

BR90 22567
INIS-BR-- 1794

COM	001.6	PROGRAMA
		DE COMPUTAÇÃO
BB		BIBLIOGRAFIA
SP-USP/IF-BC		
PEDIDO Nº 130655/E		

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA**

IDENTIFICAÇÃO DE MECANISMOS EM REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS ATRAVÉS DA MEDIDA DE CORRELAÇÕES ANGULARES

NELSON CARLIN FILHO

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

Orientador:

Prof.Dr. ALEJANDRO SZANTO DE TOLEDO

**SÃO PAULO
1987**

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Carlin Filho, Nelson

Identificação de mecanismos em reações entre íons
leve-pesados através da medida de correlações angula-
res. São Paulo, 1987.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo

Unitermos: 1.Mecanismos de reação; 2.Íons leve-
pesados; 3.Correlações angulares.

USP/IF/SBI - 07/87

AGRADECIMENTOS

ao ALEX, que desde minha Iniciação Científica sempre esteve presente com sua orientação segura, amizade e incentivo, meu sincero muito obrigado;

à MELAYNE, pela inestimável ajuda em todas as etapas deste trabalho, paciência e pelo incentivo constante e pela presença em todas as horas;

ao NEMI, VALDIR, ROBERTO, COALHADA, ELOISA E CECÍLIA, pela ajuda, amizade e incentivo;

ao RAPHAEL, CLAUDIO, EDILSON e MARCIO, pelo incentivo constante, ajuda e amizade;

ao HÉLIO e VIVIAN, que mesmo de longe sempre marcaram presença com seu incentivo e amizade;

ao OSVALDO, pela inestimável ajuda na confecção dos programas para o cálculo das correlações angulares, pelas proveitosas discussões e pela amizade;

ao ADILSON, FABIO, PAULO, JORGE "SALIM", MARIO, WANILDA E CECÍLIA, pela grande ajuda e pela amizade;

a todo pessoal da ELETRÔNICA, em particular ao UDO, pela dedicação no trabalho de manutenção do acelerador, das OFICINAS MECÂNICA e de APOIO e de MANUTENÇÃO DO LABORATÓRIO, pela boa vontade, paciência e amizade sempre demonstradas;

à GINA e ao IRAN, pela cuidadosa datilografia e amizade;

ao CARLOS e JOÃO, pelos desenhos e amizade;

à FAPESP, por financiar parte deste trabalho e, finalmente, a todos que direta ou indiretamente participaram deste trabalho.

ABSTRACT

The identification of reaction mechanisms in light heavy-ion collisions has been performed within the framework of the three body kinematics, by means of angular correlation measurements.

The $^{140}\text{+}^{27}\text{Al}$, $^{140}\text{+}^{28}\text{Si}$ and $^{108}\text{+}^{27}\text{Al}$ reactions were investigated at Laboratory bombarding energies of 64 MeV, 64 MeV and 48 MeV, respectively.

Contributions of transfer-reemission and projectile sequential decay mechanisms were identified by the analysis of the relative kinetic energy of the final state components, excitation energies of the system at the intermediate stages, and also by means of fits to theoretical predictions for the angular correlations.

RESUMO

Através de uma análise baseada na cinemática de três corpos, uma identificação de mecanismos em reações entre íons pesados foi efetuada a partir da medida de correlações angulares.

Foram estudados os sistemas $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e $^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ nas energias de bombardeio de 64, 64 e 48 MeV, respectivamente.

A partir de previsões teóricas para as correlações angulares, da análise de espectros de energia cinética do movimento relativo entre os constituintes do estado final e energia de excitação dos núcleos intermediários, constatamos a presença dos mecanismos de transferência seguida de evaporação e decaimento sequencial do projétil.

UMA INTRODUÇÃO PARA LEITORES NÃO CIENTISTAS

É comum que familiares, e amigos fora do ambiente de física nuclear nos perguntem o que fazemos e, a primeira coisa que vem à cabeça deles é que, de alguma forma, todos os físicos nucleares andam por aí desenvolvendo bombas ou usinas nucleares. Para eles, em especial, foi escrita esta introdução.

A intenção é, portanto, transmitir a esses leitores uma idéia clara da investigação que efetuamos, dando-lhes uma noção do problema que nos propusemos a resolver e do procedimento utilizado para tal.

Nosso objetivo foi o de identificar o "mecanismo de reações entre íons pesados através da medida de correlações angulares".

O que é mecanismo? O que significa reação entre íons pesados? O que é uma correlação angular? Para que tudo isso?

Começemos por imaginar que estamos em um parque de diversões, particularmente em um "stand" de tiro ao alvo. Imaginemos que existam aí espingardas que lançam não os conhecidos chumbinhos ou rolhas, mas balas que são constituídas por um aglomerado de várias pequenas esferas verdes e vermelhas. Sobre a bala espalha-se uma camada de cola e sobre essa camada espalham-se vários pequenos ímãs. O alvo tem a mesma natureza das balas, podendo ser constituído pela junção de um número maior ou menor de

esferas coloridas. Existem, também, próximos ao alvo, no chão, dois cestos de lixo.

Suponha, agora, que um atirador dispare sua espingarda. Feito isso, se a "pontaria" não for boa, a bala pode não atingir diretamente o alvo, mas passar de "raspão", o que é suficiente para que a ação dos ímãs e/ou da cola altere sua direção original e transmita um impulso ao alvo. Se a bala eventualmente aquecer, devido ao atrito na colisão, a cola pode amolecer e facilitar a quebra da bala. Deste rompimento podem resultar, por exemplo, dois fragmentos, que podem se dirigir cada um a um cesto, atingindo-os simultaneamente.

Se não tivermos prestado atenção no que ocorreu durante a colisão, mas visto somente o que caiu nos cestos, podemos imaginar que o que se passou foi o seguinte: devido à presença da cola, uma esfera constituinte da bala (ou um conjunto de esferas) fica presa ao alvo, formando um novo conjunto, sendo que a parte restante da bala tem, eventualmente, sua trajetória alterada. O impacto pode ser forte o suficiente para que o novo conjunto se rompa, de modo que possamos observar, simultaneamente num cesto, o pedaço da bala que não grudou no alvo e, no outro, um fragmento deste novo conjunto.

Complicando um pouco mais a situação, podemos imaginar, ao invés de um único alvo, vários deles enfileirados como numa pista de boliche e um grande número de atiradores. Se as espingardas são disparadas simultaneamente, podemos

observar agora, a ocorrência das duas situações descritas anteriormente. Para quem olha somente os cestos, elas são indistinguíveis. Portanto, talvez se faça necessária a presença de uma "pessoa atenta", próxima aos cestos, que seja capaz de perceber se os fragmentos que caem simultaneamente nos mesmos são provenientes de um mesmo choque. Além disso, essa pessoa deve ser capaz de distinguir esses fragmentos pelas cores de suas esferas constituintes e anotar o número de vezes que cada um desses eventos ocorreu. Podemos, também, repetir este procedimento alterando a posição dos cestos no chão, para verificar se há alterações no número e tamanho dos fragmentos observados.

Os fatos que acabamos de descrever, que podem ser considerados comuns e do "dia a dia", servem de analogia ao que ocorre, microscopicamente, naquilo que denominamos de interação entre dois núcleos e técnicas experimentais de coincidência utilizadas na física nuclear para estudar esta interação.

Em nossa descrição, a bateria de espingardas corresponderia a um acelerador de partículas, as balas, a um feixe de íons produzido por este acelerador e os alvos seriam os núcleos-alvo a serem irradiados. As esferas verdes e vermelhas corresponderiam aos constituintes dos núcleos compostos de aglomerados de prótons e nêutrons. Os ímãs desempenham o papel do que definimos interação eletromagnética entre os núcleos. Se as balas são lançadas com baixa velocidade (decorrente da baixa pressão nas

espingardas), os ímãs podem impedir que elas atinjam os alvos. A cola age como a força da interação nuclear. Os cestos de lixo seriam os detetores dos produtos da reação provocada. A observação da distribuição dos fragmentos nos cestos, ao se variar a posição destes, corresponderia à medida de uma correlação angular. O "stand", no qual se encontram os alvos e os cestos, faz o papel de uma câmara de reação, onde seriam colocados os alvos e os detetores. Finalmente, o anotador muito atento, colocado junto aos cestos, faz o papel dos sofisticados dispositivos eletrônicos utilizados para medidas de coincidência.

Os dois tipos de processos descritos correspondem a possíveis mecanismos de reação; o primeiro, que corresponde à quebra do projétil excitado (quebra da bala aquecida pelo atrito), após uma interação com o alvo, sem intercâmbio de massa, é denominado decaimento seqüencial do projétil; o segundo, que corresponde a uma transferência de um aglomerado de nucleons seguida de uma quebra do núcleo residual formado, é denominado transferência seguida de evaporação. O estudo destes processos é objetivo de nossa pesquisa.

Seria o caso agora de introduzirmos um novo personagem, o físico, que é aquele que analisa os dados fornecidos pelo observador muito atento e, que além de atento, deve ser curioso e criativo para extrair deles, informações que tenham interesse e significado.

INDICE GERAL

I.	INTRODUÇÃO	1
II.	A EXPERIÊNCIA	10
II.1.	Arranjo Experimental	10
II.1.1.	Os Feixes	10
II.1.2.	Os Alvos	10
II.1.3.	O Sistema de Detecção	12
II.1.4.	Eletrônica de Aquisição	15
II.2.	Aquisição de Dados	17
II.2.1.	Método de Aquisição	17
II.2.2.	Medidas Realizadas	19
II.3.	Redução de Dados	21
II.3.1.	Cinemática de uma Reação de Três Corpos .	21
II.3.2.	Programas e Facilidades	28
II.3.3.	Calibração em Energia e Correções	37
II.3.4.	Determinação das Secções de Choque Absolutas	41
III.	IDENTIFICAÇÃO DE MECANISMOS	50
III.1.	Espectros de Energia Relativa vs "Q"	56
III.2.	Espectros de Energia de Excitação vs Ângulo	76
III.3.	Espectros das Partículas Leves	82
III.4.	Análise das Correlações Angulares	95
III.4.1.	Modelo para o Processo de Transferência seguida de Evaporação	99
III.4.2.	Modelo para o Processo de Decaimento Seqüencial do Projétil	121

III.5. Avaliação da Contribuição dos Mecanismos	132
III.6. Ajustes de Dados na Literatura	142
IV. CONSIDERAÇÕES FINAIS	150
IV.1. Avaliação do Método	150
IV.2. Sugestões para Experimentos Futuros	154
IV.3. Conclusões	157
REFERÊNCIAS	160

I. INTRODUÇÃO

A produção de partículas leves em reações envolvendo íons pesados, tem sido objeto de muitas investigações experimentais¹⁻¹⁴. Isto se deve ao fato de que importantes informações sobre o mecanismo dessas reações, podem ser obtidas através de um estudo quantitativo das características associadas à emissão de núcleons e aglomerados α . Esse estudo pode ser feito a princípio analisando-se as distribuições angulares e energia das partículas leves.

Em experimentos realizados com energias de bombardeio não muito maiores que a barreira Coulombiana, o mecanismo de formação de núcleo composto torna-se o maior responsável pela produção de partículas leves, dificultando desta forma a identificação de algum outro mecanismo que apresente uma contribuição relativa menor. Sendo assim, percebemos que medidas inclusivas não se mostram muito eficientes no que se refere à identificação de mecanismos de reações. Entretanto, mesmo com a realização de medidas inclusivas, em 1961, Britt e Quinton¹⁵ mostraram que nem todos os prótons e partículas α observados em reações de ^{14}N e ^{16}O com ^{197}Au , por exemplo, eram associados à evaporação de um núcleo composto. Essas reações foram realizadas em energias de bombardeio correspondentes a $\sim 10\text{MeV/A}$ que são equivalentes a

cerca de 2 vezes a barreira Coulombiana ($\approx 76\text{MeV}$ para $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$). A contribuição de um outro mecanismo, foi sugerida a partir da observação dos espectros de energia de partículas α . Em ângulos dianteiros, os espectros apresentavam picos em energias próximas à de uma partícula α movendo-se com a velocidade do projétil. Já em ângulos traseiros, espectros apresentavam picos em energias próximas à barreira Coulombiana para o núcleo composto. Estas características foram explicadas como sendo devidas à contribuição do "break up" do projétil que seria descrito por uma quebra do mesmo deixando uma partícula α livre após uma interação com o núcleo alvo.

Após a identificação deste tipo de mecanismo, experimentos mais sofisticados começaram a ser realizados com o objetivo de confirmar estas observações e eventualmente constatar a existência de outros processos. A sofisticação essencialmente se traduz na realização de medidas de coincidência entre produtos pesados de reação e partículas leves^{2-11, 37-46}. Este tipo de medidas introduz mais vínculos cinemáticos e geralmente, para uma correta interpretação dos resultados, se faz necessário o uso de cálculos cinemáticos envolvendo três corpos. A quantidade de informações a serem obtidas com respeito aos mecanismos envolvidos torna-se desta forma maior, embora, por outro lado, apareçam dificuldades relacionadas com a baixa taxa de contagem de eventos coincidentes, tornando-se necessário um enorme tempo de irradiação.

O resultado das medidas de coincidência partícula-partícula mostrou, para vários sistemas estudados em diferentes energias, a ocorrência de outros tipos de mecanismos além do já citado "break up". Com a observação de diferentes mecanismos, surgiram naturalmente denominações para os mesmos, as quais muitas vezes mesmo sendo diferentes, referem-se provavelmente ao mesmo tipo de mecanismo. Os vários nomes provêm também da dificuldade na definição operacional dos processos, isto é, associar a um dado canal de saída um único processo bem definido.

Cabe aqui então, fazermos uma breve descrição das várias denominações e dos correspondentes processos a elas associados.

Para o processo já citado como sendo o "break up" do projétil, ocorre a quebra do mesmo, sendo que nenhum dos componentes é capturado pelo alvo e este é deixado em um estado de baixa energia de excitação ou no estado fundamental, com um pequeno momento de recuo. Em outros trabalhos, este processo costuma ser também denominado fragmentação do projétil.

Evidências da existência de decaimento seqüencial do projétil^{2,4,7} também foram encontradas em alguns trabalhos, sendo que neste caso, o projétil seria excitado inelasticamente em um estágio primário, o qual seria seguido por um decaimento seqüencial. Este mecanismo tem recebido também o nome de "break up" seqüencial, simplesmente "break up" em alguns casos e também "break up" inelástico.

Outro processo também observado em alguns trabalhos²⁻⁴⁻⁷⁻⁷⁻¹¹ refere-se ao decaimento de núcleos com massa próxima à do núcleo alvo, os quais adquiriram energia de excitação em um estágio primário. Este estágio, foi interpretado como correspondente a uma quebra do projétil, sendo que agora a partícula leve não é observada com velocidade próxima à do feixe incidente, mas sim, acaba por interagir com o núcleo alvo formando um sistema composto excitado que decai por emissão de partículas leves. De acordo com esta descrição, este processo é denominado fusão incompleta¹¹. Outra interpretação dada para o mesmo mecanismo é o da ocorrência de uma transferência de um nucleon ou aglomerado do projétil para o alvo, formando um núcleo excitado que posteriormente decai por partículas leves. Sendo assim, o mecanismo é chamado de transferência com reemissão ou transferência seguida de evaporação de uma partícula leve. Neste caso, observa-se que a energia de excitação é concentrada no núcleo que recebe massa, enquanto que o núcleo que a perdeu, em geral permanece no estado fundamental ou baixa energia de excitação.

Afora as diferentes denominações para os mecanismos observados em experimentos de coincidência, convém frisar que em grande parte dos trabalhos não se observa a contribuição de um único mecanismo quando se investiga um dado sistema. Como se trata de medidas de coincidência entre partículas pesadas, geralmente detetadas em um ângulo fixo, e partículas leves, a constatação da existência de

mais de um mecanismo depende sensivelmente da posição angular dos detetores, a qual pode oferecer ou não uma condição cinemática conveniente para observação de um dado mecanismo. A contribuição relativa de cada mecanismo pode depender também do tipo de sistema estudado e da energia de bombardeio.

Em geral, na interação de núcleos leve-pesados a competição entre o processo de fusão e os demais processos, já começa a ser significativa em energias não muito acima da barreira Coulombiana. Segundo o modelo de Glas e Mosel¹²³, sistemas que levam a núcleos compostos com massa da ordem de 30-50 u.m.a. apresentam valores de raio crítico (r_c) e potencial crítico (V_c), da ordem de 1.0fm e -10MeV respectivamente. Verifica-se entretanto, que o sistema $^{14}O + ^{27}Al$ apresenta valores de $r_c = 0.8fm$ e $V_c = -46MeV$ ¹²³ que estão muito fora da sistemática o que vem demonstrar que neste caso, a competição entre a fusão e outros processos é ainda maior, tendo-se recentemente, também para o sistema $^{14}O + ^{27}Al$, observado a evidência de processos muito inelásticos¹²⁴.

Nos últimos dez anos, o sistema $^{14}O + ^{27}Al$ vem recebendo uma especial atenção principalmente no que se refere aos mecanismos envolvidos na formação de núcleos de carbono em coincidência com partículas α ¹²⁵. O interesse no estudo deste sistema foi despertado a partir de discrepâncias observadas em diferentes trabalhos¹²⁶ a respeito da identificação dos mecanismos envolvidos. O fato

que mais chamou a atenção foi o de que alguns destes trabalhos foram realizados na mesma energia de bombardeio.

O trabalho pioneiro no sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ foi realizado por Harris e colaboradores³¹ na energia de bombardeio de 65 MeV. Neste trabalho, estabeleceu-se que a reação $^{27}\text{Al}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C}\alpha)^{27}\text{Al}$ se processava segundo uma transferência seguida da emissão seqüencial de partículas α por núcleos de ^{31}P não totalmente equilibrados. Esta conclusão foi baseada principalmente na análise da correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$, que apresentava uma simetria em relação à direção de recuo do núcleo de ^{31}P com uma energia de excitação de 14.5 MeV (40° LAB).

Posteriormente, em outro trabalho, apresentado por Tsang e colaboradores³², no qual se estudou o mesmo sistema na mesma energia de bombardeio, observou-se uma discrepância experimental em relação à correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ medida, embora se tenha chegado a conclusão semelhante com respeito ao mecanismo predominante. A correlação, neste caso, não apresentava simetria e possuía um máximo em um ângulo próximo à direção do feixe incidente, sugerindo a provável contribuição de outro mecanismo. Este fato foi comprovado por Sasagase e colaboradores³³ que mediram a correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ para o sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{LAB}} = 87.4$ MeV, obtendo uma correlação semelhante à de Tsang e colaboradores. Neste caso porém, verificou-se a predominância do mecanismo de decaimento seqüencial do

projétil em relação à transferência seguida de evaporação, que também foi observada.

Recentemente, Padalino e colaboradores¹¹⁾ efetuaram medidas para o sistema $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$ em $E_{\text{lab}} = 77$ MeV (energia intermediária à da ref. 6 e ref. 9), obtendo novamente uma correlação angular com máximo em ângulo dianteiro, à qual se associou a evaporação predominante de um núcleo de ^{31}P . Neste caso porém, ao contrário dos trabalhos citados anteriormente, foi feita uma tentativa de modelar o processo como sendo fusão incompleta, não se obtendo porém um bom ajuste quanto à normalização dos resultados obtidos em relação aos dados.

Tendo em vista as discrepâncias acima citadas com respeito aos vários trabalhos na literatura, e a maior possibilidade de observação de outros processos, optamos por efetuar medidas de correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ também para o sistema $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{lab}} = 64$ MeV, que se encontra na faixa de energias acessíveis ao acelerador Pelletron da USP, além de estar próxima às energias utilizadas nos demais trabalhos. Nosso objetivo consiste, então, em tentar elucidar os problemas existentes com relação à identificação de mecanismos para este sistema, através da elaboração de modelos para previsão teórica das correlações angulares referentes a diferentes processos e de uma análise baseada essencialmente na cinemática de três corpos, que se constitui numa poderosa ferramenta para a identificação de mecanismos em medidas de coincidência. Além disso podemos,

a partir dos resultados obtidos, extrair importantes informações a respeito da estrutura dos núcleos envolvidos.

Além do sistema $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$, efetuamos medidas de correlações angulares para os sistemas $^{14}\text{O}+^{28}\text{Si}$ e $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, nas energias de bombardeio de 64 e 48 MeV, respectivamente. Notamos, aqui, que para os sistemas $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{O}+^{28}\text{Si}$, temos um projétil em comum, enquanto que para os sistemas $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$ e $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, temos em comum o alvo. Sendo assim, podemos, neste trabalho, além de efetuar a identificação de mecanismos através da medida de correlações angulares investigar o efeito das energias de ligação das partículas leves no projétil e alvo, sobre os resultados obtidos. Este trabalho vem dar continuidade ao programa de pesquisa que se desenvolve atualmente em nosso grupo, que tem por objetivo o entendimento da dinâmica dos processos envolvidos na interação entre núcleos leve-pesados.

No capítulo II são descritos todo o procedimento experimental e os cuidados pertinentes, as facilidades existentes para a redução dos dados, alguns programas por nós confeccionados para auxiliar a redução e a cinemática de três corpos.

No capítulo III nos fixamos na análise dos dados, procedendo à identificação dos mecanismos através de modelos para ajuste das correlações angulares experimentais e análise de espectros de energia relativa e valores de "Q", energia de excitação dos núcleos intermediários e espectros das partículas leves. Além disso apresentamos uma discussão

dos resultados obtidos onde utilizamos os modelos por nós propostos para ajustar dados de outros trabalhos da literatura.

Finalmente, no capítulo IV, fazemos as considerações finais a respeito dos resultados obtidos, além de apresentar propostas de continuidade para o trabalho.

II. A EXPERIÊNCIA

II.1. Arranjo Experimental

II.1.1. Os Feixes

As medidas foram realizadas junto ao Laboratório do Acelerador Pelletron BUD¹⁵⁾ da Universidade de São Paulo, que dispõe de três tipos de fontes de ions a saber: troca de carga¹⁶⁾, extração direta¹⁷⁾ e "sputter" (SNICS)¹⁸⁾. Em particular, neste trabalho, utilizamos as duas últimas para obtenção de feixes de $^{16}O^-$ e $^{10}B^-$, respectivamente.

II.1.2. Os Alvos

Foram utilizados nas medidas alvos de ^{27}Al e de Si natural (92% de ^{28}Si , 5% de ^{29}Si e 3% de ^{30}Si). O alvo de Si natural era auto-suportável com espessura aproximada de $750 \mu g/cm^2$, obtido por evaporação através do método de bombardeamento eletrônico¹⁹⁾. No que se refere aos alvos de ^{27}Al , em parte das medidas, foi utilizado um alvo auto-

suportável, obtido também por evaporação pelo método de bombardeamento eletrônico, com espessura de aproximadamente $960 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, fazendo uso de fios de 99,99% de pureza. No restante das medidas utilizou-se um alvo obtido por laminação dos mesmos fios, com espessura aproximada de $1,3 \text{mg}/\text{cm}^2$. As espessuras foram determinadas através de pesagem e também perda de energia de partículas α de uma fonte de ^{241}Am (5.48 MeV).

Medidas de espalhamento elástico mostraram que a presença de contaminantes tais como C e O, era menor que 5% em ambos os alvos. Em particular, a eventual existência de crescimento de carbono no alvo podia ser controlada através da medida do espalhamento elástico no monitor.

11.1.3. O Sistema de Detecção

Na câmara de espalhamento $15^{\circ}B^{20}$ do Laboratório Pelletron foram montados até quatro telescópios convencionais ΔE -E do tipo barreira de superfície. Um dos telescópios (detetor fixo ($\Delta E, E$) $_p$) permaneceu, durante as medidas, em um ângulo fixo, enquanto que os demais ($\Delta E, E$) $_L$ foram colocados em um prato giratório que se movia independentemente do detetor fixo. O telescópio fixo, que tinha por finalidade a detecção de partículas mais pesadas (C, N, Be e Li), constituiu-se de um detetor ΔE de $15\mu m$ e um detetor E de $1000\mu m$ de espessura. Os telescópios restantes, com a finalidade de detetar partículas leves (p e α) consistiram de detetores ΔE de $20\mu m$ e detetores E de $2000\mu m$ (o uso de três telescópios reduz consideravelmente o tempo de aquisição). Para o telescópio fixo utilizou-se em todas as medidas um ângulo sólido de 2.3 msr e abertura angular, $\Delta\theta \approx 3.0^{\circ}$. Devido ao grande intervalo angular a ser medido para as partículas leves e para minimizar o tempo de exposição, os ângulos sólidos para estes telescópios variaram de 2.0 a 6.0 msr ($3.0^{\circ} < \Delta\theta < 5.0^{\circ}$). Para ângulos menores que o do telescópio fixo, foram colocados nos telescópios das partículas leves, absorvedores de Ni (21mg/cm^2) ou 1a (52mg/cm^2), para feixes de ^{14}O e ^{10}B , respectivamente com a finalidade de eliminar eventos referentes ao espalhamento elástico, evitando desta forma uma elevada taxa de contagem

e conseqüentemente um elevado tempo morto nas medidas em ângulos dianteiros. Sendo assim, devemos estar cientes de que haverá para ângulos dianteiros um corte adicional em energia, principalmente para as partículas α devido também ao absorvedor, e não somente ao detetor ΔE . Os cortes em energia para partículas α variam de aproximadamente 4 MeV em ângulos traseiros, até aproximadamente 10 MeV para ângulos dianteiros. Para ^{12}C e ^4Li estes cortes estão na faixa de 14 e 6 MeV, respectivamente.

Para melhorar a resolução em energia das medidas, foram colocados em frente a todos os telescópios, pequenos ímãs com a função de defletir elétrons de baixa energia provenientes do alvo, e refrigerou-se os telescópios a -20°C para diminuir ao máximo a corrente reversa e a presença de ruídos térmicos.

Na entrada da câmara de espalhamento existe, para melhor definição do feixe, um conjunto de dois colimadores definindo a direção incidente $0^\circ \pm 0.2^\circ$ e na saída da câmara temos um copo de Faraday para coleção do feixe. Garante-se uma maior precisão na leitura da corrente no copo, através de uma supressão geométrica.

Um esquema do arranjo na câmara é mostrado na figura (11.1).

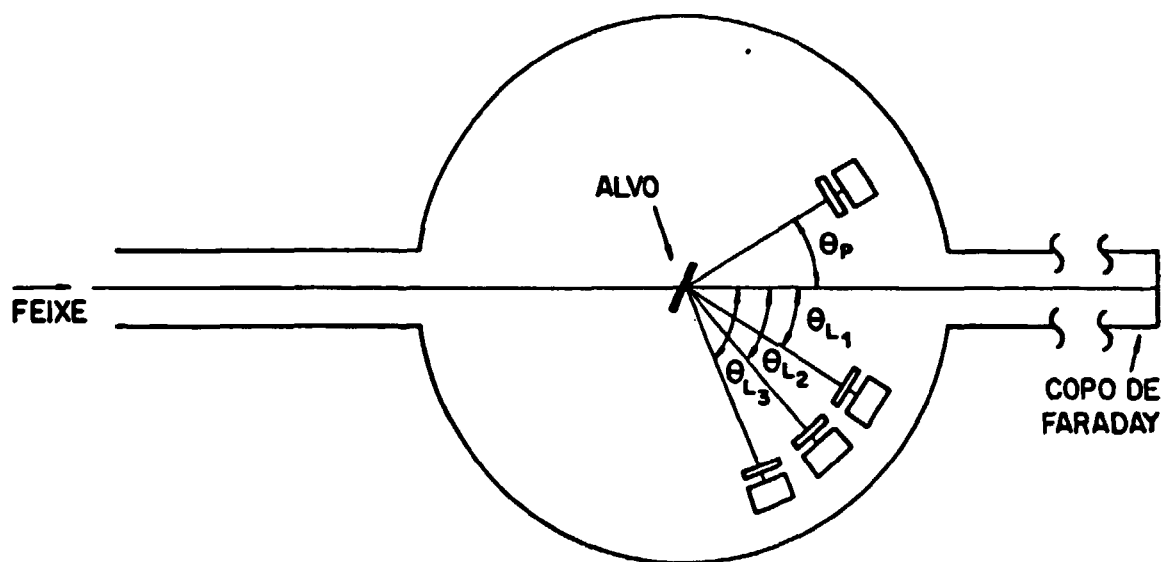


Fig. II. 1 - Vista superior do arranjo experimental na câmara de espalhamento.

11.1.4. Eletrônica de Aquisição

A eletrônica de aquisição, esquematizada na figura (11.2), constitui-se de um arranjo convencional para dois telescópios em coincidência, que pode ser utilizado para requerer a coincidência dos três telescópios de partículas leves separadamente, com o telescópio de partículas pesadas, através de um endereçamento dinâmico dos eventos pertencentes a cada conjunto telescópio partículas leves-telescópio partículas pesadas ("routing").

Os eventos em coincidência provenientes dos telescópios de partículas pesadas (E_p) e leves (E_L) foram selecionados através do uso de um conversor tempo-amplitude (TAC) utilizando os sinais dos detetores E de ambos os telescópios como "start" e "stop", respectivamente. Utilizamos no TAC uma rampa de 400 ns e um atraso no sinal de "stop" de aproximadamente 200 ns. É preferível obter-se os sinais de "start" e "stop" dos detetores E devido à menor taxa de contagem, reduzindo, desta forma, a incidência de coincidências casuais..

A partir de cada telescópio, retiramos um sinal de coincidência entre os detetores ΔE e E, que juntamente com o sinal de TAC geraram um pulso lento de coincidência para ser enviado aos ADC's (conversores analógico-digitais). Além disso, como estávamos utilizando um dispositivo de coincidência comum aos três telescópios de partículas leves,

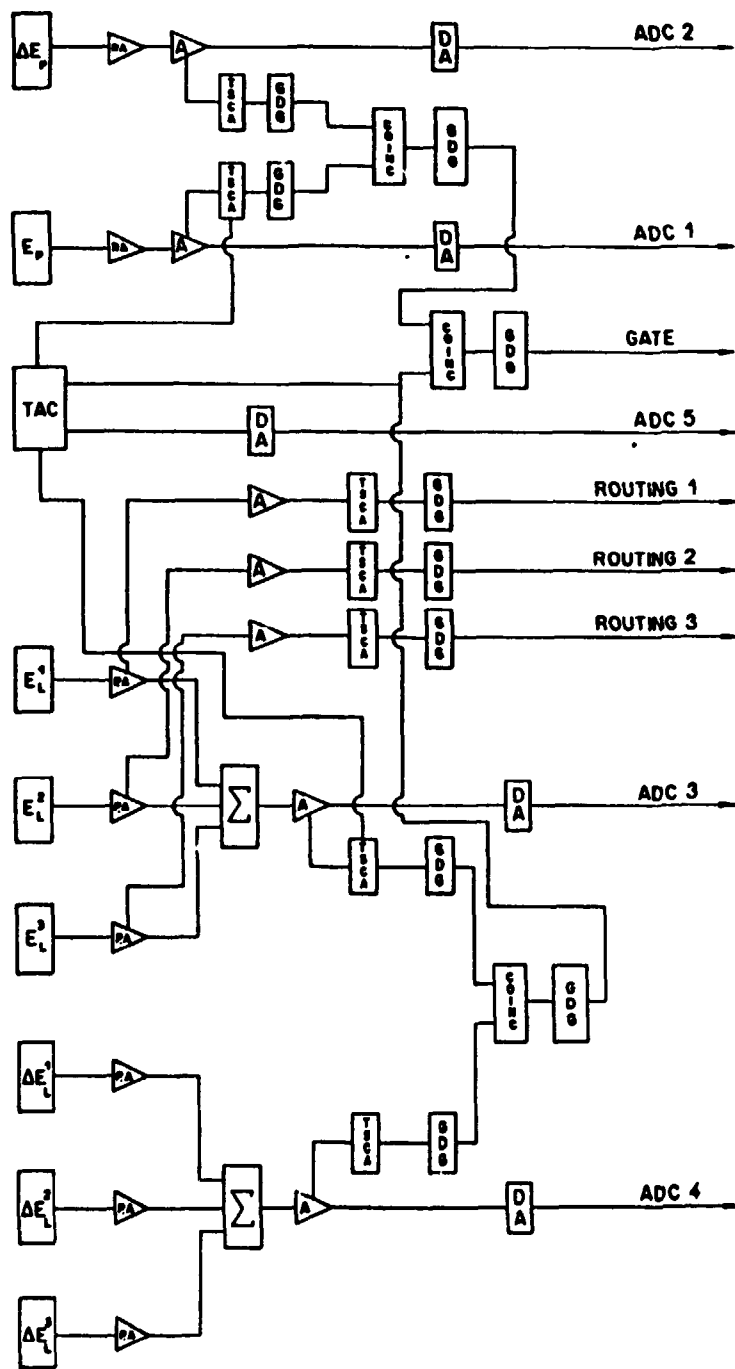


Fig. 11. 2 - Dispositivo eletrônico utilizado

PA = pré-amplificador

A = amplificador

TSCA = Timing single channel analyzer

COINC = módulo de coincidência

DA = Delay amplifier

GDG = gate and delay generator

Σ = amplificador de soma

necessitamos retirar do pré-amplificador do detetor E de cada um deles, o sinal de "routing", que permite a identificação dos eventos coincidentes entre o telescópio de partículas pesadas e cada um das leves.

Em resumo, foi necessário um sistema de aquisição que acomodasse três conjuntos de cinco parâmetros independentes a saber: (ΔE_p e E_p) para as partículas pesadas e leves (ΔE_L e E_L) e o espectro de TAC que é importante para poder eliminar as coincidências acidentais. Em complemento, utilizamos, durante toda a experiência, o detetor E_p do telescópio de partículas pesadas, sem requerimento de coincidência, como monitor, por se encontrar este em um ângulo fixo.

II.2. Aquisição dos Dados

II.2.1. Método de Aquisição

Os sinais ΔE_p , E_p , ΔE_L , E_L e TAC em coincidência, depois de digitalizados nos ADC's, são enviados, evento por evento, a determinadas posições da memória de um minicomputador DDP-516 Honeywell através de uma matriz lógica de fiação. Este método de aquisição é denominado modo fila. Utilizamos para todos os parâmetros um ganho de conversão de 1024 canais.

Da memória do DDP-516 os dados são enviados a um disco de um computador IBM 360/44 e daí são passados a fitas magnéticas para a posterior redução dos dados fora de linha.

Antes e durante a aquisição de dados pode-se, através de um terminal gráfico, observar espectros biparamétricos (de qualquer par entre 5 parâmetros) para efetuar-se os ajustes necessários e monitoração. Os eixos a serem exibidos são escolhidos pelo experimentador e podem ser alterados a qualquer momento, sendo, também, feita uma atualização da tela a cada transferência do "buffer" de modo fila, cuja capacidade pode ser definida de acordo com a taxa de transferência de dados. Além disso, pode-se definir uma dada região no espectro biparamétrico através de um contorno poligonal, de cujo conteúdo podemos observar as projeções em ambos os eixos, também em linha através de outro terminal.

Os espectros obtidos em modo multicanal podem ser também transferidos da memória do DDP-516 para um disco no IBM 360 e daí para fitas magnéticas. Opcionalmente pode-se transferir os espectros multicanal para um disquete de um microcomputador XT-2002 para posterior análise com programas apropriados disponíveis.

O programa de aquisição é denominado SADE III²¹² e permite também, através de um painel de funções, que se efetue várias operações em linha sobre os espectros multicanais exibidos, como por exemplo, expansão de certas regiões, calibração de espectros etc..

11.2.2. Medidas Realizadas

Dentro do contexto apresentado, pretendemos investigar processos de fragmentação e fusão incompleta na região de núcleos s-d. Desta forma, decidimos, então, realizar medidas de correlações angulares no plano de reação para os sistemas $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ nas energias de 48,64 e 64 MeV, respectivamente. Devido aos valores de energia de ligação, o primeiro sistema apresenta maior probabilidade de quebra do projétil em $^6\text{Li} + \alpha$, e os dois últimos em $^{12}\text{C} + \alpha$.

Os telescópios para detecção das partículas leves varreram um intervalo angular de -120° a $+60^\circ$ em intervalos de 2,5 ou 5° dependendo do sistema, onde definimos como ângulos negativos aqueles opostos, em relação ao feixe, ao lado em que se coloca o telescópio fixo das partículas pesadas. Em particular, fixou-se o telescópio das partículas pesadas em $\theta = 20^\circ$ para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ e $\theta = 30^\circ$ para $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, ângulos estes que correspondem aproximadamente a trajetórias rasantes na colisão entre o alvo e o projétil. Em ângulos próximos a estes, devemos observar com maior facilidade a excitação e conseqüente decaimento do projétil (decaimento seqüencial ou fragmentação), que se constitui num processo seqüencial. Entretanto, esta maior probabilidade está restrita, devido à

cinemática do processo, a uma dada região angular de detecção das partículas leves. Fora desta região podemos observar, por exemplo, a transferência de uma partícula α para o núcleo alvo, formando-se um núcleo excitado (que pode estar em equilíbrio ou não), que em seguida decai seqüencialmente. Este mecanismo pode, a princípio, ser caracterizado como uma fusão incompleta onde somente parte do projétil funde com o alvo.

Estes dois tipos de processos apresentam no estado final, um sistema de três corpos basicamente semelhantes e podem ser esquematizados para cada sistema medido, da maneira que se segue, quando se observa partículas α :

1. Sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

- a) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{10}\text{B}^* + ^{27}\text{Al}(\pi) \rightarrow ^6\text{Li}(\pi) + \alpha + ^{27}\text{Al}(\pi)$
 b) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^6\text{Li} + ^{31}\text{P}^* \rightarrow ^6\text{Li}(\pi) + \alpha + ^{27}\text{Al}(\pi)$

2. Sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$

- a) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{28}\text{Si}(\pi) \rightarrow ^{12}\text{C}(\pi) + \alpha + ^{28}\text{Si}(\pi)$
 b) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{32}\text{S}^* \rightarrow ^{12}\text{C}(\pi) + \alpha + ^{28}\text{Si}(\pi)$

3. Sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$

- a) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{27}\text{Al}(\pi) \rightarrow ^{12}\text{C}(\pi) + \alpha + ^{27}\text{Al}(\pi)$
 b) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{31}\text{P}^* \rightarrow ^{12}\text{C}(\pi) + \alpha + ^{27}\text{Al}(\pi)$

O símbolo (*) denota a possibilidade de se observar os núcleos em estados excitados.

11.3. Redução de Dados

11.3.1. Cinemática de uma Reação de Três Corpos

Neste trabalho, a análise dos dados baseada em uma abordagem cinemática dos processos em questão mostra-se extremamente eficiente, já que o estudo de diagramas de velocidade, espectros de energia relativa e "Q", permitem que se efetue a diferenciação entre os vários mecanismos.

Se constatamos a ocorrência de um processo seqüencial, a energia de excitação de um dado sistema intermediário formado deve ser constante, independentemente do ângulo de detecção das partículas emitidas. Este fato apresenta grande importância quando se estuda a cinemática do processo. Em outras palavras, a energia relativa, ou seja, a diferença entre a energia de excitação e a energia de separação das partículas em relação ao estado intermediário, deve ser constante. Convém, então, efetuar uma descrição das grandezas relevantes para uma análise como a descrita.

Começamos por definir os símbolos i , j e k , que irão identificar as três partículas que constituem o estado final. Podemos trabalhar essencialmente com dois referenciais: o sistema S_{i-jk} e o sistema S_{j-k} , que correspondem aos referenciais do centro de massa de $i-jk$ e $j-k$, respectivamente. No que se refere ao experimento, as partículas detetadas serão identificadas pelos símbolos j e k .

De acordo com as convenções assinaladas, podemos escrever as massas reduzidas para os dois sistemas como:

$$\mu_{j-k} = \frac{m_j m_k}{m_j + m_k} \quad (\text{II.1})$$

e

$$\mu_{i-jk} = \frac{m_i (m_j + m_k)}{m_i + m_j + m_k} \quad (\text{II.2})$$

Levando-se em conta a conservação do momento, podemos escrever o momento total \vec{P} como:

$$\vec{P} = \vec{p}_i + \vec{p}_j + \vec{p}_k$$

Sendo \vec{p}_{j-k} o momento de j ou k no centro de massa do sistema $j-k$, podemos relacioná-lo com os momentos de j e k no referencial do laboratório, que serão denominados \vec{p}_j^{ℓ} e \vec{p}_k^{ℓ} , respectivamente.

Sabemos que no sistema S_{j-k} as velocidades do centro de massa (\vec{V}_{cm}) e de partícula j (\vec{v}_j), são dadas por:

$$\vec{V}_{CM} = \frac{\vec{p}_j^\ell + \vec{p}_k^\ell}{m_j + m_k} \quad (11.4)$$

e

$$\vec{v}_j = \vec{v}_j^\ell - \vec{V}_{CM} \quad (11.5)$$

Da equação (11.5) podemos, ao multiplicar ambos os membros por m_j , obter:

$$\vec{p}_j = \vec{p}_{j-k} = \vec{p}_j^\ell - m_j \vec{V}_{CM} \quad (11.6)$$

Substituindo em (11.6) o valor de V_{CM} obtemos, finalmente:

$$\vec{p}_{j-k} = \frac{m_k}{M} \vec{p}_j^\ell - \frac{m_j}{M} \vec{p}_k^\ell \quad (11.7)$$

onde $M = m_j + m_k$.

Partindo da equação (11.7) podemos determinar, finalmente, a energia relativa E_{j-k} , que é uma das quantidades de nosso interesse, pois sabemos que:

$$E_{j-k} = \frac{p_{j-k}^2}{2\mu_{j-k}} \quad (11.8)$$

com

$$p_{j-k}^2 = \left(\frac{m_k}{m_j+m_k}\right)^2 (p_j^\ell)^2 + \left(\frac{m_j}{m_j+m_k}\right)^2 (p_k^\ell)^2 - 2\left(\frac{m_k}{m_j+m_k}\right)\left(\frac{m_j}{m_j+m_k}\right)(p_j^\ell)(p_k^\ell)\cos\theta_{p_j^\ell-p_k^\ell} \quad (11.9)$$

onde $\theta_{p_i \dots p_k}^l$ é o ângulo entre as velocidades das partículas j e k no referencial do laboratório, que é um valor conhecido da experiência, assim como os valores de p_j^l e p_k^l que são dados por: $p_j^l = \sqrt{2m_j E_j^l}$ e $p_k^l = \sqrt{2m_k E_k^l}$.

A energia relativa E_{j-k} pode ser relacionada com a energia de excitação do sistema $j-k$ antes do decaimento. Se $E_s(j-k)$ é a energia de separação do sistema em j e k temos:

$$E^*(j-k) = E_{j-k} + E_s(j-k) \quad (11.10)$$

É conveniente, também, conhecermos os valores de "Q" para os possíveis processos. Para o referencial do laboratório, as condições de conservação de energia e momento nos fornecem:

$$E^l + Q = E_i^l + E_j^l + E_k^l \quad (11.11)$$

e

$$\vec{P}^l = \vec{P}_i^l + \vec{P}_j^l + \vec{P}_k^l \quad (11.12)$$

onde E^l e \vec{P}^l são a energia e momento do projétil e E_i^l e p_i^l correspondem à energia e momento da partícula não detetada.

Se definimos a direção do feixe como o eixo z , podemos, de acordo com o sistema de coordenadas definido na figura (11.3), decompor o momento nos eixos, x , y e z . Desta forma temos:

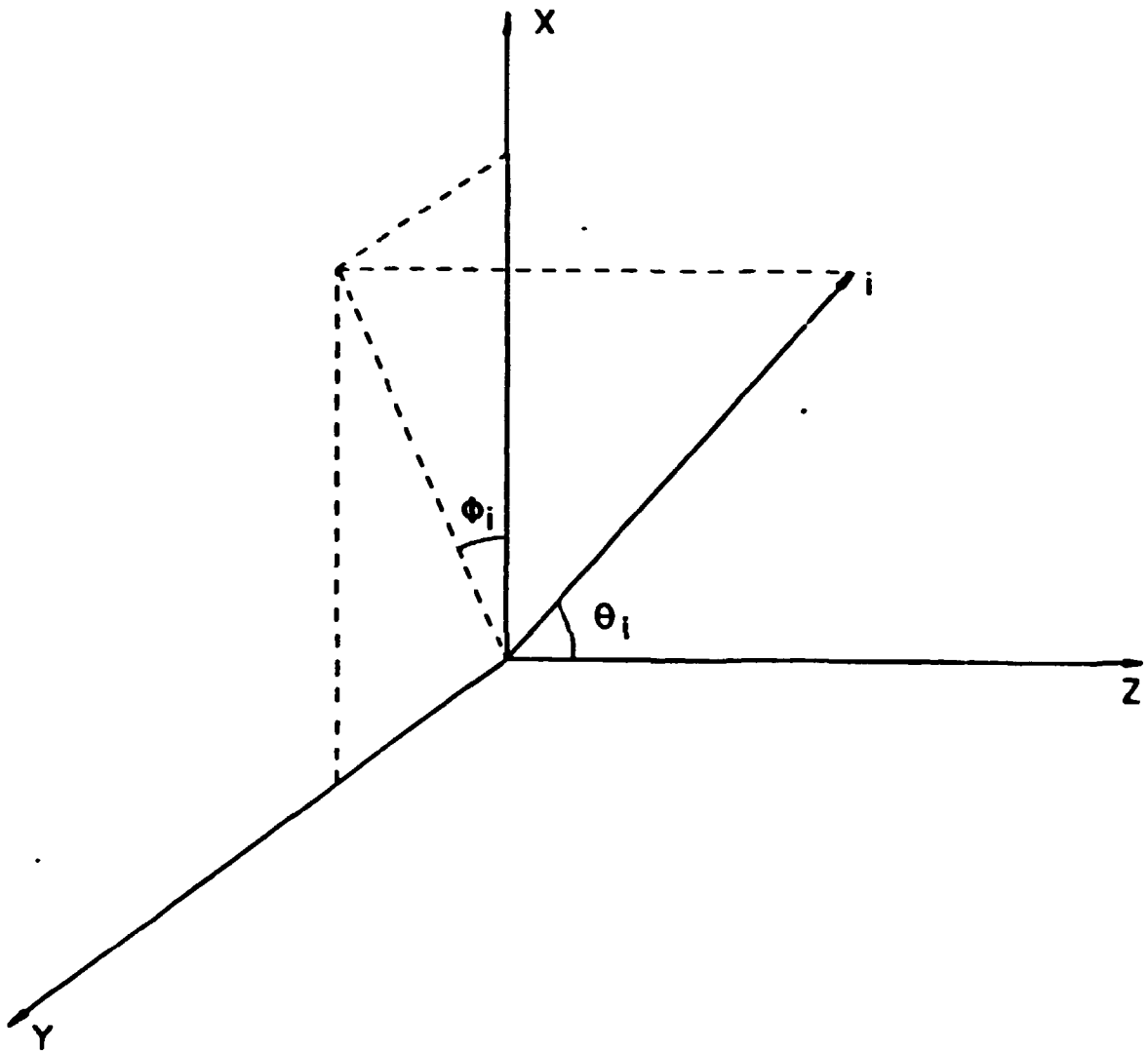


Fig. II. 3 - Sistema de coordenadas usado na cinemática de três corpos.

$$P^{\ell} = p_i^{\ell} \cos \theta_i^{\ell} + p_j^{\ell} \cos \theta_j^{\ell} + p_k^{\ell} \cos \theta_k^{\ell} \quad (11.13)$$

$$0 = p_i^{\ell} \sin \theta_i^{\ell} \cos \phi_i^{\ell} + p_j^{\ell} \sin \theta_j^{\ell} \cos \phi_j^{\ell} + p_k^{\ell} \sin \theta_k^{\ell} \cos \phi_k^{\ell} \quad (11.14)$$

$$0 = p_i^{\ell} \sin \theta_i^{\ell} \sin \phi_i^{\ell} + p_j^{\ell} \sin \theta_j^{\ell} \sin \phi_j^{\ell} + p_k^{\ell} \sin \theta_k^{\ell} \sin \phi_k^{\ell} \quad (11.15)$$

Elevando-se ao quadrado e somando-se as equações (11.13) a (11.15), temos:

$$(p_i^{\ell})^2 = (p^{\ell})^2 - 2p_i^{\ell} p_j^{\ell} \cos \theta_j^{\ell} - 2p_k^{\ell} \cos \theta_k^{\ell} + (p_j^{\ell})^2 + (p_k^{\ell})^2 + 2(p_j^{\ell})(p_k^{\ell}) \cos \theta_{p_j - p_k}^{\ell} \quad (11.16)$$

Da equação (11.16) tiramos o valor de $E_i^{\ell} = (p_i^{\ell})^2 / 2m$, e já que se conhece experimentalmente os valores E_i^{ℓ} e E_k^{ℓ} , temos:

$$Q = (E_i^{\ell} + E_j^{\ell} + E_k^{\ell}) - E^{\ell} \quad (11.17)$$

É também de interesse a obtenção do ângulo da partícula i que não foi detetada. Para tal, basta fazermos uso das equações (11.13) e (11.14).

O interesse no conhecimento das condições da partícula i reside no fato de desejarmos calcular também as energias relativas $E_{i,j}$ ou $E_{i,k}$ para nos auxiliar na identificação dos mecanismos.

O conhecimento do comportamento da energia de excitação do estado intermediário como função do ângulo de emissão também é de importante valia na identificação acima citada.

Supondo a formação de um estado intermediário $i-j$, podemos, pela conservação do momento, escrever:

$$\vec{p}_{i-j} = \vec{p}_i^{\ell} + \vec{p}_j^{\ell} \quad (\text{II.18})$$

de onde temos:

$$p_{i-j}^2 = (p_i^{\ell})^2 + (p_j^{\ell})^2 + 2p_i^{\ell}p_j^{\ell} \cos(\theta_i^{\ell} - \theta_j^{\ell}) \quad (\text{II.19})$$

de onde obtemos $E_{i-j} = P_{i-j}^2 / (2(m_i + m_j))$. A energia de excitação fica então dada por:

$$E_{i-j}^* + E_{i-j} + Q_k = E_i + E_j \quad (\text{II.20})$$

onde Q_k denota a diferença de massa entre o estado inicial $(i-j)+k$ e o estado final $i+j+k$.

Para determinação do ângulo deste estado intermediário usamos o fato de que:

$$\vec{p}^{\ell} = \vec{p}_{i-j} + \vec{p}_k^{\ell} \quad (\text{II.21})$$

de onde temos:

$$p^{\ell} \cos \theta_k^{\ell} = p_k^{\ell} \cos \theta_k^{\ell} + p_{i-j} \cos(\theta_i^{\ell} - \theta_j^{\ell}) \quad (\text{II.22})$$

$$0 = p_k^{\ell} \sin \theta_k^{\ell} + p_{i-j} \sin(\theta_i^{\ell} - \theta_j^{\ell}) \quad (\text{II.23})$$

11.3.2. Programas e Facilidades

A redução dos dados foi efetuada, em sua maior parte, fora de linha, utilizando um computador VAX 11/780 e alguns programas específicos para redução de dados multiparamétricos.

Inicialmente devemos tornar os dados brutos adquiridos no computador IBM 360 compatíveis com a estrutura de leitura do computador VAX. Por outro lado, os dados adquiridos, evento por evento, ocupam, dependendo do tipo de parâmetros armazenados, uma quantidade considerável de fitas. Para se reduzir o número de fitas utilizadas e simultaneamente dispor os dados de maneira mais conveniente nas mesmas, utilizamos o programa COMPAC⁽²²⁾, que atua sobre os dados brutos efetuando uma ordenação ao colocar o evento e o número de ocorrências do mesmo juntos, ordenação esta, feita por linha e coluna.

De acordo com a disposição descrita, cada evento ocupa um espaço correspondente a 14 bytes, sendo 10 bytes reservados aos cinco parâmetros componentes do evento e os 4 bytes restantes reservados ao número de ocorrências. Com os dados já na forma compactada podemos, através do programa SIMVERS⁽²³⁾, obter uma saída em impressora do espectro biparamétrico, a partir da qual podemos selecionar uma região de interesse por intermédio de poligonais, que constituem-se em dados de entrada para o programa

HISTMULT²³¹, que efetua a projeção da região delimitada em ambos os eixos.

Opcionalmente, podemos efetuar o mesmo tipo de redução utilizando um terminal gráfico TEKTRONIX 4014, acoplado ao computador VAX e que nos permite, a partir dos dados compactados ou até mesmo dos dados brutos, efetuar exibições de espectros biparamétricos, traçar poligonais e exibir as projeções. Pode-se, também, trabalhar sobre as projeções, determinando-se área de picos, coordenadas, efetuando-se expansões etc.. O sistema permite também que se armazene estas projeções em um determinado arquivo ou que se obtenha uma saída por impressora.

Fazendo uso destas facilidades, podemos, então, passar à obtenção de espectros em uma forma conveniente para posterior análise. Primeiramente devemos nos fixar nos eventos reais, utilizando somente aqueles pertencentes ao pico observado no espectro de tempo e que correspondem a eventos sincronizados (fig. (11.4)). A resolução em tempo observada foi da ordem de 20 ns. Feito isto, podemos observar os espectros ΔE vs E (figs. (11.5) e (11.6)) para as partículas leves e pesadas (condicionados à "janela" no espectro de tempo) lembrando que, neste caso, E representa a energia residual, após atravessar o detetor ΔE , isto é, $(E) \text{ MeV} = (E_{\text{total}} - \Delta E) \text{ MeV}$. Devemos, então, efetuar uma correção nos dados, com a finalidade de obter a energia total $E_{\text{total}} = E + k \Delta E$, onde k representa um fator que leva em conta a diferença de ganho entre os sistemas de

CONTAGENS

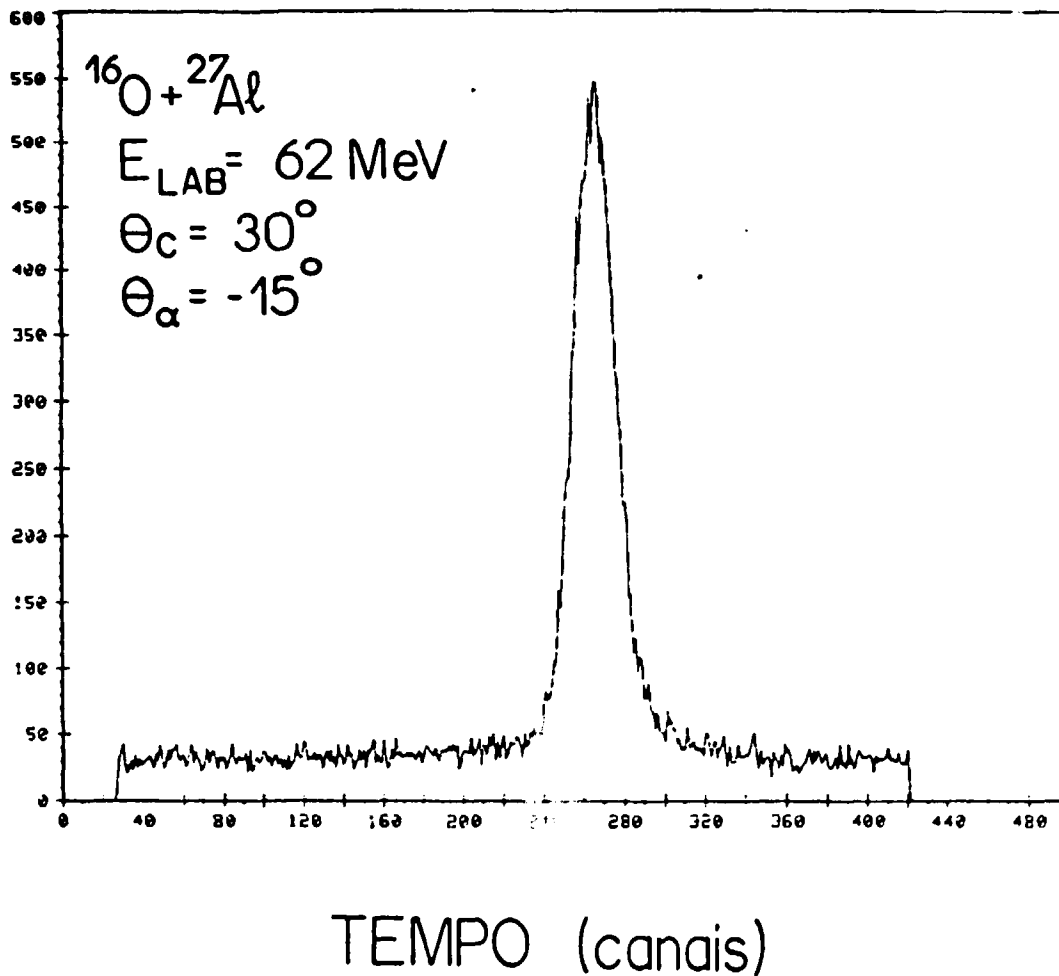


Fig. II. 4 - Espectro de tempo típico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$.

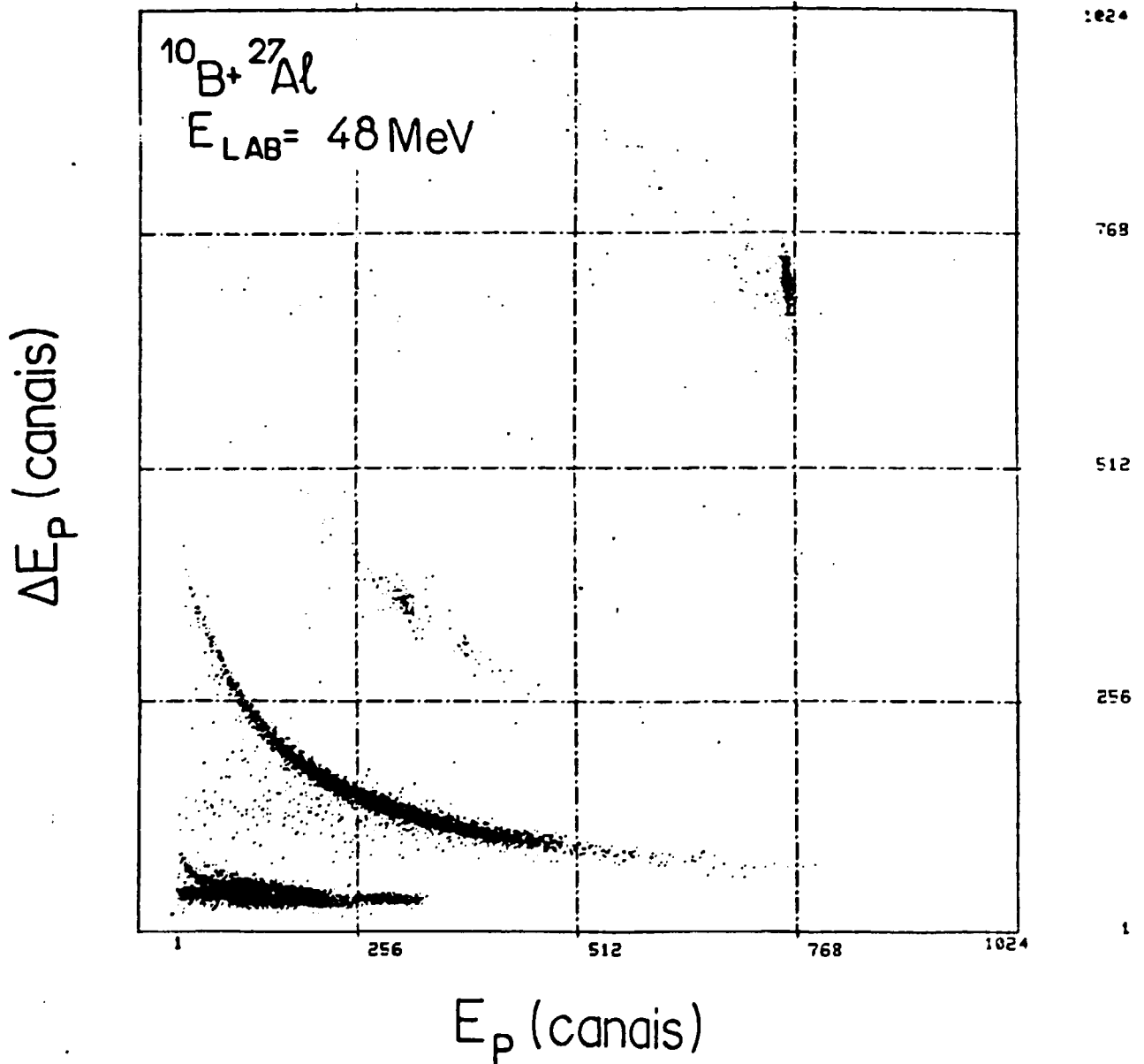


Fig. II.5 - Espectro bidimensional ΔE vs. E para as partículas pesadas em $\theta_p = 20^\circ$ para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

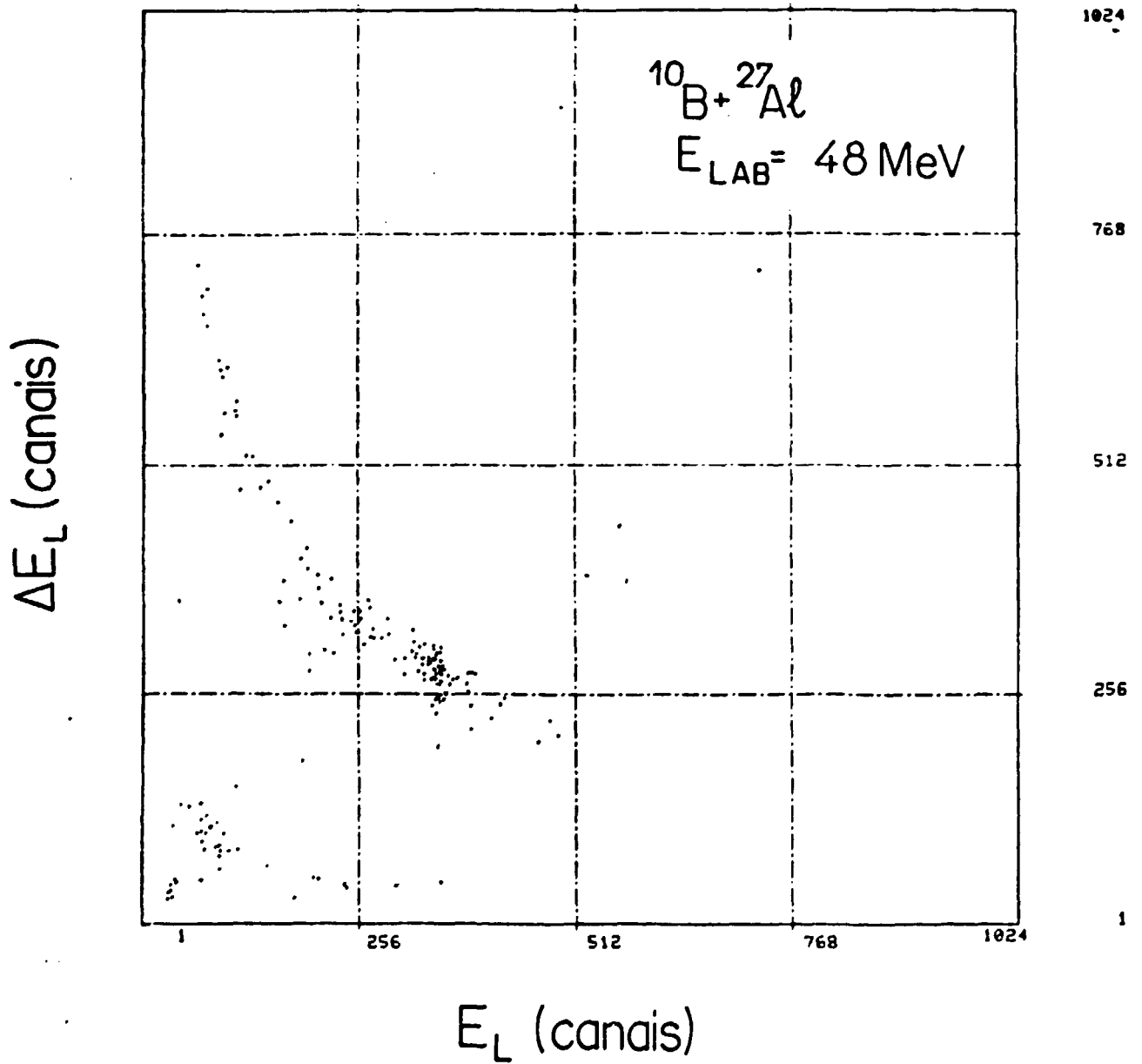


Fig. II. 6 - Espectro bidimensional ΔE vs. E para as partículas leves em $\theta_L = 90^\circ$ para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

deteção E e ΔE que é mais acentuada no caso dos espectros das partículas leves, pois devido ao fato que $\Delta E \ll E$, o ganho do ramo ΔE é aumentado a fim de produzir sinais de amplitude (V) compatível com os módulos utilizados ($V \leq 10V$).

Uma vez obtidos os espectros corrigidos E_i vs ΔE_i , podemos delimitar, nos mesmos, regiões de interesse e obter então, espectros biparamétricos de energia das partículas leves (α ou p) em função de energia das partículas pesadas ($C, ^6Li$) E_{α} vs E_{Li} (fig. (11.7)). Estes dados nos permitem obter, finalmente, os espectros de energia relativa dos sistemas $(C, Li)-\alpha$ e $(Al, Si)-\alpha$, em função do valor de "Q" para a formação de estados intermediários (fig. (11.8)). Para este fim, desenvolvemos o programa EREXTE fazendo uso da cinemática de três corpos descrita na seção anterior.

Devemos lembrar que, para medidas em ângulos dianteiros, utilizamos folhas absorvedoras e que portanto, o programa deve levar em conta este fato calculando, a partir da energia observada no telescópio, e de valores tabelados do poder de freamento de materiais para partículas carregadas, a energia primária da partícula (antes de sua passagem pelo absorvedor).

O programa EREXTE efetua, também, cálculos que permitem gerar espectros de energia de excitação em função do ângulo de emissão para os estados intermediários.

Na figura (11.9), mostramos um espectro bidimensional assumindo no estado intermediário a formação de um núcleo ^{14}O .

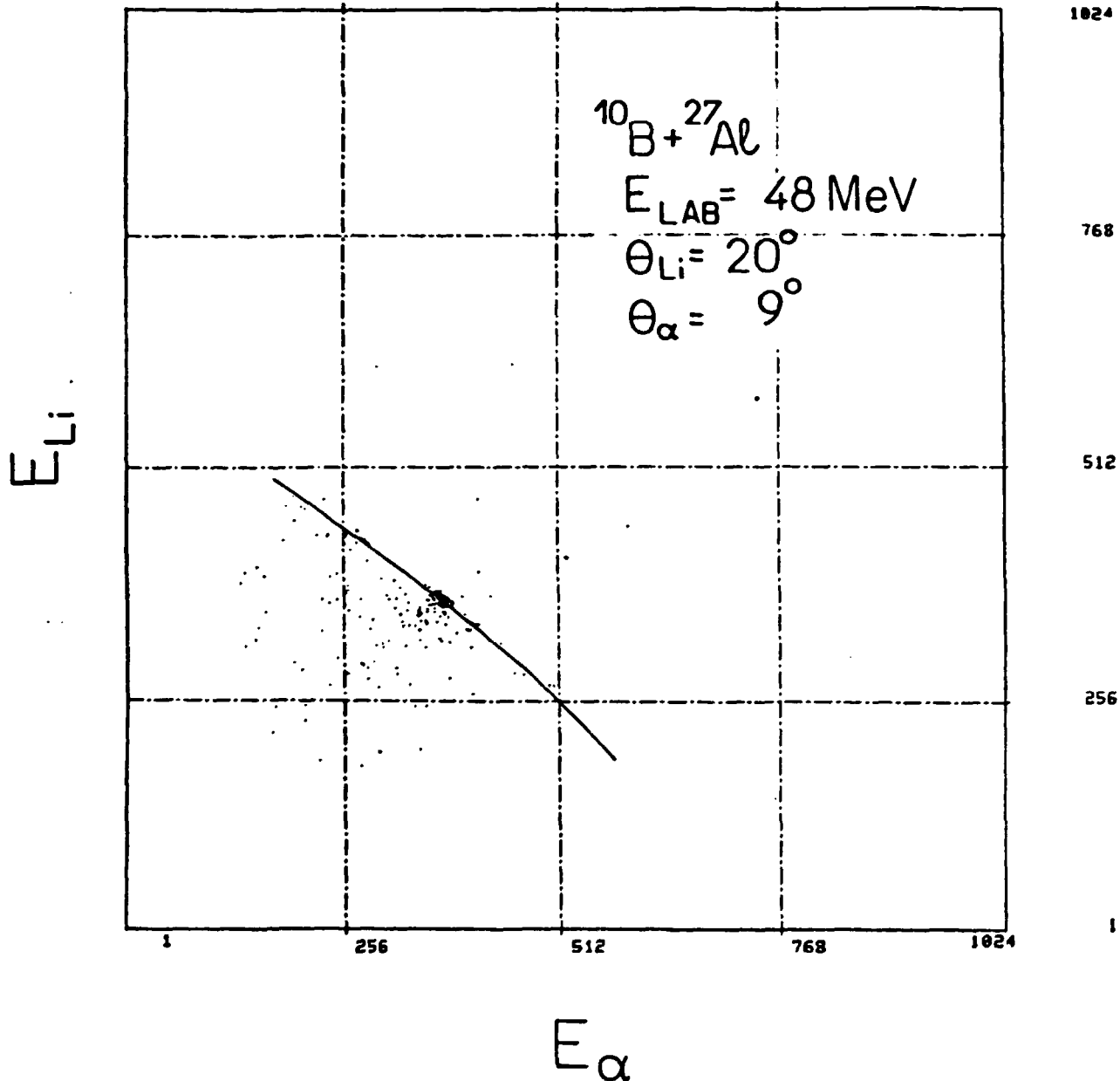


Fig. II. 7 - Espectro bidimensional E_{Li} vs. E_{α} obtido a partir dos espectros das figuras (II.5) e (II.6). Os canais exibidos já correspondem à energia total $E_{\text{T}} = E + k\Delta E$. A linha contínua refere-se à previsão da cinemática de três corpos para o lugar geométrico dos eventos que correspondem às partículas finais no estado fundamental.

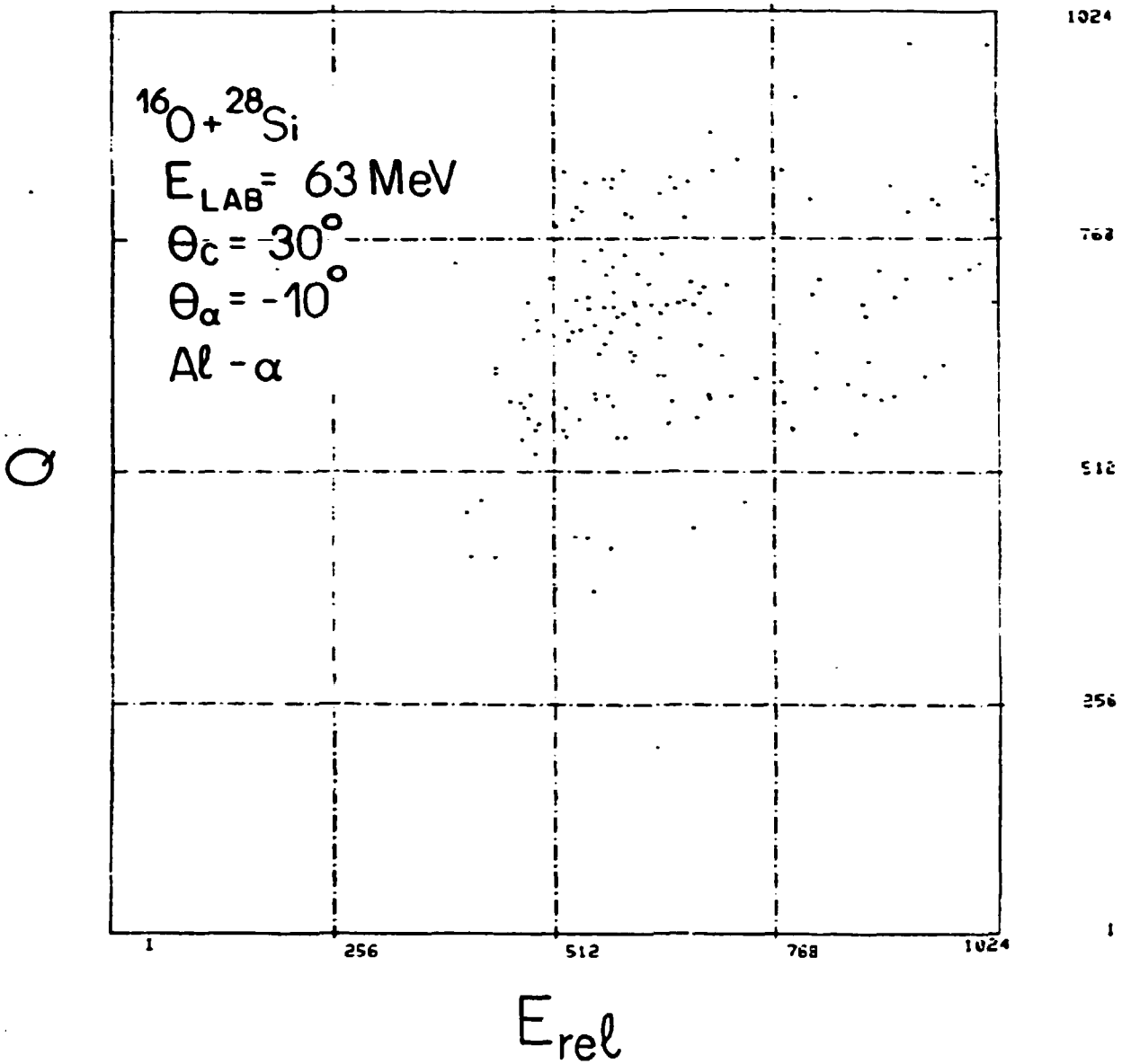


Fig. II. θ - Espectro bidimensional de energia relativa vs. "Q" para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ quando se calcula a energia relativa $\text{Al} - \alpha$.

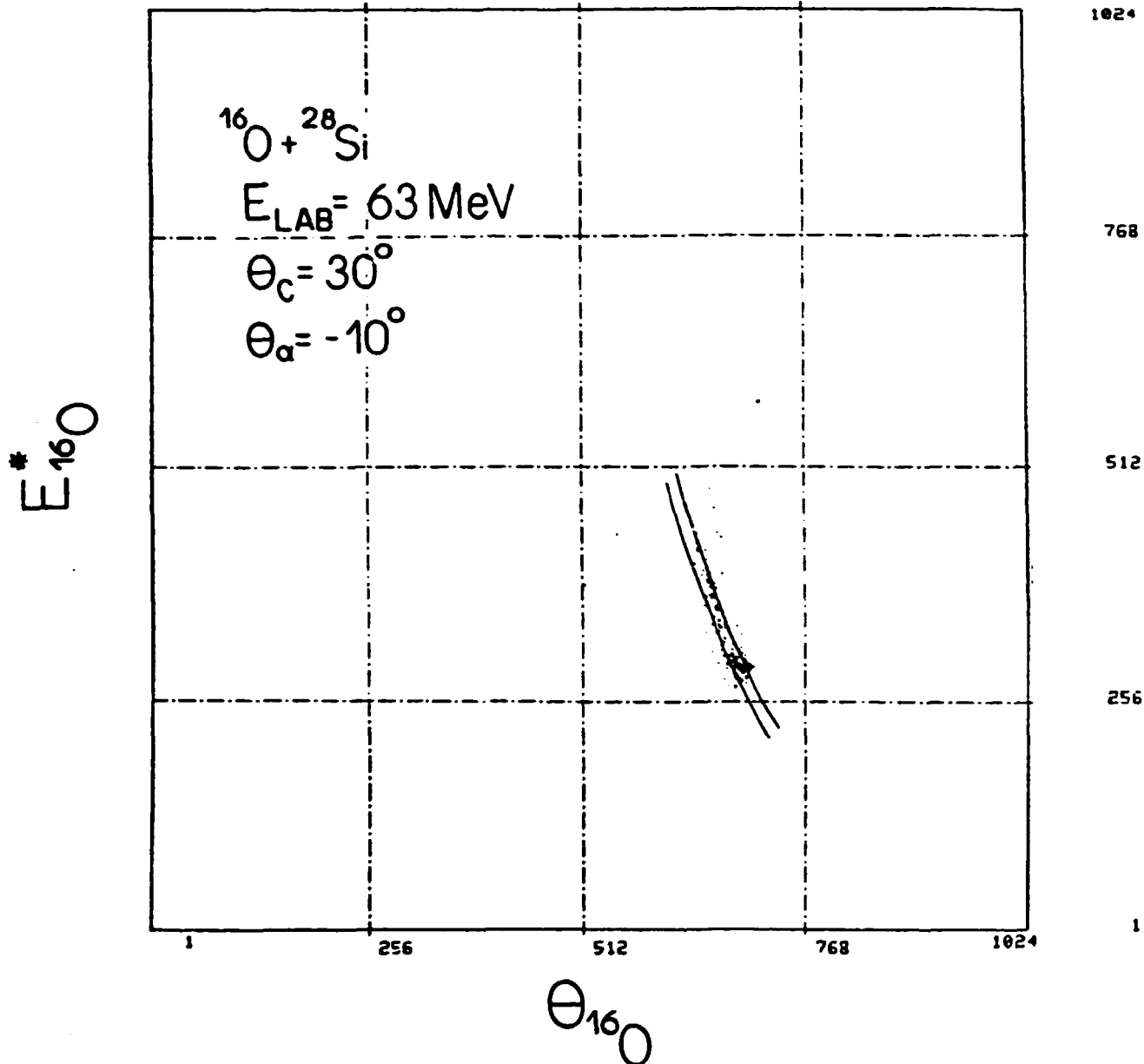


Fig. II. 9 - Espectro bidimensional de energia de excitação do núcleo intermediário ^{16}O como função do ângulo de emissão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. As linhas contínuas referem-se à previsão da cinemática de três corpos, para o lugar geométrico dos eventos que correspondem às partículas finais no estado fundamental (mais à direita), e um componente final, no caso ^{12}C em seu primeiro estado excitado. O processo considerado neste caso é:

$$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}.$$

11.3.3. Calibração em energia e correções

A obtenção dos espectros de interesse, requer o conhecimento dos valores absolutos das energias cinéticas de todas as partículas envolvidas, sendo que para este fim, dois tipos de procedimento foram postos em prática. Para o telescópio das partículas pesadas, utilizamos medidas de espalhamento elástico do projétil (^{16}O , ^{18}O) em alvos de Au, ^{12}C , ^{28}Si e ^{27}Al . Para os telescópios das partículas leves foram utilizados alguns estados conhecidos do ^{24}Mg provenientes da reação $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ juntamente com picos correspondentes ao recuo de prótons espalhados elasticamente pelo projétil, devido à presença de elementos orgânicos nos alvos (no caso H) i.e. $^1\text{H}(^{16}\text{O}, ^1\text{H})^{16}\text{O}$. Este procedimento difere do utilizado para o caso do detetor das partículas pesadas, devido à existência, durante às medidas em ângulos dianteiros, das folhas absorvedoras que freiam completamente as partículas espalhadas elasticamente. Por outro lado, a relação de ganhos utilizada para a observação das partículas leves, não permite observar partículas pesadas dentro do intervalo aceitável de amplitude de pulso ($V \leq 10V$). A resolução em energia observada, com o uso de alvos de ^{27}Al foi de $\approx 600\text{keV}$ para as partículas pesadas e $\approx 200\text{keV}$ para as leves.

Para os dois procedimentos acima descritos, foi necessária a utilização de tabelas para efetuarmos a correção da perda de energia das partículas nos detectores ΔE e eventualmente nas folhas absorvedoras, pois é com esta energia residual $E = E^i - \Delta E$ que as partículas atingem o detector E . A correção foi feita em base na tabela gerada pelo programa ZIEGLER²³ que fornece os valores de perda de energia com incertezas da ordem de 5%.

Foram consideradas também as perdas de energia das partículas incidentes e emergentes nos alvos. No caso de alvos de ²⁷Al de $\approx 1\text{mg/cm}^2$, assumindo-se que a reação ocorre no centro do alvo, a perda de energia foi estimada em aproximadamente 800keV para um feixe incidente de ¹⁰B com 48MeV e aproximadamente 2MeV para um feixe de ¹⁰U com 64MeV.

Tendo em vista as considerações acima, de acordo com a equação (II.17), que fornece $Q = (E_1^{\ell} + E_2^{\ell} + E_N^{\ell}) - E^{\ell}$, concluímos que todas as contribuições usuais, tais como, resolução do detector, resolução do feixe, "straggling" em energia e alargamento cinemático, vão contribuir para a resolução observada nos espectros de Q. Desta forma temos então que:

$$(\Delta Q)^2 = (\Delta E_1^{\ell})^2 + (\Delta E_2^{\ell})^2 + (\Delta E^{\ell})^2 \quad (\text{II.24})$$

Em nosso caso, tipicamente a resolução em "Q" observada foi, em média, da ordem de 1MeV e a incerteza em "Q" estimada em 1MeV.

No que se refere à resolução nos espectros de energia relativa, podemos fazer uma rápida discussão baseada nas considerações apresentadas na referência 24.

De acordo com os esquemas apresentados na figura (II.10) que de certa forma representam situações extremas, podemos escrever:

$$V_{j-k}^2 = V_j^2 + V_k^2 - 2V_j V_k \cos \theta_{j-k} \quad (II.25)$$

sendo assim temos, assumindo que $V_j \cos \theta_{j-k} \approx V_k$:

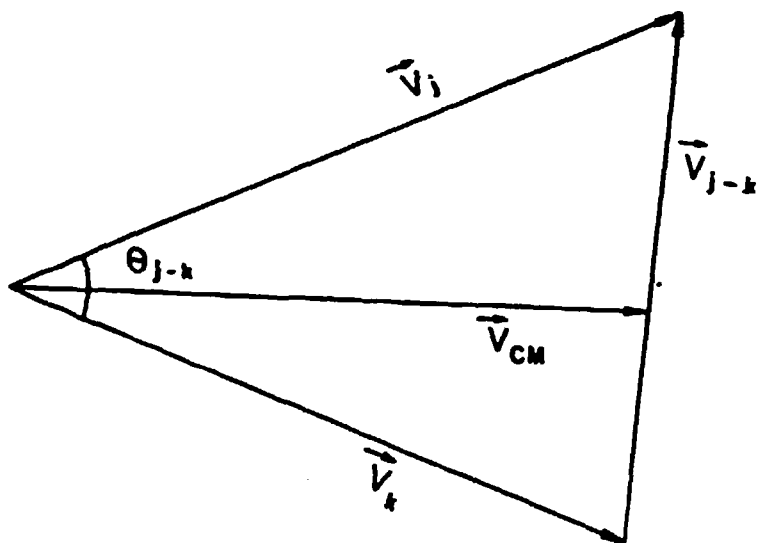
$$V_{j-k} dV_{jk} = V_j dV_j - V_k \cos \theta_{j-k} d\theta_{j-k} \quad (II.26)$$

Para a configuração a) na figura (II.10), temos que $V_k \cos \theta_{j-k} \approx V_j$, de modo que $V_{j-k} dV_{jk} \approx V_j dV_j$, de acordo com (II.26). De maneira análoga podemos obter também que $V_{j-k} dV_{jk} \approx V_k dV_k$. Desta forma, para este caso, a resolução em E_{j-k} (energia relativa) não vai depender significativamente das resoluções em E_j e E_k . Entretanto, observando a equação (II.9), verificamos que a resolução em E_{j-k} acaba por depender da precisão na medida de θ_{j-k} , já que nesta configuração:

$$dE_{j-k} \approx \sqrt{2m_j m_k E_j E_k} \sin \theta_{j-k} d\theta_{j-k} \quad (II.27)$$

Na configuração b) da figura (II.10), uma análise semelhante nos mostra que neste caso a precisão na

(a)



(b)

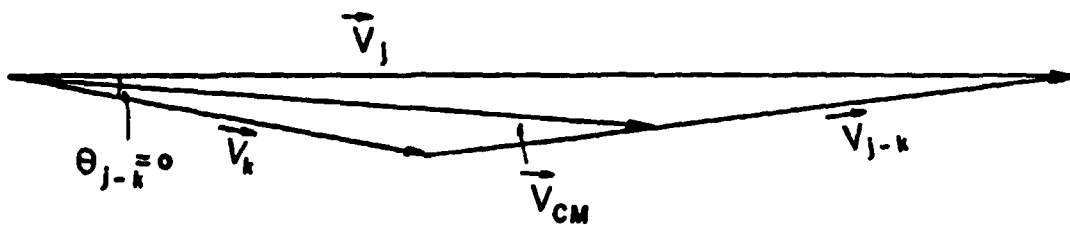


Fig. II.10 - Duas possíveis configurações para o decaimento de um núcleo excitado.

determinação de $\theta_{1,2}$ não vai influir de forma significativa na resolução pois, aqui temos que $\sin \theta_{1,2} \approx \theta_{1,2} \approx 0$. Assim, a resolução em $E_{1,2}$ fica determinada essencialmente pelas resoluções em E_1 e E_2 .

11.3.4. Determinação das secções de choque absolutas

Em sua forma mais simples, a secção de choque diferencial experimental relativa a um sistema de referência fixo no laboratório pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = \frac{Y}{N_F N_A \Delta\Omega} \quad (\text{II.28})$$

onde: Y = número de eventos observados.

N_r = número de partículas incidentes durante a exposição, que pode ser escrito como $N_r = Q/(\bar{Z}_r e)$, sendo Q a carga total integrada e \bar{Z}_r o estado de carga médio do feixe após a passagem pelo alvo²⁵⁾, o qual pode ser determinado por $\bar{Z}_r = \sum_i Z_i P_i$ (Z_i e P_i representam cada estado de carga possível e a respectiva probabilidade).

N_A = número de partículas presentes no alvo por unidade de área, dado por $N_A = dN_0/A$, sendo d a espessura do alvo em g/cm², N_0 o número de Avogadro e A a massa molar expressa em gramas.

$\Delta\Omega$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor.

Em particular, para as medidas de coincidência realizadas neste trabalho, podemos utilizar a seguinte relação para expressar a secção de choque duplamente diferencial no referencial do laboratório:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_L}\right)_{\text{Lab}} = \frac{Y_{p-L}}{N_F N_A \Delta\Omega_p^{\text{Lab}} \Delta\Omega_L^{\text{Lab}}} \quad (\text{II.29})$$

onde Y_{p-L} = número total de coincidências entre partículas leves e pesadas.

$\Delta\Omega_p$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor de partículas pesadas.

$\Delta\Omega_L$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor de partículas leves.

Uma vez que a comparação de resultados experimentais com previsões teóricas de secções de choque são geralmente relativas a um referencial fixo no centro de massa, devemos então introduzir um fator de conversão (J)

que relacione as secções de choque experimentais no referencial do centro de massa e laboratório. Este fator pode ser determinado levando-se em conta o fato de que o número de partículas por unidade de tempo incidindo em um elemento de ângulo sólido $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, deve ser o mesmo em ambos os referenciais. Se f é o fluxo de partículas, ou seja, o número de partículas incidentes por unidade de área e por unidade de tempo, temos:

$$f \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} \sin\theta_{\text{Lab}} d\theta_{\text{Lab}} = f \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} \sin\theta_{\text{CM}} d\theta_{\text{CM}} \quad (\text{II.30})$$

de onde obtemos então:

$$J = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}}} = \frac{\sin\theta_{\text{Lab}} d\theta_{\text{Lab}}}{\sin\theta_{\text{CM}} d\theta_{\text{CM}}} = \frac{\Delta\Omega_{\text{Lab}}}{\Delta\Omega_{\text{CM}}} \quad (\text{II.31})$$

No que se refere às medidas de coincidência, a secção de choque duplamente diferencial no referencial do centro de massa fica dada por:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_L} \right)_{\text{CM}} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_L} \right)_{\text{Lab}} J_p(\theta_p) J_L(\theta_L) \quad (\text{II.32})$$

onde J_{μ} e J_L são os fatores de transformação relativos às partículas pesadas e leves respectivamente. Ambos dependem do ângulo de detecção das partículas.

Para a obtenção das relações que descrevem $J_{\mu}(\theta_{\mu})$ e $J_L(\theta_L)$ assumimos que a reação se dá através de um processo seqüencial.

Vamos nos basear no esquema apresentado na figura (11.11), que corresponde a um diagrama de velocidades para o decaimento de um núcleo em recuo. No diagrama em questão os índices P, L, R e N referem-se às partículas pesada, leve, recuo e não detectada respectivamente. De acordo com a convenção adotada na figura (11.11), temos então para o referencial do centro de massa do recuo com uma dada energia de excitação:

$$\theta_L^{CM} = \theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab} + \beta \quad (11.33)$$

$$\frac{\text{sen}(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})}{v_L^{CM}} = \frac{\text{sen } \beta}{v_R^{Lab}} \quad (11.34)$$

De (11.34) obtemos então:

$$\text{sen } \beta = \left(\frac{E_R^{Lab} m_L}{E_L^{CM} m_R} \right)^{1/2} \text{sen}(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab}) \quad (11.35)$$

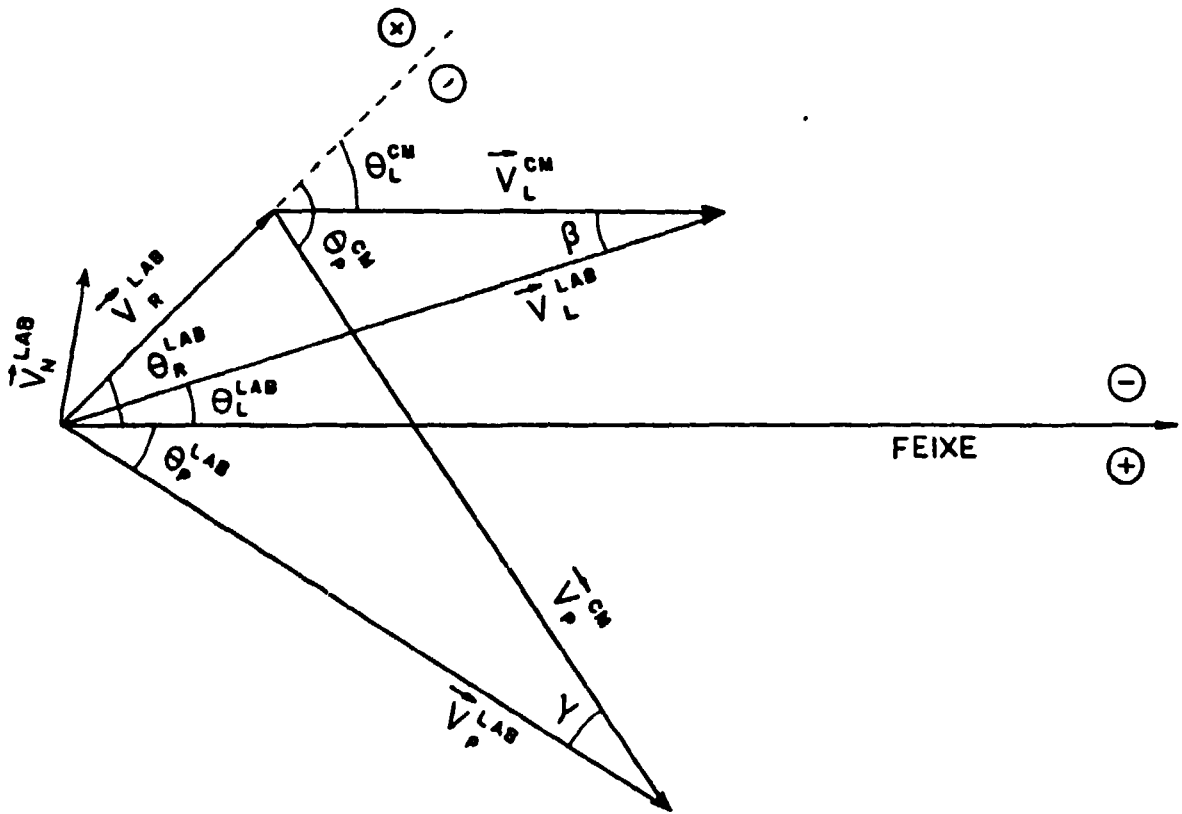


Fig. II.11 - Diagrama de velocidades para o processo seqüencial $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{31}\text{P} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$. Os índices P, L, R e N referem-se as partículas pesada, leve, recuo e não detetada respectivamente.

onde

$$E_L^{CM} = \frac{E_{L-N}^{CM} m_N}{m_N + m_L} \quad (11.36)$$

sendo E_{L-N}^{CM} a energia relativa entre a partícula leve e a não detectada, após o decaimento do núcleo em recuo.

Tomando por base as equações (11.33) a (11.36) podemos escrever as relações para $J_L(\theta_L)$ e $J_R(\theta_R)$. De acordo com a equação (11.31) temos:

$$J_L(\theta_L) = \left[\frac{\sin \theta_L^{CM}}{\sin(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})} \frac{d\theta_L^{CM}}{d(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})} \right]^{-1} \quad (11.37)$$

A partir de (11.33) podemos escrever:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_L^{CM}}{d(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})} &= \left[1 + \frac{d\beta}{d(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})} \right] = \\ &= \left[1 + \frac{1}{\cos \beta} \left(\frac{E_R^{Lab} m_L}{E_L^{CM} m_R} \right)^{1/2} \cos(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab}) \right] \end{aligned} \quad (11.38)$$

Finalmente temos:

$$J_L(\theta_L) = \left[\frac{\text{sen} \theta_L^{CM}}{\text{sen}(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})} \left[1 + \left(\frac{E_R^{Lab} m_L}{E_L^{CM} m_R} \right)^{1/2} \frac{\cos(\theta_R^{Lab} - \theta_L^{Lab})}{\cos \beta} \right] \right]^{-1} \quad (II.39)$$

Analogamente temos:

$$J_P(\theta_P) = \frac{\text{sen} \theta_P^{CM}}{\text{sen}(\theta_R^{Lab} - \theta_P^{Lab})} \left[1 + \left(\frac{E_R^{Lab} m_P}{E_P^{CM} m_R} \right)^{1/2} \frac{\cos(\theta_R^{Lab} - \theta_P^{Lab})}{\cos \gamma} \right]^{-1} \quad (II.40)$$

$$\text{com } \gamma = \theta_P^{CM} - \theta_R^{Lab} - \theta_P^{Lab} \quad (II.41)$$

e

$$\text{sen } \gamma = \left(\frac{E_R^{Lab} m_P}{E_P^{CM} m_R} \right)^{1/2} \text{sen}(\theta_R^{Lab} - \theta_P^{Lab}) \quad (II.42)$$

A quantidade E_P^{CM} pode ser determinada à partir da relação:

$$\frac{E_P^{CM}}{m_P} = \frac{E_R^{Lab}}{m_R} + \frac{E_P^{Lab}}{m_P} - \left[\frac{4E_R^{Lab} E_P^{Lab}}{m_R m_P} \right]^{1/2} \cos(\theta_R^{Lab} - \theta_P^{Lab}) \quad (II.43)$$

Observando as relações acima, notamos que não existe um fator J ou θ_L^{CM} único na transformação para o sistema do centro de massa do recuo. Deste modo,

necessitamos do conhecimento prévio da energia de excitação do núcleo em recuo, ou por outro lado, podemos assumir um referencial de centro de massa que representará uma média de todas as possíveis configurações. Entretanto, verifica-se que as grandezas $J_L(\theta_L)$ e $J_P(\theta_P)$ não apresentam variação significativa no intervalo de energia dos eventos observados em coincidência. Deste modo, ao assumirmos uma determinada energia de excitação, não estaremos cometendo erros significativos, mesmo que esta não esteja muito bem definida.

De acordo com as equações (11.29) e (11.32), os fatores que contribuem para a incerteza nos valores absolutos da secção de choque são essencialmente a incerteza estatística do número de eventos observados, a espessura do alvo, o ângulo sólido, a carga integrada e o tempo morto nos detetores "singles" dos pesados sem folhas. A medida de carga é conhecida com precisão de $\sim 1\%$ (pela calibração do integrador com fontes precisas de corrente) e juntamente com a medida dos ângulos sólidos não contribui de forma significativa para a incerteza final das secções de choque. Os ângulos sólidos são obtidos através da relação geométrica $\Delta\Omega = A/d^2$ onde A corresponde à área subentendida pelo detetor e d é a distância do detetor ao alvo. Os valores dos ângulos sólidos são, portanto, conhecidos com incerteza de 1.5%.

O produto $N_A \Delta \Omega$ pode também ser determinado a partir da comparação da taxa de eventos provenientes do espalhamento elástico em baixas energias com σ_{RULCH} .

Com base nas considerações acima, notamos que a incerteza nas secções de choque absolutas é devida essencialmente à incerteza associada ao número de eventos e à espessura dos alvos. Como já citado anteriormente, a espessura dos alvos foi determinada por pesagem ou medidas com partículas α . Levando-se em conta a incerteza associada às tabelas de perda de energia utilizadas e a uniformidade dos alvos, a incerteza na espessura dos alvos fica determinada dentro de um intervalo de 10%.

Com respeito ao número de eventos, além do erro estatístico, devemos considerar eventualmente a possibilidade de estarmos perdendo alguns de interesse, devido a cortes em energia referentes tanto aos detetores ΔE quanto também às folhas absorvedoras em ângulos dianteiros. Para as medidas que não apresentam problemas quanto a cortes em energia, o erro estatístico contribuiu com uma fração que variou de 6% até 50%.

III. IDENTIFICAÇÃO DE MECANISMOS

De uma forma geral, a análise de correlações angulares entre ions pesados e partículas leves nos permite obter importantes informações a respeito dos mecanismos envolvidos em uma reação entre ions pesados. Estas informações, como veremos adiante, podem ser obtidas à partir da forma da correlação angular como um todo, ou da análise de grandezas envolvidas na cinemática completa do processo. Entretanto, medidas desta natureza apresentam o inconveniente de consumir um tempo de uso do acelerador consideravelmente maior que o necessário para medidas inclusivas. Devido a este fator, alguns produtos de reação que seriam de interesse, acabam por apresentar uma baixa estatística, dificultando assim sua análise. Diante destes fatos, neste trabalho nos restringiremos à análise das correlações angulares entre núcleos de carbono e partículas α .

Em uma reação que envolve somente dois corpos, apenas o conhecimento da massa, do ângulo e da velocidade de uma dada partícula, é necessário para a obtenção das quantidades cinemáticas de interesse. Em nosso caso, as medidas de coincidência se fizeram necessárias pois, assumimos a ocorrência de uma reação primária de dois corpos seguida pela emissão de uma terceira partícula (leve), que acarreta um estado final envolvendo três corpos.

Para cada sistema medido, foram considerados inicialmente três tipos de processos envolvendo o decaimento

seqüencial de um dado fragmento, no caso das correlações C- α :

1) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$

- a) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{11}\text{P} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$
- b) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$
- c) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$

2) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$

- a) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{S} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$
- b) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$
- c) $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow \alpha + ^{16}\text{Ca} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$

3) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

- a) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^4\text{Li} + ^{11}\text{P} \rightarrow ^4\text{Li} + \alpha + ^{27}\text{Al}$
- b) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{10}\text{B}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^4\text{Li} + \alpha + ^{27}\text{Al}$
- c) $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow \alpha + ^{13}\text{S} \rightarrow \alpha + ^4\text{Li} + ^{27}\text{Al}$

A discussão sobre os outros processos possíveis (menos prováveis) será feita posteriormente. Nos processos a), que denominaremos "transferência seguida de evaporação" (TE), assumimos a ocorrência do decaimento seqüencial de um fragmento formado em uma reação de transferência de uma partícula α . Nos processos b), denominados "decaimento seqüencial do projétil" (DSP), o projétil é excitado e sofre uma fragmentação e nos processos c), denominados "transferência massiva seguida de evaporação" (IME), uma

partícula α é emitida num primeiro estágio (em pré-equilíbrio ou não) ocorrendo o decaimento do núcleo residual, ou então uma transferência de um ^{12}C . A princípio, já se pressupõe que o processo de "(ME)" deva ter uma baixa secção de choque para o decaimento de um núcleo por emissão de um ^{12}C ou ^4Li (incluindo fissão assimétrica) devido à elevada barreira Coulombiana no canal de saída.

A forma e magnitude das correlações angulares experimentais devem de alguma forma refletir a contribuição de cada processo mencionado. Na discussão que se segue, vamos pressupor que, somente as contribuições dos processos de "IE" e "DSP" sejam significativas e que seja possível a observação simultânea de ambos os processos, desde que se disponha das condições cinemáticas apropriadas.

Inicialmente analisamos nossos resultados com base nas correlações angulares calculadas em função dos modelos para os vários processos.

i) Em relação ao processo "IE", espera-se que a correlação angular apresente um máximo na direção do momento transferido ao resíduo, ou seja, a direção de recuo do fragmento. Esta direção fica definida como $\theta = 0^\circ$ no sistema de referência do centro de massa do fragmento. Entretanto, devemos ter em mente que não existe uma única configuração cinemática (E^* , θ) para este processo, no que se refere aos núcleos envolvidos no processo primário de dois corpos.

Assim, a correlação angular é construída à partir da contribuição de vários estados excitados do fragmento.

Entretanto se deve atribuir um peso a cada contribuição, peso este que é associado à distribuição de energia do ejetil no processo primário de dois corpos. Tomando-se como exemplo o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, a contribuição dos vários estados excitados do ^{31}P , é ponderada pela probabilidade de excitação dada pelo espectro de energia $d^2\sigma/d\Omega_c dE_c$ dos núcleos de ^{12}C (a cada energia de ^{12}C corresponde uma única energia de excitação do ^{31}P). Podemos neste caso utilizar um espectro inclusivo ou então a soma dos espectros obtidos para cada configuração de detetores (C e α) durante a medida das correlações. A correlação angular simulada $^{12}\text{C}-\alpha$ pode então ser obtida através do estudo do decaimento do núcleo $^{31}\text{P}^*$ supostamente em equilíbrio. A distribuição angular das partículas emitidas para cada energia de excitação do $^{31}\text{P}^*$, nos fornece a correlação angular no centro de massa do núcleo do $^{31}\text{P}^*$ em recuo.

Para uma dada energia de bombardeio, podemos escrever a correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ para o processo "TE" como:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_c d\Omega_\alpha}(\theta_\alpha^{\text{Lab}}) = \sum_Q \frac{d^2\sigma}{d\Omega_c dQ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\alpha(Q, \psi, \theta_\alpha^{\text{Lab}}) \quad (III.1)$$

onde Q e $d^2\sigma/d\Omega_c dQ$ referem-se aos valores de Q para um dado estado excitado do fragmento ^{31}P e ao correspondente valor de secção de choque diferencial (espectro de carbono emitido

em um ângulo ψ no laboratório). Para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, onde medimos a correlação $^6\text{Li}-\alpha$, basta substituímos ^{12}C por ^6Li nas relações anteriores.

ii) Para a construção da correlação angular considerando-se unicamente o processo "DSP", fizemos uso da distribuição angular dos núcleos de ^{14}O excitados num suposto processo primário de dois corpos e também do espectro $d^2\sigma/d\Omega_c dE_c$ dos núcleos de ^{12}C . Neste caso, devemos lembrar que cada valor de energia cinética de ^{12}C , pode corresponder à contribuição de vários estados excitados do ^{14}O , pois, ao contrário do caso de "TE" os núcleos de ^{12}C não foram formados num processo primário.

Para cada ângulo de detecção das partículas α , o valor da secção de choque duplamente diferencial $d^2\sigma/d\Omega_c d\Omega_\alpha$ é então obtido a partir da contribuição de dois fatores. O primeiro, refere-se ao valor da secção de choque para uma dada energia do ^{12}C $d^2\sigma/d\Omega_c dQ$ (a essa energia, corresponde um dado valor de energia de excitação do ^{14}O). O segundo fator refere-se ao valor da secção de choque diferencial $d\sigma/d\Omega(\psi)$ do ^{14}O correspondente ao ângulo de emissão do mesmo, nesta configuração. (ψ).

Podemos então escrever para uma dada energia de bombardeio:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_c d\Omega_\alpha}(\theta_\alpha^{\text{Lab}}) = \sum_n \sum_Q \frac{d^2\sigma}{d\Omega_c dQ}(Q, \theta_p, n) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^{16}\text{O}}(\psi(Q, \theta_p, n, \theta_\alpha^{\text{Lab}})) \quad (\text{III.2})$$

onde Ω e $d^2\sigma/d\Omega_c d\Omega$ referem-se aos valores de Ω para um dado estado excitado de ^{14}O e ao valor da secção de choque na distribuição de energias do ^{12}C emitido em um ângulo θ_p . O índice n diz respeito à contribuição das distribuições de energia de ^{12}C (descritas de forma discreta) nos vários ângulos $\theta_\alpha^{L=0}$. A somatória destas distribuições reconstituiria o espectro inclusivo de ^{12}C para este processo.

Não havendo interferência entre os vários processos possíveis, uma análise das correlações angulares experimentais baseada nos modelos descritos, nos permite verificar se as suposições feitas a respeito dos mecanismos estão corretas, bastando para tal, ajustar a forma e magnitude das mesmas considerando-se os dois processos em conjunto. Possivelmente será necessária uma normalização independente para cada processo para se levar em conta as contribuições relativas.

Além das correlações angulares $d^2\sigma/d\Omega_c d\Omega_\alpha(\theta_c, \theta_\alpha)$, os espectros exclusivos das partículas α e ^{12}C podem fornecer informações importantes para a identificação dos mecanismos.

A ocorrência do processo de "TE", por exemplo, implica em que a energia mais provável do ^{12}C deve permanecer constante como função de $\theta_\alpha^{L=0}$, pois, cada valor de energia corresponde a um dado estado excitado do fragmento ^{11}P formado no processo primário e portanto, o decaimento posterior do mesmo por partículas α não influenciaria seu valor. Por outro lado, ocorrendo o processo "DSP", o valor

da energia mais provável dos núcleos de ^{12}C depende do ângulo de observação da partícula α , pois, estes não são gerados num processo primário de dois corpos.

Estas características podem ser visualizadas de uma maneira muito clara, se considerarmos, ao invés das energias cinéticas do ^{12}C , as energias relativas entre pares de núcleos, isto é, $E_{\text{C}-\alpha}$, $E_{\alpha-\text{A}_1}$ ou $E_{\text{C}-\text{A}_1}$. Se está ocorrendo um decaimento seqüencial, as energias $E_{\alpha-\text{A}_1}$, $E_{\text{C}-\alpha}$ ou $E_{\text{C}-\text{A}_1}$ devem ser constantes em função de $\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$ para os processos "TE", "DSP" ou "TME", respectivamente.

III.1. Espectros de Energia Relativa vs Q

A análise de espectros de energia relativa (E_{rel} vs Q) obtidos a partir de uma cinemática de três corpos nos permite evidenciar, sem ambigüidade, a ocorrência de um decaimento seqüencial. A observação dos espectros de valores de "Q" para os três sistemas estudados mostra um acordo com o que se observa também na figura (II.7) (espectro E_{rel} vs E_{α}), ou seja, grande parte dos eventos observados correspondem aos componentes do canal final no estado fundamental. Na figura (III.1), notamos para o sistema $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, uma pequena contribuição de eventos correspondentes ao primeiro estado excitado do ^6Li (2.2 MeV). Nas figuras (III.2), (III.3) e (II.8), apresentamos os espectros bidimensionais de energia relativa vs Q para os sistemas $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$. Para os sistemas

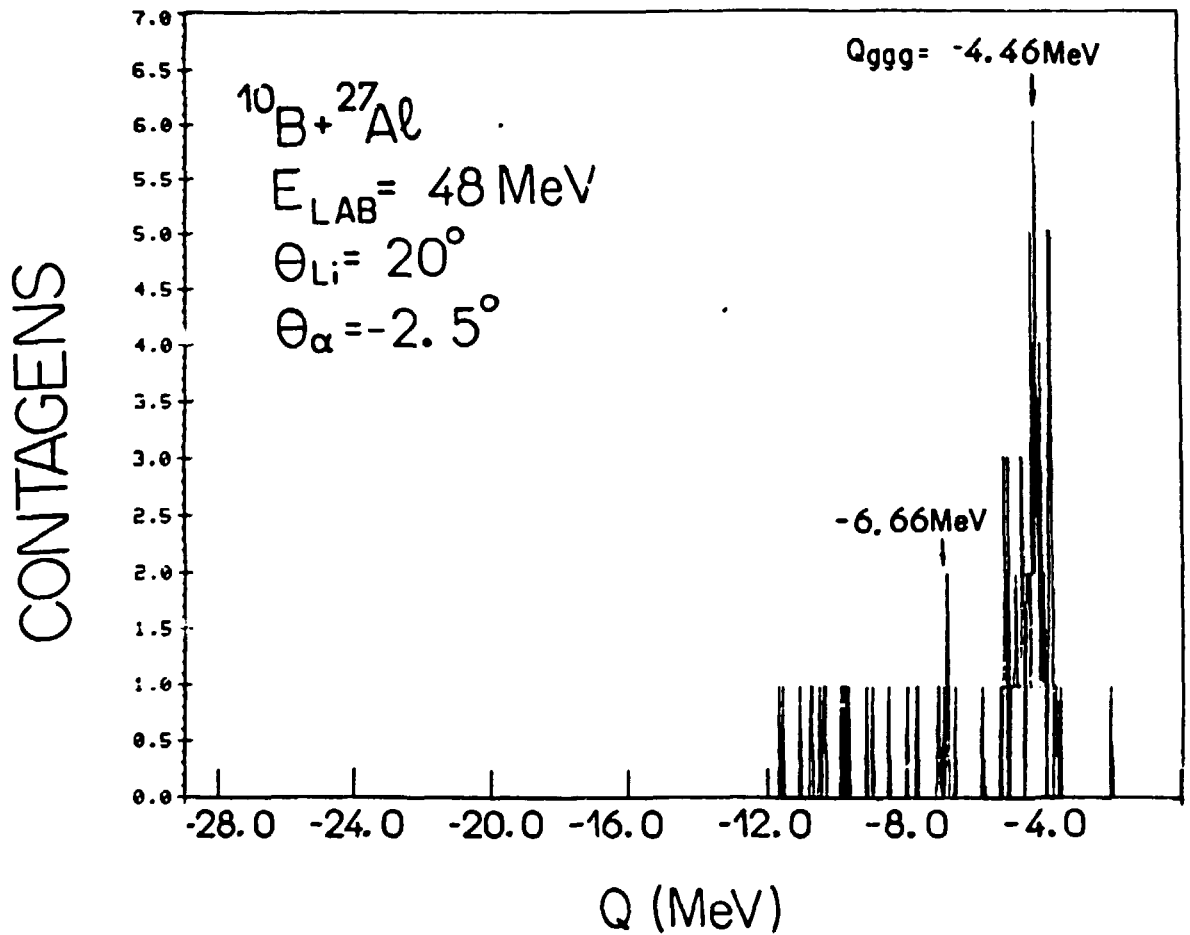


Fig. III.1 - Espectro de valores de "Q" obtido com uso da cinemática de três corpos para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$. Nota-se o predomínio de eventos com os componentes do canal final α , ^6Li e ^{27}Al no estado fundamental ($Q = -4.46 \text{ MeV}$). Existe neste caso, pequena contribuição de eventos com o núcleo de ^6Li em seu primeiro estado excitado que equivale a $E = 2.2 \text{ MeV}$ ($Q = -6.66 \text{ MeV}$).

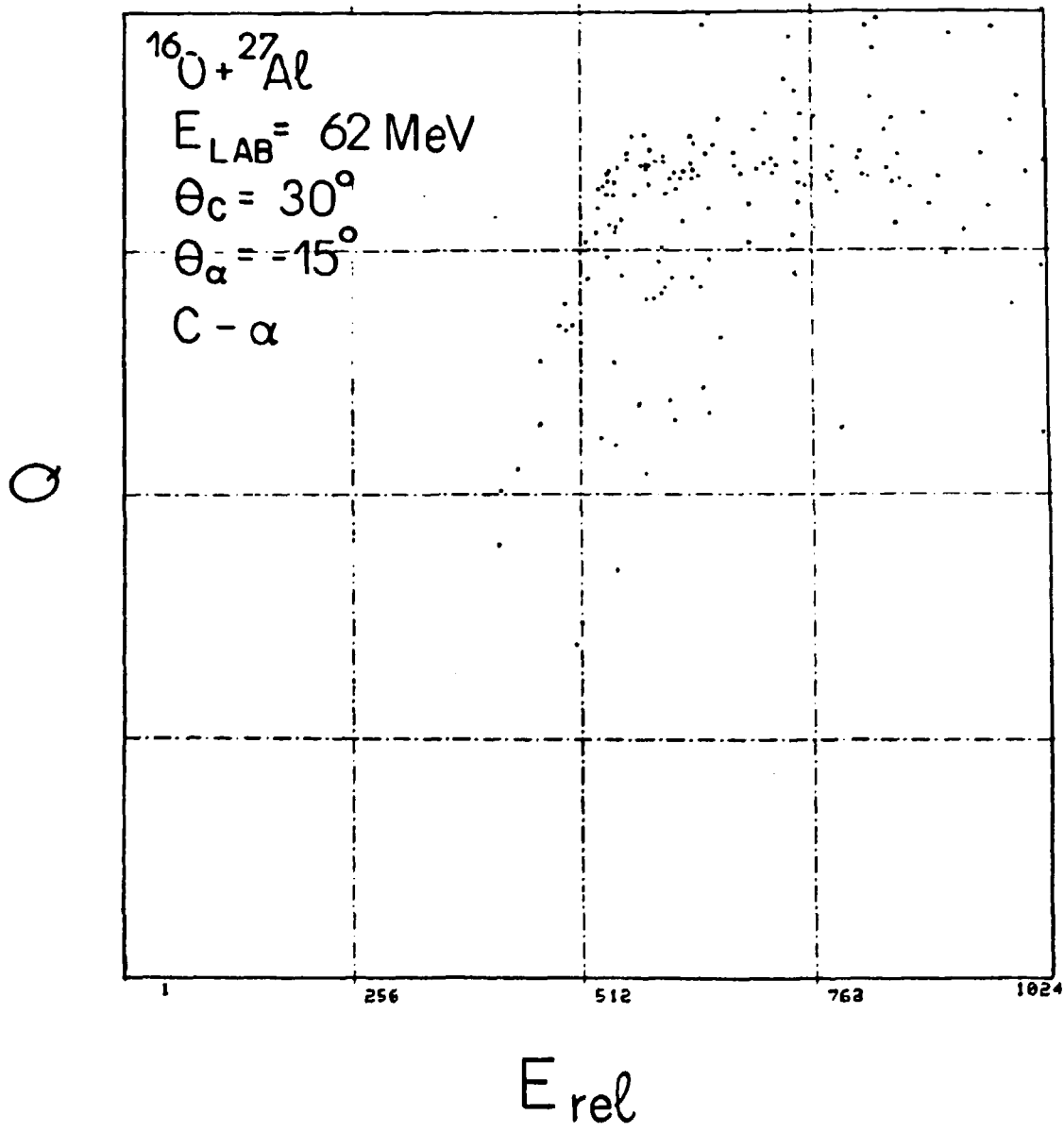
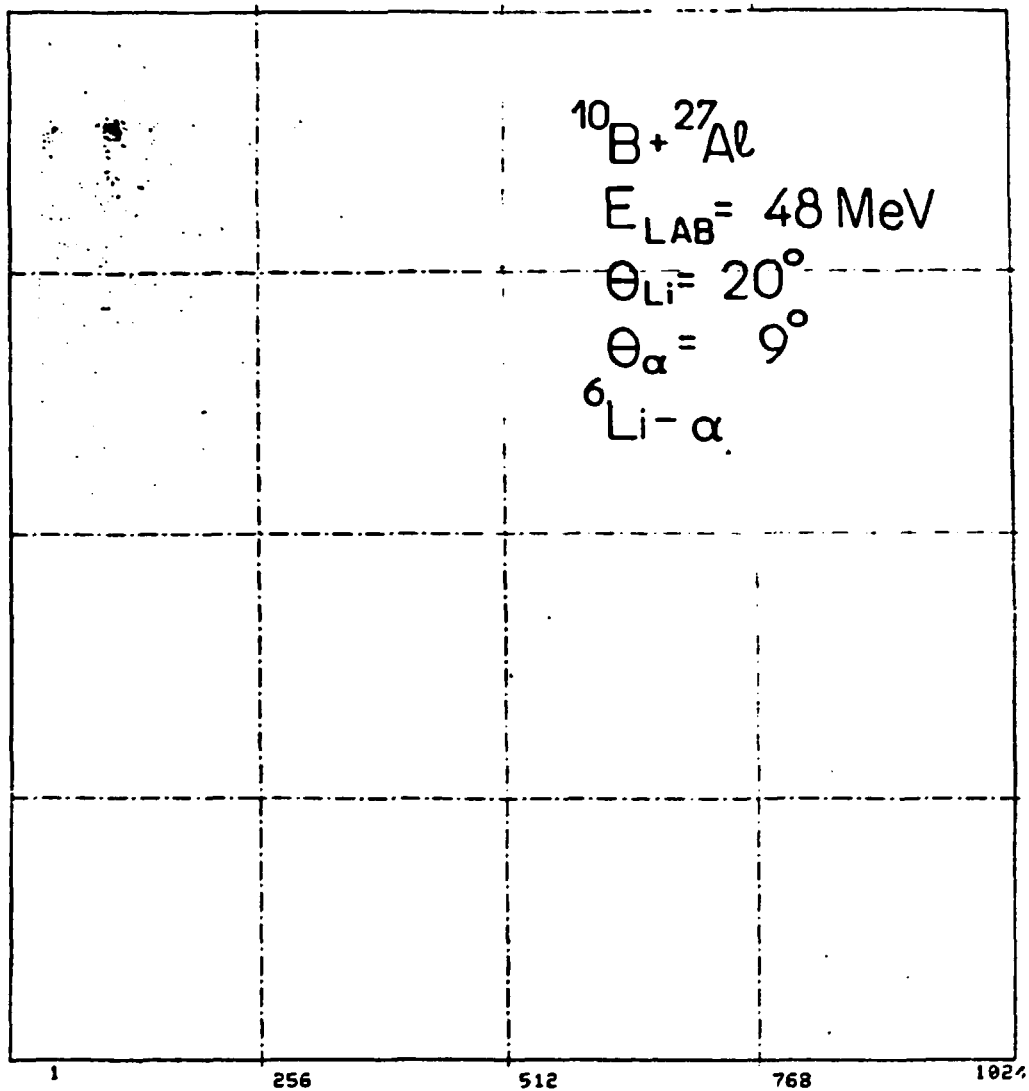


Fig. III.2 - Espectro bidimensional de energia relativa vs. "Q" para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ quando se calcula a energia relativa C- α .

Q



768

512

256

1

E_{rel}

Fig. III.3 - Espectro bidimensional de energia relativa vs. "Q" para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ quando se calcula a energia relativa $^6\text{Li} - \alpha$.

$^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ existe, também, uma pequena contribuição de eventos referentes a núcleos de ^{12}C excitados no primeiro estado (4.4 MeV). Em caso de processos seqüenciais os picos, que eventualmente se observaria nos espectros de energia relativa, devem apresentar um valor constante $E = E_{j,k}$ (j e k correspondem a C- α , Li- α , Al- α ou Si- α) em função do ângulo de detecção das partículas α , $\theta_{\alpha}^{\text{Lab}}$.

Para facilitar a visualização do conceito de energia relativa e também termos as informações dos valores de diferenças de massa envolvidos nos dois processos considerados, podemos analisar as figuras (III.4) a (III.6), que apresentam estas grandezas para os três sistemas estudados. Devido à sua predominância, analisamos nossos dados somente em base à possibilidade dos eventos corresponderem aos componentes do canal final $^{12}\text{C}, \alpha$ e ^{27}Al , no estado fundamental.

Nas figuras (III.7) a (III.9), exibimos, para os três sistemas, cálculos de energia relativa em função do ângulo $\theta_{\alpha}^{\text{Lab}}$ supondo-se que todos os eventos correspondam ao processo de "TE" ($E_{A_1} - \alpha$ ou $E_{B_1} - \alpha$), ou ao processo de "DSP" ($E_C - \alpha$ ou $E_{L_1} - \alpha$). Para os ângulos mais traseiros, ($\theta_{\alpha} < -40^\circ$) devido ao problema de baixa estatística, acabamos por efetuar o cálculo de um valor médio de energia relativa levando-se em conta o espectro completo obtido em determinado ângulo. Neste caso, o mesmo procedimento foi adotado para os espectros em ângulos dianteiros, embora estes apresentem um número maior de eventos e picos com

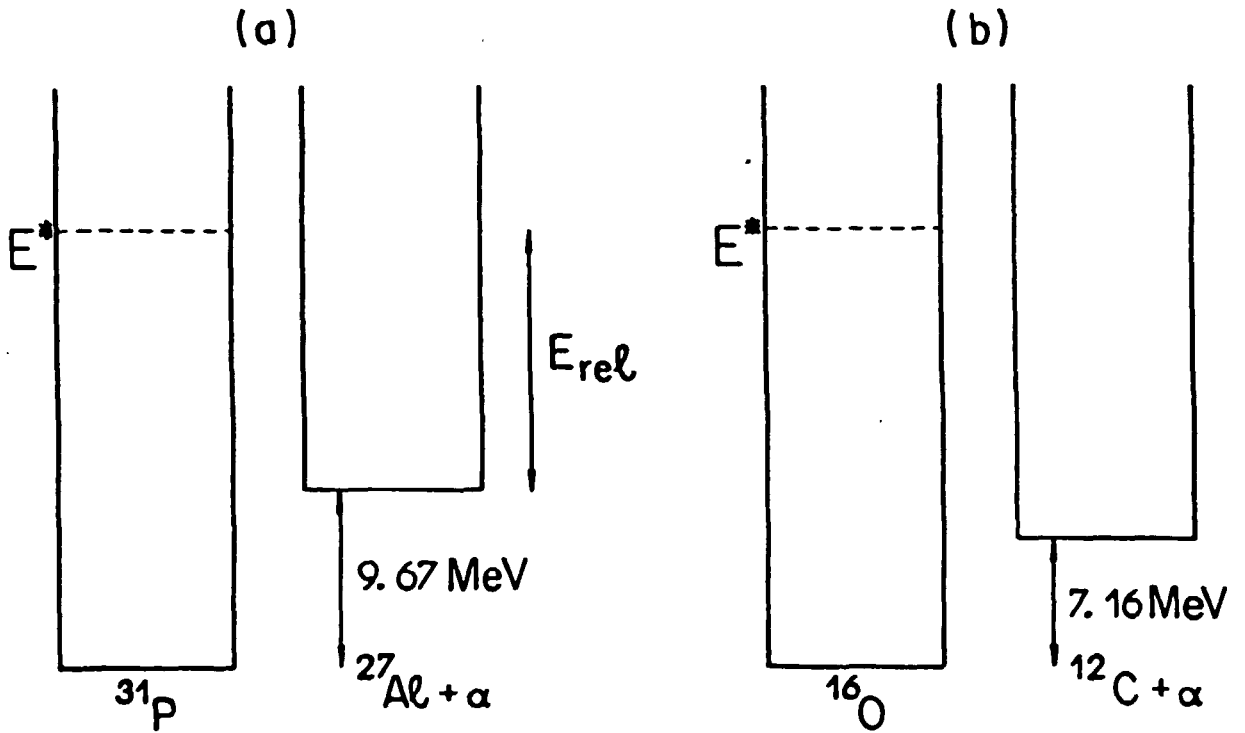
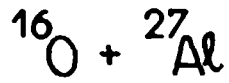


Fig. III.4 - Diagrama mostrando as diferenças de massa envolvidas nos processos sequenciais estudados no sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$.

a) Decaimento do ^{31}P em $^{27}\text{Al} + \alpha$.

b) Decaimento do ^{16}O em $^{12}\text{C} + \alpha$.

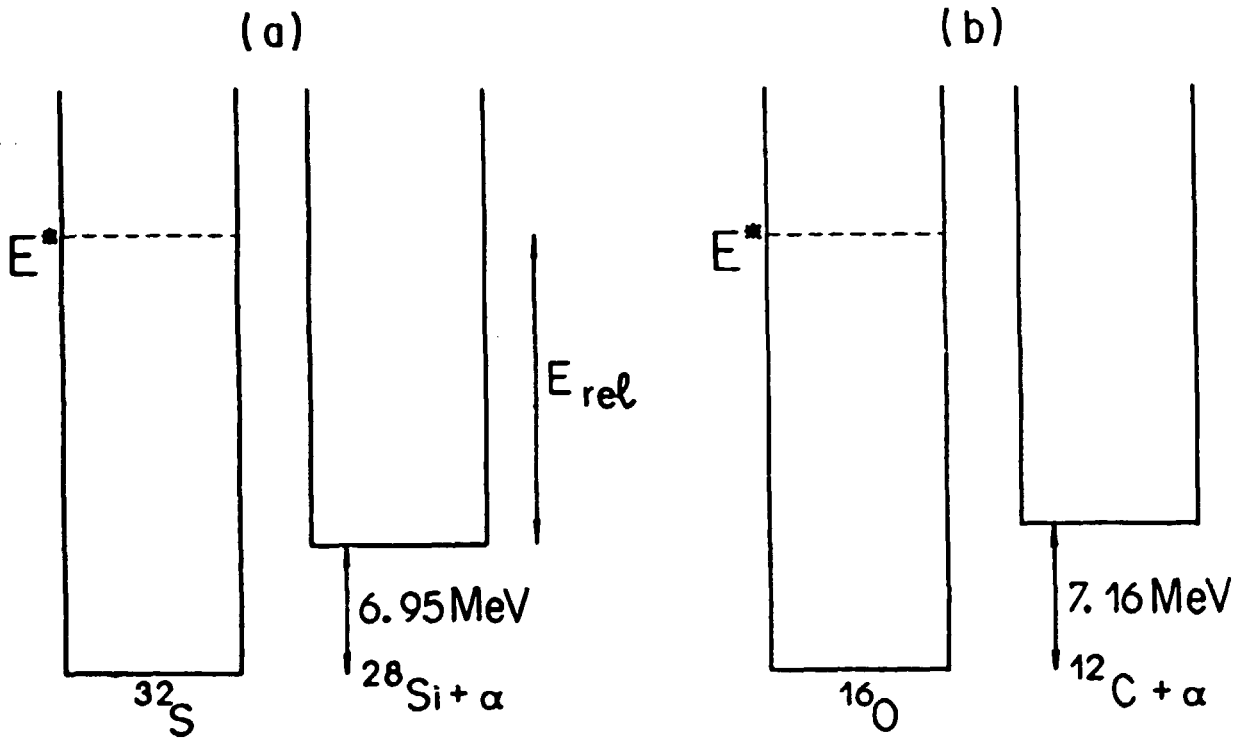
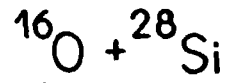


Fig. III.5 - idem à figura III.17 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

a) Decaimento do $^{32}\text{S}^*$ em $^{28}\text{Si} + \alpha$.

b) Decaimento do $^{16}\text{O}^*$ em $^{12}\text{C} + \alpha$.

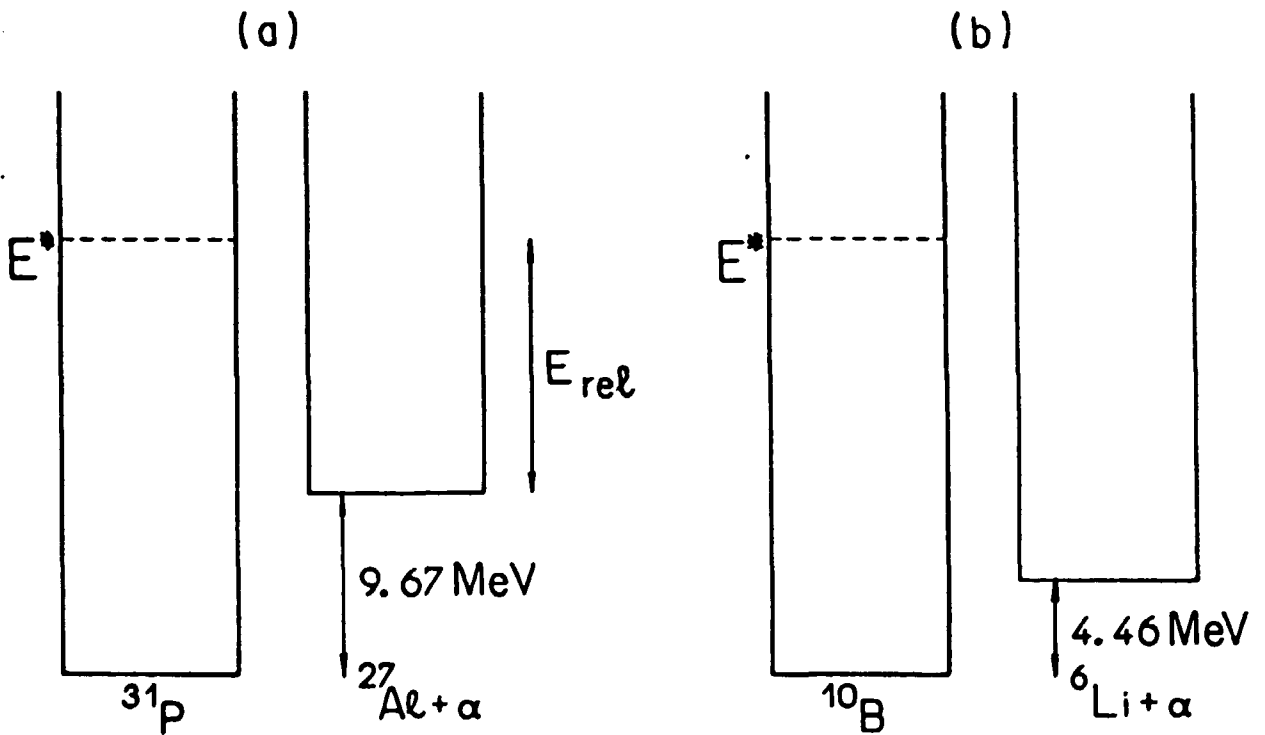
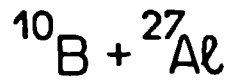


Fig. III.6 - ídem à figura III.17 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

- a) Decaimento do $^{31}\text{P}^*$ em $^{27}\text{Al} + \alpha$.
- b) Decaimento do $^{10}\text{B}^*$ em $^6\text{Li} + \alpha$.

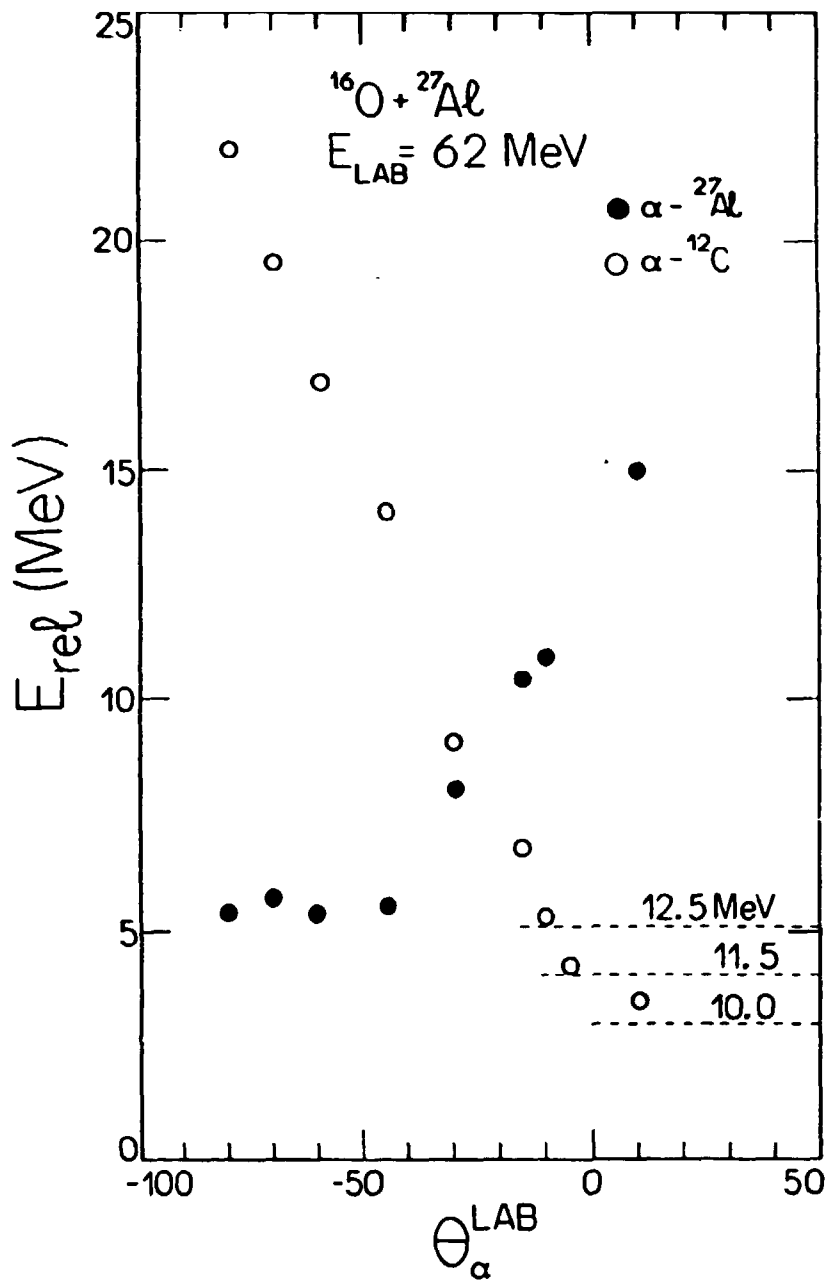


Fig. III.7 - Energias cinéticas do movimento relativo entre α e ^{27}Al e α e ^{12}C em função do ângulo de detecção das partículas α ($\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$) para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$. As linhas tracejadas correspondem aos limites cinemáticos para a contribuição dos estados referentes às energias de excitação do projétil mostradas.

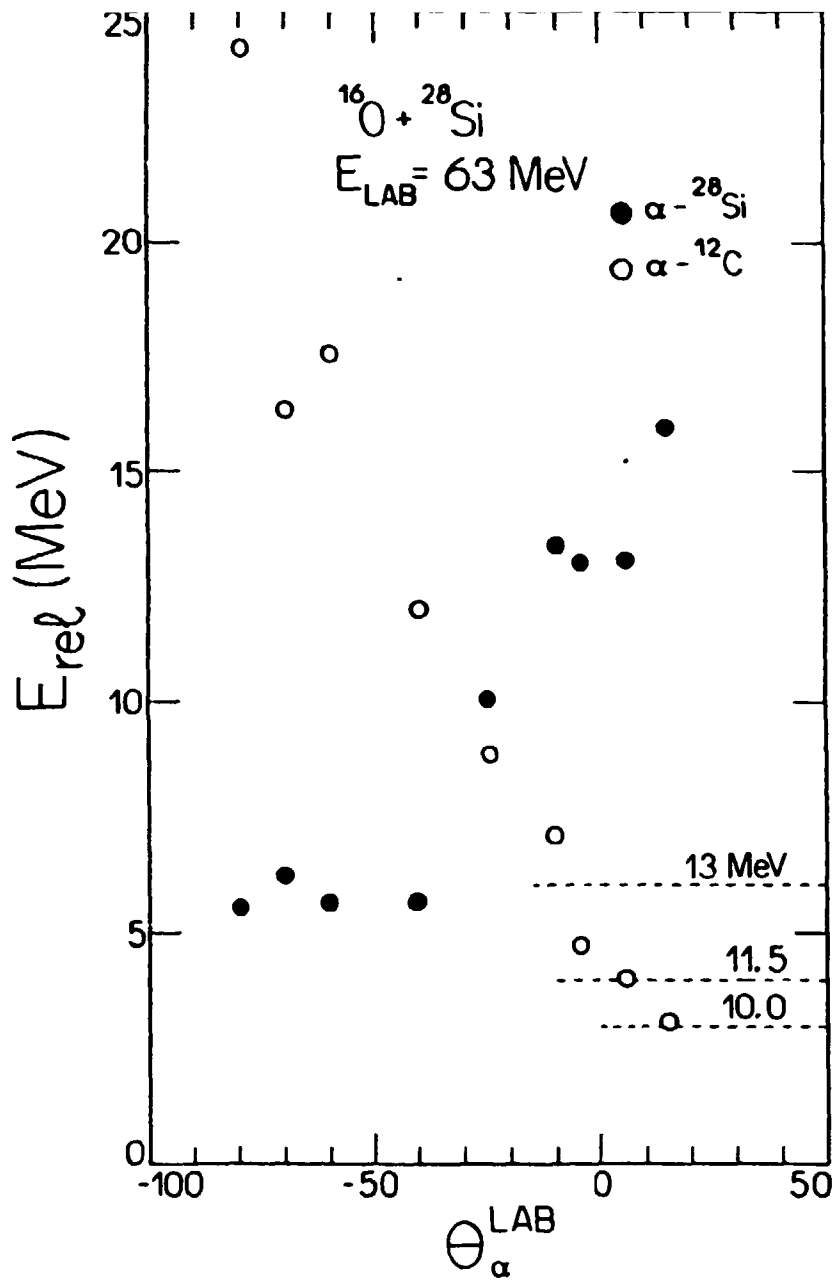


Fig. III.8 - idem à figura III.7 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e energias relativas $\alpha - ^{28}\text{Si}$ e $\alpha - ^{12}\text{C}$.

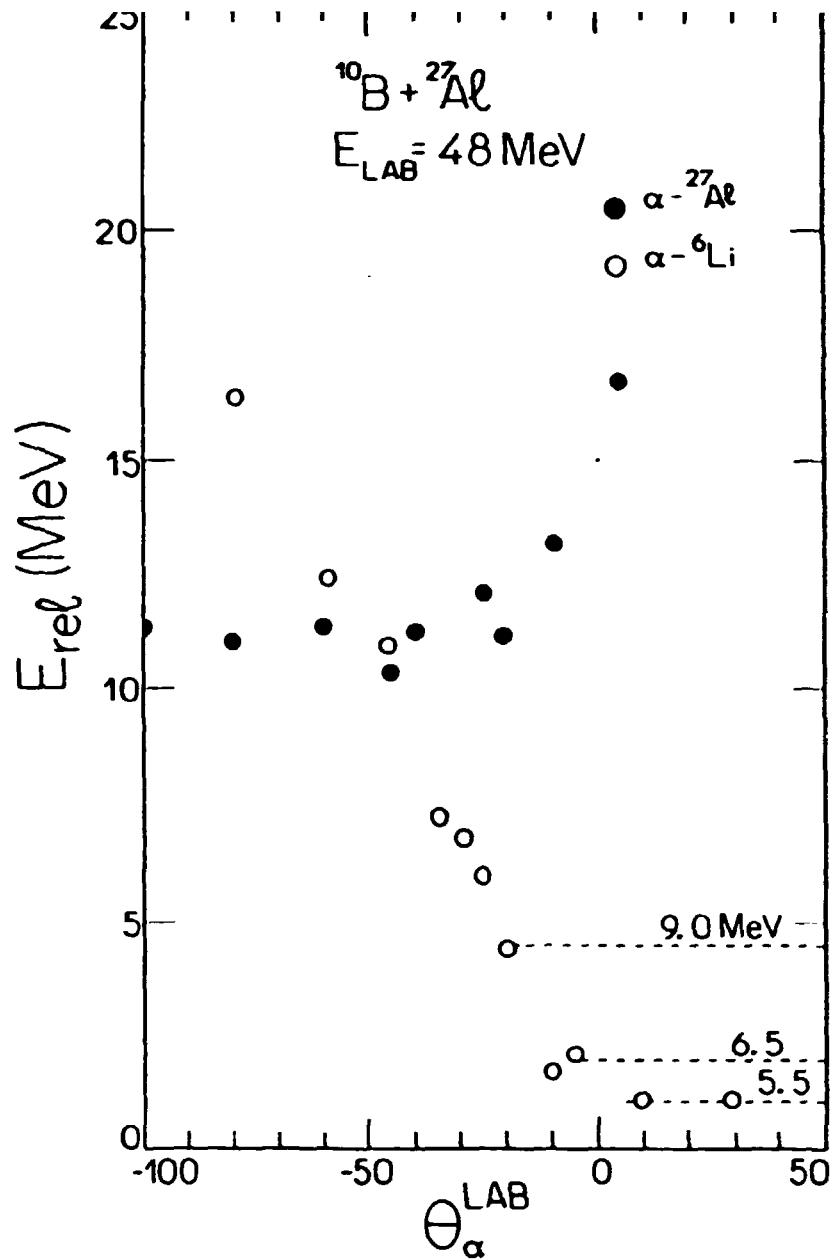


Fig. III.9 - Idem à figura III.7 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ e energias relativas $\alpha - ^{27}\text{Al}$ e $\alpha - ^6\text{Li}$.

melhor definição. Poderia se atribuir, a estas energias relativas, incertezas compatíveis com os desvios dos valores médios calculados, podendo estes desvios atingir valores de 5 a 50%, dependendo da estatística.

Quando assumimos que todos os eventos correspondem ao processo de "TE", notamos que para os três sistemas, em ângulos traseiros negativos, a energia relativa $E_{\alpha, -\alpha}$ (ou $E_{\alpha, -\alpha}$) permanece constante, demonstrando ser o decaimento seqüencial do ^{31}P (ou ^{32}S) o processo predominante neste intervalo angular ($-100^\circ < \theta_\alpha < -30^\circ$). Para ângulos dianteiros esse fato não é observado, sugerindo, portanto, a predominância de outro processo.

Na tabela III.1, apresentamos os resultados obtidos para as energias de excitação mais prováveis E_{jk}^* do núcleo intermediário a partir da análise das ~~energias~~ energias relativas, utilizando a relação $E_{j-k} = E^* + Q_{\alpha}$, onde Q_{α} corresponde ao valor de "Q" para o decaimento do núcleo intermediário nos produtos finais no estado fundamental.

TABELA III.1

Sistema	Núcleo Int.	Q_{E1} (MeV)	E_{j-k} (MeV)	E_{jk}^* (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	^{31}P	-9.67	5.5	15.1
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	^{32}S	-6.95	5.5	12.5
$^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$	^{31}P	-9.67	11.0	21.7

Quando se assume que todos os eventos se referem ao processo de "DSP", observa-se que na região de ângulos dianteiros, $-20^\circ < \theta_\alpha < +30^\circ$, os valores de $E_{\alpha-\alpha}$ (ou $E_{\alpha-\alpha}$) tende a ser praticamente constante. Entretanto, não observamos um único valor para a energia relativa. Isto se deve ao fato de que não existe um único estado do núcleo intermediário contribuindo, de forma predominante, em todo o intervalo angular dianteiro, pois a cinemática do processo de decaimento seqüencial do projétil excitado num certo estado determina uma janela angular estreita na qual o processo pode ser observado. Estes fatos podem ser constatados na figura (III.10), que apresenta espectros de energia relativa em função de $\theta_\alpha^{L=0}$ para o sistema $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, onde notamos a contribuição de diferentes estados em ângulos dianteiros. A energia relativa, na maioria dos casos, ficou definida dentro de um intervalo de aproximadamente 500 keV.

No caso do sistema $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, os estados do projétil excitado ^{10}B que contribuem no processo, são basicamente: $E_{^{10}\text{B}} = 5.2, 5.6, 6.0, 7.0$ e 7.4 MeV.

Para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ os estados que contribuem são essencialmente os mesmos, situando-se em um intervalo de energia de excitação do projétil ^{16}O entre 9 e 15 MeV. Explicitamente, $E_{^{16}\text{O}} \approx 9.7, 10.4, 11.5, 12.4, 13.0$ e 15.0 MeV.

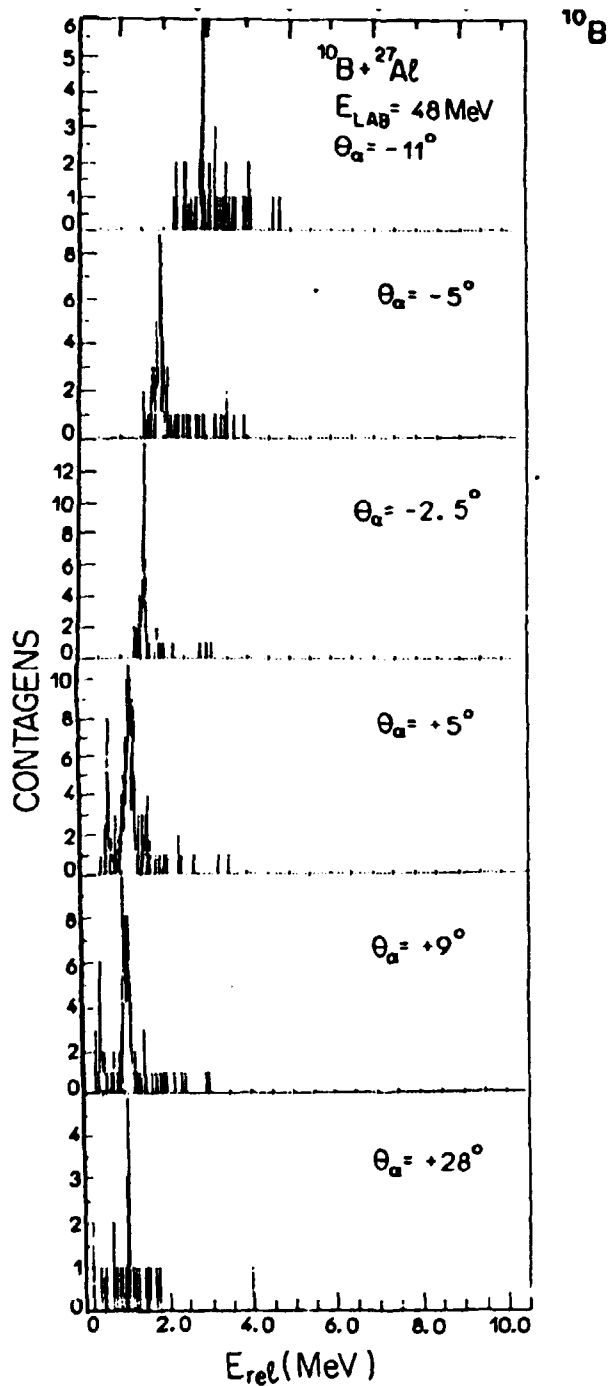
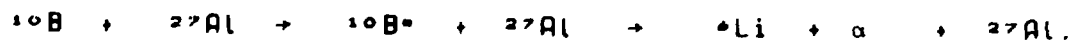


Fig. III.10 - Espectros de energia relativa α - ^6Li para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ em vários ângulos $\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$. Estes espectros possuem somente a contribuição dos componentes finais no estado fundamental para o processo:



Nota-se a contribuição de estados diferentes quando se varia $\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$, devido ao limite cinemático.

De acordo com Baldock e colaboradores²⁴⁾, no que se refere ao ^{14}O , os estados encontrados especificamente podem ser associados a estados de aglomerado $^{12}\text{C}-\alpha$, com larguras Γ_α significativas decaindo para o estado fundamental do ^{12}C . Estes estados, para o ^{14}O , seriam os correspondentes a $E^* (\text{MeV}) (J^\pi, \Gamma_\alpha (\text{keV})) = 9.60(1^-, .510), 10.35(4^+, .27), 11.52(2^+, .74), 11.63(3^-, .800), 13.02(2^+, .150), 13.13(3^-, .90), 14.66(5^-, .700), 14.82(6^+, .28), 16.23(6^+, .490) \text{ e } 21.01(7^-, .750)$.

Nota-se que nossos resultados estão em acordo com essa descrição. Em particular, nos ângulos θ_α^m correspondentes aos máximos das correlações angulares para os sistemas $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al} (\theta_\alpha^m \cong -10^\circ)$ e $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si} (\theta_\alpha^m \cong -5^\circ)$, o estado do ^{14}O correspondente a $E^* = 11.63 \text{ MeV}$ é o que apresenta contribuição mais significativa.

Pode-se fazer uma consideração a respeito das intensidades observadas, analisando os valores de Γ_α para estes estados. A princípio, os estados com maior valor Γ_α devem apresentar uma maior contribuição.

Devido à resolução experimental é difícil distinguir entre certos estados, entretanto, pode-se inferir que os estados observados experimentalmente correspondem a $E^*(J^\pi, \Gamma_\alpha) = 9.600(1^-, .150), 11.63(3^-, .800), 14.66(5^-, .700) \text{ e } 13.02(2^+, .150)$.

Para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, de acordo com a referência 27, os estados do ^{10}B com $E^*(J^\pi) = 5.18(1^+)$ e $7.56(0^+)$ MeV, apresentam uma componente importante de configuração de aglomerado $^6\text{Li} + \alpha$. Este fato também está de acordo com nossa

observação. No entanto, não se tem maiores informações a respeito das larguras destes estados, não podendo ser feita alguma consideração a respeito das intensidades observadas.

Convém ressaltar que, quando nos referimos às "intensidades observadas", devemos tomar o cuidado de lembrar que em um dado espectro de energias relativas, o ângulo sólido no referencial do centro de massa varia como função de E_{rel} , o que dificulta uma análise quantitativa.

Outro aspecto importante nesta análise da energia relativa é o que diz respeito à sua dependência com o ângulo de observação da partícula α caso os processos de "TE" ou "DSP" sejam considerados. Em base à cinemática de três corpos podemos associar a um dado conjunto de grandezas cinemáticas, isto é, $E_{\alpha}(E_{Li})$, E_{α} , $\theta_{\alpha}(\theta_{Li})$ e θ_{α} , um único valor para a energia e ângulo da partícula não detetada (^{27}Al ou ^{28}Si) e, para este conjunto, a energia relativa terá um valor associado caso o processo seja considerado como sendo de "TE" ou um outro valor para o caso "DSP".

Por exemplo, para o sistema $^1_0D + ^{27}_{13}Al$, ao assumirmos que somente o mecanismo de transferência seguida de evaporação esteja ocorrendo, para os ângulos dianteiros, não existem eventos referentes a este mecanismo em número significativo. Os eventos aí correspondem à energias relativas $\alpha - ^{12}C$ constantes. Logo, os valores de energia relativa obtidos vão ser os correspondentes à configuração cinemática no processo de transferência seguida de evaporação ($E_{\alpha_{TE}} = E_{\alpha_{TE}}, \theta_{\alpha_{TE}}$), que está associada ao estado

do núcleo de ^{16}O que contribui no mecanismo de decaimento sequencial do projétil, que predomina nesta região angular. Nas figuras (III.11) a (III.13) mostramos os cálculos de energia relativa para os três sistemas, juntamente com os valores previstos pela cinemática de três corpos. Como podemos observar, os valores experimentais estão em bom acordo com os valores previstos.

Como suposto, inicialmente, somente os processos "TE" e "DSP" parecem estar presentes de forma clara, embora o processo de transferência massiva seguida de evaporação ("TME"), que acreditamos ser menos provável, possa também estar presente.

Entretanto, devido ao comportamento da energia relativa em função do ângulo $\theta_{\alpha}^{L^*B}$, uma análise para o processo de "TME" torna-se difícil. Isto se deve ao fato de que ao supormos, por exemplo, que todos os eventos em ângulos traseiros correspondam a este processo, a variação em energia relativa com o ângulo $\theta_{\alpha}^{L^*B}$ mostra-se muito pequena para as configurações cinemáticas, deste processo, associadas às do processo de "TE", que predomina nesta região angular. O mesmo acontece com o caso do processo "DSP" em ângulos dianteiros. Sendo assim, devido a este comportamento, praticamente constante dentro das incertezas experimentais, não existe a sensibilidade necessária para podermos dizer se o processo de "TME" apresenta ou não uma contribuição. Apesar disso, conforme já mencionamos, acreditamos que este processo não deva apresentar

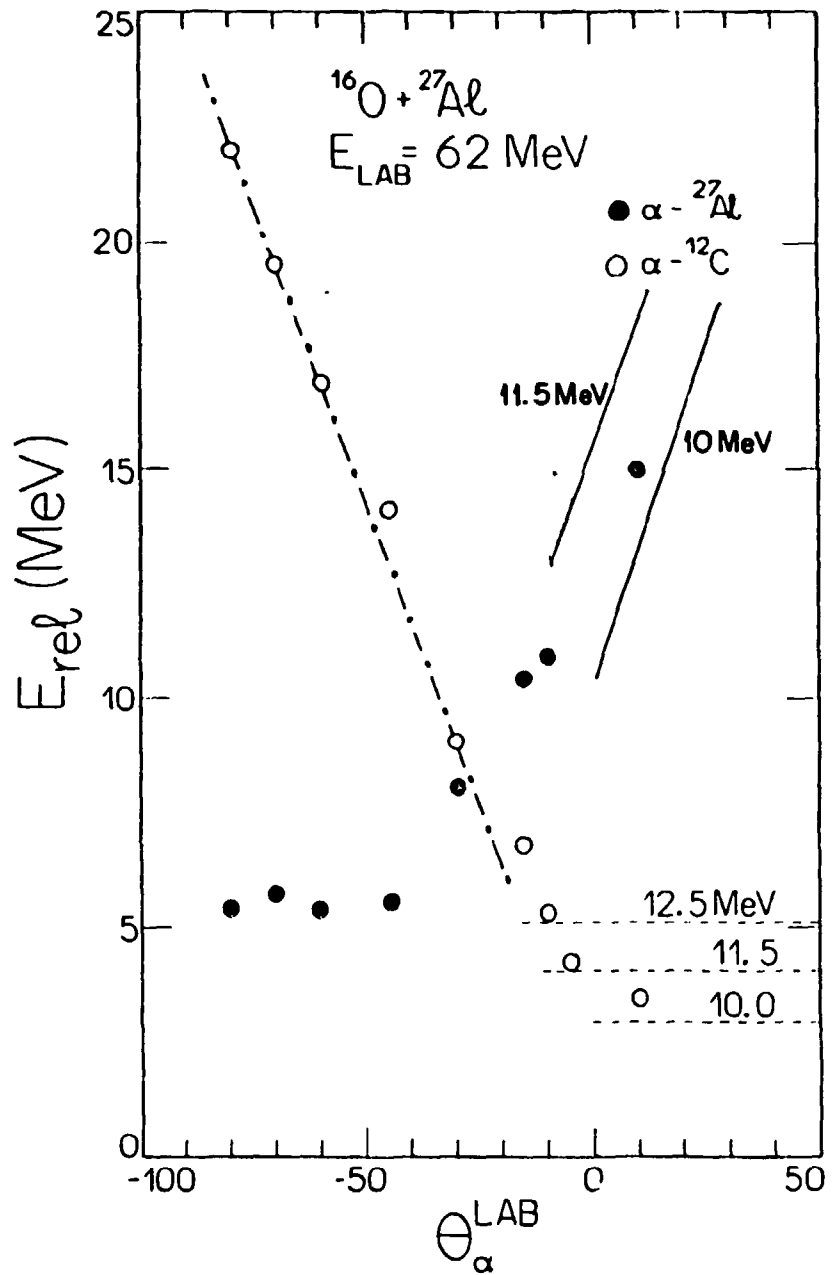


Fig. III.11 - Energias relativas $\alpha - ^{27}\text{Al}$ e $\alpha - ^{12}\text{C}$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, mostrando as previsões da cinemática de três corpos para o comportamento das mesmas em função de $\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$ quando se assume, para uma dada região angular, a ocorrência de um processo que não contribui significativamente.

----- DSP

TE

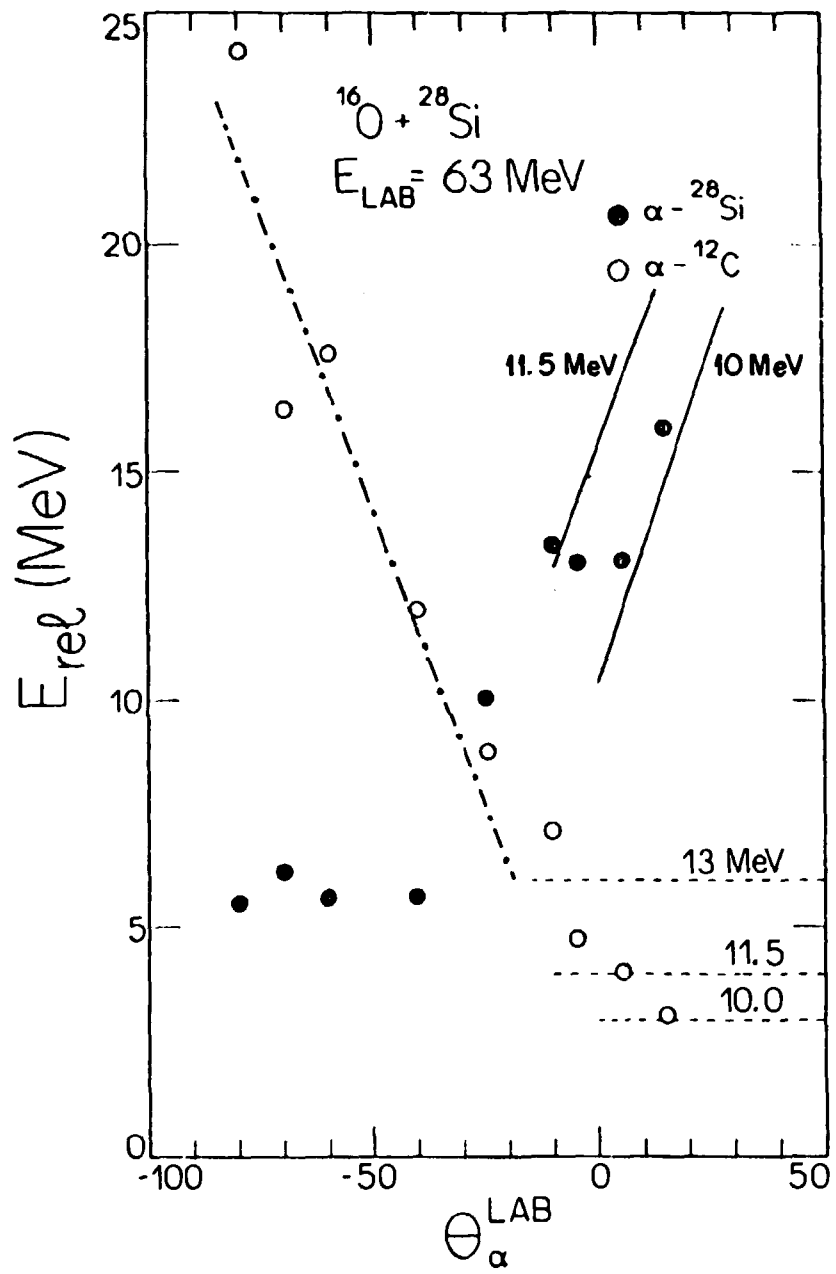


Fig. III.12 - ídem à figura III.11 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

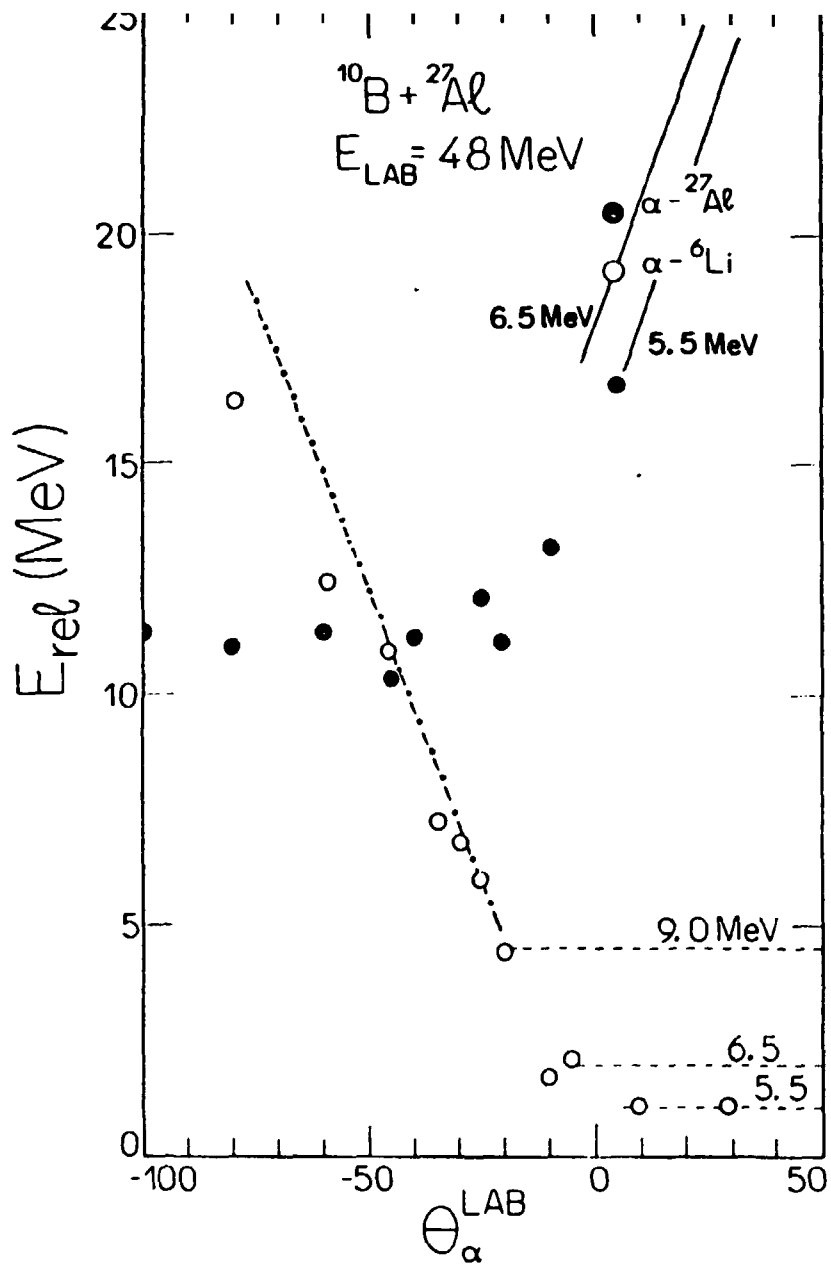


Fig. III.13 - idem à figura III.11 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

contribuição significativa devido à baixa penetrabilidade da barreira para núcleos de ^{12}C .

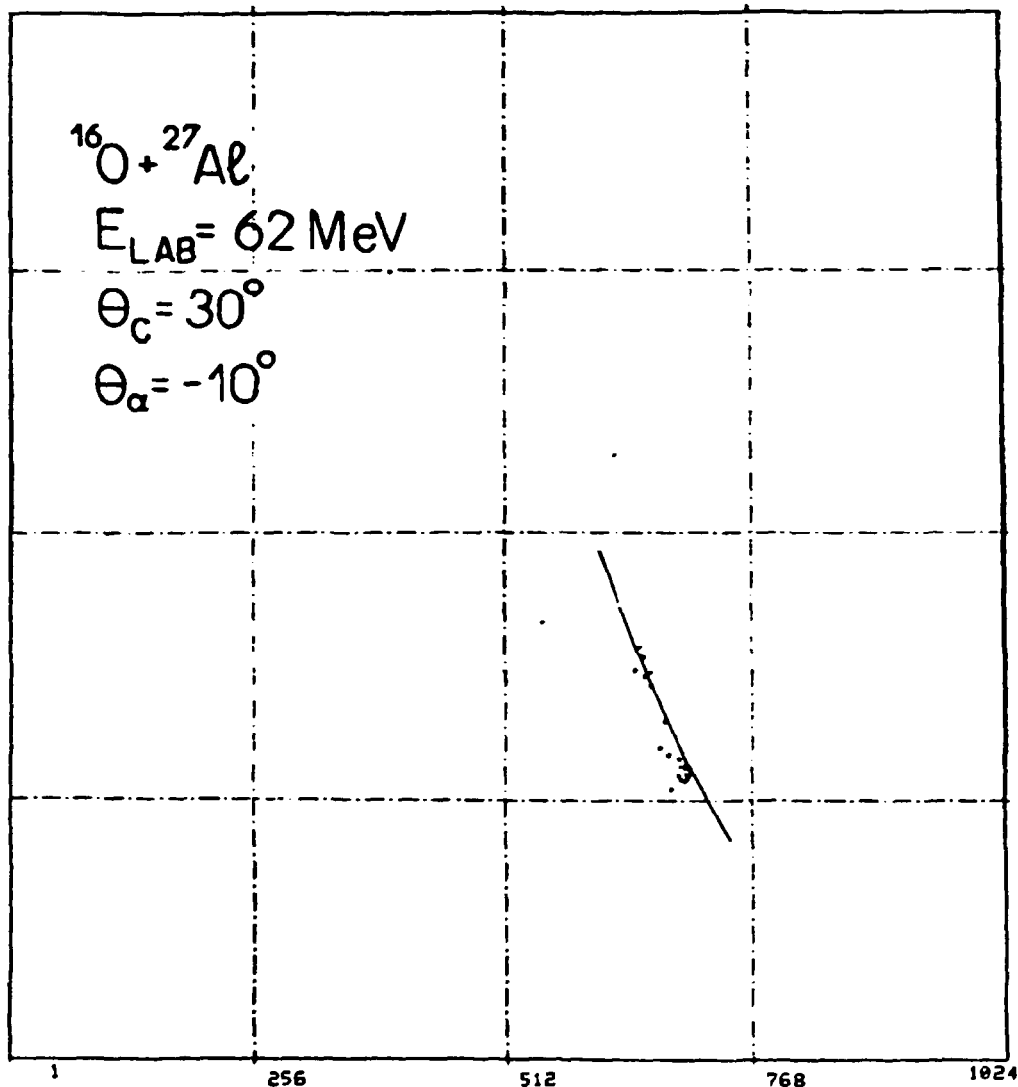
III.2. Espectros de Energia de Excitação vs Ângulo

Fazendo uso de relações de cinemática de três corpos, podemos, a partir do conhecimento da energia e ângulo do ^{12}C (ou ^6Li) e da partícula α , determinar a energia de excitação e o ângulo de emissão do núcleo intermediário, pressupondo o conhecimento do processo.

Ao assumirmos que todos os eventos correspondem, em ângulos dianteiros, ao processo de "DSP", conforme sugerem as figuras (III.7) a (III.9), obtemos espectros bidimensionais, que são mostrados nas figuras (II.9), (III.14) e (III.15) para os sistemas $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ e $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$. As projeções nos eixos de energia de excitação e ângulo são mostradas nas figuras (III.16) a (III.18). Observa-se que a configuração predominante é aquela que possui todos os componentes no estado fundamental. Os resultados estão de pleno acordo com as conclusões obtidas a partir dos dados de E_{exc} vs θ (vide fig.II.8).

Este método apresenta-se, portanto, como uma maneira alternativa para a identificação de mecanismos. As energias de excitação são definidas para a maioria dos casos, com precisão de aproximadamente 500 keV.

No que se refere ao processo de "TE", o reduzido número de eventos nos ângulos traseiros negativos acaba por

*
 $E_{^{16}\text{O}}$ 

750

500

250

 $\theta_{^{16}\text{O}}$

Fig. III.14 - Espectro bidimensional de energia de excitação do núcleo intermediário como função do ângulo de emissão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$. O processo considerado corresponde a $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$. A linha contínua refere-se à previsão da cinemática de três corpos para o lugar geométrico dos eventos que correspondem as partículas finais no estado fundamental.

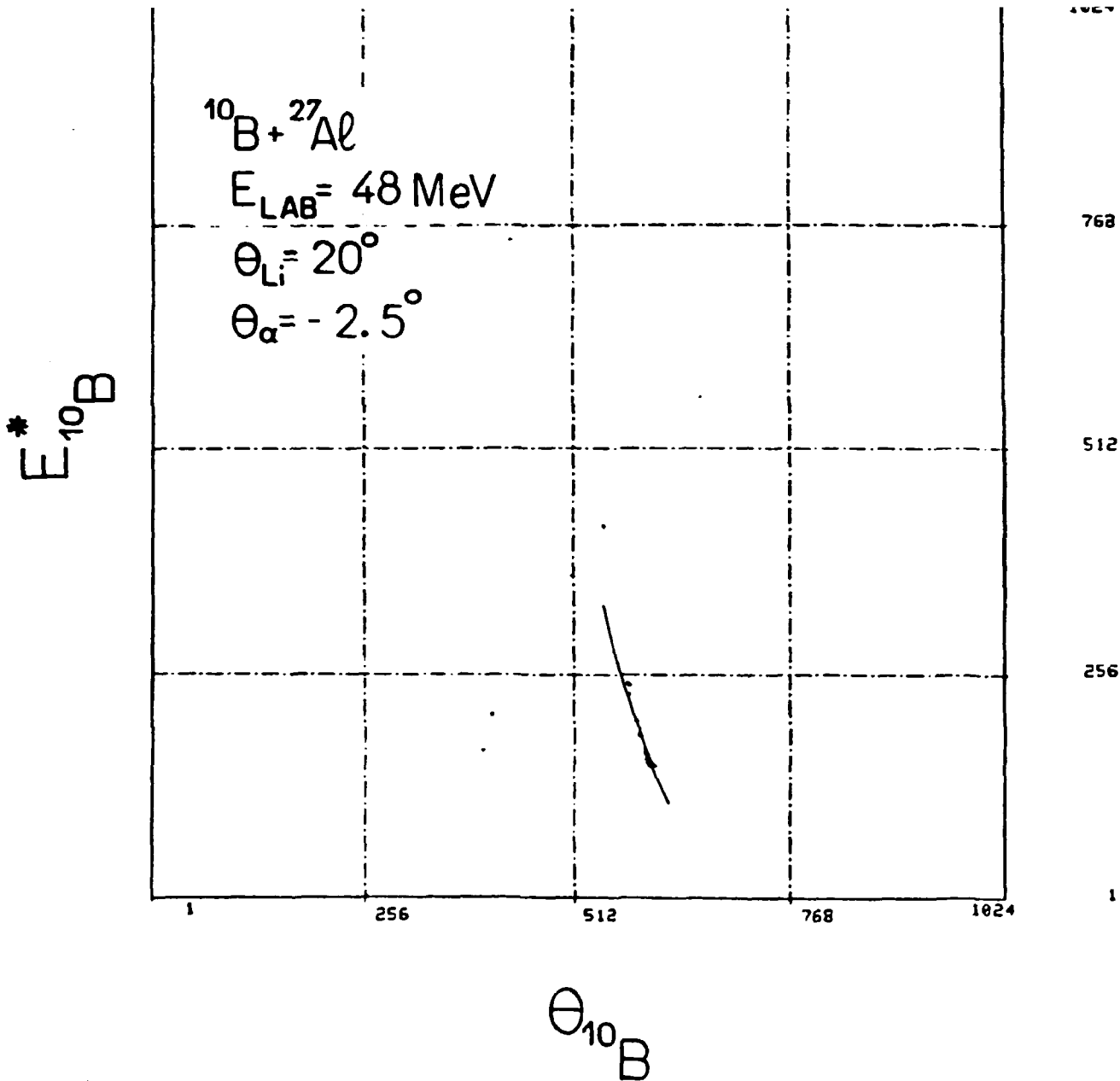


Fig. III.15 - Idem à figura III.14 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$
 considerando-se o processo:
 $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{10}\text{B}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha + ^{27}\text{Al}$.

CONTAGENS

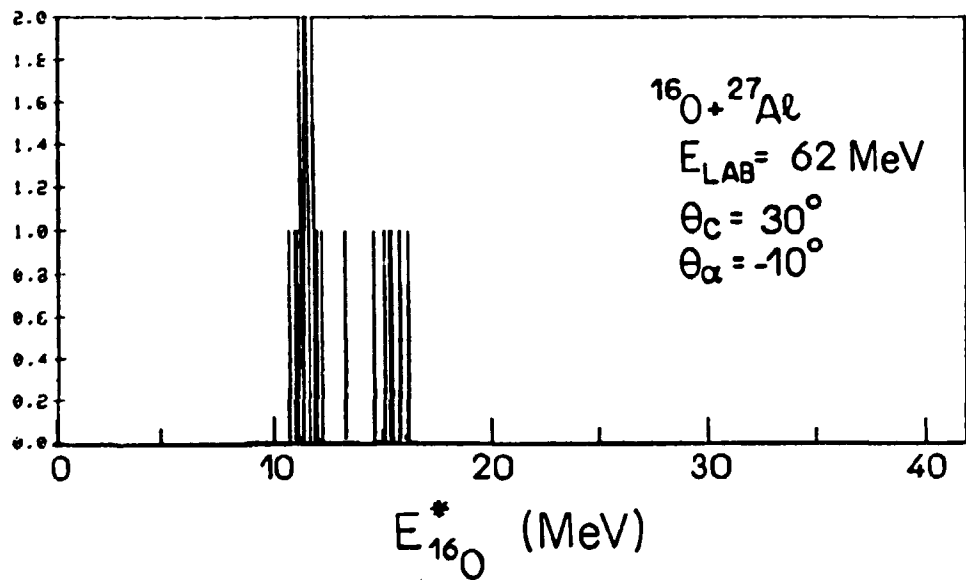
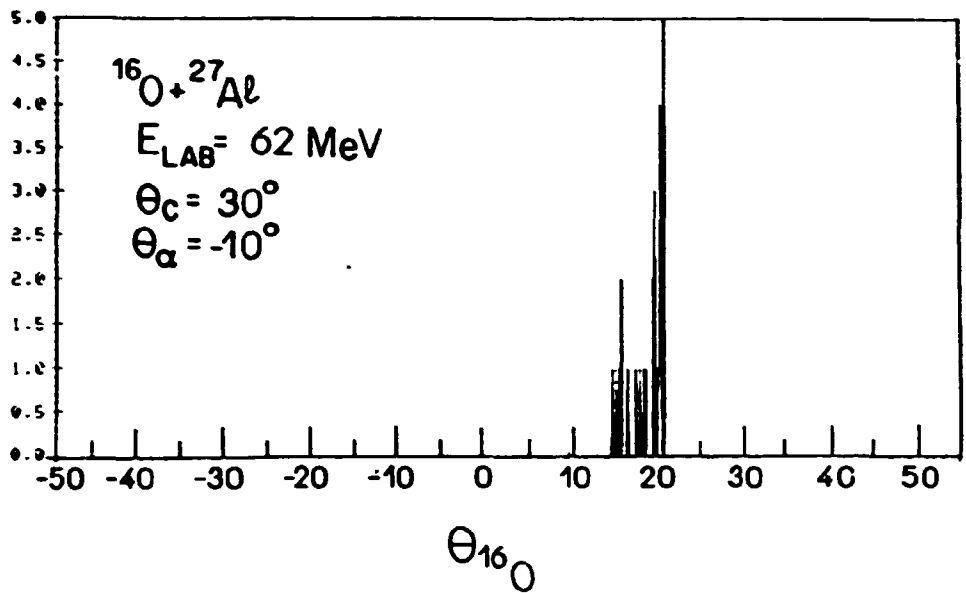


Fig. III.16 - Projeções nos eixos de energia de excitação do núcleo intermediário e ângulo correspondente, para o espectro da figura III.14. Nota-se maior contribuição do estado do $^{16}\text{O}^*$ com $E^* \approx 11.5 \text{ MeV}$.

CONTAGENS

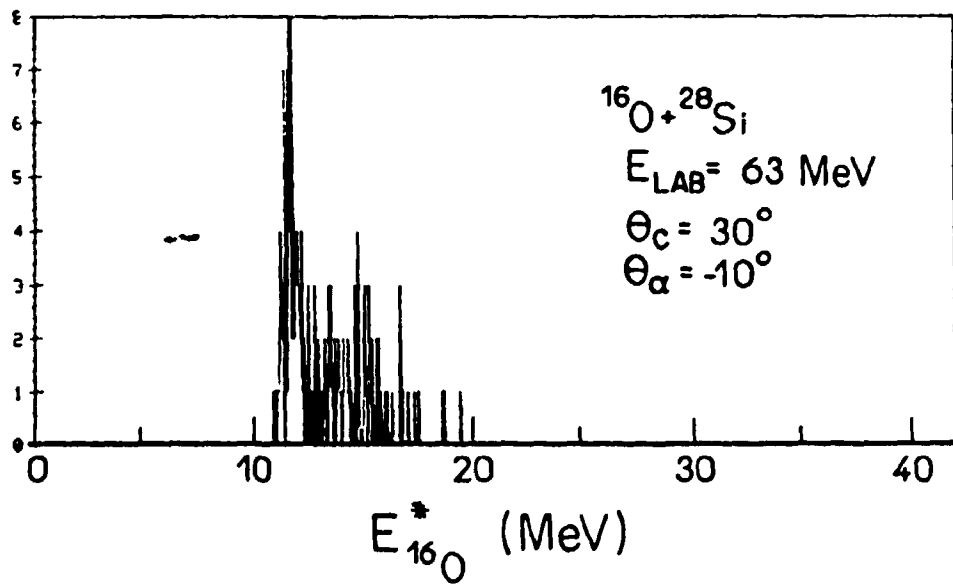
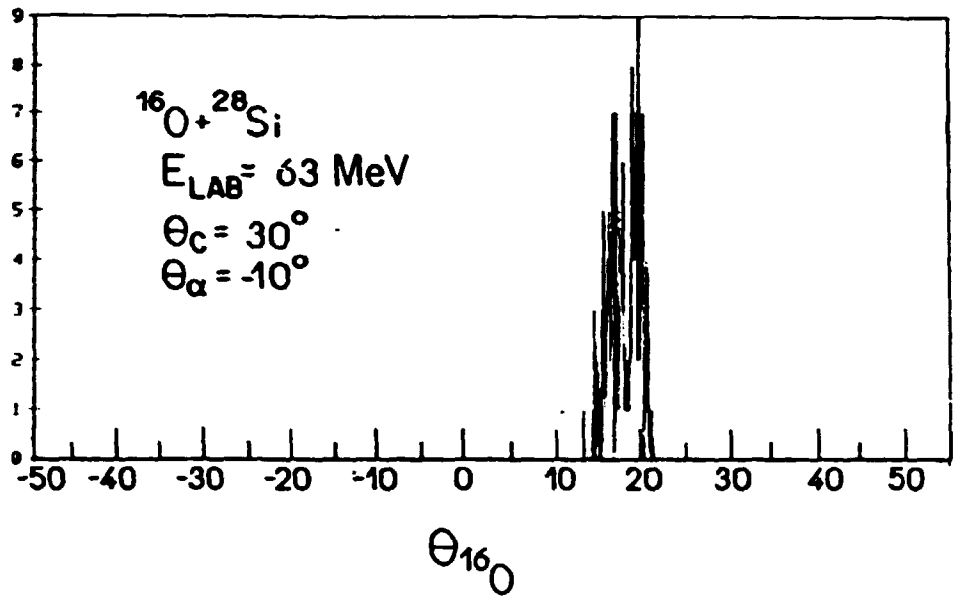


Fig. III.17 - idem à figura III.16 para o espectro da figura II.9. Nota-se maior contribuição do estado do ^{16}O com $E^* \approx 11.5 \text{ MeV}$.

CONTAGENS

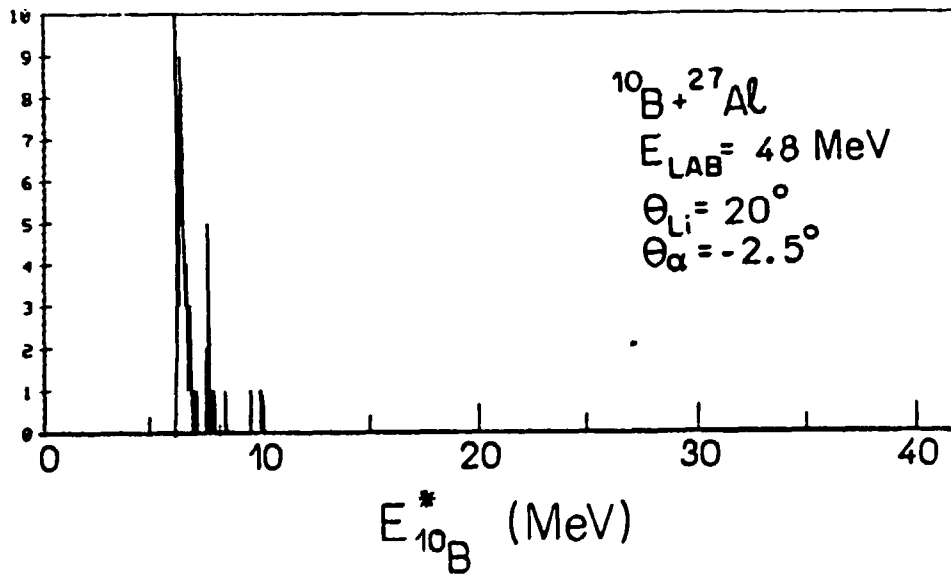
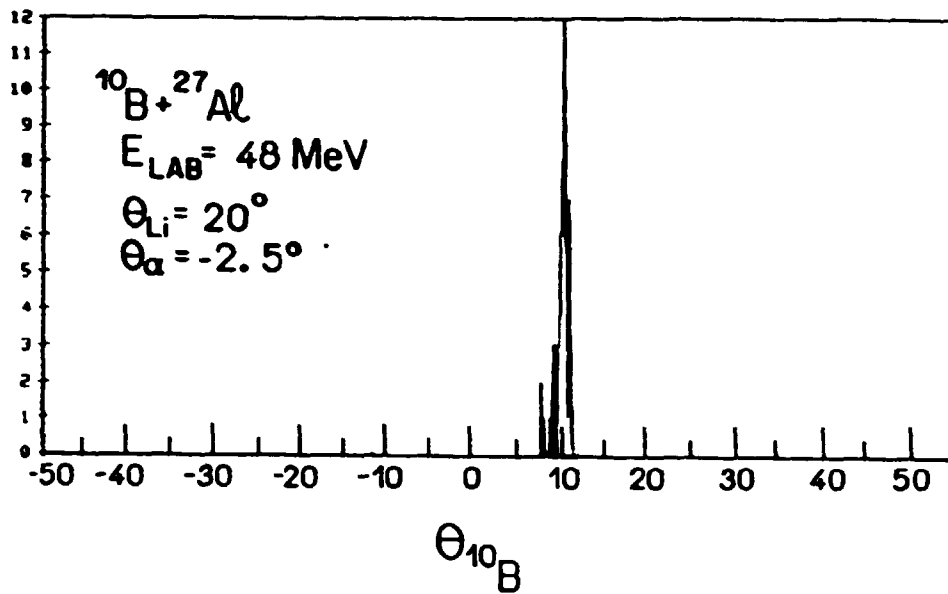


Fig. III.18 - Idem à figura III.16 para o espectro da figura III.15. Nota-se maior contribuição do estado do $^{10}\text{B}^*$ com $E \approx 7.0 \text{ MeV}$.

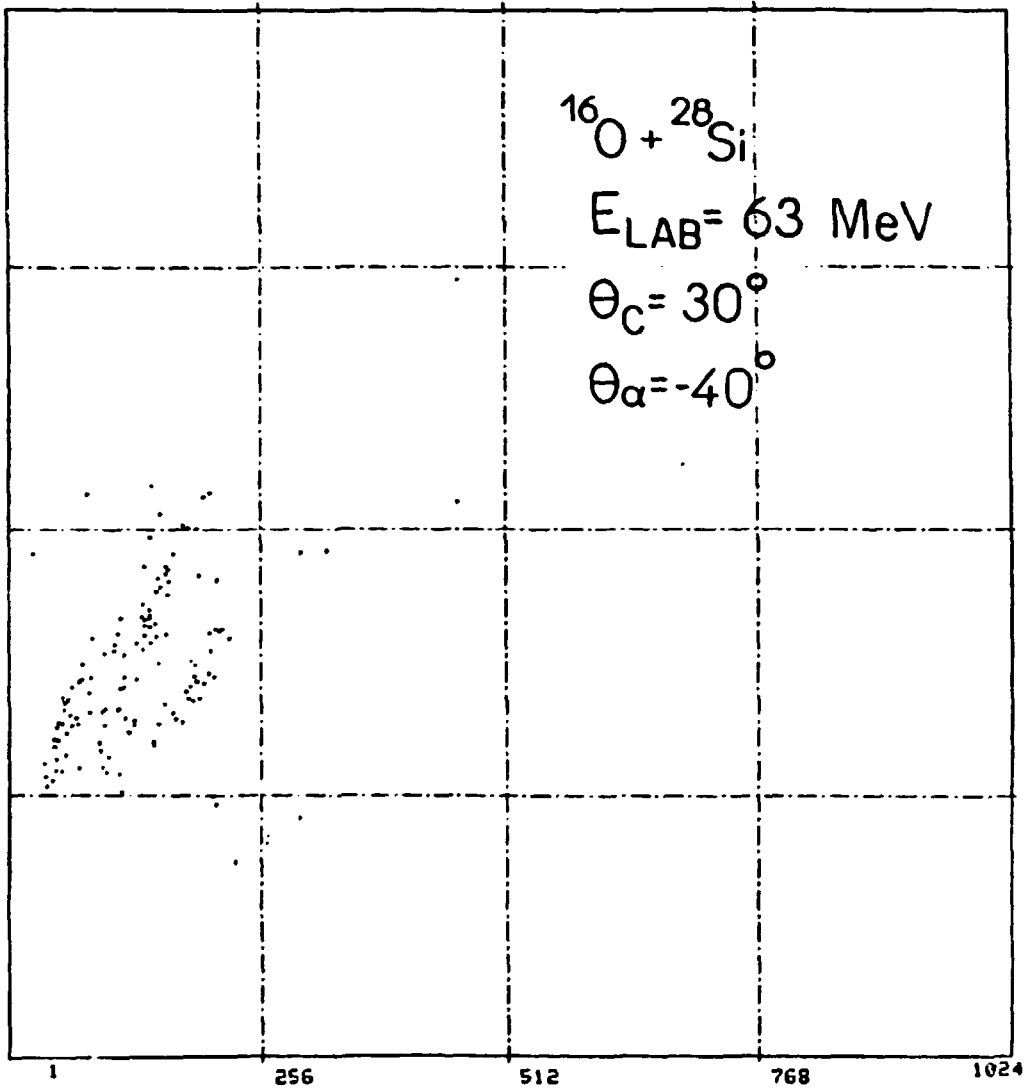
dificultar a observação de picos distintos devendo-se, neste caso, proceder ao cálculo de uma contribuição média, como no caso dos espectros de energia relativa. Mesmo assim, os resultados obtidos confirmam os observados nos espectros de energia relativa. Na figura (III.19) é apresentado um espectro bidimensional para a energia de excitação do ^{225}S como função do ângulo de emissão e na figura (III.20), a respectiva projeção nos eixos de energia de excitação e ângulo.

III.3. Espectros das Partículas Leves

Os espectros de energia das partículas leves, (partículas α no caso), podem também ser de grande valia quando se trata da identificação de mecanismos.

No processo de "TE", ocorrendo o decaimento de um núcleo de ^{21}P (ou ^{225}S) em uma dada energia de excitação, a energia cinética das partículas α emitidas, no referencial do centro de massa do núcleo que decai, deve permanecer constante para todos os ângulos $\theta_{\alpha}^{\text{L.A.B}}$ em que seja predominante este processo. Em nosso caso, ao assumirmos, para os três sistemas, que as energias de excitação mais prováveis sejam aquelas fornecidas na tabela III.1, podemos analisar o comportamento da energia das partículas α no referencial do centro de massa do ^{21}P (ou ^{225}S) como função de $\theta_{\alpha}^{\text{L.A.B}}$.

E_{32S}^*



θ_{32S}

Fig. III.19 - Espectro bidimensional de energia de excitação do núcleo intermediário como função do ângulo de emissão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. O processo considerado corresponde a $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{32}\text{S}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$.

CONTAGENS

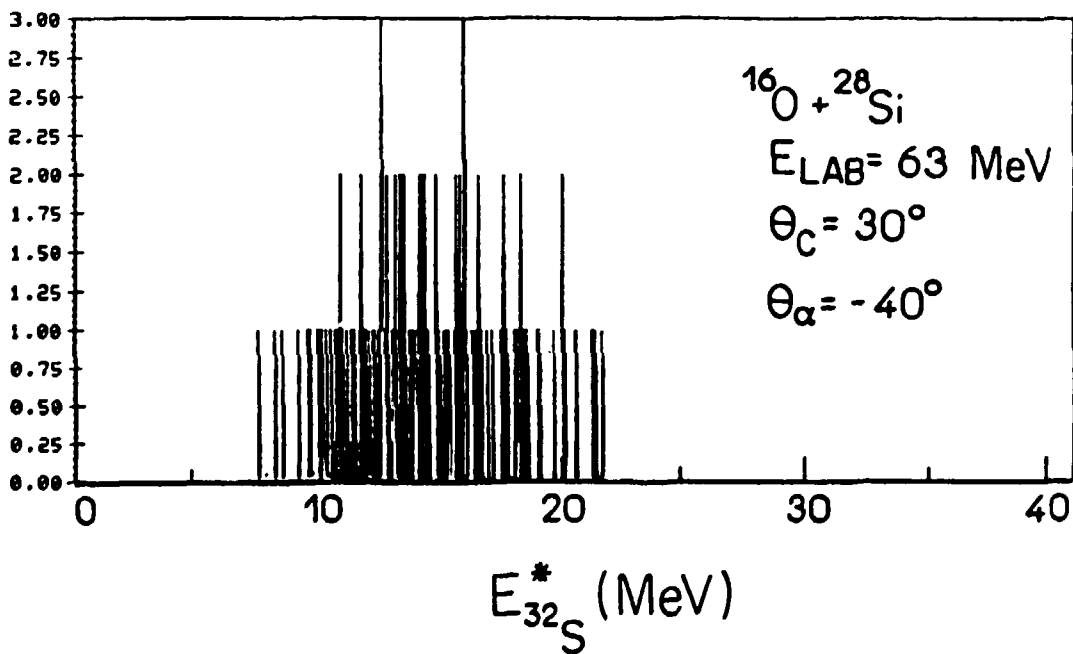
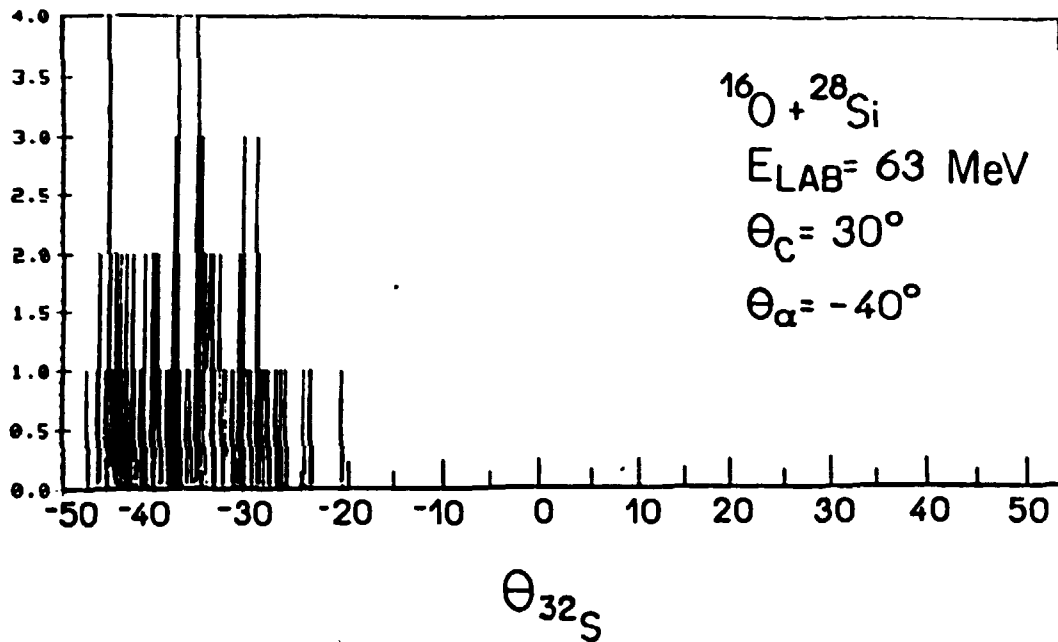


Fig. III.20 - Projeções nos eixos de energia de excitação do núcleo intermediário e ângulo correspondente, para o espectro da figura III.19.

De acordo com a figura (II.11), se conhecemos a energia de excitação do núcleo em recuo, temos o conhecimento de seu ângulo e energia (ou velocidade) através da cinemática de dois corpos. Conhecendo o valor da energia das partículas α , podemos determinar a velocidade das mesmas no referencial do centro de massa do recuo através da relação:

$$(v_{\alpha}^{CM})^2 = (v_R^{Lab})^2 + (v_{\alpha}^{Lab})^2 - 2(v_R^{Lab})(v_{\alpha}^{Lab})\cos[\theta_R^{Lab} - \theta_{\alpha}^{Lab}] \quad (III.3)$$

utilizando-se, para v^{Lab} , os valores médios obtidos a partir dos espectros nos vários ângulos θ_{α}^{Lab} , podemos, então, construir gráficos da energia média das partículas α no centro de massa do recuo (^{31}P ou ^{32}S), $\langle E_{\alpha}^{CM} \rangle$, como função de θ_{α}^{Lab} . Estes gráficos são apresentados para os três sistemas, nas figuras (III.21) a (III.23).

Observamos que, para os ângulos traseiros negativos, os valores de $\langle E_{\alpha}^{CM} \rangle$ são constantes para os três sistemas. Este resultado é coerente no caso das partículas α serem provenientes da evaporação de núcleos de ^{31}P ou ^{32}S com uma dada energia de excitação (ver figura III.4.6.) e está, também, de acordo com os valores esperados de E_{α}^{CM} para os três sistemas. Os valores correspondem a $E_{\alpha}^{CM} = 4.2, 4.8$ e 9.6 MeV para energias de excitação de $E_{^{31}P} = 15.0$ MeV, $E_{^{32}S} = 12.5$ MeV e $E_{^{31}P} = 21.7$ MeV, respectivamente.

Para os ângulos dianteiros, os valores de E_{α}^{CM} não são constantes, mostrando novamente que o processo de "TE" não é

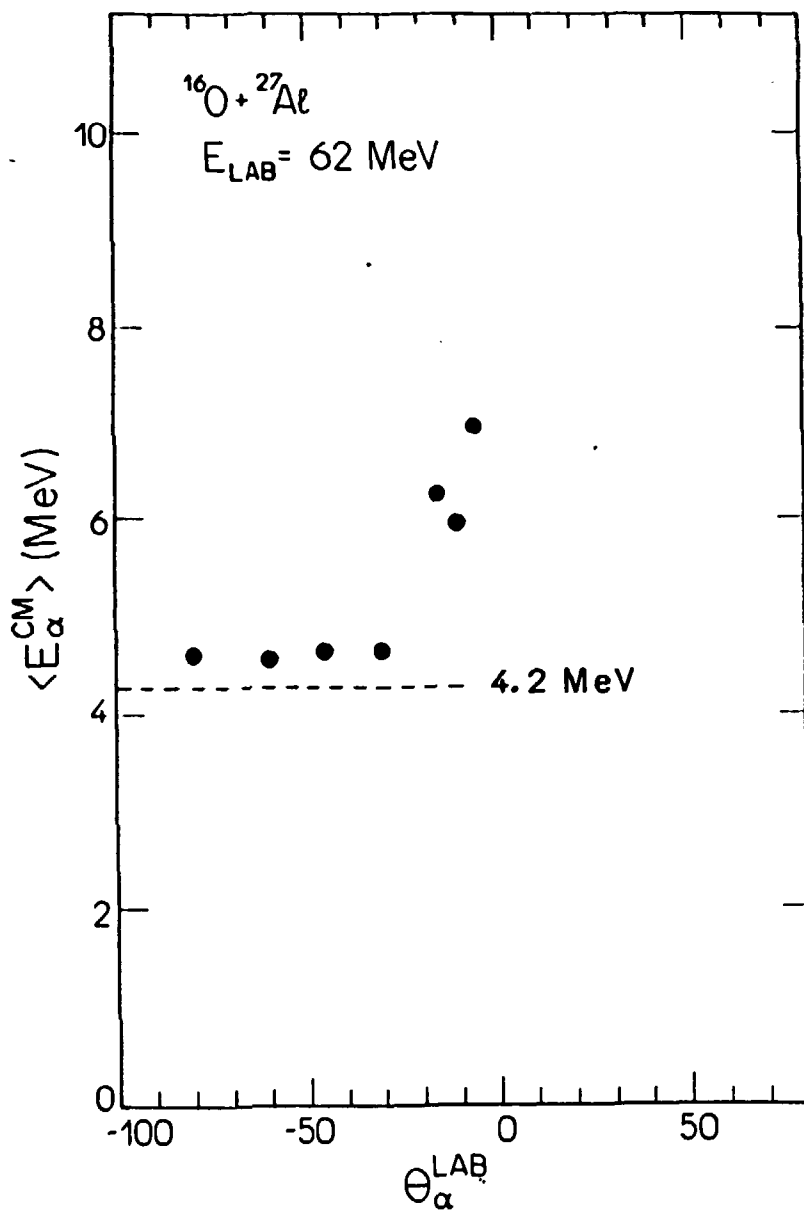


Fig. III.21 - Energia média das partículas α em relação ao referencial do centro de massa do $^{31}\text{P}^*$, em função dos ângulos $\theta_{\alpha}^{\text{LAB}}$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ considerando o processo:

$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{31}\text{P}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$. A linha tracejada corresponde ao valor esperado de E_{α}^{CM} para o $^{31}\text{P}^*$ com $E \approx 14.5 \text{ MeV}$.

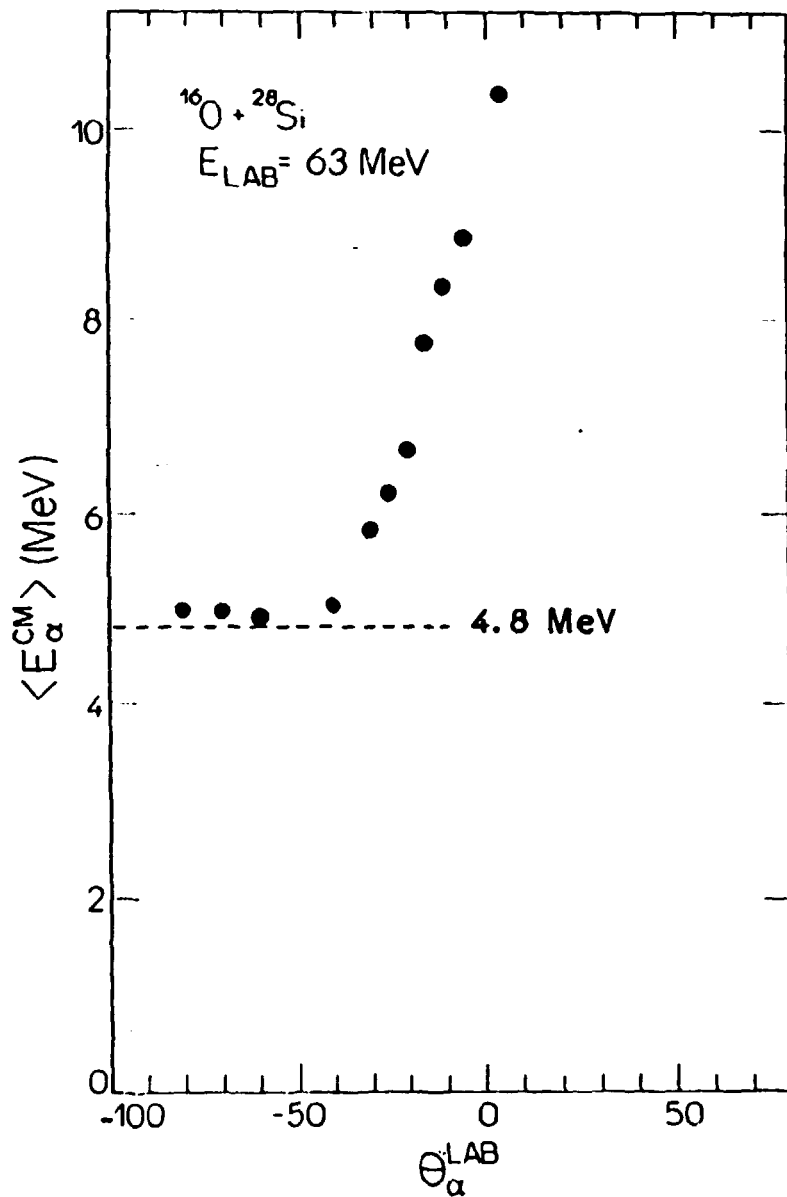


Fig. III.22 - ídem à figura III.21 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ (cm do ^{28}Si) considerando o processo:
 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$. A linha tracejada corresponde ao valor esperado de E_{α}^{CM} para o ^{28}Si com $E^* \approx 12.5 \text{ MeV}$.

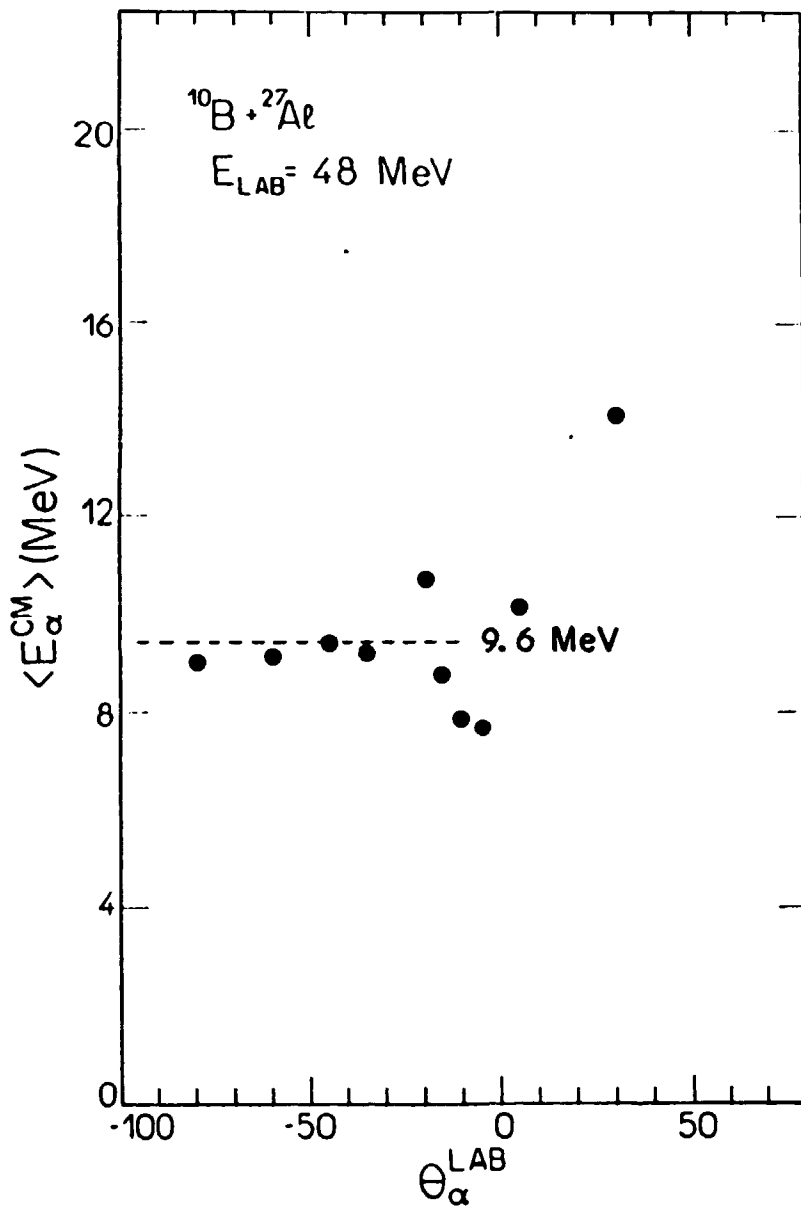


Fig. III.23 - Idem à figura III.21 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ considerando o processo $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^6\text{Li} + ^{21}\text{P} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha + ^{27}\text{Al}$. A linha tracejada corresponde ao valor esperado de E_{α}^{CM} para o ^{21}P com $E = 21.7 \text{ MeV}$.

predominante nesta região angular. Os valores de $E_{\alpha}^{c.m.}$ estão de acordo com o esperado ao supormos a ocorrência do processo de "DSP".

Neste caso, como já mostramos, existe a contribuição de vários estados intermediários conforme o ângulo $\theta_{\alpha}^{c.m.}$ e os valores de $(E_{\alpha}^{c.m.})$ estão de acordo com o que se espera para estes estados.

Nas figuras (III.24) e (III.25), apresentamos espectros de velocidade de partículas para o sistema $^{14}O+^{28}Si$ em um ângulo dianteiro (-10°), onde notamos a contribuição dos estados de ^{14}O com 11.63 MeV ($v_{\alpha} = 2.3$ cm/ns) e 13.02 MeV ($v_{\alpha} = 3.0$ cm/ns) e em um ângulo traseiro (-60°) onde o valor médio da velocidade está condizente com um núcleo de ^{28}Si com $E^* = 12.5$ MeV, ou seja, $v_{\alpha} = 2.2$ cm/ns.

Uma informação de caráter mais qualitativo pode ser obtida a partir da análise de diagramas de curvas de nível para as velocidades das partículas α em função dos ângulos de emissão. Esses diagramas são extraídos dos espectros de velocidade das partículas α através da determinação da grandeza $d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_L dv_{\alpha}$. Em nosso caso foram utilizados intervalos dv_{α} de 0.5 cm/ns. Os diagramas para os três sistemas estudados são apresentados nas figuras (III.26) a (III.28), juntamente com a previsão da cinemática de dois corpos, para o lugar geométrico das velocidades das partículas α que foram emitidas por núcleos de ^{31}P com $E^* = 15.0$ MeV e 21.7 MeV para os sistemas $^{14}O+^{27}Al$ e

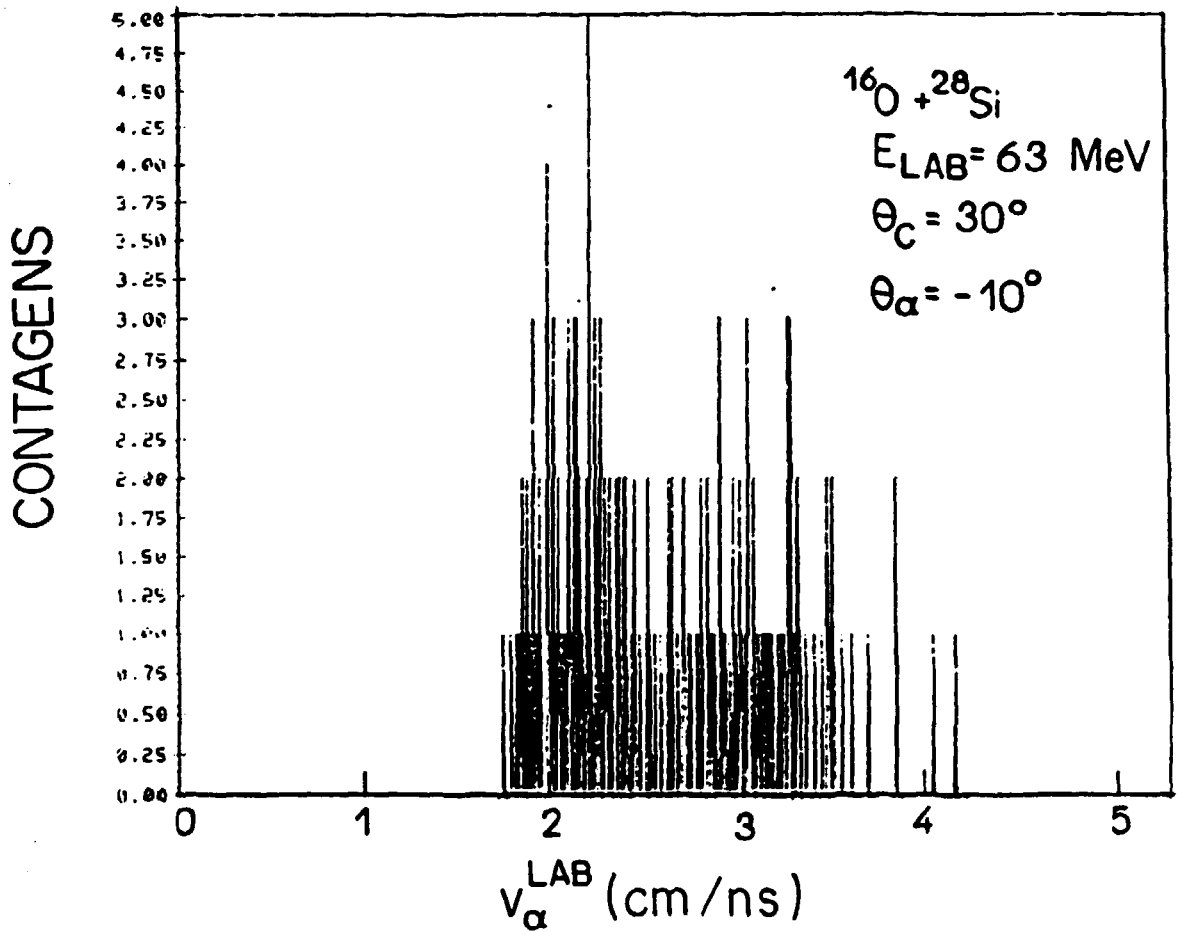


Fig. III.24 - Espectro de velocidade das partículas α para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ($\theta_{\alpha}^{\text{Lab}} = -10^\circ$) na região angular onde predomina o decaimento seqüencial do projétil.

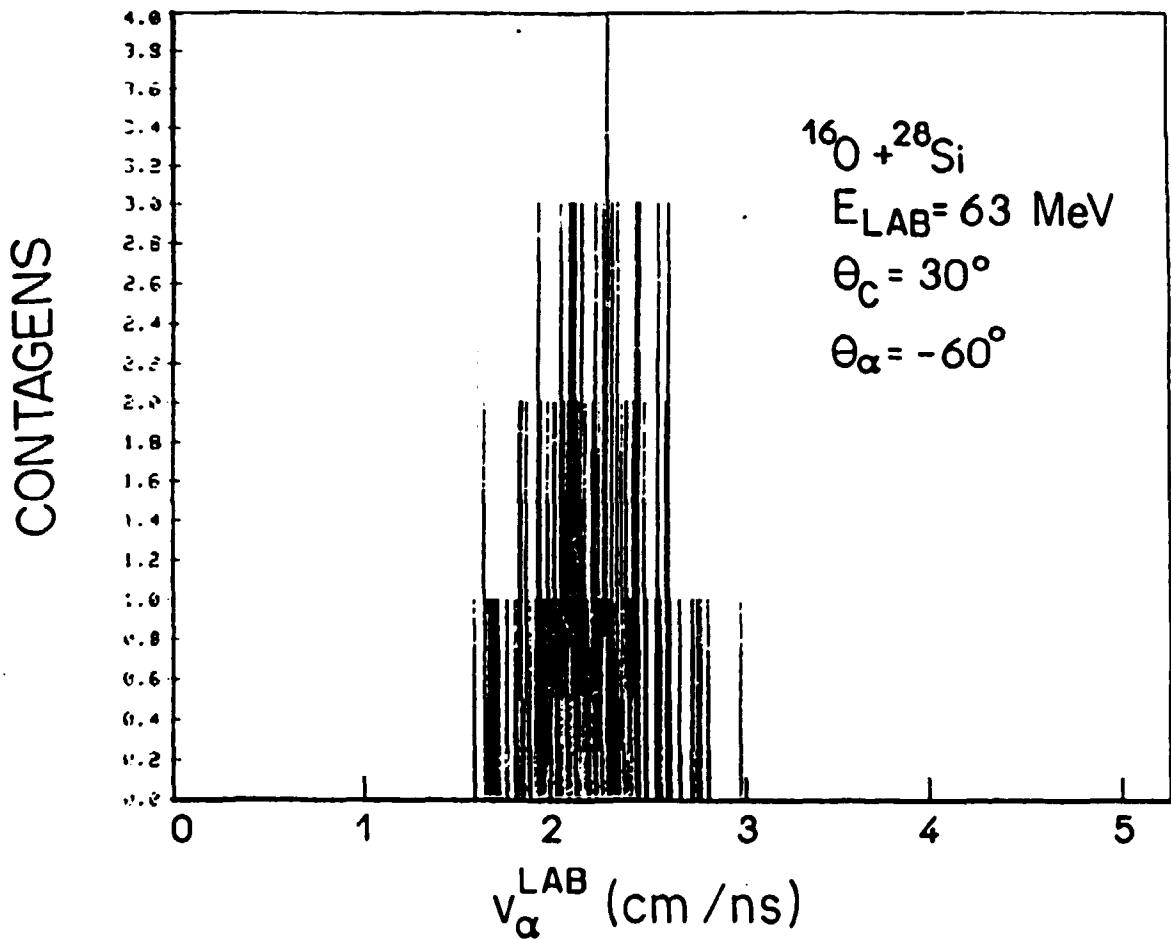


Fig. III.25 - Espectro de velocidade das partículas α para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ($\theta_{\alpha}^{\text{Lab}} = -60^\circ$) na região angular onde predomina a transferência seguida de evaporação.

$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$
 $E_{\text{LAB}} = 62 \text{ MeV}$
 $E_{^{31}\text{P}}^* = 15 \text{ MeV}$

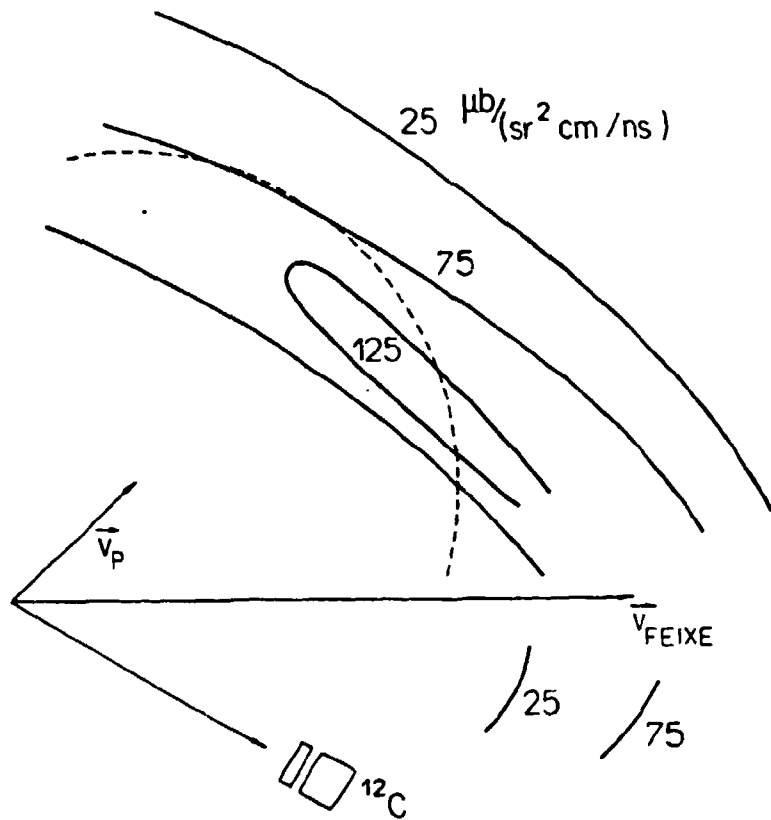


Fig. III.26 - Diagrama de curvas de nível para as velocidades das partículas α emitidas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$. A linha tracejada corresponde a uma circunferência centrada em \vec{v}_α , com raio igual à velocidade de uma partícula no centro de massa do ^{31}P , com $E^* \approx 15 \text{ MeV}$.

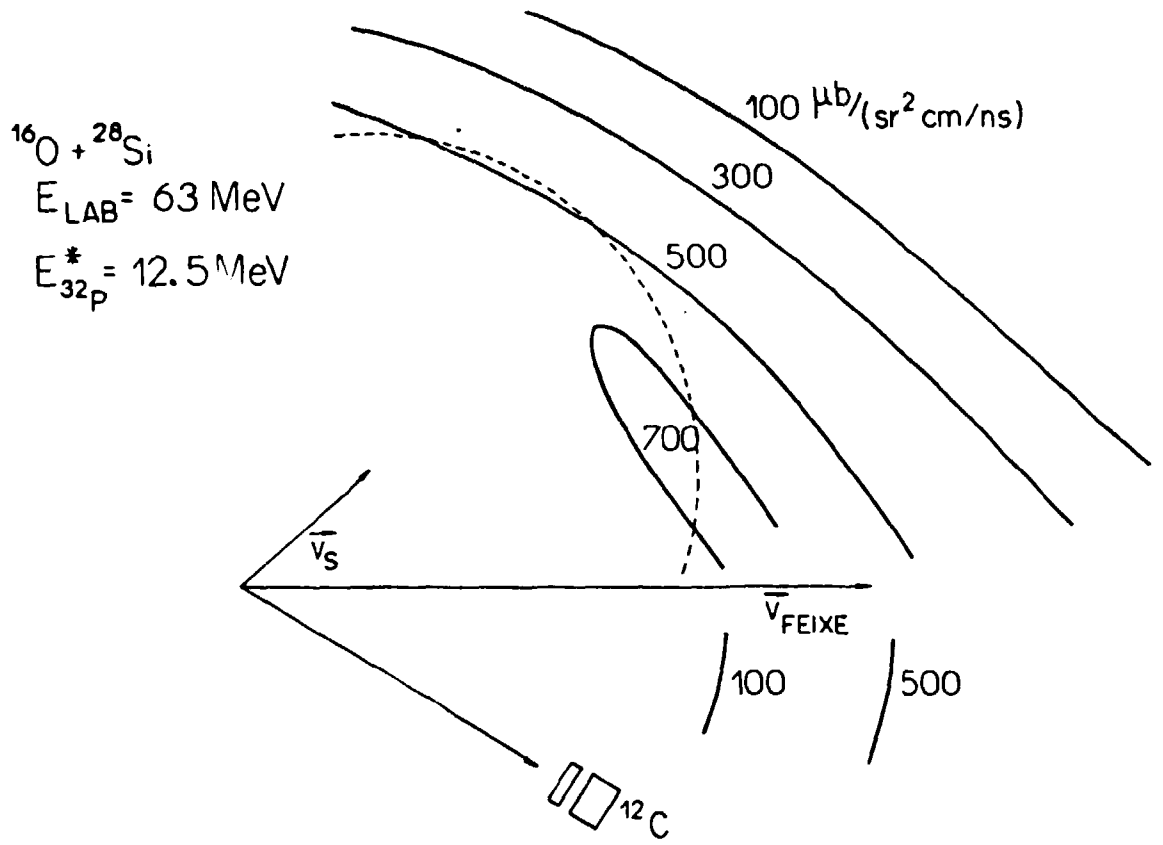


Fig. III.27 - idem à figura III.26 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ para um núcleo de ^{32}P com $E^* \approx 12.5 \text{ MeV}$.

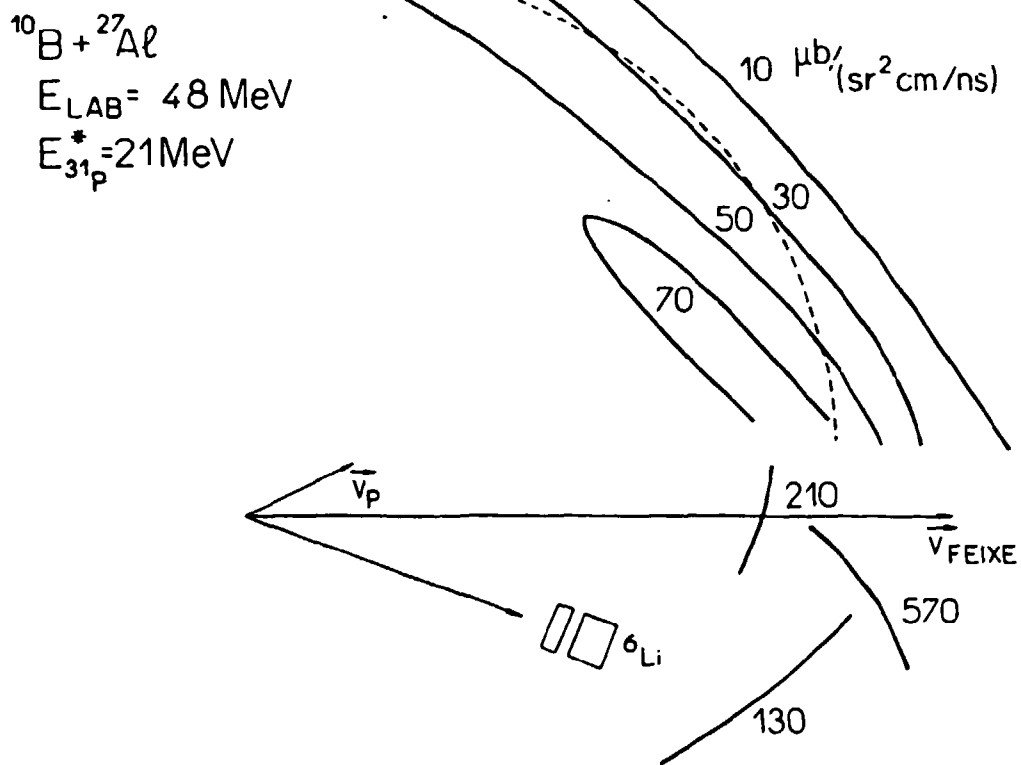


Fig. III.28 - Idem à figura III.26 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$
 para um núcleo de ^{31}P com $E^* \cong 21 \text{ MeV}$.

$^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ e por núcleos de ^{28}Si com $E_\alpha \approx 12.5$ MeV para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

A dificuldade na construção deste diagramas consiste na baixa estatística dos espectros experimentais para esta finalidade. Entretanto, podemos perceber que os picos em secção de choque estão relativamente próximos às velocidades das partículas α , no centro de massa, correspondentes às energias de excitação acima referidas.

III.4. Análise das Correlações Angulares

As correlações angulares $C-\alpha$ obtidas para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ ($\theta_{\text{cm}} = +30^\circ$) e a correlação $\text{Li}-\alpha$ para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ ($\theta_{\text{cm}} = +20^\circ$), estão apresentadas nas figuras (III.29) a (III.31). Os ângulos de observação da partícula pesada foram escolhidos muito próximos aos ângulos rasantes para os três sistemas medidos, que são $\theta_g \approx 27.0^\circ$, 29.8° e 20.5° .

Podemos notar que, todas as correlações apresentam um máximo em ângulos dianteiros negativos, que correspondem a ângulos opostos ao detetor de íons pesados, em relação à direção do feixe incidente. Os máximos são registrados em $\theta_\alpha^{L-\alpha} \approx -10^\circ$, -5° e -2.5° para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, respectivamente. Assumimos que os eventos referentes aos números atômicos $Z=3$ e $Z=6$ correspondem somente a núcleos de ^6Li e ^{12}C e em particular para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, consideramos somente a presença

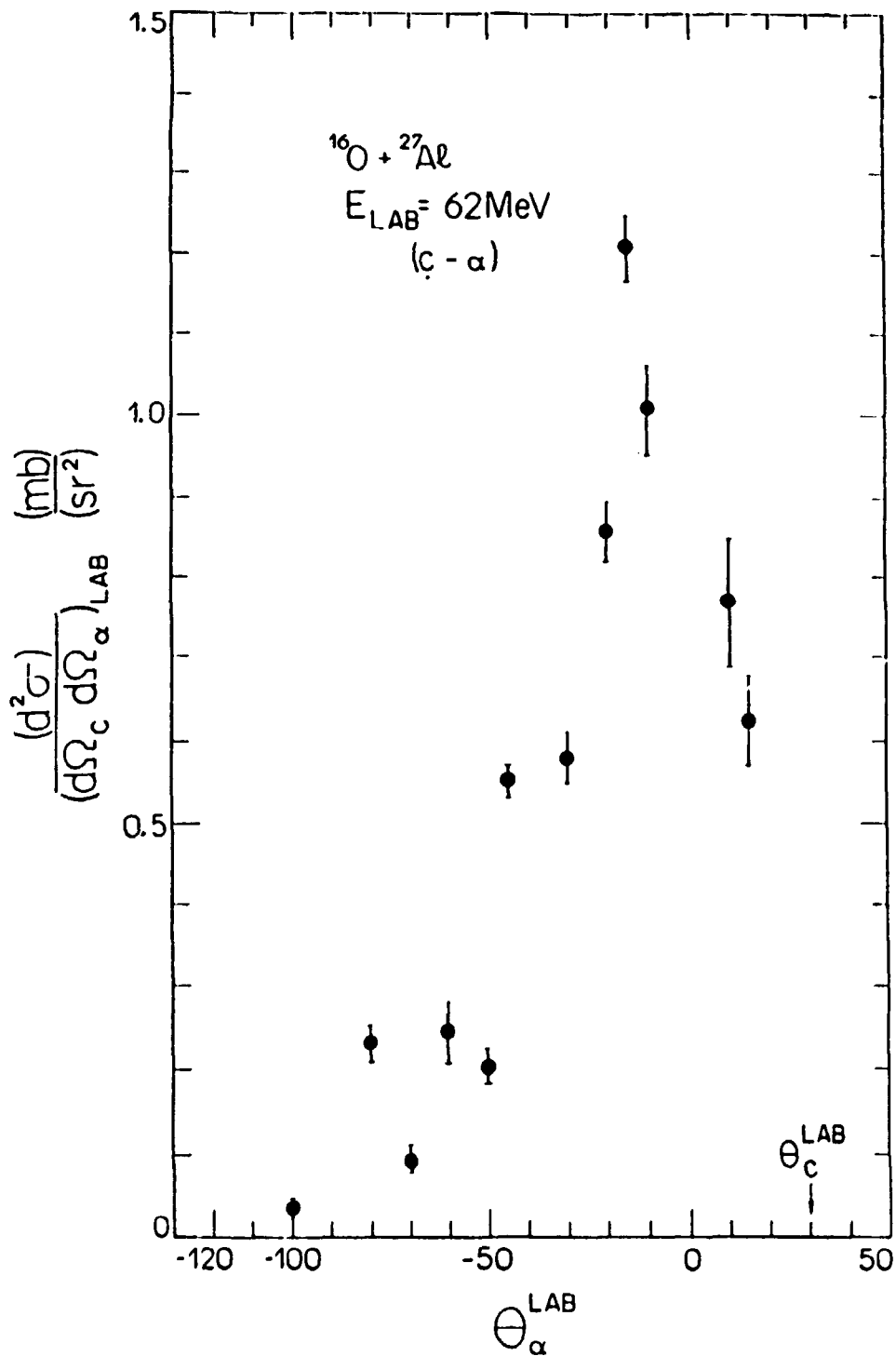


Fig. III. 29 - Correlação angular C- α no referencial do laboratório com $\theta_c = 30^\circ$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$.

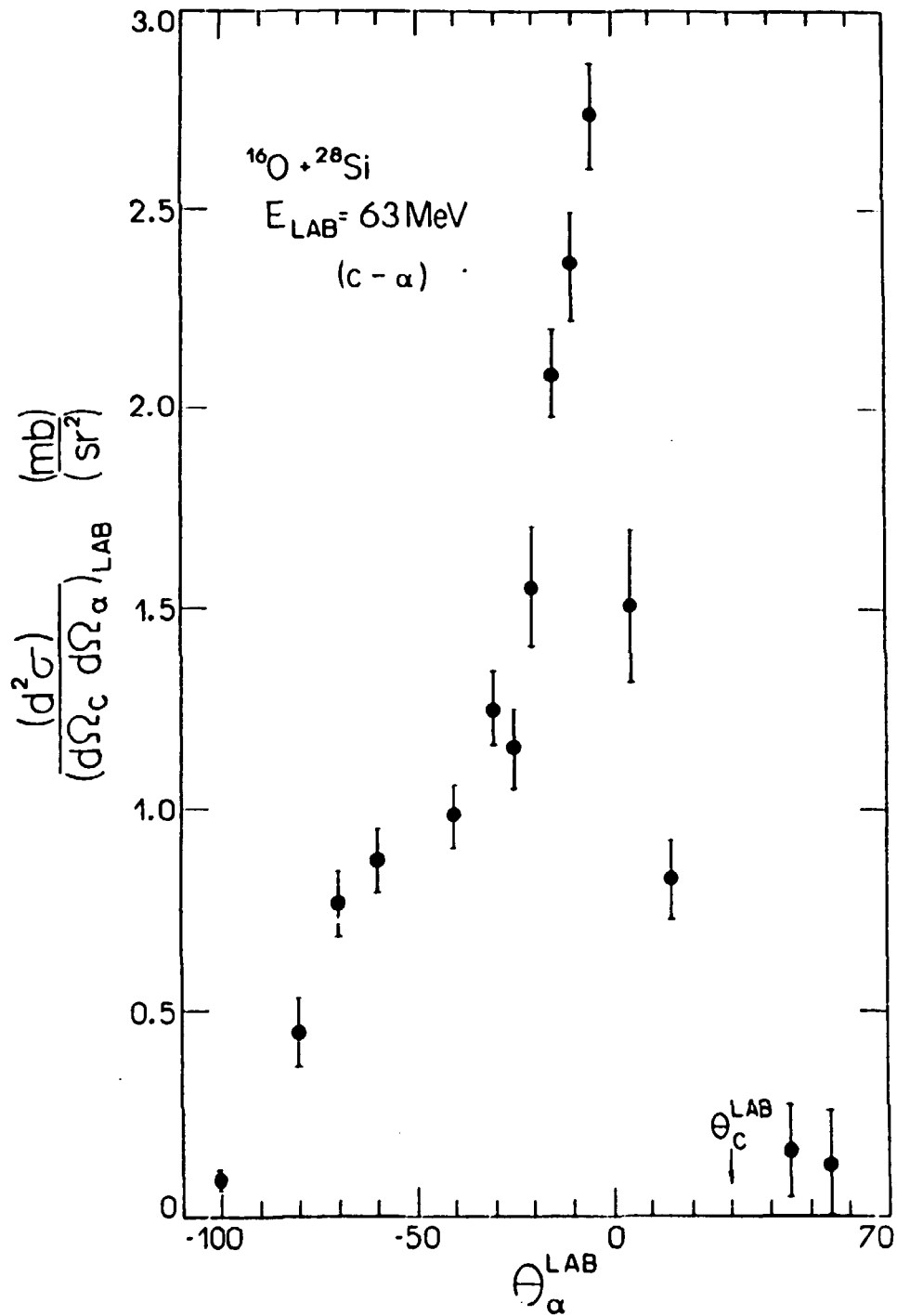


Fig. III. 30 - Correlao angular C- α no referencial do laborat3rio com $\theta_c = 30^\circ$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

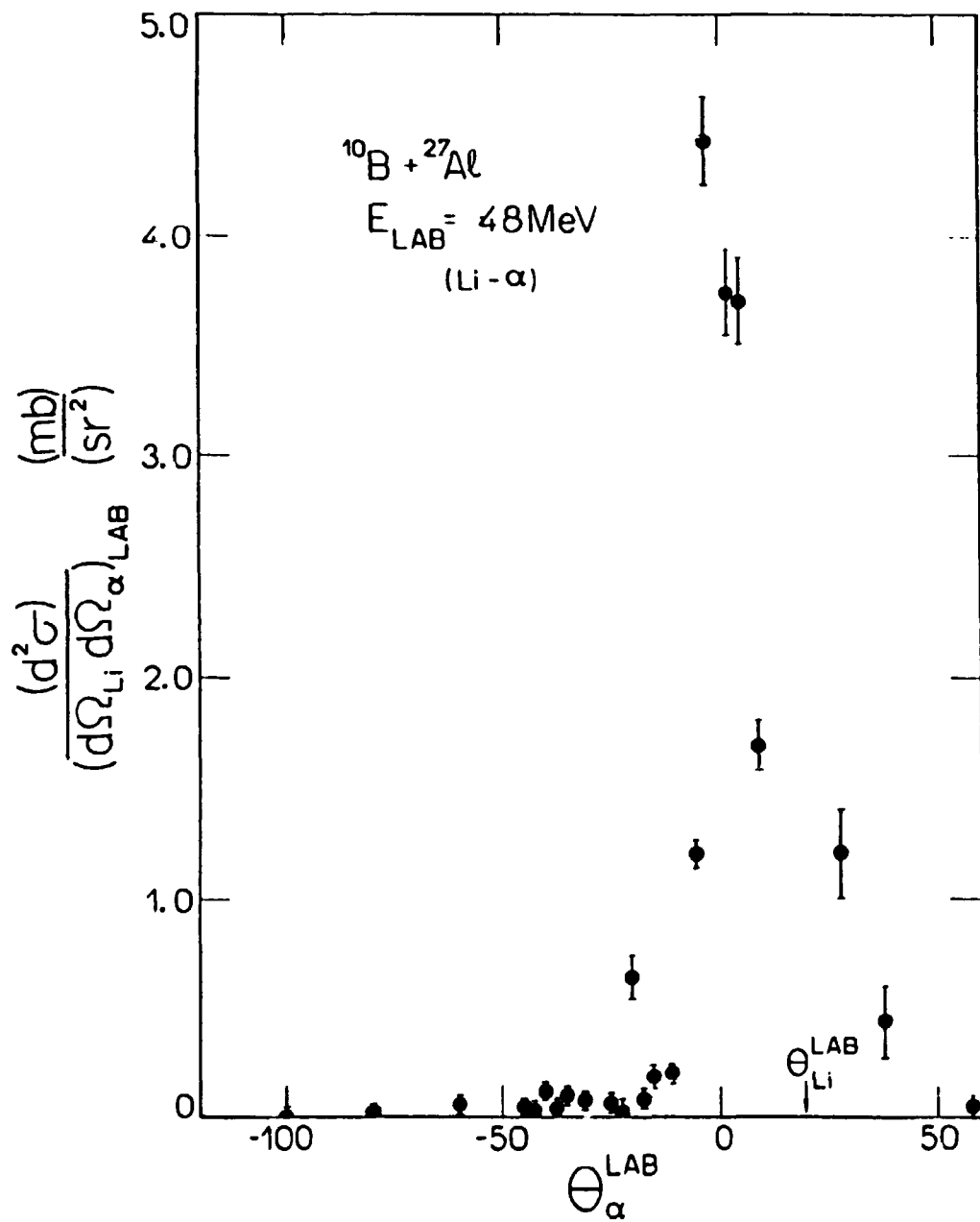


Fig. III. 31 - Correlação angular Li- α no referencial do laboratório com $\theta_{\text{Li}} = 20^\circ$ para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

de ^{28}Si no alvo, embora tenhamos utilizado um alvo de Si natural (ver item II.1.2).

III.4.1. Modelo para o Processo de Transferência seguida de Evaporação ("TE")

Em um processo de dois corpos do tipo $M_1(M_2, M_3)M_4$, podemos escrever que:

$$E_1 + Q = E_3 + E_4 \quad \text{com} \quad E_T = E_1 + Q \quad (\text{III.4})$$

Portanto, se conhecemos a energia incidente (E_1), o valor de " Q " e a energia do ejetil (^{12}C ou ^6Li) representada por E_3 , podemos obter a energia E_4 do recuo (^{31}P ou ^{32}S) a partir da equação (III.4). Com isto, determinamos o ângulo de recuo, que é dado por:

$$\text{sen } \xi = -\left(\frac{M_3 E_3}{M_4 E_4}\right)^{1/2} \text{sen } \psi \quad (\text{III.5})$$

Para o programa SIGTE, que modela o processo de "TE", a somatória dos espectros experimentais de ^{12}C (^6Li), foi utilizada para a determinação da direção de recuo do ^{31}P (^{32}S) e a correspondente energia de excitação (valor de " Q ") referente a cada valor de energia de ^{12}C (^6Li) emitido em um ângulo fixo ψ . Na figura (III.32) mostramos um diagrama de velocidades para esse processo, o qual exhibe as variáveis de interesse.

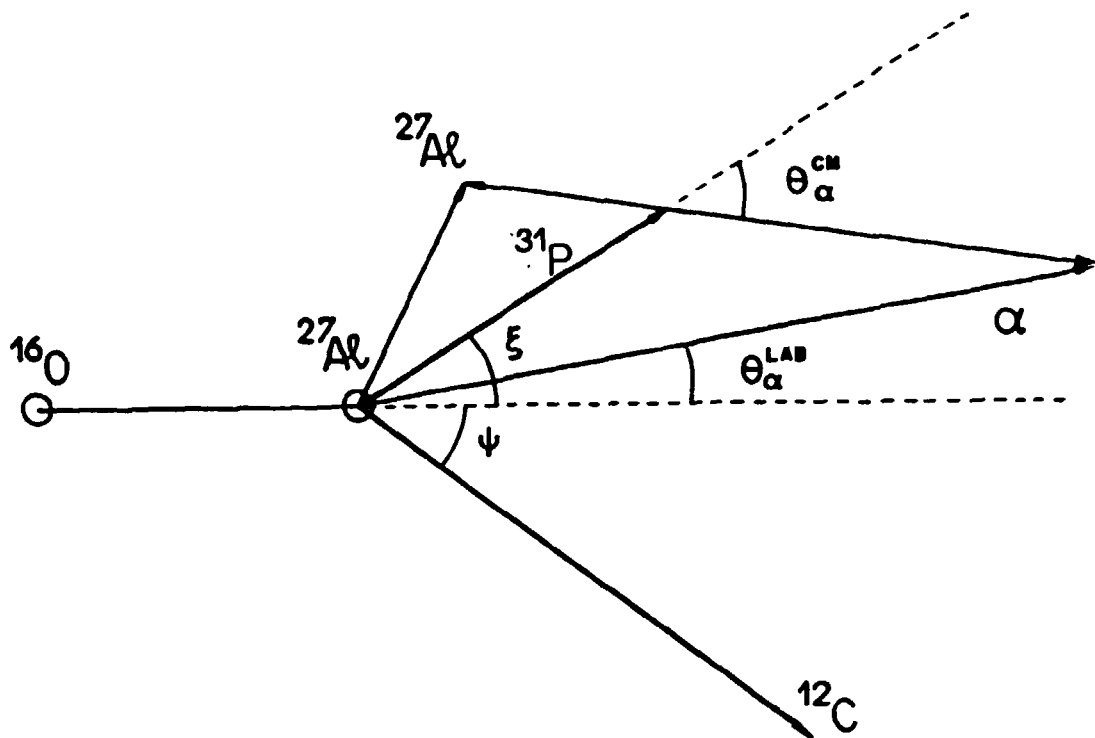


Fig. III. 32 - Diagrama de velocidades para o processo seqüencial $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{31}\text{P} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$ mostrando as grandezas relevantes usadas no programa SIGTE.

Com a informação da energia de excitação do residuo $^{31}\text{P}(^{32}\text{S})$, e admitindo que este esteja em equilíbrio termodinâmico, podemos utilizar a teoria estatística de Hauser-Feshbach (HF), para estudar o decaimento deste núcleo por intermédio de partículas . Para este fim utilizamos como uma subrotina do programa SIGTE, o programa STATIS²⁴¹, que calcula o decaimento de um núcleo composto equilibrado. Em nosso caso, a reação hipotética que formaria o núcleo composto $^{31}\text{P}(^{32}\text{S})$ é:



Para cada valor possível de energia de excitação do núcleo residual em recuo, o programa STATIS prevê a distribuição angular das partículas . Cabe salientar que, a fim de calcular a correlação angular no referencial do laboratório, é necessária uma transformação de ângulos, já que as distribuições angulares fornecidas pelo programa STATIS estão expressas no referencial do centro de massa do núcleo em recuo. O ângulo de emissão das partículas α , $\theta_{\alpha}(\text{Lab})$ pode ser obtido a partir das equações (II.34) e (II.35) e é dado por:

$$\text{tg } \theta_{\alpha}^{\text{Lab}} = \left(\frac{k \text{sen } \xi - \text{sen } \delta}{\cos \delta + k \cos \xi} \right) \quad (\text{III.6})$$

onde

$$k = \left(\frac{E_{\alpha} M_{\alpha}}{E_{\alpha}^{\text{CM}} M_{\alpha}} \right)^{1/2} \text{sen}(\xi - \theta_{\alpha}^{\text{Lab}}) \quad (\text{III.7})$$

$$\delta = (\theta_{\alpha}^{\text{CM}} - \xi)$$

As várias distribuições angulares são somadas, posteriormente, levando-se em conta um peso associado à magnitude da secção de choque duplamente diferencial $d^2\sigma/d\Omega_c dE_c$.

Neste ponto, assumimos que todos os núcleos de ^{12}C estão no estado fundamental (esta aproximação, como já vimos, é aceitável).

Algumas considerações devem ser feitas neste ponto sobre a teoria de Hauser-Feshbach, que permite o cálculo da secção de choque $\sigma_{HF}(E^*, I)$ para transições individuais do núcleo residual com energia de excitação E^* e spin I . Esta teoria descreve o decaimento de um núcleo composto, levando em conta explicitamente a conservação do momento angular e paridade, utilizando secções de choque de absorção baseadas no modelo óptico.

Definindo J como o momento angular do núcleo composto, podemos escrever:

$$\vec{J} = \vec{l}_1 + \vec{s}_1 = \vec{l}_2 + \vec{s}_2 \quad (\text{III.8})$$

onde \vec{l}_1 e \vec{l}_2 são os momentos angulares orbitais nos canais de entrada e saída e \vec{s}_1 e \vec{s}_2 os spins dos canais de entrada e saída, dados por:

$$\vec{s}_1 = \vec{I}_a + \vec{I}_A \quad \text{e} \quad \vec{s}_2 = \vec{I}_b + \vec{I}_B \quad (\text{III.9})$$

com os símbolos a e A referindo-se ao projétil e alvo e b e B referindo-se à partícula emitida e ao núcleo residual.

A secção de choque para formação de um núcleo composto com momento angular J pode então ser descrita da forma:

$$\sigma_{NC}^{J\pi} = \frac{\pi \lambda_1^2 (2J+1)}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \frac{\sum_{s=|I_A-I_a|}^{|I_A+I_a|}}{\sum_{s=|I_A-I_a|}^{|I_A+I_a|}} \frac{\sum_{s_1=|J-s_1|}^{|J+s_1|}}{\sum_{s_1=|J-s_1|}^{|J+s_1|}} T_{\ell_1}(E_a) \quad (III.10)$$

onde T_{ℓ} corresponde aos coeficientes de transmissão.

A probabilidade de decaimento deste núcleo composto de momento angular J para um estado no núcleo residual com energia de excitação E^* , e spin I_B , é dada por:

$$\frac{G(E^*, I_B, J)}{g(J)} \quad (III.11)$$

As quantidades $G(E^*, I_B, J)$ e $g(J)$ correspondem à largura parcial e total para decaimento e são escritas da seguinte forma:

$$G(E^*, I_B, J) = \frac{\sum_{s_2=|I_B-I_b|}^{J+J_B}}{\sum_{s_2=|I_B-I_b|}^{J+J_B}} \frac{\sum_{\ell_2=|J-s_2|}^{J+s_2}}{\sum_{\ell_2=|J-s_2|}^{J+s_2}} T_{\ell_2}(E_B^*) \quad (III.12)$$

$$g(J) = \sum_{b'} \sum_{\ell_2'} \frac{\sum_{s_2'=|\ell_2'-J|}^{\ell_2'+J}}{\sum_{s_2'=|\ell_2'-J|}^{\ell_2'+J}} \frac{\sum_{I_B'=|s_2'-I_b'|}^{s_2'+I_b'}}{\sum_{I_B'=|s_2'-I_b'|}^{s_2'+I_b'}} \left\{ \sum_{E_B^*=0}^E T_{\ell_2'} + \int_{E_B^*=E_c}^{E_B^{*max}} T_{\ell_2'}^D(E_B^*, I_B') dE_B^* \right\} \quad (III.13)$$

A grandeza $\rho(E^*, I_B)$ corresponde à densidade de níveis com energia de excitação E^* , e spin I_B .

e pode ser escrita como:

$$\rho(E^*, I) = \frac{\exp[2\sqrt{aE^*}]}{12a^{1/4} (E^*)^{5/4} (2\sigma^2)^{3/2}} (2I+1) \exp\left[-\frac{I(I+1)}{2\sigma^2}\right] \quad (III.14)$$

sendo $\sigma^2 = \theta t / \hbar^2$, onde θ é o momento de inércia do núcleo e t a temperatura nuclear. A grandeza a é denominada parâmetro de densidade de níveis. A soma e a integral em (III.13) referem-se à região de estados discretos e ao contínuo.

Podemos então escrever as secções de choque diferencial e total para excitação de um estado com energia de excitação E_a e spin I_a como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\chi_1^2}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \sum_{\substack{\text{max} \\ \ell_1 \ell_2 J \\ L s_1 s_2}}^J (-1)^{s_1-s_2} P_L(\cos\theta) \frac{T_{\ell_1} T_{\ell_2}}{4g(J)} \times \\ \times Z(\ell_1 J \ell_1 J | s_1 L) Z(\ell_2 J \ell_2 J | s_2 L) \quad (III.15)$$

sendo $\vec{L} = \vec{\ell}_1 + \vec{\ell}_2$, $P_L(\cos\theta)$ polinômios de Legendre e Z parâmetros que contêm coeficientes de Clebsch-Gordan e Racah, e

$$\sigma(E^*, I_B) = \sum_{J=0}^J \sigma_{NC}^{J\pi} G(E^*, I_B, J) / g(J) \quad (III.16)$$

A grandeza J_{max} refere-se à maior onda parcial que contribui na formação do núcleo composto.

Os coeficientes de transmissão foram calculados através de uma parametrização pela fórmula de Hill-Wheeler^{22,23}:

$$T_{\ell} = \left(1 + \left[\exp(E_{B_{\ell}} - E) / (\delta \times E_{B_{\ell}})\right]\right)^{-1} \quad (III.17)$$

$$E_{B_l} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_c} + \frac{\hbar^2}{2\mu R_c^2} (\ell + 1/2)^2$$

com $R_c = r_c (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ e δ correspondendo a um parâmetro que determina a difusividade. Nos cálculos foram utilizados os valores de $\delta = 0.06$ e $r_c = 1.5$ fm.

Esta parametrização foi utilizada tanto para o canal de entrada ($T_{l,1}$) quanto para os canais de saída ($T_{l,2}$). Os canais de saída considerados foram os de n, p, α e d. Outros canais, como Li e Be, não foram incluídos por possuírem, geralmente, secções de choque muito menores, devido aos valores muito negativos do "Q" da reação e às elevadas barreiras Coulombianas no canal de saída, acarretando valores baixos de $T_{l,2}$ (Be, Li).

No cálculo do decaimento do núcleo composto por partículas α , foi considerada a contribuição dos cinco primeiros estados excitados do núcleo residual ($^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}$). Conforme já vimos, esta consideração é plenamente satisfatória.

Os fatores que mais afetam a forma e magnitude das distribuições angulares dentro da teoria de Hauser-Feshbach, são a distribuição de momentos angulares do núcleo composto, os coeficientes de transmissão para os vários canais e os parâmetros de densidade de níveis para os núcleos residuais. Conseqüentemente, esperamos que no caso de nosso interesse, estes fatores e a distribuição inicial de energia dos núcleos em recuo no processo primário de dois corpos, sejam determinantes da forma e magnitude das correlações

angulares. Cabe, aqui, frisar que a posição do máximo da correlação angular calculada, depende basicamente da cinemática do processo uma vez que a distribuição angular das partículas leves emitidas por um núcleo composto é simétrica em relação à direção de recuo do mesmo.

Tendo em vista as observações acima, uma análise mais profunda deve ser efetuada, com a finalidade de verificar a sensibilidade dos cálculos, aos valores destes parâmetros.

Nas figuras (III.33.a) a (III.33.d), apresentamos para o sistema $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, quatro cálculos efetuando variações nos parâmetros citados acima.

Nas figuras (III.33.a) e (III.33.c), comparamos dois cálculos em que não se utilizou um limite máximo (J_{max}) (equação (III.14)) para o valor dos momentos angulares para formação do núcleo composto. Os parâmetros de densidade de níveis para os núcleos residuais foram tomados como $a = A/8$ no primeiro caso e valores fornecidos por Gilbert e Cameron²⁰⁾, no outro caso. Verificamos que ocorre uma alteração somente na magnitude das correlações angulares.

Este fato pode ser entendido observando-se a equação (III.15). Notamos que a grandeza $g(J)$ que leva em conta as contribuições de todos os canais abertos para o decaimento do núcleo composto, é dependente da densidade de níveis dos núcleos residuais para a região do contínuo. Como a densidade de níveis depende de uma forma exponencial dos parâmetros de densidade de níveis a , uma alteração significativa na magnitude das secções de choque pode ser

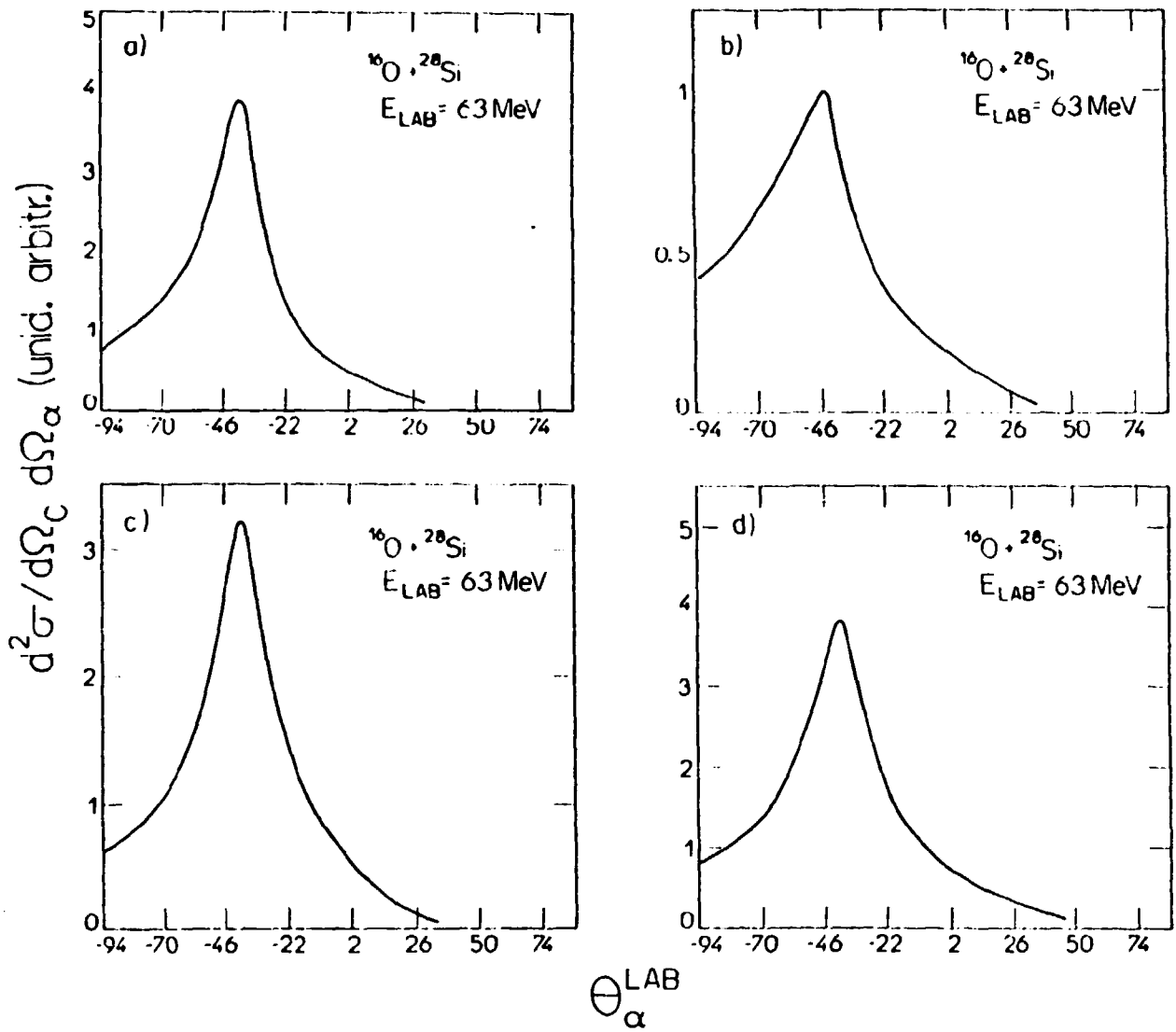


Fig. III. 33 - Previsões das correlações angulares C- α para o processo seqüencial:

$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$ obtidas com uso do programa SIGTE, com variações em parâmetros importantes.

a) $a = R/8$ e $J_{\text{max}} = 30 \hbar$.

b) Valores de Q aumentados em 3 MeV.

c) $J_{\text{max}} = 30$ e parâmetros de densidade de níveis dados por Gilbert e Cameron.

d) $a = R/8$ e $J_{\text{max}} = 12 \hbar$.

observada ao variarmos estes parâmetros. Não se observa alteração na forma das correlações, que estaria associada a uma mudança da anisotropia das distribuições angulares.

A comparação das figuras (III.33.a), já descrita, e (III.33.d), onde utilizamos $a = A/8$ e $J_{max} = 12\hbar$, mostra que ondas parciais J_{max} maiores que $12\hbar$ não contribuem significativamente, já que os cálculos com este valor e sem corte em momento angular mostram o mesmo resultado tanto em forma quanto em magnitude.

Finalmente, considerando a figura (III.33.b), onde variamos arbitrariamente os valores de "Q" obtidos experimentalmente de 3 MeV, com $a = A/8$, e $J_{max} = 12\hbar$, e comparando-a com a figura (III.33.d), observamos uma variação no máximo da correlação, assim como uma variação na forma. A alteração nos valores de "Q", muda a distribuição angular dos núcleos em recuo e, portanto, como as distribuições angulares das partículas leves emitidas, são simétricas em relação à direção do núcleo emissor em recuo, deve ocorrer uma alteração na posição do máximo previsto.

Para estes cálculos, onde o mesmo valor de J_{max} ($12\hbar$) foi utilizado, não se espera, a princípio, alterações na forma da correlação angular. Entretanto, como esta depende da soma de várias contribuições referentes aos valores de "Q", o deslocamento desses valores acaba por alterar a forma. Se com os valores de "Q" corretos, o valor do máximo corresponde, por exemplo, à direção de recuo de um núcleo de ^{27}Al com $E = 14.5$ MeV (sistema $^{27}\text{Al} + ^{27}\text{Al}$), esta direção

equivale a $\theta \approx -43^\circ$. Se adicionamos 3 MeV ao valor de "0", isto equivale a uma energia de excitação $E^* = 11.5$ MeV que apresenta um ângulo de recuo $\theta \approx -45^\circ$.

Foi realizado, também, um estudo da contribuição de cada onda parcial nas correlações angulares calculadas $0\hbar < J < 12\hbar$ através de pequenas "janelas" de momento angular, pois o valor da secção de choque é definido por uma somatória sobre as ondas parciais: $\sigma_{\text{Tot}} = \sum_{J_{\text{min}}}^{J_{\text{max}}} \sigma_J$ onde $|J_{\text{max}} - J_{\text{min}}| = 2\hbar$. Nestes cálculos, observamos variações significativas na magnitude das correlações angulares, as quais podem ser entendidas através da análise da equação (III.15).

Ao variarmos o limite desta somatória, certamente estamos alterando a magnitude das secções de choque diferenciais e, conseqüentemente, das correlações calculadas.

De acordo com a teoria de Hauser-Feshbach, à medida que variamos o valor de J, estamos alterando, também, a condição de alinhamento entre o momento angular do núcleo composto (J) e o momento angular orbital da partícula emitida (l). Sendo assim, a distribuição angular das partículas leves deve apresentar uma anisotropia maior ou menor, refletindo-se numa variação da largura das correlações previstas. Desta forma, a correlação angular prevista para uma "janela" associada à transferência, que se concentra em momentos angulares mais próximos ao rasante, teria uma largura menor que a associada à fusão. Entretanto, o que se observa a

partir dos cálculos, variando a posição das "janelas" no espaço de momento angular, é que esta variação não afeta, significativamente, a forma da correlação angular.

De acordo com as observações acima podemos, a partir dos ajustes dos dados experimentais efetuados com o programa SIGTE, dizer que a cinemática do processo aponta, certamente, para um decaimento seqüencial de um núcleo com massa próxima à do alvo. Entretanto, a denominação de "transferência seguida de evaporação", ainda não pode ser confirmada, pois o fato de uma "janela" com $J = 0-12\hbar$ também fornecer um ajuste satisfatório, nos leva a dizer que o mecanismo pode ser também interpretado como uma fusão incompleta, ou seja, um "break-up" do projétil seguido de uma fusão da partícula leve com o alvo.

Devemos salientar, aqui, que devido ao procedimento utilizado nos cálculos, ou seja, utilização de espectros inclusivos experimentais para $^{12}\text{C}(\alpha\text{Li})$, não podemos ter informações precisas sobre as magnitudes previstas para as correlações angulares. Este fato é devido à existência, nos espectros, de eventos pertencentes a todos os mecanismos que contribuem para as correlações angulares $^{12}\text{C}-\alpha$ ou $\alpha\text{Li}-\alpha$.

Se o mecanismo envolvido corresponde a uma transferência de "cluster", os valores de energia de excitação mais prováveis encontrados para os três sistemas estudados, devem ser condizentes com os valores de "Q" ótimo para estes sistemas.

Podemos calcular os valores de "Q" ótimo segundo a relação¹¹⁾:

$$Q_{ot} = (Z_f z_f - Z_i z_i) \frac{e^2}{R} - \frac{1}{2} m v^2 \quad (III.18)$$

onde Z_f e z_f correspondem aos números atômicos no canal de saída e Z_i e z_i aos números atômicos no canal de entrada. O valor de v corresponde à velocidade relativa na transferência, sendo dado por:

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = (E_{CM} - V_B) \quad (III.19)$$

sendo μ a massa reduzida e V_B a barreira Coulombiana. O valor de R refere-se ao raio de contato dos dois núcleos no canal de entrada e m é a massa da partícula transferida.

Na tabela III.2, mostramos os cálculos efetuados para os três sistemas, onde E^*_{ot} corresponde à energia de excitação referente ao valor de "Q_{ot}", dada por $E^*_{ot} = Q_{00} - Q_{ot}$, sendo Q_{00} o valor de "Q" para o estado fundamental.

Tabela III.2

Sistema	E_{Lab} (MeV)	Reação	Q_{gs} (MeV)	Q_{ot} (MeV)	E_{ot}^* (MeV)	E_{exp}^* (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	62	$^{27}\text{Al}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{31}\text{P}$	2.51	-10.5	13.0	15.0
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	63	$^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$	-0.21	-10.7	11.0	12.5
$^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$	48	$^{27}\text{Al}(^{10}\text{B}, ^6\text{Li})^{31}\text{P}$	5.21	-15.7	20.9	21.7

Conforme notamos, ao analisar a tabela III.2, os valores de E_{ot}^* estão em bom acordo com os valores mais prováveis de energia de excitação (E_{exp}^*) encontrados experimentalmente (última coluna).

Na literatura, encontramos informações sobre a reação $^{27}\text{Al}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{31}\text{P}$ investigada nas energias de 45.6 MeV^[22], 77 MeV^[23] e 87.4 MeV^[24]. Efetuamos os mesmos cálculos de valores de "Q" ótimo para estes trabalhos e comparamos as energias de excitação obtidas, com as energias de excitação mais prováveis encontradas nos mesmos. No trabalho realizado em 45.6 MeV, foram efetuadas medidas inclusivas e nos outros dois, onde se realizaram medidas exclusivas, foi feita uma análise semelhante à efetuada neste trabalho, em termos de energias relativas.

Na tabela III.3, apresentamos os resultados dos cálculos para os três trabalhos referidos, juntamente com os valores de energia de excitação mais prováveis E_{exp}^* , encontrados experimentalmente.

Tabela III.3

E_{Lab} (MeV)	Q_{ot} (MeV)	E_{ot}^* (MeV)	E_{MP}^* (MeV)
45.6 ³²⁾	- 5.9	8.4	10.5
77.0 ¹¹⁾	-13.6	16.1	15.0
87.4 ⁹⁾	-16.3	18.8	17.0

Os resultados dos cálculos estão em bom acordo com os obtidos experimentalmente, tanto para este trabalho quanto para os da literatura, o que reforça a descrição do processo, como sendo realmente uma transferência direta de "cluster" (α) seguida da evaporação do "núcleo composto" (^{31}P ou ^{32}S) como observada em ângulos traseiros negativos da correlação angular experimental.

Outro fato que reforça a descrição deste modelo, na região angular citada, corresponde à discordância entre a energia de excitação do núcleo em recuo observada, e o valor esperado se estivesse ocorrendo um processo de fusão incompleta (tipo fragmentação-fusão). Neste caso, supomos que ocorre a fragmentação do projétil nas vizinhanças do alvo, havendo, posteriormente, a fusão da partícula α com o mesmo. Esta partícula α teria, basicamente, a velocidade do projétil.

A energia de excitação do núcleo composto formado é dada por $E_{NC}^* = E_{CM} + Q_{NC}$. Na tabela III.4, mostramos, para os três sistemas estudados, os valores de E_{NC}^* esperados em base ao mecanismo de fragmentação-fusão, em comparação com os valores mais prováveis de energia de excitação do núcleo em recuo, encontrados experimentalmente (E_{MP}^*). Os valores de E_{α} , correspondem à energia das partículas α com velocidade igual à do projétil, fundindo com núcleos de ^{27}Al ou ^{28}Si .

Tabela III.4

Sistema	E_{α} (MeV)	E_{CM} (MeV)	E_{NC}^* (MeV)	E_{MP}^* (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	15.5	13.5	23.2	15.0
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	15.8	13.8	20.8	12.5
$^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$	19.2	16.7	26.4	21.7

Observamos, então, que os valores de energia de excitação encontrados, experimentalmente, diferem, sensivelmente, daqueles que estariam associados a um mecanismo de fusão incompleta (fragmentação-fusão), vindo a reforçar, ainda mais, a descrição do mecanismo como uma transferência seguida de evaporação.

De acordo com todas as observações feitas, para o processo denominado "transferência seguida de evaporação" ("TE"), os ajustes finais foram efetuados com os parâmetros de densidade de níveis para os núcleos residuais dados por

$a=A/B$ e com $J_{max} = 12k$. Na tabela III.5, apresentamos para os três sistemas estudados os valores dos máximos (θ_{max}) para as correlações angulares calculadas e as correspondentes energias de excitação mais prováveis para o núcleo intermediário em recuo (E_{MP}^*), previstas pela cinemática de dois corpos.

Tabela III.5

Sistema	θ_e	$\langle \theta_{max} \rangle$	Núcleo Int.	E_{MP}^* (MeV)
$^{16}O + ^{27}Al$	$+30^0$ (C)	-40^0	^{31}P	15.0
$^{16}O + ^{28}Si$	$+30^0$ (C)	-40^0	^{32}S	12.5
$^{10}B + ^{27}Al$	$+20^0$ (Li)	-25^0	^{31}P	21.0

θ_e corresponde aos ângulo fixo de detecção dos ejéteis (^{12}C ou 6Li).

Na figura (III.34), apresentamos um diagrama de blocos para o programa KTP, que prepara os dados de entrada para o programa E e um diagrama de blocos para o próprio programa.

em, aqui, alguns comentários a respeito de considerações feitas para chegarmos às previsões das correlações angulares para o processo de "TE". Inicialmente, ao fornecermos, como dado de entrada, um espectro inclusivo, devemos nos lembrar que, provavelmente, uma fração dos eventos considerados não pertencem ao

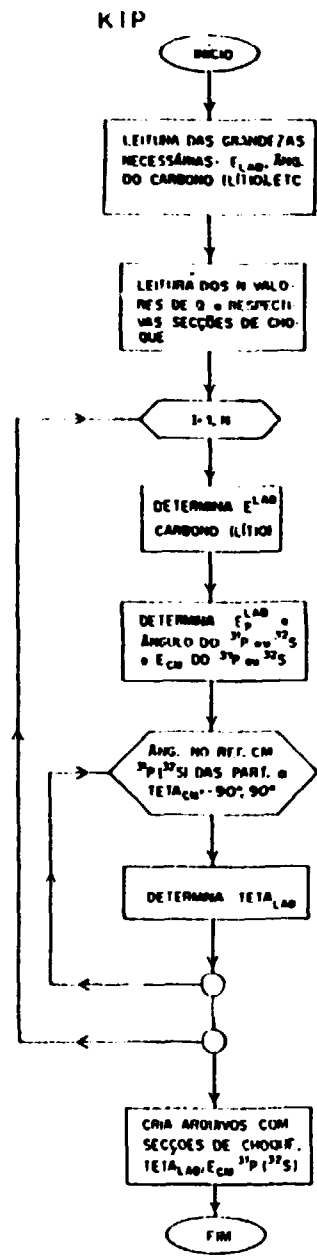


Fig. III. 34.a - Diagrama de blocos para o programa KIP.

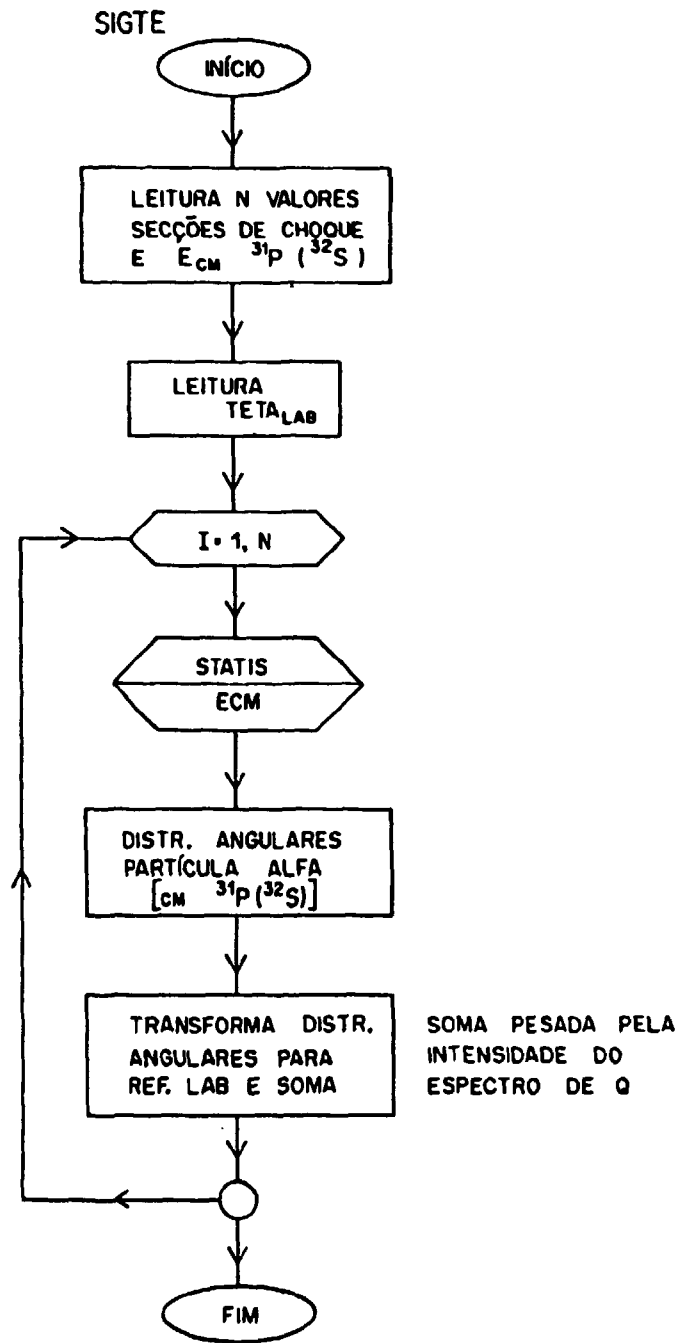


Fig. III. 34.b - Diagrama de blocos para o programa SIGTE.

processo em questão. Na figura (III.35), apresentamos um espectro inclusivo utilizado. Além desse fato, a consideração de que os ejetéis estejam no estado fundamental é justificável, conforme vimos na seção anterior.

Outro fato a ser levado em conta é a utilização do programa STATIS para a previsão das distribuições angulares das partículas leves. Como mencionado anteriormente, o programa STATIS calcula somente a probabilidade para o primeiro decaimento do núcleo composto e não o seu decaimento seqüencial. Se a contribuição dos demais decaimentos for significativa, a forma das correlações angulares previstas pode ser alterada. Neste caso seria necessário a utilização de um programa que efetuasse a previsão do decaimento seqüencial do núcleo composto como, por exemplo, o LILITA²³, que baseia-se no método Monte-Carlo.

Podemos, fazendo uso do próprio programa LILITA, efetuar um cálculo que nos permita verificar se a contribuição do decaimento seqüencial é ou não significativa. Para tal, processamos o programa para as reações de fusão $\alpha + {}^{27}\text{Al}$ e $\alpha + {}^{28}\text{Si}$. A energia de bombardeio escolhida equivale a uma energia no referencial do centro de massa que corresponda a uma energia de excitação do núcleo composto (núcleo em recuo), que apresente maior intensidade no espectro fornecido. Essa energia de bombardeio corresponde aproximadamente a 15 MeV ($J_{\text{c.m.}} = 6\hbar$).

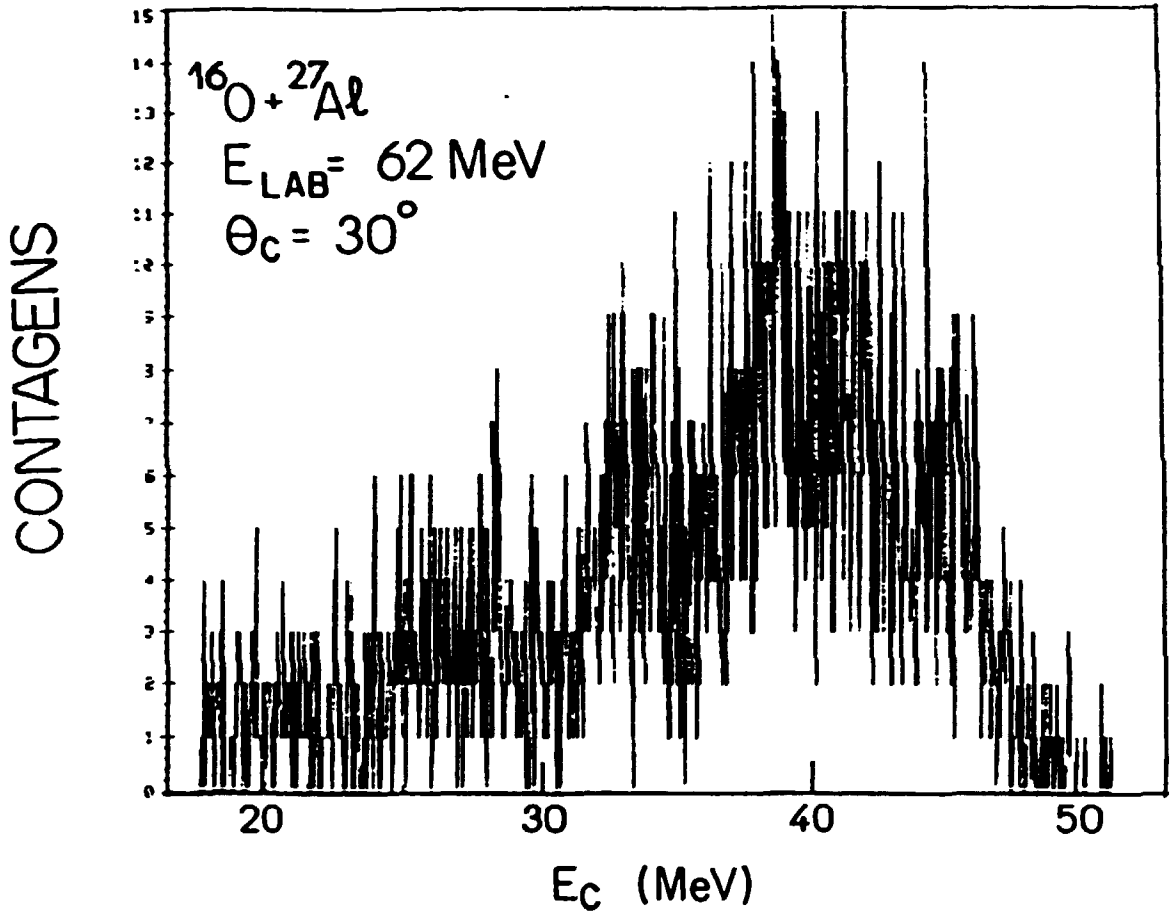


Fig. III.35 - Espectro inclusivo de carbono em $\theta_c = 30^\circ$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$.

Para as duas reações analisadas, o resultado mostra que a contribuição do decaimento seqüencial do núcleo composto não é significativa, principalmente para os canais de partículas α . Observa-se alguns resíduos referentes aos canais pn e p , mas a grande maioria dos resíduos é obtida através dos canais n , p e α , sendo a contribuição do canal α cerca de 2 a 3 vezes maior que a do canal p e esta maior que a do canal n .

III.4.2. Modelo para o Processo de Decaimento Seqüencial do Projétil

Para o processo de "DSP", assumimos que em um estágio primário ocorre a excitação do projétil, que em seguida decai seqüencialmente. O processo primário pode ser esquematizado como $M_2(M_1, M_1^*)M_2$ (vide figura (III.36)).

Para o programa SIGDESP, que modela o decaimento seqüencial do projétil, tomamos como dado de entrada, os espectros de $^{12}\text{C}(^4\text{Li})$ correspondentes a vários ângulos de detecção das partículas α em coincidência. Este procedimento é diferente do efetuado no cálculo do processo de "TE" pois, naquele caso, a cada energia de $^{12}\text{C}(^4\text{Li})$ emitido no processo primário, correspondia uma única energia de excitação (ou valor de "Q") do núcleo em recuo (^{31}P ou ^{32}S) no espectro inclusivo. Neste caso, como os núcleos de $^{12}\text{C}(^4\text{Li})$ não são provenientes do processo primário, no espectro inclusivo, cada energia de $^{12}\text{C}(^4\text{Li})$, corresponde à contribuição de vários valores de energia de excitação do núcleo intermediário, dependendo do ângulo de emissão das partículas α . Por este motivo, utilizamos, individualmente, os espectros correspondentes a cada ângulo.

Conhecido o valor da energia de excitação do projétil espalhado inelasticamente, podemos determinar a energia cinética do mesmo através da relação:

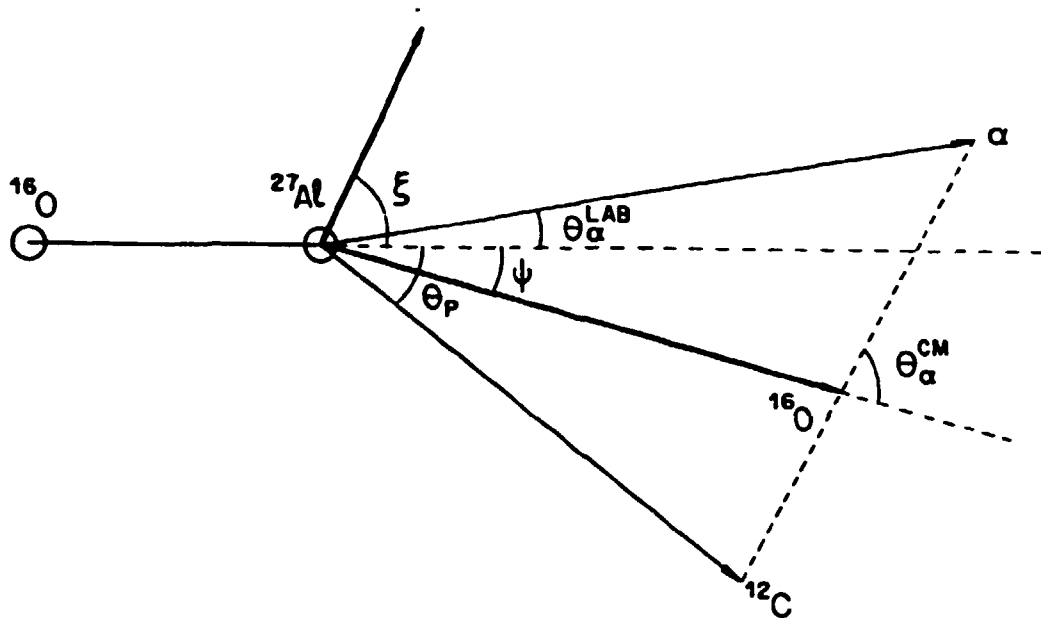


Fig. III. 36 - Diagrama de velocidades para o processo seqüencial $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$, mostrando as grandezas relevantes utilizadas no programa SIGDESP.

$$E_1' = E_T \times B \{ \cos \psi + [(D/B) - \sin^2 \psi]^{1/2} \}^2 \quad (\text{III.20})$$

onde $E_T = E_{Lab} + Q = E_1' + E_2'$ (após a interação)

$$D = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)(M_1 + M_2)} \left[1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right]$$

$$B = \frac{M_1 M_2 (E_{Lab}/E_T)}{(M_1 + M_2)(M_1 + M_2)}$$

A grandeza ψ corresponde ao ângulo de espalhamento do projétil excitado no referencial do laboratório, que em termos do programa é variado para cada valor de Q e E_{Lab} ou E_{Li} .

Tendo calculado sua energia cinética, podemos determinar a energia de recuo do resíduo pois:

$$E_2' = E_T - E_1' \quad (\text{III.21})$$

A partir desses valores podemos determinar o ângulo de emissão das partículas α , θ_{α}^{Lab} , que fica dado por:

$$\text{tg } \theta_{\alpha}^{Lab} = - \frac{M_2 v_2' \sin \xi - M_p v_p \sin \theta_p}{M_1 v_{Lab} - M_2 v_2' \cos \xi - M_p v_p \cos \theta_p} \quad (\text{III.22})$$

sendo que v_p e θ_p correspondem à velocidade e ao ângulo de observação do ${}^2\text{C}(\alpha\text{Li})$; $v_{Lab} = (2E_{Lab}/M_1)^{1/2}$ e ξ é o ângulo de emissão do recuo, que é expresso da seguinte maneira:

$$\text{sen } \xi = -\left(\frac{M_1 E_1}{M_2 E_2}\right)^{1/2} \text{sen } \psi \quad (\text{III.23})$$

Finalmente, para obtermos, a correlação angular, de acordo com a equação (III.2), precisamos conhecer a distribuição angular do projétil excitado. Para os cálculos em questão, adotou-se, inicialmente, uma relação simples do tipo Gaussiana,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\psi) = \exp(-(\psi - \psi_0)^2 / (\Delta\psi)^2) \quad (\text{III.24})$$

onde utilizamos como parâmetros livres, os valores de ψ_0 e $\Delta\psi$, expressos no referencial do laboratório. Neste caso, a forma e magnitude das correlações angulares previstas, vão depender, essencialmente, das grandezas ψ_0 , $\Delta\psi$ e dos espectros fornecidos (valores de "Q").

A posição do máximo é determinada pelos valores de ψ_0 e Q, que determinam as grandezas cinemáticas referentes aos núcleos participantes.

Nas figuras (III.37.a-d), exibimos, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, a dependência da correlação angular com o valor de ψ_0 e $\Delta\psi$. Em todos os casos, mantivemos os mesmos espectros fornecidos como dados de entrada. Notamos que, nas figuras (III.37.a) e (III.37.c) com $\psi_0 = 20^\circ$ e $\Delta\psi = 7^\circ$ e 4° , respectivamente, além de uma alteração na largura,

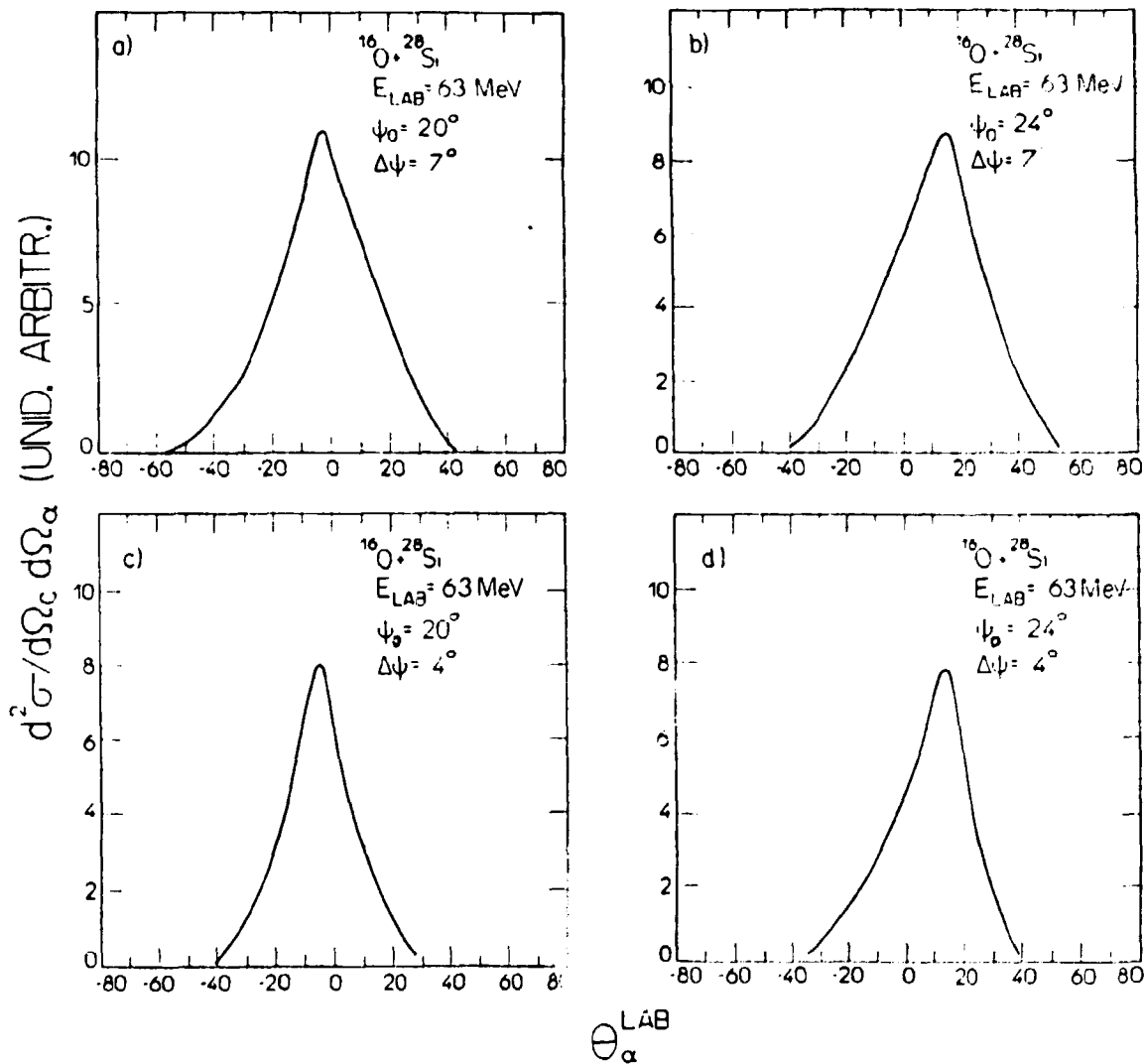


Fig. III. 37 - Previsões das correlações angulares $C-\alpha$ para o processo sequencial $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$, obtidas com uso do programa SIGDESP com variação em parâmetros importantes, supondo distribuição angular simétrica para o núcleo intermediário excitado.

a) $\psi_0 = 20^\circ$ e $\Delta\psi = 7^\circ$

b) $\psi_0 = 24^\circ$ e $\Delta\psi = 7^\circ$

c) $\psi_0 = 20^\circ$ e $\Delta\psi = 4^\circ$

d) $\psi_0 = 24^\circ$ e $\Delta\psi = 4^\circ$

ocorre, também, uma variação na magnitude. O mesmo fato é observado nas figuras (III.37.b) e (III.37.d) com $\psi_0 = 24^\circ$ e $\Delta\psi = 4^\circ$. A variação na magnitude é esperada pois, de acordo com a equação (III.2), a correlação é determinada através do produto das secções de choque duplamente diferenciais $d^2\sigma/d\Omega_c dQ$, (que descrevem os espectros de $^{12}C(^4Li)$ pelas secções de choque diferenciais para excitação do núcleo intermediário. Portanto, ao utilizarmos uma largura menor para as secções de choque diferenciais, os valores utilizados no produto citado acima, vão ser comparativamente menores para um mesmo ângulo, provocando uma diminuição da magnitude.

A variação de ψ_0 de 20° a 24° (mantendo-se a mesma largura) se reflete numa mudança considerável na posição do máximo, que passa de $\theta \cong -10^\circ$ para $\theta \cong +20^\circ$. Esta mudança está, também, relacionada com os valores da secção de choque diferencial para excitação do núcleo intermediário, que muda as probabilidades para as diferentes configurações cinemáticas.

Em outro cálculo, efetuamos uma adição de 3 MeV aos valores de "Q" fornecidos, mantendo-se fixos os valores de ψ_0 e $\Delta\psi$. Desta maneira, estamos mudando as condições cinemáticas e as intensidades nos espectros de $^{12}C(^4Li)$. Observamos que esta alteração, nos valores de "Q", se reflete numa alteração na posição do máximo em cerca de 4° , aproximando-o mais da direção $\theta = 0^\circ$, além de uma pequena diminuição na magnitude prevista (cerca de 10%).

De acordo com as observações acima, verificamos que as características da correlação angular são sensíveis aos parâmetros utilizados. Portanto, é de se esperar que se obtenha um melhor ajuste com um valor de ψ_0 que corresponda ao previsto, por cálculos da distribuição angular para excitação do projétil.

Na descrição deste processo também, não estamos obtendo informações precisas sobre a magnitude, devendo-se, portanto, proceder a uma posterior normalização em relação aos resultados experimentais.

Na figura (III.38), mostramos um diagrama de blocos referente ao programa SIGDESP.

Ao invés de utilizar uma distribuição Gaussiana na descrição da distribuição angular para espalhamento do projétil excitado, que precede seu decaimento seqüencial, podemos introduzir uma certa assimetria, para eventualmente melhorar o ajuste ou expressões analíticas assimétricas dadas por Hussein e McVoy²³. Em nosso modelo, usamos como alternativa, duas semi-gaussianas análogas às da equação (III.24), com larguras diferentes para $\psi < \psi_0$ e $\psi \geq \psi_0$. Esta assimetria deve, a princípio, propiciar melhores ajustes, pois as distribuições angulares para o espalhamento inelástico, de uma forma geral, apresentam este tipo de comportamento.

Para o ajuste referente a este processo, inicialmente utilizou-se a distribuição angular do núcleo intermediário espalhado inelasticamente com a forma simétrica dada pela

SIGDESP

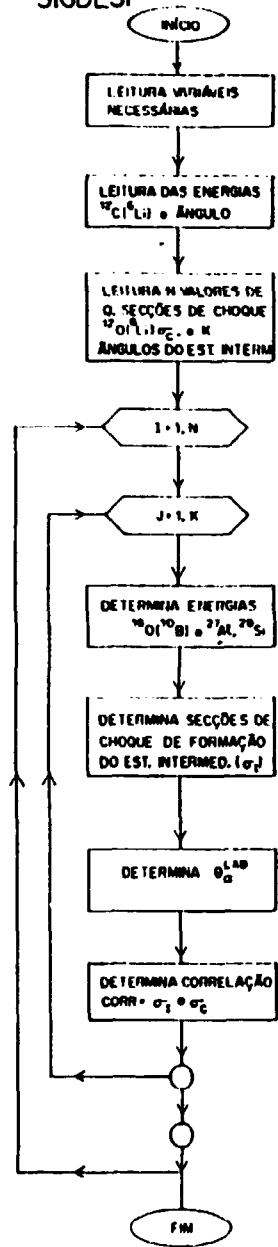


Fig. III. 38 - Diagrama de blocos para o programa SIGDESP.

equação (III.24). Para os três sistemas, os ajustes obtidos não se mostraram muito satisfatórios. Fez-se, então, necessária a introdução da assimetria. As distribuições angulares que forneceram os melhores ajustes, para as correlações experimentais, apresentam máximos em ângulos de espalhamento próximos aos correspondentes às trajetórias rasantes, conforme podemos verificar na tabela III.6, que apresenta, também, os valores dos máximos para as correlações previstas.

Tabela III.6

Sistema	θ_e	Núcleo Int.	ψ_0	$\Delta\psi$	θ_{rasante}	Máximo
$^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$	$+30^\circ(^{12}\text{C})$	$^{16}\text{O}^*$	$+18^\circ$	$4(\psi < \psi_0)$ $7(\psi \geq \psi_0)$	+27.0	-10°
$^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$	$+30^\circ(^{12}\text{C})$	$^{16}\text{O}^*$	$+20^\circ$	$4(\psi < \psi_0)$ $7(\psi \geq \psi_0)$	+29.8	-5°
$^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$	$+20^\circ(^6\text{Li})$	$^{10}\text{B}^*$	$+10^\circ$	$3(\psi < \psi_0)$ $8(\psi \geq \psi_0)$	+20.5	-2°

Na previsão das correlações angulares para o processo de "DSP", devemos nos lembrar que valem as mesmas considerações feitas para o processo de "TE", no que se refere aos espectros de entrada e a suposição dos ejetéis estarem no estado fundamental.

As hipóteses sobre as distribuições angulares para a primeira etapa do processo de "DSP" são coerentes com previsões de cálculos de canais acoplados para o espalhamento inelástico nos sistemas considerados, nos quais o projétil é excitado.

Estas distribuições foram calculadas, com o programa ECIS³⁴⁾ para os estados que apresentam uma contribuição mais

intensa. Para os sistemas $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, os cálculos foram feitos para excitação dos estados com $E^* = 11.63(3^-)$ e $13.02 \text{ MeV}(2^-)$ e para $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, $E^* = 5.16(2^-)$ e $6.0 \text{ MeV}(4^-)$.

As distribuições angulares calculadas apresentam um comportamento dentro do previsto, ou seja, devido ao efeito do forte campo Coulombiano, estas estão centradas em ângulos próximos aos correspondentes às trajetórias rasantes (θ_g). Os máximos ocorrem em ângulos próximos à fronteira de forte absorção, onde $\sigma_{\text{el}} / \sigma_{\text{Rutherford}}$ deixa de ser igual a 1. Os parâmetros de modelo óptico, utilizados, foram obtidos nas referências 13 e 35.

Na figura (III.39), mostramos, para o sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, a distribuição angular calculada para o espalhamento inelástico com $E^* = 11.63 \text{ MeV}$, juntamente com a distribuição angular utilizada neste trabalho, que forneceu o melhor ajuste das correlações angulares. Os resultados estão mostrados no referencial do laboratório. Observamos que ocorre um ótimo acordo com relação à posição do máximo, havendo um ligeiro desvio ($\sim 2^\circ$) com respeito às larguras, tanto para ψ maior que ψ_0 quanto para ψ menor que ψ_0 .

Na tabela III.7, mostramos, no referencial do laboratório, os valores obtidos a partir dos cálculos de canais acoplados para a posição dos máximos (ψ_0^c) e larguras ($\Delta\psi^c$) e os comparamos com os valores de ψ_0 e $\Delta\psi$, que forneceram os melhores ajustes para os três sistemas estudados.

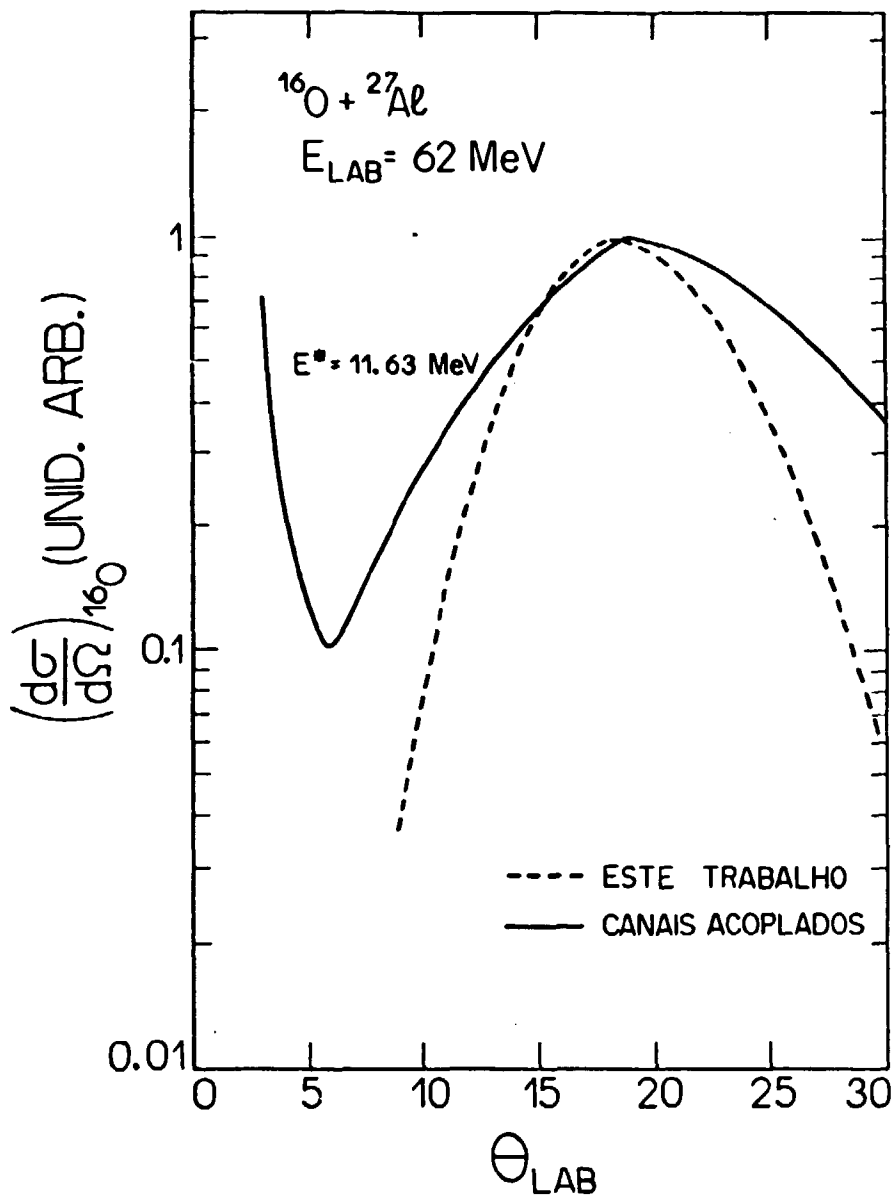


Fig. III.39 - Comparação entre as distribuições angulares fornecidas pelo programa ECIS e a utilizada no programa SIGDESP para o espalhamento inelástico de um núcleo de ^{16}O com $E^* = 11.6 \text{ MeV}$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$

— ECIS

----- SIGDESP

Os valores estão normalizados para 1.0

Tabela.III.7

Sistema	ψ_0	$\Delta\psi$	ψ_0^c	$\Delta\psi^c$
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	18	5 ($\psi < \psi_0$) 7 ($\psi \geq \psi_0$)	19	7 ($\psi < \psi_0$) 11 ($\psi \geq \psi_0$)
$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$	20	5 ($\psi < \psi_0$) 7 ($\psi > \psi_0$)	20	7 ($\psi < \psi_0$) 11 ($\psi \geq \psi_0$)
$^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$	10	3 ($\psi < \psi_0$) 8 ($\psi \geq \psi_0$)	9	3 ($\psi < \psi_0$) 10 ($\psi \geq \psi_0$)

Notamos, pela análise dos resultados exibidos, que para todos os sistemas, as distribuições angulares utilizadas para os ajustes das correlações angulares estão condizentes com os resultados esperados. Sendo assim, este acordo registrado, reforça a identificação do mecanismo observado em ângulos dianteiros como correspondendo ao decaimento seqüencial do projétil espalhado inelasticamente.

III.5. Avaliação da Contribuição dos Mecanismos

Nas figuras (III.40) a (III.42), apresentamos os ajustes obtidos para as correlações angulares referentes aos três sistemas estudados. As magnitudes atribuídas às contribuições de cada mecanismo foram obtidas através de normalizações feitas em base aos próprios resultados experimentais. Nas figuras, são apresentadas as contribuições individuais e a soma das mesmas fornecendo o resultado final.

Podemos, partindo da cinemática de três corpos para o processo de decaimento seqüencial do projétil e de espectros de energia de partículas leves vs energia de partículas

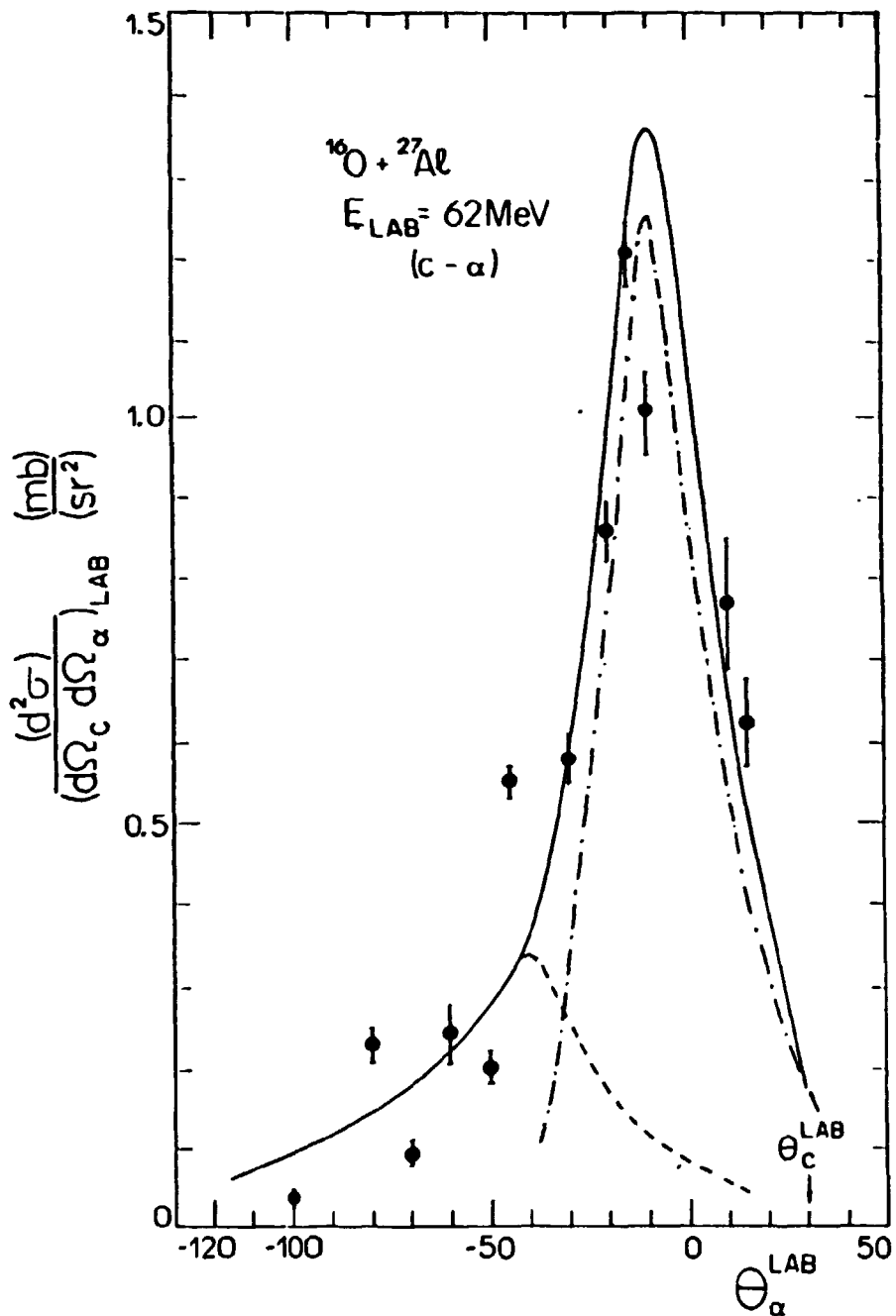


Fig. III.40 - Ajuste da correlação angular experimental C- α para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ utilizando os resultados fornecidos pelos programas SIGTE e SIGDESP. As previsões foram normalizadas a partir dos valores experimentais.

-----previsão do programa SIGTE para o processo $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{31}\text{P}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$.

-.-.-.-previsão do programa SIGDESP para o processo $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{27}\text{Al}$.

———— soma das contribuições.

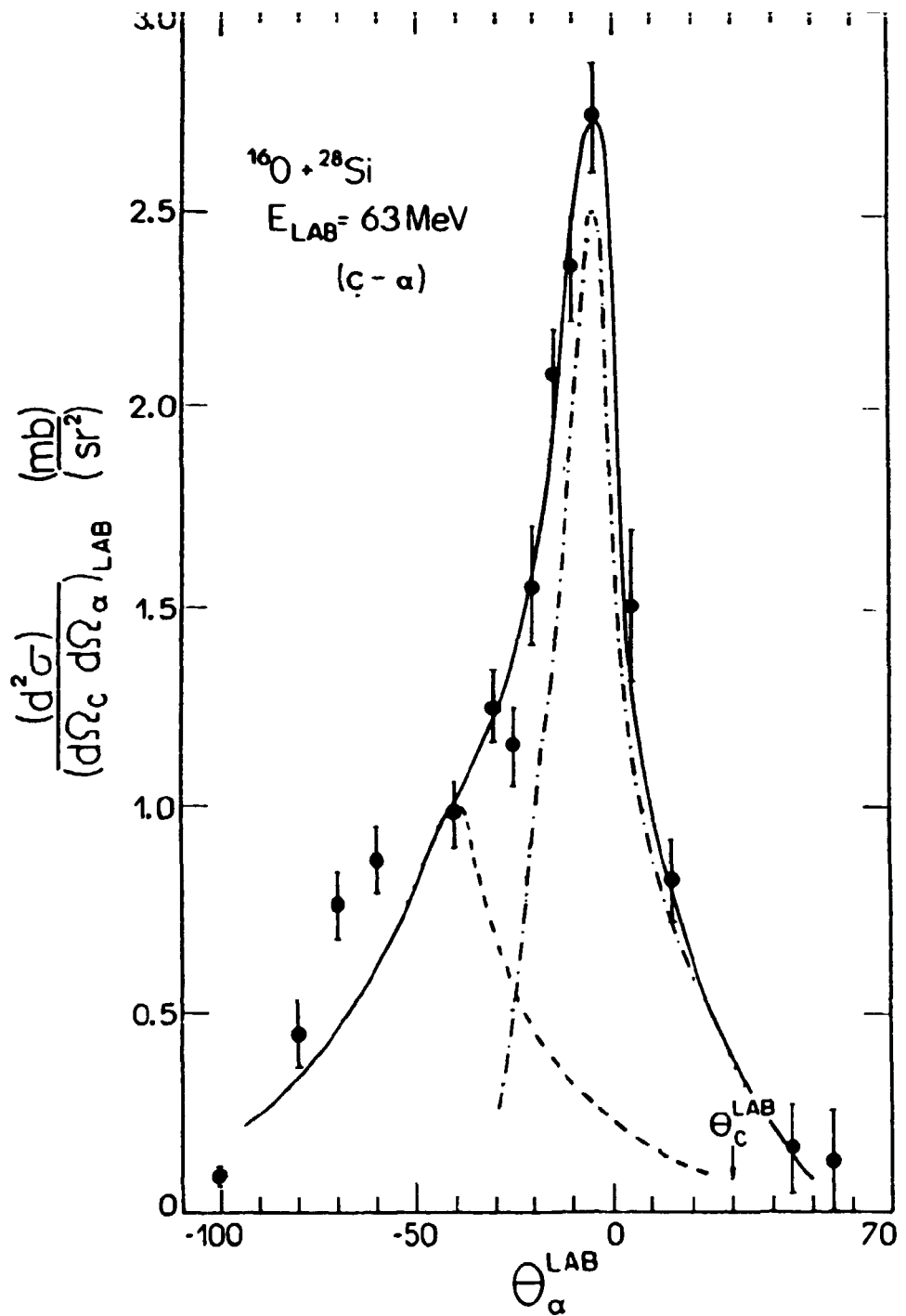


Fig. III.41 - Idem à figura III.40 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$.

----- previsão do programa SIGTE para o processo $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{22}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$.

-.-.-.-.- previsão do programa SIGDESP para o processo $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{16}\text{O}^* + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha + ^{28}\text{Si}$.

———— soma das contribuições.

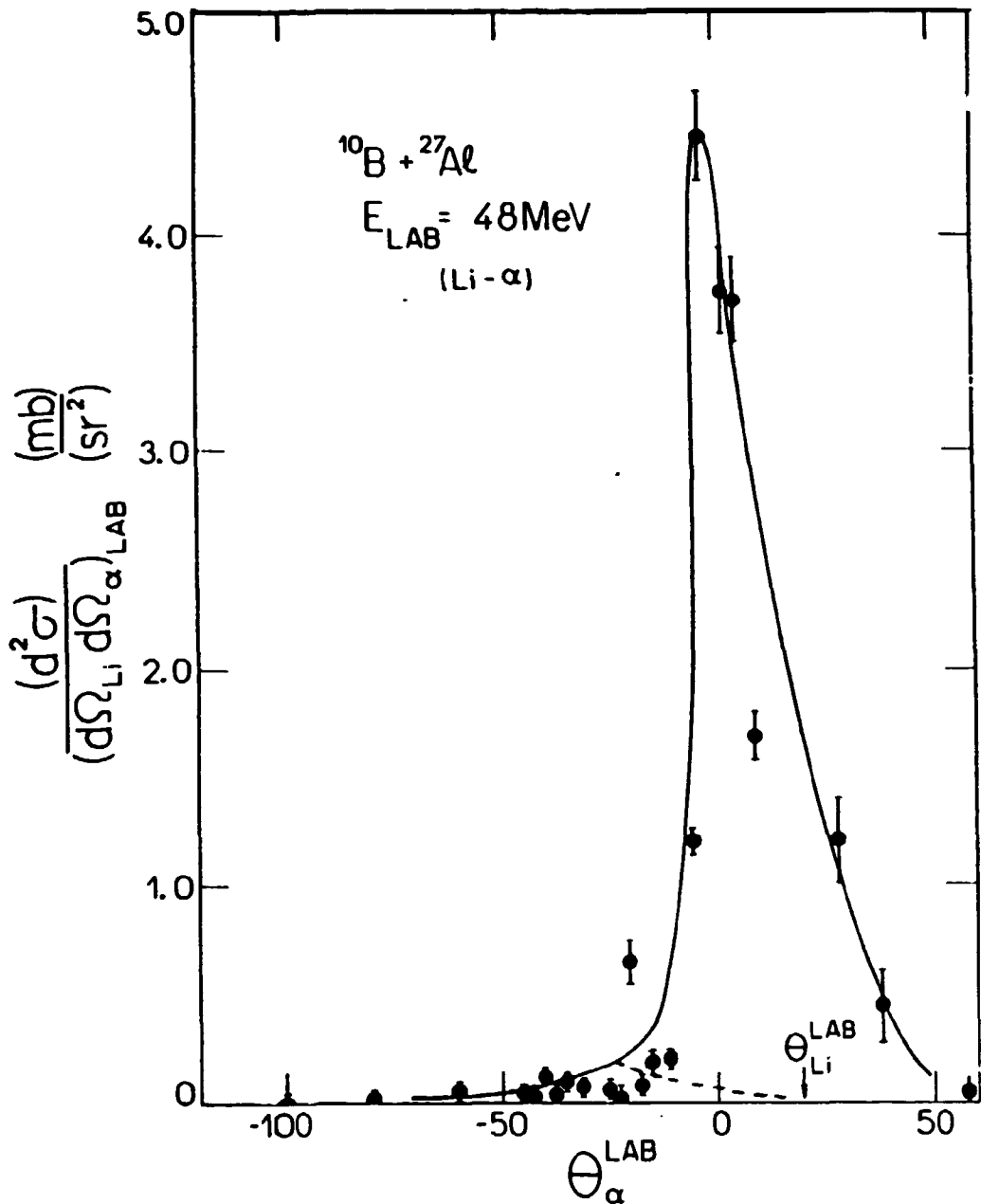


Fig. III.42 - Idem à figura III.40 para o sistema $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

----- previsão do programa SIGTE para o processo $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^4\text{Li} + ^{23}\text{P}^* \rightarrow ^4\text{Li} + \alpha + ^{27}\text{Al}$.

_____ soma das previsões.

Neste caso, a previsão do programa SIGDESP praticamente coincide com o valor final, pelo fato da contribuição do processo sequencial de decaimento do $^{23}\text{P}^*$ apresentar pequena magnitude.

pesadas, efetuar cálculos que nos levam a concluir se a magnitude relativa entre os dois processos levados em consideração, obtidas dos ajustes, estão corretas. Este tipo de análise foi efetuado também na referência 6 para o sistema $^{10}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{Lab}} = 65$ MeV. Se existe a contribuição do decaimento seqüencial do projétil em uma dada energia de excitação, dois grupos de eventos C- α coincidentes serão observados, correspondendo a dois ângulos de espalhamento do projétil, que são diferentes mas únicos (vide figura (III.43)). Estes ângulos podem ser denominados θ_{α} e θ'_{α} e estão associados a grupos de eventos com energias E_{α} elevadas com E_c baixas ou energias E_{α} baixas com E_c altas, respectivamente. O grupo correspondente a θ_{α} , na figura (III.43), compreende os círculos D_c e D_{α} e o correspondente a θ'_{α} , os círculos D'_c e D'_{α} , o que corresponde a uma dada energia de excitação do projétil. Os dois grupos cinemáticos citados acima, podem ser observados experimentalmente nos casos em que as energias estejam acima do limiar experimental. Os eventos associados a θ'_{α} , que possuem baixas energias E_{α} e elevadas E_c não podem ser a princípio, distingüidos cinematicamente dos eventos correspondentes ao processo de transferência seguida de evaporação, nos ângulos em que os dois processos competem significativamente. Porém, partindo dos eventos correspondentes a θ_{α} , podemos efetuar uma estimativa da contribuição relativa de cada processo, dentro do grupo de eventos que não são distingüíveis cinematicamente.

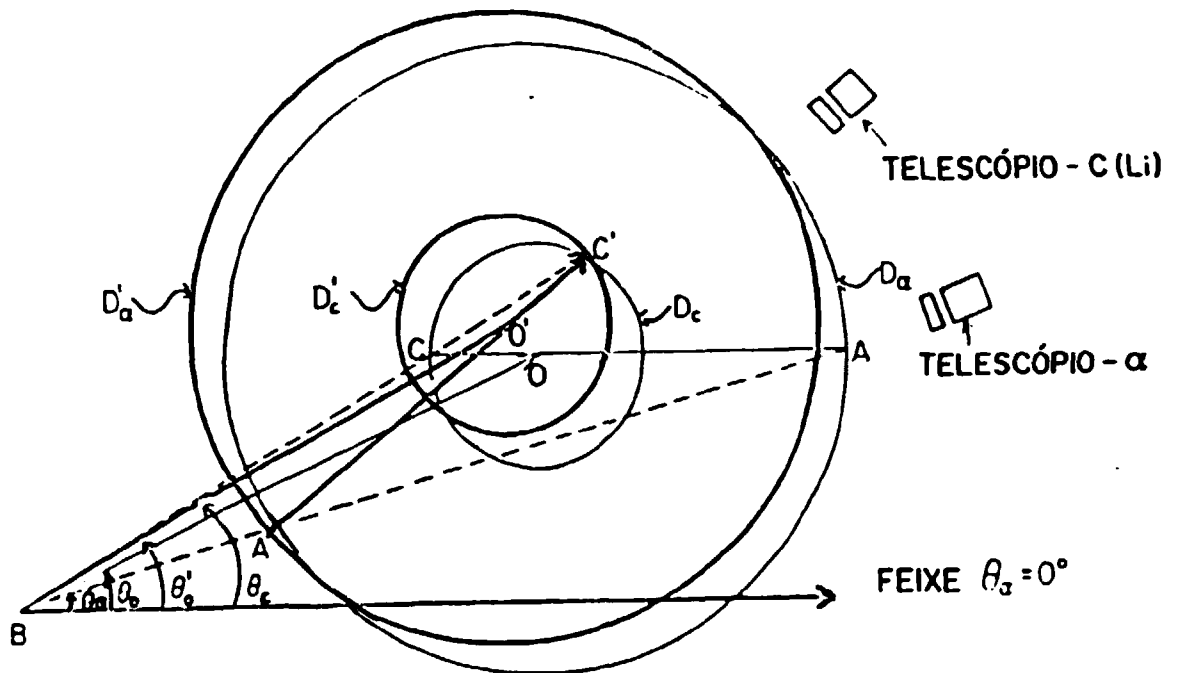


Fig. III.43 - Diagrama de velocidades para o sistema $^{14}\text{O} + ^{12}\text{C}$, mostrando as duas possíveis soluções para as energias do núcleo de ^{12}C e da partícula α , quando ocorre o decaimento do projétil ^{14}O em uma dada energia de excitação.

Para os sistemas estudados, neste trabalho, os ângulos θ_c e θ'_c diferem, em média, de 2° , o que permite assumir que as secções de choque diferenciais para a produção do projétil excitado, nos dois ângulos, sejam comparáveis. Sendo assim, a razão do número de eventos, para os dois casos, é determinada pela razão dos Jacobianos $J_c J'_c / J'_c J'_c$. Podemos, então, conhecendo o número de eventos do grupo associado a θ_c , obter o número de eventos referentes a este processo dentro da região onde existe a contribuição de outro processo.

No trabalho de Tsang e colaboradores (ref.6) foi efetuada esta análise para um espectro correspondente a $\theta_c = 30^\circ$ e $\theta'_c = 17^\circ$. Assumindo uma energia média de excitação para o ^{14}O de aproximadamente 10 MeV, a razão entre os Jacobianos vale aproximadamente 0.6. Utilizando este valor, torna-se possível uma deconvolução da correlação angular separando as contribuições de cada um dos processos. Para o caso específico $\theta'_c = 17^\circ$ a secção de choque diminui de um fator aproximadamente 8. Analisando a correlação angular obtida neste trabalho para $\theta'_c = 15^\circ$, notamos que uma diminuição de um fator 8 para este ponto, está em razoável acordo com a magnitude por nós ajustada para o processo de transferência seguida de evaporação (vide figura (III.40)). Em nosso trabalho, a análise das duas soluções cinemáticas para o sistema $^{14}O + ^{27}Al$ ficou prejudicada devido ao corte em energia provocado pelas folhas absorvedoras. O mesmo acontece para os sistemas

$^{10}O+^{28}Si$ e $^{10}B+^{27}Al$. Em todos os casos, as soluções referentes ao ângulo θ'_0 correspondem a energias de partículas α que se encontram abaixo do limiar experimental de detecção para ângulos dianteiros (10 MeV). A partir das secções de choque absolutas dos espectros inclusivos e correlações, algumas informações complementares podem ser obtidas.

A partir de uma integração das secções de choque $(d^2\sigma/d\Omega_p d\Omega_L)(\theta_\alpha)$, podemos obter, para cada mecanismo, o valor do produto $(M_L)(d\sigma/d\Omega_p(\theta_p))$, onde M_L representa a multiplicidade de partículas leves (α no caso). Podemos escrever:

$$M_L \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(\theta_p) = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_L} d\Omega_L \quad (III.25)$$

Neste trabalho, não se efetuou medidas de correlações angulares fora do plano de reação. Entretanto, segundo os trabalhos em que se efetuou medidas desta natureza^{2,4,9} as correlações apresentam máximos para $\phi_\alpha = 0^\circ$, ou seja no plano de reação, com uma forma que pode ser associada com uma dependência em $\cos^2 \phi_\alpha$.

Assumindo esta forma, temos então:

$$M_L \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(\theta_p) = \pi \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_L} \text{ sen}^2 \theta_L d\theta_L \quad (III.26)$$

A partir dos ajustes para as correlações angulares, podemos obter os valores de $M_L d\sigma/d\Omega_p(\theta_p)$ para cada sistema estudado.

Temos então:

a) Sistema $^{14}O + ^{27}Al$

$$M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{DSP}^{\theta_c=30^\circ} = 0.56 \frac{mb}{sr} \quad e \quad M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{TE}^{\theta_c=30^\circ} = 0.84 \frac{mb}{sr}$$

b) Sistema $^{14}O + ^{28}Si$

$$M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{DSP}^{\theta_c=30^\circ} = 0.75 \frac{mb}{sr} \quad e \quad M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{TE}^{\theta_c=30^\circ} = 2.05 \frac{mb}{sr}$$

c) Sistema $^{10}B + ^{27}Al$

$$M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{DSP}^{\theta_{Li}=20^\circ} = 1.12 \frac{mb}{sr} \quad e \quad M_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{TE}^{\theta_{Li}=20^\circ} = 0.21 \frac{mb}{sr}$$

Estes valores possuem incertezas da ordem de 20%.

Podemos notar que somente para o sistema $^{10}B + ^{27}Al$, o processo de transferência seguida de evaporação não é predominante.

Tendo definido a multiplicidade de partículas leves como

$$M_L = \int \frac{d^2\sigma/d\Omega_L d\Omega_p}{d\sigma/d\Omega_p} d\Omega_L \quad (III.27)$$

e conhecendo os valores integrados de cada processo, podemos determinar os valores de M_α , pra os três sistemas, a partir do conhecimento de $d\sigma/d\Omega_p$, que é obtido dos espectros inclusivos para as partículas pesadas.

Os valores obtidos para M_α são:

$$a) \text{}^1_0\text{O} + \text{}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow M_\alpha \cong 0.25$$

$$b) \text{}^1_0\text{O} + \text{}^{28}_{14}\text{Si} \rightarrow M_\alpha \cong 0.38$$

$$c) \text{}^1_0\text{B} + \text{}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow M_\alpha \cong 0.47$$

Estes valores correspondem à contribuição total dos dois mecanismos ("TE" e "DSP"), já que a obtenção de um valor de M_α para cada um, implica no conhecimento das contribuições individuais nos espectros inclusivos. Observamos então que, em média, os dois mecanismos, em conjunto, correspondem a 25%, 38% e 47% do valor total do espectro inclusivo para os casos a, b e c, respectivamente.

Cabem, aqui, algumas observações a respeito dos valores de secção de choque obtidos para cada mecanismo.

Para o processo de "DSP", observamos que o sistema $\text{}^1_0\text{B} + \text{}^{27}_{13}\text{Al}$ apresenta a maior contribuição. Este fato pode ser atribuído à menor energia de ligação de uma partícula α no $\text{}^1_0\text{B}$ (4.46 MeV) em comparação com o $\text{}^1_0\text{O}$ (7.16 MeV), já que as secções de choque para excitação de $\text{}^1_0\text{B}$ e $\text{}^1_0\text{O}$ são comparáveis. O maior valor de energia efetiva por nucleon $(E_{cm} - U_0)/\mu$ apresentado por este sistema (2.89 MeV/A) em relação aos sistemas $\text{}^1_0\text{O} + \text{}^{27}_{13}\text{Al}$ (1.80 MeV/A) e $\text{}^1_0\text{O} + \text{}^{28}_{14}\text{Si}$ (1.70 MeV/A), pode também ter contribuído.

Para os sistemas $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, os valores encontrados estão bem próximos, o que está de acordo com cálculos de canais acoplados, que mostram que as secções de choque de excitação do projétil praticamente não dependem das características do alvo.

No que se refere ao processo de "TE", observamos que a maior contribuição é apresentada pelo sistema $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$. Este fato pode estar ligado aos fatores espectroscópicos envolvidos nas transições, que podem ser maiores para o sistema $^{28}\text{Si}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{22}\text{S}$, onde participam somente núcleos α .

III.6. Ajustes de Dados da Literatura

Para o sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ existem, na literatura, alguns trabalhos com medidas de correlações angulares em várias energias de bombardeio^{2,4,9}. Conforme já citamos, o trabalho de Harris e colaboradores³ ($E_{\text{lab}} = 65 \text{ MeV}$) apresenta uma discrepância com respeito à correlação angular medida, quando comparado ao nosso trabalho (e também ao de Tsang e colaboradores⁴ ($E_{\text{lab}} = 65 \text{ MeV}$)). Existem, também, nas energias de 77 e 87.4 MeV, os trabalhos de Padalino e colaboradores¹¹ e Sasagase e colaboradores⁹. Todos estes trabalhos indicam que a maioria dos componentes finais se encontra no estado fundamental.

No trabalho da referência 3 foi estabelecido que a reação $^{27}\text{Al}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C}_{\alpha})^{27}\text{Al}$ correspondia a um processo de

transferência seguida de evaporação em pré-equilíbrio de uma partícula α .

Esta conclusão foi baseada principalmente na análise da correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ medida com $\theta_{12\text{C}} = 30^\circ$. Esta correlação era simétrica em relação à direção de recuo do núcleo de $^{31}\text{P}^*$ formado em um processo de dois corpos com uma energia de excitação de 14.5 MeV.

Posteriormente, no trabalho da referência 6 no qual se repetiu o mesmo estudo e mesma configuração experimental, observou-se uma discrepância em relação à correlação angular $\text{C}-\alpha$ medida, embora a conclusão esteja em acordo com respeito ao mecanismo predominante, ou seja, decaimento do $^{31}\text{P}^*$ com energia de excitação mais provável de 14.5 MeV. A correlação medida, neste caso, não apresentava uma simetria em relação à direção de recuo do $^{31}\text{P}^*$ (-40°) e, sim, uma assimetria com um máximo situado aproximadamente em $\theta_\alpha = 10^\circ$ no referencial de laboratório.

O fato de se observar o máximo da correlação em ângulo dianteiro do lado oposto ao feixe em relação ao detetor de ^{12}C , que indica a contribuição de outro mecanismo, não foi muito explorado no trabalho da referência 6 onde, mesmo assim, se aventou a possibilidade de uma contribuição do decaimento sequencial do projétil ^{14}O excitado inelasticamente pelo alvo ^{27}Al .

Na referência 9, correspondente ao sistema $^{14}\text{O}+^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{lab}} = 87.4$ MeV, a correlação angular $^{12}\text{C}-\alpha$ com

$\theta_{12C} = 20^\circ$ apresenta um máximo em $\theta_\alpha \cong -9^\circ$. Neste trabalho também não se explorou a discrepância observada entre as formas das correlações angulares, mas, por outro lado, verificou-se a contribuição do mecanismo de decaimento seqüencial do projétil (com energias de excitação semelhantes às encontradas neste trabalho) junto com o de transferência seguida de evaporação ($E_{12C} \cong 17$ MeV), o qual se mostrou predominante nos trabalhos de Harris e Tsang. O primeiro mecanismo se restringia a ângulos dianteiros e o segundo, a ângulos traseiros negativos ($\theta < -40^\circ$).

Recentemente, Padalino e colaboradores efetuaram medidas para o sistema $^{14}O+^{27}Al$ em $E_{CM} = 77$ MeV, obtendo novamente uma correlação angular $^{12}C-\alpha$ com um máximo em $\theta_\alpha \cong -9^\circ$ ($\theta_{12C} = 15^\circ$), sendo observada a predominância do processo chamado pelos autores de "fusão incompleta" com o ^{12}C com $E^* \cong 15$ MeV, em ângulos traseiros negativos. Desta feita porém, foi efetuada uma tentativa de modelar o processo utilizando o método Monte-Carlo, não se obtendo porém um bom ajuste quando se tentava normalizar o resultado obtido em relação aos dados, pois, como já vimos, a correlação prevista apresenta um máximo em ângulos negativos mais traseiros, quando comparados com $\theta_\alpha = -9^\circ$.

A correlação angular obtida por Tsang e colaboradores em $E_{CM} = 65$ MeV está em perfeito acordo com a por nós obtida para o sistema $^{14}O+^{27}Al$, tanto em forma quanto em magnitude, o mesmo não acontecendo com a do trabalho de Harris e colaboradores na mesma energia de bombardeio. No

que se refere à identificação de mecanismos existe um certo acordo entre nosso trabalho e o de Tsang, embora na região de ângulos dianteiros, não se determine, naquele trabalho, a predominância do decaimento seqüencial do projétil, processo ao qual se associa, neste trabalho, o máximo da correlação observada em ângulo dianteiro.

Como nestes trabalhos de Padalino et al.¹¹⁾ e Sasagase et al.⁹⁾ são fornecidos espectros inclusivos de ^{12}C , podemos efetuar ajustes das correlações angulares com os programas SIGDESP e SIGTE utilizados neste trabalho. Nas figuras (III.44) e (III.45), apresentamos as correlações angulares medidas nos dois trabalhos citados, juntamente com os ajustes por nós obtidos. Para o programa SIGTE, não utilizamos um limite para o máximo momento angular do núcleo composto para ambos os casos, e usamos $a = R/8$ para todos os núcleos residuais. As correlações angulares previstas apresentam máximos que estão de acordo com os valores esperados para núcleos de ^{12}C com $E^* \approx 15$ MeV (Padalino) e $E^* \approx 17$ MeV (Sasagase). Estes valores correspondem a -38° e -43° , respectivamente.

No programa SIGDESP, utilizamos uma distribuição angular simétrica para os núcleos de ^{16}O . Os valores dos parâmetros ψ_0 e $\Delta\psi$ utilizados nos ajustes foram 11 e 2 e 14 e 1.5 para os trabalhos de Padalino e Sasagase, respectivamente.

De acordo com os ajustes obtidos notamos que, também nas energias de 77 e 87.4 MeV, o mecanismo predominante em

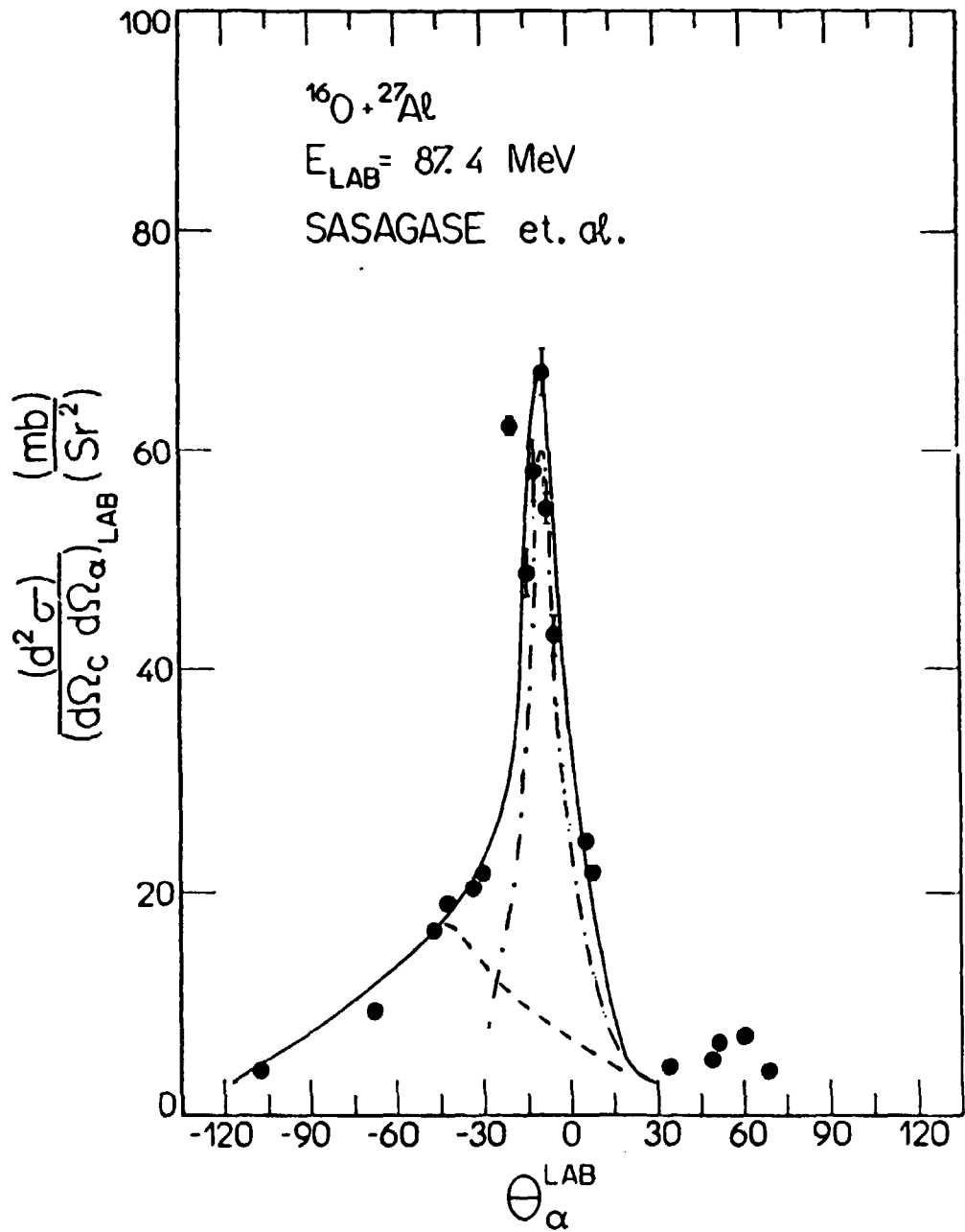


Fig. III.44 - Ajuste da correlação angular experimental C- α para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ na energia de 87.4 MeV, referente ao trabalho de Sasagase et al.

----- previsão do programa SIGTE para o processo:



-.-.-.-.- previsão do programa SIGDESP para o processo



soma das contribuições

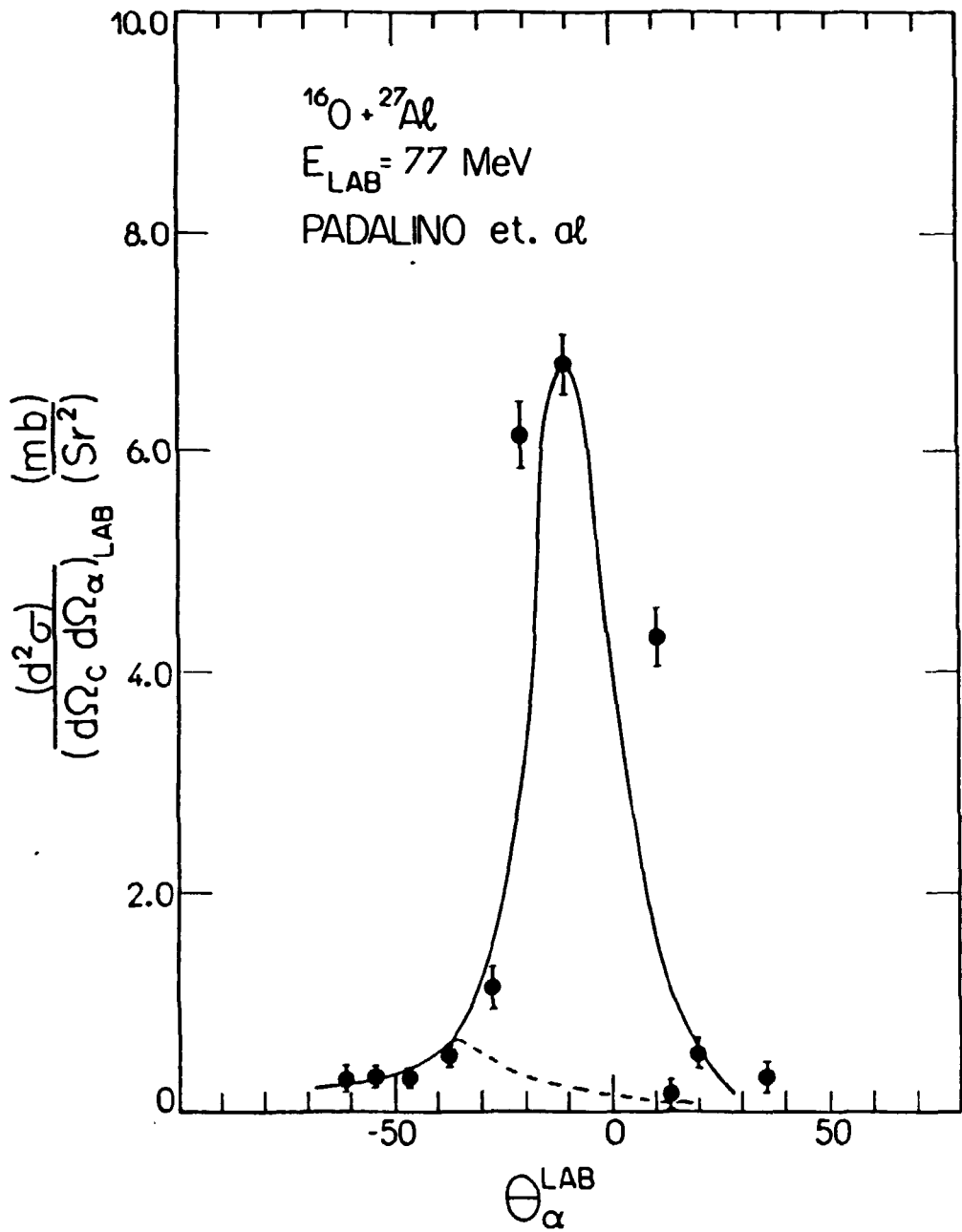


Fig. III.45 - idem à figura III.44 para o trabalho de Padalino et al. com $E_{\text{LAB}} = 77 \text{ MeV}$. Neste caso, a previsão do programa SIGDESP praticamente coincide com a soma das contribuições.

Ângulos dianteiros corresponde ao decaimento seqüencial do projétil. Na tentativa de ajuste, efetuada por Padalino et al., foi previsto corretamente o processo de transferência seguida de evaporação (embora a denominação utilizada tenha sido a de fusão incompleta). Entretanto, foi feita a suposição de que este era o único mecanismo contribuindo. Quando se normalizou a previsão em relação aos dados, verificou-se, então, que o máximo não se apresentava em ângulo dianteiro, o que é de se esperar, já que este correspondia à direção de recuo de um $^{21}\text{P}^*$ com $E^* \approx 15 \text{ MeV}$.

Analisando-se, ainda, os ajustes para as energias de 77 e 87.4 MeV notamos que, para os dados de Padalino e colaboradores, a contribuição do processo de transferência seguida de evaporação é menor que a do processo de decaimento seqüencial do projétil. Os valores encontrados foram:

$$M_{\alpha} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{\text{DSP}}^{\theta_c = 15^\circ} = 2.80 \frac{\text{mb}}{\text{sr}} \quad \text{e} \quad M_{\alpha} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{\text{TE}}^{\theta_c = 15^\circ} = 1.60 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$$

com incertezas da ordem de 20%. Para o trabalho de Sasagase et al., a situação é inversa, tendo-se encontrado os valores:

$$M_{\alpha} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{\text{DSP}}^{\theta_c = 20^\circ} = 18.72 \frac{\text{mb}}{\text{sr}} \quad \text{e} \quad M_{\alpha} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_c} \right)_{\text{TE}}^{\theta_c = 20^\circ} = 108.10 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$$

com incertezas de aproximadamente 20%.

Para o caso do trabalho de Padalino et al., não temos informação sobre valores de multiplicidade. No trabalho de Sasagase et al., foi encontrado um valor de $M \sim 0.6$, indicando que para a energia de 87.4 MeV, cerca de 60% do espectro inclusivo corresponde aos mecanismos de "TE" e "DSP".

Na literatura encontramos, também, um trabalho¹⁴⁾ sobre o sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{Lab}} = 82 \text{ MeV}$ ¹⁴⁾, no qual se obtém uma correlação angular semelhante à de Sasagase et al. Entretanto, aí o pico em um ângulo dianteiro é associado à fragmentação do ^{14}O . O mecanismo de reação foi interpretado da seguinte forma: nas vizinhanças do ^{27}Al , o núcleo de ^{14}O se quebra em $^{12}\text{C} + \alpha$, sendo que a partícula α é emitida em um ângulo dianteiro com a velocidade do projétil, enquanto que o ^{12}C passa por um processo dissipativo, sendo emitido numa direção oposta à da partícula α com respeito ao feixe. Essa descrição, a princípio, não está de acordo com os resultados por nós obtidos.

IV. CONSIDERAÇÕES FINAIS

IV.1. Avaliação do Método

Neste trabalho foi possível verificar que o método de correlações angulares auxilia de forma definitiva na identificação de mecanismos, entretanto, é possível identificar algumas limitações experimentais, os quais, a princípio, podem trazer dificuldades quanto à clareza dos resultados obtidos.

Conforme já mencionamos, para a realização de medidas em ângulos dianteiros (tipicamente ângulos menores que o do telescópio fixo para detecção das partículas pesadas), colocou-se defronte aos telescópios de detecção das partículas leves, folhas absorvedoras de níquel ou tântalo, com a finalidade de eliminar partículas referentes ao espalhamento elástico. Desta forma, além de um corte em energia devido à espessura dos detetores ΔE , há um corte adicional devido à presença das folhas. Detetores ΔE de 20 μm de espessura, freiam partículas α de até 4 MeV. Com a presença de folhas absorvedoras, este corte passa a corresponder aproximadamente a 10 MeV. Por outro lado, no telescópio de partículas pesadas, também ocorre o mesmo problema, neste caso somente devido ao detetor ΔE . Os cortes em energia para ${}^6\text{Li}$ e ${}^{12}\text{C}$ estão na faixa de 6 e 14 MeV, respectivamente.

Com os referidos limites de energia podemos obter informações distorcidas a respeito do número total de coincidências, a não ser que os eventos coincidentes possuam, em sua maioria, energias maiores que as correspondentes aos cortes. Se o número total de coincidências não está correto, a magnitude e forma das correlações angulares serão alteradas.

Os ajustes das correlações por nós efetuados, não dão conta da magnitude, a qual é obtida a partir de uma normalização em relação aos dados. Sendo assim, um eventual erro na magnitude não afetaria, a princípio, os ajustes. Se o corte em energia está afetando a forma dos espectros de partículas carregadas e, conseqüentemente, a forma das correlações experimentais, o faz de maneira mais significativa em ângulos dianteiros, devido à presença das folhas. Entretanto, esta mudança traria alguma dúvida a respeito da largura das distribuições angulares dos núcleos intermediários, utilizadas no ajuste da parte de decaimento seqüencial do projétil, não invalidando a identificação do mecanismo. Já para ângulos traseiros, este problema é menos pronunciado no que se refere ao ajuste, pois não existe a presença das folhas. Esta afirmação pode ser comprovada no trabalho de Padalino e colaboradores¹¹⁾, onde no ajuste referente à parte de transferência seguida de evaporação se efetuaram cálculos das correlações com e sem corte de energia. Observou-se que para um corte de 6 MeV na energia de partículas α , havia um decréscimo da magnitude para

aproximadamente metade do valor e uma alteração não significativa na forma, no sentido de diminuição da largura.

Experimentalmente, um decréscimo da magnitude traria informações incorretas a respeito das secções de choque para cada mecanismo. No trabalho de Tsang e colaboradores⁶, utilizou-se uma técnica experimental diferente para detecção das partículas leves, que consistia na eliminação dos telescópios $\Delta E-E$. Foi utilizada a técnica de tempo de voo, com o propósito de eliminar os cortes em energia. Uma comparação entre os resultados por nós obtidos e os da referência 6 mostra que a magnitude e forma das correlações angulares experimentais estão em concordância. No mesmo trabalho, dados obtidos com telescópios $\Delta E-E$ para detecção das partículas leves, indicam, também, que o corte em energia não modifica significativamente a correlação experimental.

Desta forma, os resultados obtidos com respeito aos mecanismos se encontram, também, em acordo conforme já vimos. Na região de ângulos traseiros, onde não utilizamos folhas, foi encontrado, nos dois trabalhos, que o processo predominante corresponde ao decaimento de um núcleo de $^{31}P^*$ com energia de excitação média $E^* \approx 15$ MeV. Pela cinemática de três corpos, eventos referentes a este estado possuem, em média, $E_C = 40$ MeV e $E_\alpha = 9$ MeV, que se encontram acima do limiar experimental de detecção.

A partir de nossos próprios dados, podemos, também, observar que aparentemente não existe um número

significativo de eventos com energias abaixo do limiar experimental. Esta conclusão é obtida a partir da análise de espectros de energia das partículas detetadas, obtidos em um mesmo ângulo, com e sem o uso de folhas absorvedoras. Observando os espectros obtidos sem o uso de folhas, notamos que a mínima energia de partículas α se encontrava acima do limiar. No que se refere às partículas pesadas, as energias das mesmas estão bem acima do limiar experimental, para os mecanismos identificados.

Mesmo assim, em outros casos, o corte em energia pode afetar significativamente as correlações experimentais, e deve ser considerado como uma limitação do método.

A baixa taxa de contagens observada em experimentos desta natureza, constitui-se, em outra dificuldade no sentido de que o método de correlações angulares exige, geralmente, um tempo excessivo de uso de acelerador. Desta forma, conforme já citamos, a análise de coincidências como O- α e N-p, por exemplo, que seria interessante investigar, fica prejudicada. A ordem de grandeza dos ângulos sólidos utilizados também acaba por contribuir para a baixa frequência de eventos observados, já que, de forma geral, para esta experiência tivemos $\Delta\Omega_p \Delta\Omega_L \sim 10^{-6}(\text{sr})^2$. Os valores de $\Delta\Omega_p$ e $\Delta\Omega_L$ não podem ser significativamente aumentados, pois o aumento da abertura angular do detetor acarreta uma piora nas resoluções nos espectros.

Uma possível maneira para se amenizar o problema referente à taxa de contagem, consiste na utilização de

alvos mais espessos ($\geq 1 \text{ mg/cm}^2$). Entretanto, neste caso, a perda de energia no alvo acaba por se constituir num problema também, com respeito à resolução, pois conforme já vimos, chegamos a ter perdas de energia no alvo, da ordem de 2 MeV.

No que se refere ao método de análise, existe uma dificuldade na identificação unívoca dos mecanismos na região angular onde a competição entre os mesmos é importante (secções de choque comparáveis).

A utilização de espectros experimentais nos programas para a previsão das correlações angulares, também traz uma certa limitação, no sentido de que estes apresentam eventos correspondentes a todos os mecanismos que contribuem. A utilização de espectros teóricos poderia resolver este problema.

IV.2. Sugestões para Experimentos Futuros

Com a realização das medidas de coincidência para ângulos fixos dos detetores de partículas pesadas próximos aos correspondentes a trajetórias rasantes, estamos estabelecendo uma condição cinemática que favorece tanto a observação do processo de decaimento seqüencial do projétil como o de transferência seguida de evaporação. Uma alteração nestes ângulos pode, eventualmente, inibir cinematicamente a observação de algum deles. Este fato é observado quando se analisa os dados obtidos por Tsang e

colaboradores⁴³, onde se efetuou medidas de coincidência para $\theta_c = 40^\circ$, para o sistema $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ com $E_{\text{lab}} = 65$ MeV. Neste caso, a correlação angular obtida apresenta um máximo em um ângulo traseiro, referente à direção de recuo de um núcleo de ^{31}P com $E^* = 14.5$ MeV refletindo somente a contribuição da transferência seguida de evaporação. Por outro lado, como já mencionamos, com $\theta_c = 30^\circ$ a correlação angular apresenta um máximo em ângulo dianteiro, indicando a contribuição do decaimento seqüencial do projétil.

De acordo com as observações acima, percebemos que um estudo sistemático da contribuição de cada mecanismo como função do ângulo θ_c seria interessante, já que com estas medidas podemos, através da integração da distribuição angular, obter a secção de choque total para os mecanismos em questão numa dada energia de bombardeio.

Uma medida das correlações angulares para várias energias de bombardeio também seria de grande importância para se determinar os limiares para os mecanismos.

É interessante, neste ponto, citarmos que em um trabalho recente⁴⁴, um estudo sistemático sobre a fusão incompleta mostrou que, para sistemas assimétricos, a fração de fusão completa decresce quase que linearmente com a velocidade do núcleo leve (v_L) em relação ao centro de massa no canal de entrada. Revelou-se aí, um limiar para a "fusão incompleta" com $v_L \approx (0.06 \pm 0.02)c$. Entretanto, uma análise de medidas detalhadas de coincidência de partículas leves com núcleos de diferentes massas, mostra que o

deslocamento observado nos espectros de velocidade, está condizente com uma reação de transferência, fato que vem de encontro aos resultados obtidos neste trabalho, onde temos para os sistemas $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ e $^{10}\text{B}+^{27}\text{Al}$, $v_{L/c} = 0.040$, 0.040 e 0.057 , respectivamente.

A inclusão das medidas citadas acima aumentaria, entretanto de forma considerável, o tempo de uso do acelerador além de permitir medidas mais finas e contínuas das correlações o que poderia ressaltar, caso existam, estruturas mais finas na correlação.

O uso de detetores sensíveis à posição tanto para a detecção das partículas leves quanto das pesadas, certamente se mostra muito adequado para a realização destas medidas.

Ao observarmos a correlação angular experimental para o sistema $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ em ângulos $\theta_{\alpha} < -50^{\circ}$, notamos que o comportamento dos pontos pode sugerir a existência de oscilações. Desta forma, pode-se levantar a possibilidade da existência de outros mecanismos não considerados ou mesmo a possibilidade de interferência entre processos coerentes. Entretanto, para se obter informações mais concretas a este respeito, se faz necessária a medida de mais pontos neste intervalo.

Outro aspecto interessante a ser explorado consiste da análise da presença de eventuais componentes de pré-equilíbrio.

Foi pressuposto, no modelo para o processo de "TE" desenvolvido neste trabalho, que os núcleos de ^{31}P (^{32}S)

estejam em equilíbrio. Desta forma, a direção de recuo do $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{Si}$ pode ser considerada como um eixo de simetria para a distribuição angular das partículas α evaporadas. Conseqüentemente, havendo somente a contribuição deste processo, os espectros de energia destas partículas devem ser iguais para ângulos simétricos à direção de recuo do $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{Si}$ no referencial do centro de massa do mesmo.

As componentes de outros processos, em particular as de decaimento em pré-equilíbrio do estado intermediário, podem ser obtidas a partir da subtração da componente de equilíbrio.

Devemos levar em conta que nos espectros resultantes em ângulos dianteiros, as componentes do processo de "DSP" ainda estarão presentes e, conseqüentemente, devem ser subtraídas. Isto pode ser feito, uma vez que existem duas soluções cinemáticas para o processo de "DSP".

Uma indicação deste procedimento foi mencionada no trabalho de Tsang et al.⁴³, que sugere uma contribuição de 10% para os processos de pré-equilíbrio.

IV.3. Conclusões

Neste trabalho investigamos os mecanismos envolvidos em reações entre íons leve-pesados, através da medida de correlações angulares para os sistemas $^{14}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, $^{14}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ e $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ nas energias de 62, 63, e 48 MeV, respectivamente. Especial atenção foi dada às coincidências

$^{12}\text{C}-\alpha$, com os núcleos de ^{12}C detetados em ângulos próximos aos correspondentes a trajetórias rasantes. As correlações angulares obtidas nesta configuração cinemática apresentam máximos em ângulos dianteiros, estando de acordo com a maior parte dos resultados existentes até então na literatura.

Através de uma análise baseada essencialmente na cinemática de três corpos, neste trabalho, foram identificadas para os três sistemas estudados, as contribuições dos mecanismos de transferência seguida de evaporação (na região de ângulos traseiros opostos ao detetor de íons pesados) e decaimento seqüencial do projétil (em ângulos dianteiros). Estas conclusões foram obtidas a partir de considerações cinemáticas e de previsões teóricas de modelos propostos para as correlações angulares referentes a cada um dos mecanismos. A análise de espectros de energia relativa, de energia de excitação dos núcleos intermediários e dos espectros das partículas α emitidas, também subsidiaram a interpretação dos resultados.

Os ajustes efetuados para as correlações angulares, fornecem a evidência da contribuição de determinados mecanismos, além de dar uma idéia quantitativa da competição relativa. Este fato pode permitir a obtenção indireta de informações "inclusivas" a respeito dos mesmos.

Evidências "exclusivas" e sem ambigüidade, a respeito de um decaimento seqüencial (mas não do mecanismo envolvido), podem ser obtidas a partir dos espectros de energia relativa dos fragmentos, em seu respectivo sistema de centro de

ymassa. Tais informações foram obtidas para os sistemas estudados neste trabalho.

Desta maneira, a utilização dos procedimentos acima citados, permitiu obter informações muito precisas a respeito dos mecanismos. Entretanto, a obtenção dessas informações pode ser um pouco prejudicada devido à limitações existentes no método de análise utilizado ou no arranjo experimental.

Mesmo que se necessite de maiores informações para um completo entendimento dos mecanismos envolvidos, acreditamos que este trabalho tenha atingido seus objetivos, no sentido de fornecer mais admentos através dos modelos propostos para a identificação precisa de mecanismos de reação.

REFERÊNCIAS

1. H.C. Britt and A.R. Quinton
Phvs.Rev. 124, 877 (1961)
2. J.P. Bondorf and W. Norenberg
Phvs.Lett. 44B, 487 (1973)
3. J.W. Harris, T.M. Cormier, D.F. Geesaman, L.L. Lee Jr.,
R.L. McGrath and J.P. Wurm
Phvs.Rev.Lett. 38, 1460 (1977)
4. C.H. Gelbke, H. Bini, C. Olmer, D.L. Hendrie, J.L.
Laville, J. Mahoney, M.L. Mermaz, D.J. Scott and H.H.
Wieman
Phvs.Lett. 71B, 83 (1977)
5. R.J. Bhowmik, E.C. Pollacco, N.E. Sanderson, J.B.A.
England and G.C. Morrison
Phvs.Lett. 80B, 41 (1978)
6. H.B. Tsang, W.G. Lynch, R.J. Puigh, R. Vandenvosch and
A.G. Seamster
Phvs.Rev. C23, 1560 (1981)
7. T. Fukuda, M. Ishihara, M. Tanaka, I. Miura, H. Ogata
and H. Kamitsubo
Phvs.Rev. C25, 2464 (1982)
8. T. Fukuda, M. Ishihara, M. Tanaka, H. Ogata, I. Miura
M. Inoue, T. Shimoda, K. Katori and S. Nakayama
Phvs.Rev. C27, 2029 (1983)

9. M. Sasagase, M. Sato, S. Hanashima, K. Furuno, Y. Nagashima, Y. Tagishi, S.M. Lee and T. Mikumo
Phvs.Rev. [27, 2630 (1983)
10. W.D.M. Rae, A.J. Cole, B.G. Harvev and R.G. Stokstad
Phvs.Rev. C30, 158 (1984)
11. S.J. Padalino and L.C. Dennis
Phvs.Rev. C31, 1794 (1985)
12. D. Glas and U. Mosel
Nucl.Phvs. A237, 429 (1975)
13. B.B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen, E. Michelsen and Tai Kuang-Hsi
Nucl.Phvs. A285, 317 (1977)
14. Zhu Yongtai
Proc. of INS - Riken International Symposium on Heavy Ion Physics (1984)
15. O. Sala and G. Spalek
Nucl.Instr.and Meth. 122, 213 (1974)
16. A. Szanto de Toledo
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1970)
17. G.P. Lawrence, R.A. Beauchamp and J.L. McKibben
Nucl.Instr.and Meth. 32, 357 (1965)
18. L.A.B. Tassarotto, J.C. Acquadro, M. Stier, P.R.S. Gomes and O. Sala
Proc.Int. Ion Engineering Congress - ISIAI 83 & IPAT 83, Kyoto (1983)
19. Alvo cedido por M.M. Vilela
Depto. de Física Nuclear, IFUSP

20. J.H. Hirata
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1975)
21. A.P. Teles
Depto. de Física Nuclear, IFUSP
22. A.P. Teles and P.C.M. Freitas
Depto. de Física Nuclear, IFUSP .
23. J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark
The Stopping Power and Range of Ions in Solids, vol.1,
Pergamon Press (1985)
24. W.D.M. Rae, A.J. Cole, B.G. Harvev and R.G. Stokstad
Phys.Rev. C30, 158 (1984)
25. J.B. Marion and F.C. Young
Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables, 34, (1968)
North Holland Publ.Co.
26. R.A. Baldock, B. Buck an J. Alberto Rubio
Nucl.Phys. A426, 222 (1984)
27. H. Nishioka
J.Phys. G10, 1713 (1984)
28. R.G. Stokstad
Wright Nuclear Structure Laboratory
Yale University, Internal Report nº. 52 (1972)
29. D.L. Hill and J.A. Wheeler
Phys.Rev. 89, 724 (1953)
30. A. Gilbert and A.G.W. Cameron
Can. Jour. of Phys. 43, 1446 (1965)

31. P.J. Siemens, J.P. Bondorf, D.H.E. Gross and F. Dickmann
Phys.Lett. 36B, 24 (1971)
32. D. Pereira
Tese de Doutorado, IFUSP (1979)
33. J. Gomez del Campo and R.G. Stokstad
Monte Carlo Code Lilita
ORNL - TM 7295, unpublished
34. J. Raynal
Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear Physics
IAEA - SMR 918, Viena (1972)
35. L.A. Parks, K.W. Kemper, R.I. Cutler and L.H. Harwood
Phys.Rev. C19, 2206 (1979)
36. W. Bohne, H. Morgenstern, W. Galster, K. Grabish and A. Kyanowski
Proc. of the Tsukuba International Symposium on Heavy Ion Fusion Reactions (1984)
37. M.N. Namboodiri, P. Gonthier, H. Ho, J.B. Natowitz, R. Eggers, L. Adler, P. Kasiraj, C. Cerruti, A. Chevarier, N. Chevarier and A. Demeyer
Nucl.Phys. A367, 313 (1981)
38. M.S. Hussein and K.W. McVoy
Nuclear Science Research Conference Series Continuum Spectra on Heavy Ion Reactions, vol.2 edited by T. Tamura, J.B. Natowitz, P.H. Youngblood

39. P.L. Gonthier, H. Ho, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz,
L. Adler, S. Simon, K. Hagel, S. Kniffen and A. Khodai
Nucl.Phys. A411, 289 (1983)
40. H. Ho, P.L. Gonthier, G.Y. Fan, W. Kühn, A. Pfoh, L.
Schad, R. Wolski, J.P. Wurm, J.C. Adloff, D. Disdier,
A. Kamili, V. Rauch, G. Rudolf, F. Scheibling and A.
Strazzeri
Phys.Rev. C27, 584 (1983)
41. R. Billerey, C. Cerruti, A. Chevarier, N. Chevarier,
B. Cheynis, A. Demeyer and M.N. Namboodiri
Phys.Rev.Lett. 47, 639 (1981)
42. H. Ho, P. Gonthier, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz,
L. Adler, S. Simon, K. Hagel, R. Terry and A. Khodai
Phys.Lett. 96B, 51 (1980)
43. R.K. Browmik, E.C. Pollaco, N.E. Sanderson, J.B.A.
England and G.C. Morrison
Phys.Rev.Lett. 43, 619 (1979)
44. H. Ho, R. Albrecht, W. Dünneberger, G. Graw, S.G.
Steadman, J.P. Wurm, D. Disdier, V. Rauch and F.
Scheibling
Z. Phys. A283, 235 (1977)
45. G.R. Young, R.L. Ferguson, A. Gavron, P.C. Hensley,
F.E. Obenshain, F. Plasil, A.H. Snell, M.P. Webb,
L.F. Maguire and G.A. Petitt
Phys.Rev.Lett. 45, 1389 (1980)

46. K. Siwek-Wilczynska, J. Wilczynski, C.R. Albiston, Y.
Chan, E. Chavez, S.B. Gazes, H.R. Schmidt and R.G.
Stokstad
Lawrence Berkeley Laboratory - Preprint LBL - 21723
(1986)