Parks, R. A. Cecil and S. T. Thornton, Phys. Rev. Lett. 53, 1634 (1984).

[Shi88] B. Shivakumar, D. Shapira, P. H. Stelson, S. Ayik, B. A. Harmon, K. Teh and D. A. Bromley, Phys. Rev. C37, 652 (1988).

[Sie86] A. J. Sierk, Phys. Rev. C33, 2039 (1986).

[Sig80] R. Sigh, K. A. Eberhard and R. G. Stockstad, Phys. Rev. C22, 1971 (1980).

[Sig97] C. Signorini, Nucl. Phys. A616, 262 (1997).

[Spi92] M. R. Spiegel, "Manual de Fórmulas, Métodos e Tabelas de Matemática", MAKRON Books do Brasil editora Ltda. e Editora McGraw-Hill Ltda., 2ª edição (1992).

[Str80] V. M. Strutinsky and S. M. Vydrug-Vlasenko, Z. Phys. A249, 281 (1980).

[Sua99] A. A. P. Suaide, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo (1999).

[Suo87] T. Suomijarvi et al., Phys. Rev C36, 181 (1987).

[Tak97] J. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. 78, 30 (1997).

[Tho87] M. Thoennessen et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2860 (1987).

[Tho88] M. Thoennessen, Ph.D thesis, State University of New York at Stony Brook (1988).

[Van73] R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York, 1973.

[Vio85] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and K. Walker, Rev. Mod. Phys., C31, 1550 (1985).

[Vuo92] José Henrique Vuolo, Fundamentos da Teoria de Erros, Editora Edgard Blücher, São Paulo, 1992.

[You89] P. A. De Young, M. S. Gordon, Xiu qin Lu, R. L. McGrath, J. M. Alexander, D. M. de Castro Rizzo and L. C. Vaz, Phys. Rev. C39, 128 (1989).

[You90] P. A. De Young et al., Phys. Rev. C41, R1885, (1990).