

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

*Escalas Temporais de Processos Binários
Envolvendo Íons-pesados Leves*

Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Tese apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para a obtenção
do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Banca examinadora:

Prof. Dr. Brett Vern Carlson
Prof. Dr. Dirceu Pereira
Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins
Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes



1999

À minha família

Resumo

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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ no intervalo de $22 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 24.5 \text{ MeV}$ com $\delta E_{C.M.} \sim 20 \text{ KeV}$ e $17 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 25 \text{ MeV}$ com $\delta E_{C.M.} \sim 190 \text{ KeV}$ e para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ em $22 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 24.5 \text{ MeV}$ com $\delta E_{C.M.} \sim 20 \text{ KeV}$. 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ foram obtidas larguras da ordem de 25 KeV e 350 KeV. Para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ obteve-se larguras da ordem de 40 KeV. As larguras menores, para ambos os sistemas, apresentam comportamento aproximadamente constante, tanto em função da energia de excitação dos fragmentos no canal de saída quanto em função do ângulo de emissão destes fragmentos. Estas larguras sugerem que o tempo de vida do sistema intermediário, da ordem de $2 \times 10^{-20} \text{ s}$, seja muito superior ao seu tempo de rotação, condizente com o previsto para um mecanismo de fusão-fissão. A largura maior obtida para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ apresenta, no canal de espalhamento elástico, uma dependência clara com o ângulo de espalhamento. Esta largura, assim como a dependência angular observada, sugere que o tempo de vida do sistema intermediário seja levemente superior ao tempo de revolução do mesmo. Estes fatos sugerem 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.

Abstract

Binary decay cross section measurements have been performed for the system $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ at $22 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 24.5 \text{ MeV}$ ($\delta E_{C.M.} \sim 20 \text{ KeV}$) and $17 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 25 \text{ MeV}$ ($\delta E_{C.M.} \sim 190 \text{ KeV}$) and for the system $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ at $22 \text{ MeV} \leq E_{C.M.} \leq 24.5 \text{ MeV}$ ($\delta E_{C.M.} \sim 20 \text{ KeV}$). 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ (about 20 KeV) and $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ (about 40 KeV) systems show a constant behavior with the fragments excitation energy and scattering angle. These widths 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, where the compound nucleus spends a lot of time to acquire a relaxed form and thermal equilibrium. For the $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ system, larger widths (about 350 KeV) were also observed which are related to a faster process. These widths show a clear dependence with the scattering angle in the elastic scattering channel. 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.

Agradecimentos

Este trabalho foi realizado a partir da ajuda de várias pessoas. Cada uma delas desempenhou um papel fundamental durante este período. A estas pessoas eu gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos sem as quais não seria possível a conclusão desta tese. Em especial, gostaria de agradecer:

Ao Nelson, que me orientou durante este projeto, sempre com conselhos valiosos e que, muitas vezes, me fez enxergar que a calma torna-se aliada à qualidade dos resultados. Ele, meu orientador, tornou-se muito mais que isto. Tornou-se um grande amigo.

Ao Alex que, empolgado pela Ciência que abraçou, me mostrou o quão interessante pode ser a Física em suas minúcias. As conversas que tivemos ao longo destes anos me apresentaram a um novo mundo que eu também abraço de agora em diante.

Ao pessoal do grupo IPL, em especial ao Nelson, Alex, Nemi, Eloisa, Marcia, Walter, Nourreddine, Edison, Francisco, Alexander e Fujii, que dedicaram o seu tempo nos períodos de máquina para que fosse possível tomar os dados deste trabalho. Em especial ao Edison e à Marcia, que me ajudaram em algumas etapas da redução dos dados.

Ao Alex, Eloisa e Marcia, por terem dedicado tempo na leitura e correção deste trabalho.

Ao grupo de Catânia, na Itália, em especial aos professores M. Papa e G. Pappalardo que foram de fundamental importância na análise e interpretação dos dados e que me receberam na Itália, o que me propiciou uma formação teórica bastante sólida sobre o assunto desenvolvido nesta tese.

Ao grupo do Prof. Dirceu Pereira, que cedeu os detectores PSD's, sem os quais os dados desta tese não poderiam ser obtidos.

Ao pessoal técnico do laboratório que dedicou seu tempo e esforço na construção do arranjo experimental e implementação da nova câmara de espalhamento. Também aos técnicos responsáveis pela manutenção do acelerador. Dentre essas pessoas, gostaria de salientar a participação do Celso Perego, Otávio, Edmilson, Pedro, Marcelo, Ditinho e Messias, que participaram mais ativamente nesta etapa.

Ao pessoal do laboratório de alvos e fonte de íons, em especial à Wanda, José Carlos e Márcio Arantes pelo tempo dedicado na confecção dos alvos utilizados neste trabalho e a boa extração dos feixes de íons.

Ao pessoal da computação que esteve sempre disposto a resolver os vários problemas que foram aparecendo pelo caminho.

À Marcia, colega de grupo, amiga e companheira, inseparável em todos os momentos, gostaria de agradecer todo o carinho e compreensão e por ter compreendido, em vários momentos, o meu nervosismo e estresse.

À minha família, Lucy, Suaide, Beto e André, que sempre me incentivaram, mesmo sem entender direito o que um físico faz dentro de um prédio de concreto sem janelas durante a noite, mas que sempre acreditaram que eu estava fazendo o que meu coração pedia.

Aos meus tios Wálter e Déa, que me acolheram em São Paulo e permitiram que eu realizasse meu curso de graduação tranquilamente. Aos meus sogros, Carlos e Maria José, que também me acolheram durante um período difícil da minha vida e que sempre demonstraram um enorme carinho.

E, finalmente, à FAPESP, pelo apoio financeiro durante todas as etapas da minha formação, desde a graduação, até o término deste projeto.

Introdução para leigos

O ser humano, em toda a sua história, sempre procurou observar a natureza ao seu redor e entendê-la. Isto levou à compreensão de vários fenômenos antes tidos como ‘divinos’ e, principalmente, à utilização deste entendimento no dia a dia do homem em forma de invenções que facilitassem a sua vida. Este é em essência o papel do cientista, desde a Pré-história, onde somente a curiosidade era a ferramenta disponível, até os nossos dias, onde, além da curiosidade, o método científico e a tecnologia, servem de ferramentas ao ser humano na busca por um melhor entendimento do Universo que o cerca.

Porém, com a evolução da Ciência, devido à complexidade das novas descobertas fez-se necessário o desenvolvimento de uma nova linguagem, de modo que se pudesse sintetizar os novos conhecimentos em palavras e valores. Assim, não só a Matemática tornou-se complexa mas também o vocabulário que a Ciência utiliza, distanciando-a da sociedade não especializada. Esta introdução é dedicada a estas pessoas que são extremamente curiosas por saber as novidades da Ciência moderna mas que não estão familiarizadas com a linguagem que se utiliza em Física.

Antes de aprofundar os objetivos deste trabalho, é importante colocá-lo dentro de um panorama histórico da Física, em particular da Física Nuclear.

A idéia de que se dividirmos uma porção qualquer de matéria até chegarmos ao seu termo, ou seja, até uma partícula que não possa ser mais dividida, é muito antiga. Esta idéia é a da matéria descontínua. Há também a idéia da matéria contínua, ou seja, podemos dividir a matéria o quanto quisermos e pudermos, que jamais iremos encontrar o seu termo final. Essas idéias foram especuladas há 2500 anos atrás, na Grécia antiga, gerando muita polêmica, como ainda hoje, com as novas teorias. Foram os gregos que nos deram o termo ÁTOMO (A =negação; TOMOS = partes. Logo não há partes, não divisível). Essas duas escolas filosóficas gregas é que incitaram o homem à pesquisa da matéria, mas com um pequeno problema na época dos gregos: tudo era abordado filosoficamente, sem provas experimentais, apenas a retórica. Como você já deve estar imaginando, as idéias destes filósofos não foram universalmente aceitas. Aliás, até mais ou menos 1600, as idéias sobre a continuidade da matéria eram as mais aceitas. Após essa data, com o advento do estudo dos gases e, principalmente, com as idéias do irlandês Robert Boyle, o estudo da natureza corpuscular da matéria evoluiu, sendo abandonadas as idéias de continuidade. A nova concepção estabeleceu-se definitivamente por volta de 1800, principalmente depois da divulgação da teoria atômica de Dalton.

Segundo Dalton, os átomos seriam a menor porção da matéria. Toda matéria seria composta por átomos e esses seriam indivisíveis, não poderiam ser criados ou destruídos e seriam imutáveis. Cada elemento químico da natureza seria composto por um determinado "modelo" de átomo. O tempo passou, a ciência avançou, vieram novos equipamentos, novas descobertas. E no campo do átomo não poderia ser diferente. Nomes como Faraday (1830), Geissler (1855), Crookes (1875), foram importantes para a determinação de uma partícula com carga negativa, que fazia parte de toda e qualquer matéria. Mais tarde, em 1874, Stoney chamou esta partícula de elétron. Mas os cientistas também começaram a pensar: se há uma partícula de carga negativa, então deve existir uma outra partícula de carga positiva.

No final do século XIX, a euforia pela virada do século propiciou um avanço científico e tecnológico muito intenso. A Física deu um grande salto, com novidades que culminariam na Mecânica Quântica e na Física Nuclear moderna. Com a descoberta da

Radioatividade, o conceito do átomo de Dalton começou a ser posto a prova. Começou-se a acreditar que o átomo seria muito mais do que uma pequena esfera dura. Neste mar de descobertas, Joseph John Thomson (1898) rompeu o preconceito de que o átomo seria indivisível. Com os dados disponíveis na época, propôs um modelo mais coerente do que o de Dalton. Para Thomson, o átomo seria constituído de partículas com carga elétrica positiva, com carga elétrica negativa (elétrons) e partículas neutras, isto é, sem carga elétrica. A massa do átomo era a massa das partículas positivas e das partículas neutras. Os elétrons não seriam levados em conta por serem muito leves. Ainda mais, ele dividiu o átomo em duas partes distintas: uma delas ele chamou de núcleo e neste núcleo existiam as partículas positivas e as partículas neutras. Este núcleo era praticamente todo o volume do átomo. Uma outra parte do átomo era composta de elétrons que, uniformemente distribuídos entre as partículas positivas e neutras, garantiam o equilíbrio elétrico, evitando o colapso da estrutura. Atribui-se a Thomson a descoberta dos elétrons.

As pesquisas evoluíram e a euforia científica aumentava alucinadamente. Em 1911 Rutherford, aluno de Thomson, decidiu realizar uma experiência na qual o modelo de seu professor tornar-se-ia incontestável. Sabendo que o polônio e o rádio eram emissores naturais de partículas alfa (α), que são átomos de hélio desprovidos dos seus elétrons, resolveu bombardear uma folha de ouro com estas partículas. O que Rutherford esperava com isso? Rutherford esperava que as partículas alfa atravessassem a lâmina de ouro quase sem desvios, se tudo desse certo à luz do modelo de Thomson. Mas os desvios foram muito mais intensos do que se poderia supor e algumas até refletiam. Foi a partir desta experiência que Rutherford colocou para o meio científico as suas idéias. A idéia de Thomson de que o átomo tem um núcleo com prótons e neutrons foi mantida, mas com modificações estruturais importantes. Propôs que os átomos seriam constituídos por um núcleo muito denso, carregado positivamente, onde se concentraria praticamente toda a massa. Ao redor desse centro positivo, ficariam os elétrons, distribuídos espaçadamente. Comparou seu modelo ao sistema solar, onde o Sol seria o núcleo, e os planetas, os elétrons. Constatado que o número de partículas que sofriam desvios era maior do que se esperava, mas não tão grande assim, e que as partículas que voltavam eram em número menor ainda, Rutherford pode concluir, fazendo medidas quantitativas, que o átomo teria um núcleo com diâmetro

aproximado de 10^{-13} cm (um décimo de um trilhonésimo de centímetro) e que o diâmetro do átomo seria cerca de 100000 vezes maior. Como a massa atômica é praticamente determinada pelo núcleo, pois os elétrons têm massa desprezível em relação aos prótons, concluiu-se que o átomo é um grande "vazio". Com o advento da Mecânica Quântica, o modelo de Rutherford se alterou um pouco, mas as idéias principais se mantiveram. O mais importante desta descoberta foi a origem de uma nova área na Física: a Física Nuclear.

Com o modelo proposto por Rutherford, a Ciência voltou sua atenção para o pequeno núcleo do átomo. Rutherford não se satisfez com a sua descoberta e continuou a bombardear diversos elementos com partículas α . E, em alguns poucos anos, precisamente em 1917, realizou um dos sonhos milenares dos Homens e assunto principal dos Alquimistas dos séculos anteriores: a transmutação dos elementos. Este fato, tão corriqueiro hoje em pesquisas em Física Nuclear, causou grande espanto à comunidade e ao próprio Rutherford. Ele havia alterado o núcleo atômico de um determinado elemento em outro. Mais precisamente, ele havia transformado átomos de nitrogênio, através do bombardeamento com partículas α em átomos de oxigênio. Ele havia realizado a primeira REAÇÃO NUCLEAR. Infelizmente este processo é extremamente caro e não é economicamente viável transformar, por exemplo, chumbo em ouro.

Esta primeira transmutação, feita com aparelhagem simples e acessível, incentivou muitos cientistas a obter resultados idênticos, visando sempre a formação de novos elementos. Essas investigações levaram o Físico britânico Chadwick (1932) a confirmar a existência de uma partícula neutra no núcleo que manteria os prótons unidos: o neutron. A descoberta dos neutrons permitiu um avanço muito grande na Física Nuclear, pois, devido ao fato de não possuírem carga elétrica, elas não seriam repelidas pelos prótons e seria a ferramenta ideal na investigação do núcleo atômico.

E, afinal, o que é o núcleo atômico? Como foi mencionado, o núcleo atômico é uma pequena porção do átomo, onde estão presentes os prótons e neutrons. Nele está armazenada praticamente toda a massa do átomo. Devido a este fato, o núcleo atômico apresenta densidade elevada, da ordem de 10^{18} Kg/m³. Isto significa que uma bola de tênis

feita somente de núcleos atômicos teria uma massa de aproximadamente 10^{13} Kg, ou dez bilhões de toneladas! O núcleo atômico é muitas vezes descrito como uma gota de um líquido. Este modelo para o núcleo consegue explicar uma série de fenômenos observados. Ao se aquecer, o núcleo atômico começa a "evaporar" assim como uma gota d'água. Esta evaporação se dá principalmente pela emissão de neutrons e prótons. Uma gota d'água evapora quando atinge uma temperatura de aproximadamente 100°C . Em situações normais, o núcleo atômico começa a evaporar a temperaturas de aproximadamente 10^{11} °C, ou seja, cem bilhões de graus Celsius! Outra característica espantosa, é o fato do núcleo manter a sua forma a elevadas rotações. Um líquido, por exemplo, a água, colocada dentro de um copo, e este posto a girar, tem a sua forma alterada. Uma velocidade de algumas rotações por segundo é suficiente para alterar significativamente a forma da água dentro deste copo. Um núcleo atômico suporta velocidades de até 10^{20} r.p.m. (cem quintilhões de rotações por minuto !!!) sem alterar a sua forma! Essas propriedades nucleares são espantosas. É instantâneo se questionar sobre o que é responsável por manter o núcleo desta forma? Como ele é capaz de ser colocado em condições de temperatura, densidade e velocidade de rotação tão extremas e se manter inalterado? Essas perguntas vem motivando os Físicos Nucleares, desde Rutherford, a investir cada vez mais tempo e tecnologia no estudo desta pequena parte da matéria responsável por grande parte da nossa natureza.

A forma mais eficiente de estudar as propriedades dos núcleos é através de reações nucleares. O núcleo é inacessível diretamente. Não é possível vê-lo, medi-lo ou fotografá-lo, de modo que estudar o que acontece durante uma reação nuclear é uma alternativa para um bom entendimento das suas propriedades. É o que acontece, por exemplo, com a polícia de trânsito de uma cidade grande quando vai avaliar a culpa de um acidente. Eles geralmente chegam depois que ocorreu o acidente e tentam definir as condições do choque e a culpa do ocorrido analisando a posição dos automóveis após o choque e os destroços deixados pelo caminho. Em Física Nuclear, para realizar uma reação nuclear são necessários alguns ingredientes que, de certa forma, se parecem com a situação de um acidente automobilístico.

Primeiramente deve-se promover um choque entre dois núcleos. Neste caso, deve-se colocá-los a uma velocidade suficiente para que os mesmos consigam se chocar. Para isto são utilizados os aceleradores de partículas. Estes aceleradores normalmente se baseiam em propriedades eletromagnéticas dos átomos (lembrem-se dos prótons e elétrons, que têm carga elétrica) para prover energia aos núcleos atômicos fazendo-os adquirir velocidade (o núcleo que é acelerado é chamado de feixe, enquanto o núcleo que vai sofrer a colisão é chamado de alvo). Fazendo analogia ao acidente de trânsito, os núcleos fazem o papel dos automóveis enquanto o acelerador de partículas faz o papel do motor deste automóvel. Quanto mais potente for este motor, mais violento pode ser o choque. Na figura 1 é possível ver uma foto de um acelerador de partículas utilizado em experiências de Física Nuclear.

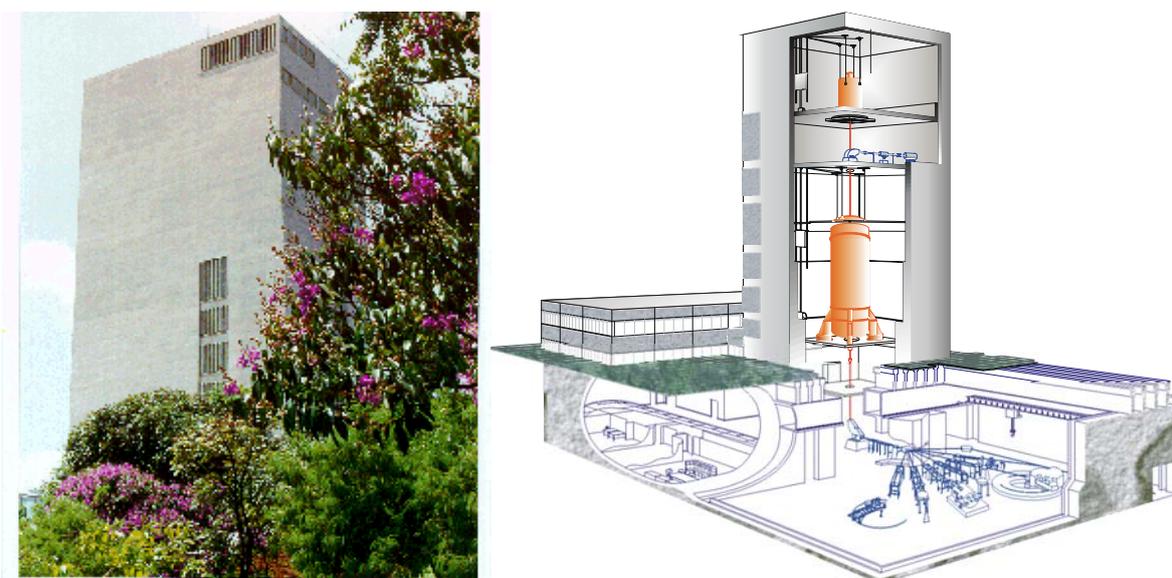


Figura 1 - Acelerador Eletrostático Pelletron 8UD do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Este acelerador foi utilizado para gerar os dados desta tese.

Depois que o feixe é acelerado ele é direcionado para um equipamento onde vai ocorrer a reação nuclear. Este equipamento é chamado câmara de espalhamento e tem este nome pelo fato de, após ocorrer a reação nuclear, os detritos decorrentes da mesma serem espalhados dentro desta câmara. Nesta câmara fica localizado o alvo. Em volta do alvo ficam dispostos os detetores. Os detetores são equipamentos cuja finalidade é detectar os detritos provenientes da reação nuclear. Eles podem medir a velocidade com que estes

dejetos são emitidos, a posição (ângulo), a massa ou a carga desses dejetos. Neste caso, os físicos fazem o mesmo papel do policial de trânsito, que colhe todas as informações que achar necessário para tentar descobrir o que ocorreu durante a reação, enquanto os detectores são equivalentes aos instrumentos utilizados pelos policiais para colher as informações.

Assim como em um acidente de trânsito, muitas situações diferentes podem ocorrer. Estas situações dependem basicamente da velocidade com que o feixe é jogado contra o alvo e da capacidade do feixe e do alvo de reagir ao choque. Neste molde, podemos citar três situações que podem ocorrer durante a colisão de dois núcleos: o espalhamento elástico, as reações pouco inelásticas e as reações bastante inelásticas. No espalhamento elástico um núcleo sente a presença do outro e desvia a sua trajetória. Devido à lei da ação e reação de Newton, o outro núcleo se afasta da sua posição inicial. Em um choque entre automóveis, se a velocidade do carro for baixa, ou a perícia dos motoristas for elevada, é possível desviar um carro de outro e evitar o choque. Desta forma, espalhamento elástico não é uma reação nuclear, embora seja possível obter várias informações sobre o núcleo através de seu estudo. No segundo tipo estão as reações pouco inelásticas. Pode-se entender estes tipos de reações como sendo devido a um choque de raspão entre os núcleos. Neste choque, pode haver aquecimento (excitação) dos núcleos e pode haver também uma pequena transferência de um pedaço de um núcleo para outro (você pode perder o retrovisor do seu carro em um choque de raspão). No terceiro tipo, as reações bastante inelásticas, há um choque violento entre os núcleos. Neste caso, uma série de coisas pode ocorrer. Os núcleos podem grudar um no outro de forma tão violenta que não se pode distinguir quem é quem. Este processo é denominado fusão nuclear. Eles podem também ficar grudados, mas sem haver uma mistura dos dois, de modo que é possível identificar os pedaços de um e do outro. Neste caso, diz-se que houve a formação de um di-núcleo, ou uma "molécula" nuclear. Em um acidente de trânsito, um engavetamento, por exemplo, dependendo da velocidade dos carros e do teor alcóolico dos motoristas, muitas vezes os automóveis ficam tão emaranhados que se perde a noção de quem é quem.

Através das informações providas pelos detectores é possível determinar qual processo ocorreu, bem como as suas características. O tipo de processo que ocorre em uma

reação nuclear é chamado de "mecanismo de reação". As características de um determinado mecanismo de reação, bem como o comportamento do sistema com o passar do tempo fazem parte da "dinâmica da reação".

Neste trabalho, estamos concentrados em estudar reações muito inelásticas que emitem fragmentos binários. O que isso significa? Estamos interessados em estudar reações onde haja um choque violento entre os núcleos e, depois de algum tempo, o sistema se quebre em dois pedaços. Como isto ocorre? Como já foi mencionado, um núcleo pode se fundir com outro, de modo que não é possível distinguir os núcleos originais e pode também aderir ao outro, formando um único sistema, que chamamos de di-núcleo, onde é possível distinguir os núcleos originais. Em mecanismos como estes, o núcleo normalmente se encontra muito quente e girando a uma velocidade muito elevada. Nesta situação, pode começar a ocorrer uma deformação deste sistema. Esta deformação pode ser grande a ponto de quebrar o sistema em dois pedaços. Isto é chamado de quebra binária. No primeiro caso, onde não é possível distinguir os núcleos originais, diz-se que ocorreu uma fusão do sistema e, em seguida, uma fissão; ou simplesmente fusão-fissão. No segundo caso, onde é possível distinguir os núcleos originais, diz-se que ocorreu um processo de "orbiting" nuclear. Na figura 2 é mostrado um esquema destes mecanismos de reação.

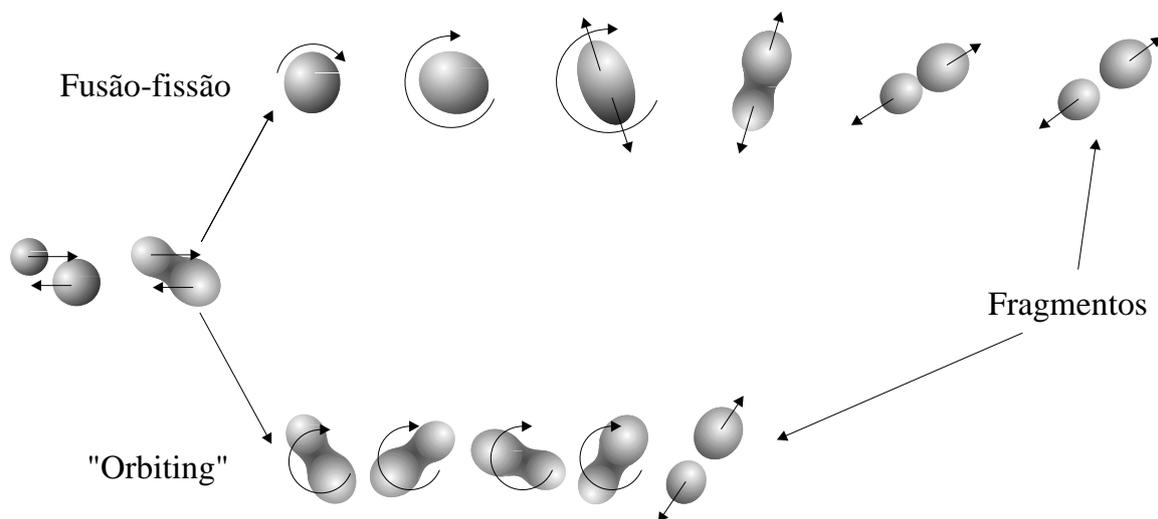


Figura 2 - Dinâmica dos mecanismos de fusão-fissão e "orbiting" nuclear.

Como pode ser visto na figura 2, estes mecanismos são muito distintos. Um ocorre mais rápido que o outro. Neste trabalho estamos interessados na obtenção das escalas temporais de mecanismos onde há a emissão binária de fragmentos. Ou seja, estamos interessados em medir o intervalo de tempo entre o início da reação e a quebra do sistema em duas partes. A determinação deste intervalo de tempo, muitas vezes, permite decidir que tipo de reação está ocorrendo: fusão-fissão ou "orbiting" nuclear. A determinação de dinâmicas e mecanismos de reações implicam um melhor entendimento da estrutura nuclear em situações extremas como as ocorridas, por exemplo, durante a criação do Universo em que vivemos.

Como determinar este tempo? As reações nucleares são extremamente rápidas. Neste trabalho, estamos procurando intervalos de tempo da ordem de 10^{-20} segundos (um centésimo de um bilionésimo de um bilionésimo de segundo!!!!). Este intervalo de tempo é muito pequeno e não existe cronômetro no mundo capaz de medi-lo. Como fazer então? São muitas as técnicas utilizadas para determinar intervalos de tempo em Física Nuclear. Neste trabalho, utilizaremos a técnica das "Flutuações de Ericson" para determinar este intervalo de tempo. No que consiste esta técnica? Em Física existe uma quantidade, denominada "seção de choque". Esta quantidade está relacionada à "probabilidade" de que alguma reação ocorra. Quanto maior a seção de choque de uma determinada reação, maior a "probabilidade" de ocorrer esta reação. Os físicos utilizam esta seção de choque para estudar as propriedades de reações nucleares. Pode-se estudar, por exemplo, como esta seção de choque varia com a energia (isto é chamado "função de excitação"). Medidas mais cuidadosas destas funções de excitação mostraram que a seção de choque ("probabilidade"), em alguns casos, variava muito rapidamente com a energia, isto é, flutuam em torno de um valor médio. Foi verificada que esta variação com a energia era, em média, periódica. A determinação do intervalo em energia com que estas flutuações ocorrem, que chamamos "largura de decaimento", simbolizada pela letra grega Γ (gama), permite determinar o intervalo de tempo no qual ocorre a reação de interesse.

Como é possível estabelecer uma relação entre a energia e o tempo? Em Mecânica Quântica (a teoria física que descreve os sistemas microscópicos, como

moléculas, átomos, núcleos, etc) existe um princípio fundamental, chamado "Princípio da Incerteza". Este princípio, postulado por Heisenberg afirma que uma incerteza em energia (no nosso caso, Γ) está associada a um intervalo de tempo. Quanto maior a incerteza em energia, menor o intervalo de tempo e vice-versa. Assim, pode-se determinar o intervalo de tempo em que determinada reação ocorre, que é o objetivo deste trabalho.

Afinal, para que serve tudo isto? Qual a importância de realizar este tipo de atividade de pesquisa? As respostas para estas perguntas são complicadas. A nível de conhecimento do Homem, é de fundamental importância para o seu desenvolvimento intelectual e cultural explorar novos horizontes, responder perguntas sobre a Natureza. Quando se faz pesquisa em Ciência básica, o Homem procura montar um quebra-cabeças que tente responder uma pergunta que ele vem fazendo por toda a sua existência: De onde viemos e para onde vamos? Neste contexto, o estudo de interações nucleares permite ao homem entender de forma mais concreta o tipo de força responsável pela criação das partículas presentes no Universo, a sua formação e a sua evolução. Permite também entender, por exemplo, por que existe tanto hidrogênio e tão pouco urânio no Universo. Permite compreender como estrelas geram energia para aquecer os seus planetas e assim, propiciar condições para a existência da vida. Em uma visão utópica, a Ciência básica explora as questões filosóficas que o ser humano se faz durante a sua existência com uma metodologia objetiva e consciente.

Mas, para muitas pessoas que não acham a Ciência interessante por si só, este carácter não justifica a enorme quantidade de dinheiro que o mundo gasta em pesquisa básica anualmente. A sociedade anseia por melhoria de vida, por ferramentas que resolvam os seus problemas. Neste caso, a pesquisa básica também tem importância fundamental. A descoberta de raios-X no final do século passado, por exemplo, propiciou um avanço considerável na medicina moderna. A descoberta da radioatividade possibilitou o desenvolvimento de diversos tratamentos para o câncer. A descoberta de ondas de rádio e microondas deram um grande empurrão na área de comunicações. Isto sem falar de semicondutores, utilizados em computadores, por exemplo. Todas essas inovações

tecnológicas foram primeiramente fruto da ansiedade do Homem em responder questões mais fundamentais da Ciência.

Além disto, uma série de conhecimentos "paralelos" são estabelecidos no desenrolar da Ciência básica. Quando se realiza uma pesquisa em Física Nuclear, por exemplo, propicia-se o desenvolvimento de uma série de áreas tecnológicas. No setor de vácuo, muito importante na indústria moderna, são desenvolvidas novas técnicas que melhoram a produtividade e custo de vários segmentos industriais. Na área de automação de sistemas, haja visto que as experiências em Física Nuclear se tornam cada vez mais complexas, uma série de novidades tem sido despejada no mercado. Na área de eletrônica e processamento de sinais, muito importante no setor de telecomunicações, também há um grande desenvolvimento. Na área de semicondutores, o anseio por detectores de radiação cada vez mais eficientes propiciou o desenvolvimento de uma série de equipamentos do nosso dia-a-dia, como detectores de fumaça, câmeras fotográficas digitais, etc. Nisto tudo podemos incluir também a formação de pessoas especializadas nestas diversas áreas, fundamentais no desenvolvimento de novas tecnologias e muito importante para a comunidade moderna.

Espero, com esta introdução, destinada especialmente a pessoas leigas na área de Física Nuclear, ou até mesmo Física em geral, ter propiciado uma visão mais clara do que é pesquisa básica, em especial o estudo do núcleo atômico, e a sua importância na sociedade em que vivemos hoje. Espero também, de alguma forma, ter desmitificado a visão de que a pesquisa em Física Nuclear tenha somente como finalidade a construção de armamentos e usinas nucleares.

Índice

<i>Resumo</i>	<i>i</i>
<i>Abstract</i>	<i>iii</i>
<i>Agradecimentos</i>	<i>v</i>
<i>Introdução para leigos</i>	<i>ix</i>
<i>Índice</i>	<i>xxi</i>
<i>Índice de Figuras</i>	<i>xxv</i>
<i>Índice de Tabelas</i>	<i>xxxi</i>
<i>Introdução</i>	<i>1</i>
<i>Capítulo I: Processos binários</i>	<i>7</i>
I.1 - Introdução	7
I.2 - O processo de fusão-fissão	8
I.2.1 - A formação do núcleo composto	10
I.2.2 - O decaimento do núcleo composto	11
I.2.2.1 - $\Gamma_{\text{fissão}}$	14
I.3 - O mecanismo de "orbiting" nuclear	18
I.4 - Número de canais abertos	23
<i>Capítulo II: Flutuações estatísticas - teoria</i>	<i>27</i>
II.1 - Introdução	27
II.2 - Núcleo composto - Teoria de Ericson	29
II.3 - Correlação entre momentos angulares - o Modelo de Kun	35
<i>Capítulo III: Parte Experimental</i>	<i>43</i>
III.1 - Introdução	43

III.2 – Os feixes	43
III.3 - O Acelerador Pelletron	44
III.4 - Os Alvos	47
III.5 - Resolução em energia do feixe	47
III.6 - A câmara de espalhamento	48
III.7 - O sistema de detecção	49
III.8 - Eletrônica e aquisição de dados	53
III.8.1 - Eletrônica NIM	53
III.8.2 - Eletrônica CAMAC e Aquisição de dados	54
Capítulo IV: Redução dos dados	57
IV.1 - Introdução	57
IV.2 - Medidas realizadas	57
IV.3 - Espectros obtidos.	59
IV.4 - Calibração dos detetores	63
IV.4.1 - Os PSD's	63
IV.4.2 - Os telescópios	66
IV.5 - Eficiência de detecção	68
IV.6 - Obtenção dos eventos binários	71
IV.6.1 - Obtenção das massas	71
IV.6.2 - Espectros de energia de excitação	74
IV.7 - Obtenção das funções de excitação	77
IV.7.1 - Cálculo das seções de choque absolutas	77
IV.7.2 - Obtenção da razão $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$	79
IV.7.3 - As funções de excitação	81
IV.7.3.1 - Espalhamento elástico em ângulos dianteiros	82
IV.7.3.2 - Funções de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	84
IV.7.3.3 - Funções de excitação para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	90
Capítulo V: Análise dos dados e resultados obtidos	101
V.1 - Introdução	101
V.2 - As funções de correlação em energia	101
V.2.1 - Obtenção da seção de choque média	102
V.2.1.1 - O método de Pappalardo	103
V.2.1.2 - O método do polinômio	105
V.2.2 - Incerteza devido ao intervalo de energia finito	106
V.2.3 - Funções de correlação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	108
V.2.4 - Funções de correlação para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	112
V.2.5 - Correção devido ao intervalo finito em energia	118
V.2.5.1 - Larguras corrigidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	119
V.2.5.2 - Larguras corrigidas para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	123
V.2.6 - Análise das estruturas intermediárias	125
V.3 - Estimativa da razão entre as seções de choque dos processos lento e rápido para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	130

V.4 - Distribuições angulares	133
V.4.1 - Distribuições angulares para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	133
V.4.2 - Distribuições angulares para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	137
V.5 - Funções de correlação angulares	141
V.5.1 - Correlações angulares para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	141
V.5.2 - Correlações angulares para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	143
V.6 - Mecanismos de reação: núcleo composto ou "orbiting" ?	145
Conclusões	155
Referências	159

Índice de Figuras

Figura 1 - Acelerador Eletrostático Pelletron 8UD do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Este acelerador foi utilizado para gerar os dados desta tese. _____	xiv
Figura 2 - Dinâmica dos mecanismos de fusão-fissão e "orbiting" nuclear. _____	xvi
Figura I.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. _____	10
Figura I.2 - Funções de excitação de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{17}\text{O} + ^{11}\text{B}$, $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^9\text{Be}$, que levam ao mesmo sistema composto, o ^{28}Al . As linhas representam a previsão, utilizando o TSM. _____	16
Figura I.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. _____	16
Figura I.4 - Cálculos da distribuição de massa baseados no TSM para o sistema $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ com $E_{\text{lab.}} = 200$ MeV e para a reação $^{23}\text{Na} + ^{24}\text{Mg}$ com $E_{\text{lab.}} = 89.1$ MeV [31,33]. Os círculos representam os dados experimentais enquanto o histograma representa a previsão teórica. _____	17
Figura I.5 - Evolução temporal do processo de "orbiting", comparado ao processo de fusão-fissão. _____	18
Figura I.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. _____	19
Figura I.7 - Funções de excitação obtidas para vários fragmentos da reação $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [20,34]. As linhas pontilhadas são cálculos utilizando o modelo de "orbiting" nuclear. _____	22
Figura I.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 [3]. 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"._	22
Figura I.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 _____	25
Figura II.1 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de y . _____	32

Figura II.2 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de N .	33
Figura II.3 - Função de correlação angular para um processo onde há formação de núcleo composto.	35
Figura II.4 - Funções de correlação obtidas com a expressão (II.22) para diferentes valores de Γ .	39
Figura II.5 - Comprimentos de coerência obtidos a partir das funções de correlação como função do ângulo de espalhamento.	40
Figura II.6 - Correlações angulares para diferentes ângulos de referência θ , utilizando os parâmetros: $\gamma = 1$, $L = 14 \hbar$, $\Delta = 2 \hbar$, $\Phi = 22^\circ$, $\dot{\Phi} = 0$. Os ângulos θ utilizados foram: 45° (linha tracejada), 90° (linha contínua) e 135° (linha pontilhada).	41
Figura II.7 - Funções de correlação angular para diferentes valores de Δ . Os parâmetros utilizados no cálculo foram os mesmos da figura II.6. Neste caso, utilizou-se $\theta = 90^\circ$.	42
Figura III.1 - Esquema do Acelerador Eletrostático Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo.	46
Figura III.2 - Foto da câmara de espalhamento localizada na extremidade da linha $15^\circ B$ do Laboratório Pelletron.	48
Figura III.3 - Fotos da torre de alvos utilizada neste trabalho. a) suporte de alvos no interior da câmara. Durante a aquisição de dados, este suporte fica envolto por uma blindagem, de forma a não haver polarização dos detectores. b) o passador externo da câmara.	49
Figura III.4 - Esquema do telescópio utilizado durante as tomadas de dados.	50
Figura III.5 - Cinemática para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $E_{\text{lab}} = 64 \text{ MeV}$ para vários valores de Q de reação. Os retângulos verticais indicam a abertura angular dos telescópios no eixo θ_{telesc} , enquanto os retângulos horizontais indicam a abertura angular dos PSD's no eixo θ_{PSD} . A região de interseção dos retângulos definem as "janelas" de coincidência possíveis de serem medidas.	51
Figura III.6 - a) Foto do arranjo de detectores, 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 detectores. b) Detalhe dos PSD's, que foram colocados bastante próximos ao alvo de maneira a abranger uma grande região angular.	52
Figura III.7 - Diagrama de blocos da eletrônica NIM. Na figura temos: Pré - Pré-amplificador; AMP - Amplificador; CFD - Discriminador a fração constante; GDG - Gerador de janelas e atrasos; FIFO - Módulo lógico do tipo "Fan In Fan Out"; RD - Divisor de taxa de contagem; TAC - Conversor de tempo em amplitude; E.H. - "Event Handler"; ADC - Conversor analógico-digital.	55
Figura IV.1 - Espectro típico de $\Delta E_{\text{gás}}$ vs E_{Si} obtido com um dos telescópios para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. 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.	60
Figura IV.2 - Espectro de posição, X_{PSD} vs. E_{PSD} para um dos PSD's para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. A faixa na região de energias mais altas corresponde à cinemática do espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo.	61
Figura IV.3 - Espectro típico de TAC para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. Pode-se notar claramente a presença de quatro picos, correspondendo à coincidência entre cada um dos telescópios com qualquer PSD. O pequeno pico entre os picos dos telescópios 3 e 4 é devido a existência de um pico duplo referente ao telescópio 2, devido à existência de um pequena reflexão do sinal de tempo do mesmo. A separação em tempo entre os picos é de aproximadamente 500 ns.	62
Figura IV.4 - a) espectro típico X_{PSD} vs. E_{PSD} de um PSD quando o conjunto de fendas é colocado na sua frente, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Uma das fendas estava fechada para efeito de referência no espectro. b): projeção no eixo de X_{PSD} do contorno mostrado no espectro X_{PSD} vs. E_{PSD}	63
Figura IV.5 - Calibração em posição de um PSD, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. As barras de erro horizontais mostram a abertura angular de cada fenda.	64

Figura IV.6 - Funções $f(\theta_{PSD})$ (em cima) e $g(\theta_{PSD})$ (embaixo) obtidas a partir do ajuste dos coeficientes linear a angular obtidos a partir da calibração em energia para várias posições do PSD, para a reação $^{16}O + ^{10}B$. As barras de erro horizontais representam a abertura angular das fendas e as verticais os erros devido ao ajuste linear das funções. _____	65
Figura IV.7 - $\beta(E_{Si})$ como função de E_{Si} para várias partículas incidentes no telescópio. _____	67
Figura IV.8 - Comparação entre a eficiência cinemática experimental obtida para o espalhamento elástico em ângulos traseiros nas reações $^{16}O + ^{10}B$ e $^{19}F + ^{12}C$ e a eficiência cinemática calculada através de simulações pelo método de Monte Carlo. _____	70
Figura IV.9 - Esquema de uma cinemática de um processo binário. _____	72
Figura IV.10 - a) Espectro de M_{PSD} vs. M_{telesc} para a reação $^{16}O + ^{10}B$ com $E_{lab} = 60$ MeV. Note que é possível separar os eventos provenientes de processos binários de eventos de reação do feixe com o alvo e seus contaminantes. b) projeção no eixo $M_{telesc} - M_{PSD}$. c) projeção no eixo $M_{telesc} + M_{PSD}$. _____	73
Figura IV.11 - Espectro de M_{PSD} vs. M_{telesc} para a reação $^{19}F + ^{12}C$ com $E_{lab} = 60$ MeV. Note que é possível separar os eventos provenientes de processos binários de eventos de reação do feixe com o alvo, obtendo uma resolução da ordem de 1 unidade de massa atômica. _____	74
Figura IV.12 - 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. _____	75
Figura IV.13 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}C(^{19}F, ^{12}C)^{19}F$. _____	76
Figura IV.14 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}C(^{19}F, ^{15}N)^{16}O$. _____	76
Figura IV.15 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}C(^{19}F, ^{16}O)^{15}N$. _____	77
Figura IV.16 - Razão $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$ para o sistema $^{19}F + ^{12}C$ como função da variação de energia no referencial do centro de massa em relação à energia na qual o alvo deixou de ser utilizado. As flechas indicam o momento no qual o alvo começou a ser utilizado _____	80
Figura IV.17 - Funções de excitação do ^{16}O espalhado elasticamente em ângulos dianteiros pelo ^{10}B e demais contaminantes no alvo. A linha contínua no caso da função de excitação do alvo de ^{10}B é a previsão utilizando o programa ECIS. _____	83
Figura IV.18 - Função de excitação para o espalhamento elástico do ^{19}F em ^{12}C em ângulo dianteiro. A linha contínua é a previsão teórica obtida com o programa ECIS. _____	84
Figura IV.19 - Função de excitação típica para o espalhamento elástico na reação $^{16}O + ^{10}B$ com $\theta_{C.M.} = 120^\circ$. 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 somente guias visuais. _____	85
Figura IV.20 - Função de excitação típica para o canal de saída $^{12}C + ^{14}N$ para a reação $^{16}O + ^{10}B$ em $\theta_{lab} = 20^\circ$ 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. _____	87
Figura IV.21 - Idem figura IV.20 para $\theta_{lab} = 30^\circ$ e $E^* = 9.5$ MeV. _____	88
Figura IV.22 - Idem figura IV.20 para $\theta_{lab} = 40^\circ$ e $E^* = 10.5$ MeV. _____	89
Figura IV.23 - Funções de excitação obtidas para o espalhamento elástico do sistema $^{19}F + ^{12}C$ em quatro diferentes ângulos. A linha contínua é um ajuste polinomial que representa a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são apenas guias visuais. _____	90

Figura IV.24 - Função de excitação para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=4$ 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. _____	91
Figura IV.25 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=6$ MeV. _____	92
Figura IV.26 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=7$ MeV. _____	92
Figura IV.27 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=10$ MeV. _____	93
Figura IV.28 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=3$ MeV. _____	93
Figura IV.29 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=9$ MeV. _____	94
Figura IV.30 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=9.2$ MeV. _____	94
Figura IV.31 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=12.2$ MeV. _____	95
Figura IV.32 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=6.2$ MeV. _____	95
Figura IV.33 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=15.2$ MeV. _____	96
Figura IV.34 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=8.2$ MeV. _____	96
Figura IV.35 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=10.2$ MeV. _____	97
Figura IV.36 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=20^\circ$ e $E^*=13.2$ MeV. _____	97
Figura IV.37 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=7.2$ MeV. _____	98
Figura IV.38 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=11.2$ MeV. _____	98
Figura IV.39 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=8.2$ MeV. _____	99
Figura V.1 - Aspecto típico de uma Curva de Pappalardo. O intervalo onde o cálculo da média deve ser feito é escolhido pouco antes de $P(\Delta)$ voltar a crescer. _____	104
Figura V.2 - Curva de Pappalardo típica obtida com os dados deste trabalho. A seta vertical indica o intervalo que seria escolhido para efetuar o cálculo da seção de choque média. _____	105
Figura V.3 - Funções de correlação experimentais normalizadas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$ em $\theta_{\text{C.M.}} = 100^\circ$ em passo pequeno de energia ($\delta E_{\text{C.M.}} \sim 23$ KeV) (a) e passo grande de energia ($\delta E_{\text{C.M.}} \sim 200$ KeV) (b). As linhas contínuas são ajustes utilizando a equação (V.3). _____	109
Figura V.4 - Idem figura V.3 com $\theta_{\text{C.M.}} = 120^\circ$. _____	110
Figura V.5 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 12.5$ MeV e $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$. _____	110
Figura V.6 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 9.5$ MeV e $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$. _____	111
Figura V.7 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 10.5$ MeV e $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$. _____	111
Figura V.8 - Funções de correlação normalizadas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ nos quatro ângulos medidos. As linhas contínuas são ajustes da expressão (V.3). _____	113
Figura V.9 - Funções de correlação típicas obtidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$ em duas diferentes energias de excitação. As linhas contínuas são ajustes da expressão (V.3). _____	114
Figura V.10 - Idem figura V.9 com $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$. _____	114
Figura V.11 - Idem figura V.9 com $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$. _____	115
Figura V.12 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$. _____	115
Figura V.13 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$. _____	116
Figura V.14 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$. _____	116

Figura V.15 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$.	117
Figura V.16 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$.	117
Figura V.17 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.	118
Figura V.18 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$ 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).	121
Figura V.19 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ 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).	122
Figura V.20 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{19}\text{F})^{12}\text{C}$ como função do ângulo de espalhamento no centro de massa.	123
Figura V.21 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ como função da energia de excitação dos fragmentos nos vários ângulos de espalhamento no referencial do laboratório.	124
Figura V.22 - Idem figura V.20 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$.	124
Figura V.23 - Idem figura V.20 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$.	125
Figura V.24 - Função de excitação típica obtida a partir da simulação utilizando o programa FEXMULTONE. Os parâmetros utilizados na obtenção da seção de choque são mostrados na figura.	126
Figura V.25 - Funções de correlação obtidas a partir das funções de excitação simuladas pelo programa FEXMULTONE utilizando o conjunto de parâmetros da figura V.24 em um intervalo de energia típico dos dados obtidos neste trabalho. a) função de correlação em que se despreza o efeito de rotação. b) função de correlação em que se considera o efeito de rotação.	127
Figura V.26 - Funções de correlação obtidas a partir das funções de excitação simuladas pelo programa FEXMULTONE utilizando o conjunto de parâmetros da figura V.24 sem considerar o efeito de rotação (a) e considerando o efeito de rotação (b) para três diferentes faixas de energia: 2.5 MeV, 10 MeV e 25 MeV.	128
Figura V.27 - a) função de excitação simulada supondo que as flutuações sejam apenas estruturas devido às incertezas experimentais. b) função de correlação correspondente. É possível notar, neste caso, que a largura Γ obtida é inferior à metade do passo em energia adotado.	129
Figura V.28 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$. A linha contínua é a previsão teórica prevista pelo modelo de Kun, normalizada de tal forma a minimizar o χ^2 .	132
Figura V.29 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ para vários ângulos no referencial do laboratório. As linhas são apenas guias visuais.	133
Figura V.30 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 2 MeV (pontilhada), 400 KeV (pontilhada-tracejada) e 25 KeV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.	135
Figura V.31 - Distribuições angulares para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ em três energias de excitação diferentes. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\text{sen } \theta_{\text{C.M.}}}$, ajustada aos dados experimentais.	136
Figura V.32 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 4 MeV com $\phi = 5^\circ$ (pontilhada), 4 MeV com $\phi = 30^\circ$ (pontilhada-tracejada) e 50 KeV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.	138
Figura V.33 - Distribuições angulares para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ em várias energias de excitação. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\text{sen } \theta_{\text{C.M.}}}$, ajustada aos dados experimentais.	139

Figura V.34 - Idem figura V.36 para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$.	140
Figura V.35 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em passo pequeno de energia. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de núcleo composto, enquanto a linha tracejada é a previsão para di-núcleo, utilizando os parâmetros da tabela V.1.	142
Figura V.36 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em passo grande de energia. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de um di-núcleo, utilizando os parâmetros da tabela V.1, enquanto a linha tracejada é a previsão para núcleo composto.	143
Figura V.37 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ para o canal de espalhamento elástico e o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ (inelásticos) em algumas energias de excitação. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de núcleo composto.	144
Figura V.38 - Idem figura V.37 para o canal de reação $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$.	144
Figura V.39 - Seção de choque como função do momento angular para os sistemas estudados neste trabalho. As setas verticais indicam o valor médio de momento angular dos canais de saída estudados, utilizados no cálculo da energia de rotação do sistema intermediário.	147
Figura V.40 - Largura de decaimento como função do momento angular para os sistemas estudados neste trabalho. As barras de erro horizontais indicam a janela em momento angular que contribui para os canais de decaimento estudados. As linhas são previsões utilizando a equação (V.22) e (V.23).	148
Figura V.41 - 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 [88-90]. A linha contínua é o previsto pela equação (V.23).	149
Figura V.42 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ como função da energia de excitação para as medidas em passo pequeno de energia. As linhas indicam a previsão pelas equações (V.22) e (V.23).	150
Figura V.43 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ como função da energia de excitação. As linhas indicam os valores previstos pelas equações (V.22) e (V.23).	151
Figura V.44 - Idem figura V.42 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$.	151
Figura V.45 - Idem figura V.42 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$.	152
Figura V.46 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ como função da energia de excitação para as medidas em passo grande de energia.	153
Figura V.47 - Razão média entre as seções de choque lenta e rápida para os canais de reação estudados do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os histogramas representam as previsões teóricas considerando o processo lento como devido ao mecanismo de fusão-fissão e o rápido, ao "orbiting".	154

Índice de Tabelas

Tabela IV.1 - Resumo das medidas realizadas. Da esquerda para a direita temos: o sistema medido, a faixa de energia no referencial do laboratório, o passo de energia no referencial do laboratório, a faixa de energia no referencial do centro de massa, o passo em energia no referencial do centro de massa e o tempo de máquina utilizado para medir cada sistema. _____ 59

Tabela V.1 - Parâmetros do modelo de Kun utilizados para efetuar o cálculo das distribuições angulares. 134

Tabela V.2 - Parâmetros do modelo de Kun utilizados para efetuar o cálculo das distribuições angulares. 137

Introdução

O estudo da dinâmica de reações nucleares tem sido alvo de grande interesse na área de Física Nuclear nos últimos anos. Este interesse crescente estimulou o avanço da tecnologia de aceleradores, sistemas de detecção e aquisição de dados, de tal forma que as experiências realizadas tornaram as medidas mais precisas e conclusivas.

Em especial, nos últimos anos, uma série de informações tem sido armazenada sobre reações onde há a emissão binária de fragmentos com forte amortecimento em energia em regiões de massa intermediária ($40 \leq A_1 + A_2 \leq 60$). Estes processos possuem características semelhantes às de reações extremamente inelásticas, mecanismo muito bem estabelecido para sistemas mais pesados em energias mais elevadas. Em sistemas mais leves, múltiplos de partículas α , foram notadas anomalias no espalhamento elástico em ângulos traseiros (ALAS, ou "Anomalous Large Angle Scattering") que foram explicadas primeiramente como sendo devidas a uma transferência elástica entre o alvo e projétil e, posteriormente, como sendo devidas à formação de um sistema di-nuclear girante, ou "orbiting" nuclear [1]. Este último, se assemelha muito ao DIC ("Deep Inelastic Collision"). Nestes sistemas, notou-se uma grande dependência da emissão binária dos fragmentos com o canal de entrada, sugerindo que o sistema não perde memória da sua formação, fato este que sustenta a idéia sobre um mecanismo do tipo "orbiting" nuclear [2-3].

Em alguns sistemas, sem a estrutura múltipla de partículas α [4-7], notou-se que a emissão binária de fragmentos não dependia do canal de entrada. Isto indica que o sistema perdeu memória de sua formação. Este fato sugeriu uma interpretação alternativa onde o projétil e alvo se fundem, formando um núcleo composto equilibrado e, devido ao elevado momento angular, o sistema começa a se deformar e fissiona [4].

Ambos os modelos possuem características semelhantes quanto à forma de distribuições angulares, valores mais prováveis de Q , distribuição de massa dos fragmentos emitidos, etc. Uma característica experimental que permite distinguir os dois processos é a dependência da seção de choque dos produtos de processos binários com o canal de entrada, ou seja, a Hipótese de Bohr. Deste modo, reações onde haja uma grande dependência com o canal de entrada seriam classificadas como "orbiting" nuclear e reações onde não haja dependência com o canal de entrada seriam classificadas como fusão-fissão. Porém, este estudo da dependência com o canal de entrada exige, experimentalmente, que se realizem medidas para vários sistemas que levem ao mesmo sistema composto com energias de excitação e momento angular médio muito próximos. Isto torna este estudo trabalhoso e exaustivo.

Quando se observa com mais cuidado estes dois mecanismos, percebe-se que, apesar das características experimentais serem parecidas, a dinâmica é bastante diferente. No mecanismo de fusão-fissão, o feixe e alvo se fundem em um sistema intermediário equilibrado, o 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. 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". Assim, a medida de escalas temporais deve auxiliar na identificação do mecanismo de reação responsável pela emissão binária de fragmentos complexos.

O estudo das escalas temporais é uma ferramenta importante na compreensão dos processos nucleares, uma vez que processos com dinâmicas muito diferentes possuem evoluções temporais distintas. Neste sentido, pode-se classificar os processos em

basicamente três tipos: processos muito rápidos, onde as escalas temporais envolvidas são da ordem do tempo de trânsito de um núcleo pelo outro, por volta de 10^{-22} s. Neste tipo se enquadram os processos diretos, como o espalhamento elástico, excitações coulombianas e nucleares e reações de transferência. No segundo tipo, mais lento que o primeiro, com escalas temporais da ordem de 10^{-21} a 10^{-20} s, comparáveis ao tempo de revolução do sistema intermediário, se enquadram processos bastante inelásticos onde não há um relaxamento completo do sistema. Podemos citar, nesta categoria, o processo de "orbiting" nuclear. Na terceira categoria se enquadram os processos onde há um relaxamento total do sistema intermediário e conseqüente formação de um núcleo composto equilibrado, onde as escalas temporais são maiores que o tempo de revolução do núcleo composto, entre 10^{-20} e 10^{-16} s.

Muitas técnicas experimentais têm sido desenvolvidas para determinar as escalas temporais dos processos nucleares. Na região de escalas temporais entre 10^{-22} segundos e 10^{-19} segundos podemos citar os métodos de análise do espectro γ proveniente do decaimento do núcleo composto por ressonâncias gigante de dipolo (GDR, ou "Giant Dipole Resonance"), o método de interferometria e o método de análise das flutuações estatísticas na função de excitação, dentre outros.

O primeiro método (análise do decaimento γ por GDR) é bastante utilizado para determinar escalas temporais de núcleos pesados que decaem por fissão. Em um núcleo quente, raios- γ provenientes de uma GDR são emitidos no início do decaimento do núcleo composto, com intensidade dada por uma regra de soma clássica de dipolo. Em sistemas pesados, onde os resíduos de evaporação têm seção de choque pequena, quando comparada à seção de choque de fissão, os espectros de raios- γ não contém apenas aqueles provenientes da emissão anterior à fissão, mas também os provenientes do decaimento estatístico após a fissão do núcleo composto e os provenientes de emissão devida ao decaimento por GDR dos produtos de fissão. A escala temporal do processo de fissão é, neste caso, obtida através da relação entre a quantidade de raios- γ de GDR pós-fissão e a quantidade de raios- γ de GDR pré-fissão [8]. Este método é bastante utilizado na determinação de escalas temporais de fissão de sistemas pesados, onde os fragmentos de

fissão, em geral, possuem energia de excitação suficiente para decair por emissão γ proveniente de GDR.

O segundo método, baseado na técnica de interferometria, utilizado tanto para altas como para baixas energias, é a medida de correlações partícula-partícula a pequenos momentos relativos. Inicialmente essa técnica foi utilizada em estudos na área de altas energias para obtenção de dimensões das fontes emissoras. Mais tarde foi proposta sua utilização para obtenção de escalas temporais em estudos envolvendo baixas energias. Através dessa técnica é possível estabelecer uma correlação entre duas partículas quaisquer, dada pela chamada função correlação, obtida a partir dos dados experimentais, que é função do momento relativo entre as partículas emitidas [9]. A forma desta função de correlação é bastante dependente da escala temporal, principalmente na região de momentos relativos pequenos. Dependendo do intervalo de tempo decorrido entre a primeira e segunda emissão, as partículas estarão a uma certa distância relativa que vai reger a interação coulombiana e, conseqüentemente, o momento relativo, alterando a forma da função de correlação. Um inconveniente deste método decorre do fato de que, em situações especiais, há uma ambigüidade espaço-temporal dos resultados obtidos.

O terceiro método, que vem sendo utilizado desde a década de 1960, tem mostrado bastante sucesso na determinação de escalas temporais. Este método consiste na análise das flutuações estatísticas nas funções de excitação de um determinado processo. Em energias de excitação elevadas, onde há muitos níveis de energia disponíveis 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 conseqüentemente à vida média do sistema (τ) através do Princípio de Incerteza [10]. Este método foi originalmente utilizado para determinar escalas temporais de processos onde há a formação de um núcleo composto. Posteriormente percebeu-se que processos extremamente inelásticos (DIC) e mecanismos moleculares, como o "orbiting" di-nuclear, também originavam fortes flutuações nas seções de choque

que estavam relacionadas com a vida média do di-núcleo [11]. Deste modo, estendeu-se o método para a análise desses tipos de processos. Este método apresenta uma série de vantagens, como a precisão dos resultados obtidos e a obtenção de outras informações temporais, como o período de revolução do sistema intermediário. Porém, devido ao fato de as escalas temporais obtidas serem provenientes da medida de larguras de decaimento, a precisão em energia com que a tomada de dados é feita deve ser menor que estas larguras. Isto torna o método inviável para obtenção de escalas temporais maiores que 10^{-19} s, que corresponde a uma largura de algumas centenas de eV. Como fica evidente, a grande vantagem deste método é permitir medir escalas temporais tanto de processos onde há formação de núcleo composto quanto processos di-nucleares, sendo possível aplicá-lo ao estudo de processos binários amortecidos.

Assim, este trabalho consiste na medida de escalas temporais de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, 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.

Este trabalho está dividido em seis partes, sendo cinco capítulos e uma seção onde serão apresentadas as conclusões. No Capítulo I são apresentados alguns fundamentos teóricos sobre processos binários fortemente amortecidos, iniciando-se pela descrição do mecanismo de fusão-fissão, desde a formação do núcleo composto e seu decaimento, tanto por partículas leves quanto por fissão. Em seguida voltaremos a atenção para o processo de "orbiting" nuclear, onde são apresentados algumas características e fundamentos teóricos.

O Capítulo II apresenta a parte teórica sobre flutuações estatísticas. Este capítulo está dividido em duas partes essenciais: a primeira parte apresenta a teoria de Ericson, que descreve o fenômeno com base na formação e decaimento de um núcleo composto equilibrado. A segunda parte, baseada no modelo de Kun, apresenta a teoria de flutuações com base na formação e decaimento de um sistema di-nuclear, onde há interferência entre ondas parciais de diferentes momentos angulares.

No Capítulo III é apresentada a parte experimental referente a este trabalho, desde a obtenção do feixe e sua aceleração até a câmara de espalhamento, onde fica localizado o alvo e onde ocorre a reação. É apresentado o arranjo de detectores utilizados durante a aquisição de dados bem como toda a parte eletrônica que manipula os sinais provenientes deste arranjo, a aquisição e armazenamento dos dados obtidos.

O Capítulo IV descreve a etapa de redução dos dados obtidos neste trabalho. Inicialmente é mostrada a parte referente à calibração e eficiência do arranjo experimental. Em seguida é apresentado o método utilizado para identificar os eventos provenientes de processos binários. Este capítulo é finalizado com a apresentação do método para obtenção das seções de choque absolutas e, conseqüentemente, as funções de excitação.

No Capítulo V é mostrada a análise dos dados obtidos neste trabalho a partir das funções de excitação experimentais. De início são calculadas as funções de correlação em energia, de onde se extrai as larguras médias de decaimento, que estão relacionadas com a vida média do sistema. Em seguida, estas larguras passam a ser analisadas em termos dos modelos de Ericson e Kun, de forma a tentar se extrair a natureza dos mecanismos envolvidos. São analisadas também as distribuições angulares e as funções de correlação angular, que estabelecem quão correlacionadas estão as estruturas em diferentes ângulos.

Finalmente, são apresentadas as conclusões obtidas neste trabalho, onde se descreve de maneira sistemática os resultados obtidos, assim como novas propostas de forma a aprofundar o estudo de dinâmica de reações nucleares.

Capítulo I: Processos binários

I.1 - Introdução

Durante os últimos anos, muitas evidências experimentais da ocorrência de processos binários fortemente amortecidos vêm sendo acumuladas [2-5,12-15]. Inicialmente estes fenômenos foram observados em sistemas múltiplos de partículas α que apresentavam anomalias no espalhamento elástico em ângulos traseiros (ALAS, ou "Anomalous Large Angle Scattering") [16]. Em sistemas onde o alvo e projétil possuem massas similares, tentou-se explicar este fenômeno em termos de uma transferência elástica, onde o projétil e alvo trocam de identidade [17]. Porém, este fenômeno foi notado em sistemas onde o alvo e projétil possuem massas muito diferentes. Assim, recorreu-se ao modelo de um sistema di-nuclear girante [1,18] ("orbiting") para explicar essas anomalias. Este modelo de um sistema em rotação, corresponde ao mecanismo de colisões extremamente inelásticas (DIC, ou "Deep Inelastic Collision"), muito bem estabelecido para reações envolvendo íons mais pesados em energias mais elevadas.

O mecanismo de "orbiting" nuclear tem como característica, dentre outras, uma distribuição angular isotrópica. Isto indica que o sistema di-nuclear permanece ligado durante um tempo suficientemente grande, quando comparado ao tempo de rotação, de modo que possa haver uma reconfiguração do mesmo. A elevada deformação deste di-

núcleo favorece a emissão de fragmentos binários complexos. Por outro lado, o tempo de vida não é grande o suficiente para que o sistema perca memória da sua formação. De fato, características como essas foram observadas experimentalmente em muitos sistemas como $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$, $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$ [2-3,19-22], etc.

Porém, em alguns sistemas sem a estrutura múltipla de partículas α , como $^{16,17,18}\text{O} + ^{10,11}\text{B}$, $^{19}\text{F} + ^9\text{Be}$, $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$, $^{31}\text{P} + ^{16}\text{O}$ [4-7], foi observado que a emissão dos fragmentos binários não dependia do canal de entrada. Este fato indica que o sistema intermediário se reequilibrou, acarretando na perda da memória de sua formação. Assim, começou-se a atribuir esta característica como sendo devida a um mecanismo onde há a formação de um núcleo composto equilibrado e posterior fissão [4]. De fato, esta interpretação tem possibilitado explicar de forma bastante satisfatória os processos binários em núcleos que não possuem uma estrutura do tipo múltiplo de partículas α .

Neste capítulo serão apresentadas, sucintamente, as teoria utilizada para descrever os processos de fusão-fissão e "orbiting" e algumas características experimentais que podem ser explicadas por estes modelos. Começaremos pelo processo de fusão-fissão e, em seguida, descreveremos o processo de "orbiting" nuclear.

I.2 - O processo de fusão-fissão

Historicamente, a descoberta de que neutrons poderiam ser capturados por elementos pesados, formando novos elementos radioativos, impulsionou o estudo de reações nucleares. Em especial, Hahn e Strassmann [23] 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 [24].

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 [25]. Neste modelo, a fissão nuclear compete com a emissão de raios γ 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 I.1 é mostrado um esquema simplificado do processo de fusão-fissão, extraído da referência [26], 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.

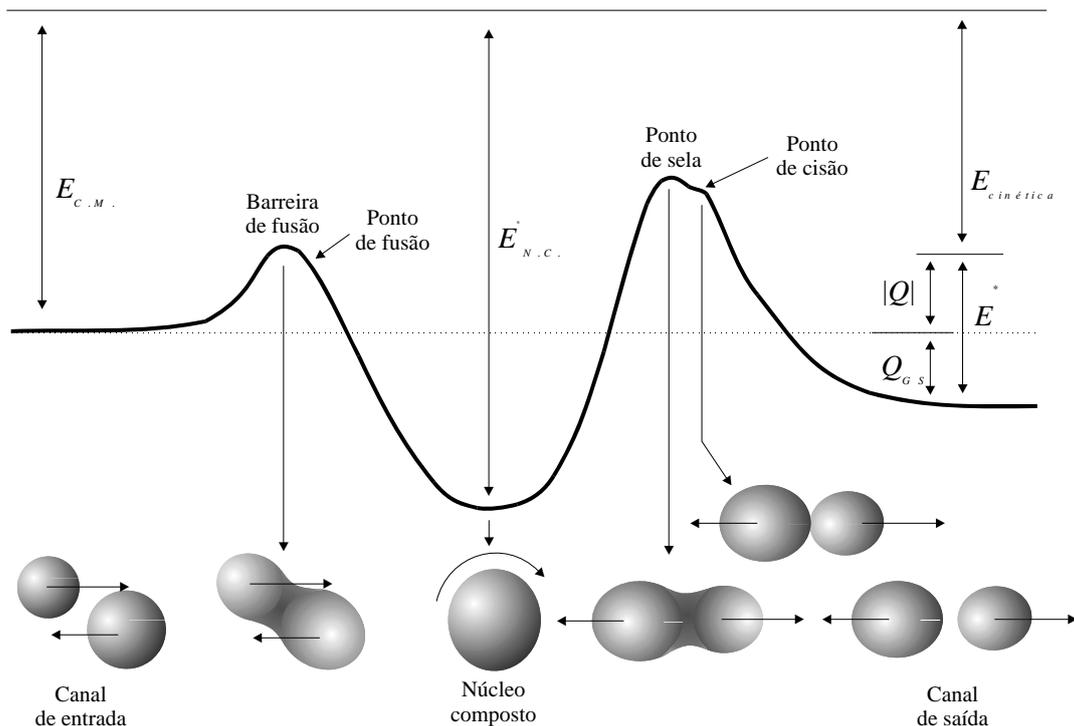


Figura I.1 - Esquema de um processo de fusão-fissão, desde a formação do núcleo composto até a sua quebra binária. Na parte superior é mostrada a variação da energia potencial durante o processo e na parte inferior é esquematizada a forma do sistema durante as várias etapas.

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:

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

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:

$$T_l(E_{C.M.}) = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{l - l_{crit}(E_{C.M.})}{\delta}\right\}} \quad (I.2)$$

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 (I.1), ou seja:

$$\sigma_{N.C.}^{total} = \sum_{J_{N.C.}=0}^{\infty} \sigma_{N.C.}(J_{N.C.}) \quad (I.3)$$

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 (neutrons, prótons e alfa, essencialmente) ou raios- γ . 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 [27] 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:

$$P_c = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_{total}} \quad (I.4)$$

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

$$\Gamma_{total} = \sum_v \Gamma_v + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fissão} \quad (I.5)$$

onde Γ_v é a largura de decaimento do núcleo composto por partículas leves ($v =$ neutrons, prótons e alfas, essencialmente). Γ_γ é a largura de decaimento por emissão de raios- γ (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 [28]:

$$\Gamma_v(J_{N.C.}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C.}(E_{N.C.}^*, J_{N.C.})} \times \sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{\infty} de_v T_l(e_v) \sum_{s=|J_{N.C.}-l|}^{J_{N.C.}+l} \sum_{j_v=|s-i_v|}^{s+i_v} \rho_v(E_v^*, j_v) \delta(E_{N.C.}^* - (e_v + E_v^* + B_v)) \quad (I.6)$$

sendo $E_{N.C.}^*$ e $J_{N.C.}$ a energia de excitação e momento angular do núcleo composto, respectivamente; E_v^* , j_v e i_v , a energia de excitação, o momento angular e o spin do resíduo de evaporação; e_v é a energia cinética do movimento relativo no canal de saída e B_v , a energia de ligação da partícula evaporada em relação ao núcleo composto. $\rho_{N.C.}$ e ρ_v 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 [29] 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:

$$\rho(u, J) = \frac{2J+1}{12} \sqrt{a} \left(\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right)^{3/2} u^{-2} \exp(2\sqrt{au}), \quad (\text{I.7})$$

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 \mathfrak{I} , o momento de inércia do núcleo em questão. Na expressão (I.7) a energia de excitação do núcleo composto e do resíduo de evaporação valem, respectivamente:

$$u = \begin{cases} E_{N.C.}^* = E_{C.M.} + Q_{N.C.} - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{N.C.}} J_{N.C.} (J_{N.C.} + 1) - \Delta \\ E_v^* = E_{N.C.}^* - e_v - B_v \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

onde $\mathfrak{I}_{N.C.}$ 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 [30], ou seja:

$$\Delta = E_B(A, Z) - E_B^{macro}(A, Z) \quad (I.9)$$

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

I.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):

$$\Gamma_{fissão}(J_{N.C.}) = \sum_{A_L, Z_L} \Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) \quad (I.10)$$

As larguras parciais de fissão são calculadas utilizando uma expressão semelhante à equação (I.6), mas utilizando a densidade de níveis calculada no ponto de sela do sistema. Desta forma, podemos expressar que:

$$\Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C.}(E_{N.C.}^*, J_{N.C.})} \int_0^{\infty} de \rho(E_{sela}^*, J_{N.C.}) T_{J_{N.C.}}(e) \quad (I.11)$$

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

$$T_{J_{N.C.}}(e) = \begin{cases} 1, & \text{se } e \leq E_{N.C.}^* - V_{sela}(J_{N.C.}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) - \Delta \\ 0, & \text{se } e > E_{N.C.}^* - V_{sela}(J_{N.C.}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) - \Delta \end{cases} \quad (I.12)$$

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

$$E_{sela}^* = E_{N.C.}^* - V_{sela}(J_{N.C.}, \eta) - \Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) - \Delta \quad (I.13)$$

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 [31] 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 [32] para os fragmentos filhos, e vale:

$$\Delta V_{camada}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) = W(A_L, Z_L) - W(A_{N.C.} - A_L, Z_{N.C.} - Z_L) \quad (I.14)$$

com

$$W(A, Z) = 36 \text{ MeV} \times \left(\left| \frac{A - 2Z}{A} \right| + \begin{cases} 1/A & \text{para } Z \text{ e } N \text{ ímpares e iguais} \\ 0 & \text{para outros casos} \end{cases} \right) \quad (I.15)$$

O TSM para fissão tem obtido bastante sucesso na previsão de várias grandezas experimentais. Por exemplo, na figura I.2 são mostradas funções de excitação de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{17}\text{O} + ^{11}\text{B}$, $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^9\text{Be}$, que levam ao mesmo sistema composto, o ^{28}Al , extraídas da Ref. [5]. 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 I.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 [5]. 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.

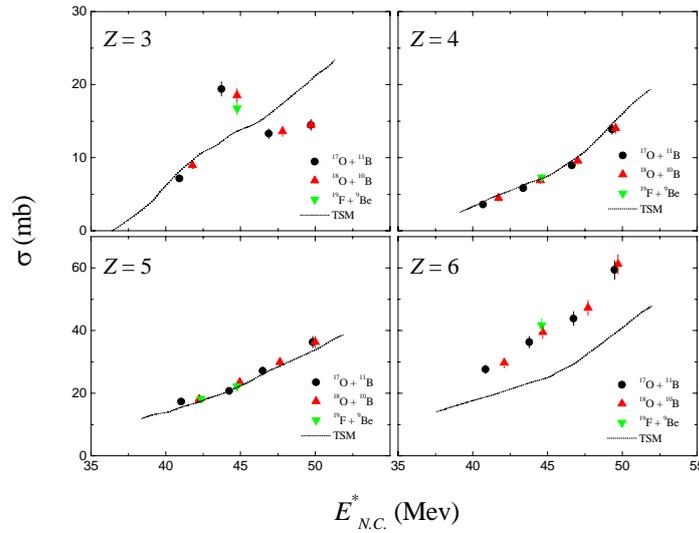


Figura I.2 - Funções de excitação de processos binários fortemente amortecidos para os sistemas $^{17}\text{O} + ^{11}\text{B}$, $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^9\text{Be}$, que levam ao mesmo sistema composto, o ^{28}Al . As linhas representam a previsão, utilizando o TSM.

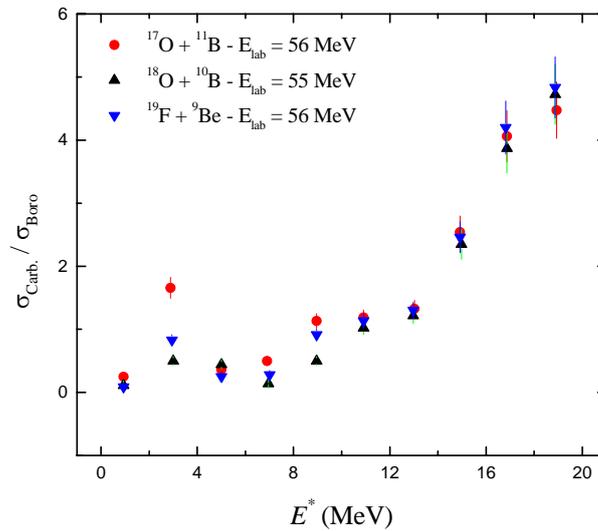


Figura I.3 - Razão entre a seção de choque de produção de carbono e boro como função da energia de excitação dos fragmentos para três diferentes sistemas que levam ao mesmo sistema composto.

Na figura I.4 são mostrados os cálculos da distribuição de massa baseados no TSM para os sistemas $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ com $E_{lab.} = 200$ MeV e $^{23}\text{Na} + ^{24}\text{Mg}$ com $E_{lab.} = 89.1$ MeV [31,33]. 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

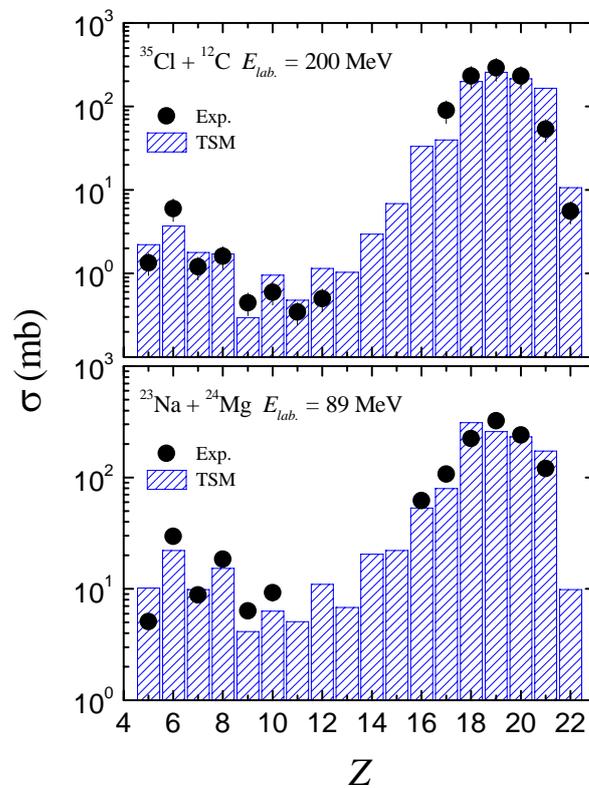


Figura I.4 - Cálculos da distribuição de massa baseados no TSM para o sistema $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ com $E_{lab.} = 200$ MeV e para a reação $^{23}\text{Na} + ^{24}\text{Mg}$ com $E_{lab.} = 89.1$ MeV [31,33]. Os círculos representam os dados experimentais enquanto o histograma representa 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.

I.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 I.5 é mostrado um esquema da evolução temporal de um processo de "orbiting", comparado ao processo de fusão-fissão.

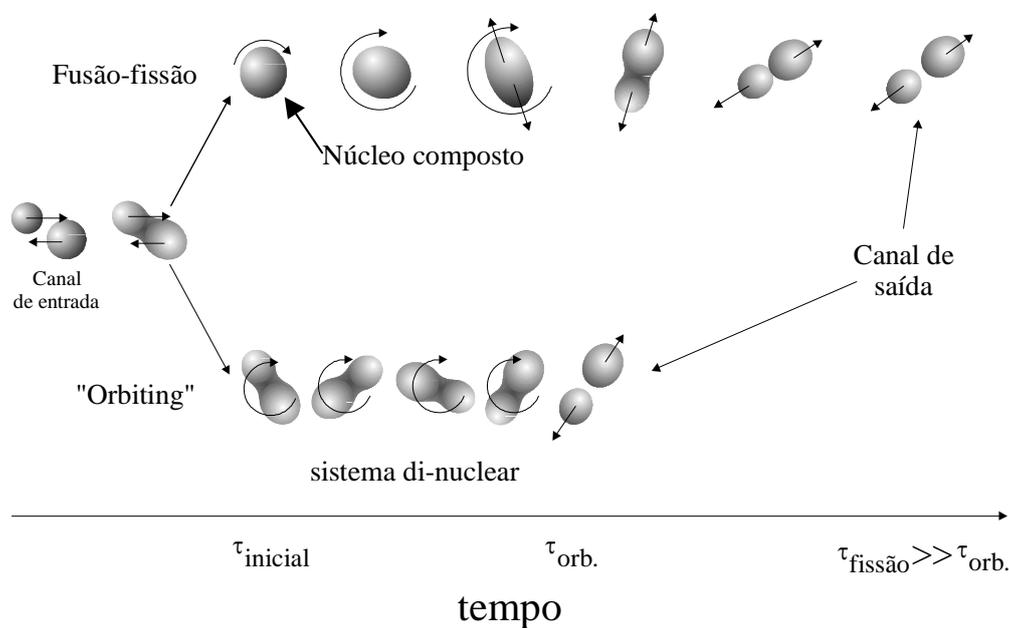


Figura I.5 -Evolução temporal do processo de "orbiting", comparado ao processo de fusão-fissão.

Um modelo quantitativo para explicar este mecanismo foi desenvolvido por Shivakumar e colaboradores [1,18], 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 $l_{v\grave{a}l\grave{e}}$, 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 $l_{v\grave{a}l\grave{e}} \leq l \leq l_{m\grave{a}x.}$, 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 $l_{m\grave{a}x.}$ 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 I.6 é mostrado um esquema do potencial de interação para alguns valores de momento angular.

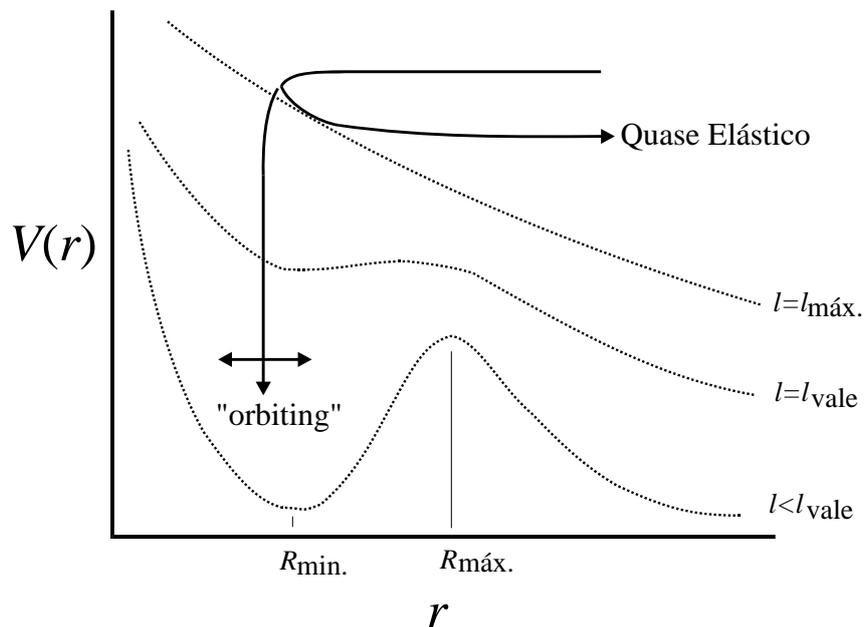


Figura I.6 - Esquema do potencial de interação como função da distância relativa entre as partículas para alguns valores de momento angular. A condição para que exista "orbiting" nuclear é que o sistema fique aprisionado no vale de potencial.

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 v , caracterizado pelo número de massa (A) e número atômico (Z) do fragmento mais leve, e momento angular l é o produto de dois termos na forma:

$$P_l(A, Z) = \Pi_l^{eq.}(A, Z) F_l(A, Z), \quad (\text{I.16})$$

sendo $\Pi_l^{eq.}(A, Z)$ a probabilidade de encontrar o sistema di-nuclear com uma determinada configuração de massa e $F_l(A, Z)$ 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:

$$\Pi_l^{eq.}(A, Z) = \frac{\rho(E - V_l(A, Z, R_{\min.}, \sigma))}{\sum_{A, Z} \rho(E - V_l(A, Z, R_{\min.}, \sigma))} \quad (\text{I.17})$$

sendo $\rho(u)$, a densidade de níveis disponível na energia de excitação u ; $V_l(A, Z, R, \sigma)$, a energia potencial, que depende do canal v , 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:

$$F_l(A, Z) = \frac{\rho(E - V_l(A, Z, R_{m\acute{a}x.}, \sigma))}{\rho(E - V_l(A, Z, R_{m\acute{i}n.}, \sigma))}, \quad (\text{I.18})$$

com $R_{m\acute{a}x.}$ a dist\ancia relativa entre os fragmentos no ponto de sela do sistema. Em geral utiliza-se para calcular a densidade de n\iveis um modelo de g\as de Fermi. O potencial efetivo utilizado, neste caso, vale:

$$\begin{aligned} V_l(A, Z, R, \sigma) = & V_{nuclear}(A, Z, R, \sigma) \\ & + V_{coul.}(A, Z, R, \sigma) \\ & + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathfrak{I}(A, Z, R, \sigma)} \\ & + Q(A, Z) \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

sendo $V_{nuclear}(A, Z, R, \sigma)$, o potencial nuclear; $V_{coul.}(A, Z, R, \sigma)$, o potencial Coulombiano; $\mathfrak{I}(A, Z, R, \sigma)$, o momento de in\ercia do sistema di-nuclear e $Q(A, Z)$, o valor- Q do canal de sa\ida com respeito ao canal de entrada. A probabilidade total de quebra bin\aria em um dado momento angular pode ser escrita como a soma sobre todos os canais de quebra poss\iveis das probabilidades de quebra individuais, ou seja:

$$P_l = \sum_v P_l(A, Z) \quad (\text{I.20})$$

Neste modelo, as grandezas observ\aveis, como a se\c\ao de choque, podem ser escritas facilmente utilizando-se a equa\c\ao (I.16). Assim, a se\c\ao de choque de fragmenta\c\ao bin\aria em um dado canal e a se\c\ao de choque de fus\ao podem ser escritas como:

$$\sigma_v = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l_{m\acute{a}x.}} (2l+1) P_l(A, Z) \quad \text{e} \quad \sigma_{fus\tilde{a}o} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l_{m\acute{a}x.}} (2l+1) (1 - P_l) \quad (\text{I.21})$$

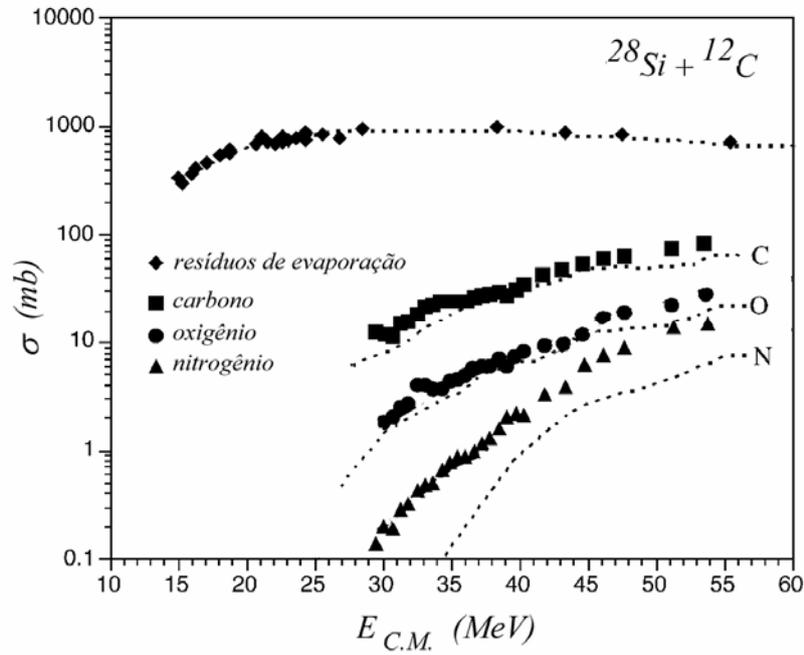


Figura I.7 - Funções de excitação obtidas para vários fragmentos da reação $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [20,34]. As linhas pontilhadas são cálculos utilizando o modelo de "orbiting" nuclear.

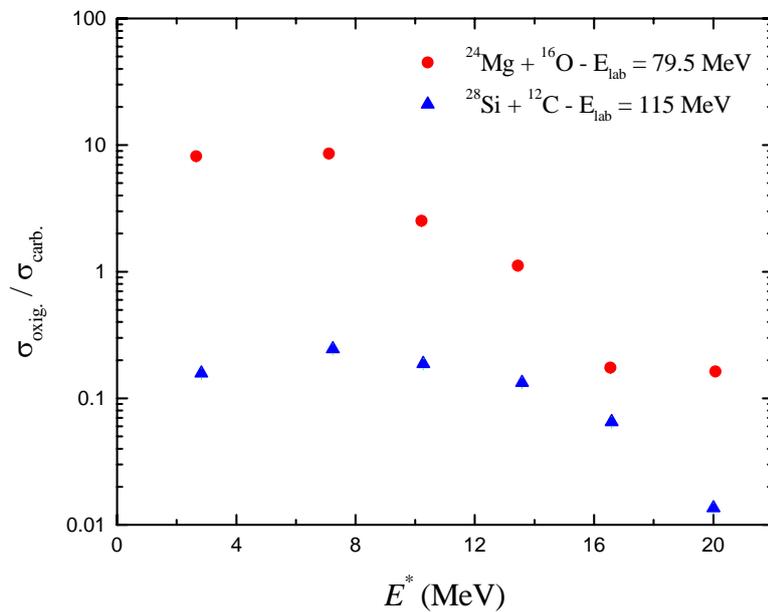


Figura I.8 - Razão entre a seção de choque de produção de oxigênio e carbono como função da energia de excitação dos fragmentos para dois diferentes sistemas múltiplos de partículas α , que levam ao mesmo sistema composto [3]. Note que a razão é fortemente dependente de como o sistema composto foi formado, 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 I.7 são mostradas funções de excitação obtidas para vários fragmentos da reação $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [20,34]. As linhas pontilhadas são cálculos utilizando o modelo de "orbiting" nuclear. Na figura I.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 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ ($E_{lab.} = 79.5 \text{ MeV}$) e $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ ($E_{lab.} = 115 \text{ MeV}$) [3]. 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".

I.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 [35]. Se o NCA for pequeno, como no caso de sistemas múltiplos de partículas α , que possuem energia de ligação mais elevadas e, conseqüentemente, 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:

$$NCA(E_{C.M.}) = \sum_{\substack{A_1+A_2=A_{N.C.} \\ A_1 \leq A_2}} \sum_{J=L+I_1+I_2} \sum_{E^*=E_1+E_2+Q_{12}+E_r} T_l(E_r) \quad (I.22)$$

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:

$$T_L(E_r) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi(V_L(R_b) - E_r)}{\hbar\omega_L}\right]} \quad (I.23)$$

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.

$\hbar\omega_L = \hbar \left(\frac{1}{\mu} \frac{d^2 V_L(R)}{dR^2} \Big|_{R=R_b} \right)^2$ 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:

$$N/F = \frac{NCA(E_{C.M.})}{F(E_{C.M.})} \quad (I.24)$$

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

$$F(E_{C.M.}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{C.M.}} \sum_{J=L+I_1+I_2} \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} T_L(E_{C.M.}) \quad (I.25)$$

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

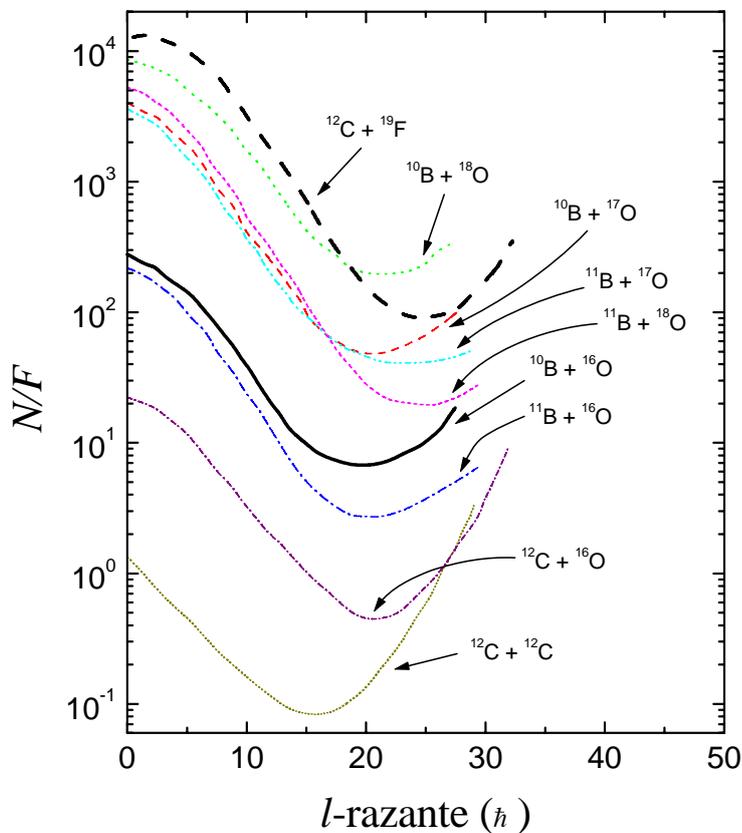


Figura I.9 - Número de canais abertos por unidade de fluxo incidente como função do momento angular razante para vários sistemas. As linhas mais grossas indicam os sistemas medidos neste trabalho

Na figura I.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

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ e $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, que são sistemas múltiplos de partículas α , onde há a presença de processos ressonantes [35], o número de canais abertos é pequeno. Nos sistemas medidos neste trabalho ($^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ e $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$), o número de canais abertos é bastante elevado, sugerindo que o mecanismo de fusão-fissão seja dominante, nestes casos.

Capítulo II: Flutuações estatísticas - teoria

II.1 - Introdução

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 ($D \ll \Gamma$). 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,

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma}, \quad (\text{II.1})$$

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 [10,36-37] em 1960. Experimentalmente, estas flutuações foram primeiramente observadas por Colli e Facchini em 1962 [38-39]. 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 [40-41]. 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 [42-46]. Em trabalhos mais recentes [11,47-50], 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 [51-52] 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.

Neste capítulo será apresentada a teoria de flutuações estatísticas, começando com a teoria de Ericson, que descreve bem as flutuações conseqüentes 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.

II.2 - Núcleo composto - Teoria de Ericson

De forma mais geral, podemos 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:

$$\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha'}(E) = \pi \hat{\lambda}_\alpha^2 |S_{\alpha\alpha'}(E)|^2 \quad (\text{II.2})$$

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

$$\sigma_\alpha^{total}(E) = 2\pi \hat{\lambda}_\alpha^2 (1 - \text{Re } S_{\alpha\alpha}(E)) \quad (\text{II.3})$$

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 [40], é dada por:

$$S_{\alpha\alpha'}(E) = S_{\alpha\alpha'}^{direta} + i \sum_i \frac{a_i}{E - E_i} \quad (\text{II.4})$$

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:

$$a_i = a + \delta a_i \quad (\text{II.5})$$

onde a é o valor médio de a_i e δa_i , a sua variação em torno desta média. Substituindo (II.5) em (II.4) e efetuando uma média na matriz de espalhamento S , chega-se, finalmente, a [53]:

$$S_{\alpha\alpha'}(E) = \langle S_{\alpha\alpha'} \rangle + i \sum_i \frac{\delta a_i}{E - E_i} = \langle S_{\alpha\alpha'} \rangle + S_{\alpha\alpha'}^{flutuação}(E) \quad (\text{II.6})$$

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 (II.6) em (II.2) 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:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\alpha\alpha'}(E) \rangle &= \pi \tilde{\lambda}_\alpha^2 \langle |S_{\alpha\alpha'}(E)|^2 \rangle = \pi \tilde{\lambda}_\alpha^2 \left(\langle |S_{\alpha\alpha'}|^2 \rangle + \langle |S_{\alpha\alpha'}^{flutuação}(E)|^2 \rangle \right) \\ &= \sigma_{\alpha\alpha'}^{direta} + \langle \sigma_{\alpha\alpha'}^{flutuação} \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

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 [53]:

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E + \varepsilon)\sigma(E) \rangle - \langle \sigma(E) \rangle^2}{\langle \sigma(E) \rangle^2} \quad (\text{II.8})$$

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 (II.8) pode ser obtida utilizando as equações (II.2), (II.6) e (II.7) e realizando uma média em energia, o que resulta em [54]:

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2} (1 - y^2) \quad (\text{II.9})$$

sendo $y = \frac{\sigma_{\alpha\alpha'}^{direta}}{\langle \sigma_{\alpha\alpha'} \rangle}$ 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/Γ (isto pode ser verificado através da transformada de Fourier da expressão (II.9) 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 (II.9) vem do fato de interações diretas atenuarem as flutuações na função de excitação. Na figura II.1 é mostrada a distribuição de probabilidade da seção de choque em relação ao seu valor médio para vários valores de y [55]. 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.

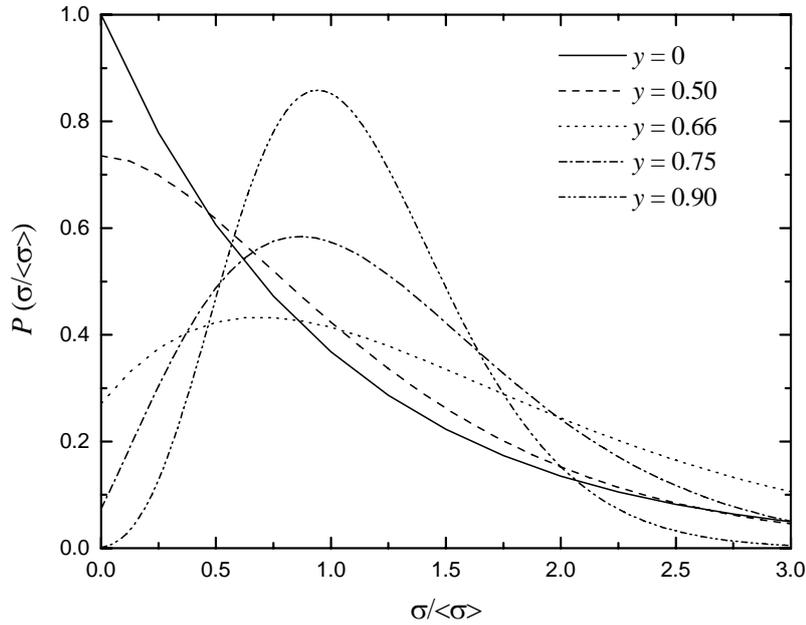


Figura II.1 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de y .

A expressão (II.9) 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:

$$\sigma = \sum_{\beta} \sigma_{\beta} \quad (\text{II.10})$$

Se a seção de choque da equação (II.10) 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 II.2 é mostrada a forma destas distribuições para vários valores de N , supondo que não haja processos diretos

($y = 0$) [55]. 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 $\varepsilon=0$ vale, considerando que não haja processos diretos envolvidos [54]:

$$C(\varepsilon = 0) = \frac{\langle \sigma^2 \rangle - \langle \sigma \rangle^2}{\langle \sigma \rangle^2} = \frac{1}{N} \quad (\text{II.11})$$

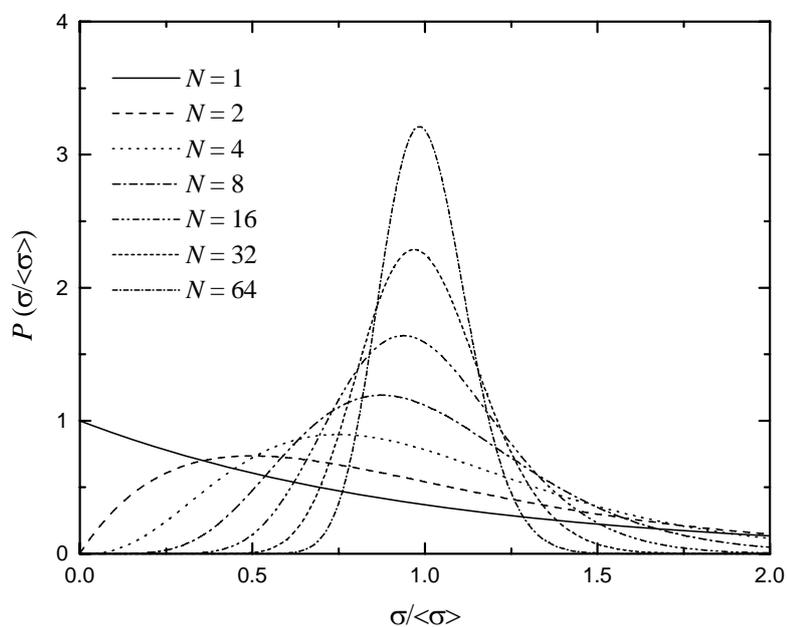


Figura II.2 - Distribuição de probabilidade da seção de choque para vários valores de N .

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

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N} \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon}{\Gamma}\right)^2} (1 - y^2) \quad (\text{II.12})$$

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

$$C(\theta, \theta') = \left\langle \left(\frac{\sigma(E, \theta)}{\langle \sigma(E, \theta) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{\sigma(E, \theta')}{\langle \sigma(E, \theta') \rangle} - 1 \right) \right\rangle_E \quad (\text{II.13})$$

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:

$$C^N(\theta, \theta') = \frac{C(\theta, \theta')}{\sqrt{C(\theta, \theta) \cdot C(\theta', \theta')}} \quad (\text{II.14})$$

Assumindo que as flutuações observadas sejam devidas à formação de um núcleo composto, D. M. Brink et al. [56] chegaram a uma expressão explícita para a equação (II.14), que é:

$$C^N(\theta, \theta') = \left(\frac{\text{sen}(kR(\theta - \theta'))}{kR(\theta - \theta')} \right)^2 \quad (\text{II.15})$$

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 II.3 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.

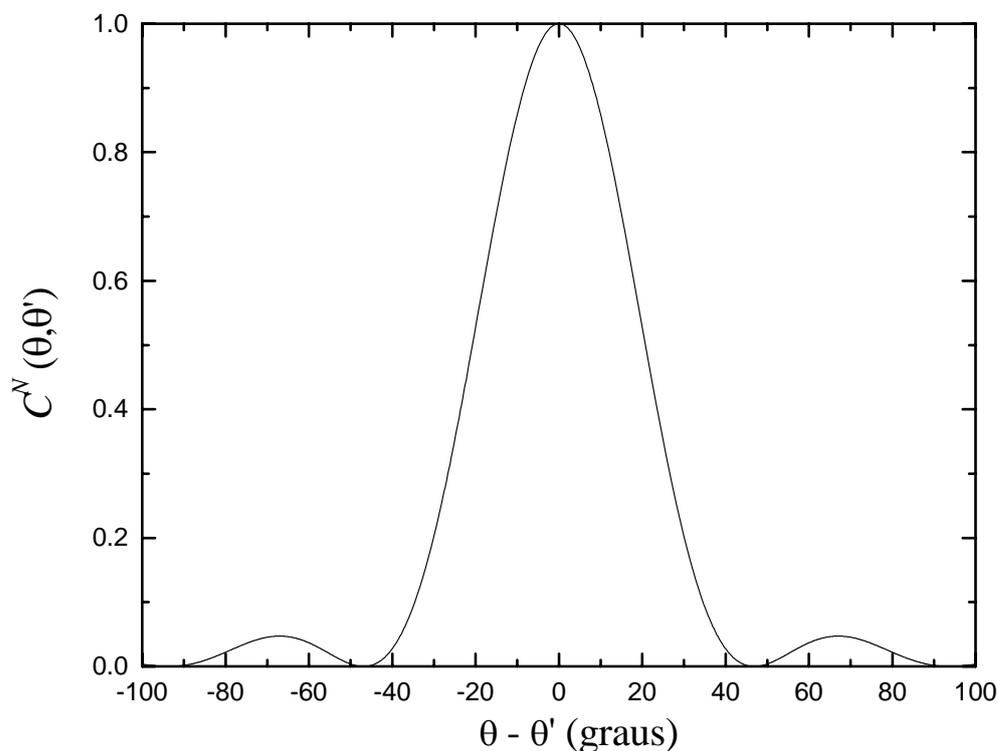


Figura II.3 - Função de correlação angular para um processo onde há formação de núcleo composto.

II.3 - 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 [57-58], a forma não lorentziana da função de correlação em energia [59-61] e a modificação das funções de correlações angulares [61-63]. Neste sentido, novas interpretações [51-52] 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 dinuclear 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:

$$F(E, \theta) = \sum_l (2l+1) S_l(E) \exp[i\varphi(l)] P_l(\cos \theta) \quad (\text{II.16})$$

$$\sigma(E, \theta) = 2\pi \sin \theta |F(E, \theta)|^2 \quad (\text{II.17})$$

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 (II.16) e (II.17) são válidas na condição da reação ser planar [64]. Para modelar o processo binário dissipativo, vamos tomar a matriz S na forma [65]:

$$S_l(E) = i [W(l)]^{1/2} \sum_i \frac{a_i^l}{E^*(l) - E_i(l) + \frac{1}{2} i \Gamma_i(l)}, \quad (\text{II.18})$$

que é muito similar à equação (II.4) 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:

$$W(l) = \exp\left(-\frac{(l-L)^2}{\Delta}\right) \quad (\text{II.19})$$

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_i^l e que elas sejam totalmente independentes de l dentro da janela Δ , ou seja, $a_i^l = a_i$. 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, conseqüentemente, 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 $E_l(l)$ e $\Gamma(l)$ são independentes do momento angular, dentro desta janela Δ . Usando a equação (II.18) e a condição $L > \Delta$, temos:

$$\langle S_l(E + \varepsilon) S_{l'}^*(E) \rangle = \frac{iB[W(l)W(l')]^{1/2}}{e - (l - l') + i\gamma} \quad (\text{II.20})$$

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

$$\varphi(l) = \varphi(L) + \Phi(l - L) + \frac{1}{2} \dot{\Phi}(l - L)^2 \quad (\text{II.21})$$

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 $a = \frac{1}{4}(\Delta^{-2} + \Phi^2 \Delta^2)$. Deste modo, utilizando as equações (II.16) a (II.21) e a equação (II.8) chega-se à expressão [66]:

$$C(e, \theta) = \underbrace{\exp(-2ae^2)}_I \frac{\cos[2(\pi - \theta)e] + \cosh[2(\pi - \theta)\gamma]}{\underbrace{1 + \cosh[2(\pi - \theta)\gamma]}_{II}} \frac{[1 + \exp(-2\pi\gamma)]^2}{\underbrace{[1 - \exp[-2\pi(\gamma - ie)]]^2}_{III}} \quad (\text{II.22})$$

Uma análise mais detalhada da expressão (II.22) mostra-nos que a mesma representa 4 diferentes estruturas:

1. 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.

2. 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 ($\hbar\omega$).

3. 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.

4. O fator III também é responsável por uma estrutura periódica com período

$$\Delta\varepsilon_4 = \hbar\omega = \frac{\hbar \cdot 2\pi}{T(2\pi)}, \text{ onde } T(2\pi) \text{ é o tempo de revolução do di-núcleo. Esta}$$

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 II.4 são mostradas funções de correlação obtidas a partir da expressão (II.22) para 3 valores diferentes de Γ (utilizou-se, netes casos, valores compatíveis com os sistemas estudados neste trabalho). A estrutura presente por volta de 400 KeV, na curva para $\Gamma=40$ 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 II.5 é mostrada a largura obtida através da função de correlação como função do ângulo de espalhamento, considerando $\Gamma = \hbar\omega = 400$ KeV e os demais parâmetros iguais aos da figura II.4. 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.

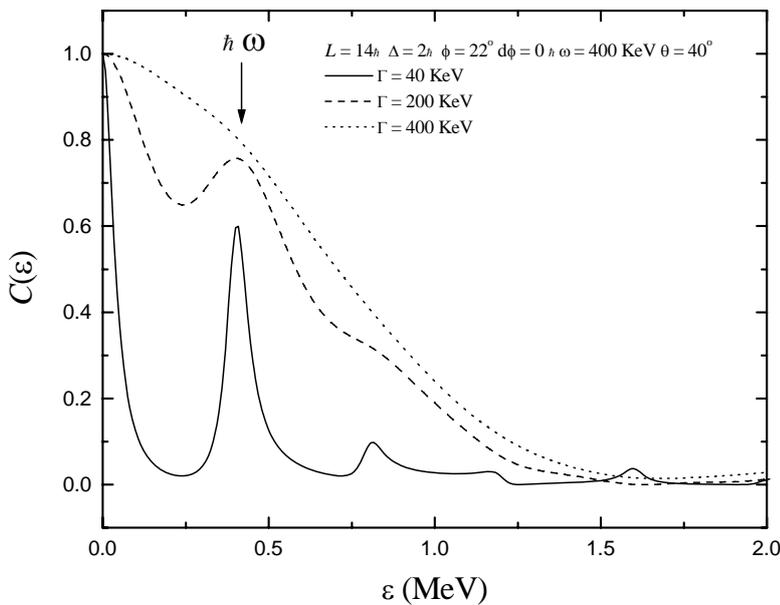


Figura II.4 - Funções de correlação obtidas com a expressão (II.22) para diferentes valores de Γ .

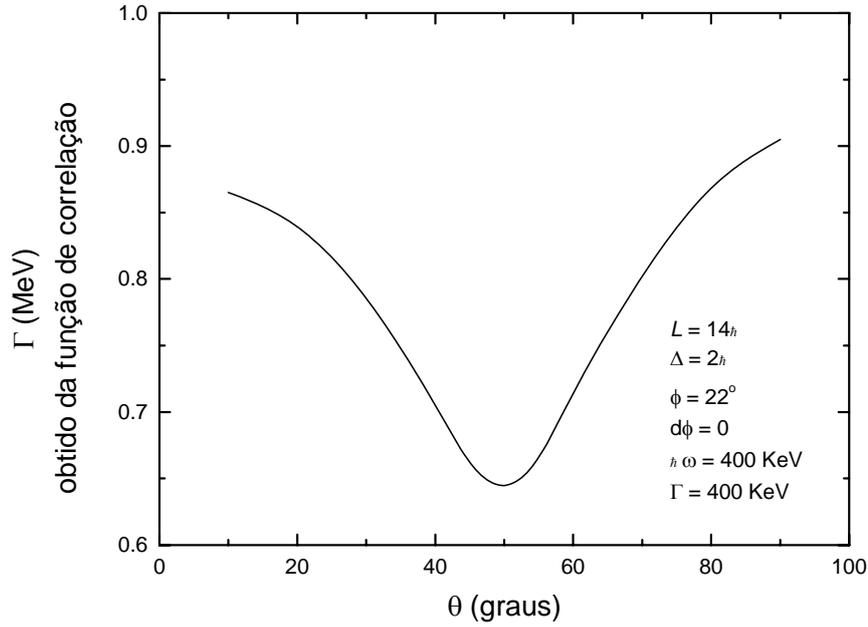


Figura II.5 - Comprimentos de coerência obtidos a partir das funções de correlação como função do ângulo de espalhamento.

Pode-se calcular a função de correlação angular do mesmo modo utilizado para o modelo de núcleo composto. Utilizando as expressões (II.13), (II.14), (II.20) e (II.21), 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 [63]:

$$C^N(\theta, \theta') = \frac{R(\theta, \theta')}{(R(\theta, \theta) \cdot R(\theta', \theta'))^{1/2}} \quad (\text{II.23})$$

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

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

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

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 [67].

Na figura II.6 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 II.7. Para valores grandes de Δ , a função de correlação angular torna-se semelhante à obtida no caso do núcleo composto.

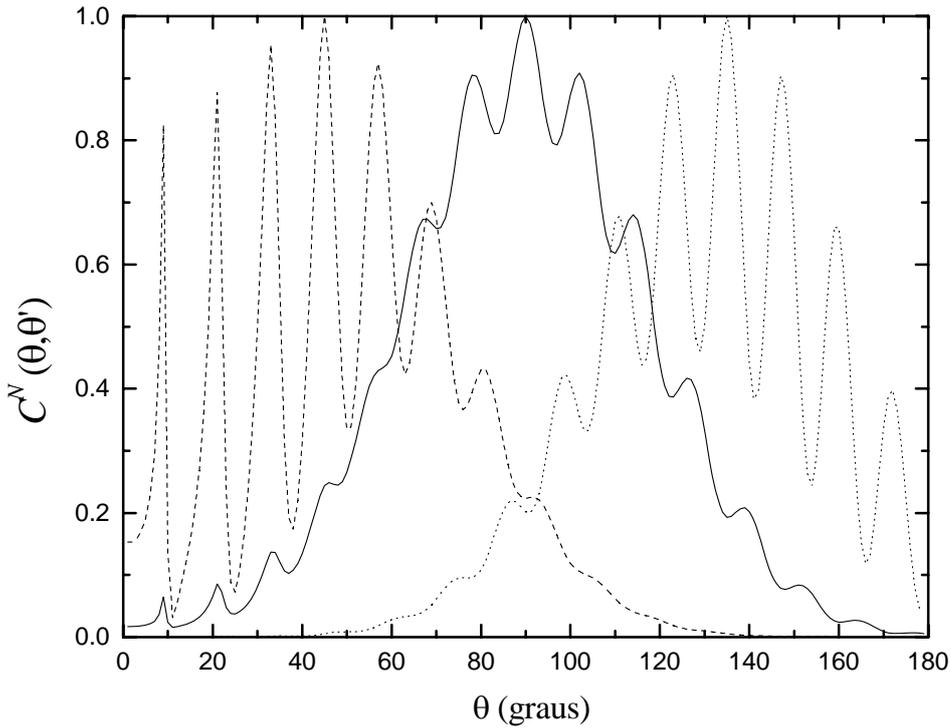


Figura II.6 - Correlações angulares para diferentes ângulos de referência θ' , utilizando os parâmetros: $\gamma = 1$, $L = 14\hbar$, $\Delta = 2\hbar$, $\Phi = 22^\circ$, $\dot{\Phi} = 0$. Os ângulos θ' utilizados foram: 45° (linha tracejada), 90° (linha contínua) e 135° (linha pontilhada).

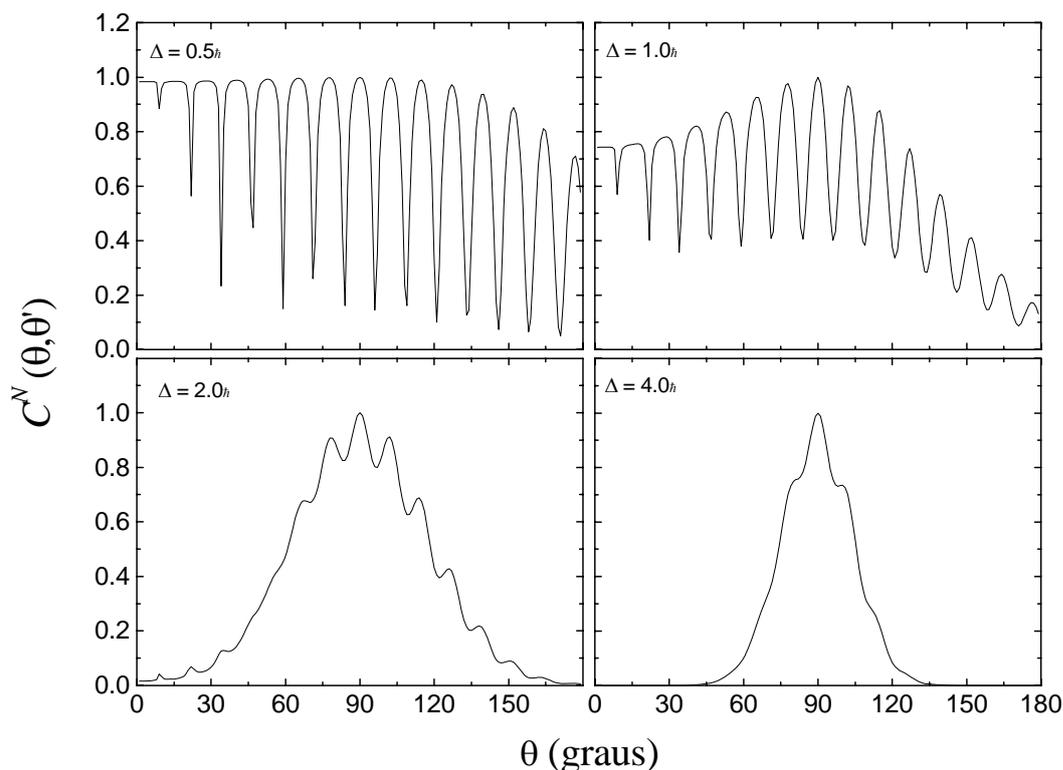


Figura II.7 - Funções de correlação angular para diferentes valores de Δ . Os parâmetros utilizados no cálculo foram os mesmos da figura II.6. Neste caso, utilizou-se $\theta' = 90^\circ$.

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 $\gamma \ll 1$, a menos das estruturas presentes em em valores elevados de ε , os resultados e propriedades obtidas para as larguras Γ são similares aos obtidos no caso do núcleo composto.

Capítulo III: Parte Experimental

III.1 - Introdução

O objetivo deste trabalho consiste na medida 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 feixe 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. Neste capítulo descreveremos o arranjo experimental utilizado, desde a produção do feixe até a aquisição dos dados e seu armazenamento.

III.2 – Os feixes

Neste trabalho foram utilizados feixes de ^{16}O e ^{19}F . Para isto foi utilizada uma fonte de íons do tipo SNICS [68]. Uma pastilha sólida feita de um composto em que o elemento do feixe é um dos componentes (no caso do ^{16}O , usou-se uma pastilha de óxido de titânio e para o feixe de ^{19}F , fluoreto de cálcio) é colocada no interior da fonte num

potencial negativo de aproximadamente 4 KV (catodo). Este catodo é resfriado por um sistema de ar comprimido. Injeta-se na fonte, de forma controlada, vapor de césio aquecido. O césio aquecido ao tocar o catodo resfriado deposita-se sobre o mesmo formando uma película fina. No interior da fonte existe também um filamento de tungstênio que é aquecido por uma corrente elétrica da ordem de 30 A. O césio injetado na fonte ao se aproximar do filamento, perde elétrons e é atraído para o catodo, penetrando na pastilha e arrancando material da mesma (este processo é chamado de "sputtering"). Os átomos deste material, ao passar pela película de césio que se formou na superfície, tornam-se negativos, sendo então repelidos. Esses íons são atraídos para fora da fonte por um potencial positivo em relação ao catodo, de 20 KV (extrator). Logo após a extração do feixe, ele é pré-acelerado por um potencial positivo em relação ao extrator de 70 KV. O feixe passa por um sistema de focalização sendo então injetado no acelerador.

III.3 - O Acelerador Pelletron

Os dados deste trabalho foram tomados utilizando o Acelerador Pelletron 8UD do Instituto de Física da Universidade de São Paulo [69]. Um esquema do acelerador pode ser visto na figura III.1. Primeiramente o feixe negativo pré-acelerado é analisado por um imã (ME-20) onde é selecionada a sua massa. Em seguida o feixe é injetado no acelerador em direção ao terminal, onde é aplicado um potencial positivo V de no máximo 9 MV. O feixe é então acelerado devido à atração pelo potencial aplicado. No terminal existem folhas de carbono de aproximadamente $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ que rouba elétrons das partículas do feixe, deixando-as positivas, segundo uma distribuição de carga que depende do tipo e velocidade das partículas do feixe ao passarem pelo terminal. Com isto, o feixe sofre uma segunda aceleração devido à repulsão exercida pelo terminal. Durante este processo o feixe sofre alterações na sua forma, sendo necessária a presença de elementos de focalização (quadrupolos e desviadores) ao longo de sua trajetória de tal forma a garantir sempre uma boa transmissão.

Ao sair do acelerador o feixe é analisado em um segundo 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) [70].

Ao determinar a energia do feixe, o imã ME-200 exerce um controle fino na tensão do terminal e em alguns parâmetros de focalização do feixe. Para isto existe um sistema de fendas de controle colocado no ponto imagem do mesmo. Uma agulha de corona localizada próxima ao terminal do acelerador é capaz de drenar corrente do mesmo. Estes elementos estão acoplados a um circuito de controle. Quando a tensão do terminal aumenta um pouco, aumentando a energia do feixe, o mesmo incide mais intensamente na fenda inferior, provocando um aumento da corrente drenada pela agulha de corona, diminuindo a tensão do terminal. Quando a tensão do terminal diminui, o feixe incide mais intensamente na fenda superior provocando uma diminuição da corrente drenada pela agulha de corona e aumentando assim a tensão no terminal. Este sistema é dinâmico e permite um controle rápido na energia do feixe.

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, que vale:

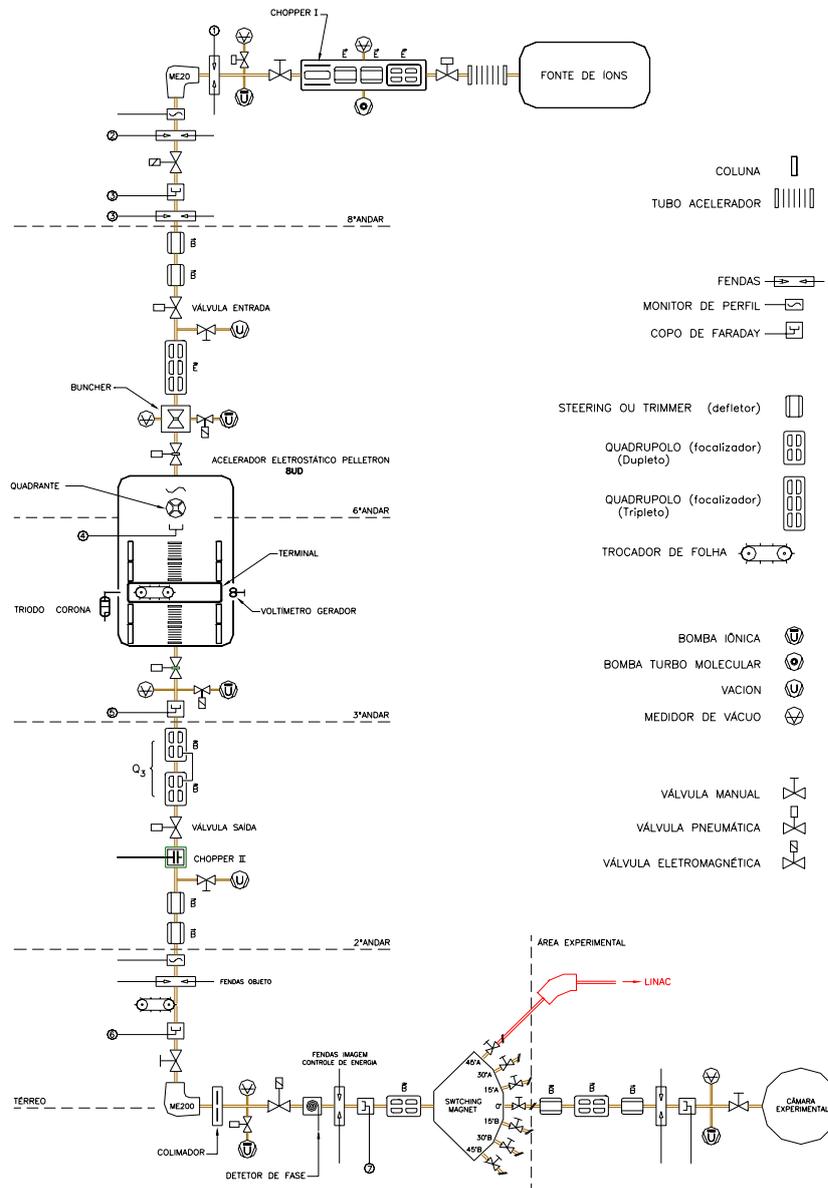
$$\delta E_{lab} = 2E_{lab} \frac{\delta r}{r}, \quad (\text{III.1})$$

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, utilizamos uma abertura de 20 milésimos de polegada, o que nos propicia uma incerteza em energia de aproximadamente 50 KeV na energia do feixe.

A energia final do feixe depende então da tensão de extração da fonte (20KV), da tensão utilizada no pré-acelerador (70 KV), da tensão aplicada no terminal (V) e do estado de carga que se seleciona no segundo imã analisador (q) e vale:

$$E_{lab} = [0.09 + (1 + q)V] \text{ MeV} \quad (\text{III.2})$$

SISTEMA DE MONTAGEM DO LABORATÓRIO PELLETRON LINHA DE FEIXE



DESENHO: ATEMIS 24/4/98

Figura III.1 - Esquema do Acelerador Eletrostático Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo.

Após selecionada a energia do feixe e o seu estado de carga, o feixe é novamente desviado para uma das sete canalizações experimentais do laboratório, onde está montada a experiência.

III.4 - Os Alvos

Nesta experiência utilizamos alvos autoportantes de ^{10}B e ^{12}C . Os alvos de boro foram confeccionados a partir da evaporação em vácuo do material isotopicamente enriquecido ($> 90\%$) através do método de bombardeamento eletrônico com espessuras da ordem de $10\text{-}20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [71]. Foram utilizados também alvos de boro com espessura da ordem de $40\text{-}60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Os alvos de carbono foram confeccionados a partir de evaporação do material pelo método de arco [71]. Estes possuíam espessura em torno de $8\text{-}12 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. 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 ($1\text{-}2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). 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.

III.5 - Resolução em energia do feixe

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 ímã 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:

$$\delta E_{TOTAL}^2 = \delta E_{lab}^2 + \delta E_{alvo}^2, \quad (\text{III.3})$$

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.

III.6 - A câmara de espalhamento

Neste trabalho utilizamos a câmara de espalhamento localizada na extremidade da linha 15°B do Laboratório Pelletron. Esta câmara consiste de um cilindro de aproximadamente 3 metros de comprimento por 1.5 metros de diâmetro. No seu interior há três pratos móveis independentes, onde podem ser montados grandes arranjos. Em condição de uso, a pressão no interior da câmara fica próxima de 1×10^{-7} torr, após um dia de bombeamento. Uma foto da câmara é mostrada na figura III.2.



Figura III.2 - Foto da câmara de espalhamento 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. Devido a isto, foi 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 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. Na figura III.3 são mostradas algumas fotos deste suporte de alvos.

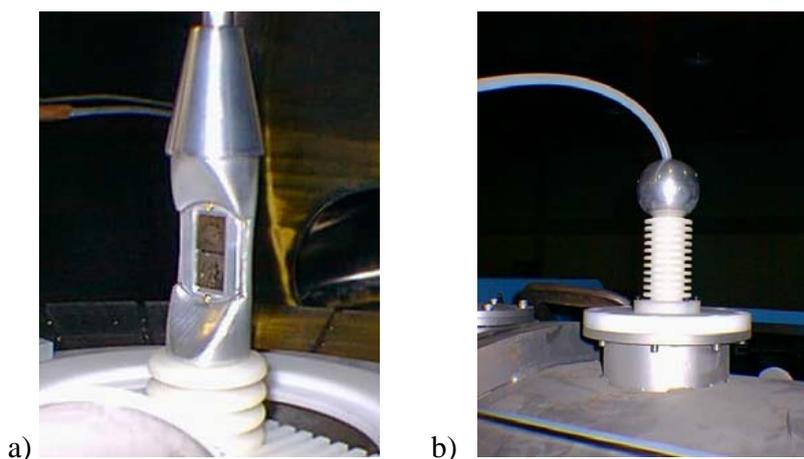


Figura III.3 - Fotos da torre de alvos utilizada neste trabalho. a) suporte de alvos no interior da câmara. Durante a aquisição de dados, este suporte fica envolto por uma blindagem, de forma a não haver polarização dos detetores. b) o passador externo da câmara.

III.7 - O sistema de detecção

O sistema de detecção neste tipo de experiência deve satisfazer três condições: a primeira condição é possuir um ângulo sólido de detecção suficientemente alto para minimizar o tempo de aquisição de dados, pois as funções de excitação devem ser medidas num passo de energia pequeno e cobrir um intervalo de energia incidente razoável para se observar as flutuações, mantendo também o compromisso do sistema de detecção possuir uma boa resolução angular e baixo tempo morto. A segunda característica é determinada pela necessidade de se realizar medidas de coincidência cinemática, a fim de se determinar as partículas provenientes de processos binários. Além disso, o sistema de detetores deve ser capaz de identificar o número atômico e a massa das partículas incidentes, de modo a separar os diversos canais de reação.

Com base nestas características, foi montado um arranjo de detetores composto por dois detetores de silício sensíveis à posição (PSD) da ORTEC [72] e quatro telescópios. Os telescópios são compostos por três detetores alinhados na seguinte ordem: uma câmara de ionização composta de três anéis, preenchida com isobutano a 20 torr, onde o anel central é mantido em 0 V e os dois externos mantidos em uma tensão positiva de 100 V. A fim de isolar o gás da câmara de espalhamento, uma janela de polipropileno aluminizado com espessura de $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ é colocada na entrada do detetor. O segundo elemento é um detetor de silício do tipo barreira de superfície, fino o suficiente para permitir a passagem de íons de hidrogênio e hélio. O terceiro elemento é um cristal cintilador de iodeto de cério de 4.0 cm de espessura acoplado a um fotodiodo. Assim, é possível identificar tanto partículas pesadas, a partir do espectro de perda de energia no gás e energia residual do silício, como partículas leves (isótopos de hidrogênio e hélio) a partir da perda de energia no silício e energia residual no cristal de CsI (neste trabalho estávamos interessados somente nas partículas mais pesadas. Por isso, o detetor de CsI não foi utilizado durante as tomadas de dados). Um esquema do telescópio pode ser visto na figura III.4.

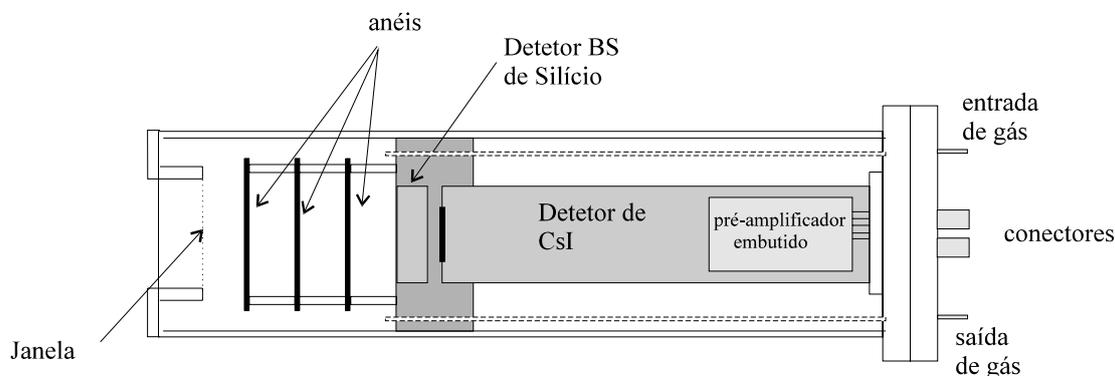


Figura III.4 - Esquema do telescópio utilizado durante as tomadas de dados.

A posição dos detetores foi escolhida de tal forma a se realizar medidas de coincidência entre os telescópios e os PSD's. 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 nos 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, como pode ser visto na figura III.5 para o caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. No caso do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, utilizamos o mesmo posicionamento dos detectores, pois as cinemáticas desses sistemas são parecidas.

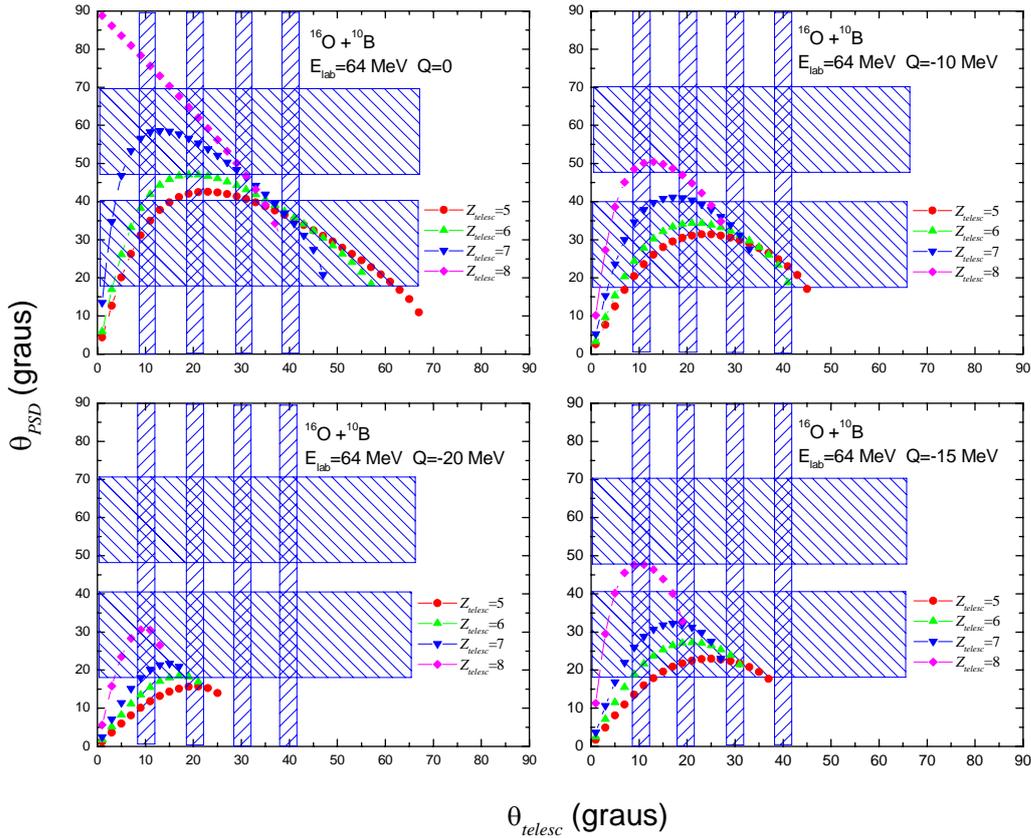


Figura III.5 - Cinemática para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $E_{\text{lab}} = 64$ MeV para vários valores de Q de reação. Os retângulos verticais indicam a abertura angular dos telescópios no eixo θ_{telesc} , enquanto os retângulos horizontais indicam a abertura angular dos PSD's no eixo θ_{PSD} . A região de interseção dos retângulos definem as "janelas" de coincidência possíveis de serem medidas.

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. A posição angular de cada fenda foi previamente medida com o auxílio de um teodolito de forma que pode-se associar à posição que a partícula atinge o

PSD com o seu ângulo de espalhamento. Na figura III.6 são mostradas algumas fotos do sistema de detectores.

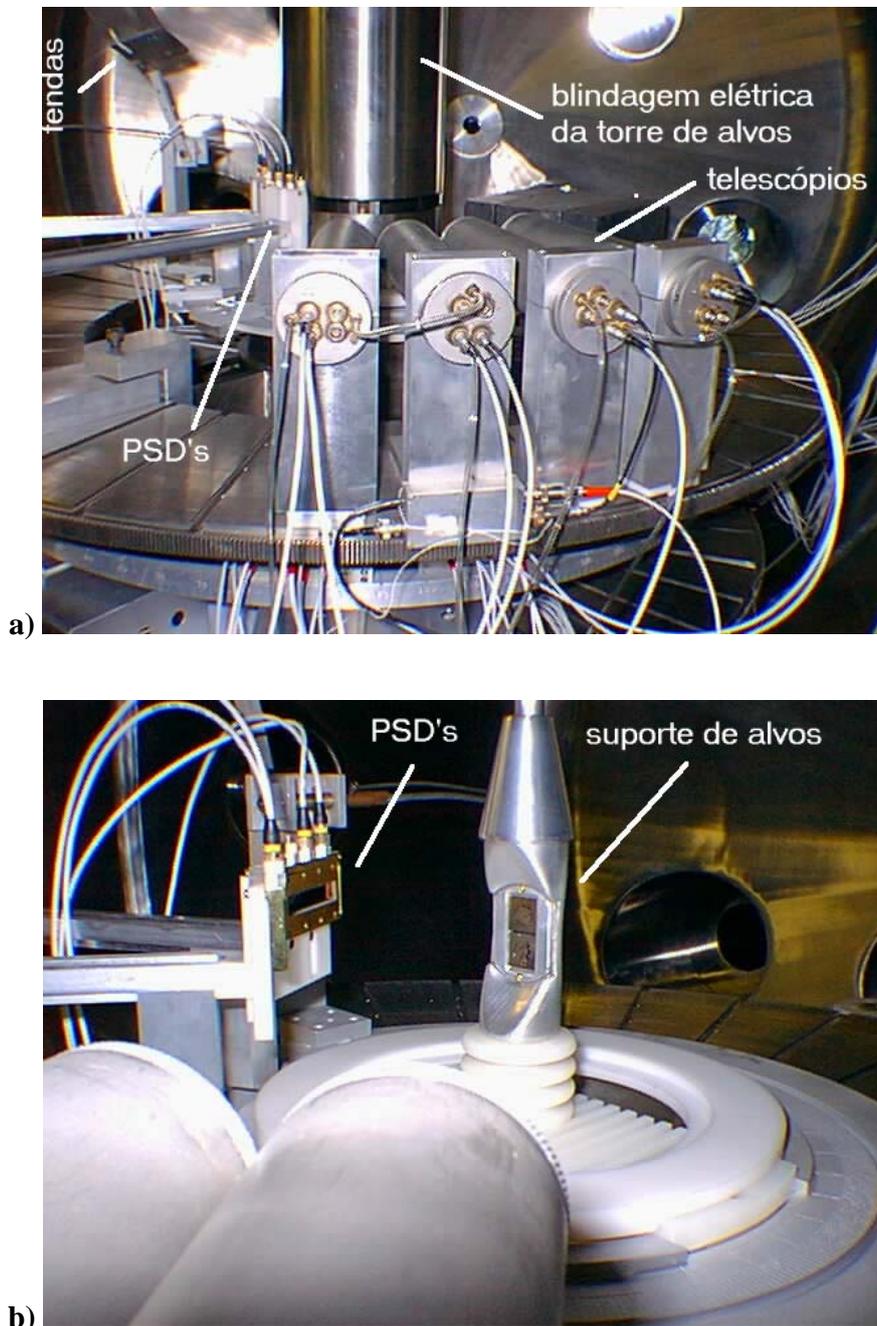


Figura III.6 - a) Foto do arranjo de detectores, com detalhe para os telescópios e a blindagem elétrica que foi colocada em torno do suporte de alvos, de forma que a tensão no mesmo não interferisse nos detectores. b) Detalhe dos PSD's, que foram colocados bastante próximos ao alvo de maneira a abranger uma grande região angular.

III.8 - Eletrônica e aquisição de dados

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.

III.8.1 - Eletrônica NIM

A primeira parte da eletrônica de aquisição de dados está baseada na norma NIM. Um diagrama de blocos da lógica utilizada durante a aquisição de dados é mostrado na figura III.7.

Podemos dividir a lógica desta eletrônica em dois blocos: o primeiro é responsável apenas pela amplificação dos sinais provenientes dos detetores (para cada telescópio temos um sinal proveniente da perda de energia da partícula no gás, ΔE , e um sinal de energia residual da partícula, E_r . No caso dos PSD's, temos um sinal de posição multiplicado pela energia, XE_{PSD} , e um sinal de energia da partícula E_{PSD} . Estes sinais, após amplificação, são enviados aos ADC's (conversores analógico-digitais) para futuro armazenamento.

O segundo bloco é responsável pela geração da janela de evento (sinal responsável pela informação da existência de um evento). Este gatilho foi ajustado com uma largura em tempo de $5\mu s$. Para a geração de um gatilho de evento, é necessária a presença de pelo menos um sinal de energia de qualquer detetor. Como estamos interessados nos eventos em coincidência cinemática e, em razão da elevada taxa de contagem nos PSD's (4000 eventos/s contra 500 eventos/s nos telescópios), foi utilizado um divisor de taxa de contagem (RD) de modo a diminuir o número de eventos "singles" nos PSD's. Este divisor foi ajustado de modo a reduzir a taxa de contagem dos PSD's por um

fator 20. A utilização deste divisor não prejudica a aquisição de eventos em coincidência, uma vez que, nestes casos, os telescópios geram um gatilho de evento de forma independente dos PSD's.

Este bloco da eletrônica é responsável também pela geração do sinal de tempo entre qualquer telescópio e qualquer PSD. Este sinal de tempo indica a presença de um evento de coincidência entre um dos telescópios e um dos PSD's. Este sinal é gerado através de um módulo conversor de tempo em amplitude (TAC) e depois enviado a um ADC.

III.8.2 - Eletrônica CAMAC e Aquisição de dados

Após o processamento pela eletrônica NIM, os sinais são enviados a um sistema CAMAC. Neste sistema, estão presentes os ADC's, responsáveis por converter os sinais analógicos dos detetores para sinais digitais, módulos de memória, responsáveis pelo armazenamento temporário das informações recebidas e um módulo E.H. ("Event Handler"), programável pelo experimentador [73]. Este último é o responsável pela aquisição e filtragem dos dados. Quando um sinal de evento (gatilho de evento) chega a este módulo, ele interrompe momentaneamente a aquisição de dados e percorre os ADC's em busca de algum sinal dos detetores. Quando os encontra, envia-os para o módulo de memória, onde ficam armazenados até que este módulo esteja cheio. Estando cheio, o E.H. transfere o conteúdo desta memória para um computador tipo PC (PentiumTM 166MHz - Windows 95TM) onde estes dados podem ser histogramados para acompanhamento simultâneo da aquisição de dados e armazenamento em disco ou em fita magnética para análise posterior.

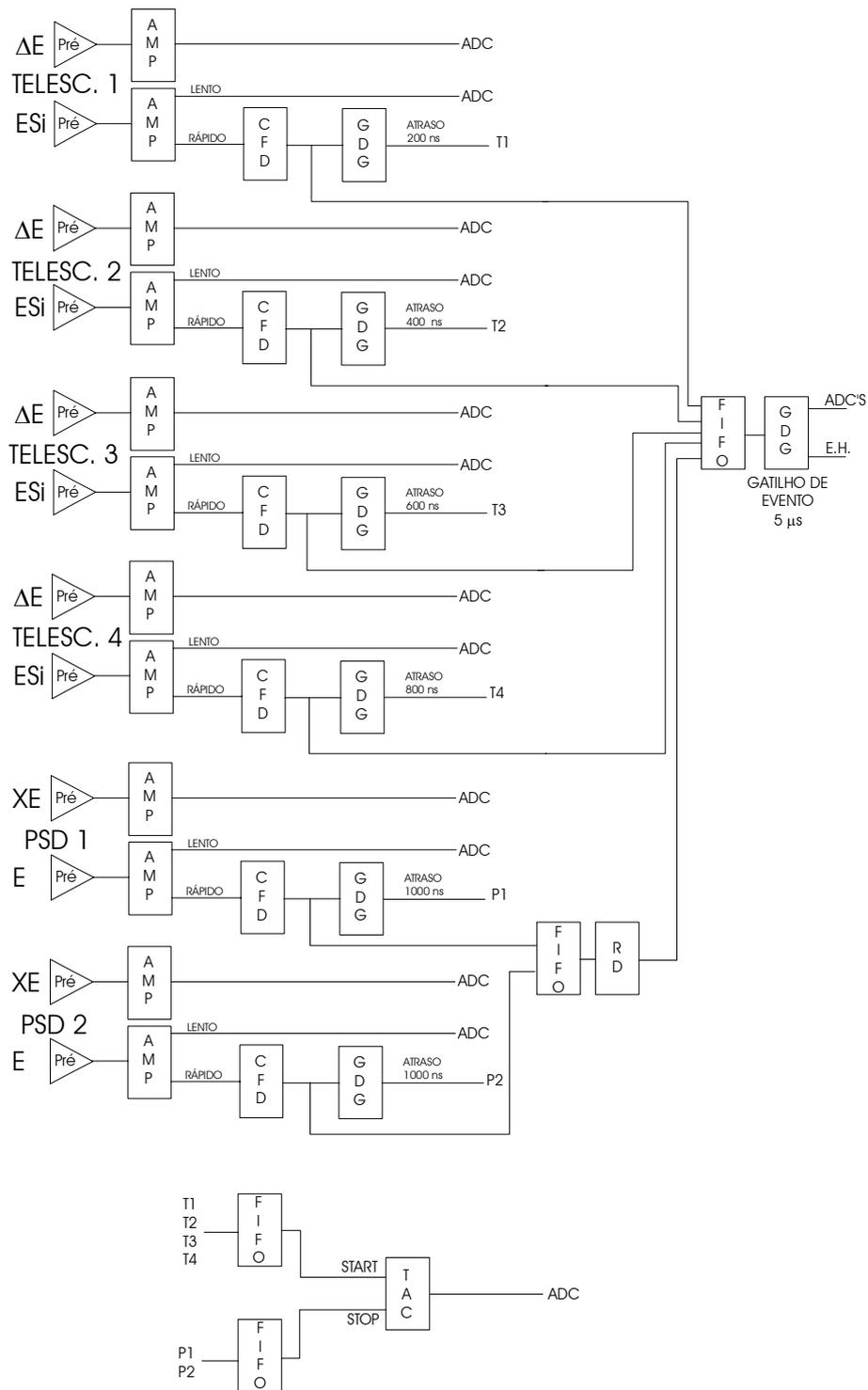


Figura III.7 - Diagrama de blocos da eletrônica NIM. Na figura temos: **Pré** - Pré-amplificador; **AMP** - Amplificador; **CFD** - Discriminador a fração constante; **GDG** - Gerador de janelas e atrasos; **FIFO** - Módulo lógico do tipo "Fan In Fan Out"; **RD** - Divisor de taxa de contagem; **TAC** - Conversor de tempo em amplitude; **E.H.** - "Event Handler"; **ADC** - Conversor analógico-digital.

Capítulo IV: Redução dos dados

IV.1 - Introdução

Neste capítulo descreveremos o procedimento utilizado na redução dos dados obtidos, mostrando inicialmente as medidas realizadas e as razões pelas quais foram feitas. Em seguida, mostraremos o procedimento de calibração dos telescópios e dos PSD's. Com os detetores devidamente calibrados, pode-se determinar quais partículas são provenientes de processos binários. Por fim, mostraremos o procedimento utilizado para o cálculo das seções de choque absolutas, necessárias para a obtenção das funções de excitação dos diversos canais de reação.

IV.2 - Medidas realizadas

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

1. $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $57 \text{ MeV} < E_{lab.} < 64 \text{ MeV}$ e passo em energia de $\Delta E_{lab} \sim 60 \text{ KeV}$, o correspondente no centro de massa a uma variação de energia tal que $22 \text{ MeV} < E_{C.M.} < 24 \text{ MeV}$, com um passo de energia da

ordem de $\Delta E_{C.M.} \sim 23 \text{ KeV}$. 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.

2. $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $44 \text{ MeV} < E_{lab.} < 65 \text{ MeV}$ com passo de energia de $\Delta E_{lab} \sim 500 \text{ KeV}$, correspondente no centro de massa a uma energia $17 \text{ MeV} < E_{C.M.} < 25 \text{ MeV}$ com um passo da ordem de $\Delta E_{C.M.} \sim 190 \text{ KeV}$. 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.
3. $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ com $57 \text{ MeV} < E_{lab.} < 64 \text{ MeV}$ com passo de energia de $\Delta E_{lab} \sim 70 \text{ KeV}$, o que corresponde no referencial do centro de massa a uma variação de energia tal que $22 \text{ MeV} < E_{C.M.} < 24 \text{ MeV}$, com um passo de $\Delta E_{C.M.} \sim 27 \text{ KeV}$. 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 ($\sim 20 \text{ KeV}$), 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, 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". As razões para esta última medida não ter sido realizada para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ ficarão claras nos capítulos que se seguem.

Na tabela IV.1, temos um resumo geral das medidas realizadas e o tempo de irradiação necessário em cada uma delas.

Tabela IV.1 - Resumo das medidas realizadas. Da esquerda para a direita temos: o sistema medido, a faixa de energia no referencial do laboratório, o passo de energia no referencial do laboratório, a faixa de energia no referencial do centro de massa, o passo em energia no referencial do centro de massa e o tempo de máquina utilizado para medir cada sistema.

Sistema	E_{lab} (MeV)	ΔE_{lab} (KeV)	$E_{C.M.}$ (MeV)	$\Delta E_{C.M.}$ (KeV)	Tempo gasto no acelerador (dias)
$^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	$57 < E_{lab.} < 64$	~ 60	$22 < E_{c.m.} < 24$	~ 23	23
$^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$	$44 < E_{lab.} < 65$	~ 500	$17 < E_{c.m.} < 25$	~ 190	12
$^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$	$57 < E_{lab.} < 64$	~ 70	$22 < E_{c.m.} < 24$	~ 27	19

IV.3 - Espectros obtidos.

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 detector de silício, no caso das partículas incidentes nos telescópios. No caso dos PSD's, determinamos 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*.

A redução dos dados brutos é feita fora de linha utilizando-se um pacote de programas denominado VAXPAK [74]. Os arquivos de dados gravados em fita são lidos utilizando o programa chamado SCANM onde pode-se gerar espectros multicanais e bi-paramétricos e ainda efetuar qualquer conta envolvendo os parâmetros. Utiliza-se também o programa DAMM, que é um visualizador gráfico dos espectros que propicia, dentre outras coisas, o traçado de contornos, projeções e ajustes de picos.

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 obtido com os telescópios pode ser visto na figura IV.1.

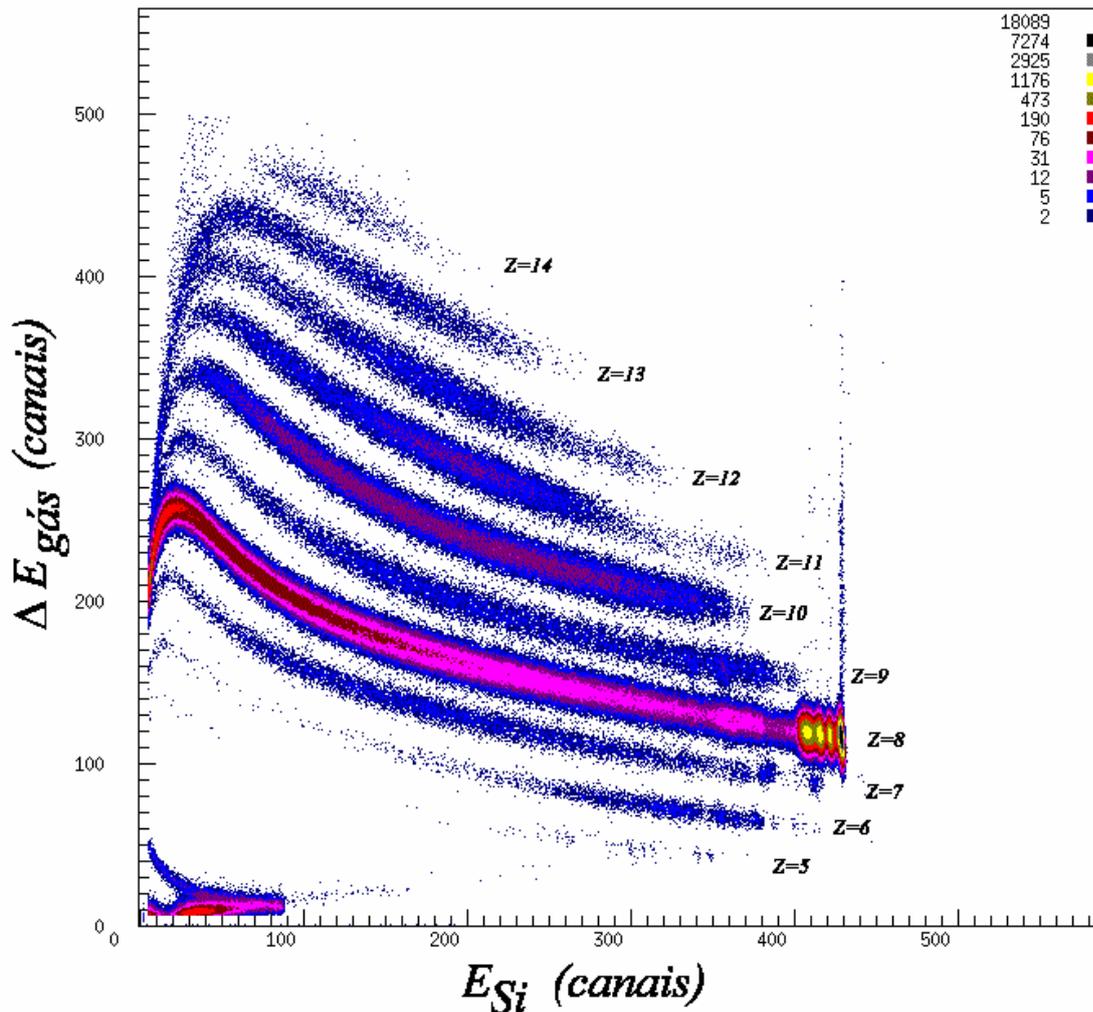


Figura IV.1 - Espectro típico de $\Delta E_{gás}$ vs E_{Si} obtido com um dos telescópios para a reação $^{16}O + ^{10}B$. Cada faixa corresponde a um número atômico (Z). Pode-se identificar desde $Z=5$ até $Z=13$ com uma resolução em número atômico menor que uma unidade.

Pode-se notar, na faixa correspondente a $Z=8$ uma série de picos na região de energia mais elevada. Estes picos correspondem ao ^{16}O espalhado elasticamente pelo ouro presente no alvo, pelo ^{10}B e contaminantes. A faixa com $Z=14$ é devida a alguma reação do

feixe com contaminantes do alvo, uma vez que o núcleo composto, neste caso, seria o ^{26}Al ($Z=13$).

Na figura IV.2, temos um espectro de posição, X_{PSD} vs. E_{PSD} para um dos PSD's para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. 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).

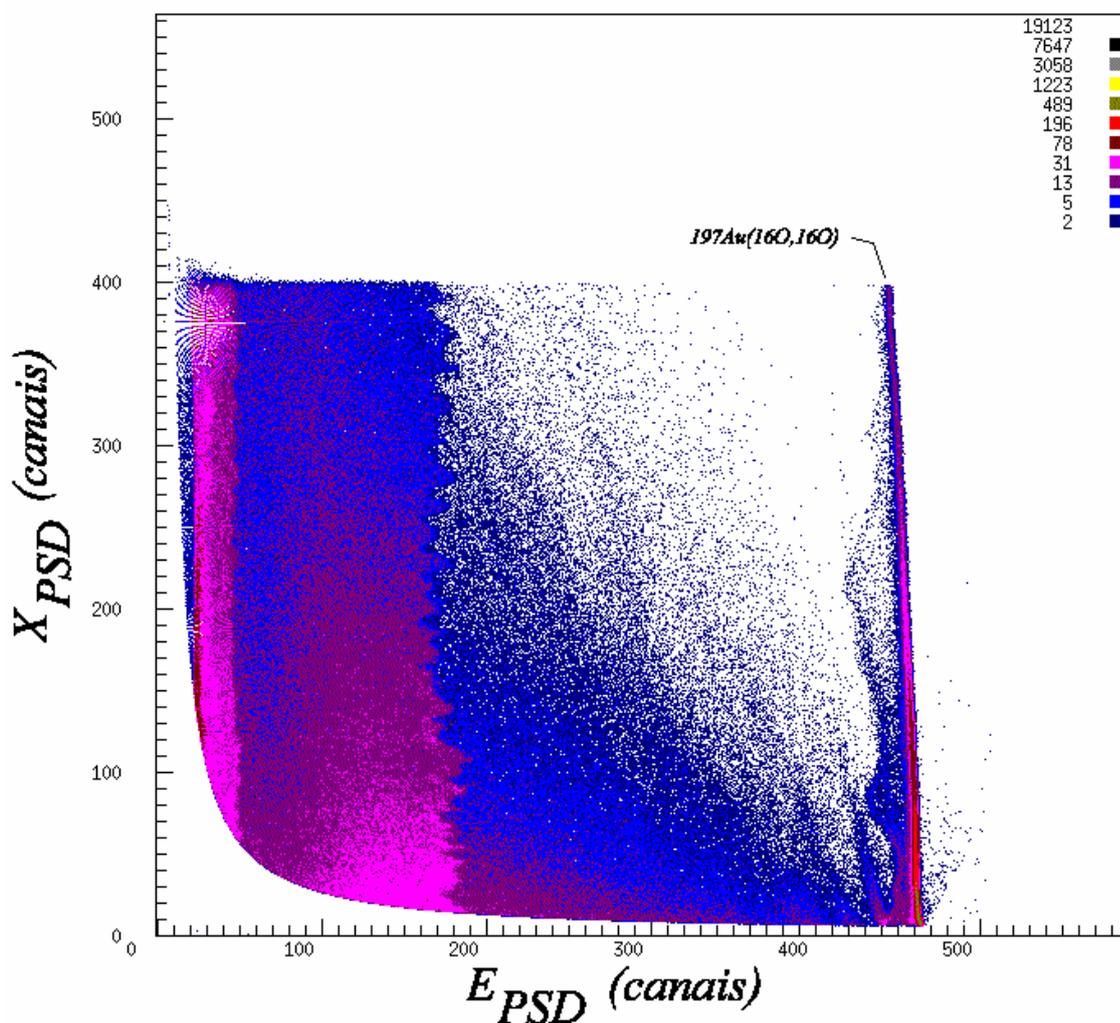


Figura IV.2 - Espectro de posição, X_{PSD} vs. E_{PSD} para um dos PSD's para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. A faixa na região de energias mais altas corresponde à cinemática do espalhamento elástico do feixe pelo ouro presente no alvo.

Outro parâmetro importante durante a aquisição de dados é o tempo relativo entre os sinais provenientes dos telescópios e dos PSD's, o *TAC*. Na figura IV.3 vemos um espectro típico de *TAC* para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. Pode-se notar claramente a presença de quatro picos, correspondendo à coincidência de cada um dos telescópios com os PSD's. O pequeno pico entre os picos dos telescópios 3 e 4 é devido à existência de um pico de *TAC* duplo para o telescópio 2, possivelmente devido à reflexão do sinal de tempo proveniente deste telescópio. Porém, a presença do mesmo não interfere nos demais detetores, pois podemos separar o sinal de *TAC* para cada detetor impondo a presença do sinal de energia do telescópio correspondente. A separação em tempo entre cada um destes picos é de aproximadamente 500 ns.

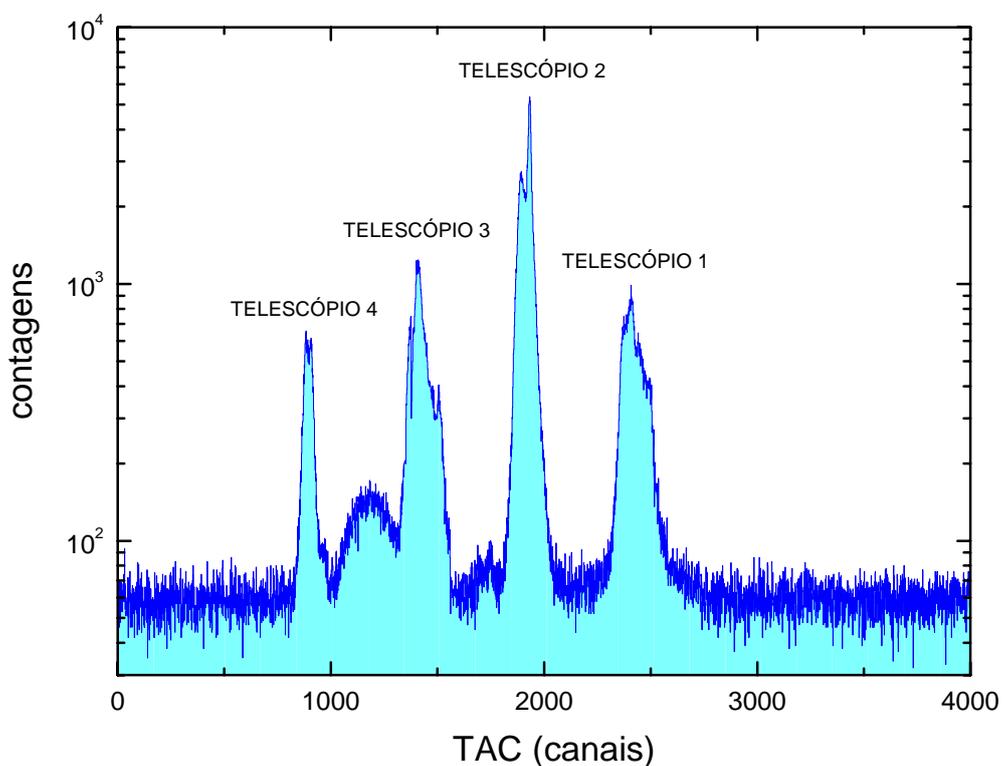


Figura IV.3 - Espectro típico de *TAC* para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. Pode-se notar claramente a presença de quatro picos, correspondendo à coincidência entre cada um dos telescópios com qualquer PSD. O pequeno pico entre os picos dos telescópios 3 e 4 é devido a existência de um pico duplo referente ao telescópio 2, devido à existência de um pequena reflexão do sinal de tempo do mesmo. A separação em tempo entre os picos é de aproximadamente 500 ns.

IV.4 - Calibração dos detetores

IV.4.1 - Os PSD's

A calibração dos PSD's envolve dois aspectos: a calibração em posição e a calibração em energia.

O primeiro aspecto a ser levado em conta é a calibração em posição. Como foi dito no Capítulo III, um sistema de fendas móveis foi montado de tal forma que, em qualquer momento da experiência, pudéssemos realizar uma calibração em posição dos PSD's. O sistema consiste de fendas de 1 mm de espessura espaçadas de 2 mm, centro a centro. 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. Um espectro típico de PSD com fendas, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, pode ser visto na figura IV.4.

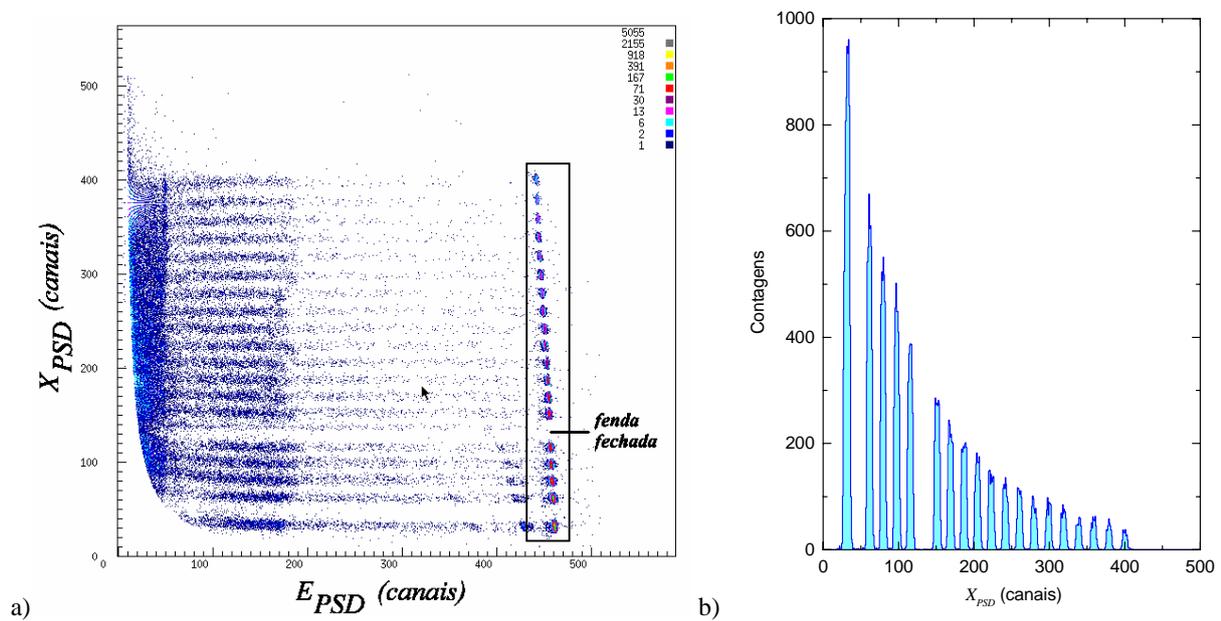


Figura IV.4 - a) espectro típico X_{PSD} vs. E_{PSD} de um PSD quando o conjunto de fendas é colocado na sua frente, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Uma das fendas estava fechada para efeito de referência no espectro. b): projeção no eixo de X_{PSD} do contorno mostrado no espectro X_{PSD} vs. E_{PSD}

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. Na figura IV.5 pode-se ver um ajuste utilizado para calibrar o PSD em posição.

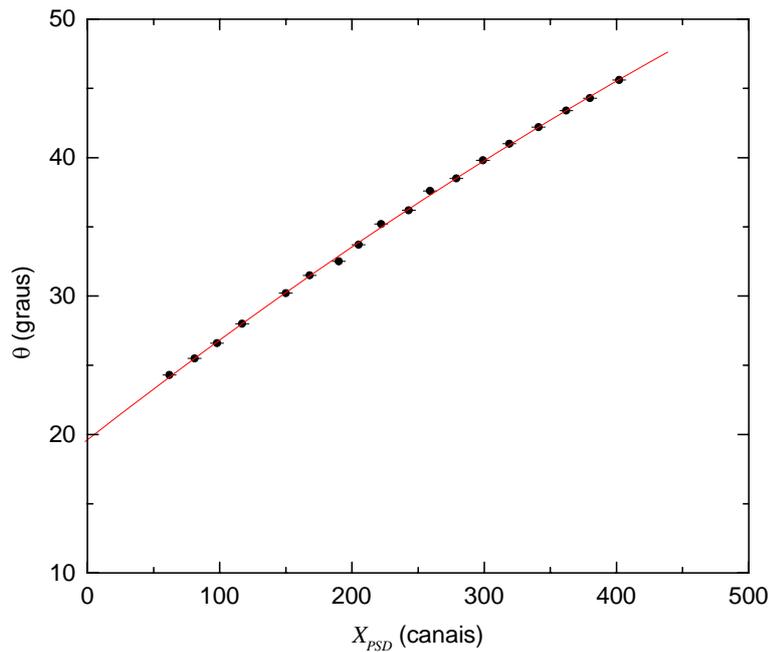


Figura IV.5 - Calibração em posição de um PSD, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. As barras de erro horizontais mostram a abertura angular de cada fenda.

A calibração em energia do PSD depende da posição em que a partícula incide no mesmo, devido a uma não linearidade do mesmo. Para simplificar o problema, podemos escrever que a energia em MeV da partícula incidente no PSD vale:

$$E_{PSD}^{MeV} = f(\theta_{PSD}) + g(\theta_{PSD})E_{PSD}^{canais} \quad (\text{IV.4.1})$$

onde $f(\theta_{PSD})$ e $g(\theta_{PSD})$ são funções polinomiais que dependem do ângulo com que a partícula atinge o PSD. 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). Realizou-se uma calibração linear para cada posição do PSD e as funções $f(\theta_{PSD})$ e $g(\theta_{PSD})$ foram obtidas através do ajuste dos coeficientes linear e angular destas calibrações. Em geral foi necessário um polinômio de grau cinco ou seis para um bom ajuste destas funções. Na figura IV.6 pode-se ver um exemplo destas funções obtidas para calibrar um dos PSD na reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Assim como para a calibração em posição, os valores de χ_{red}^2 obtidos estavam dentro de uma faixa de confiabilidade de 98%.

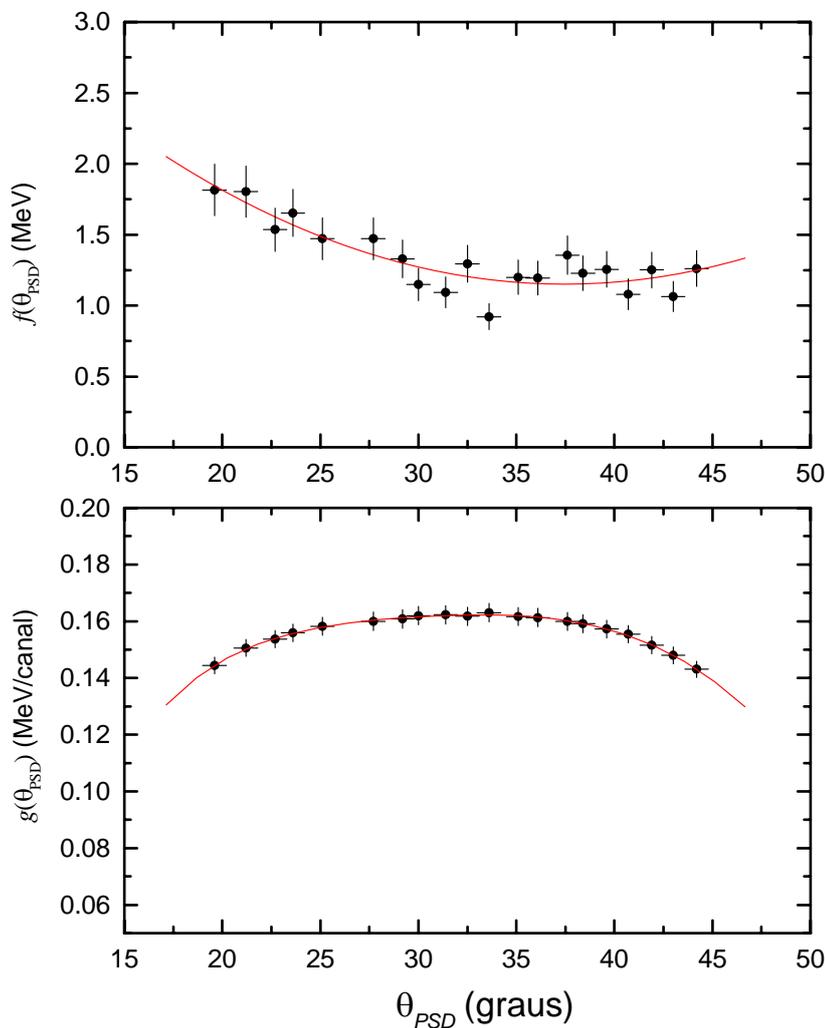


Figura IV.6 - Funções $f(\theta_{PSD})$ (em cima) e $g(\theta_{PSD})$ (embaixo) obtidas a partir do ajuste dos coeficientes linear a angular obtidos a partir da calibração em energia para várias posições do PSD, para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. As barras de erro horizontais representam a abertura angular das fendas e as verticais os erros devido ao ajuste linear das funções.

IV.4.2 - Os telescópios

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 absorvedores de energia que a partícula atravessa durante a sua passagem pelo detetor. No telescópio utilizado neste trabalho, esses absorvedores são: janela de polipropileno, gás e detetor de silício. Assim, podemos escrever que a energia da partícula incidente no detetor vale:

$$E_{telesc} = \Delta E_{janela} + \Delta E_{gás} + E_{Si} \quad (IV.4.2)$$

O termo ΔE_{janela} não pode ser medido diretamente. Consequentemente, incluímos uma avaliação da correção em energia no sinal de $\Delta E_{gás}$. Assim, podemos reescrever a equação (IV.4.2) como:

$$E_{telesc} = \beta(E_{Si})\Delta E_{gás} + E_{Si}, \quad (IV.4.3)$$

onde $\beta(E_{Si})$ é uma função obtida através de cálculos de perda de energia realizados com o programa STOPX [74] (a precisão destes cálculos ficam em torno de 5%) e vale:

$$\beta(E_{Si}) = \frac{\Delta E_{janela} + \Delta E_{gás}}{\Delta E_{gás}}. \quad (IV.4.4)$$

Na figura IV.7 tem-se $\beta(E_{Si})$ como função de E_{Si} para várias partículas incidentes no detetor. Pode-se notar que esta função praticamente não depende do tipo de partícula e da energia depositada no detetor de silício. Devido a estas características, assumimos $\beta(E_{Si}) = \beta$, um valor constante.

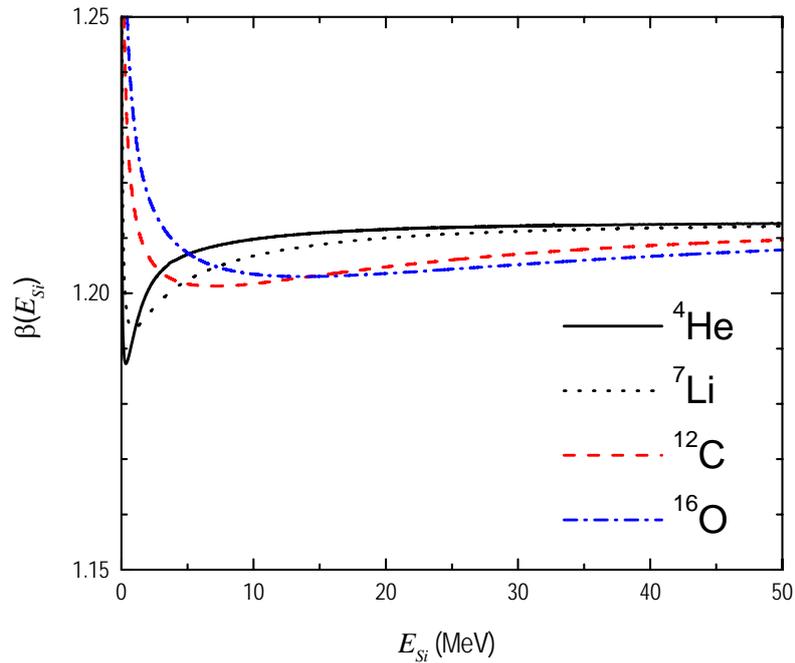


Figura IV.7 - $\beta(E_{Si})$ como função de E_{Si} para várias partículas incidentes no telescópio.

Outro fator importante a ser levado em conta é a calibração dos parâmetros medidos. Para calibrar a energia depositada no silício utilizamos 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 detector e, através de cálculos de perda de energia, pode-se obter a energia depositada no silício. Assim, a energia depositada no detector de silício vale, em MeV:

$$E_{Si}^{MeV} = a_{Si} + b_{Si} E_{Si}^{canais} \quad , \quad (\text{IV.4.5})$$

onde a_{Si} e b_{Si} são obtidos através de um ajuste linear. 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 detector de silício, pode-se determinar a energia residual destas transições e, comparando com cálculos de perda de energia, obteve-se a

perda de energia no gás correspondente. Da mesma forma que no caso anterior, pode-se dizer que a perda de energia da partícula no gás vale:

$$\Delta E_{gás} = a_{gás} + b_{gás} \Delta E_{gás}^{canais} \quad (IV.4.6)$$

onde mais uma vez os parâmetros $a_{gás}$ e $b_{gás}$ são obtidos através de um ajuste linear.

Assim, pode-se dizer, de maneira mais geral, que a energia total de uma partícula incidente em um dos telescópios vale:

$$E_{telesc} = \beta(a_{gás} + b_{gás} \Delta E_{gás}^{canais}) + (a_{Si} + b_{Si} E_{Si}^{canais}). \quad (IV.4.7)$$

A calibração dos telescópios, assim como a calibração dos PSD's é um fator muito importante deste trabalho, já que a identificação das partículas provenientes de processos binários, como será mostrado na seção IV.6, depende fortemente das energias medidas dos PSD's e dos telescópios. Entretanto, a existência de transições previamente conhecidas torna o processo autoconsistente.

IV.5 - Eficiência de detecção

Na seção III.7, descrevemos o aparato experimental utilizado durante as tomadas de dados. O posicionamento dos detetores foi escolhido de tal forma que se favorecesse medidas em coincidências para vários canais de reações binários em uma faixa de energia de excitação (ou Q de reação) a maior possível. Na figura III.5 foi mostrado um cálculo de cinemática para vários canais binários e vários Q de reação e a região angular coberta pelos detetores. Em primeira aproximação, esta região de sombra define os canais e energias de excitação possíveis de serem medidos. Porém, deve-se levar em conta a forma dos detetores, o ângulo sólido dos mesmos, o possível "straggling" em energia e ângulo das partículas emitidas e o tamanho do feixe no alvo. Estes fatores limitam as janelas de coincidência em relação ao caso ideal e definem o que chamamos "eficiência de detecção". Matematicamente define-se a eficiência de detecção como sendo a razão entre o número de

partículas provenientes de um processo binário que são medidas em um telescópio e em um PSD, simultaneamente, e o número de partículas provenientes de um processo binário no qual somente uma delas é medida em um dos telescópios, ou seja:

$$efic = \frac{\text{Número de partículas (aos pares) medidas em um telescópio e um PSD}}{\text{Número de partículas medidas em apenas um telescópio}} \quad (IV.5.1)$$

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 "stragglings" em ângulo e energia das partículas medidas. Para determinar a eficiência, utiliza-se o seguinte procedimento:

1. Inicialmente sorteia-se a posição com que o projétil incide no alvo, respeitando os limites impostos pelo tamanho do feixe.
2. Sorteia-se, em seguida, os ângulos polar e azimutal com que a primeira partícula é emitida. Através de cálculos de cinemática de dois corpos, determina-se a energia desta partícula, além dos ângulos, polar e azimutal, e energia da segunda partícula.
3. O efeito de "stragglings" em ângulo e energia são incluídos fazendo uma variação aleatória dos ângulos e energias das partículas emitidas segundo uma distribuição gaussiana cuja largura é a intensidade do "stragglings" e cujo valor médio são os valores obtidos no passo anterior.
4. Através de cálculos geométricos verifica-se se a primeira partícula pode ser medida pelo telescópio. Se sim, o denominador da expressão (IV.5.1) é incrementado. Se esta condição for satisfeita, verifica-se também se a segunda partícula incide em um PSD. Se esta condição for satisfeita, o numerador da expressão (IV.5.1) é incrementado.

5. Os passos 1 a 4 são repetidos tantas vezes quantas forem necessárias para atingir a precisão desejada. A eficiência é então calculada pela razão entre o numerador e denominador finais obtidos no término da simulação.

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, como mostra a figura IV.8. Pode-se notar uma boa concordância entre os resultados experimentais e os calculados, em ambas as reações estudadas neste trabalho. 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, como será descrito adiante.

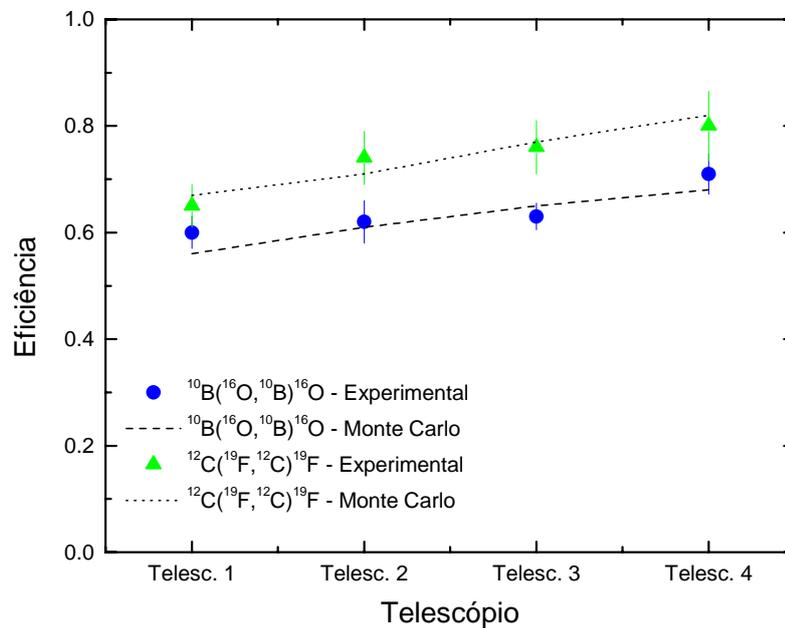


Figura IV.8 - Comparação entre a eficiência cinemática experimental obtida para o espalhamento elástico em ângulos traseiros nas reações $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ e a eficiência cinemática calculada através de simulações pelo método de Monte Carlo.

IV.6 - Obtenção dos eventos binários

Neste trabalho estamos interessados 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. Medidas de coincidência é um método bastante exclusivo neste tipo de estudo. Deve-se, além disto, poder determinar os números de massa das partículas detetadas. 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 dos telescópios não terem definição angular maior que 1.5° , no referencial do laboratório. Quanto aos 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.

IV.6.1 - Obtenção das massas

A partir do esquema da figura IV.9, podemos escrever os momentos das partículas na direção do feixe (x) e perpendicular a ele (y) como:

$$p_{\text{feixe}} = \sqrt{2M_{\text{feixe}}E_{\text{lab}}},$$
$$p_{\text{telesc}}^x = \sqrt{2M_{\text{telesc}}E_{\text{telesc}}} \cos \theta_{\text{telesc}}, \quad p_{\text{telesc}}^y = \sqrt{2M_{\text{telesc}}E_{\text{telesc}}} \text{sen } \theta_{\text{telesc}},$$
$$p_{\text{PSD}}^x = \sqrt{2M_{\text{PSD}}E_{\text{PSD}}} \cos \theta_{\text{PSD}}, \quad p_{\text{PSD}}^y = \sqrt{2M_{\text{PSD}}E_{\text{PSD}}} \text{sen } \theta_{\text{PSD}}. \quad (\text{IV.6.1})$$

Fazendo $p_{PSD}^y = p_{telesc}^y$ e $p_{PSD}^x + p_{telesc}^x = p_{feixe}$, chegamos facilmente a expressões para as massas das partículas em coincidência, que são:

$$M_{telesc} = M_{feixe} \frac{E_{feixe}}{E_{telesc}} \left(\frac{\text{sen } \theta_{PSD}}{\text{sen}(\theta_{telesc} + \theta_{PSD})} \right)^2, \quad M_{PSD} = M_{feixe} \frac{E_{feixe}}{E_{PSD}} \left(\frac{\text{sen } \theta_{telesc}}{\text{sen}(\theta_{telesc} + \theta_{PSD})} \right)^2 \quad (\text{IV.6.2})$$

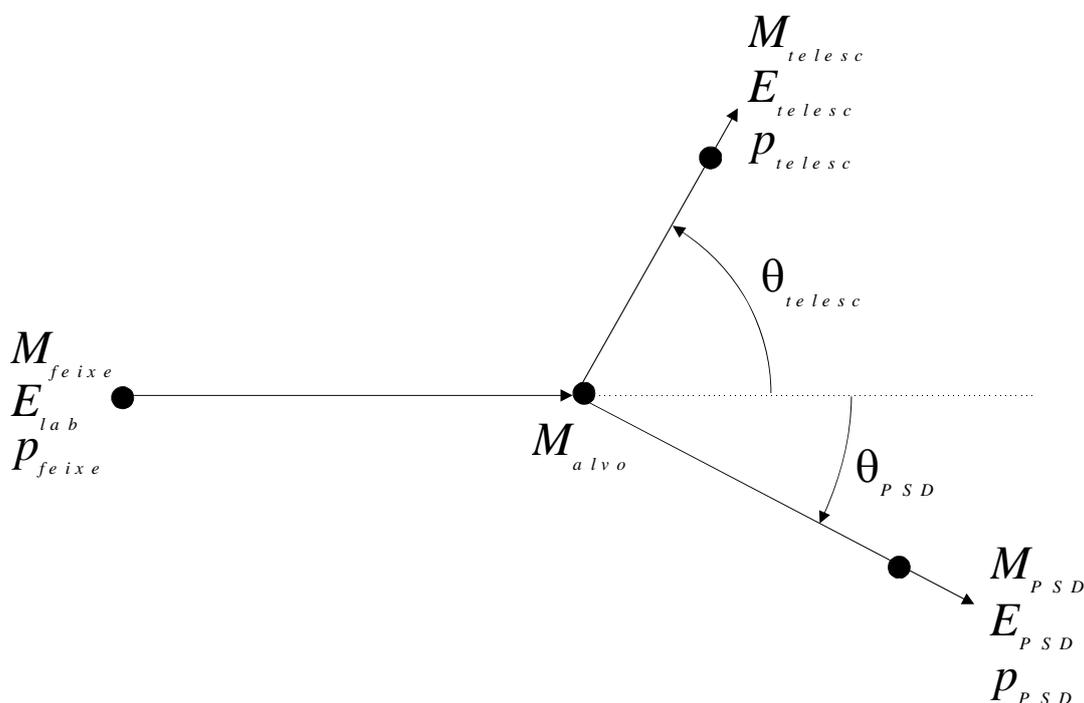


Figura IV.9 - Esquema de uma cinemática de um processo binário.

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 com os 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 com os contaminantes do alvo. Nas figuras IV.10-a e IV.11-a vemos espectros de M_{PSD} vs. M_{telesc} para as reações $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, respectivamente. Nos encartes destas figuras, vemos a projeção destes

espectros nos eixos $M_{telesc.} + M_{PSD}$ e no eixo $M_{telesc.} - M_{PSD}$, onde é possível notar a boa separação em massa obtida.

Através dos espectros de massa abaixo e dos espectros obtidos pelos telescópios pode-se selecionar um determinado canal binário de reação através de contornos em um determinado número atômico (Z) e determinada massa das partículas detetadas.

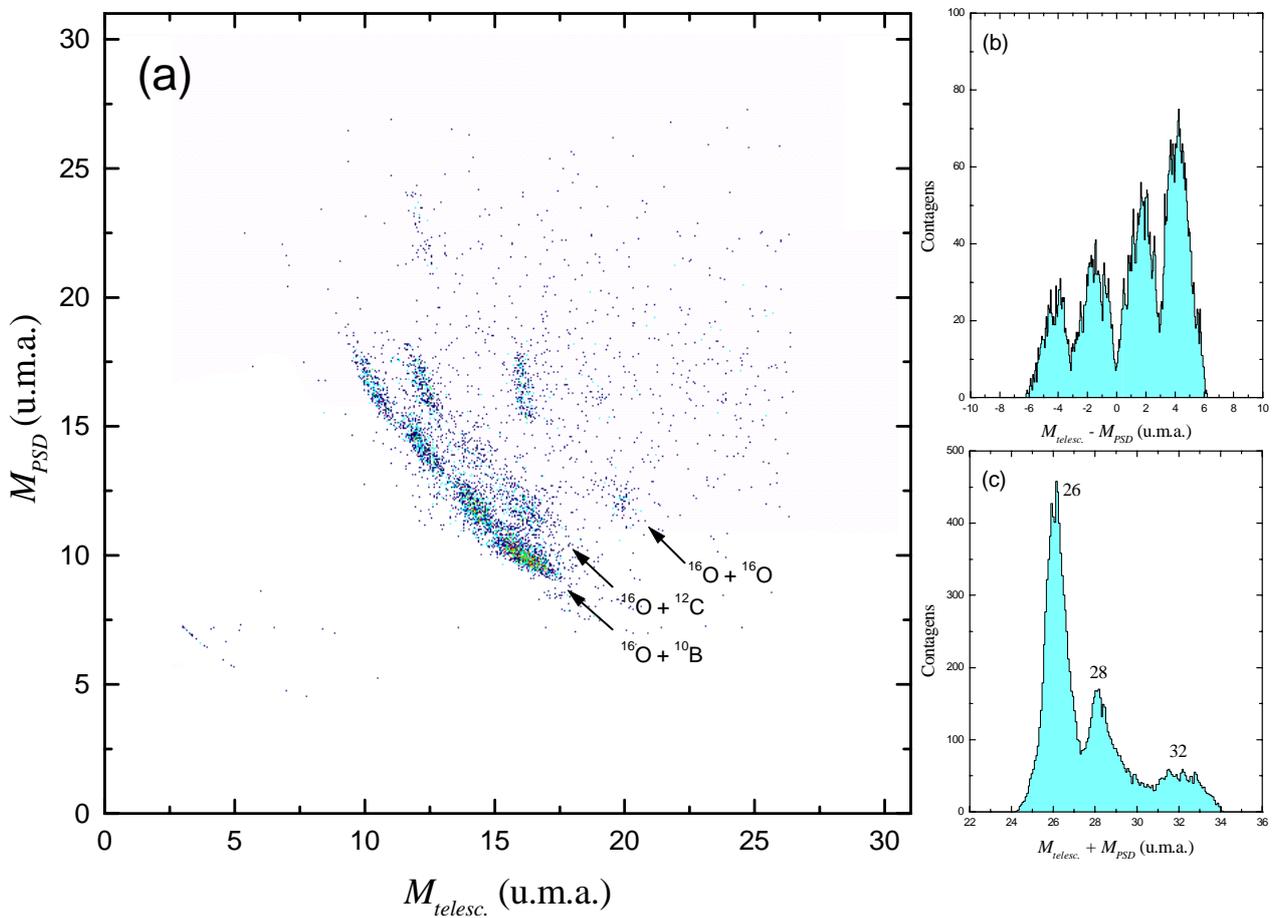


Figura IV.10 - a) Espectro de M_{PSD} vs. $M_{telesc.}$ para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $E_{lab} = 60 \text{ MeV}$. Note que é possível separar os eventos provenientes de processos binários de eventos de reação do feixe com o alvo e seus contaminantes. b) projeção no eixo $M_{telesc.} - M_{PSD}$. c) projeção no eixo $M_{telesc.} + M_{PSD}$.

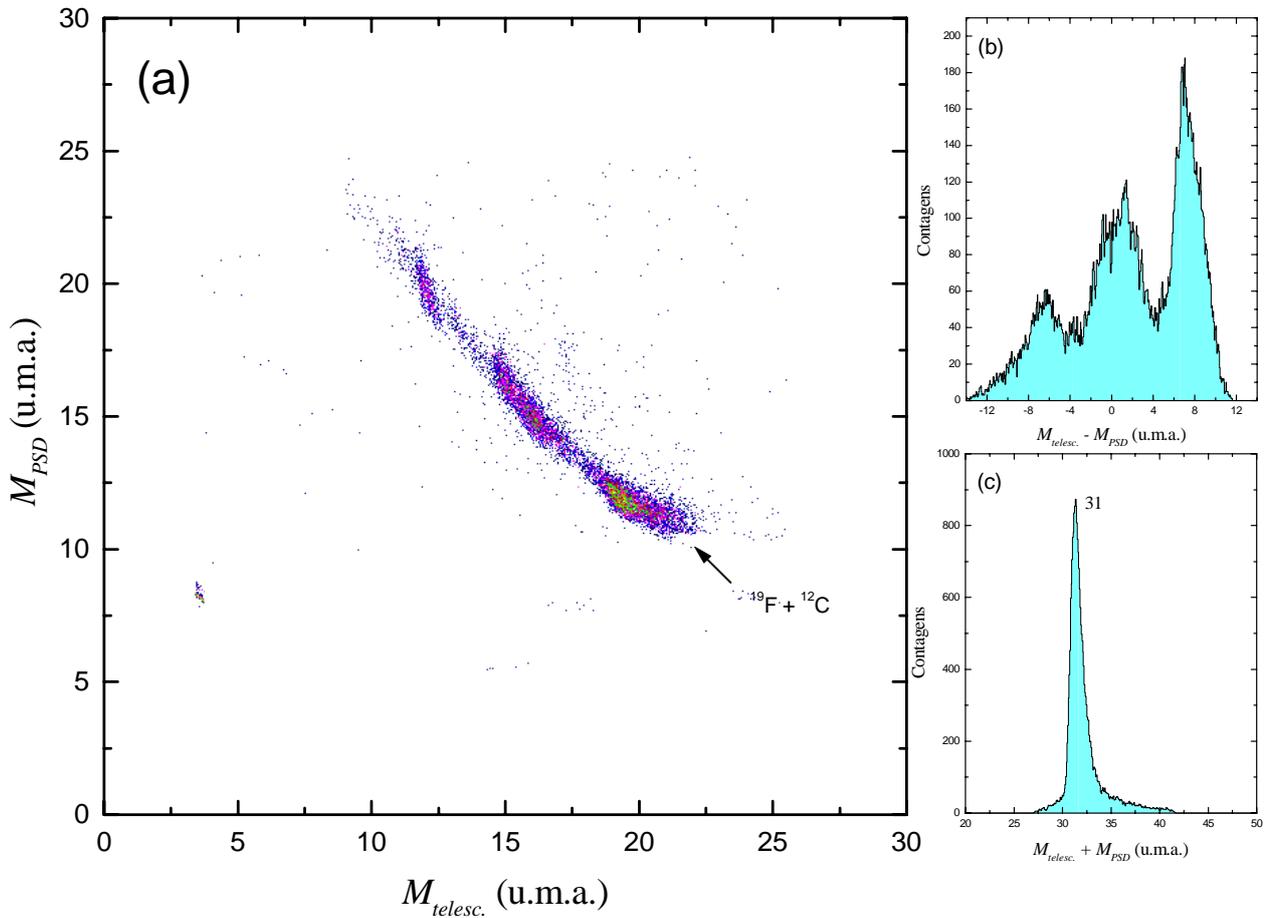


Figura IV.11 - Espectro de M_{PSD} vs. M_{telesc} para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ com $E_{lab} = 60 \text{ MeV}$. Note que é possível separar os eventos provenientes de processos binários de eventos de reação do feixe com o alvo, obtendo uma resolução da ordem de 1 unidade de massa atômica.

IV.6.2 - Espectros de energia de excitação

Identificados 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, além do canal de espalhamento elástico, o canal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ possui uma boa estatística e boa eficiência de detecção para os telescópios posicionados em 20° , 30° e 40° . Para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, além do canal de espalhamento elástico, os canais $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ e $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$ (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. Nas figuras IV.12 a IV.15 são mostrados espectros típicos para os diversos canais de saída em dois 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.

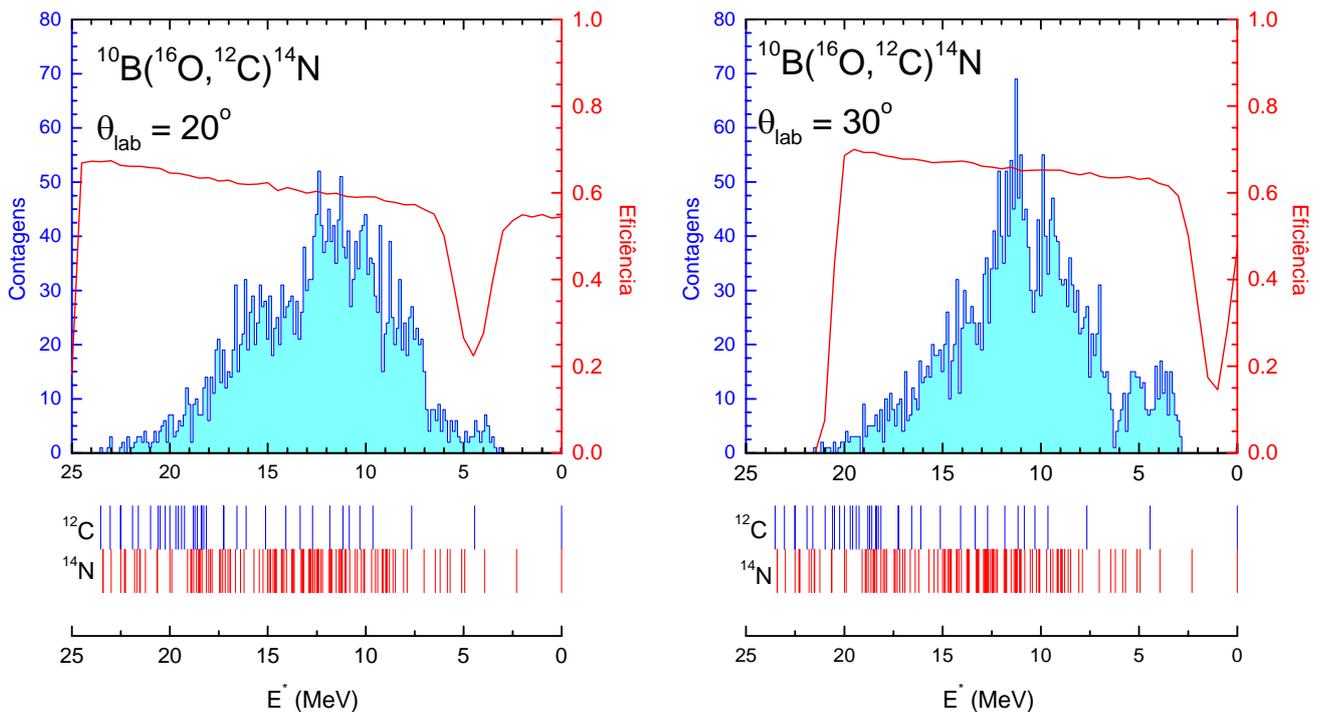


Figura IV.12 - Espectro típico para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ em dois diferentes ângulos no laboratório. A linha contínua é a eficiência cinemática calculada pelo método de Monte Carlo. As linhas verticais embaixo do espectro são os níveis discretos de energia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

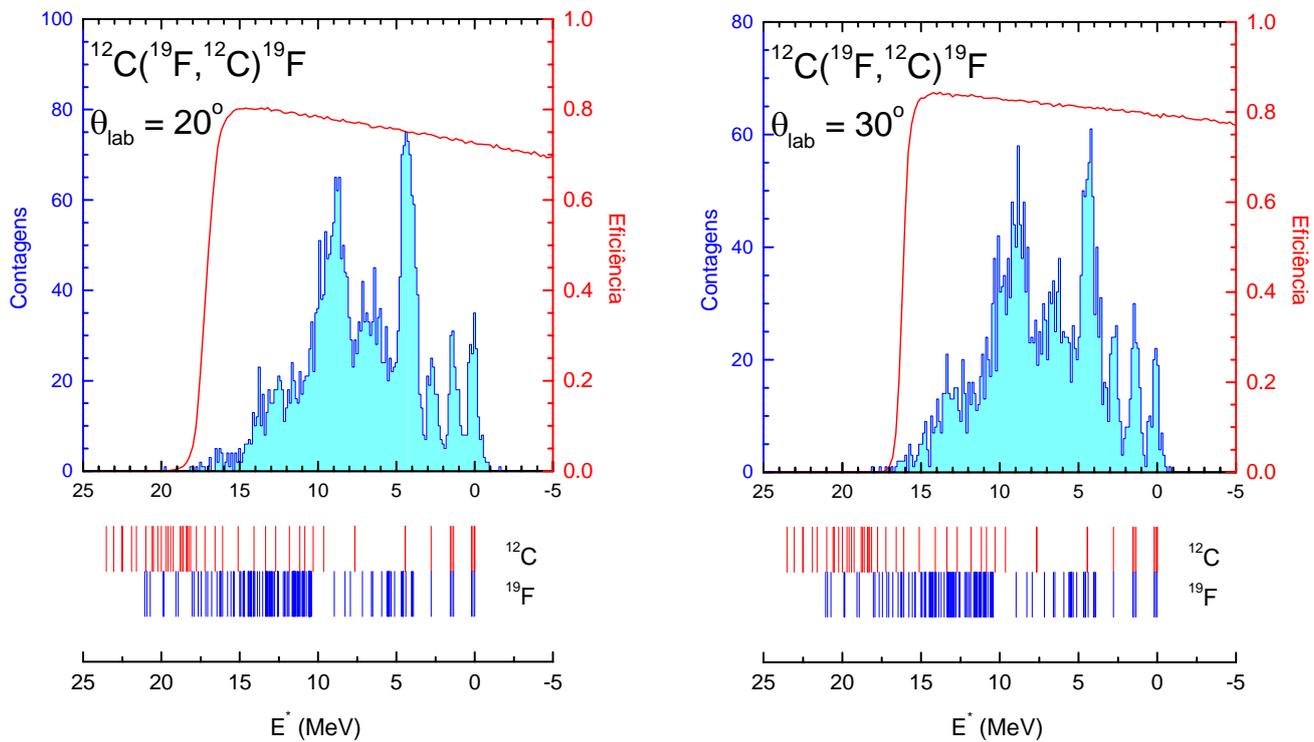


Figura IV.13 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$.

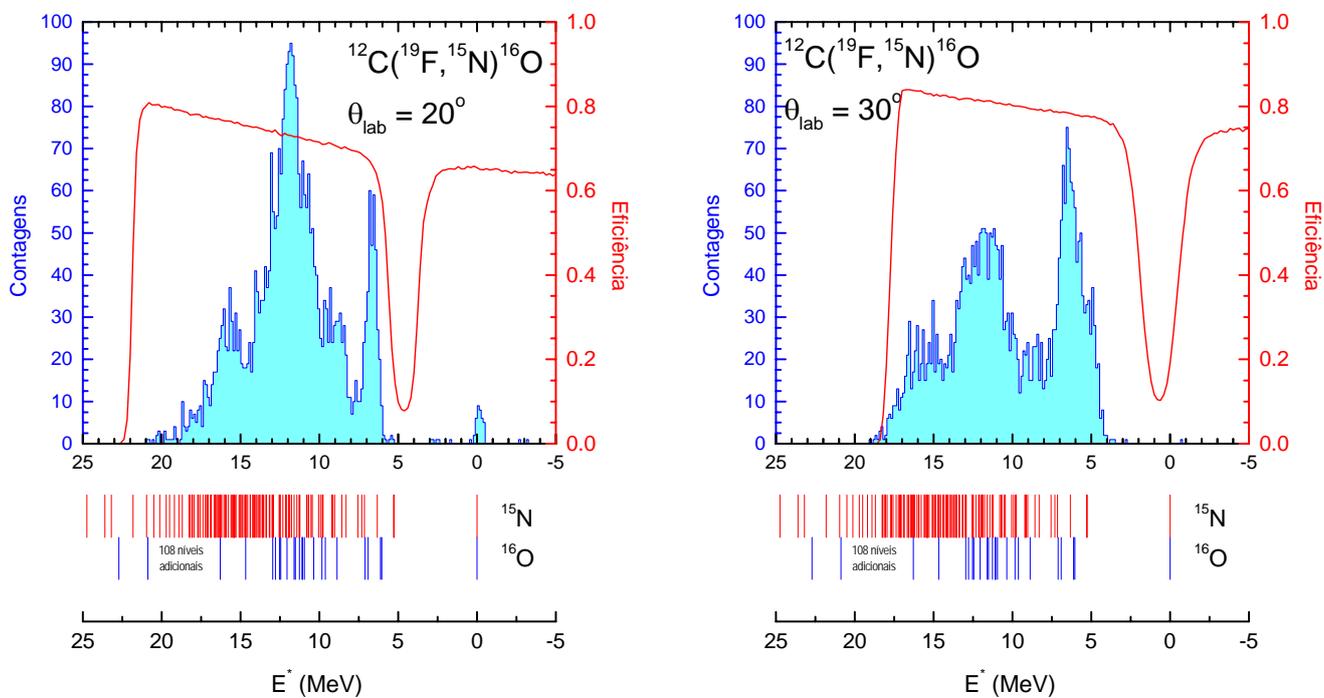


Figura IV.14 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$.

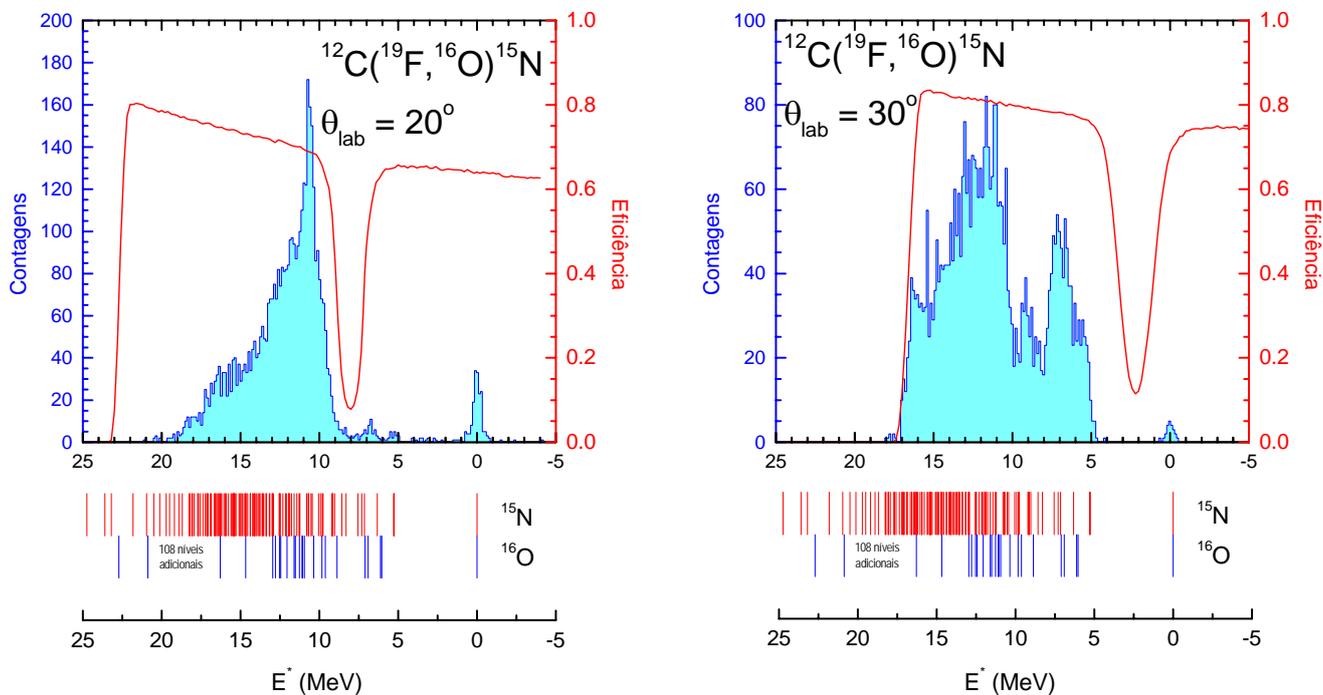


Figura IV.15 - Idem figura IV.12 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$.

IV.7 - Obtenção das funções de excitação

IV.7.1 - Cálculo das seções de choque absolutas

Em um referencial fixo no laboratório, a seção de choque diferencial experimental para um dado processo, seja ele reação ou espalhamento, é dada por:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{lab.} = \frac{Y}{N_{feixe} N_{alvo} \Delta\Omega_{lab.}}, \quad (\text{IV.7.1})$$

onde Y é o número de eventos observados no processo de interesse; N_{feixe} é o número de partículas do feixe incidentes no alvo durante a exposição do mesmo; N_{alvo} , o número de

partículas presentes no alvo por unidade de área e $\Delta\Omega_{lab.}$, o ângulo sólido do detetor no referencial do laboratório.

Para transformar a seção de choque experimental do referencial fixo no laboratório para o referencial fixo no centro de massa do sistema basta realizar uma transformação no ângulo sólido, ou seja:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C.M.} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{lab.} \frac{d\Omega_{lab.}}{d\Omega_{C.M.}} = \frac{Y}{N_{feixe} N_{alvo} \Delta\Omega_{lab.}} jac, \quad (IV.7.2)$$

onde $jac = \frac{d\Omega_{lab.}}{d\Omega_{C.M.}}$ é o jacobiano de transformação do referencial do laboratório para o centro de massa.

Devido à presença de ouro no alvo, a partir da expressão (IV.7.2) pode-se escrever que a seção de choque de espalhamento do feixe pelo ouro no referencial do centro de massa desse sistema vale:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C.M.}^{ouro} = \frac{Y_{Au}}{N_{feixe} N_{Au} \Delta\Omega_{lab}} jac_{Au}, \quad (IV.7.3)$$

onde Y_{Au} é o número de eventos medidos do espalhamento elástico do feixe pelo ouro no alvo, N_{Au} , o número de átomos de ouro por unidade de área presentes no alvo e jac_{Au} , o jacobiano de transformação do referencial do laboratório para o referencial no centro de massa do sistema feixe-ouro. As energias de feixe utilizadas durante a aquisição de dados são muito inferiores à energia da barreira coulombiana do sistema feixe-ouro. Assim,

$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C.M.}^{ouro}$ pode ser obtida analiticamente (seção de choque de Rutherford).

Dividindo (IV.7.2) por (IV.7.3) obtém-se:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C.M.} = \frac{Y}{Y_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{alvo}} \frac{jac}{jac_{Au}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{C.M.}^{ouro}. \quad (IV.7.4)$$

Além disto, no caso da obtenção de seções de choque em medidas de coincidência, deve-se levar em consideração a eficiência de detecção. Deste modo, a expressão (IV.7.4) resulta em:

$$\sigma = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{C.M.} = \frac{Y}{Y_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{alvo}} \frac{jac}{jac_{Au}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{C.M.}^{ouro} \frac{1}{efic}, \quad (IV.7.5)$$

que é a expressão final para a seção de choque de um determinado processo no referencial fixo no centro de massa do sistema.

IV.7.2 - Obtenção da razão $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$

Na expressão (IV.7.5), com exceção da razão $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$, todas as demais variáveis

são obtidas diretamente dos dados ou podem ser calculadas sem maiores complicações. Para determinar com precisão as seções de choque absolutas deve-se olhar com especial atenção para esta razão. No caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, esta razão determina a normalização dos dados uma vez que, tanto a espessura do alvo de boro quanto a espessura de ouro são constantes. Deve-se ter um cuidado especial no caso do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, onde a espessura do alvo de carbono varia com o tempo, devido ao aquecimento do mesmo. Isso acontece devido à queima de impurezas no interior da câmara, em regiões próximas ao alvo ("crescimento de carbono").

No caso do alvo de boro, foi realizada uma medida com energia $E_{lab.} = 12 \text{ MeV}$ (4.6 MeV no referencial do centro de massa) onde tanto o espalhamento elástico do feixe pelo ouro como pelo boro são puramente Rutherford na região angular medida e as seções

de choque podem ser calculadas analiticamente. A partir da expressão (IV.7.5) pode-se obter a relação entre as espessuras dos alvos para o caso do boro sem maiores problemas.

No caso do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, a relação entre as espessuras dos alvos foi determinada através da comparação com a seção de choque para espalhamento elástico em ângulo dianteiro calculada através do programa ECIS [75]. Esta comparação foi feita ponto a ponto e em seguida utilizou-se ajustes polinomiais para descrever a variação desta razão com o tempo. Como a espessura do alvo de carbono aumenta com o tempo, tomou-se o cuidado de renová-lo durante a tomada de dados. Ao todo foram utilizados três alvos de carbono. Na figura IV.16 tem-se a razão entre a espessura de ouro e de carbono como função da variação de energia do feixe no referencial do centro de massa em relação a energia na qual cada alvo deixou de ser utilizado. As linhas contínuas são os ajustes utilizados para descrever a variação desta razão. As flechas indicam o momento em que o alvo começou a ser utilizado

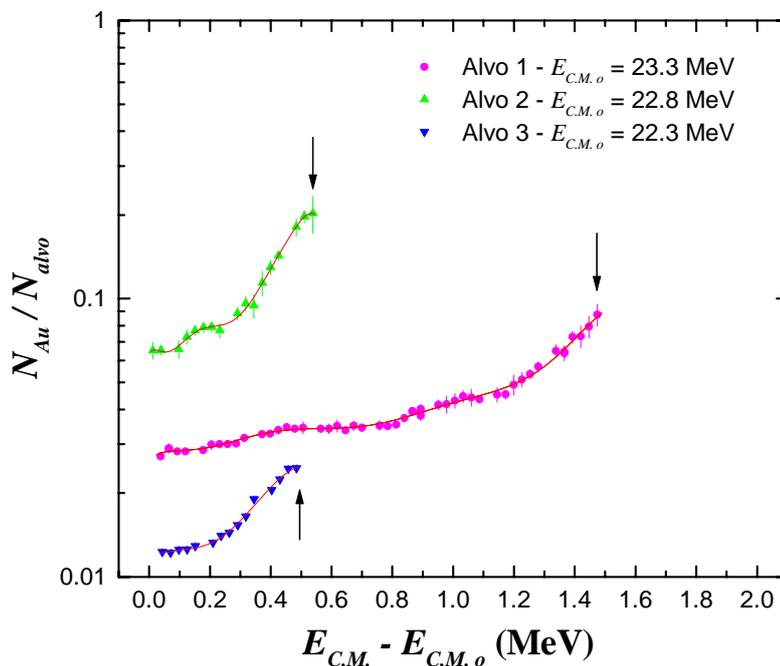


Figura IV.16 - Razão $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$ para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ como função da variação

de energia no referencial do centro de massa em relação à energia na qual o alvo deixou de ser utilizado. As flechas indicam o momento no qual o alvo começou a ser utilizado

IV.7.3 - As funções de excitação

Foram obtidas funções de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ nos seguintes canais de saída: espalhamento elástico em ângulos traseiros e $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. Para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, as funções de excitação foram obtidas para os canais: espalhamento elástico em ângulos traseiros, $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ (inelásticos) e $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$.

Os fatores que mais contribuíram para as incertezas das medidas experimentais foram a razão entre a espessura dos alvos, $\frac{N_{Au}}{N_{alvo}}$, a incerteza associada à estatística do número de eventos e, no caso dos espalhamentos elásticos em ângulos dianteiros, o fundo devido ao feixe degradado nas fendas de colimação.

No caso da razão entre as espessuras, este erro ficou entre 1 e 2 %. Para os alvos de boro, este erro foi determinado diretamente a partir da medida realizada em 12 MeV de energia e obtida a partir da estatística do espalhamento elástico medido. No caso dos alvos de carbono, a incerteza foi obtida através do ajuste polinomial das razões entre as espessuras.

A incerteza devido à estatística do número de eventos ficou sempre entre 5 e 7% e dependia essencialmente do intervalo de energia de excitação utilizado para integração dos eventos.

Quanto ao fundo devido ao feixe degradado, a incerteza variou muito, entre 2% e 15% e dependia essencialmente da focalização do feixe durante a tomada de dados. Este termo afeta somente as medidas de espalhamento elástico em ângulos dianteiros, já que para os demais canais e para o espalhamento elástico em ângulos traseiros, esta contribuição não se faz presente.

IV.7.3.1 - Espalhamento elástico em ângulos dianteiros

Para confirmar se as flutuações obtidas nas funções de excitação acima não são artifícios de normalização, obteve-se também as funções de excitação para o espalhamento elástico em ângulos dianteiros. Estas, por sua vez, por serem originadas de um processo muito rápido, não devem apresentar flutuações estreitas. No caso do $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, 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 . Na figura IV.17, são mostradas as funções de excitação para o espalhamento elástico do ^{16}O pelos alvos de ^{10}B e pelos seus contaminantes. No caso dos contaminantes, foram determinadas somente sessões de choque relativas. Pode-se notar, claramente, que as funções de excitação possuem um comportamento que não varia rapidamente com a energia, sem flutuações. As barras de erro são grandes devido ao feixe degradado pelas fendas de colimação o que gerou um fundo muito alto na faixa de $Z=8$ dos telescópios e também por causa da pequena espessura equivalente dos contaminantes. No caso do espalhamento elástico do feixe pelo alvo de ^{10}B , é mostrada a estimativa teórica obtida através do programa ECIS [75].

Na figura IV.18 é apresentada a função de excitação do espalhamento elástico em ângulo dianteiro para a reação $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. A linha contínua é a estimativa teórica obtida com o programa ECIS. As barras de erro, em alguns pontos são grandes devido ao fundo provocado pelo feixe degradado nas fendas de colimação. Pode-se notar, como no caso anterior, que a função de excitação possui um comportamento que não varia drasticamente 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.

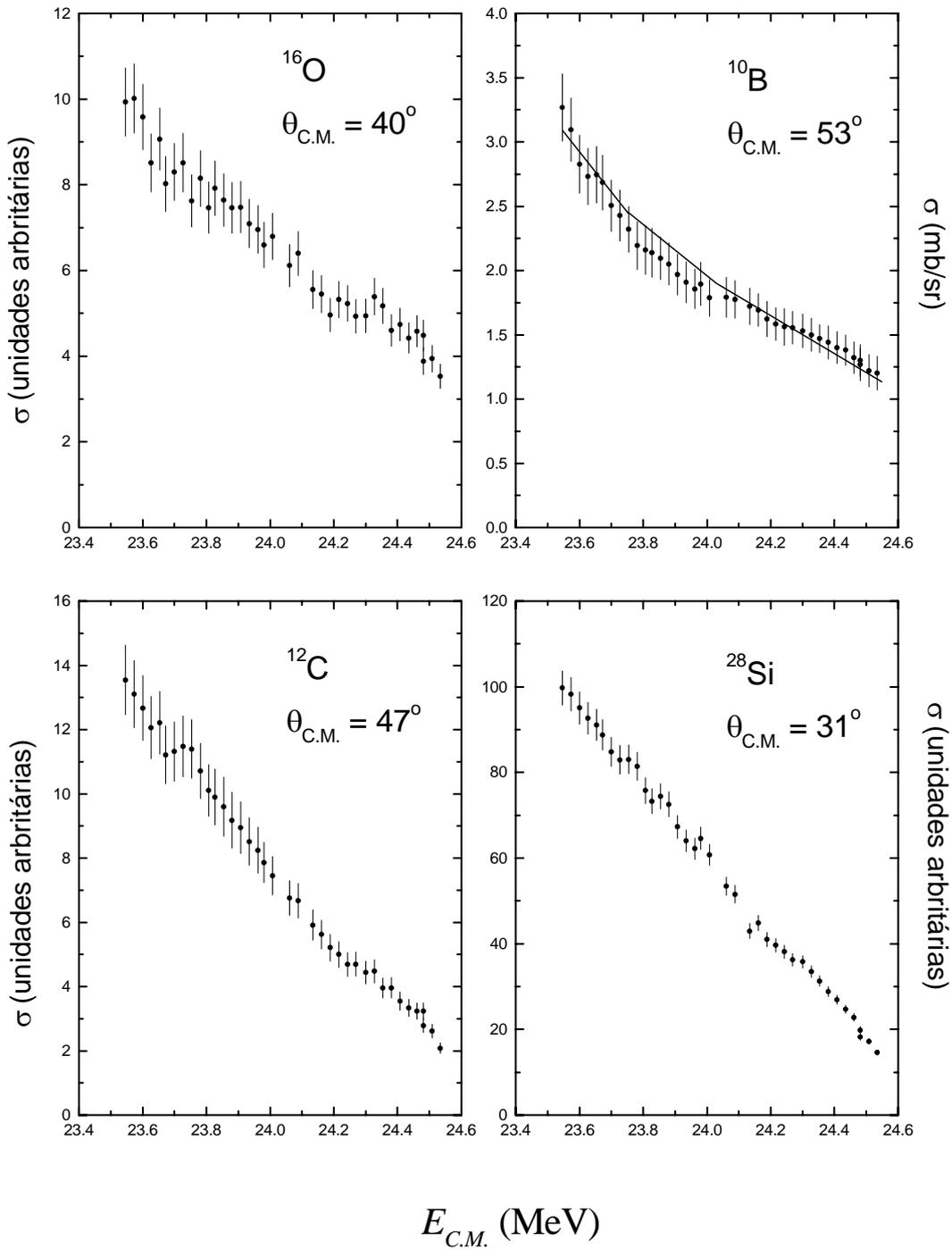


Figura IV.17 - Funções de excitação do ^{16}O espalhado elasticamente em ângulos dianteiros pelo ^{10}B e demais contaminantes no alvo. A linha contínua no caso da função de excitação do alvo de ^{10}B é a previsão utilizando o programa ECIS.

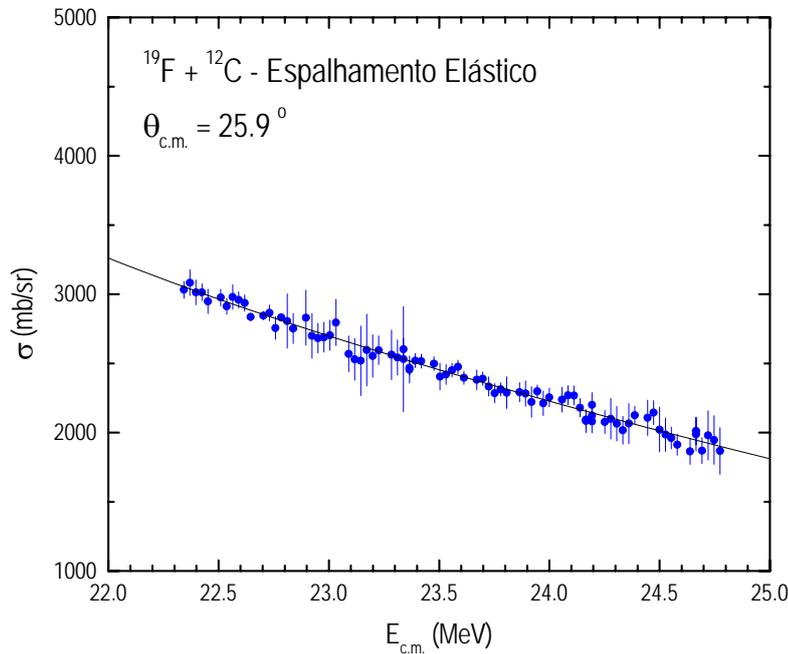


Figura IV.18 - Função de excitação para o espalhamento elástico do ^{19}F em ^{12}C em ângulo dianteiro. A linha contínua é a previsão teórica obtida com o programa ECIS.

IV.7.3.2 - Funções de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

Para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ 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 $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$.

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 ângulo de 140° , não foi possível obter a função de excitação em passo pequeno, pois o detetor de silício utilizado na ocasião no telescópio 2 era fino o suficiente para que o boro de recuo atravessasse o detetor. Nos demais ângulos, não houve este problema, assim como nas medidas em passo grande de energia. Na figura IV.19 temos uma função de excitação típica em passo pequeno de energia (a) e passo grande em energia (b). No detalhe da função

de excitação em passo grande pode-se notar a superposição das duas medidas, mostrando claramente a reprodutibilidade das mesmas. As linhas contínuas são ajustes polinomiais que descrevem a seção de choque média (estes ajustes serão discutidos no próximo capítulo).

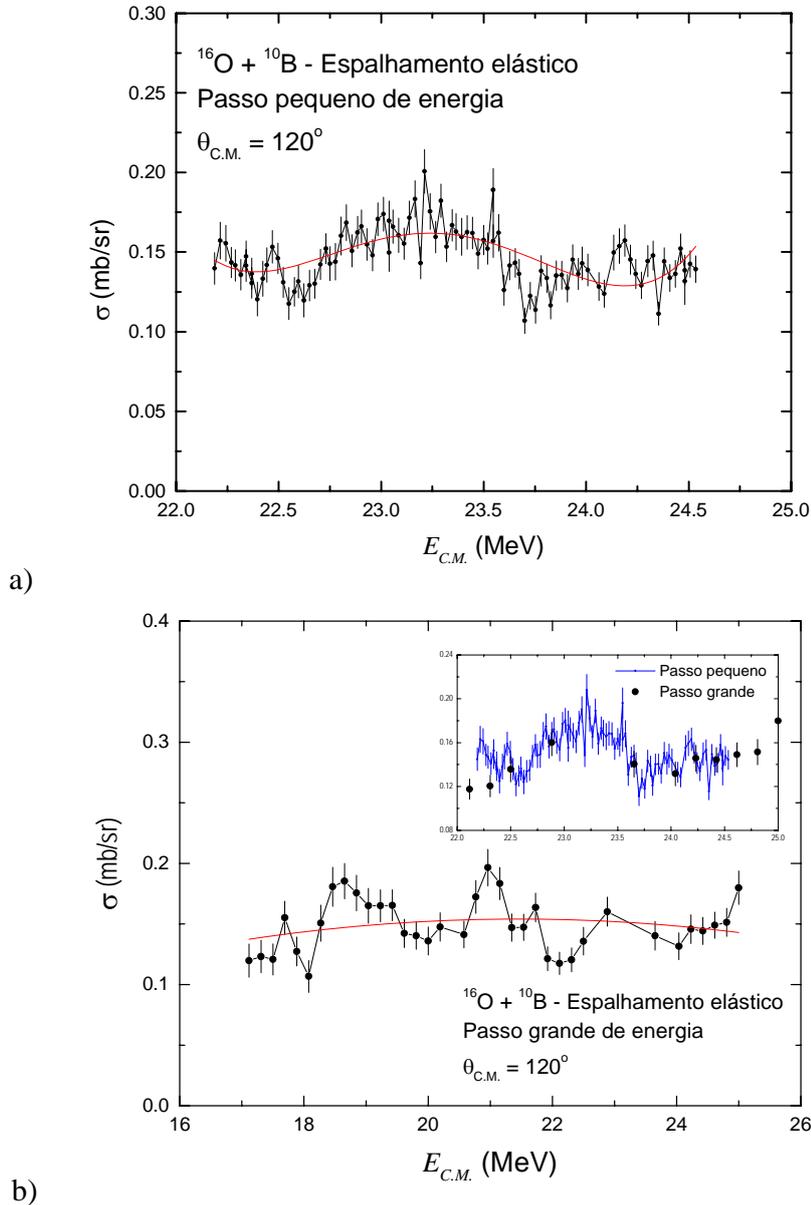
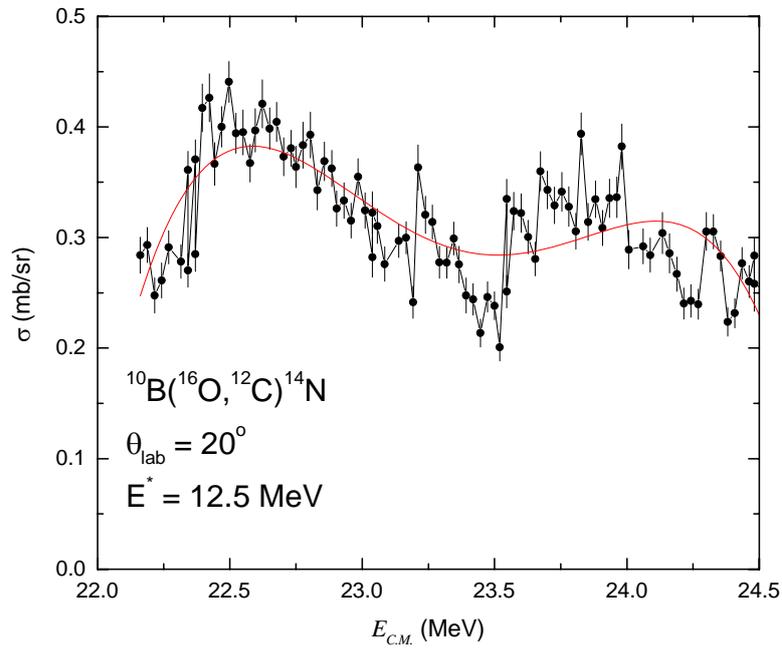


Figura IV.19 - Função de excitação típica para o espalhamento elástico na reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $\theta_{\text{C.M.}} = 120^\circ$. a) função de excitação em passo pequeno de energia. b) função de excitação em passo grande de energia (no detalhe: comparação entre as medidas em passo pequeno e passo grande). As linhas contínuas são ajustes polinomiais para descrever a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são somente guias visuais.

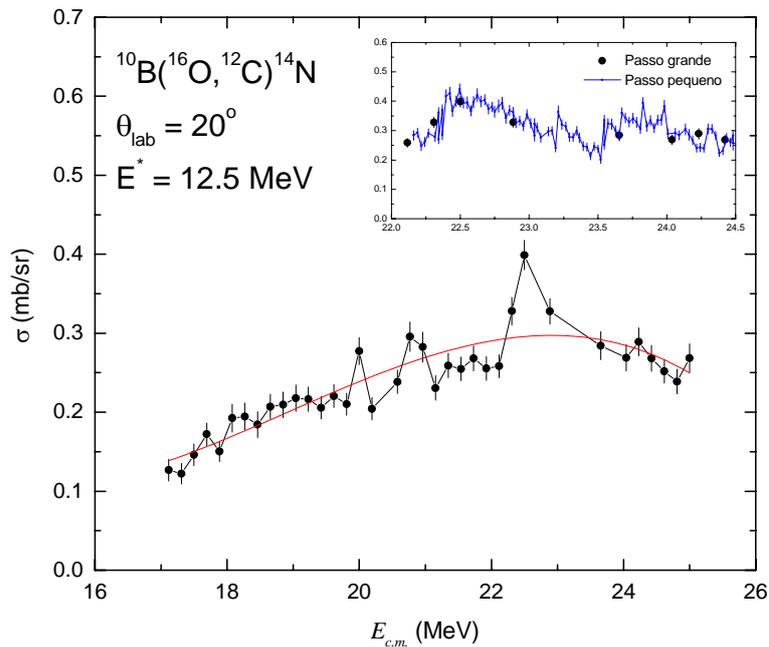
No caso do canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, foram obtidas funções de excitação para os ângulos no referencial do laboratório de 20° , 30° e 40° , tanto para as medidas em passo pequeno como em passo grande. As funções de excitação foram obtidas em um intervalo de energia de excitação variando 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, como já foi mencionado, 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.

Nas figuras IV.20 a IV.22 são mostradas funções de excitação típicas para o canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ para diferentes ângulos e algumas energias de excitação. 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 são, assim como no caso do espalhamento elástico, ajustes polinomiais que descrevem a seção de choque média e serão explicadas no próximo capítulo.

Tanto para o espalhamento elástico como para o caso acima, fica evidente nas funções de excitação em passo pequeno uma flutuação muito estreita, da ordem de 30 KeV. Porém, quando analisada 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 bastante discutido no capítulo que se segue.

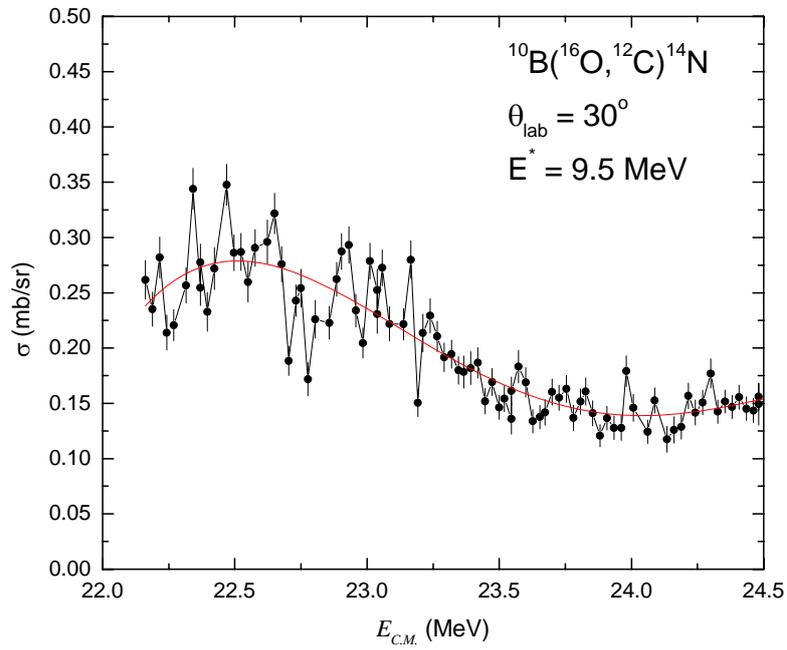


a)

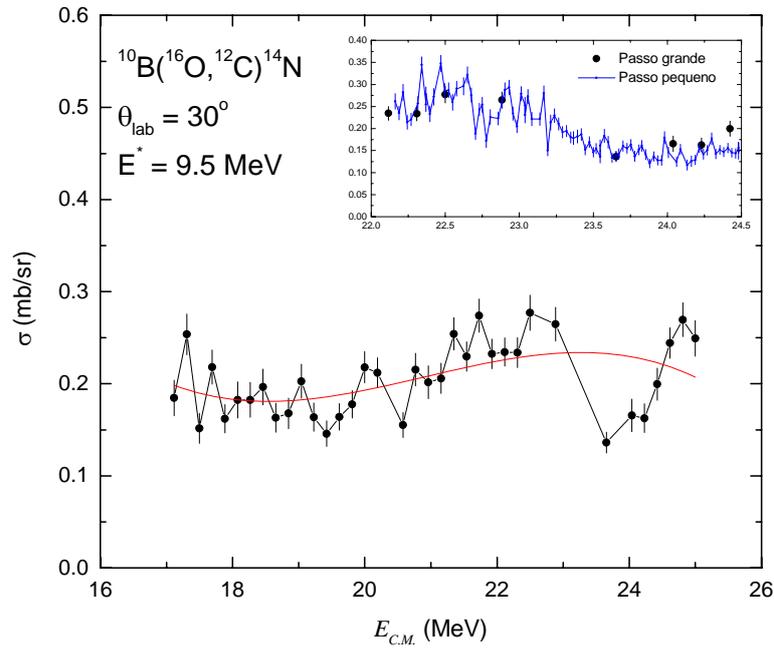


b)

Figura IV.20 - Função de excitação típica para o canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ para a reação $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=12.5 \text{ MeV}$. 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.

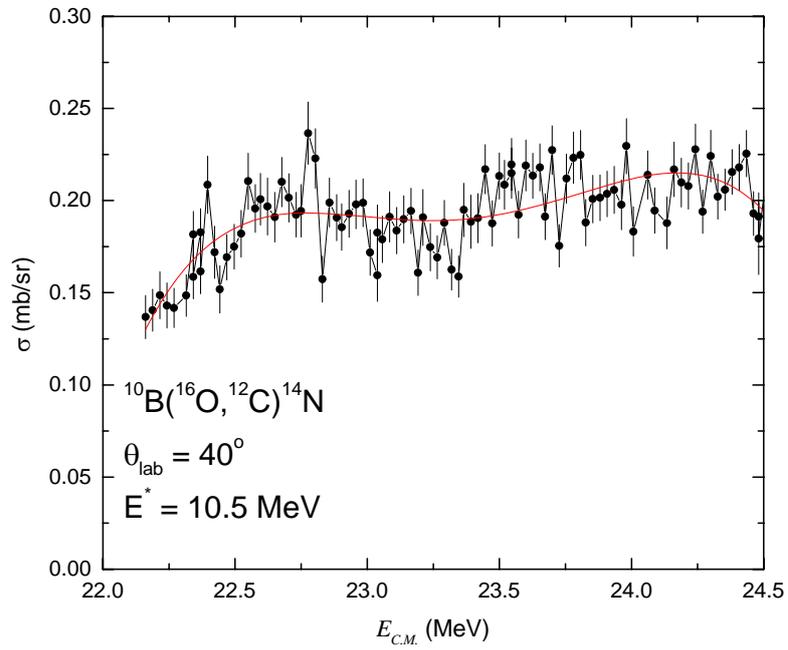


a)

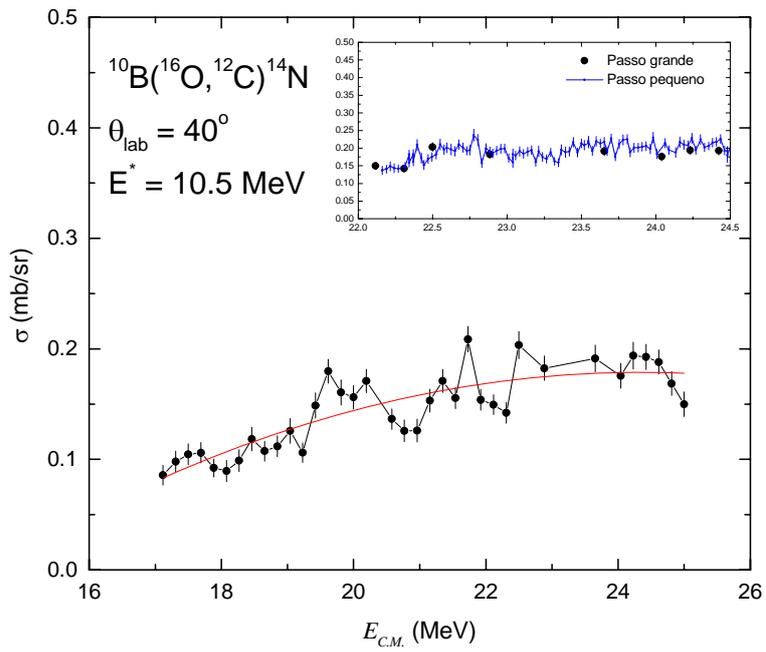


b)

Figura IV.21 - Idem figura IV.20 para $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=9.5 \text{ MeV}$.



a)



b)

Figura IV.22 - Idem figura IV.20 para $\theta_{\text{lab}}=40^\circ$ e $E^*=10.5 \text{ MeV}$.

IV.7.3.3 - Funções de excitação para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$

Para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ 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 $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ (inelásticos), $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$ e $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$ (mediu-se tanto o espectro de nitrogênio quanto o de oxigênio).

No caso do espalhamento elástico foram medidas funções de excitação para os seguintes ângulos no referencial do centro de massa: 100° , 120° , 140° e 160° . Na figura IV.23 são apresentadas funções de excitação do espalhamento elástico nos quatro ângulos medidos. A linha contínua é um ajuste polinomial que representa a seção de choque média e será melhor explicada no capítulo seguinte.

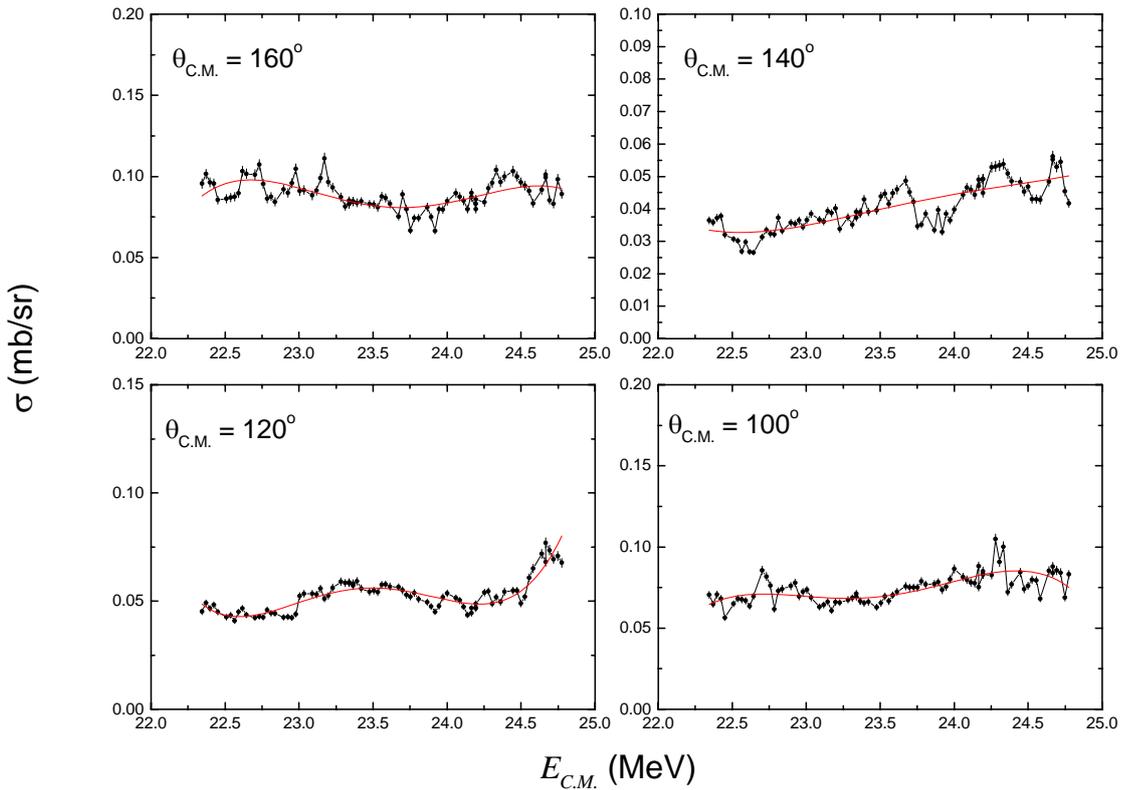


Figura IV.23 - Funções de excitação obtidas para o espalhamento elástico do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ em quatro diferentes ângulos. A linha contínua é um ajuste polinomial que representa a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são apenas guias visuais.

Nos demais canais de saída foram obtidas funções de excitação para $Z=6$ (canal de saída $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$), $Z=7$ (canal de saída $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$) e $Z=8$ (canal de saída $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$) 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. Nas figuras IV.24 a IV.39 são mostradas funções de excitação para os diversos canais de saída em vários ângulos de detecção. Nota-se a presença de flutuações da ordem de 30-40 KeV muito mais intensas que no sistema anterior.

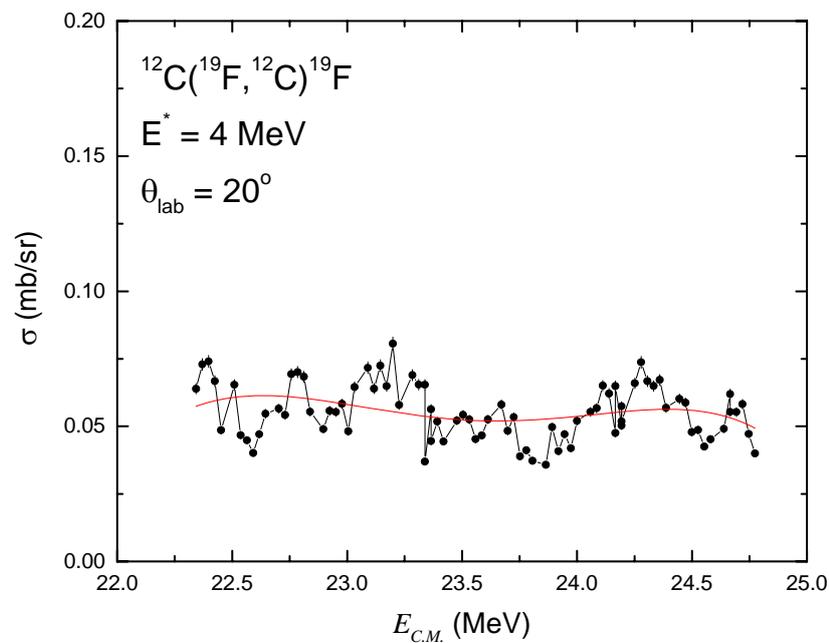


Figura IV.24 - Função de excitação para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=4 \text{ MeV}$. A linha contínua é um ajuste polinomial que representa a seção de choque média. As linhas que unem os pontos são apenas guias visuais.

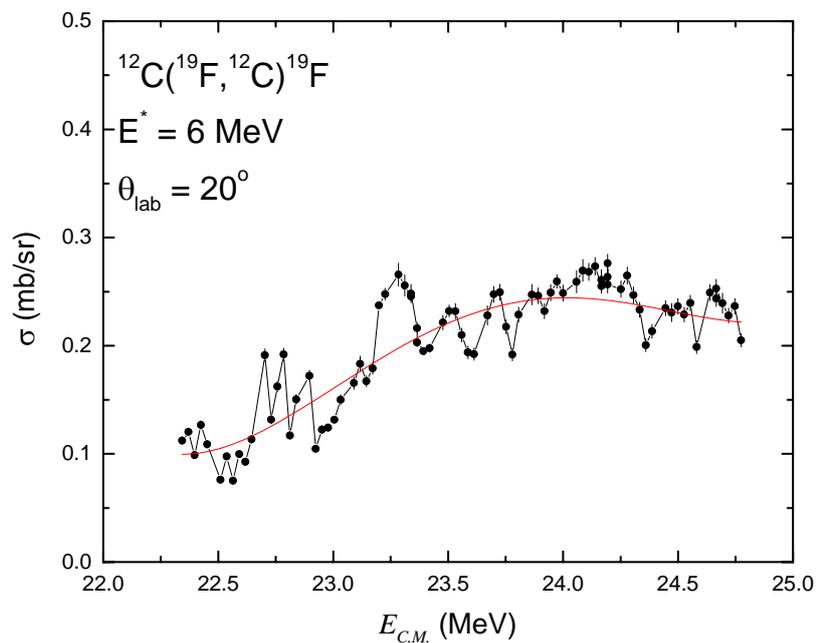


Figura IV.25 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=6 \text{ MeV}$.

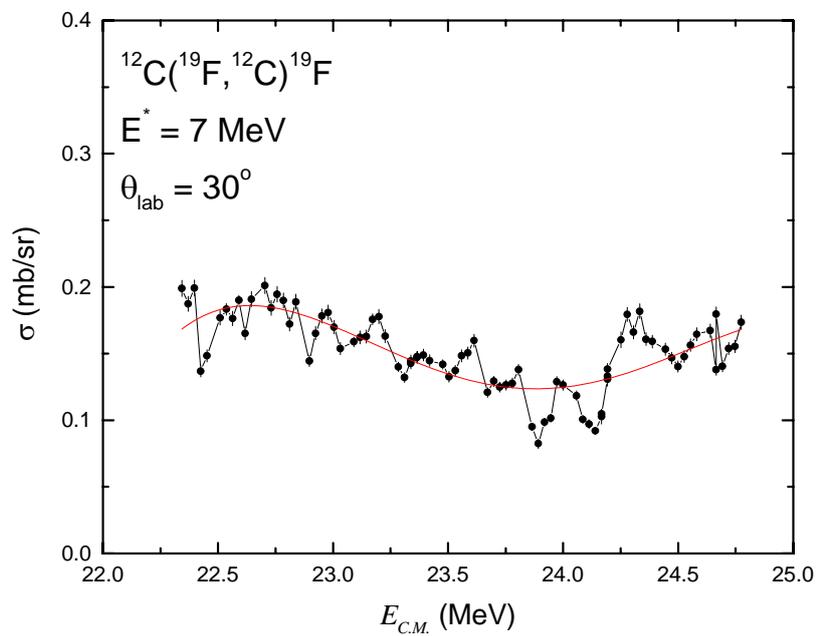


Figura IV.26 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=7 \text{ MeV}$.

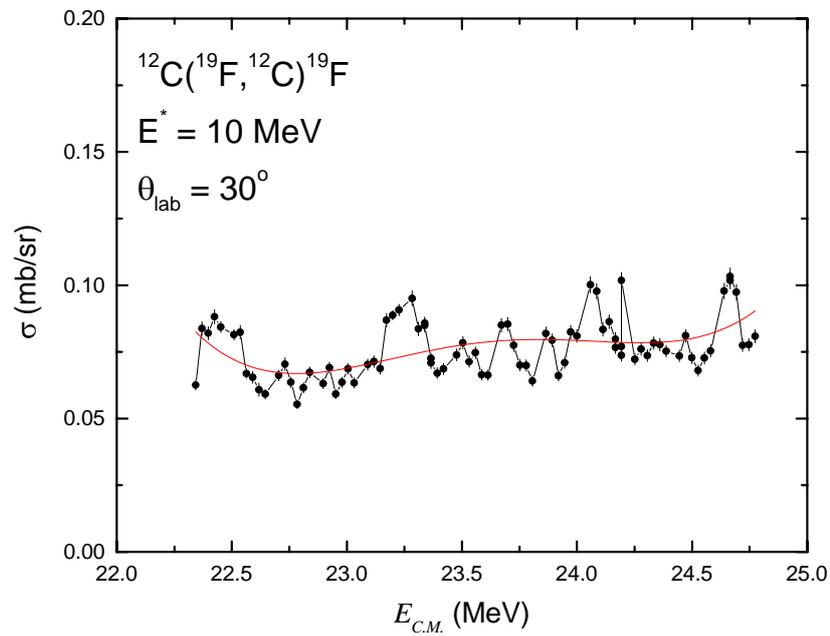


Figura IV.27 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=30^\circ$ e $E^*=10 \text{ MeV}$.

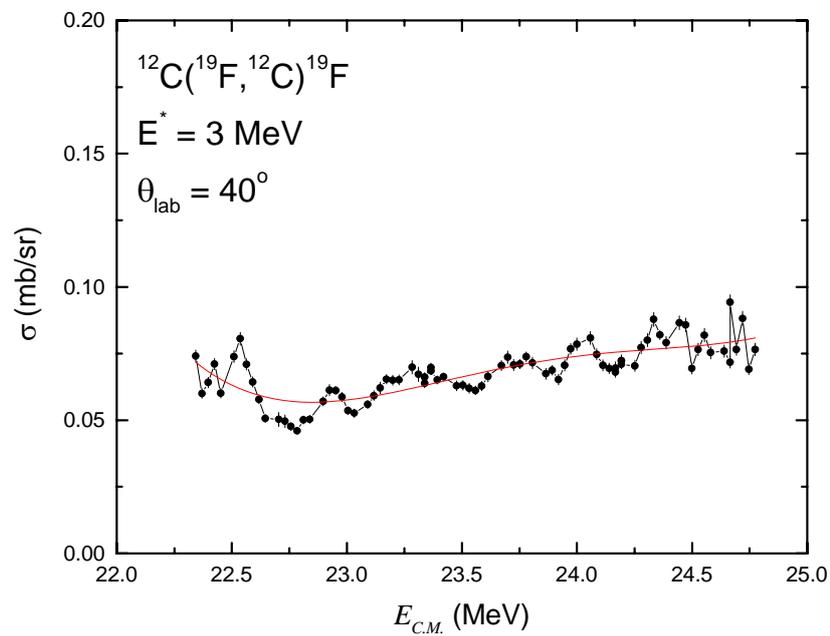


Figura IV.28 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=3 \text{ MeV}$.

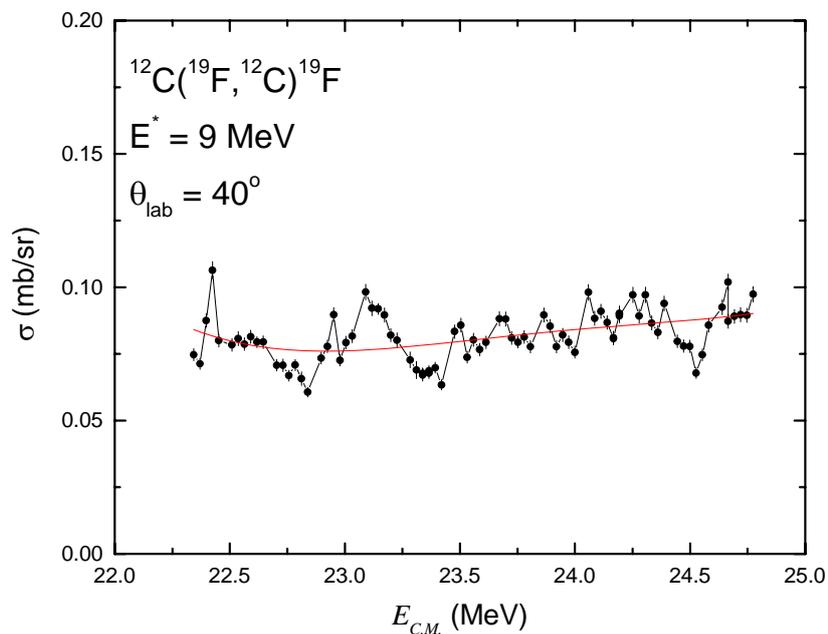


Figura IV.29 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab}}=40^\circ$ e $E^*=9 \text{ MeV}$.

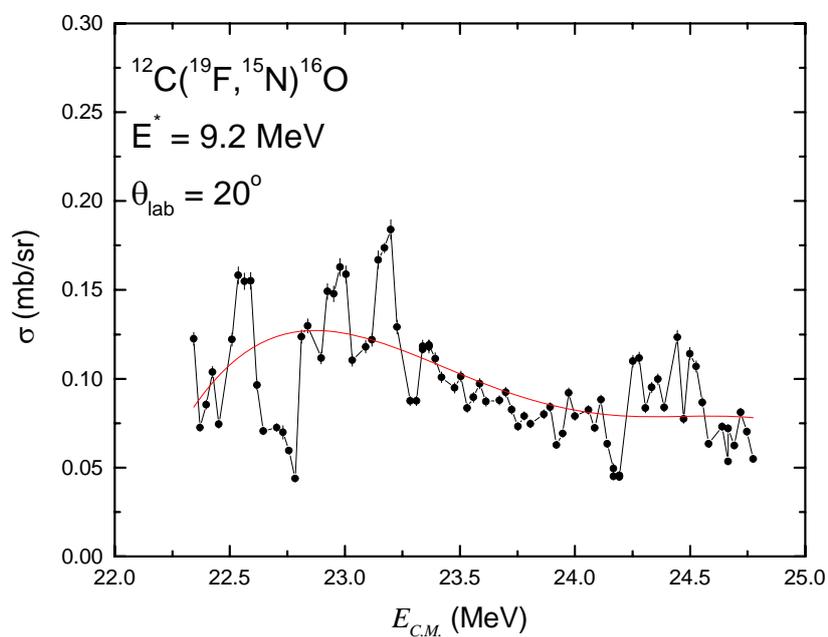


Figura IV.30 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=9.2 \text{ MeV}$.

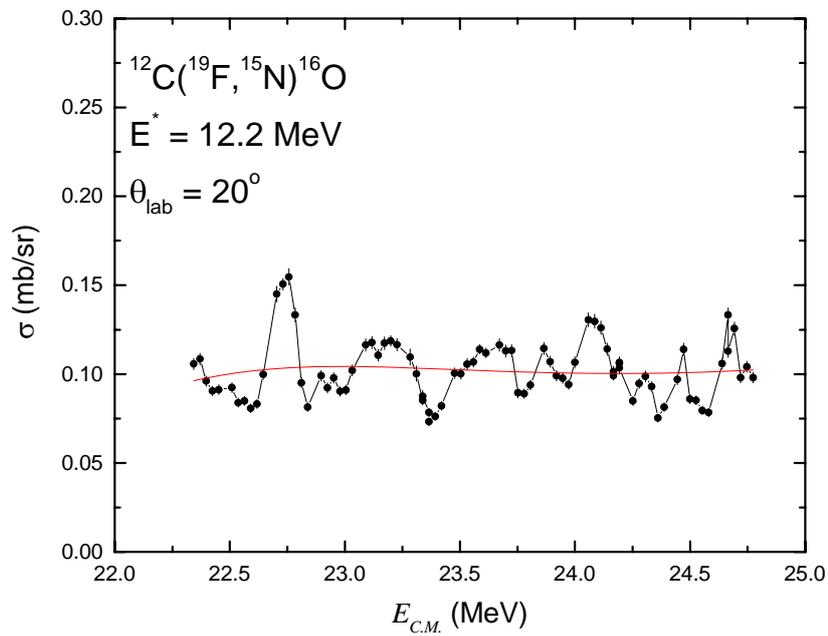


Figura IV.31 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=12.2 \text{ MeV}$.

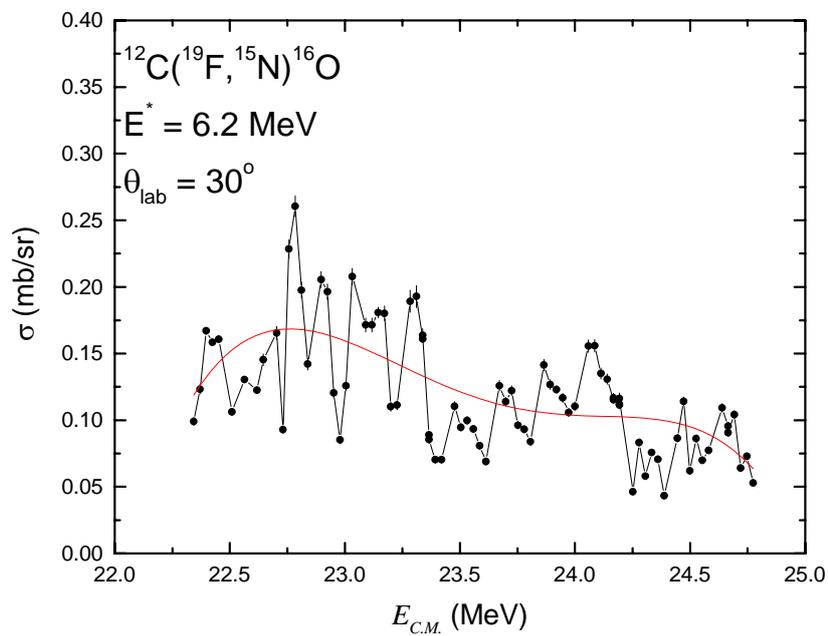


Figura IV.32 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=6.2 \text{ MeV}$.

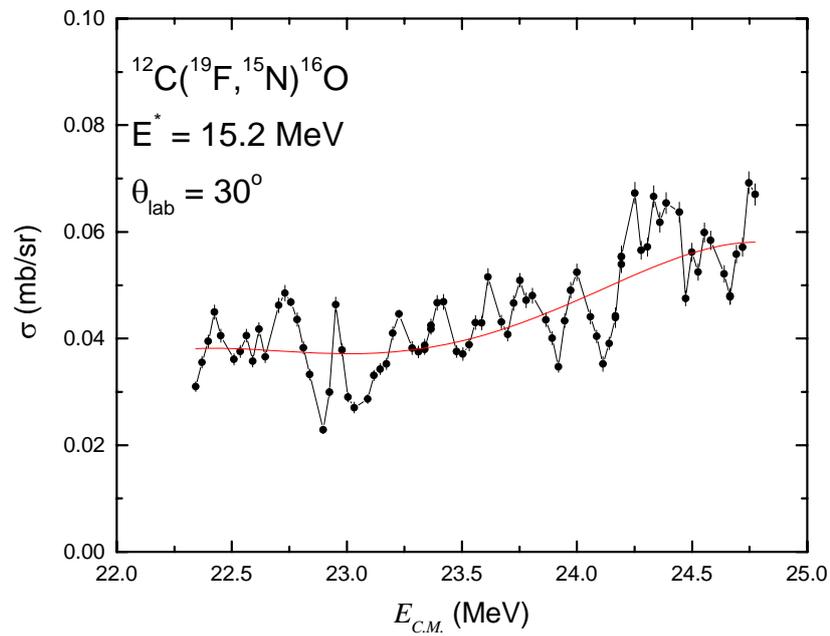


Figura IV.33 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=15.2 \text{ MeV}$.

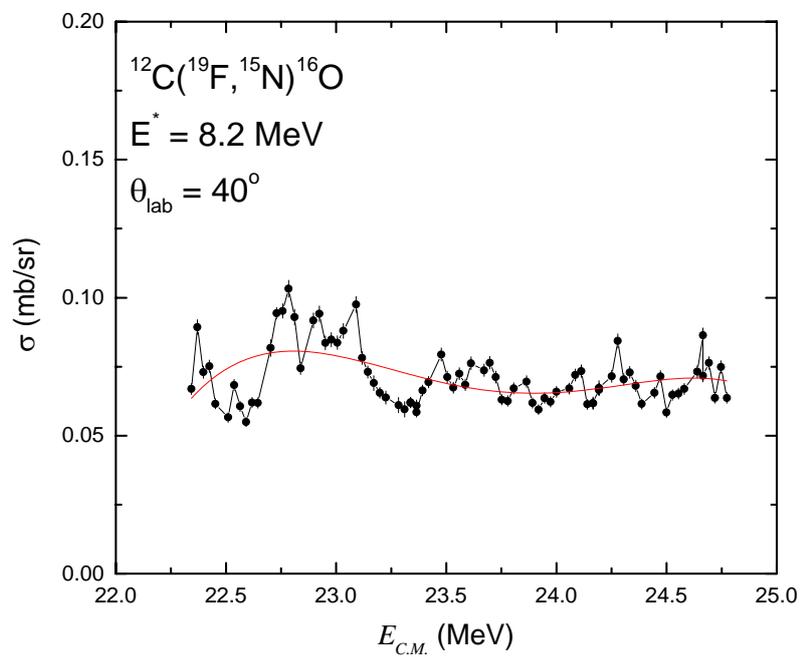


Figura IV.34 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab}}=40^\circ$ e $E^*=8.2 \text{ MeV}$.

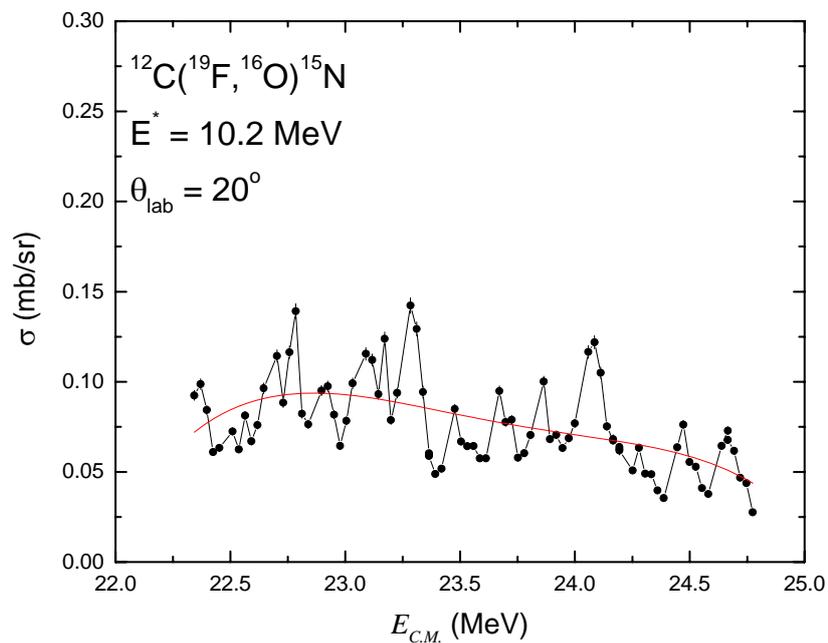


Figura IV.35 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=10.2 \text{ MeV}$.

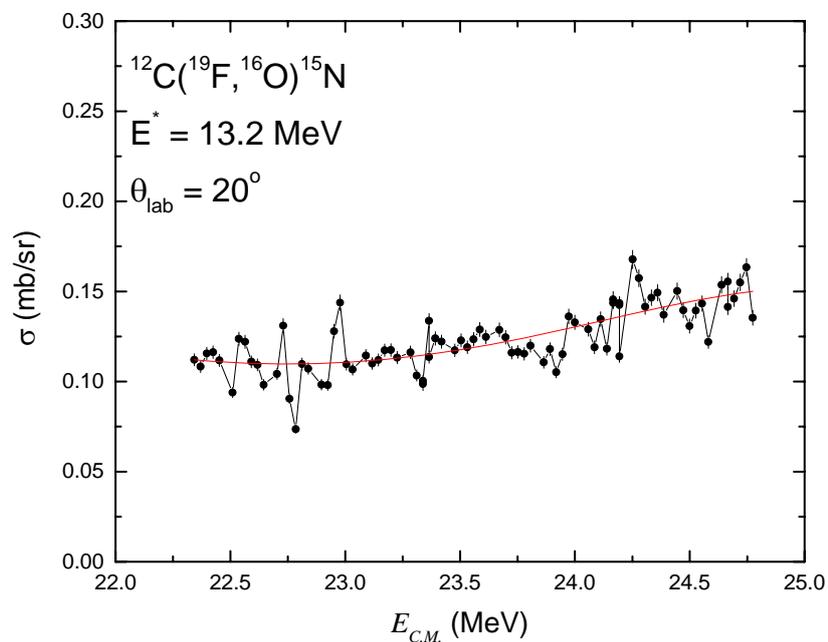


Figura IV.36 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab}}=20^\circ$ e $E^*=13.2 \text{ MeV}$.

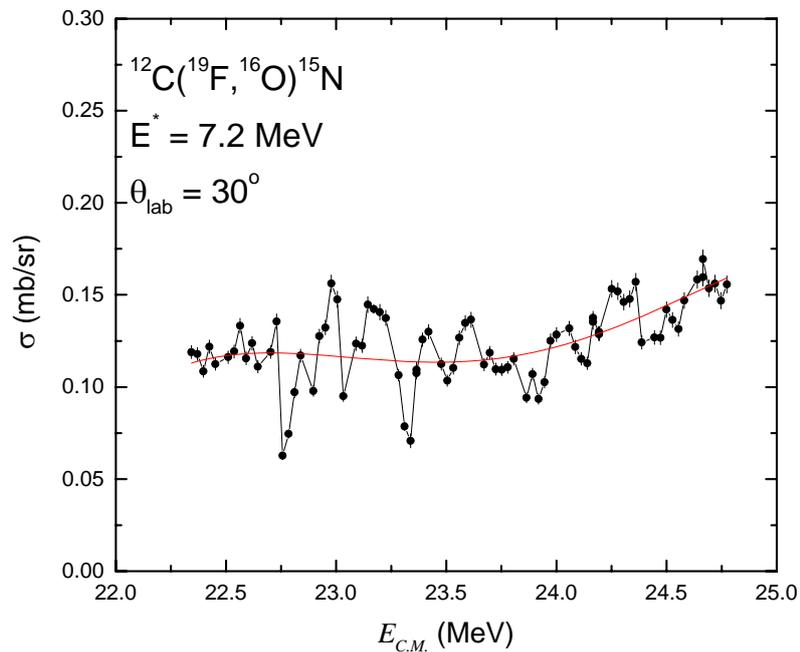


Figura IV.37 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=7.2 \text{ MeV}$.

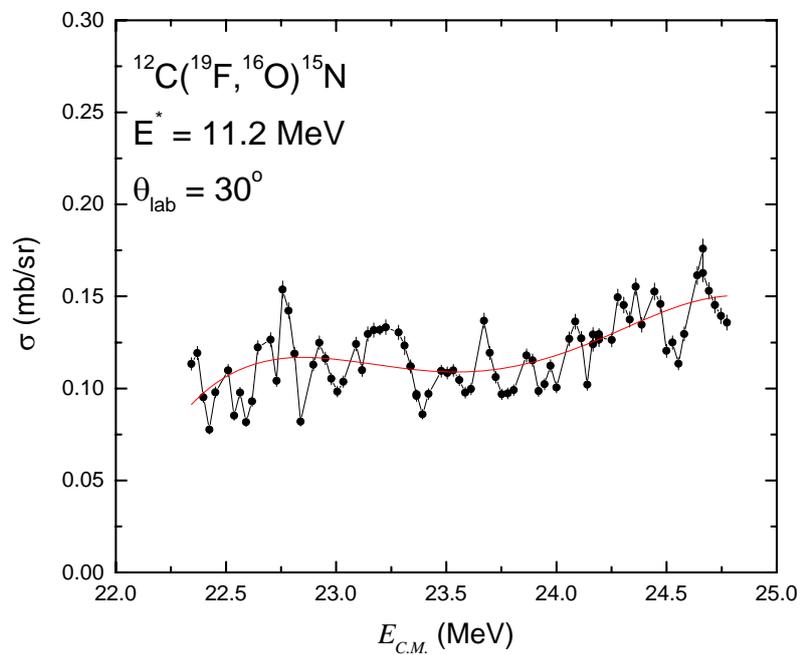


Figura IV.38 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$ e $E^*=11.2 \text{ MeV}$.

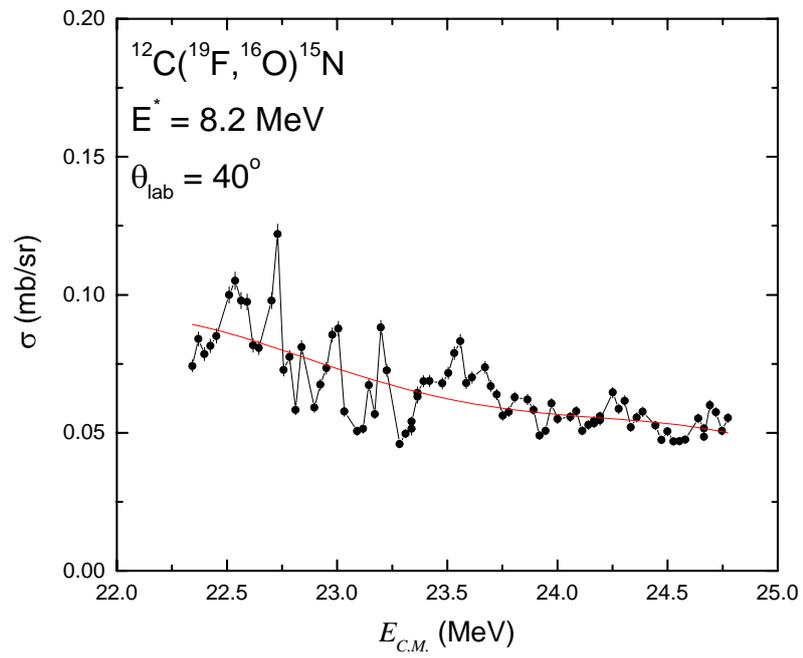


Figura IV.39 - Idem a figura IV.24 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}}=40^\circ$ e $E^*=8.2 \text{ MeV}$.

Capítulo V: Análise dos dados e resultados obtidos

V.1 - Introdução

Neste capítulo descreveremos a análise dos dados a partir 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 focado com especial 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.

V.2 - 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 [53] que torna evidente as larguras médias destas flutuações. Esta função de correlação, $C(\epsilon)$ pode ser obtida experimentalmente a partir da expressão:

$$C(\varepsilon) = \left\langle \left(\frac{\sigma(E)}{\langle \sigma(E) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{\sigma(E + \varepsilon)}{\langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle} - 1 \right) \right\rangle_E \quad (\text{V.1})$$

onde $\langle \sigma(E) \rangle$ e $\langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle$ representam a seção de choque média no ponto de energia E e $E + \varepsilon$. $\langle \dots \rangle_E$ indica uma média em todas as energias medidas. A partir da expressão (V.1) pode-se determinar a largura Γ que está relacionada à escala temporal do processo, como foi visto no capítulo II.

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

$$C^N(\varepsilon) = \frac{C(\varepsilon)}{C(0)} \quad (\text{V.2})$$

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

$$C^N(\varepsilon) = C^N(0) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2} \quad (\text{V.3})$$

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

V.2.1 - Obtenção da seção de choque média

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.

V.2.1.1 - O método de Pappalardo

O método de Pappalardo [76] 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 da Curva de Pappalardo que é definida como sendo a função de correlação em energia no ponto $\varepsilon=0$ como função do intervalo onde é feita a média e vale:

$$P(\Delta) = C(\varepsilon = 0, \Delta) = \left\langle \left(\frac{\sigma(E)}{\langle \sigma(E) \rangle_{\Delta}} - 1 \right)^2 \right\rangle_E, \quad (\text{V.4})$$

onde $\langle \sigma(E) \rangle_{\Delta}$ é a seção de choque média em um intervalo de energia Δ .

Em intervalos Δ pequenos a seção de choque média é praticamente igual à seção de choque experimental e $P(\Delta) \sim 0$. À medida que Δ aumenta, a seção de choque média torna-se diferente da seção de choque experimental e $P(\Delta)$ aumenta. A partir de um certo intervalo Δ , maior que a largura das flutuações, a seção de choque média quase não varia com o intervalo escolhido e $P(\Delta)$ torna-se aproximadamente constante, surgindo assim um patamar. Se houver estruturas com uma largura maior, quando Δ torna-se próximo a esta largura, a seção de choque média começa a se alterar, deixando de acompanhar as flutuações maiores e $P(\Delta)$ volta a crescer (figura V.1). Deve-se escolher o intervalo onde é feita a média neste patamar, pouco antes de $P(\Delta)$ voltar a crescer.

Este método é muito utilizado na análise de flutuações da seção de choque com o objetivo de se obter a largura média das flutuações, porém apresenta algumas limitações.

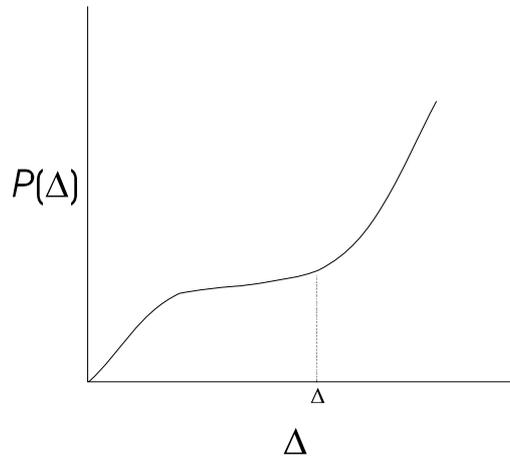


Figura V.1 - Aspecto típico de uma Curva de Pappalardo. O intervalo onde o cálculo da média deve ser feito é escolhido pouco antes de $P(\Delta)$ voltar a crescer.

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. Os intervalos Δ obtidos com os dados deste trabalho ficaram em torno de 1 MeV (figura V.2). 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.

Sendo assim, 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.

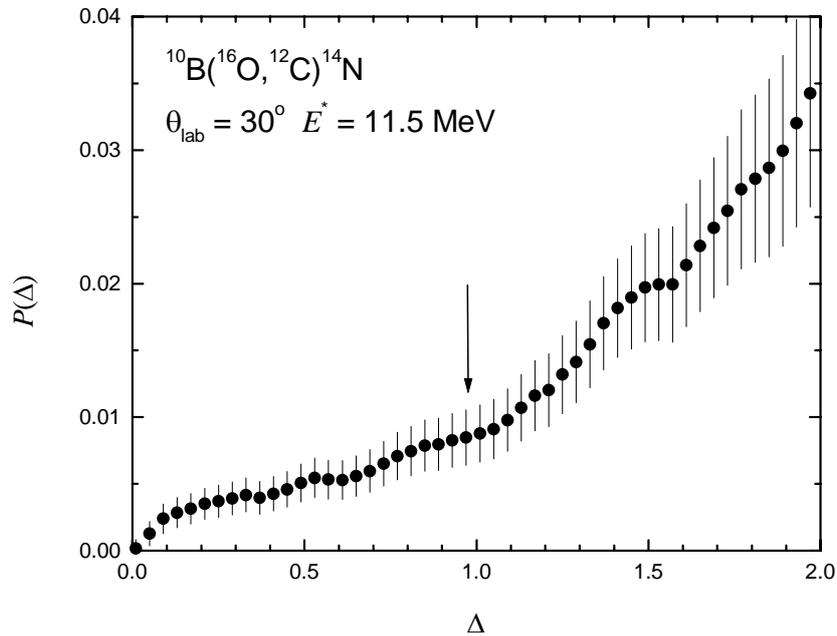


Figura V.2 - Curva de Pappalardo típica obtida com os dados deste trabalho. A seta vertical indica o intervalo que seria escolhido para efetuar o cálculo da seção de choque média.

V.2.1.2 - O método do polinômio

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 [77].

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. No nosso caso, como queríamos 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.

O inconveniente deste método vem do fato da escolha do grau do polinômio ser um tanto "subjativa", quando comparada ao método de Pappalardo, em que o intervalo onde a média é feita é sempre estabelecido pelo patamar presente na curva de $P(\Delta)$. Assim, deve-se sempre verificar se graus próximos ao grau do polinômio escolhido não produzem resultados divergentes. Os resultados obtidos neste trabalho, utilizando vários graus de polinômios, apresentaram variações menores que as suas incertezas.

Nas figuras IV.19 a IV.39 no capítulo anterior, as curvas contínuas representam as seções de choque médias obtidas pelo método descrito acima, o qual foi utilizado na análise dos dados.

V.2.2 - Incerteza devido ao intervalo de energia finito

Além da incerteza devido 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 (V.1). Quanto menor o intervalo de energia medido, menor o número de pontos disponíveis para se fazer esta média em um dado ε e, conseqüentemente, maior a incerteza no ponto $C^N(\varepsilon)$. Deve-se, de alguma forma estimar esta incerteza. Expandindo a expressão (V.2) temos que:

$$C^N(\varepsilon) = \left\langle \left(\frac{(\sigma(E) - \langle \sigma(E) \rangle)(\sigma(E + \varepsilon) - \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle)}{(\sigma(E) - \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle)^2} \right) \frac{\langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle} \right\rangle_E \quad (\text{V.5})$$

Considerando que o intervalo em energia medido é pequeno o suficiente de modo que a seção de choque média não varie muito, o termo $\frac{\langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle}$ vale ~ 1 na expressão acima de modo que pode-se rescrever (V.5) como:

$$C^N(\varepsilon) = \left\langle \frac{A}{B} \right\rangle_E \quad (\text{V.6})$$

onde $A = (\sigma(E) - \langle \sigma(E) \rangle)(\sigma(E + \varepsilon) - \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle)$ e $B = (\sigma(E) - \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle)^2$. Deste modo, levando em consideração que as médias em energia são efetuadas somente sobre os pontos disponíveis em um dado ε e não em todos os pontos medidos, pode-se escrever que a incerteza de $C^N(\varepsilon)$ devida ao intervalo de energia finito (IEF) vale [52,78]:

$$(\delta C^N(\varepsilon))_{IEF}^2 = (C^N(\varepsilon))^2 \left[\frac{(\delta A)^2}{A^2} + \frac{(\delta B)^2}{B^2} - 2 \frac{\delta A \delta B}{AB} \right], \quad (\text{V.7})$$

com

$$(\delta A)^2 = \frac{\left(\sum_i (\sigma(E_i) - \langle \sigma(E_i) \rangle)(\sigma(E_i + \varepsilon) - \langle \sigma(E_i + \varepsilon) \rangle) - \langle A \rangle \right)^2}{n_\varepsilon(n_\varepsilon - 1)}, \quad (\text{V.8})$$

$$(\delta B)^2 = \frac{\left(\sum_i (\sigma(E_i) - \langle \sigma(E_i + \varepsilon) \rangle)^2 - \langle B \rangle \right)^2}{n_\varepsilon(n_\varepsilon - 1)}, \quad (\text{V.9})$$

$$\delta A \delta B = \frac{\sum_i \left\{ [(\sigma(E_i) - \langle \sigma(E_i) \rangle)(\sigma(E_i + \varepsilon) - \langle \sigma(E_i + \varepsilon) \rangle) - \langle A \rangle] [(\sigma(E_i) - \langle \sigma(E_i) \rangle)^2 - \langle B \rangle] \right\}}{n_\varepsilon(n_\varepsilon - 1)}, \quad (\text{V.10})$$

onde n_ε é o número de pontos disponível para se fazer a média em energia em um dado valor de ε e é menor que o número de pontos total na função de excitação.

A incerteza final em $C^N(\varepsilon)$, considerando a contribuição devida ao intervalo finito em energia e a incerteza das seções de choque absolutas, vale:

$$(\delta C^N(\varepsilon))^2 = (\delta C^N(\varepsilon))_{IEF}^2 + (\delta C^N(\varepsilon))_{EXP}^2 \quad (V.11)$$

onde $(\delta C^N(\varepsilon))_{EXP}^2$ é a incerteza experimental, obtida através do tratamento estatístico dos erros experimentais das seções de choque absolutas [79].

O cálculo da incerteza devida ao intervalo finito de energia é fundamental para que se possa determinar se as estruturas presentes em valores elevados de ε são devidas a um fenômeno de rotação, como foi visto no capítulo III, ou se são somente efeito do intervalo muito pequeno de energia medido, como será visto nas seções que se seguem.

V.2.3 - Funções de correlação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

Para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ 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 $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ em várias energias de excitação.

Nas figuras V.3 e V.4 temos algumas funções de correlação normalizadas obtidas no caso do espalhamento elástico em passo pequeno de energia (da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 23 \text{ KeV}$) (figura a) e em passo grande de energia (da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 200 \text{ KeV}$) (figura b). As linhas contínuas representam um ajuste da equação (V.3) nos primeiros pontos da função de correlação experimental, de onde se extrai a largura Γ .

Nas figuras V.5 a V.7 pode-se ver algumas funções de correlação normalizadas obtidas para o canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ em várias energias de excitação e diversos ângulos de espalhamento do resíduo ^{12}C . São apresentadas as funções de correlação obtidas 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 (V.3).

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 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.

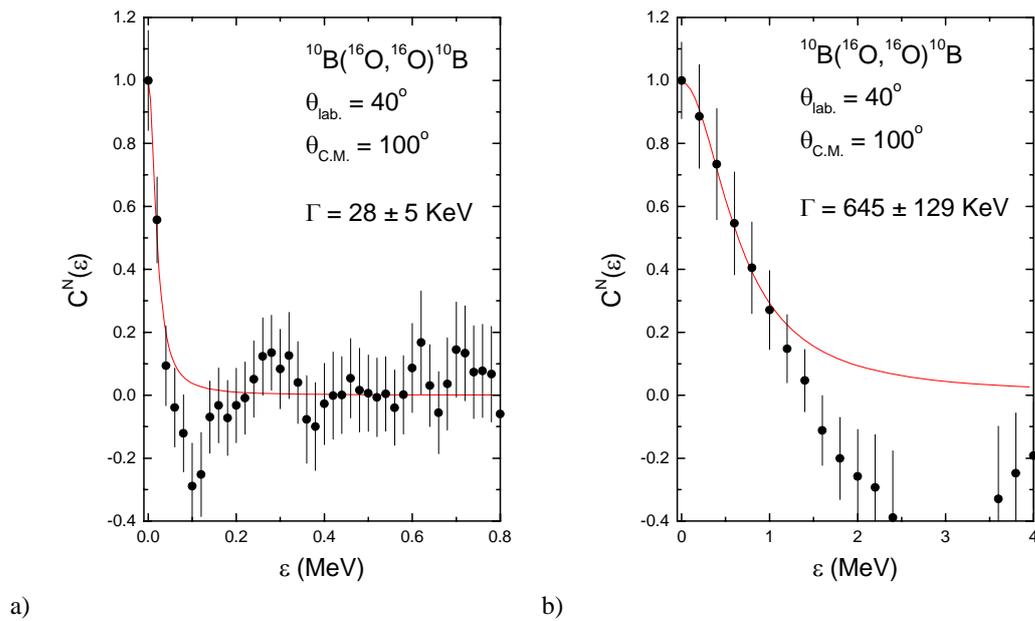
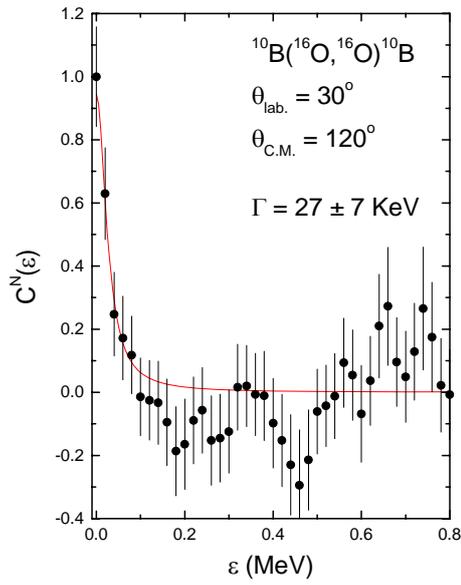
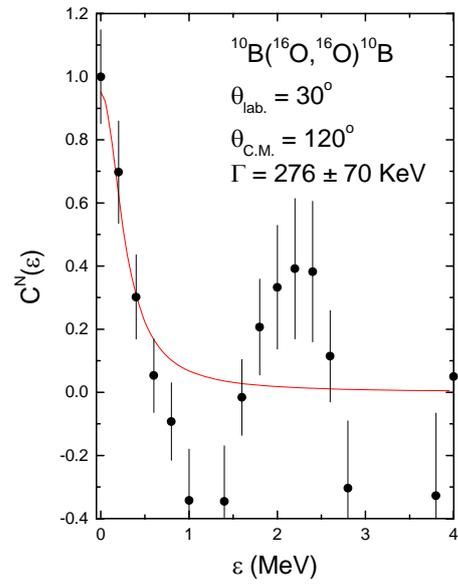


Figura V.3 - Funções de correlação experimentais normalizadas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$ em $\theta_{\text{C.M.}} = 100^\circ$ em passo pequeno de energia ($\delta E_{\text{C.M.}} \sim 23$ KeV) (a) e passo grande de energia ($\delta E_{\text{C.M.}} \sim 200$ KeV) (b). As linhas contínuas são ajustes utilizando a equação (V.3).

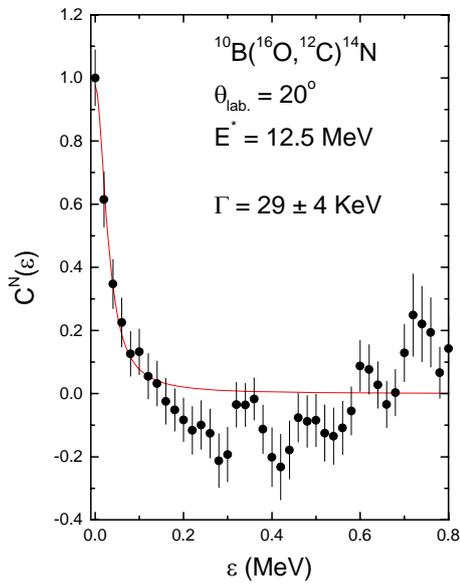


a)

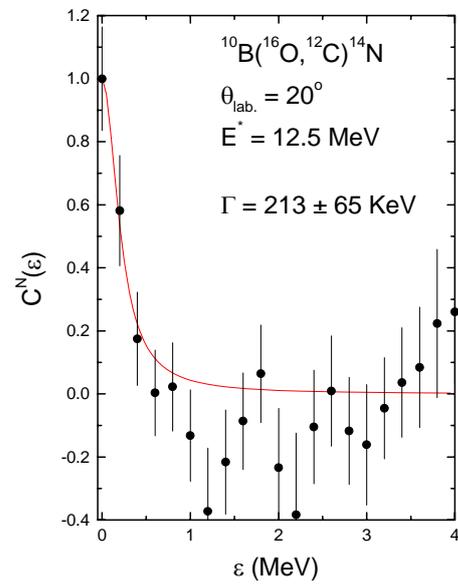


b)

Figura V.4 - Idem figura V.3 com $\theta_{\text{C.M.}} = 120^\circ$.

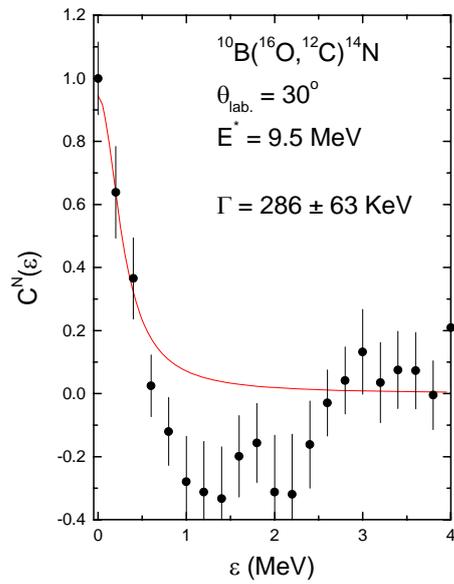
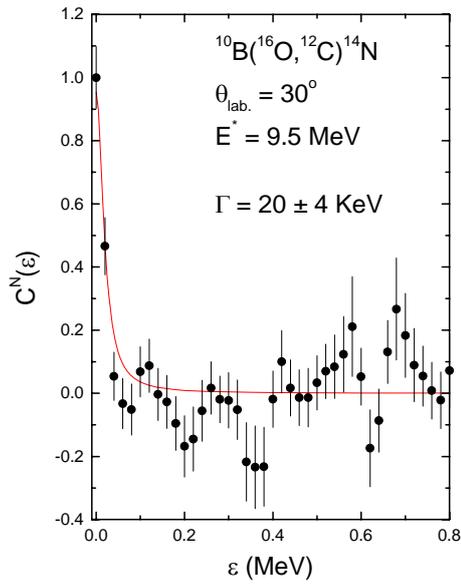


a)



b)

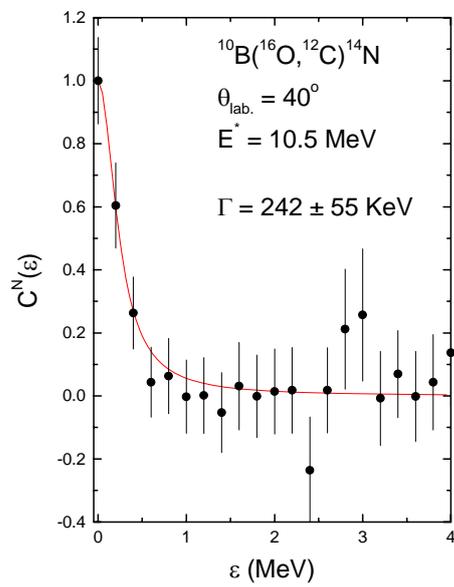
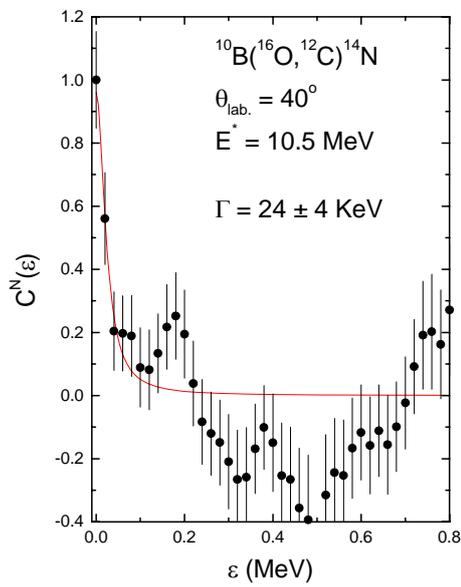
Figura V.5 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 12.5 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$.



a)

b)

Figura V.6 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 9.5 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$.



a)

b)

Figura V.7 - Idem figura V.3 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ com $E^* = 10.5 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.

V.2.4 - Funções de correlação para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$

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

Na figura V.8 pode-se ver as funções de correlação normalizadas obtidas para o espalhamento elástico nos 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 maior que 300 KeV que, se confirmadas, podem estar relacionadas à rotação de um di-núcleo. Estas estruturas serão melhor analisadas nas seções seguintes.

Nas figuras V.9 a V.17 são mostradas algumas funções de correlação normalizadas para os canais de saída $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ e $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$ para vários ângulos medidos no referencial do laboratório e algumas energias de excitação. Nota-se que as larguras obtidas para estes canais 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, neste capítulo.

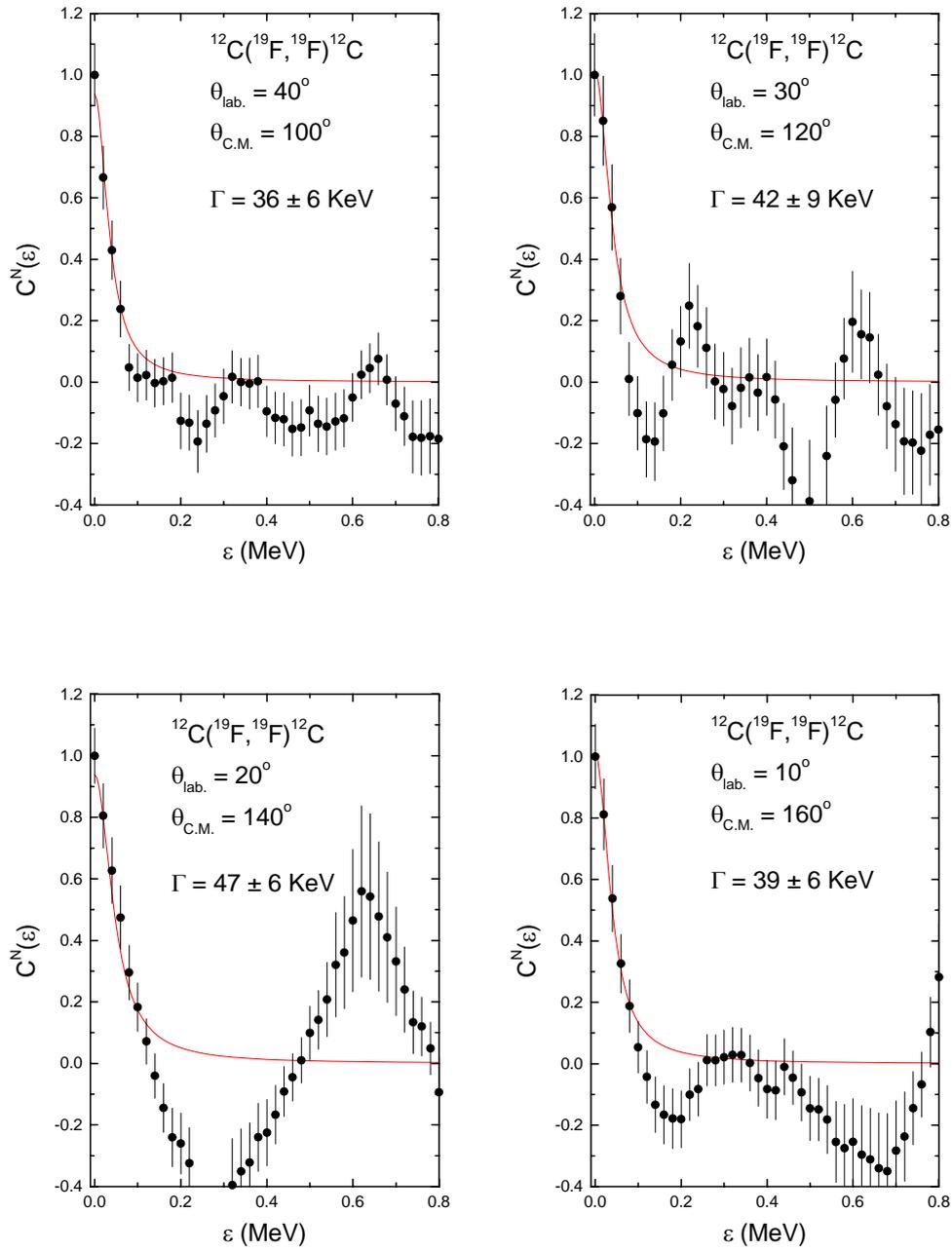


Figura V.8 - Funções de correlação normalizadas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ nos quatro ângulos medidos. As linhas contínuas são ajustes da expressão (V.3).

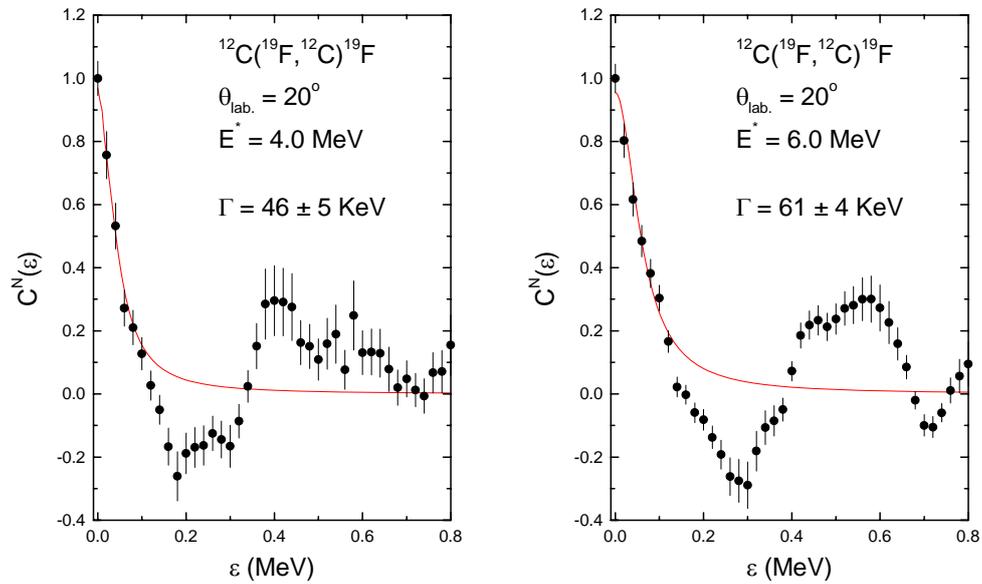


Figura V.9 - Funções de correlação típicas obtidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$ em duas diferentes energias de excitação. As linhas contínuas são ajustes da expressão (V.3).

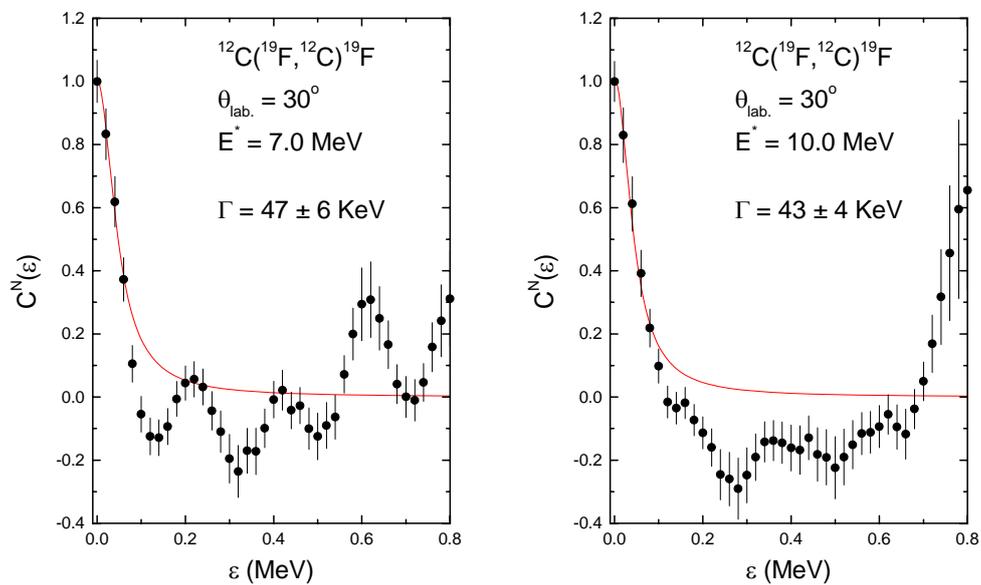


Figura V.10 - Idem figura V.9 com $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$.

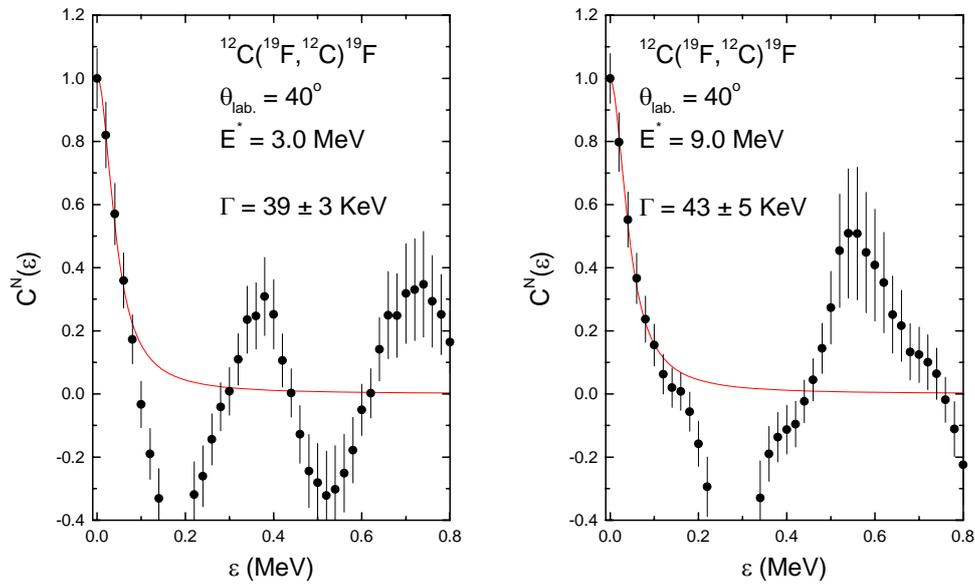


Figura V.11 - Idem figura V.9 com $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.

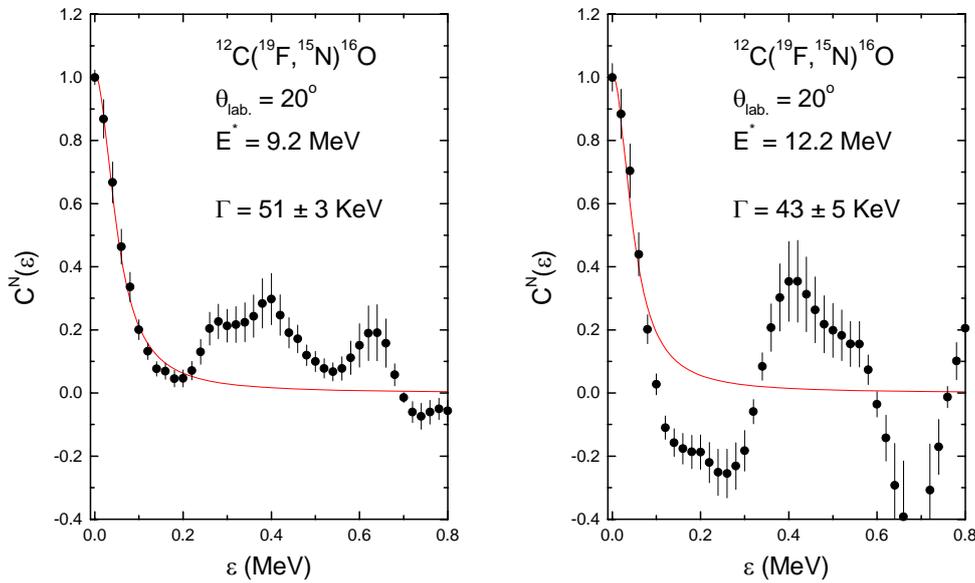


Figura V.12 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$.

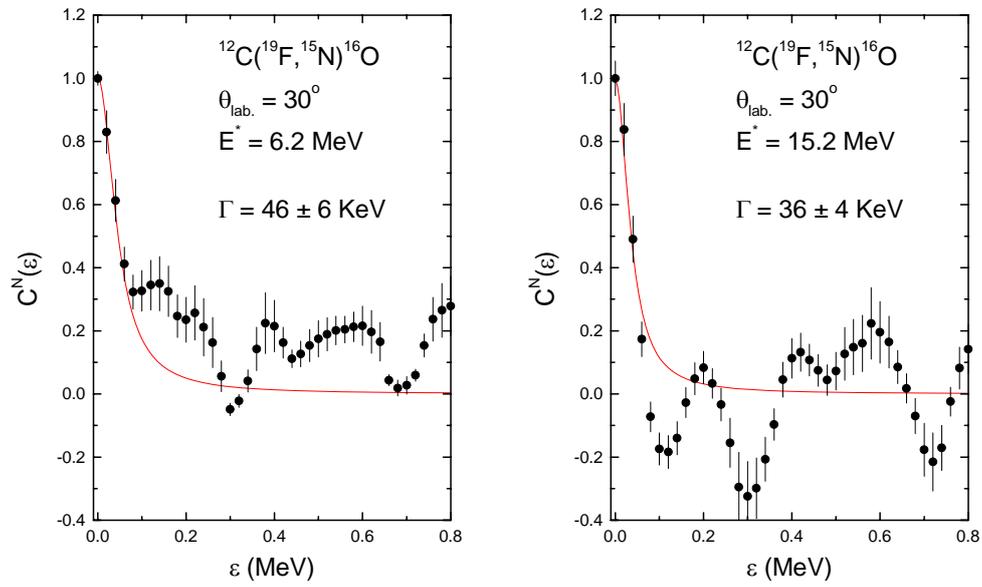


Figura V.13 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$.

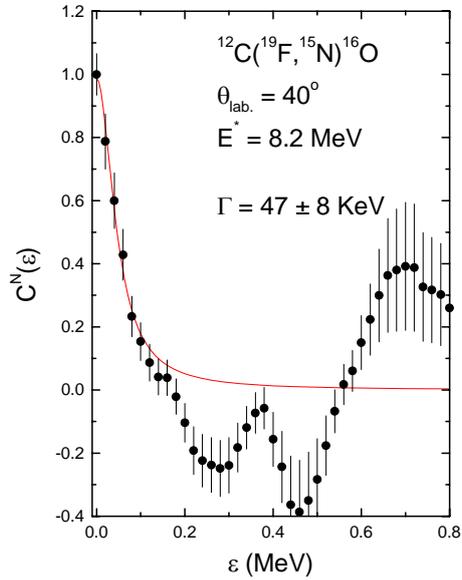


Figura V.14 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.

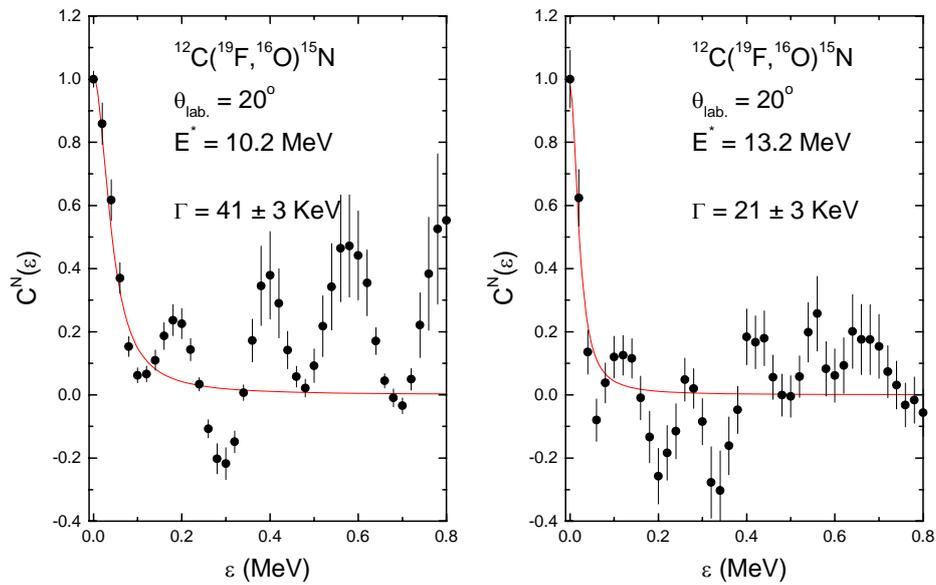


Figura V.15 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 20^\circ$.

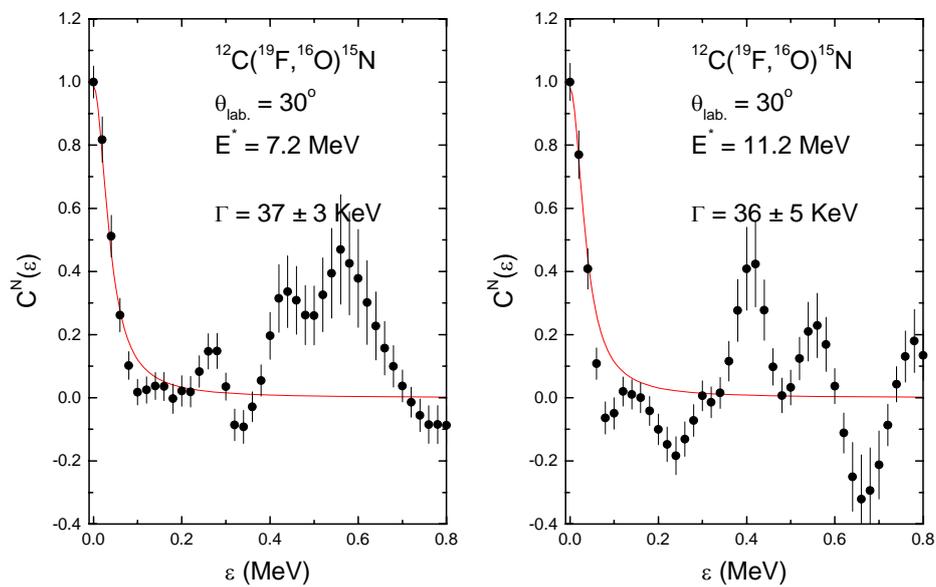


Figura V.16 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 30^\circ$.

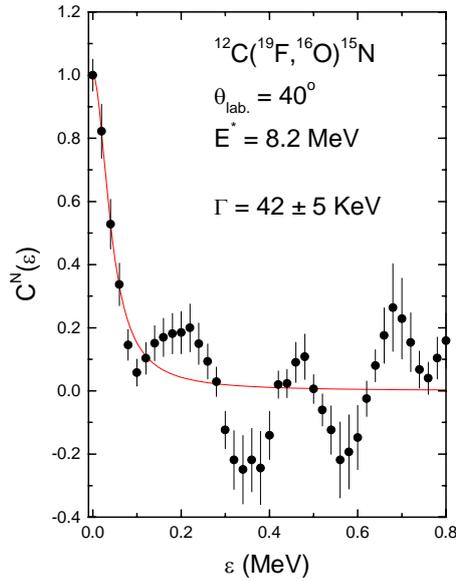


Figura V.17 - Idem figura V.9 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$ em $\theta_{\text{lab.}} = 40^\circ$.

V.2.5 - Correção devido ao intervalo finito em energia

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 [80], pois a expressão (V.3) 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 [81]:

$$n = \frac{I}{\pi\Gamma} + 1 \quad (\text{V.12})$$

onde I 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^0) e a amplitude da função de correlação ($C^o(0)$), supondo que o número de canais finais seja relativamente grande ($N_{ef} \sim 10$ já é grande o

suficiente para que esta expressão seja bastante razoável), estão relacionados com os obtidos experimentalmente através da expressão [82]:

$$\Gamma^o = \Gamma \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \quad \text{e} \quad C^o(0) = C(0) \frac{n}{n-1} \quad (\text{V.13})$$

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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ 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.

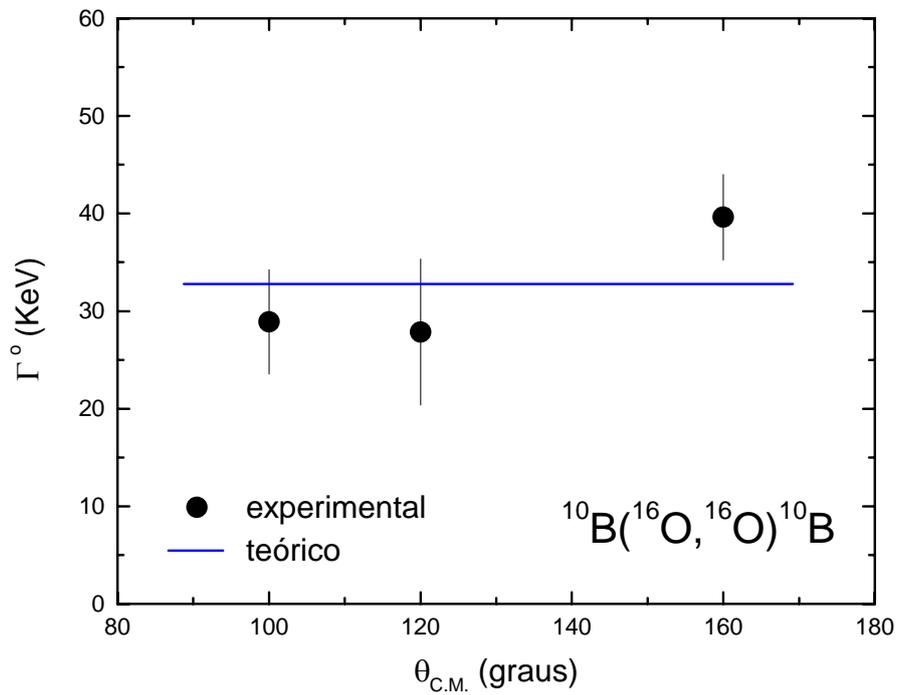
V.2.5.1 - Larguras corrigidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

Na figura V.18 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, independente 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). 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 do 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 II. As linhas contínuas, na figura V.18, são previsões teóricas utilizando o modelo de Kun [66]. De fato, o cálculo teórico realizado para as larguras grandes sugere que a largura real seja aproximadamente igual à constante de rotação $\hbar\omega$,

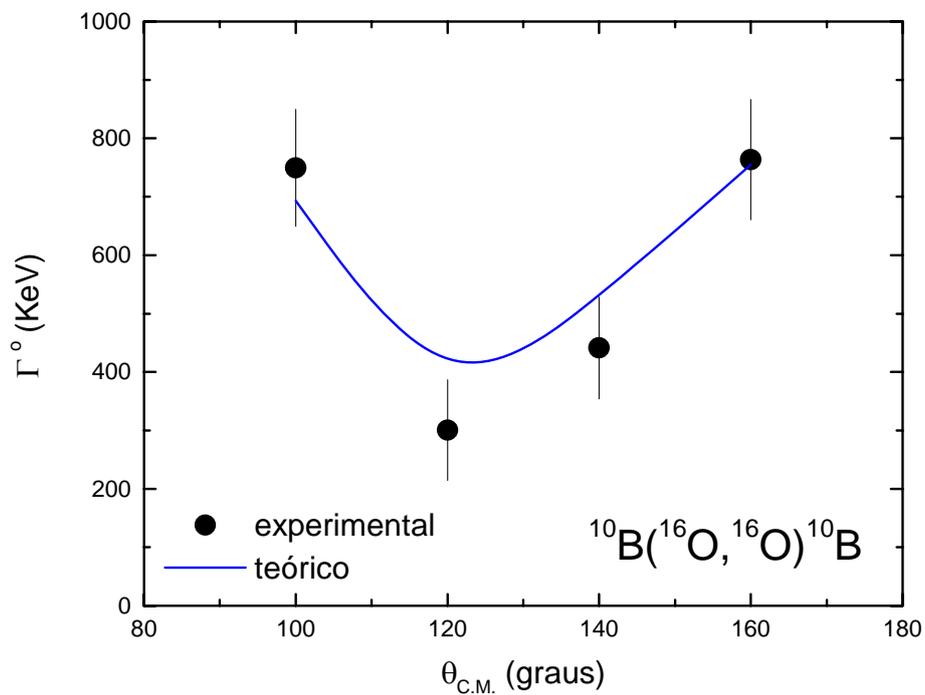
por volta de 400 KeV. Assim, as larguras menores obtidas nas medidas em passo pequeno são provenientes de um processo para o qual o tempo de decaimento é possivelmente muito maior que o tempo de rotação do sistema, sugerindo que haja formação de um núcleo composto. No caso das larguras menores, como 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 V.19 são mostradas as larguras corrigidas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ como função da energia de excitação nos vários ângulos medidos. Na figura V.19-a são mostrados os resultados obtidos para as medidas em passo pequeno de energia e na figura V.19-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 II, 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. Um deles, bastante lento ($\Gamma^0 \sim 25$ 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 ($\Gamma^0 \sim 350$ 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 tentaremos entender as estruturas com ϵ por volta de 300-400 KeV nas funções de correlação experimentais.

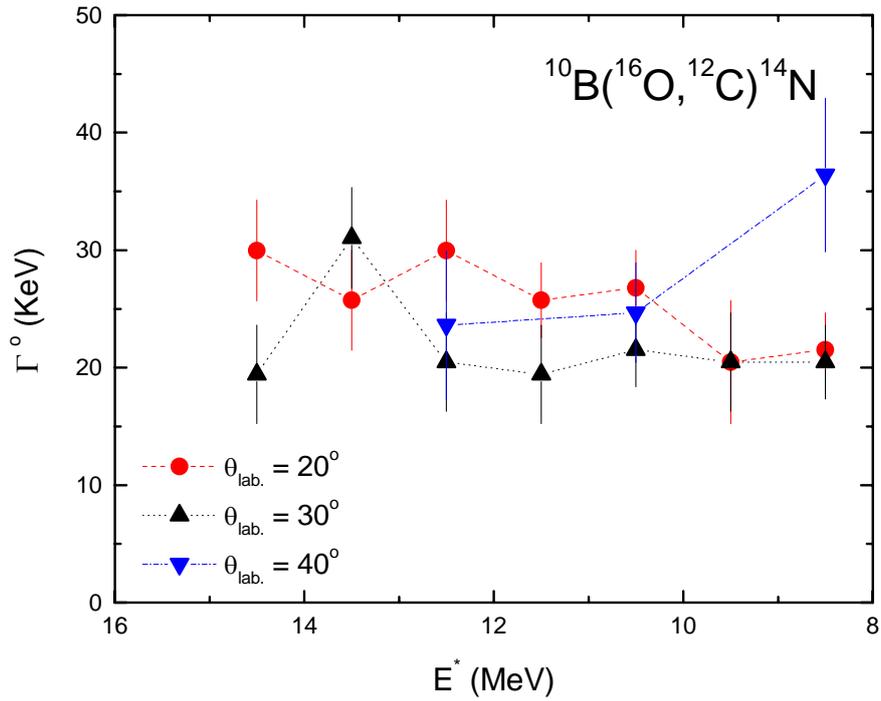


a)

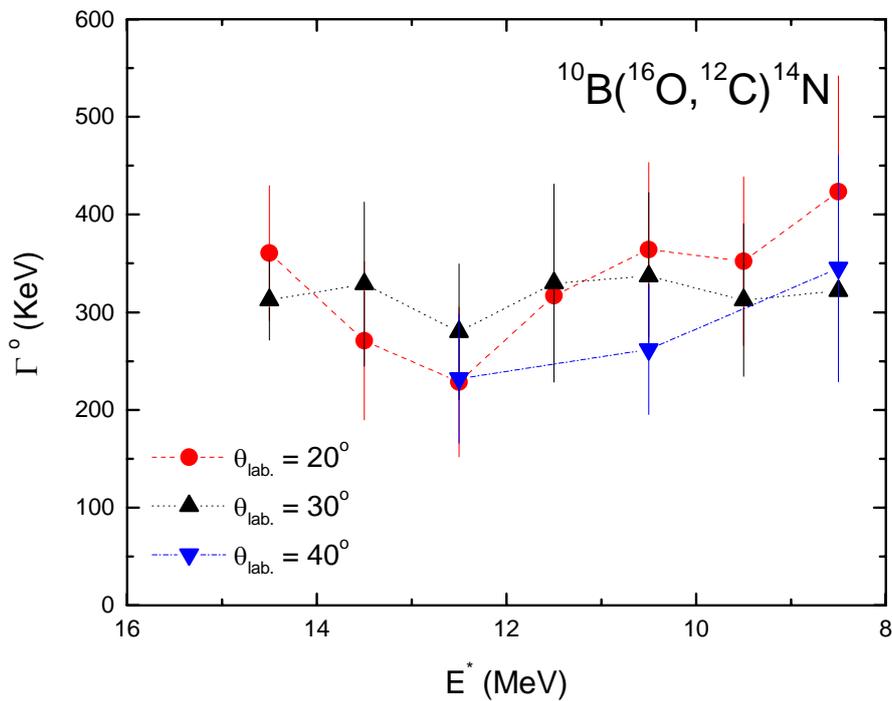


b)

Figura V.18 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$ 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).



a)



b)

Figura V.19 - Larguras corrigidas para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ 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).

V.2.5.2 - Larguras corrigidas para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$

Na figura V.20 são mostradas as larguras Γ^0 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.

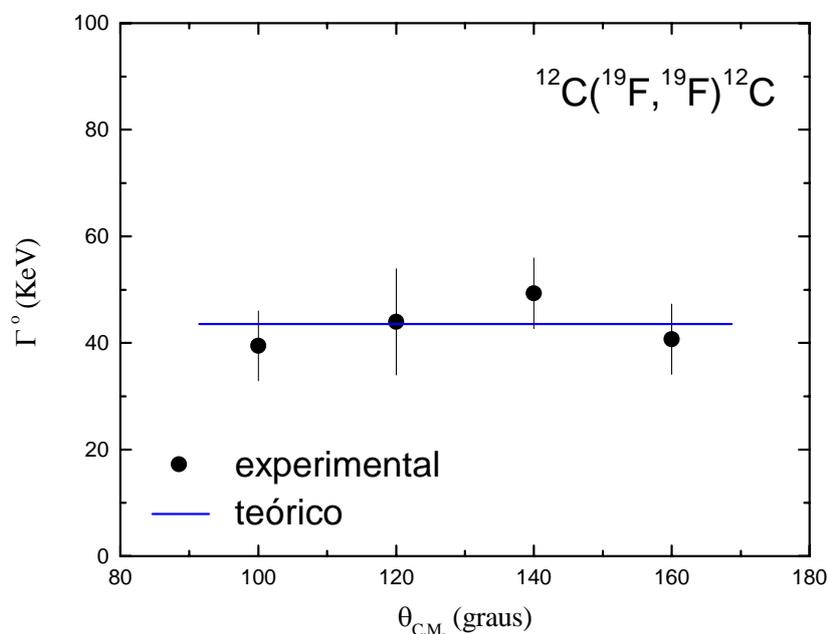


Figura V.20 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{19}\text{F})^{12}\text{C}$ como função do ângulo de espalhamento no centro de massa.

Nas figuras V.21 à V.23 são apresentados os resultados obtidos para os canais $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$, $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$ e $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$. 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.

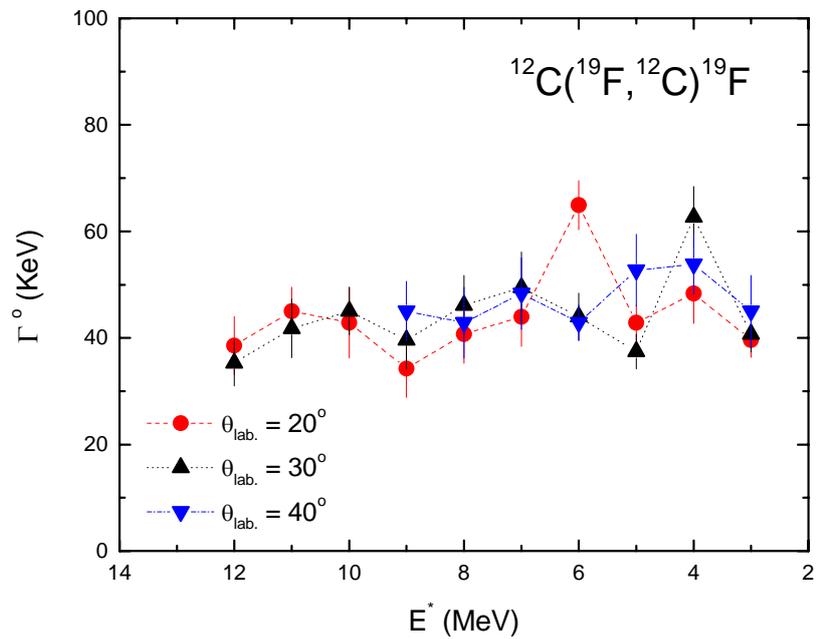


Figura V.21 - Larguras corrigidas para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ como função da energia de excitação dos fragmentos nos vários ângulos de espalhamento no referencial do laboratório.

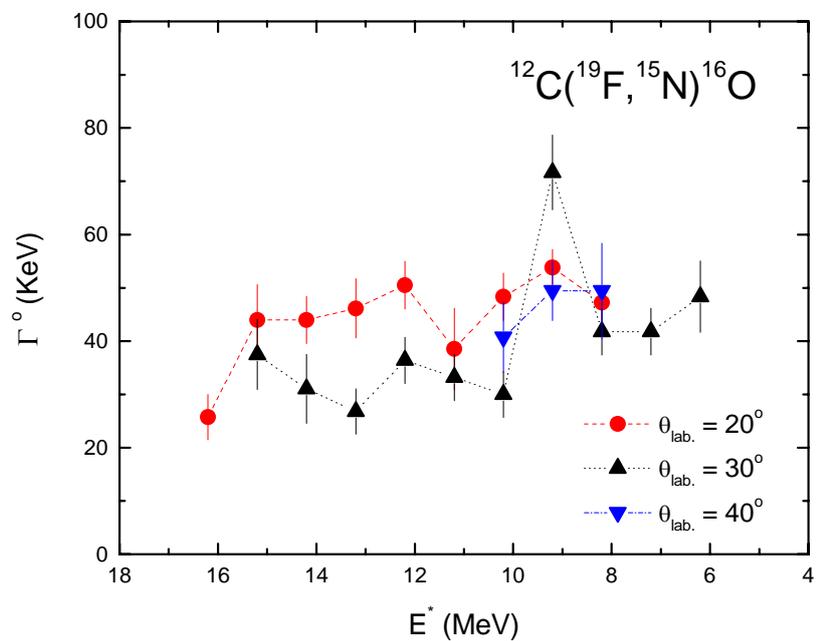


Figura V.22 - Idem figura V.20 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$.

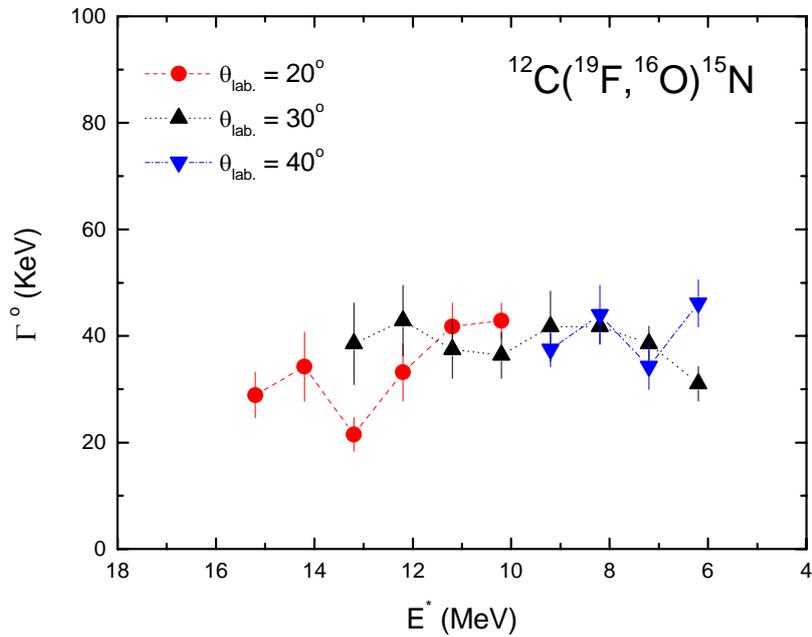


Figura V.23 - Idem figura V.20 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$.

V.2.6 - Análise das estruturas intermediárias

Como foi 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 em energia que a função de excitação foi medida (aproximadamente 2.5 MeV) estas estruturas intermediárias podem ser somente consequência do intervalo finito em energia. Com o objetivo de verificar se estas estruturas são ou não verdadeiras utilizou-se o programa FEXMULTONE [83] que, através de uma simulação pelo método de Monte Carlo, obtém a função de excitação com base no modelo de Kun, descrito no Capítulo III.

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 detectores 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. Na figura V.24 é mostrada uma função de excitação típica gerada por este programa.

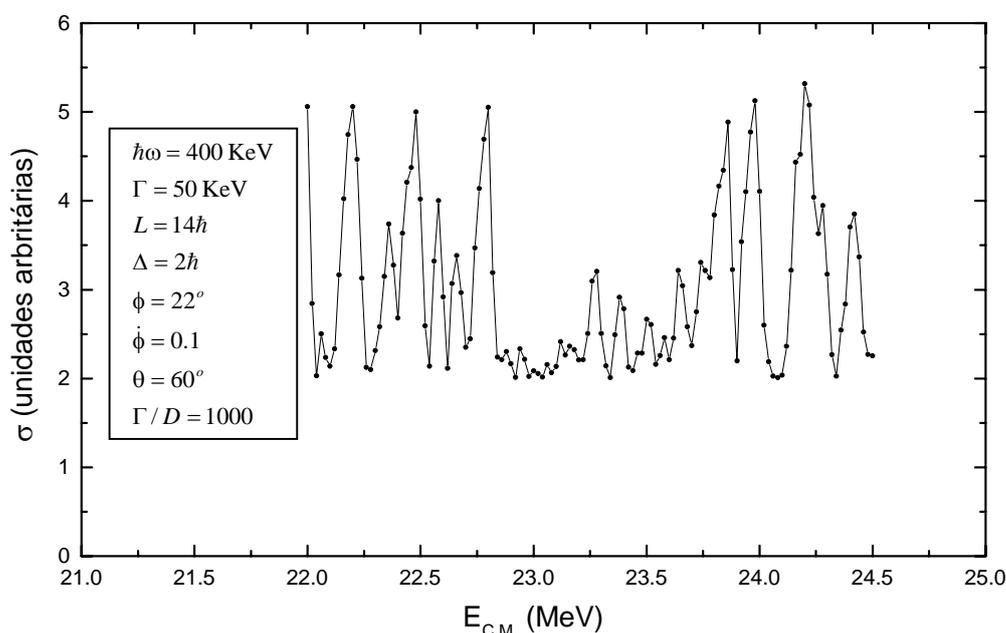


Figura V.24 - Função de excitação típica obtida a partir da simulação utilizando o programa FEXMULTONE. Os parâmetros utilizados na obtenção da seção de choque são mostrados na figura.

Foram feitas simulações com diversos conjuntos de parâmetros incluindo ou não o efeito de rotação no cálculo. Na figura V.25 temos um exemplo, utilizando o conjunto de parâmetros da figura V.24 em um intervalo de energia típico dos dados experimentais deste trabalho. Na figura V.25-a, não se considera o efeito devido à rotação de um sistema intermediário, enquanto na figura V.25-b este efeito é considerado. 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, 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.

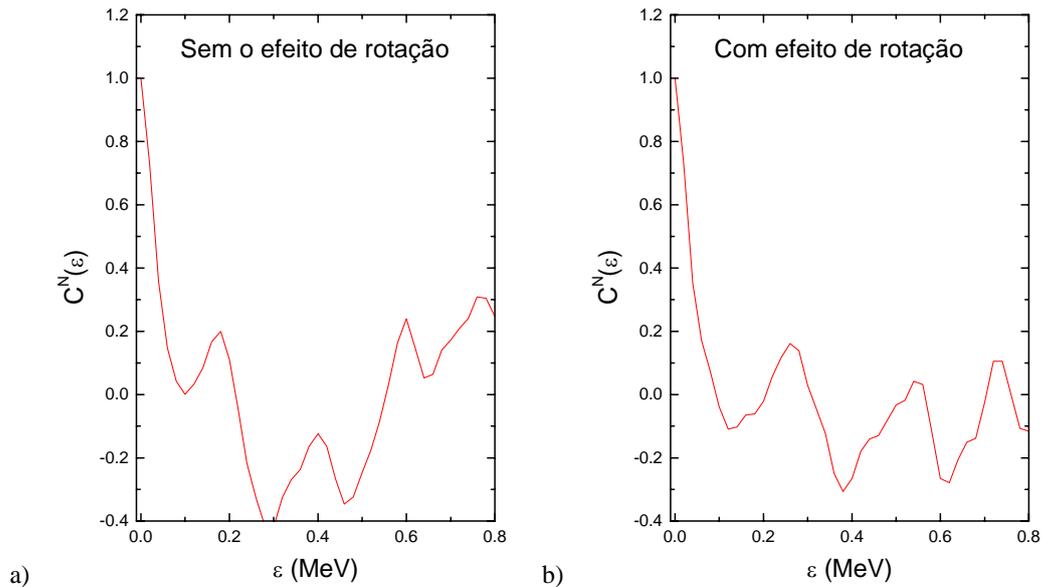


Figura V.25 - Funções de correlação obtidas a partir das funções de excitação simuladas pelo programa FEXMULTONE utilizando o conjunto de parâmetros da figura V.24 em um intervalo de energia típico dos dados obtidos neste trabalho. a) função de correlação em que se despreza o efeito de rotação. b) função de correlação em que se considera o efeito de rotação.

Com o intuito de verificar se o intervalo de energia 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 conseqüentes do intervalo de energia finito tornam-se desprezíveis. Na figura V.26-a temos três funções de correlação para os seguintes intervalos: 2.5 MeV (compatível com os dados experimentais deste trabalho), 10 MeV e 25 MeV. Na figura V.26-b repete-se o procedimento, incluindo agora o efeito de rotação. 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.

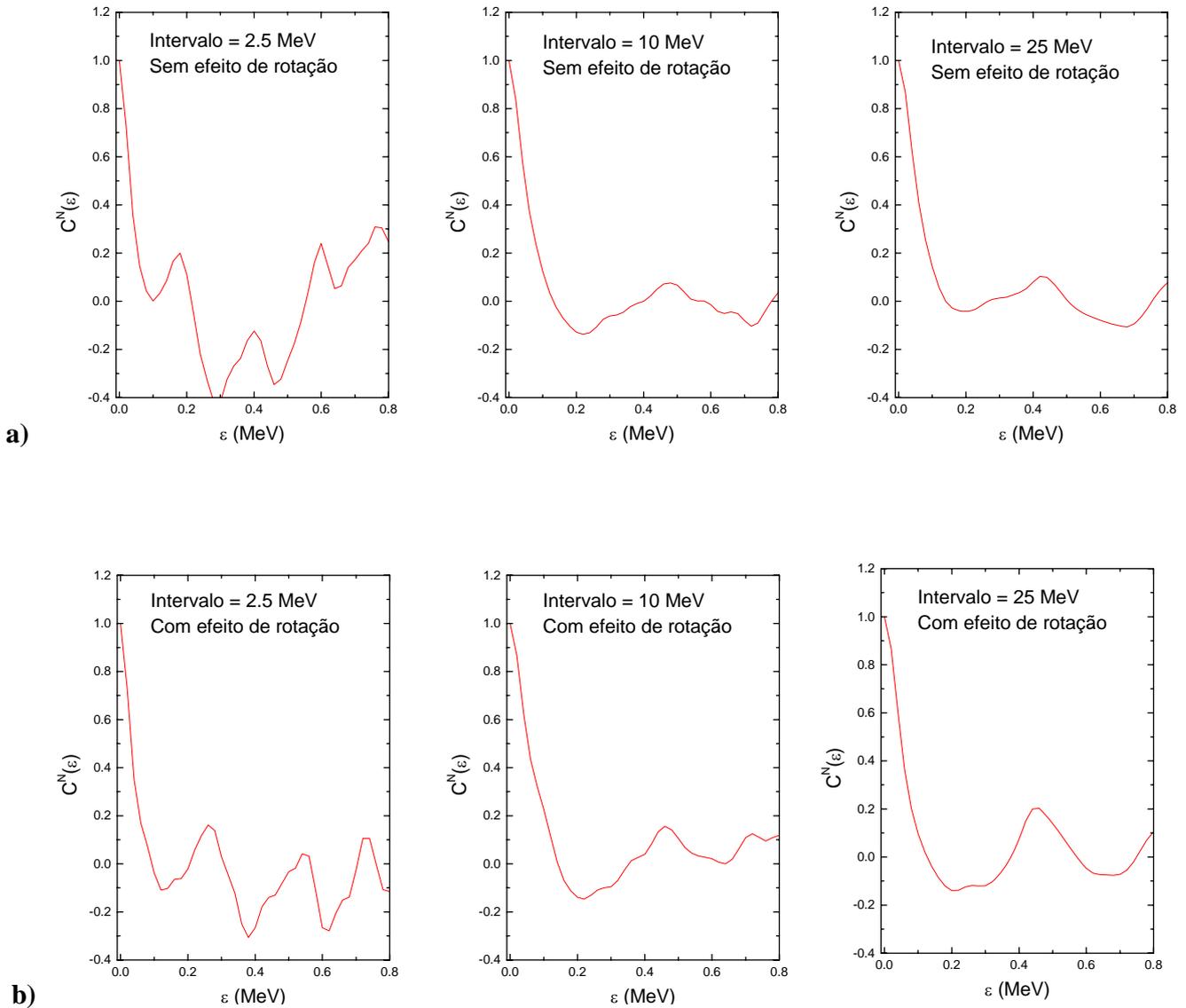


Figura V.26 - Funções de correlação obtidas a partir das funções de excitação simuladas pelo programa FEXMULTONE utilizando o conjunto de parâmetros da figura V.24 sem considerar o efeito de rotação (a) e considerando o efeito de rotação (b) para três diferentes faixas de energia: 2.5 MeV, 10 MeV e 25 MeV.

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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, 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 [79]. Na figura V.27-a é mostrada uma função de excitação gerada com esta simulação e na figura V.27-b a função de correlação correspondente simulada com passo em energia de 20 KeV. 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, como pode ser visto na figura. Assim, a hipótese de que as larguras Γ observadas nas medidas em passo pequeno para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ sejam ilusórias fica descartada.

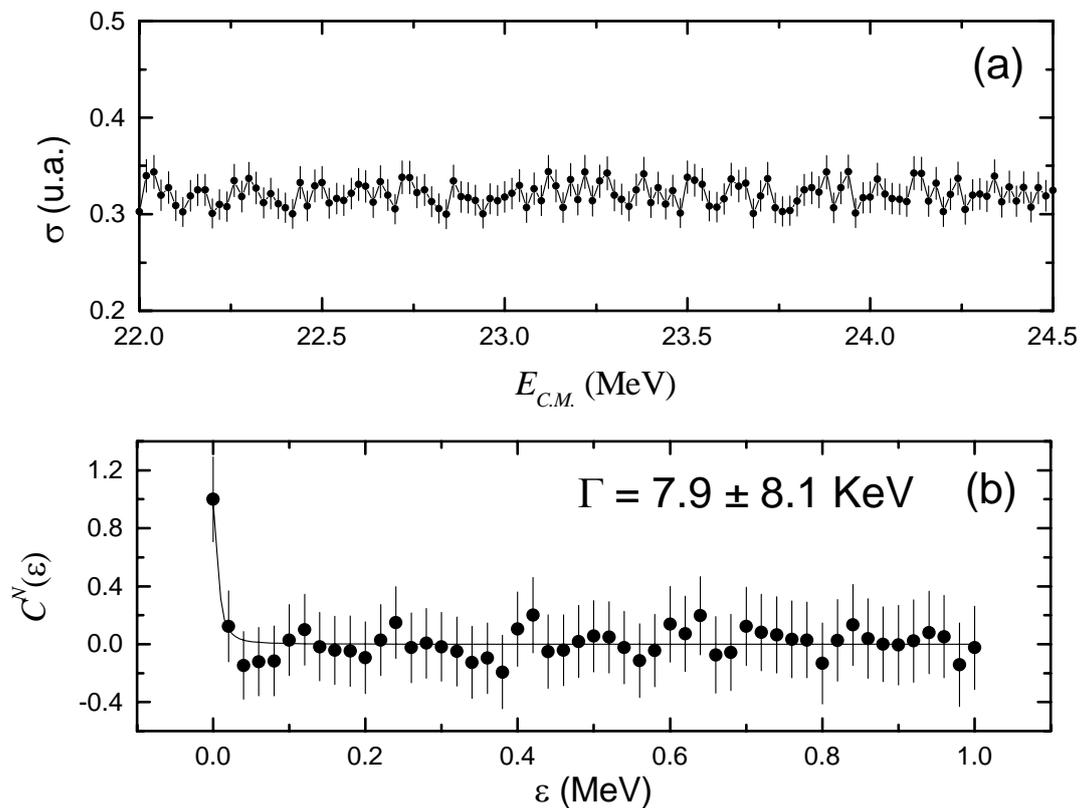


Figura V.27 - a) função de excitação simulada supondo que as flutuações sejam apenas estruturas devido às incertezas experimentais. b) função de correlação correspondente. É possível notar, neste caso, que a largura Γ obtida é inferior à metade do passo em energia adotado.

V.3 - Estimativa da razão entre as seções de choque dos processos lento e rápido para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

No caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, devido à presença de estruturas com diversas larguras Γ , é possível obter a razão entre as seções de choque responsáveis pelo processo lento ($\Gamma^o \sim 25 \text{ KeV}$) e rápido ($\Gamma^o \sim 350 \text{ KeV}$) tanto para o espalhamento elástico quanto para o canal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$.

Como foi visto no capítulo II, a amplitude da função de correlação, $C(0)$, pode ser escrita como:

$$C(0) = \frac{1}{N_{ef}} (1 - y^2) \quad (\text{V.14})$$

sendo N_{ef} , o número de canais que contribuem para o canal observado e $y = \frac{\sigma_{Direto}}{\langle \sigma_{Total} \rangle}$, um fator devido a processos diretos que contribuem na seção de choque total. Assumindo que a seção de choque total seja devida a uma componente direta (com escala temporal correspondente a uma largura de decaimento da ordem de 3-4 MeV, que não é possível observar nos dados deste trabalho devido ao intervalo de energia medido) e a uma componente responsável pelas flutuações e que estes processos sejam incoerentes, de modo que, em média, a interferência entre eles é nula, pode-se escrever que $\langle \sigma_{Total} \rangle = \sigma_{Direto} + \langle \sigma_{Flut.} \rangle$. Supondo também que a seção de choque direta seja bem menor que a seção de choque média das flutuações (este argumento é condizente com as distribuições angulares para estes sistemas nos ângulos estudados, como será visto adiante), a equação (V.14) fica:

$$C(0) = \frac{1}{N_{ef}} \frac{\langle \sigma_{Flut.} \rangle^2}{\langle \sigma_{Total} \rangle^2} \quad (\text{V.15})$$

No caso das medidas em passo grande de energia, os alvos utilizados eram suficientemente espessos ($40-60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de modo que a incerteza em energia no feixe ($\sim 60 \text{ KeV}$) era maior que as larguras relativas ao processo lento. Assim, as flutuações na seção de choque conseqüentes deste processo desaparecem. Neste caso, a seção de choque média da flutuação é somente devida ao processo rápido, ou seja, $\langle \sigma_{Flut.} \rangle = \langle \sigma_{Rápido} \rangle$. Assim, a amplitude da função de correlação neste caso torna-se:

$$C_{Rápido}(0) = \frac{1}{N_{ef}} \frac{\langle \sigma_{Rápido} \rangle^2}{\langle \sigma_{Total} \rangle^2} \quad (\text{V.16})$$

No caso das medidas em passo pequeno de energia, supondo que a média efetuada sobre a função de excitação seja a mesma utilizada nas medidas em passo grande, de tal modo que se preserve as flutuações devido ao processo rápido, a seção de choque de flutuação vale:

$$\sigma_{Flutuação} = |f_{Rápido} + f_{Lento}|^2 \quad (\text{V.17})$$

onde $f_{Rápido}$ e f_{Lento} são as amplitudes de espalhamento dos processos rápido e lento, respectivamente. Substituindo (V.17) em (V.15) e admitindo que os processos rápido e lento sejam incoerentes entre si, ou seja, $\langle \sigma_{Rápido} \sigma_{Lento} \rangle - \langle \sigma_{Rápido} \rangle \langle \sigma_{Lento} \rangle = 0$, chega-se à amplitude da função de correlação:

$$C_{Rápido+Lento}(0) = \frac{1}{N_{ef}} \frac{\langle \sigma_{Rápido} \rangle^2 + \langle \sigma_{Lento} \rangle^2}{\langle \sigma_{Total} \rangle^2} \quad (\text{V.18})$$

Dividindo (V.18) por (V.16) e após algumas operações deduz-se que a razão entre a seção de choque lenta e rápida (R) vale:

$$R = \frac{\langle \sigma_{Lento} \rangle}{\langle \sigma_{Rápido} \rangle} = \sqrt{\frac{C_{Rápido+Lento}(0)}{C_{Rápido}(0)} - 1} \quad (\text{V.19})$$

Na figura V.28 vemos 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 (V.19). 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.

Na figura V.29 é mostrada a razão entre a seção de choque lenta e rápida como função da energia de excitação para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ 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.

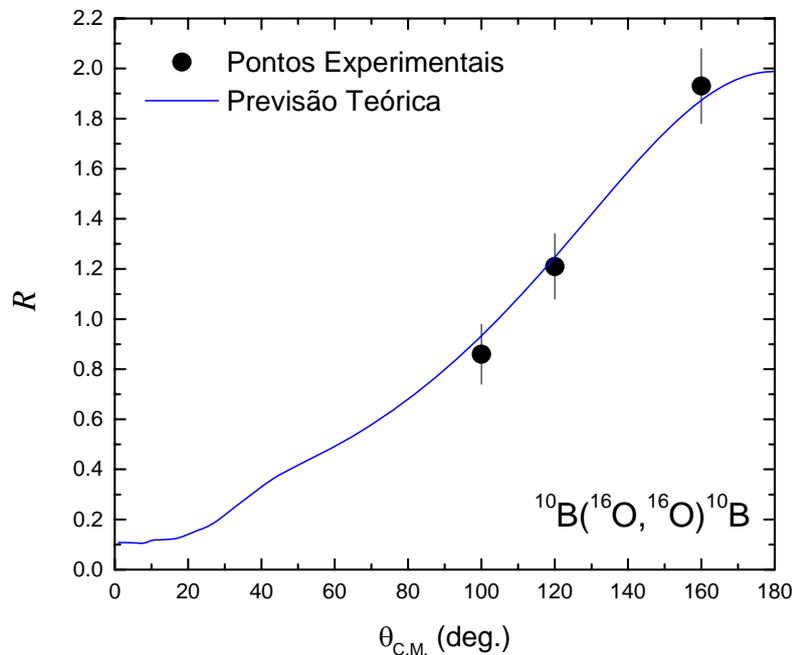


Figura V.28 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{10}\text{B}$. A linha contínua é a previsão teórica prevista pelo modelo de Kun, normalizada de tal forma a minimizar o χ^2 .

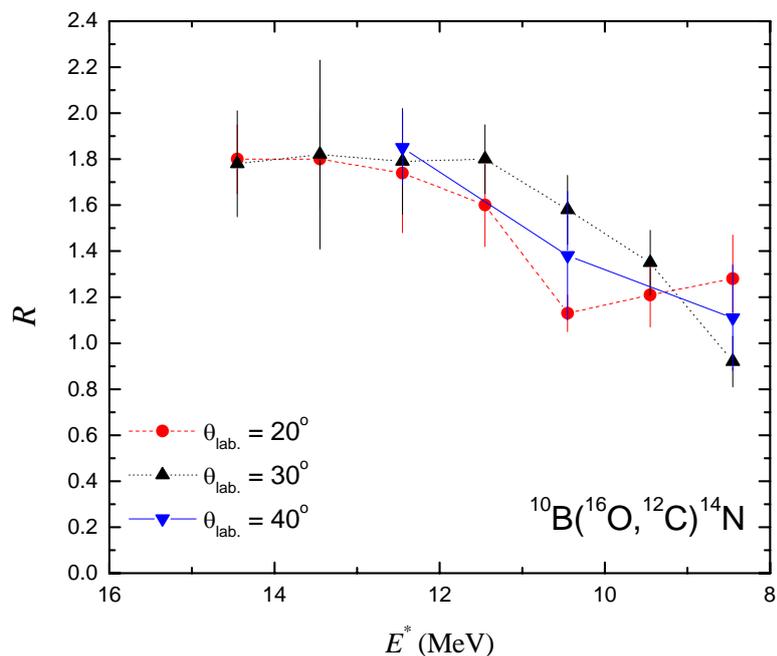


Figura V.29 - Razão entre a seção de choque rápida e lenta para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ para vários ângulos no referencial do laboratório. As linhas são apenas guias visuais.

V.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.

V.4.1 - Distribuições angulares para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

Na figura V.30 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 [84]. 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 25 KeV, respectivamente. A razão entre a seção de choque obtida para 25 keV e 350 KeV foi a mesma obtida para reproduzir os dados da figura V.28. Nota-se que, nos ângulos medidos neste trabalho (triângulos) a seção de choque para processos diretos ($\Gamma = 2$ MeV) é muito inferior às de 25 e 350 KeV, de modo que a aproximação utilizada para obter a razão entre as seções de choque lenta e rápida, na seção anterior, é satisfeita. Na tabela V.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 V.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

Na figura V.31 são mostradas algumas distribuições angulares obtidas para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. 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 $\frac{1}{\sin \theta_{C.M.}}$, 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.

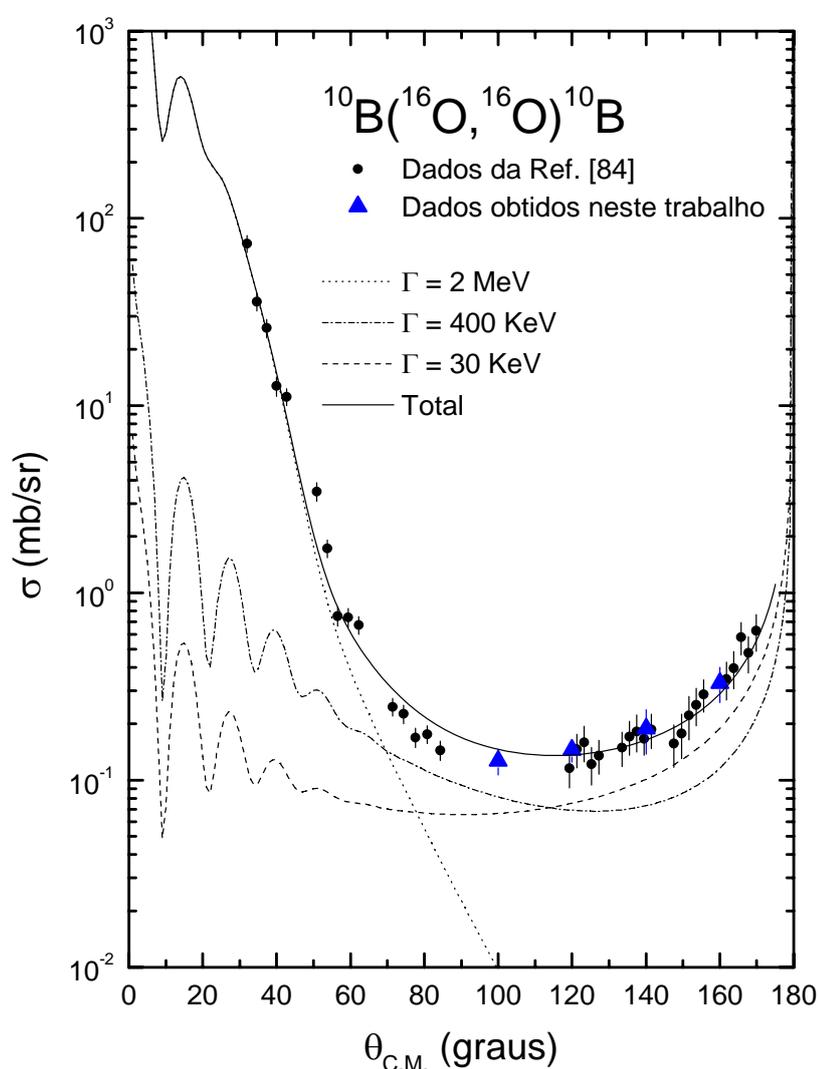


Figura V.30 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 2 MeV (pontilhada), 400 KeV (pontilhada-tracejada) e 25 KeV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.

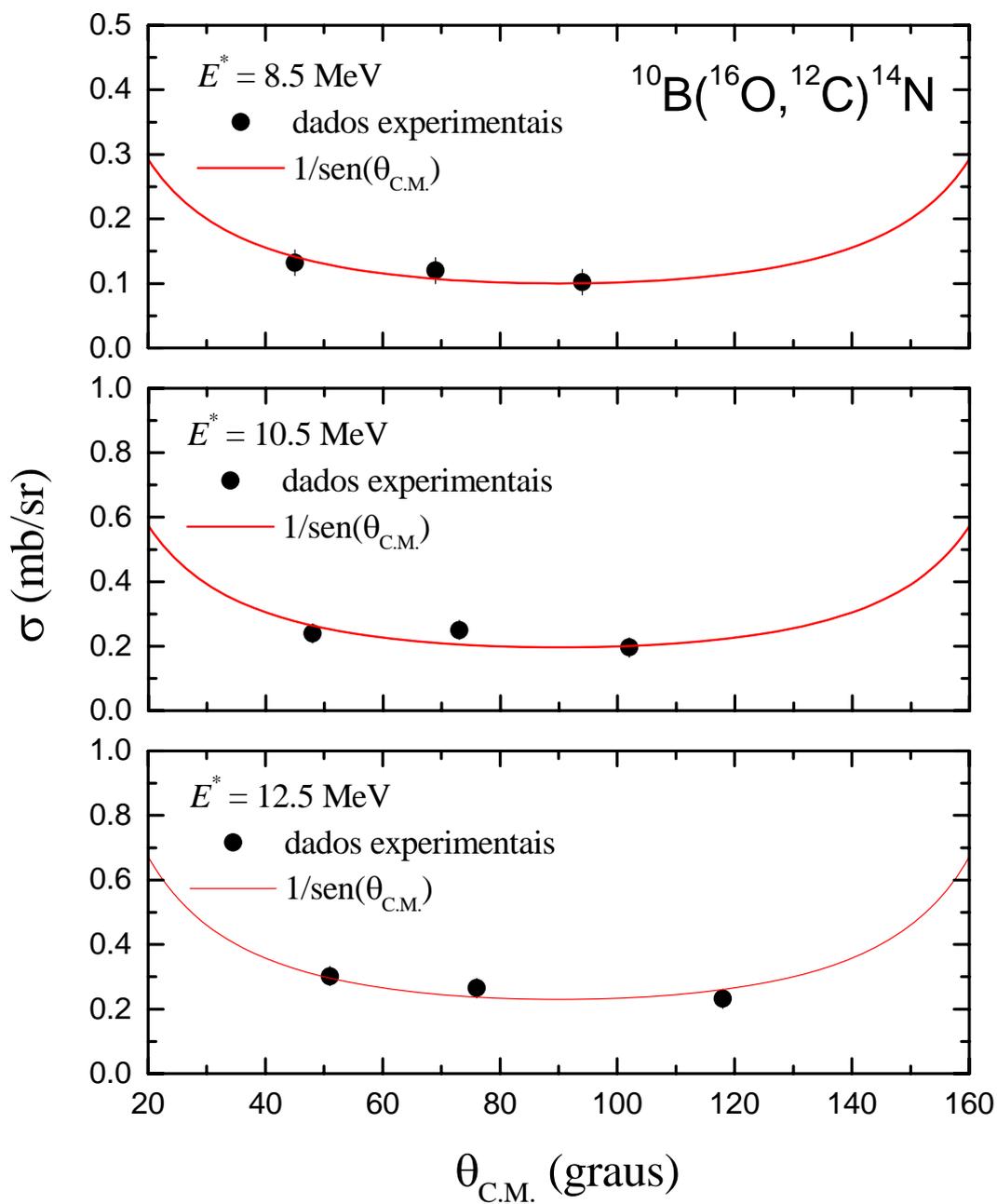


Figura V.31 - Distribuições angulares para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ em três energias de excitação diferentes. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\text{sen } \theta_{C.M.}}$, ajustada aos dados experimentais.

V.4.2 - Distribuições angulares para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$

Na figura V.32 é mostrada a distribuição angular obtida para o canal de espalhamento elástico. Os círculos são dados obtidos da referência [84] e os quadrados, obtidos da referência [85].

Na tabela V.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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. 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 V.2 - Parâmetros do modelo de Kun utilizados para efetuar o cálculo das distribuições angulares.

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

Nas figuras V.33 e V.34 São mostradas as distribuições angulares para os canais de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ e $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$. No caso da figura V.34 foram incluídos os pontos relativos ao canal $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$, admitindo como ângulo de espalhamento o seu suplementar.

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. Nestes casos, 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. 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.

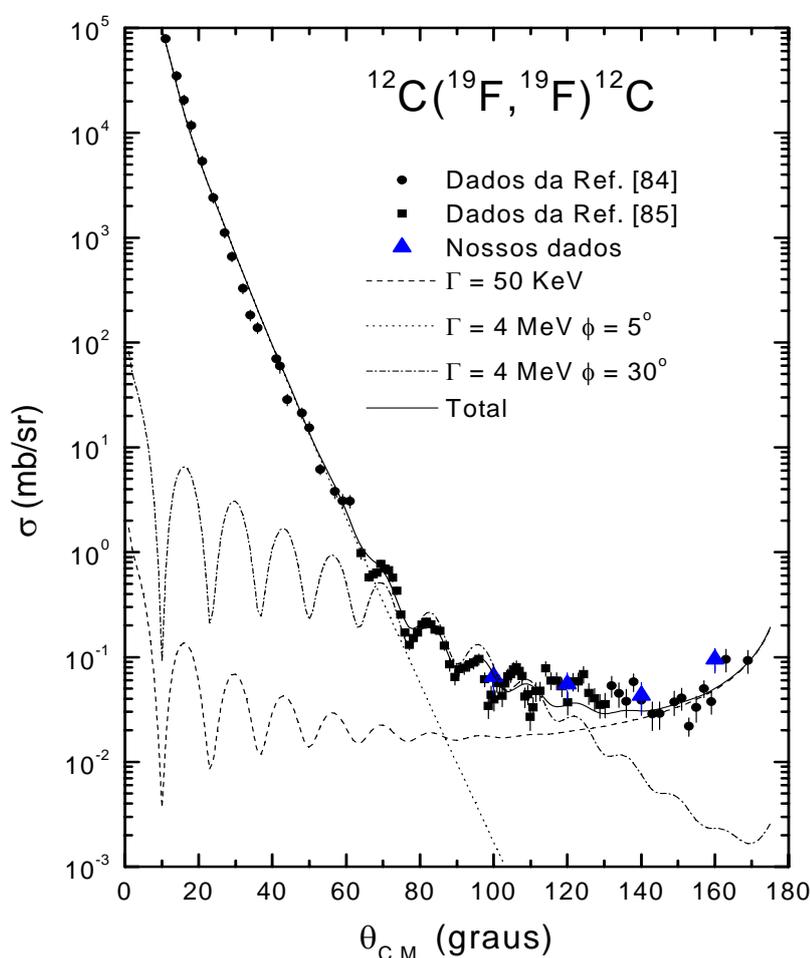


Figura V.32 - Distribuição angular para o espalhamento elástico do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. As linhas representam cálculos realizados com o modelo de Kun supondo larguras de decaimento de 4 MeV com $\phi = 5^\circ$ (pontilhada), 4 MeV com $\phi = 30^\circ$ (pontilhada-tracejada) e 50 KeV (tracejada). A linha contínua representa a soma incoerente das seções de choque calculadas.

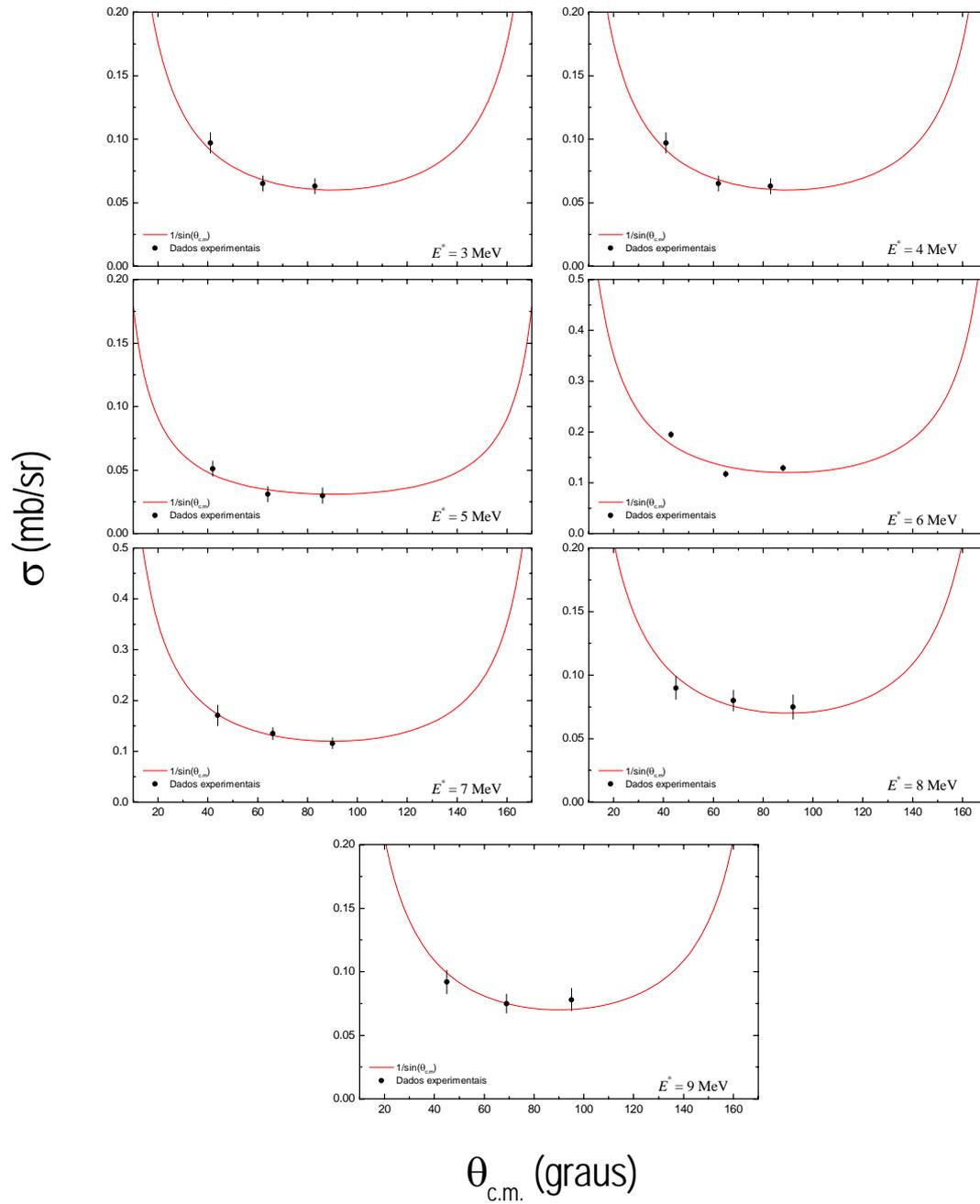
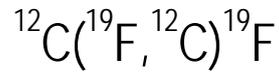


Figura V.33 - Distribuições angulares para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ em várias energias de excitação. A linha contínua representa a função $\frac{1}{\sin \theta_{c.m.}}$, ajustada aos dados experimentais.

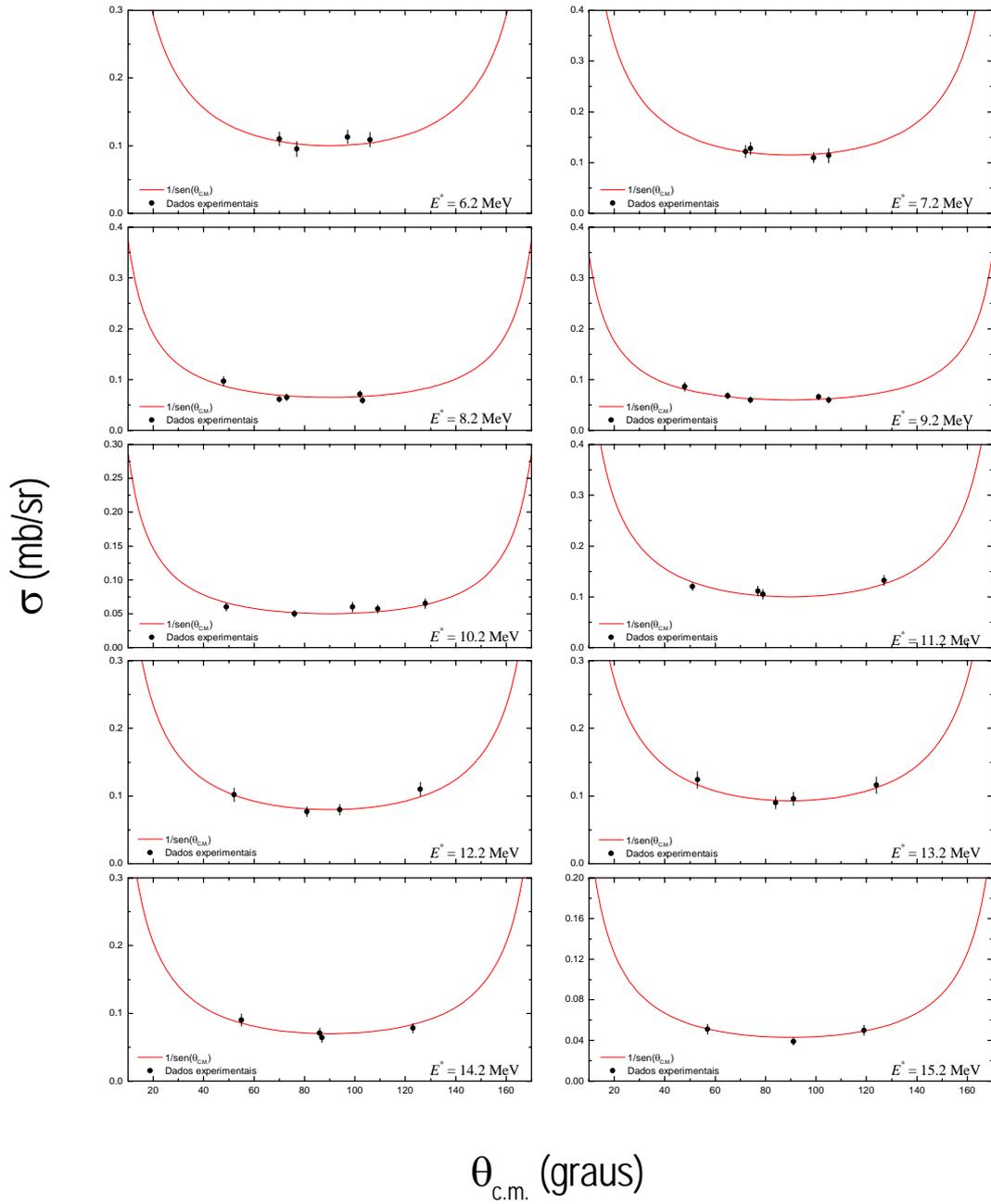
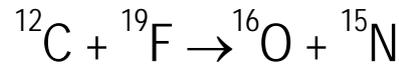


Figura V.34 - Idem figura V.36 para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$.

V.5 - Funções de correlação angulares

Com o objetivo de entender melhor as estruturas presentes nas funções de excitação e caracterizar melhor os mecanismos responsáveis por estas estruturas é importante determinar quão correlacionadas estão estas estruturas em diferentes ângulos. Para isto, é conveniente definir, de forma semelhante à função de correlação em energia, uma função de correlação angular. Pode-se escrever esta função como sendo:

$$C(\theta, \theta') = \left\langle \left(\frac{\sigma(E, \theta)}{\langle \sigma(E, \theta) \rangle} - 1 \right) \left(\frac{\sigma(E, \theta')}{\langle \sigma(E, \theta') \rangle} - 1 \right) \right\rangle_E \quad (\text{V.20})$$

sendo que θ e θ' são os ângulos onde as funções de excitação são medidas. Para que seja mais evidente a correlação entre os ângulos, é conveniente definir uma função de correlação angular normalizada, dada por:

$$C^N(\theta, \theta') = \frac{C(\theta, \theta')}{\sqrt{C(\theta, \theta) \cdot C(\theta', \theta')}} \quad (\text{V.21})$$

que será igual a 1 quando $\theta = \theta'$ ou quando as duas funções de excitação possuírem estruturas totalmente relacionadas. Quando as estruturas forem totalmente não-correlacionadas, $C^N(\theta, \theta') = 0$.

V.5.1 - Correlações angulares para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$

No caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, obteve-se correlações angulares para o espalhamento elástico em ângulos traseiros no referencial do centro de massa e para o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. Os ângulos de referência foram escolhidos de tal forma a se ter uma distribuição de pontos experimentais mais ou menos simétrica em torno deste ângulo.

Na figura V.35 são mostrados os valores de correlação angular obtidos para os vários canais analisados neste trabalho em passo pequeno de energia. A linha contínua

representa a previsão para núcleo composto e a linha tracejada, a previsão para di-núcleo, considerando as larguras maiores obtidas para este sistema ($\Gamma^0 \sim 350$ KeV). Os parâmetros utilizados para calcular a previsão para di-núcleo foram os mesmos utilizados no ajuste da distribuição angular do espalhamento elástico (tabela V.1). No cálculo para um sistema di-nuclear, a forma da correlação angular é muito sensível aos parâmetros, principalmente o parâmetro Δ , como foi visto no Capítulo II. Neste caso, utilizou-se um valor compatível com a faixa de momentos angulares possíveis para estes canais de decaimento, como será visto adiante. Na figura V.36 são mostrados os resultados para correlação angular obtidos das medidas em passo grande de energia. Mais uma vez, é apresentado o cálculo supondo a formação de um núcleo composto e um sistema di-nuclear. Em ambas as medidas não é possível determinar com clareza a natureza das larguras obtidas em passo pequeno e grande de energia, embora os resultados obtidos para passo pequeno de energia sejam sistematicamente menores que os obtidos em passo grande, o que condiz com as previsões teóricas.

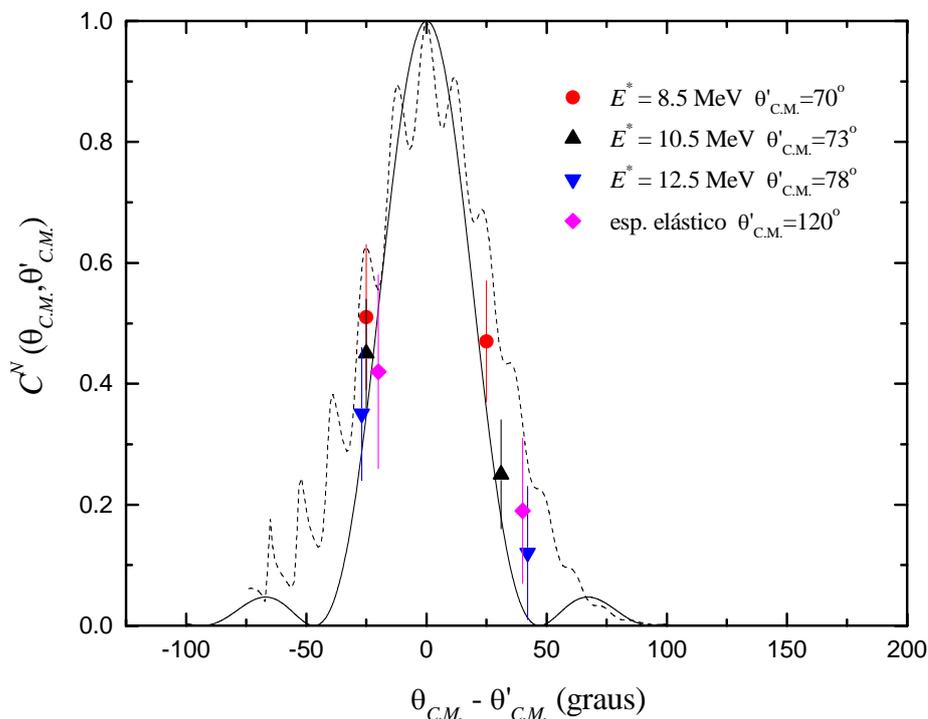


Figura V.35 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em passo pequeno de energia. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de núcleo composto, enquanto a linha tracejada é a previsão para di-núcleo, utilizando os parâmetros da tabela V.1.

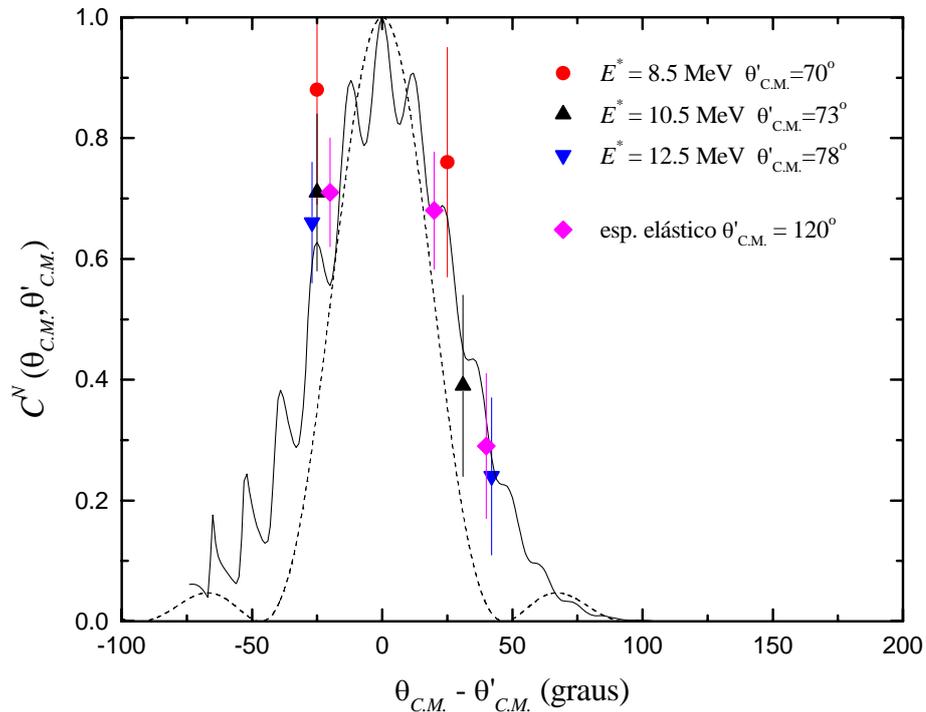


Figura V.36 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em passo grande de energia. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de um di-núcleo, utilizando os parâmetros da tabela V.1, enquanto a linha tracejada é a previsão para núcleo composto.

V.5.2 - Correlações angulares para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$

Na figura V.37 são mostrados os resultados referentes ao sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ obtidos para o canal de espalhamento elástico e para os canais de saída $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ inelásticos. A linha contínua mostra a previsão teórica para um mecanismo onde há formação de um núcleo composto. É possível perceber que a previsão teórica descreve bem os dados experimentais. Na figura V.38 são apresentados os resultados obtidos para o canal de reação $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$. Os ângulos de referência foram escolhidos da mesma forma que no caso anterior.

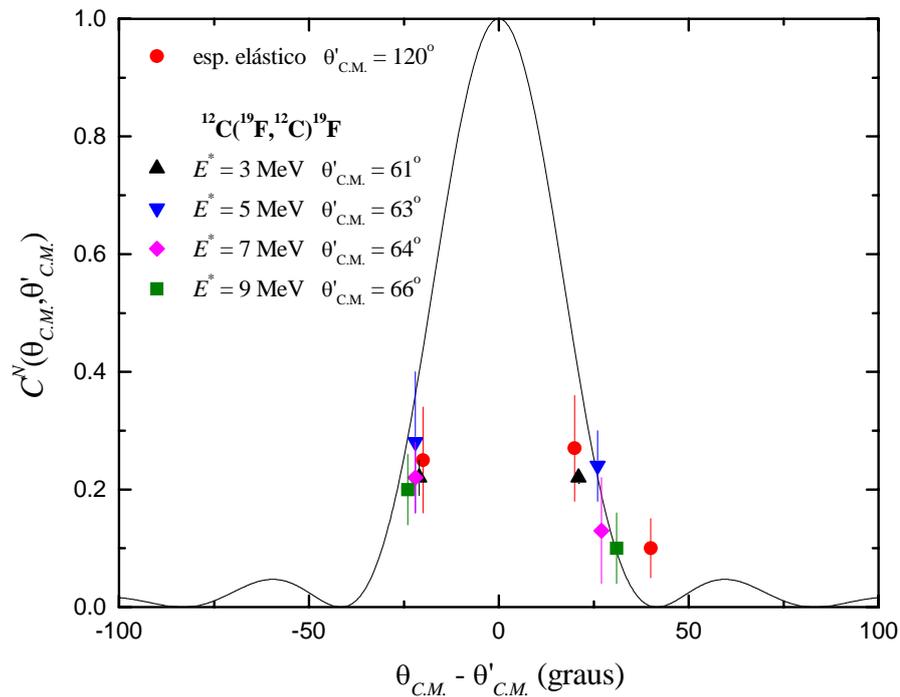


Figura V.37 - Correlações angulares obtidas para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ para o canal de espalhamento elástico e o canal de reação $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ (inelásticos) em algumas energias de excitação. A linha contínua é a previsão para um processo onde há formação de núcleo composto.

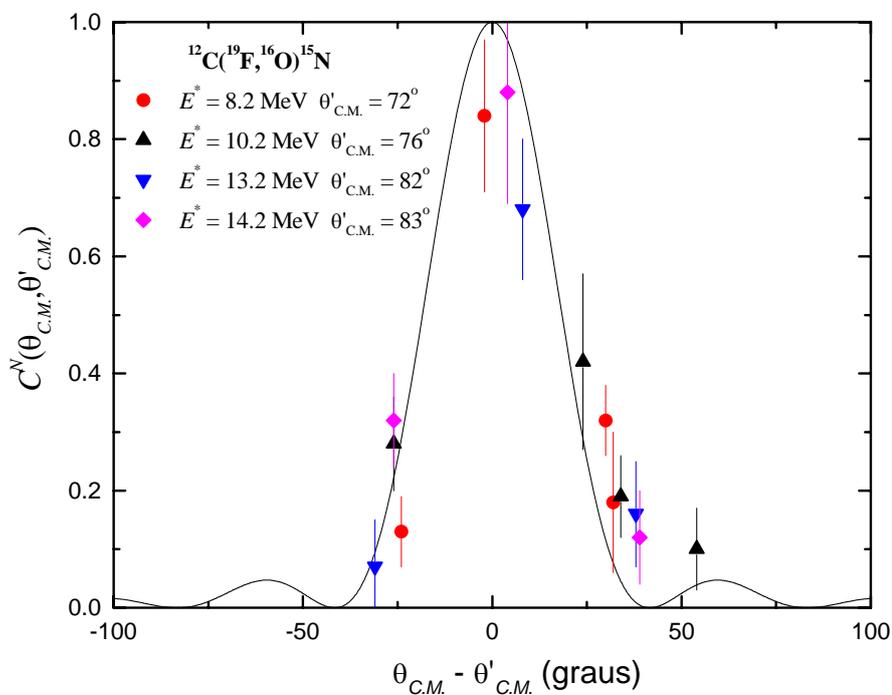


Figura V.38 - Idem figura V.37 para o canal de reação $^{16}\text{O} + ^{15}\text{N}$.

V.6 - 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".

No sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ foram obtidas larguras Γ^0 da ordem de 25 KeV e 350 KeV, cuja escala temporal corresponde a 2.5×10^{-20} e 2×10^{-21} segundos, respectivamente. No sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, foram obtidas larguras Γ^0 da ordem de 40 KeV, correspondendo a uma escala temporal de aproximadamente 1.6×10^{-20} segundos.

Em primeiro lugar, vamos tentar entender as larguras pequenas obtidas neste trabalho. Como foi mencionado anteriormente, estas larguras estão possivelmente associadas a um mecanismo do tipo fusão-fissão. A largura de decaimento do núcleo composto pode ser calculada a partir da fórmula descrita no Capítulo I [28]:

$$\Gamma(J) = \Gamma_p(J) + \Gamma_d(J) + \Gamma_n(J) + \Gamma_\alpha(J) + \Gamma_{fissão}(J), \quad (\text{V.22})$$

O inconveniente desta expressão é o fato dela ser muito dependente de parâmetros, principalmente o parâmetro de densidade de níveis. Para calcular as larguras de núcleo composto, a partir das expressões (I.6) e (I.11), utilizou-se um valor médio para o parâmetro de densidade de níveis de $a = A/8$. Supomos também que os coeficientes de transmissão T_l têm a forma de uma distribuição de Fermi e considerou-se como estados finais o decaimento do núcleo composto em neutron, próton, dêuteron, α e fissão.

Além disto, pode-se calcular a largura de decaimento dos núcleos compostos utilizando uma expressão empírica obtida a partir de dados experimentais [86]:

$$\Gamma = 14 \cdot \exp\left(-4.69 \sqrt{\frac{A_{NC}}{E_{NC}^*}}\right) \text{MeV} \quad (\text{V.23})$$

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.

Para calcular o momento angular médio utilizou-se o programa STATIS [87] que calcula a seção de choque média como função do momento angular para diversos canais de decaimento do núcleo composto. Foram utilizados parâmetros compatíveis com a sistemática dos núcleos nesta região de massa. Na figura V.39 são mostradas as seções de choque parciais como função do momento angular para os canais de reação estudados em ambos os sistemas medidos. As setas verticais indicam o valor médio do momento angular utilizado para calcular a energia de rotação do núcleo composto.

Na figura V.40 são mostradas as larguras médias obtidas neste trabalho como função do momento angular e os valores previstos pela equação (V.22) e (V.23). Neste caso, atribui-se como momento angular médio dos dados experimentais os mesmos valores obtidos a partir da figura V.39, utilizados no cálculo da energia de rotação do sistema intermediário. As barras horizontais indicam a janela em momento angular disponível, também obtidas a partir a figura V.39. Nota-se uma boa concordância dos resultados

experimentais com os valores calculados, indicando que as larguras de decaimento por volta de 25-50 KeV são condizentes com as previsões para um processo via formação de um núcleo composto.

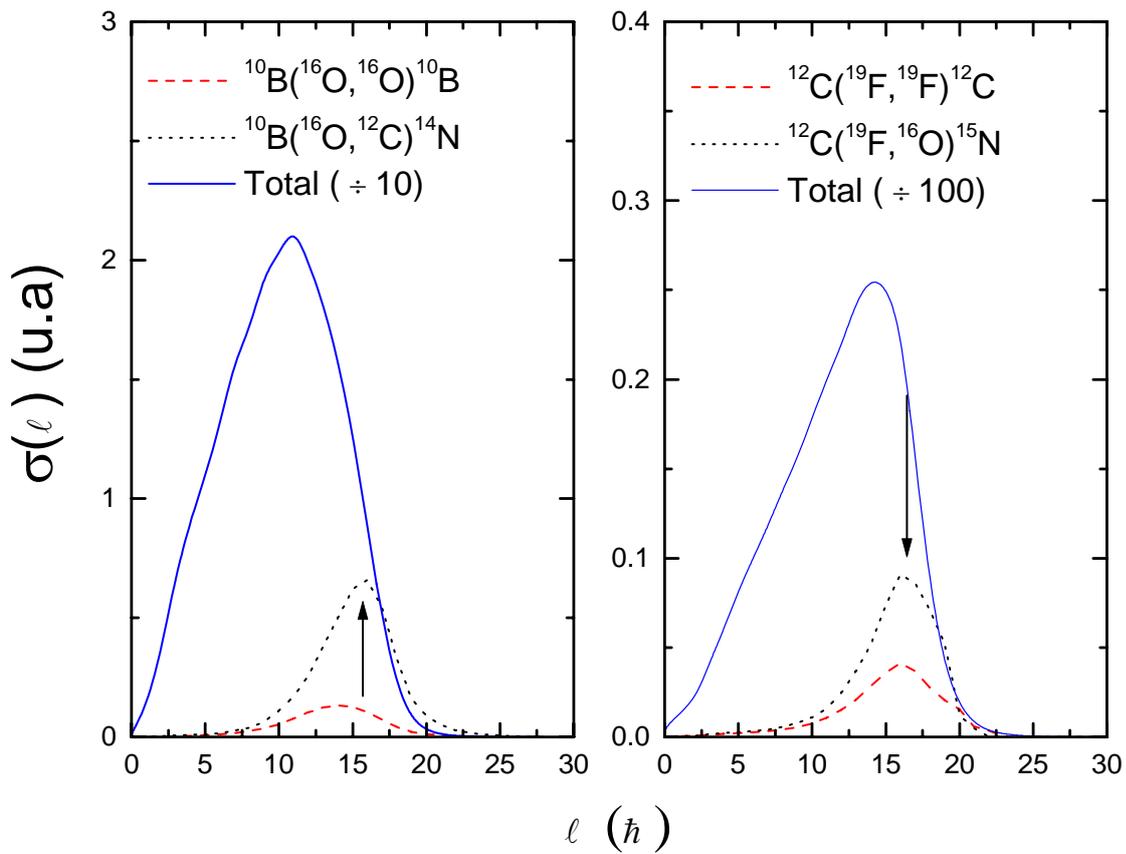


Figura V.39 - Seção de choque como função do momento angular para os sistemas estudados neste trabalho. As setas verticais indicam o valor médio de momento angular dos canais de saída estudados, utilizados no cálculo da energia de rotação do sistema intermediário.

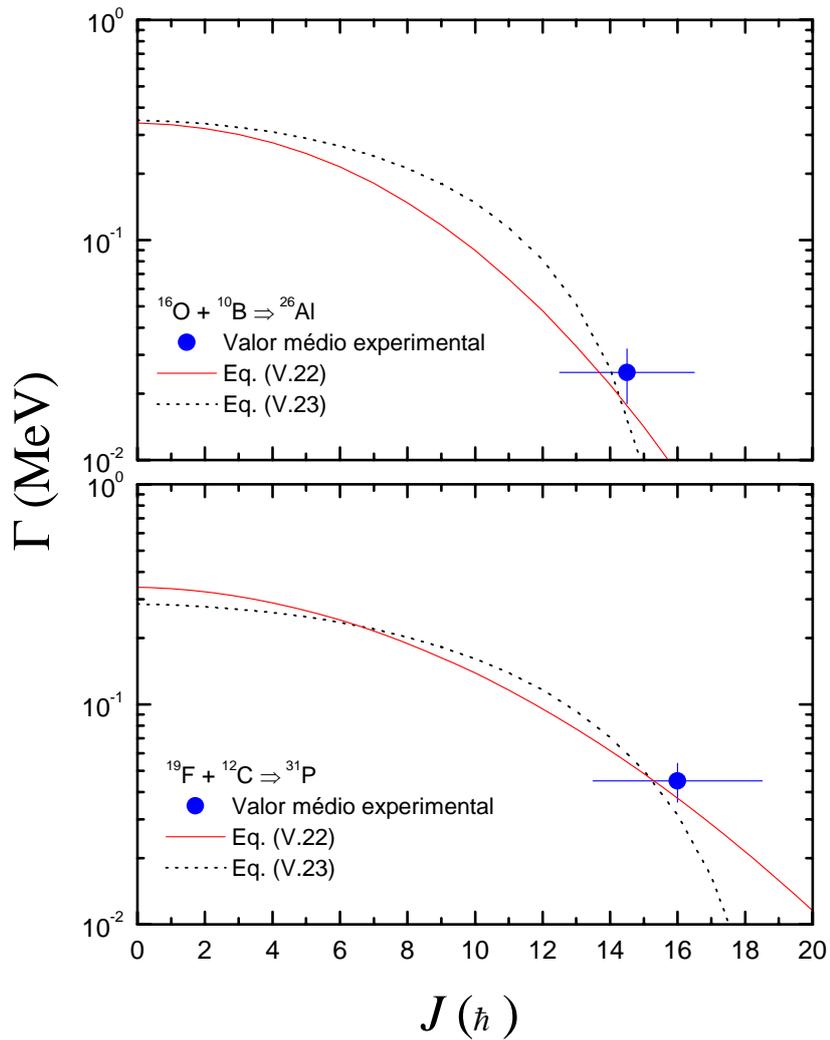


Figura V.40 - Largura de decaimento como função do momento angular para os sistemas estudados neste trabalho. As barras de erro horizontais indicam a janela em momento angular que contribui para os canais de decaimento estudados. As linhas são previsões utilizando a equação (V.22) e (V.23).

Na figura V.41 são mostradas as larguras médias obtidas neste trabalho junto com outros valores obtidos da literatura [88-90] para larguras de decaimento de núcleo composto. A linha contínua representa os valores previstos pela equação (V.22). Note que os valores obtidos neste trabalho para as larguras entre 25-50 KeV se encaixam muito bem na sistemática para núcleo composto.

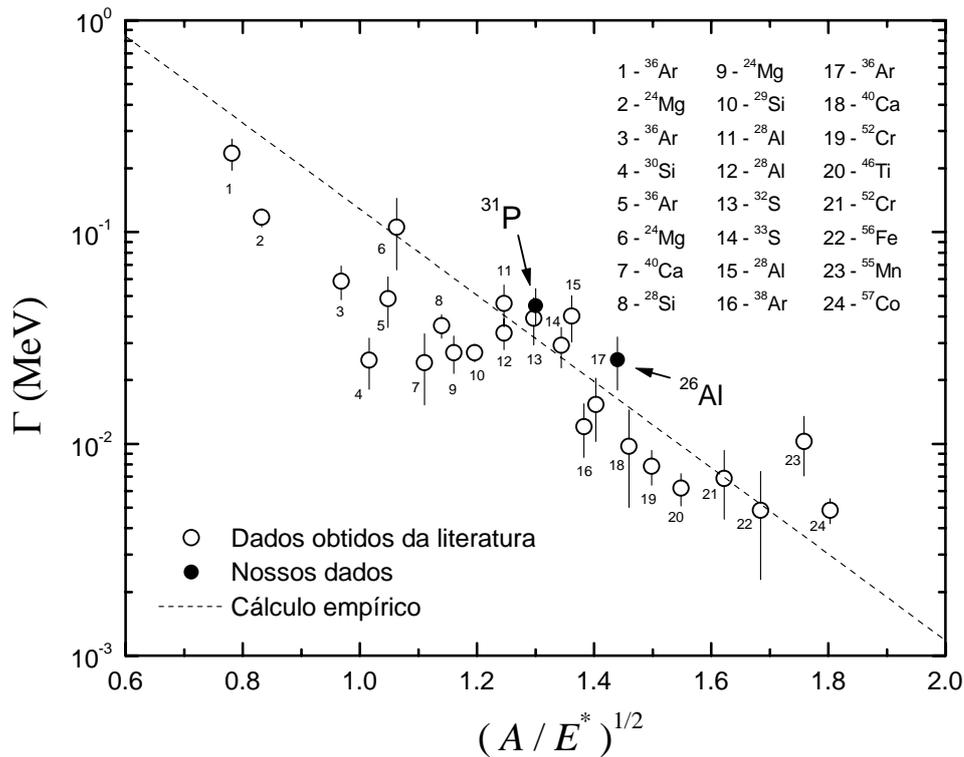


Figura V.41 - Sistemática para largura de decaimento de vários núcleos compostos em diferentes energias de excitação. Os círculos cheios representam os resultados obtidos neste trabalho. Os círculos abertos são dados obtidos da literatura [88-90]. A linha contínua é o previsto pela equação (V.23).

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 V.42 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 $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ nas medidas em passo pequeno de energia. As linhas indicam os valores médios dentro da faixa de momento angular indicada na figura V.40 obtidos a partir das equações (V.22) e (V.23). 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. 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.

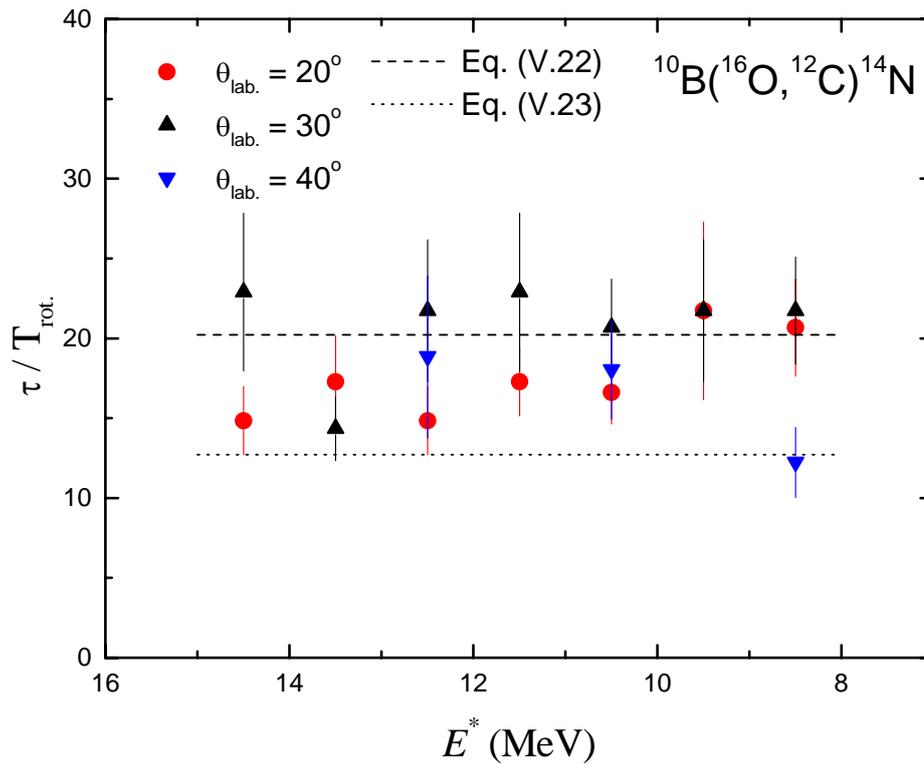


Figura V.42 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ como função da energia de excitação para as medidas em passo pequeno de energia. As linhas indicam a previsão pelas equações (V.22) e (V.23).

Nas figuras V.43 a V.45 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 $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$. As linhas verticais indicam os valores médios dentro das faixas de momento angular indicadas na figura V.40 obtidas das equações (V.22) e (V.23). 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.

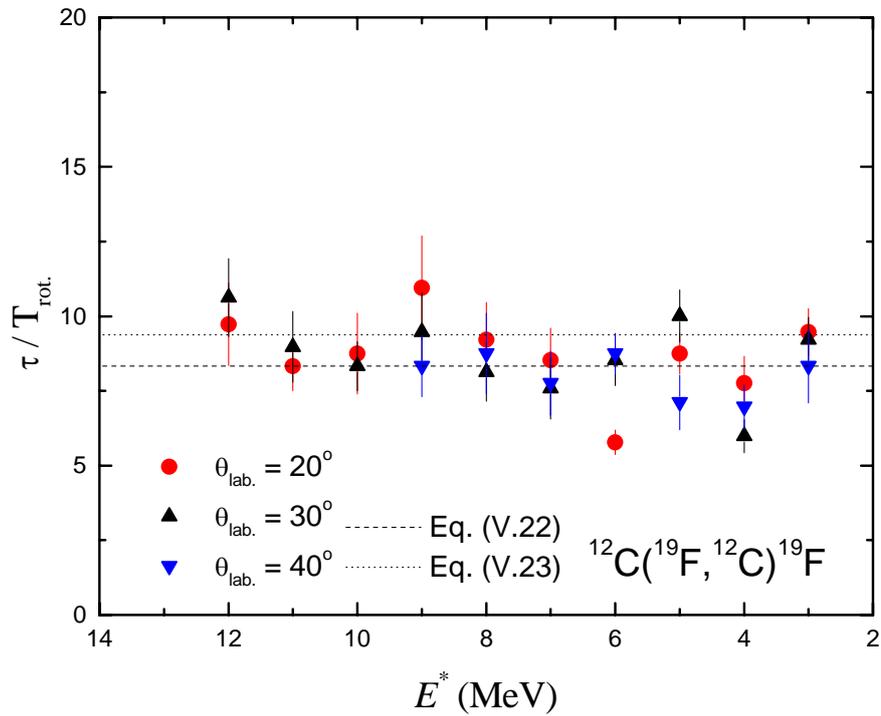


Figura V.43 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{12}\text{C})^{19}\text{F}$ como função da energia de excitação. As linhas indicam os valores previstos pelas equações (V.22) e (V.23).

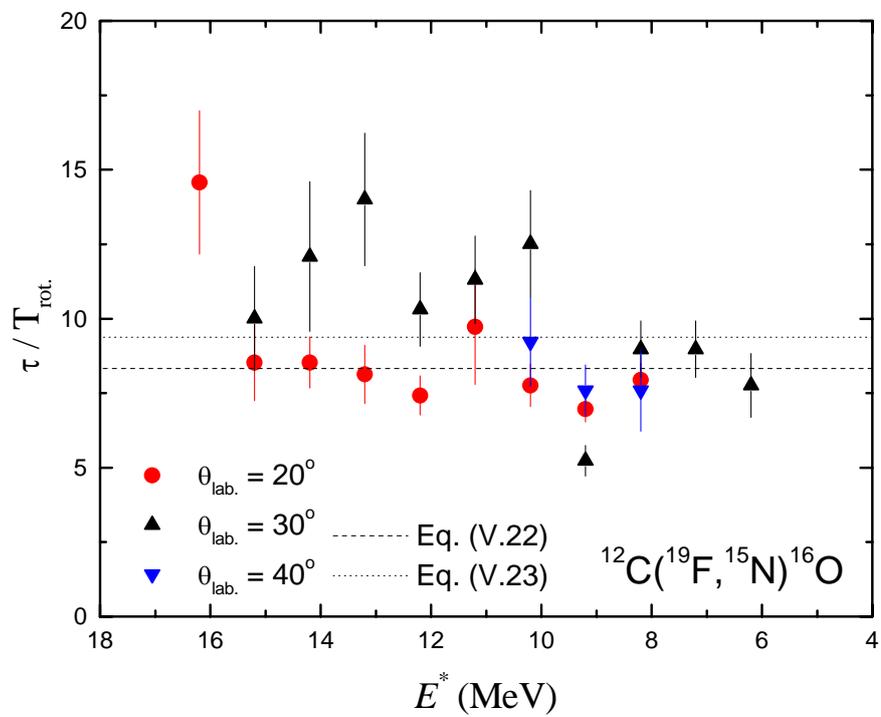


Figura V.44 - Idem figura V.42 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{15}\text{N})^{16}\text{O}$.

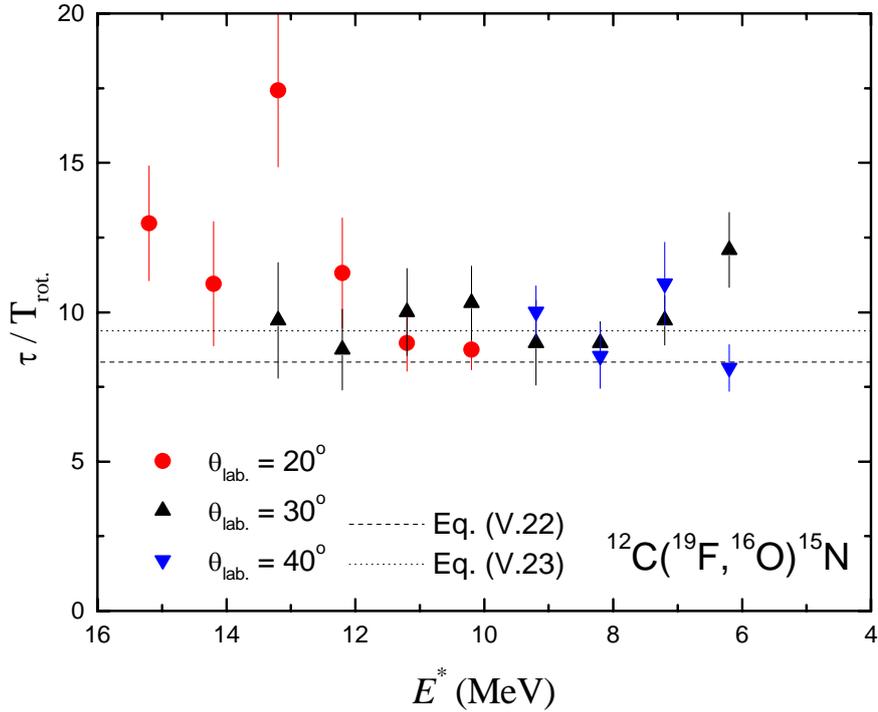


Figura V.45 - Idem figura V.42 para a reação $^{12}\text{C}(^{19}\text{F}, ^{16}\text{O})^{15}\text{N}$.

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 $\frac{1}{\sin \theta_{C.M.}}$, 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ em passo grande de energia estão a um processo mais rápido que o anterior e podem se consequência de um mecanismo di-nuclear. Quando comparamos as escalas temporais deste processo com o tempo de rotação do sistema (figura V.46) 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.

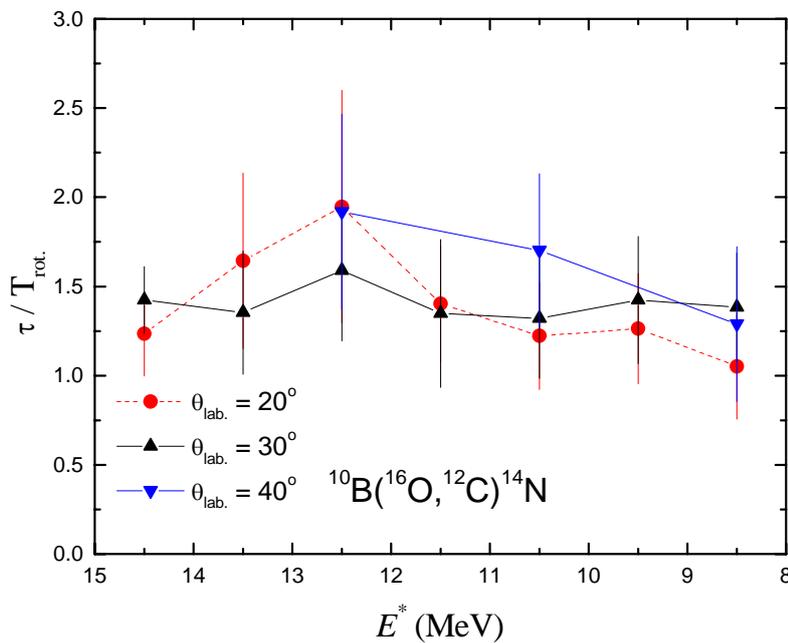


Figura V.46 - Razão entre a escala temporal e o tempo de rotação para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ como função da energia de excitação para as medidas em passo grande de energia.

Na figura V.47 é mostrado o valor médio da razão entre as seções de choque lenta e rápida (R), obtidas anteriormente para os dois canais de reação analisados do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os histogramas correspondem à previsão teórica considerando o processo lento como sendo devido a um mecanismo do tipo fusão-fissão e o processo rápido devido a um mecanismo do tipo "orbiting". Estas previsões foram extraídas da referência [84] e são obtidas considerando como modelos para fusão-fissão e "orbiting" os descritos no Capítulo I. O resultado obtido para o canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ se ajusta muito bem à previsão teórica. No caso do canal $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$, o valor experimental é muito inferior ao valor teórico. Isto se deve ao fato do valor experimental ser calculado considerando

somente o espalhamento elástico, enquanto o cálculo teórico considera todas as energias de excitação. O processo de "orbiting" é favorecido no canal de espalhamento elástico em relação aos inelásticos, de modo que a razão R deve ser menor que o previsto.

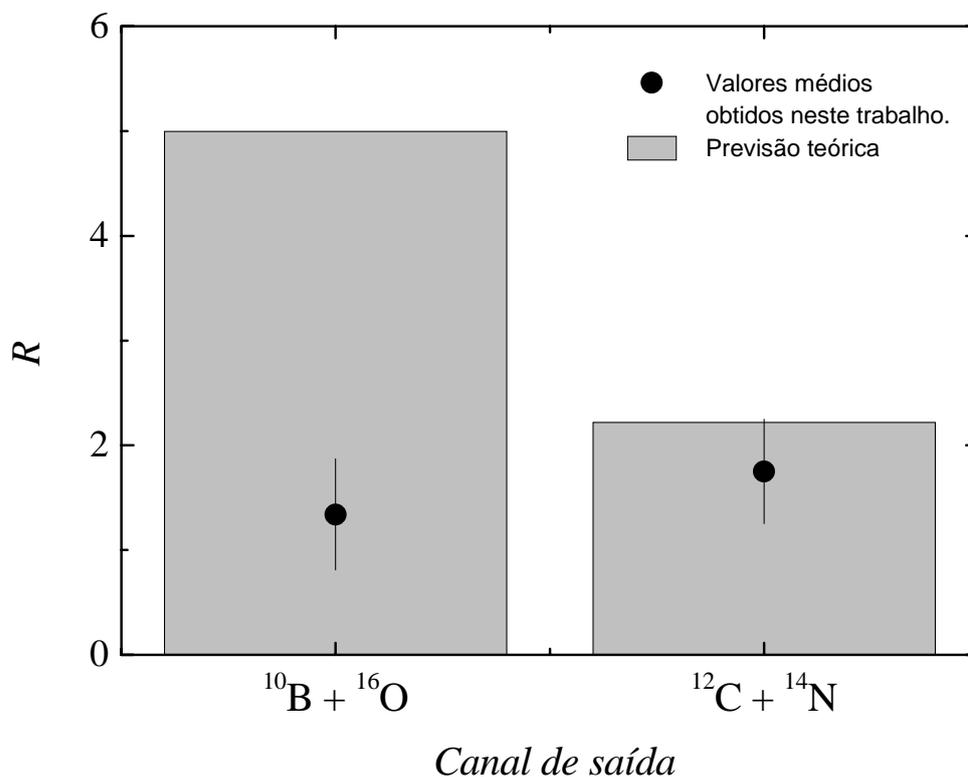


Figura V.47 - Razão média entre as seções de choque lenta e rápida para os canais de reação estudados do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os histogramas representam as previsões teóricas considerando o processo lento como devido ao mecanismo de fusão-fissão e o rápido, ao "orbiting".

As evidências experimentais apresentadas sugerem que as larguras menores, por volta de 25-50 KeV devam ser devidas 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.

Conclusões

Neste trabalho 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ em passo de energia da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 20 \text{ KeV}$. Para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ também foram realizadas medidas com passo em energia da ordem de $\delta E_{C.M.} \sim 190 \text{ KeV}$. No sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ foram analisados o canal de espalhamento elástico em ângulos traseiros no referencial do centro de massa e o canal binário $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. No sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ foram analisados o canal de espalhamento elástico em ângulos traseiros e os canais inelásticos $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F}$ e $^{15}\text{N} + ^{16}\text{O}$.

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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, que correspondem a uma escala temporal da ordem de 2.5×10^{-20} e 2×10^{-21} s, respectivamente (figuras V.18 e V.19). Para o sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ obteve-se larguras da ordem de 40 KeV, correspondendo a uma escala temporal de aproximadamente 1.6×10^{-20} s (figuras V.20 a V.23).

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 (figuras V.42 a V.45). Cálculos de largura de decaimento, supondo que o mecanismo responsável seja o de fusão-fissão, apresentam uma boa concordância com o valores experimentais observados (ver figura V.40). Os valores experimentais também estão em bom acordo com a sistemática para núcleo composto, conforme apresentado na figura V.41.

As larguras maiores obtidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ apresentaram um comportamento aproximadamente constante com a energia de excitação no canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. No canal de espalhamento elástico foi observada uma clara dependência das larguras com o ângulo de espalhamento (figura V.18-b). 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. De fato, na figura V.46 é mostrado que o tempo relacionado a esta largura de decaimento é, aproximadamente, 1-2 vezes o tempo de rotação deste sistema.

A análise das distribuições angulares para os canais estudados mostram, na região angular medida, um comportamento proporcional a $1/\sin\theta$, 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 $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ 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 (figura V.28). No canal de saída $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ há um aumento visível desta razão com o aumento da energia de excitação dos fragmentos (figura V.29), ou seja, em energia 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 (figura V.47).

Com o objetivo de compreender melhor as estruturas nas funções de excitação e caracterizar melhor os mecanismos responsáveis por estas estruturas, foi calculada a correlação angular entre funções de excitação em diferentes ângulos de espalhamento. No sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, estas correlações angulares foram obtidas tanto para as medidas em passo pequeno de energia quanto em passo grande de energia e comparadas com as previsões para um mecanismo onde há a formação de núcleo composto e um mecanismo onde há a formação de um di-núcleo com escala temporal compatível com o tempo de revolução do sistema intermediário (figuras V.35 e V.36). No caso do sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$, as correlações angulares foram comparadas à previsão para núcleo composto (figuras V.37 e V.38). Em ambos os casos, há uma boa concordância dos resultados com as previsões

teóricas, embora não haja sensibilidade suficiente, no caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ para se distinguir entre um mecanismo ou outro.

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 $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ a ocorrência de um processo mais rápido, do tipo di-nuclear, deve ter importância menor que no sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Isto pode ser entendido quando é aplicado o critério do número de canais abertos para decaimento [35]. O sistema $^{19}\text{F} + ^{12}\text{C}$ possui um número de canais abertos muito superior ao sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, conforme mostra a figura I.4, 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".

Referências

- [1] B. Shivakumar, D. Shapira, P. H. Stelson, S. Ayik, B. A. Harmon, K. Teh and D. A. Bromley, *Phys Rev C* 37 (1988) 652.
- [2] D. Shapira, J. L. C. Ford Jr., J. Gomes del Campo, R. G. Stokstad and R. M. DeVries, *Phys. Rev Lett.* 43 (1979) 1781.
- [3] A. Ray, S. Gil, M. Khandaker, D. D. Leach, D. K. Lock and R. Vandenbosch, *Phys. Rev. C* 31 (1985) 1573.
- [4] S. J. Sanders, et al., *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 2856.
- [5] R. M. dos Anjos, N. Added, N. Carlin, L. Fante Jr., M. C. S. Figueira, R. Matheus, E. M. Szanto, C. Tenreiro, A. Szanto de Toledo and S. J. Sanders, *Phys. Rev C* 49 (1994) 324.
- [6] C. Beck et al., *Z. Phys.* A334 (1989) 521.
- [7] A. Ray et al., *Phys. Rev C* 44 (1991) 514.
- [8] I. Diószegi, D. J. Hofman, C. P. Montoya, S. Schadmand and P. Paul, *Phys. Rev C* 46 (1992) 627.
- [9] P. A. DeYoung, et al., *Phys. Rev. C* 41, R1885 (1990).
- [10] T. Ericson, *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960) 430.
- [11] A. De Rosa et. al. *Phys. Lett.* B160 (1985) 239.
- [12] C. Bharracharya et al., *Phys. Rev. C* 44 (1991) 1049.
- [13] C. Bharracharya et al., *Phys. Rev. C* 52 (1995) 798.
- [14] C. Bharracharya et al., *Phys. Rev. C* 54 (1996) 3099.

- [15] D. Shapira, D. DiGregorio, J. Gomes del Campo, R. A. Dayras, J. L. C. Ford Jr., A. H. Snell, P. H. Stelson, R. G. Stokstad and F. Pougheon, *Phys. Rev C* 28 (1983) 1148.
- [16] P. Braun-Munzinger and J. Barrette, *Phys. Report* 87 (1982) 209.
- [17] W. Von Oertzen and H. G. Bohlen, *Phys. Report* 19 (1975) 1.
- [18] S. Ayik, D. Shapira and B. Shivakumar, *Phys, Rev C* 38 (1988) 2610.
- [19] B. Shivakumar et al., *Phys. Rev C* 35 (1987) 1730.
- [20] D. Shapira et al., *Phys. Lett. B* 114 (1982) 111.
- [21] B. Shivakumar et al., *Phys Rev. Lett.* 57 (1986) 1211.
- [22] W. Dunnweber et. al., *Phys. Rev Lett* 61 (1988) 927.
- [23] O. Hahn and F. Strassmann, *Naturwiss* 27 (1939) 11.
- [24] L. Meitner and O. R. Frisch, *Nature* 143 (1939) 239.
- [25] N. Bohr and J. A. Wheeler, *Phys, Rev* 56 (1939) 426.
- [26] S. J. Sanders et al, *Phys Rev C* 49 (1994) 1016.
- [27] W. Hauser and H. Feshbach, *Phys. Rev.* 87 (1972) 1366.
- [28] K. A. Eberhard, P. Von Bretano, M. Böhning and P. O. Stephen, *Nucl. Phys. A* 125 (1969) 673.
- [29] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, W. A. Benjamin, Inc. (1981).
- [30] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys. A* 280 (1977) 267.
- [31] S. J. Sanders, *Phys. Rev C* 44 (1991) 2676.
- [32] P. Möller and J. R. Nix, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 26 (1981) 165.
- [33] C. Beck et al., *Phys. Rev C* 47 (1993) 2093.
- [34] 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 (1984) 1634.
- [35] F. Haas and Y. Abe, *Phys. Rev Lett.* 46 (1981) 1667.
- [36] T. Ericson, *Adv. Phys.* 9 (1960) 425.
- [37] T. Ericson, *Varenna Lectures 1961, Course 23*, Academic Press, 1963.
- [38] L. Colli, U. Facchini, I. Iori, G. M. Marcazzan, M. Milazzo and F. Tonolini, *Phys. Lett.* 1 (1962) 120.

- [39] U. Facchini, E. Saetta-Menichella and F. Tonolini, *Phys. Lett.* 1 (1962) 209.
- [40] H. Feshbach, *Ann. Phys. (NY)* 19 (1962) 287.
- [41] C. Block, *Nucl. Phys.* 4 (1957) 503.
- [42] B. W. Allardyce et al., *Phys. Lett.* 18 (1965) 140.
- [43] G. Dearnaley et al., *Phys. Rev.* 139 (1965) B1170.
- [44] J. Ernst et al., *Phys. Lett.* 9 (1964) 48.
- [45] M. L. Halbert et al., *Phys. Rev.* 162 (1967) 899.
- [46] A. N. Behkami, S. I. Najafi, *J. Phys.* (1980) 685.
- [47] G. Pappalardo, *Nucl. Phys.* A488 (1988) 395c.
- [48] T. Suomijarvi et al., *Phys. Rev C*36 (1987) 181.
- [49] M. C. Mermaz et al., *Nucl. Phys.* A456 (1986) 186.
- [50] G. Cardella et al., *Z. Phys.* A336 (1990) A336.
- [51] G. Pappalardo and M. Papa, *Proc of Workshop on Multistep Direct Reaction NAC FAURE S.A.* 30 sep. 1991, ed. RH.Lemmer World Scientific, pag. 89.
- [52] M. Papa, *Tese de Doutorado, VI Cycle, Universidade de Catânia - Itália* (1994).
- [53] T. Ericson, *Ann. of Phys.* 23 (1963) 390.
- [54] T. Ericson and T. Mayer-Kuckuk, *Am. Rev. Nucl. Sci.* 16 (1966) 183.
- [55] T. Ericson, *Phys. Lett.* 4 (1963) 258.
- [56] D. M. Brink, R. O. Stephen and N. W. Tanner, *Nucl. Phys.* 54 (1964) 577.
- [57] G. Cardella, et al., *Z. Phys.* A332 (1989) 195.
- [58] A. De Rosa, et al., *Z. Phys.* A336 (1990) 387.
- [59] S. Yu Kun, *37th Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Riga, Abril 1987*, pag 446.
- [60] S. Yu Kun, *Proc. 19th SWcholl on Nuclear Physics, Mikolajki, setembro 1978*, ed. Z. Wilhelmi and G. Szefflinska, pag 1.
- [61] S. Yu Kun, *Proc. International Conference on Nuclear Reactions Mechanism, Varenna, junho 1988*, ed. E. Gadioli, pag. 353.
- [62] K. M. Hartmann, W. Dünneweber and W. E. Frahn, *Nucl. Phys.* A380 (1982) 170.

- [63] S. Yu Kun , M. Papa and D. K. Sunko, Phys. Lett. B249 (1990) 1.
- [64] V. M. Strutinsky and S. M. Vydrug-Vlasenko, Z. Phys. A249 (1980) 281.
- [65] D. M. Brink and K. Dietrich, Z. Phys A326 (1987) 7.
- [66] S. Yu Kun, Phys. Lett. B257 (1991) 247.
- [67] 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).
- [68] R. Middleton, Nucl. Instr. and Meth. 144 (1977) 373.
- [69] O. Sala and G. Spalek, Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213.
- [70] V. Rotberg, Tese de Doutorado - Instituto de Física - Universidade de São Paulo (1978) .
- [71] N. Ueta and W. G. P. Engel, "Confecção de Alvos Nucleares", Departamento de Física Nuclear - Instituto de Física - Universidade de São Paulo (1996).
- [72] Position Sensitive Silicon Detector - EG&G ORTEC - USA .
- [73] R. V. Ribas, "SPM-PC", publicação interna - IFUSP.
- [74] R. V. Ribas, Manual do VAXPAK, publicação interna.
- [75] J. Raynal, "Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear Physics", IAEA-SMR 9/8.
- [76] G. Pappalardo, Phys. Letters 13 (1964) 320.
- [77] G. Pappalardo, comunicação particular (1998).
- [78] M. Papa, comunicação particular (1998).
- [79] J. H. Vuolo, "Fundamentos da Teoria de Erros" - 2ª Edição (1996), Editora Edgard Blücher Ltda.
- [80] G. Dearnaley, W. R. Gibbs, R. B. Leachman and P. C. Rogers, Phys. Rev 139 (1965) 1170.
- [81] W. R. Gibbs, Phys. Rev. 139 (1965) B1185.
- [82] M. L. Halbert, F. E. Durhan and A. Vand Der Woude, Phys. Rev. 162 (1969) 899.
- [83] M. Papa, Programa FEXMULTONE, Laboratório Nacional del Sud - INFN, Catânia - Itália (1998).
- [84] R. M. dos Anjos, Tese de Doutorado, Instituto de Física - Universidade de São Paulo (1992).
- [85] N. Aissaoui, Tese de Doutorado, Strasbourg University, Report CRN 93-10 (1993).

- [86] R. Sigh, K. A. Eberhard and R. G. Stockstad, Phys. Rev. C22 (1980) 1971.
- [87] R. G. Stokstad, Programa STATIS, Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, INTERNAL REPORT 52 (1972) .
- [88] M. L. Halbert et al., Phys Rev. 162 (1967) 899.
- [89] A. N. Behkami and S. I. Najafi, J. Phys. 6 (1980) 685.
- [90] J. M. Casandjian et al., Phys Lett. B430 (1998) 43.

