UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Caracterização do Processo de Fusão-Fissão em Sistemas Nucleares Leves

SBI-IFUSP
305M810T2004

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2004
INSTITUTO DE FÍSICA

Roberto Meigikos dos Anjos

Tese apresentada 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
1992

539.76
A579c
D
e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Anjos, Roberto Meigikos dos
Caracterização do processo de fusão-fissão em sistemas nucleares leves. São Paulo, 1992.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profº Drº Alejandro Szanto de Toledo

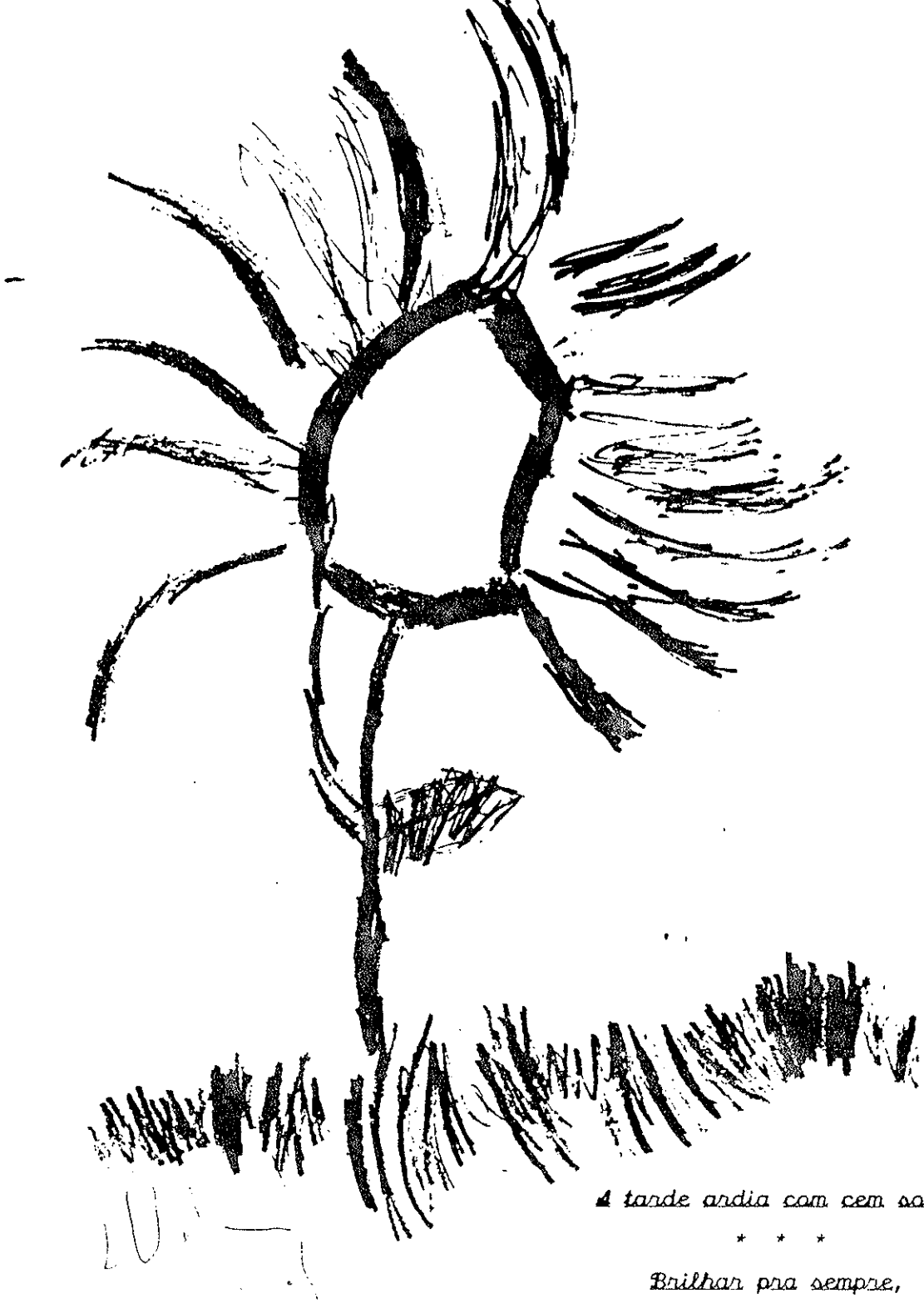
Unitermos: 1. Processos binários fortemente amortecidos; 2. Fusão-fissão; 3. Orbiting; 4. Transition state model; 5. Sistemas $^{16,17,18}O+^{10,11}B$ e $^{19}F+^{9}Be$; $22 \leqslant E_{lab} \leqslant 64$MeV.

USP/IF/SBI - 27/92

Dedico o meu trabalho

aos meus pais: Alcy (in memorian) e Iodi

à minha família: Leninha, pequena Luka e a(o) pequena(o) II



A tarde ardia com cem sois.

* * *

Brilhar pra sempre,
brilhar como um farol,
brilhar com brilho eterno,
gente é pra brilhar,
que tudo o mais vá pro inferno,
este é meu slogan,
e do sol.

Vladimir Maiakovsky

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar meus agradecimentos a todos, professôres, bolsistas, funcionários e/ou amigos, que direta ou indiretamente participaram deste trabalho. Em especial,

ao Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo, pela orientação segura e amiga, bem como pelo apoio e estímulo constantes durante todo o decorrer deste trabalho. Agradeço também, pelo esforço realizado no aperfeiçoamento do laboratório e por ter colocado à minha disposição todos os equipamentos necessários;

ao Prof. Oscar Sala, como reconhecimento de uma pessoa que tem dedicado toda a sua vida pelo laboratório;

ao Steve Sanders e ao Cláudio Tenreiro pela preciosa cooperação no desenvolvimento e implantação dos códigos utilizados nos cálculos teóricos;

ao Nelson Carlin, Rafael del Nero, Maurício Yamamura, Messias e ao José Antônio "Espanhol", pelo incentivo, amizade e valiosas colaborações durante as diversas fases deste trabalho;

a todo pessoal de grupo IPL, Nelson, Nemi, Eloísa, Lorival, Cecília, Renato, Fernanda, Áurea, Adriana, Élcio, Tufaile, Alexandre, Marcelo, Jun, Paulo e Enoch, pela amizade e valiosa ajuda em diversas fases do trabalho; em especial ao Nemi, pela grande cooperação na parte experimental, ao Renato, Lorival e Fernanda, pela colaboração na redução dos dados e Eloísa, pela discussões na fase de redação deste trabalho;

ao Udo e ao corpo técnico do laboratório, pela eficiência e cuidado constante com a manutenção do acelerador;

ao pessoal do *GDAC*: Adilson, Fábio, Maurício, Cecília, Wanilda e Jorge, pela eficiência e capacidade em resolver os problemas no setor de computação;

ao pessoal técnico das oficinas mecânicas do Van de Graaff e do laboratório Pelletron e das oficinas eletrônicas, em especial ao Sr. Mário, Edmilson, Otávio, Pedro e Roberto, Messias, Rafael, Gianfranco e Udo;

à Wanda e ao Carlos, pela cuidadosa confecção dos alvos;

ao pessoal da secretaria: Marina, Gina, Márcia, Raquel, Sérgio e Dionísio, pela atenção demonstrada;

ao João Carlos, Carlos Roberto e ao Carlos Eduardo, pela cuidadosa confecção dos desenhos; ao Élcio e à Áurea pela ilustração do arranjo experimental;

à *FAPESP* e ao *CNPq*, pelo apoio financeiro.

E finalmente, mas não por último, quero agradecer à minha família e à todos amigos pelo incentivo e encorajamento para ultrapassar todas as inúmeras dificuldades a que é submetido um jovem pesquisador no Brasil.

RESUMO

Medidas das seções de choque de fusão, de processos fortemente amortecidos e de espalhamento elástico foram realizadas para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be no intervalo de energia de bombardeio compreendido entre $22 \leq E_{LAB} \leq 64$ Mev. São apresentadas evidências de que processos binários fortemente amortecidos observados nestes sistemas originam-se preferencialmente de um processo de fusão-fissão e não de um mecanismo de "orbiting" dinuclear. A importância relativa do processo de fusão-fissão nestes sistemas muito leves é comprovada pelos resultados experimentais, que indicam a ocorrência de um processo de fissão de um núcleo composto estatisticamente equilibrado, assim como por cálculos de modelos teóricos. Os números atômicos e os números de massa dos produtos de reação e dos resíduos de evaporação foram identificados usando-se duas câmaras de ionização e um sistema de tempo de vôo.

ABSTRACT

Cross sections for fusion, strongly energy-damped processes and elastic scattering were measured for the $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ and ^{19}F + ^{9}Be systems in the energy range $22 \leq E_{LAB} \leq 64$ MeV. Evidence that the fully energy-damped binary products observed in these reactions originate from a fusion-fission process, rather than through a deep-inelastic orbiting mechanism, is presented. The relative importance of the fusion-fission process in these very light systems is supported by experimental results which points towards the fission of a statistically equilibrated compound nucleus and also by model calculations. Charges and masses of the reaction products and evaporation residues were indentified using two ionization chamber and a time-of-flight system.

ÍNDICE

Capítulo 1. Introdução 1

Capítulo 2. A Experiência 6
- 2.1. Arranjo experimental 6
  - 2.1.1. Feixes 6
  - 2.1.2. Alvos 6
  - 2.1.3. Sistema de deteção 6
  - 2.1.4. Dispositivo eletrônico 11
  - 2.1.5. Aquisição de dados 13
- 2.2. Medidas realizadas 13
- 2.3. Redução de dados 16
  - 2.3.1. Medidas inclusivas 16
  - 2.3.2. Medidas em coincidência 22
- 2.4. Cálculo das seções de choque absolutas 25

Capítulo 3. Fundamentos Teóricos: o Processo de Fissão 36
- 3.1. Barreira de fissão assimétrica 40
- 3.2. *O Transition State Model* 49
  - 3.2.1. Distribuições de ondas parciais no processo de fusão 51
  - 3.2.2. Γ_{fis} / Γ_{tot} 52
- 3.3. O número de canais abertos 57

Capítulo 4. Análise dos Dados 61
- 4.1. O espalhamento elástico 61
- 4.2. O processo de fusão 71
- 4.3. Os processos binários fortemente amortecidos 72
  - 4.3.1. A natureza binária e as medidas em coincidência 76
  - 4.3.2. As distribuições angulares 90
  - 4.3.3. Orbiting ou fusão-fissão? 108
  - 4.3.4. Comparações com modelos 118
- 4.4. Os sistemas $^{10,11}B$ + $^{10,11}B$ e ^{16}O + ^{12}C 125

Capítulo 5. Conclusões e Comentários Finais 139

Apêndice 146

Referências 149

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

A ocorrência de processos binários fortemente amortecidos em energia tem sido verificada, recentemente, nas colisões de sistemas nucleares envolvendo alvos e projéteis de peso médio ($40 \leq A_{projétil} + A_{alvo} \leq 50$) [San87, Sha88, Shi87, San92]. Estes processos são caracterizados por apresentarem um aumento na seção de choque em ângulos traseiros, levando a distribuições angulares ($d\sigma/d\Theta$) isotrópicas, típicas do decaimento de sistemas dinucleares complexos em rotação com um tempo de vida comparável, ou maior que, um período de rotação. A energia cinética total dos fragmentos emergentes apresenta-se, neste caso, independente do ângulo de emissão. A energia cinética, na configuração binária, é dada pela soma das energias potenciais de Coulomb, rotacional e nuclear.

No caso de sistemas mais pesados [San87, Sha88, Bec89, San92], uma controvérsia tem sido gerada sobre o mecanismo de reação responsável pela emissão destes fragmentos complexos, pois suas características podem ser consideradas como resultantes de mecanismos de "orbiting" dinuclear ou de formação de um núcleo composto seguido de fissão. O mecanismo de "orbiting" é um processo direto no qual dois núcleos interagem por um tempo longo, formando um estado intermediário dinuclear complexo em rotação sem, entretanto, formar um sistema composto estatisticamente equilibrado e guardando, assim, a memória do canal de entrada. Por outro lado, se um núcleo composto é formado, seu decaimento é independente da maneira pela qual ele foi constituido.

Medidas experimentais de processos binários em ângulos traseiros [Sha82, Dun88], para os sistemas $^{28}Si + ^{12}C$, $^{20}Ne + ^{12}C$, $^{24}Mg + ^{12}C$, relatadas na literatura, apresentam características de processos fortemente amortecidos em energia, em que a seção de choque integrada dos produtos (20-30 mb) é cerca

de 5 a 6 vezes maior que as previsões do modelo de núcleo composto. Essas observações levaram à sugestão de que o mecanismo de reação de "orbiting" é responsável por esse aumento da seção de choque de produtos energeticamente muito amortecidos em ângulos traseiros. Por outro lado, estudos de processos amortecidos que ocorrem na reação ^{32}S + ^{24}Mg [San87], não constataram evidências da memória do canal de entrada, sugerindo, então, que este processo seria originado por um mecanismo alternativo de formação de um núcleo composto seguido de sua fissão e não de um mecanismo de "orbiting".

Um critério experimental de distinção entre mecanismos de núcleo composto ou "orbiting" seria a verificação da grande dependência da seção de choque dos produtos de processos binários energeticamente amortecidos com o canal de entrada. Este critério independe de incertezas nos modelos que preveem as seções de choque absolutas, levando em conta apenas os ingredientes básicos da dinâmica envolvida nos processos mencionados.

Um exemplo de aplicação deste critério para processos binários altamente amortecidos, encontrado na literatura, apresenta a razão entre a produção de oxigênio e carbono para os sistemas ^{28}Si + ^{12}C, ^{24}Mg + ^{16}O e ^{31}P + ^{16}O, ^{35}Cl + ^{12}C [BEc89], que levam à formação dos mesmos núcleos compostos ^{40}Ca e ^{47}V, respectivamente. No primeiro caso há evidências de uma dependência do canal de entrada (sugerindo a presença do mecanismo de "orbiting"), enquanto que no segundo caso essa dependência não é observada (sugerindo o processo de fusão-fissão).

O espalhamento elástico de ions pesados-leves, em energias acima da barreira coulombiana, exibe tipicamente um efeito de difração e uma queda exponencial [Cra76] para ângulos maiores que o rasante. Entretanto, "anomalias" em ângulos traseiros tem sido observadas [Bra82] para certos sistemas, tais como ^{26}Si + ^{12}C, ^{28}Si + ^{16}O, etc. Tais anomalias não são

características universais de sistemas nucleares neste intervalo de massa e energia, e tem sido observadas em sistemas que possuem um pequeno número de canais abertos para o decaimento. Estas anomalias tem sido sistematicamente associadas a sistemas em que o mecanismo de "orbiting" está presente, sugerindo, então, que o mesmo processo físico é responsável pelas anomalias em ângulos traseiros nos canais elástico e inelástico [Ray91].

No presente trabalho, propomos investigar e caracterizar os processos fortemente amortecidos em energia para sistemas nucleares leves, assim como, determinar o limite em massa dos núcleos reagentes em que esse processo ainda ocorre. Estudos iniciais realizados pelo nosso grupo encontraram evidências de processos altamente amortecidos nos sistemas nucleares leves ^{9}Be + $^{10,11}B$ [Fan89] e $^{10,11}B$ + $^{10,11}B$ [Coi88]. Entretanto, em sistemas simétricos ou quase-simétricos tão leves, a identificação das componentes inelásticas fica muito complicada em razão de haver uma ambiguidade provocada pela presença simultânea de resíduos de evaporação. Desta forma, a medida de sistemas assimétricos é fundamental. Para tanto, foram escolhidos os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be, que formam dois conjuntos de sistemas que levam à formação de mesmos núcleos compostos: ^{16}O + ^{11}B, ^{17}O + ^{10}B (núcleo composto ^{27}Al) e ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B, ^{19}F + ^{9}Be (núcleo composto ^{28}Al).

Este estudo visa a investigação em detalhe destes sistemas examinando a evolução do decaimento binário como função da massa, número atômico, ângulo de emissão e energia do fragmento, através de medidas inclusivas e de correlações angulares, com o objetivo de caracterizar os mecanismos envolvidos nestes processos dissipativos em reações induzidas por ions pesados-leves.

Do ponto de vista teórico, com base nas previsões do "Rotating

Liquid Drop Model" - RLDM, há uma forte inibição do processo de fusão-fissão em favor de um mecanismo de "orbiting" muito inelástico para colisões envolvendo ions de peso médio. No caso extremo de muitos sistemas nucleares leves ($A_{projétil} + A_{alvo} \leq 29$), o mesmo RLDM prediz o fechamento do canal de fusão-fissão, devido ao alto valor da barreira de fissão calculada para a configuração de ponto de sela de duas esferas em contato. Entretanto, recentemente, foi constatada experimentalmente [Sza89, San92] a viabilidade do processo de fissão nesta região de massa. Por outro lado, estas constatações tem apresentado características distintas das observadas para sistemas pesados. Em contraste com estes últimos, há um favorecimento da quebra assimétrica para sistemas mais leves. Assim, tornou-se necessário o desenvolvimento de cálculos para o processo de fissão assimétrica em sistemas nucleares leves. Os cálculos são baseados no "Transition State Model" para a fissão, em que as energias de ponto de sela são derivadas de um modelo de alcance finito da força nuclear e efeitos de difusividade da superfície. Para a determinação das energias de ponto de sela foi incorporada uma parametrização de duplo esferóide, possibilitando uma quebra assimétrica do sistema nuclear para a formacão dos resíduos de fissão.

Os produtos de reações foram detectados por duas técnicas experimentais diferentes: a técnica de tempo de vôo, que permite identificar a massa e a velocidade da partícula; e a de telescópios E - ΔE, que permite identificar o número atômico da partícula.

Os resultados serão confrontados com as poucas medidas experimentais encontradas na literatura para os processos de fusão [Cha82,Gom84], canais elásticos e inelásticos [Lep92], visando responder a questão: *Orbiting ou Fusão-Fissão?*

No capítulo 2, será descrito a arranjo experimental utilizado e o

método de aquisição e redução de dados com a finalidade de obter o valor integral da seção de choque de um determinado processo.

No capítulo 3, será introduzido o contexto teórico, base da discussão dos dados e conclusões.

No capítulo 4, serão apresentados os resultados experimentais, ajustes de alguns modelos para o espalhamento elástico (cálculos de modelo óptico e estimativa do espalhamento elástico composto), para o processo de fusão (cálculos com modelos estatísticos) e para processos binários fortemente amortecidos em energia (averiguando-se inicialmente sua natureza binária e a possibilidade da presença de componentes de fusão-fissão e "orbiting").

Finalmente, no capítulo 5, serão apresentadas as principais conclusões obtidas a partir deste trabalho, assim como, propostas para novos estudos.

CAPÍTULO 2. A EXPERIÊNCIA

2.1 Arranjo Experimental

2.1.1 Feixes

As medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no Acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo [Sal74]. Utilizou-se uma fonte de ions de extração direta do tipo duoplasmatron [Law65] para a obtenção dos feixes de $^{16,17,18}O$. Em particular, os feixes de ^{16}O e ^{17}O foram extraídos injetando-se na fonte de ions tanto um gás quanto água (38.99% ^{18}O, 43.93% ^{17}O) enriquecidos isotopicamente.

2.1.2 Alvos

Os alvos auto-suportáveis de $^{10,11}B$ foram confeccionados a partir da evaporação em vácuo do material isotopicamente enriquecido (87% e 98%, respectivamente), através do método de bombardeio eletrônico. Estes possuiam densidades superficiais entre 50 e 80 $\mu g/cm^2$, estimados pela comparação entre os valores das seções de choque do espalhamento elástico e os valores previstos pelo modelo óptico. Para efeito de normalização e minimizar a oxidação dos alvos, uma fina camada de ouro também foi evaporada, sendo que as espessuras variaram em torno de 5 $\mu g/cm^2$. Os principais contaminantes presentes nestes alvos foram o carbono, oxigênio, silício e ferro.

2.1.3 Sistema de Deteção

O sistema de deteção era composto basicamente por dois conjuntos de detetores. O primeiro, fundamentado na técnica de tempo de vôo, possuia sua parte operacional constituida de um detetor de tempo e uma câmara de ionização (chevron-CI), permitindo a identificação da massa e número atômico das

partículas incidentes. O segundo, era composto de uma câmara de ionização sensível à posição (CISP), capaz de identificar o número atômico das partículas incidentes e realizar medidas simultâneas em cinco ângulos diferentes em relação à linha do feixe.

Em linhas gerais, o detetor de tempo (chevron) consiste de uma fina folha de carbono ($\approx$ 20 $\mu g/cm^2$), uma grade e um multiplicador de eletrons (*micro channel plate*), apresentando uma resolução em tempo em torno de 600-700 ps [Anj87]. A câmara de ionização (CI) é composta de um anodo que fornece a perda de energia no gás (ΔE) das partículas incidentes, e um detetor de barreira de superfície que fornece a informação de energia residual (E_R) das partículas que atravessaram o gás. Este detetor possui 450 mm^2 de área e 100 μm de espessura. A janela da câmara é constituida de uma folha de mylar ($\approx$ 80 $\mu g/cm^2$).

A câmara de ionização sensível à posição (CISP), possui em sua entrada um colimador com 5 fendas retangulares de 1 x 4 mm espaçadas angularmente de 1^0, uma janela de mylar ($\approx$ 80 $\mu g/cm^2$), um anodo dividido em duas seções diagonais P_1 e P_2 que coletam as cargas Q_1 e Q_2 provenientes da ionização do gás pelas partículas incidentes (sendo que estas quantidades Q_1 e Q_2 fornecem a perda (ΔE) da partícula), e um detetor de barreira de superfície sensível à posição que fornece a informação da energia residual (E_R) e a posição de incidência no detetor (XE) das partículas que atravessaram o gás [Add87].

O gás utilizado nos telescópios E-ΔE foi o P10 (90% Ar e 10% CH_4), com sua injeção controlada por dois manostatos, que por sua vez permitem o controle do fluxo de gás de maneira independente entre as duas câmaras de ionização. As pressões utilizadas foram de aproximadamente 20 Torr para a CI e de 10 a 20 Torr para a CISP.

O arranjo experimental foi montado no interior da câmara de espalhamento (de 100 cm de diâmetro) localizada no extremo da canalização 30° B do Laboratório Pelletron. Para as medidas realizadas, foram montadas duas configurações diferentes entre os conjuntos de detetores:

- Na primeira, denominada *medidas inclusivas*, os alvos foram distribuidos num suporte localizado na entrada da câmara de espalhamento. O conjunto chevon-CI pernameceu fixo em 16.5^{o} em relação à linha do feixe, o que permitiu a utilização de um tubo externo à saída da câmara como extensão da distância de vôo ($d_{vôo} \approx 2$ m). Este arranjo possibilitou uma boa resolução em massa acarretando numa diminuição do angulo sólido subentendido pelo detetor. A CISP foi montada sobre um braço móvel para a realização das distribuições angulares entre 6 e 37°;

- Na segunda, denominada *medidas em coincidência*, os alvos foram montados numa torre central da câmara de espalhamento. O conjunto chevron-CI permaneceu fixo em 15.7^{o} em relação à linha do feixe. mas com uma distância de vôo menor ($d_{vôo} \approx 1.2$ m), aumentando assim, o ângulo sólido subentendido pelo detetor com a finalidade de otimizar o tempo de irradiação. A CISP foi montada sobre um braço giratório, permitindo a variação angular entre 12 e 70° em relação à linha do feixe. Neste caso, a CISP sofreu duas alterações: o colimador de entrada de 5 fendas foi substituido por outro com apenas uma fenda de 14 x 5 mm, o detetor de barreira de superfície sensível à posição foi substituido por dois detetores de barreira de superfície dispostos lado a lado. Estas alterações propiciaram à CISP uma abertura angular total de aproximadamente 4°.

Um esquema completo destes arranjos experimentais pode ser visto na figura 2.1. Nas duas configurações, o detetor de barreira de superfície da CI, também desempenhou o papel de monitorar a experiência. A fim de determinar os

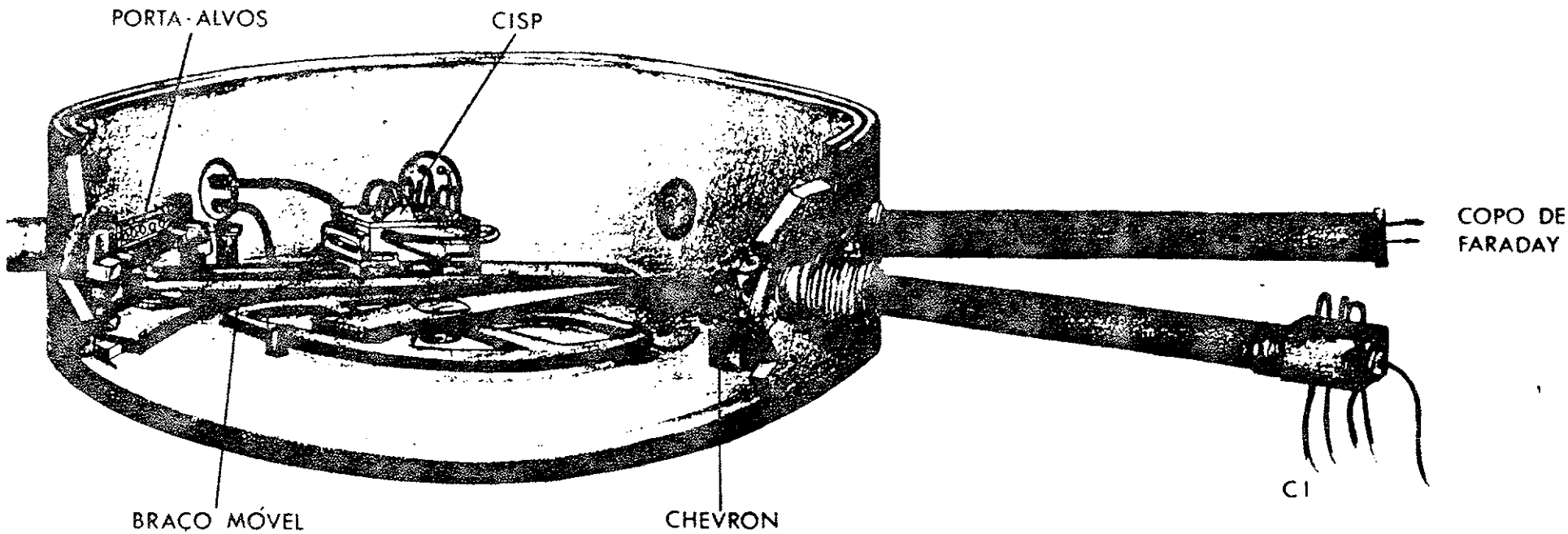


Figura 2.1 A) - Ilustração da câmara de espalhamento e arranjo experimental para a realização das medidas inclusivas.

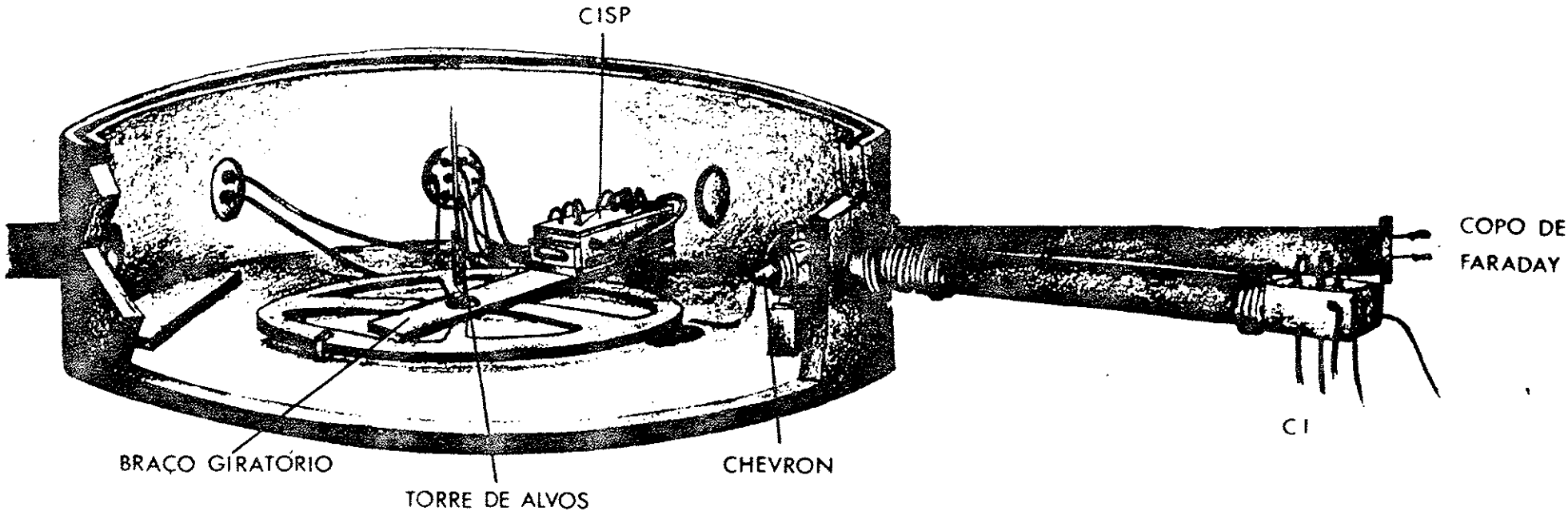


Figura 2.1 B) - Ilustração da câmara de espalhamento e arranjo experimental para a realização das medidas das medidas em coincidência.

valores de seção de choque absoluta e controlar a intensidade de corrente de feixe no alvo foi utilizado um copo de Faraday.

2.1.4 Dispositivo Eletrônico

A eletrônica de aquisição, esquematizada num diagrama de blocos na figura 2.2, é composta por arranjos convencionais referentes à técnica de tempo de vôo e telescópios E-ΔE.

No caso das medidas inclusivas foi requerida a coincidência entre os parâmetros $P_1 \equiv (E_{RCI}, \Delta E_{CI}, T_{vôo})$ e $P_2 \equiv (E_{RCI}, \Delta E_{CI})$ na identificação da partículas incidente para o sistema de tempo de vôo. A relação entre as coincidências dos dois conjuntos de parâmetros P_1/P_2 determina a eficiência dos sistema de tempo de vôo. Para a CISP foi necessária a coincidência entre os parâmetros $(E_{RCISP}, Q_1, Q_2, XE)$ para a identificação da partícula.

Durante as medidas experimentais iniciais (^{16}O + $^{10,11}B$ na energia de 64 MeV e ^{18}O + $^{10,11}B$ nas energias entre 32 e 63 MeV) observou-se que os espectros biparamétricos de E_R vs ΔE apresentavam cortes para o canal de saída com número atômico $Z \leq 3$. Afim de evitar tais cortes foram definidos novos parâmetros associados à perda de energia para os telescópios E-ΔE, que apresentam um ganho maior nos amplificadores. Assim, os parâmetros ΔE_{CI}, Q_1 e Q_2 foram adquiridos com ganhos de amplificação altos (expandindo a região dos produtos de reações mais leves, $3 \leq Z \leq 6$) e baixos (adquirindo completamente os espectros $3 \leq Z \leq 13$).

No caso da medidas em coincidência, além da requisição dos parâmetros mencionados acima, foi incluido um conversor de tempo-amplitude (TAC) com a finalidade de determinar a relação temporal entre os eventos da CISP e CI.

ELETRÔNICA DE AQUISIÇÃO

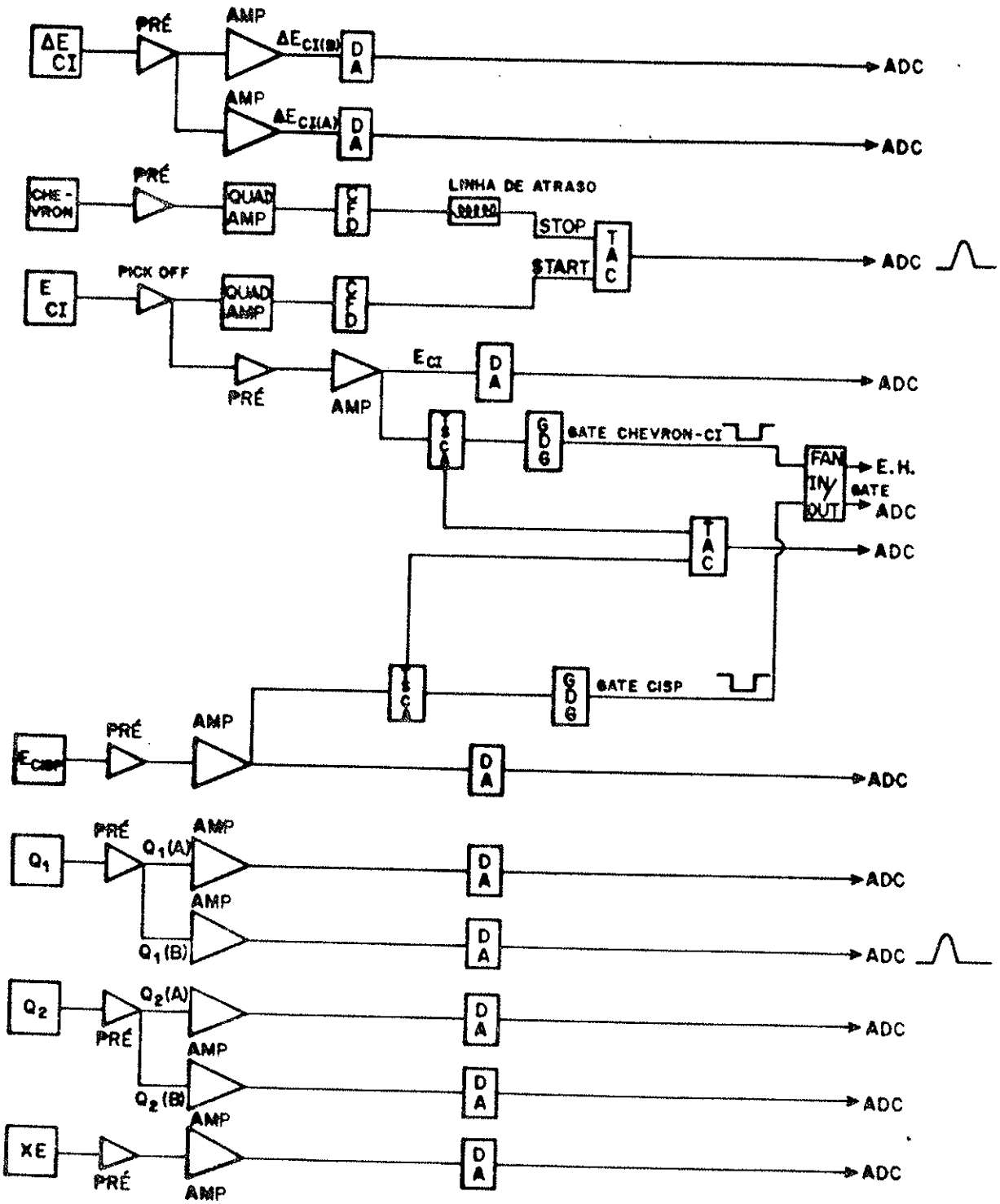


Figura 2.2 - Diagrama de blocos da eletrônica de aquisição utilizada. Legenda: CFD - Constant Fraction Differential Discriminator; TAC - Time to Pulse Height Converter; TSCA - Timing Single Channel Analizer; GDG - Gate and Delay Genetator; DA - Delay Amplifer; EH - Event Hendler; ADC Conversor Analógico Digital. PRE - pré-amplificadores; AMP - amplificadores (A) com ganho alto e (B) com ganho baixo.

2.1.5 Aquisição de Dados

As informações provenientes da configuração analógica são processadas através do sistema *Camac* (Computer Automated Measurement and Control),que se trata de uma norma para interface de instrumentos de medição e controle [Rib89].

Em linhas gerais, o nosso sistema é constituido por um módulo controlador *EH* (Event Hendler), módulos da linha *FERA* (fast Encoding and Readout Adc's), um "buffer" de memória *FIFO* (First in - First out) e SCALERS. O módulo *EH* dispõe de um microprocessador programável pelo experimentador e que realiza as operações necessárias para as leituras dos *ADCs*, *TDCs* (Time to Digital Converter); testa alguns sinais lógicos na ocorrência de um evento, colocando-o na memória do *FIFO* e este por sua vez o transfere para o disco do computador *VAX* 11/780. Cada evento é caracterizado pela existência de um sinal de "gate" gerado na eletrônica de aquisição, que está em coincidência com todos os sinais referentes aos detetores.

2.2 Medidas Realizadas

Este estudo visa a investigação em detalhe dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be, examinando a evolução do decaimento binário como função da massa, número atômico, ângulo de emissão e energia incidente do fragmento, através de medidas inclusivas e de coincidências entre os fragmentos binários.

As medidas inclusivas envolveram funções de excitação e distribuições angulares em energias e intervalos angulares indicados na tabela 2.1a. Para as medidas em coincidência, a CISP foi posicionada nos ângulos de 12, 18, 24, 27 e 36°, com a finalidade de reconstruir quase que integralmente o espectro de energia do sistema ^{18}O + ^{10}B observado pela medida

do conjunto chevron-CI, fixo em 15.7° em relação à linha do feixe (veja figura 2.3). Além disso, conhecendo-se os ângulos da coincidência cinemática entre as partículas espalhadas elasticamente e as partículas que recuam para a reação ^{18}O + ^{10}B (Θ_{ELAS} = 15.7° e Θ_{REC} = 67.5°), foram realizadas medidas para a CISP nos ângulos de 65.0, 66.0, 66.5, 67.5, 68.5, 69.5, 70.5° cobrindo toda a abertura angular deste detetor (≈ 4°) para a coincidência cinemática, testando desta forma, a eficiência do sistema. Também foram medidos dois valores angulares para o sistema ^{17}O + ^{11}B (veja tabela 2.1b).

Tabela 2.1a - Medidas inclusivas realizadas para os sistemas $^{16,17,18}O+^{10,11}B$

^{16}O + $^{10,11}B$

E_{lab}(MeV)	Θ_{lab}(graus)$_{CISP}$
22	12
28	12
34	12
42	8,15,22,29,35
49	-
56	8,15,22,29,35
64	8,15,22,29

^{17}O + ^{10}B

E_{lab}(MeV)	Θ_{lab}(graus)$_{CISP}$
22	12
28	12
34	12
42	10,18,26,35
49	12
56	12
64	8,15,22,29,35

^{17}O + ^{11}B

E_{lab}(MeV)	Θ_{lab}(graus)$_{CISP}$
22	12
28	12
34	12
42	8,15,22,29,35
49	12
56	8,15,22,29,35
64	8,15,22,29,35

^{18}O + $^{10,11}B$

E_{lab}(MeV)	Θ_{lab}(graus)$_{CISP}$
22	12
28	12
32	8,15,22,29,35
40	8,15,22,29,35
48	8,15,22,29,35
55	9,17,25
63	8,15,22,29

^{19}F + ^{9}Be

E_{lab}(MeV)	Θ_{lab}(graus)$_{CISP}$
56	10,18,26,35

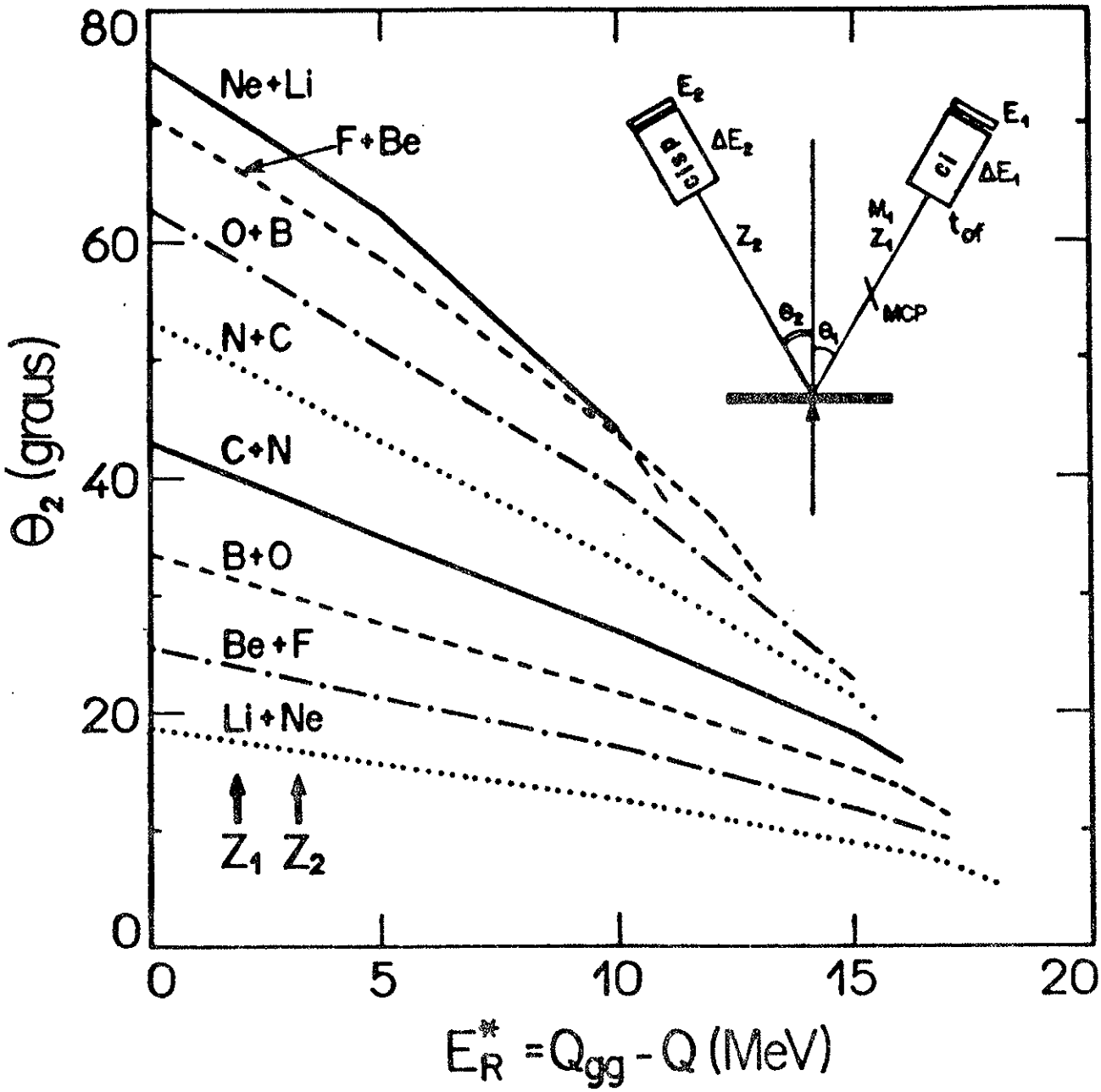


Figura 2.3 - Cinemática dos produtos binários: energia de excitação do fragmento Z_1 (observado pelo conjunto chevron-CI) em função do ângulo de emissão Θ_2 esperado para o complemento binário Z_2 (observado pela CISP), calculada para os vários canais de saída do sistema ^{18}O + ^{10}B, na energia $E_{lab}(^{18}O)$ = 53 MeV.

Tabela 2.1b - Medidas em coincidência realizadas para os sistemas $^{18}O + ^{10}B$ *e* $^{17}O + ^{11}B$ *na energia de bombardeio de 53 MeV*

sistema	$\Theta_{lab}(graus)_{CISP}$
$^{18}O + ^{10}B$	12.0, 18.0, 24.0, 27.0, 36.0 65.0, 66.0, 66.5, 67.5, 68.5, 69.5, 70.5
$^{17}O + ^{11}B$	18.0, 26.0

2.3 Redução de Dados

2.3.1 Medidas Inclusivas

O arranjo experimental para as medidas inclusivas é composto de fato por dois aparatos (uma CISP e um conjunto chevron-CI). Embora a aquisição dos dados seja simultânea, a redução e análise são independentes. Para tal, é necessária a aquisição de 11 parâmetros: seis para a CISP (as cargas coletadas $Q_{1A(B)}$ e $Q_{2A(B)}$ com ganhos de amplificação alto (A) e baixo (B), a energia residual da partícula E_{Rcisp}, e a posição da partícula XE); cinco para o conjunto chevron-CI (tempo de vôo $T_{vôo}$, a perda de energia no gás $\Delta E_{CIA(B)}$ com ganhos de amplificação alto (A) e baixo (B) e a energia residual da partícula E_{RCI}).

A redução dos dados brutos é feita fora de linha utilizando-se um pacote de programas denominado *VAXPAK* [Rib89]. Inicialmente, os arquivos de eventos foram gravados em fitas magnéticas com o auxílio do programa *LEMO*, de tal forma, que estas pudessem ser processadas posteriormente pelo programa *SCAN*. O programa *SCAN* permite gerar os espectros biparamétricos e multicanais de forma adequada para a análise dos dados.

Para a identificação dos produtos de reação é fundamental a realização de calibrações em energia e massa dos espectros obtidos. No caso da calibração em energia é necessário obter uma correlação entre a altura do pulso de energia fornecido pelo detetor e a energia da partícula incidente E_T,

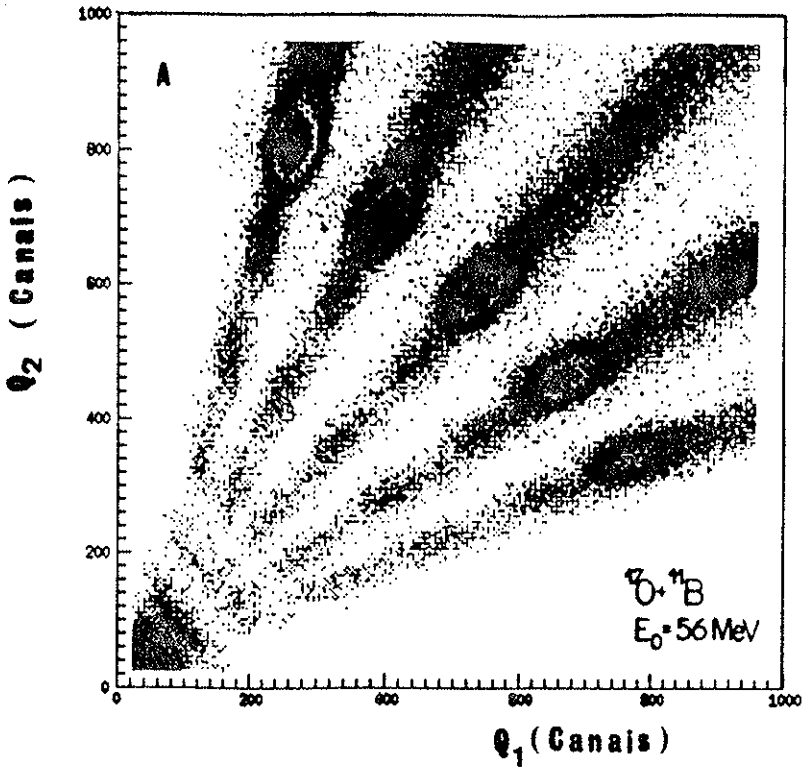
levando-se em conta as perdas de energia no interior do detetor. A expressão da perda de energia total é dada por $\Delta E_T = \Delta E_J + \Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3$, onde ΔE_J, ΔE_1, ΔE_2, ΔE_3 são as perdas de energia na janela, na região entre janela e anodo, na região do anodo e na região entre anodo e o detetor de barreira de superfície, respectivamente.

Para a CISP, o procedimento usual para a obtenção de E_T é dividido em três partes [Add87]:

- avaliação da perda de energia coletada na câmara (ΔE_2). Nesta etapa é feita uma estimativa da diferença de ganhos α entre os sinais $Q_{1A(B)}$ e $Q_{2A(B)}$ (figura 2.4), possibilitando a determinhação do valor de ΔE_2. Para tal, é feita uma calibração em energia para a fenda central da CISP obtendo-se a constante de calibração α $(\Delta E_2 = Q_{1A(B)} + \alpha_{A(B)} . Q_{2A(B)})$ para os diversos espectros biparamétricos $Q_{1A(B)}$ vs $Q_{2A(B)}$.
- avaliação da perda de energia total (ΔE_T). Nesta etapa é feita uma estimativa da constante β relacionada aos valores de ΔE_2 e ΔE_T $(\Delta E_T = \beta . \Delta E_2)$, obtida através de um cálculo de perda de energia [Lig80] com o programa *DEDX*, adaptado para as condições da CISP.
- calibração dos eixos de energia residual (E_R) e ΔE_T. Através de espectros biparamétricos ΔE_T vs E_T e cálculos de cinemática para o espalhamento elástico é possível obter o fator de correção γ, o qual corresponde a uma relação de energia (MeV/canal) para os eixos de E_T e ΔE_T.

Assim, o valor correto da energia total da partícula incidente identificada para a CISP é dada por:

$$E_{TCISP} = E_{RCISP} + \gamma_{A(B)} . \beta . (Q_{1A(B)} + \alpha_{A(B)} . Q_{2A(B)}) \qquad (2.1)$$



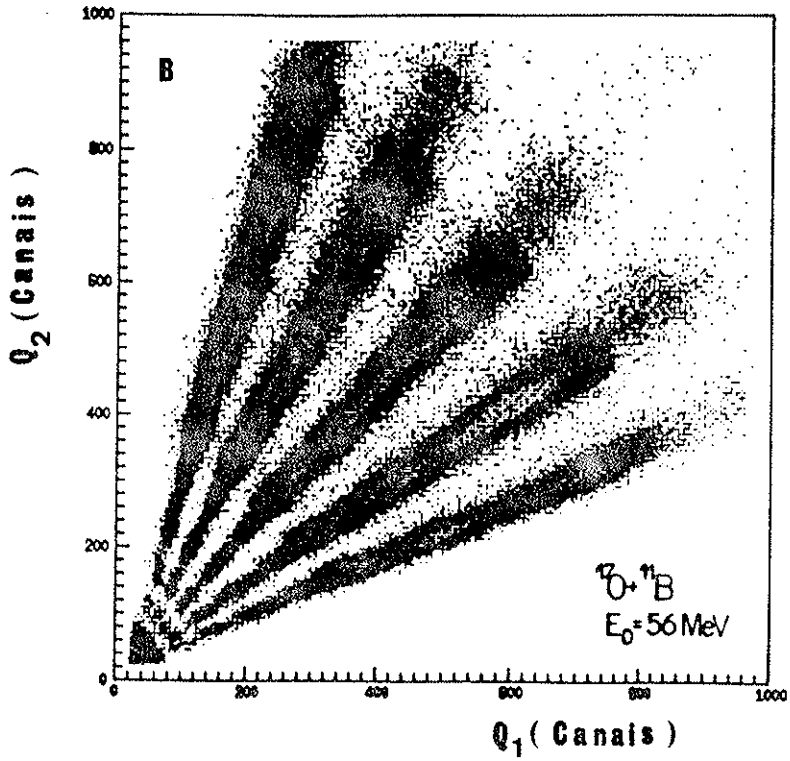


Figura 2.4 - Espectros biparamétricos típicos para as cargas coletadas Q_1 e Q_2 A) com ganho de amplificação alto e B) baixo.

Para o conjunto chevron-CI, o procedimento para a obtenção da energia total é análogo ao caso da CISP, lembrando-se apenas que nesse caso não há o termo relacionado com as cargas Q. Portanto:

$$E_{TCI} = E_{RCI} + \gamma_{A(B)}.\beta.\Delta E_{2A(B)CI} \qquad (2.2)$$

A figura 2.5 apresenta espectros biparamétricos típicos ΔE_2 vs E_T, obtidos com o auxílio da CISP e CI.

Uma vez executadas as correções para a energia total, a calibração em massa dos produtos de reação é feita através de linearizações das hipérboles correspondentes a cada massa dos espectros biparamétricos de E_{TCI} vs $T_{v\hat{o}o}$ (figura 2.6a), com o auxílio da expressão:

$$M = K.(E_{TCI} - E_O).(T_O - T_{v\hat{o}o})^2 \qquad (2.3)$$

onde K é uma constante; E_O é o desvio de energia em relação à origem, devido ao tratamento dos sinais desse parâmetro pela eletrônica; T_O é o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão dos sinais da eletrônica além do atraso introduzido pela linha de atraso em canais. A figura 2.6b apresenta um espectro bipamétrico típico de M vs E_{TCI}, onde nota-se que a linearização dos espectros biparamétricos promove um aumento de resolução para a identificação das várias massas das partículas detectadas e facilita a aplicação de janelas poligonais.

O próximo passo, após a realização dessas calibrações, é a obtenção das projeções em energia das regiões definidas por poligonais para cada número atômico Z tanto para os espectros biparamétricos E_T vs ΔE_2 oriundos da CISP como da CI, de tal forma que permitam determinar as seções de choque dos

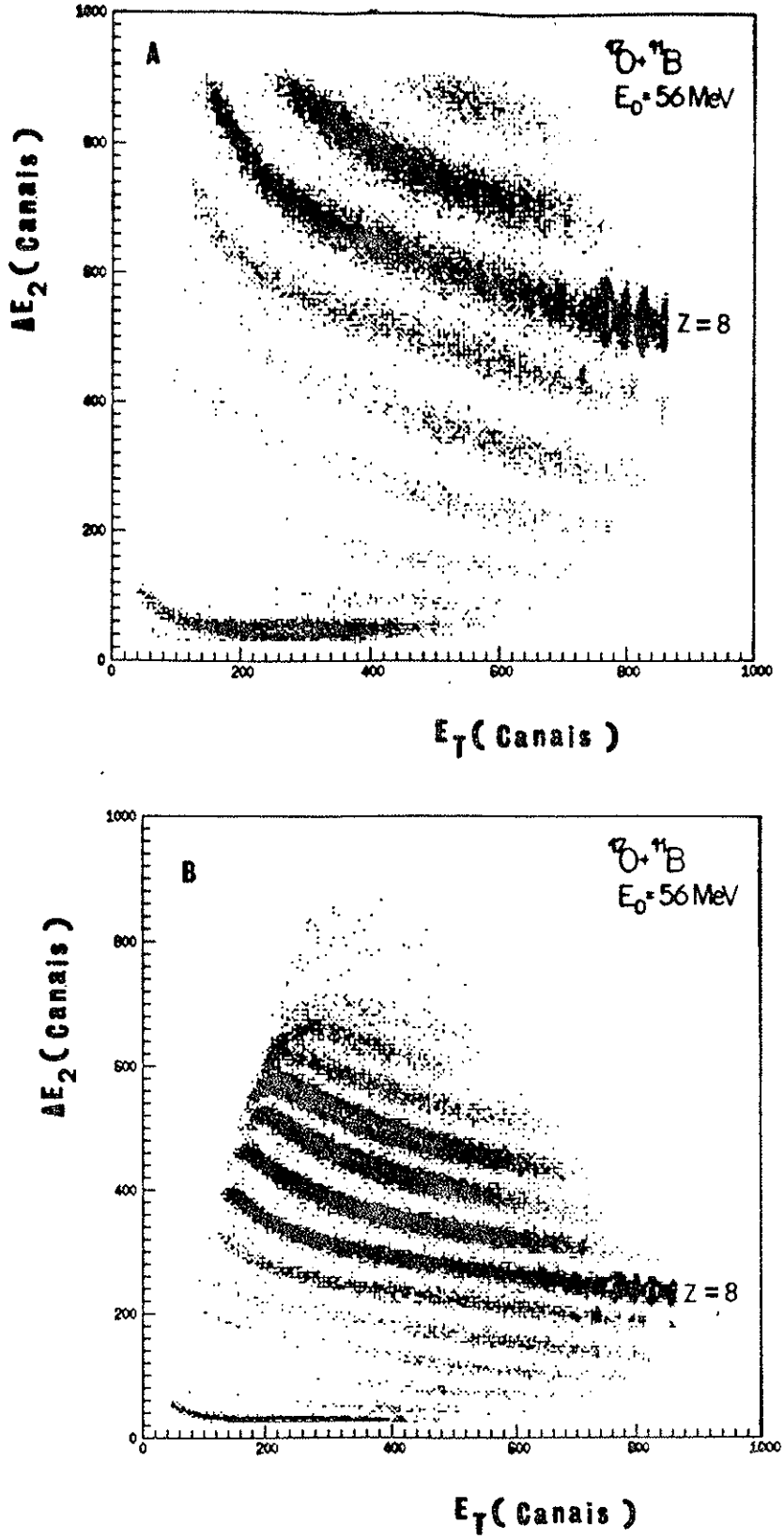


Figura 2.5 - Espectros biparamétricos típicos de energia total E_T vs perda de energia ΔE_2 A) com ganho de amplificação alto e B) baixo.

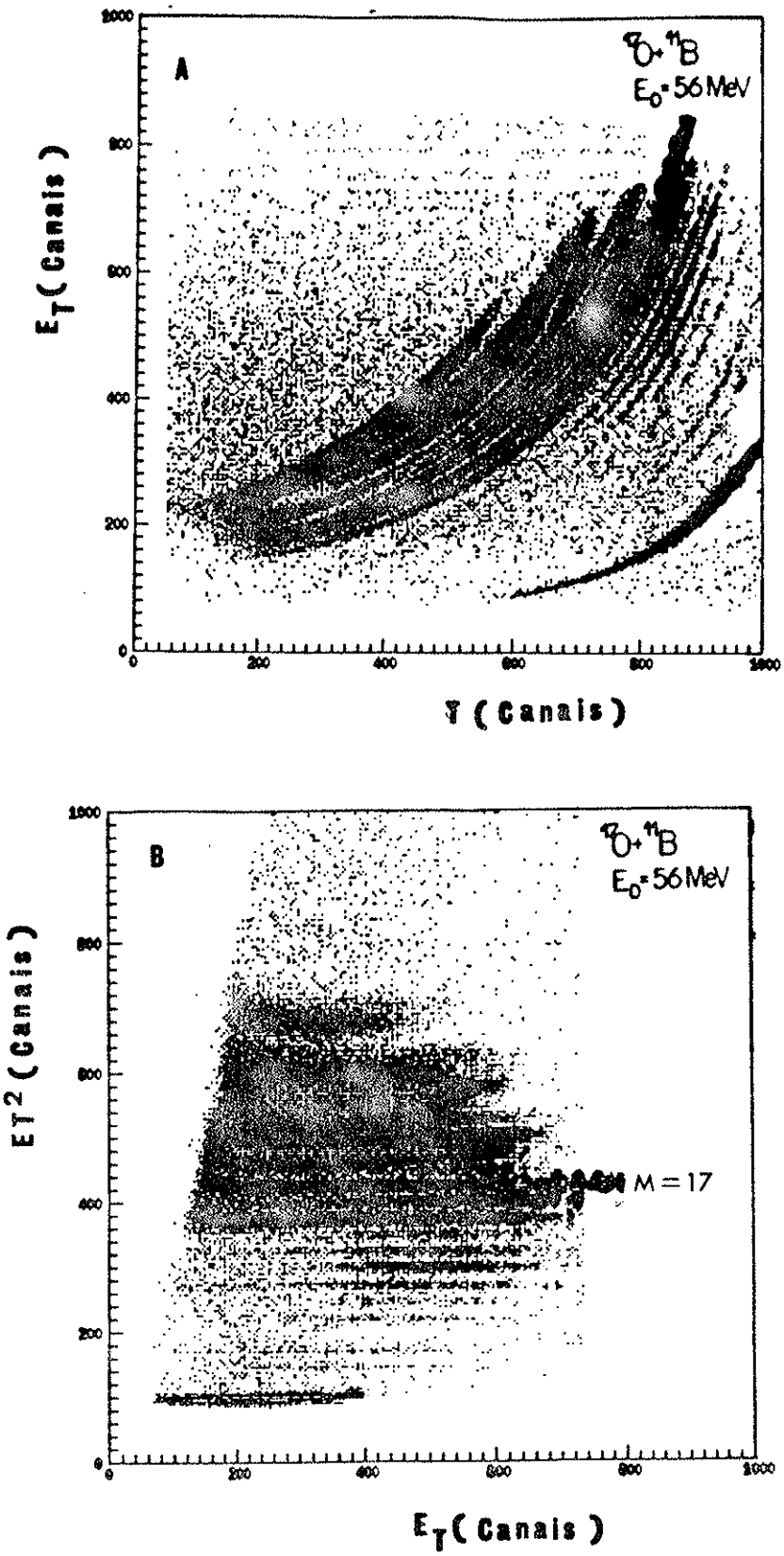


Figura 2.6 - Espectros biparamétricos típicos do sistema de tempo de vôo: A) energia total E_T vs tempo de vôo T e B) massa ($\propto E_T T^2$) vs E_T.

processos nucleares presentes, e também as posições dos centróides de energia (ou velocidade) para os cálculos dos diagramas de velocidades para os processos dissipativos.

Além disso, o conjunto chevron-CI nos permite obter valores das massas correspondentes a cada número atômico Z, a fim de determinarmos a fração da seção de choque correspondente a cada massa e os valores da energia cinética total (TKE).

Todos esses cálculos para a redução dos dados foram realizados numa estação de trabalho, utilizando-se o programa *XDAM* [Rib89] em conjunção com o programa *SCAN*. O programa *XDAM*, dentre outras funções, permite visualizar os espectros biparamétricos e multicanais, traçar poligonais, fazer projeções multicanais, ajustes de picos Gaussianos com "cauda" exponencial, determinar centróides, área, largura a meia altura, etc.

2.3.2 Medidas em Coincidência

De forma análoga ao descrito na seção anterior, foram realizadas calibrações em energia, massa, definições de poligonais de número atômico Z e massa A para os espectros biparamétricos associados aos detetores CISP e chevron-CI. Com o objetivo de caracterizar definitivamente a natureza binária dos processos dissipativos presentes nos sistemas estudados, foi construido inicialmente um espectro de tempo (TAC), capaz de fornecer as coincidências reais para um dado evento, entre os dois detetores CISP e chevron-CI.

Para calibrar experimentalmente a abertura angular subentendida pelos dois detetores de barreira de superfície dispostos lado a lado (formando uma sombra central em ângulo sólido devido ao tamanho da moldura de um dos detetores), construiu-se espectros multicanais para o parâmetro de posição da CISP, dado por $P = (Q_1 - \alpha.Q_2)/(Q_1 + \alpha.Q_2)$ das medidas da coincidência

cinemática do espalhamento elástico (através do vínculo das poligonais, que determinam o espalhamento elástico (chevron-CI) e o recuo (CISP) nos respectivos espectros biparamétricos E_T vs ΔE_2, com o espectro de TAC). A figura 2.7 apresenta a posição de incidência P de uma dada partícula no anodo da CISP em função do ângulo de deteção, sendo que o coeficiente angular da reta encontrada fornece uma calibração de graus/canal para os espectros biparamétricos de Q_1 vs Q_2.

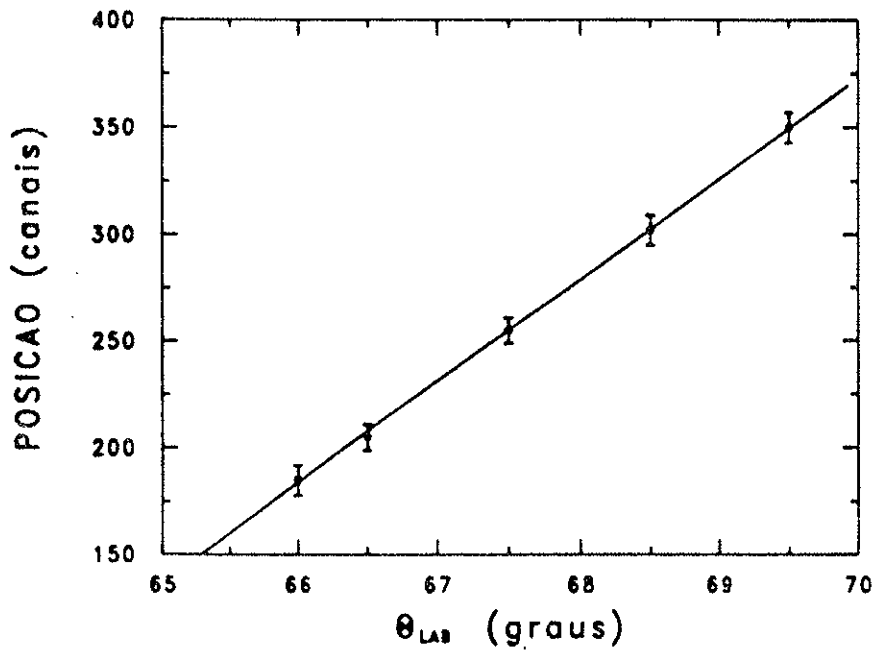


Figura 2.7 - Parâmetro de posição da CISP em função do ângulo de deteção.

A fim de identificar e determinar a contribuição de uma dada partícula com massa A_1 e número atômico Z_1 incidente no detetor chevron-CI e seu correspondente complemento (com número atômico Z_2) incidente na CISP, foi estabelecido um vínculo do espectro de TAC com as poligonais referentes a cada valor de número atômico Z_1 (e massa A_1) do espectro biparamétrico

E_{TCI} vs ΔE_{2CI} (e M vs E_{TCI}), determinando o valor e a taxa de produção do número atômico Z_2 na CISP.

Para realizar o cálculo dos valores das seções de choque foi necessário desenvolver um programa (*MON_EFIC*), que determina o valor da eficiência geométrica do sistema de deteção da coincidência cinemática. A determinação da eficiência geométrica torna-se importante para corrigir as deficiências experimentais: a perda de ângulo sólido proporcionada pela sombra central entre os dois detetores de barreira de superfície na CISP, a abertura angular azimutal que tem como limite o tamanho físico do detetor, e finalmente, eventuais efeitos da focalização do feixe no alvo durante a irradiação, que proporcionou uma mancha de 5 mm de largura por 4 mm de altura no mesmo.

Assim, a eficiência geométrica ($E_{Geométrica}$) foi determinada através de uma simulação da configuração experimental das medidas em coincidência, levando-se em conta as dimensões da mancha no alvo e dos detetores (ângulo sólido, abertura angular). Os cálculos foram executados utilizando-se o método de Monte Carlo para simular a trajetória de uma dada partícula emergente de um ponto da mancha do alvo, sorteando um desvio angular entre a trajetória nova e a do feixe de ions. Este desvio angular não é puramente aleatório, mas condicionado a uma distribuição Gaussiana, isto é, a probabilidade de existir um desvio angular entre a direção de incidência e a emergente segue a forma de uma superfície Gaussiana centrada na direção de incidência. O programa inicialmente verifica se esta dada partícula incide no detetor chevron-CI, e por intermédio de cálculos cinemáticos ele determina o ângulo da partícula de recuo e verifica novamente se esta partícula incidiu na CISP. A eficiência geométrica é dada pela razão entre o número de coincidências reais e o número de partículas incidentes no detetor chevron-CI.

A introdução do cálculo da eficiência geométrica reproduziu satisfatoriamente os valores das seções de choque observados nas medidas inclusivas. Cabe mencionar, que a correção devida ao "straggling angular" avaliada é considerada desprezível ($\approx 0.6^{o}$) quando comparada com a abertura angular azimutal ($\approx 2^{o}$).

2.4 Cálculo das Seções de Choque Absolutas

A expressão da seção de choque diferencial experimental de um dado processo (reação ou espalhamento), relativa a um sistema de referencial fixo no laboratório é dada por:

$$\left.\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\right)_{LAB} = \frac{Y}{N_A N_F \Delta\Omega} \qquad (2.4)$$

onde Y é o número de eventos observado para o processo de interesse; N_F é o número de partículas incidentes durante a exposição; N_A é o número de partículas presentes no alvo por unidade de área; $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pelo detetor.

No caso da CISP, devido a utilização de um colimador com 5 fendas, é necessário fazer uma normalização dos ângulos sólidos entre as fendas, portanto:

$$\left.\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\right)_{LAB}^{CISP} = \frac{Y}{N_A N_F \Delta\Omega} \frac{\Delta\Omega_{(3)}}{\Delta\Omega_{(1)}} \qquad (2.5)$$

onde o índice i representa o número da fenda, sendo que esta normalização foi feita em relação à fenda central (i = 3).

Para o conjunto chevron-CI, deve ser levada em conta a eficiência E_{Zi} para cada número atômico da partícula detectada pelo sistema de tempo de vôo:

$$\left.\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\right)_{LAB}^{chevron-ci} = \frac{YE_{Zi}}{N_A N_F \Delta\Omega} \qquad (2.6)$$

A eficiência do sistema de tempo de vôo foi avaliada através de espectros biparamétricos $E_{R(CI)}$ vs $\Delta E_{(CI)}$. Isto foi possível através da aquisição de eventos onde os parâmetros $E_{R(CI)}$, $\Delta E_{(CI)}$, $T_{vôo}$ estavam em coincidência e também adquirindo-se eventos onde foi requerida apenas a coincidência dos parâmetros $E_{R(CI)}$ e $\Delta E_{(CI)}$. Assim, a eficiência em função de Z é dada por $E_{Zi} = Y_{Zi(E_R,\Delta E,T)}/Y_{Zi(E_R,\Delta E)}$.

Para as medidas em coincidência, foi utiliada a seguinte relação para expressar a seção de choque duplamente diferencial no referencial de laboratório:

$$\left.\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega_1\delta\Omega_2}\right)_{LAB} = \frac{Y_{12}}{N_F N_A \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2} E_{Zi}\ E_{Geometrica} \qquad (2.7)$$

onde Y_{12} é o número de coincidências entre as partículas incidentes no chevron-CI (1) e na CISP (2); $\Delta\Omega_1$ e $\Delta\Omega_2$ são os ângulos sólidos subentendidos pelos detetores chevron-CI e CISP, respectivamente;

O valor de N_F pode ser obtido a partir do valor da corrente de feixe total integrada durante a exposição (Q) e do valor de carga médio do feixe ($\bar{z}$), ou seja, $N_F = Q/\bar{z}e$.

O termo $N_A\Delta\Omega$ para todos os contaminantes presentes nos alvos (^{10}B, ^{11}B, ^{12}C, ^{16}O) pode ser determinado através da comparação das distribuições angulares do espalhamento elástico com as previsões teóricas. Para esse fim, os valores teóricos foram obtidos a partir de ajustes dos parâmetros do potencial óptico via programas de modelo óptico (*MODOPT* [Coh81], *PTOLEMY* [Mac78]), veja seção 4.1.

O interesse pelas quantidades de carbono e oxigênio presentes nos alvos provém da constatação de que alguns resíduos de evaporação dos sistemas $^{16,17,18}O$ + ^{12}C, ^{16}O podem sobrepor-se aos resíduos de evaporação das reações de interesse ($^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$). Portanto, a subtração dos eventos correspondentes à fusão destes contaminantes é importante. Esta subtração foi feita utilizando-se a seção de choque dupla diferencial de fusão $(d^2\sigma/d\Omega dE_T)^{lab}$ prevista pelo programa *LILITA* [Gom81], calculada a partir de valores das seções de choque total de fusão encontradas na literatura [Frö84].

Utilizando-se a expressão $Y = Y_{total} - Y_C - Y_O$, ou seja, o número de eventos dos resíduos de evaporação dos sistemas O + B é dado pelo número total de eventos menos os números de eventos dos resíduos de evaporação dos sistemas O + C e O + O. Agora, com o auxílio da expressão (2.4) pode-se escrever:

$$\left.\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_{lab} = \frac{Y_{total}}{N_F[N_A\Delta\Omega]_B} - \frac{[N_A\Delta\Omega]_C}{[N_A\Delta\Omega]_B}\left(\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_C^{LILITA} - \frac{[N_A\Delta\Omega]_O}{[N_A\Delta\Omega]_B}\left(\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_O^{LILITA} \quad (2.8)$$

Após a subtração dos eventos dos resíduos de evaporação provenientes dos contaminantes, a avaliação usual da presença de outros processos de "não fusão", tais como processos diretos, "deep-inelastic", fusão-fissão,

"orbiting", etc, é feita através da comparação da forma do espectro de energia experimental com a forma obtida pelo programa *LILITA* (forma maxwelliana), o que equivale a efetuar uma análise cinemática dos espectros de velocidade.

Normalizando-se a forma teórica prevista pelo programa *LILITA* com relação aos dados experimentais e, subtraindo-se as quantidades $d^2\sigma/d\Omega dE_T$ para cada valor de energia E_T do espectro, determina-se a porção do espectro dominada pelo processo de "não-fusão", ou seja:

$$\left.\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_{lab}^{não\text{-}fusão} = \left(\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)^{exp} - \left(\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_{norm}^{Lilita} \qquad (2.9)$$

onde o termo $(d^2\sigma/d\Omega dE_T)^{norm}$ representa o valor da seção de choque dupla diferencial de fusão teórica dos sistemas O + B, dada pelo programa *LILITA*, já normalizada com relação aos dados experimentais.

É importante lembrar que este procedimento é adotado para canais de saída em que é constatada a presença simultânea de resíduos de evaporação e de outros processos de "não-fusão" (no caso deste trabalho este efeito foi constatado para os canais de saida com Z = 7, 8 e 9). Caso contrário, o cálculo dos processos de "não-fusão" é imediato (para os canais de saida com Z = 3, 4, 5 e 6).

Uma discussão sobre a coerência deste procedimento será apresenta no capítulo 4.

Após a separação dos eventos correspondentes à fusão e "não-fusão", foi realizado o cálculo das seçõoes de choque diferenciais para cada produto de número atômico Z (no caso do conjunto chevron-α também foi feito o cálculo para o valor de massa correspondente), obtendo-se os valores das distribuiçõoes angulares $(d\sigma/d\Omega)^{lab}$ vs Θ_{lab} (veja figuras 2.8 e 2.9). Para

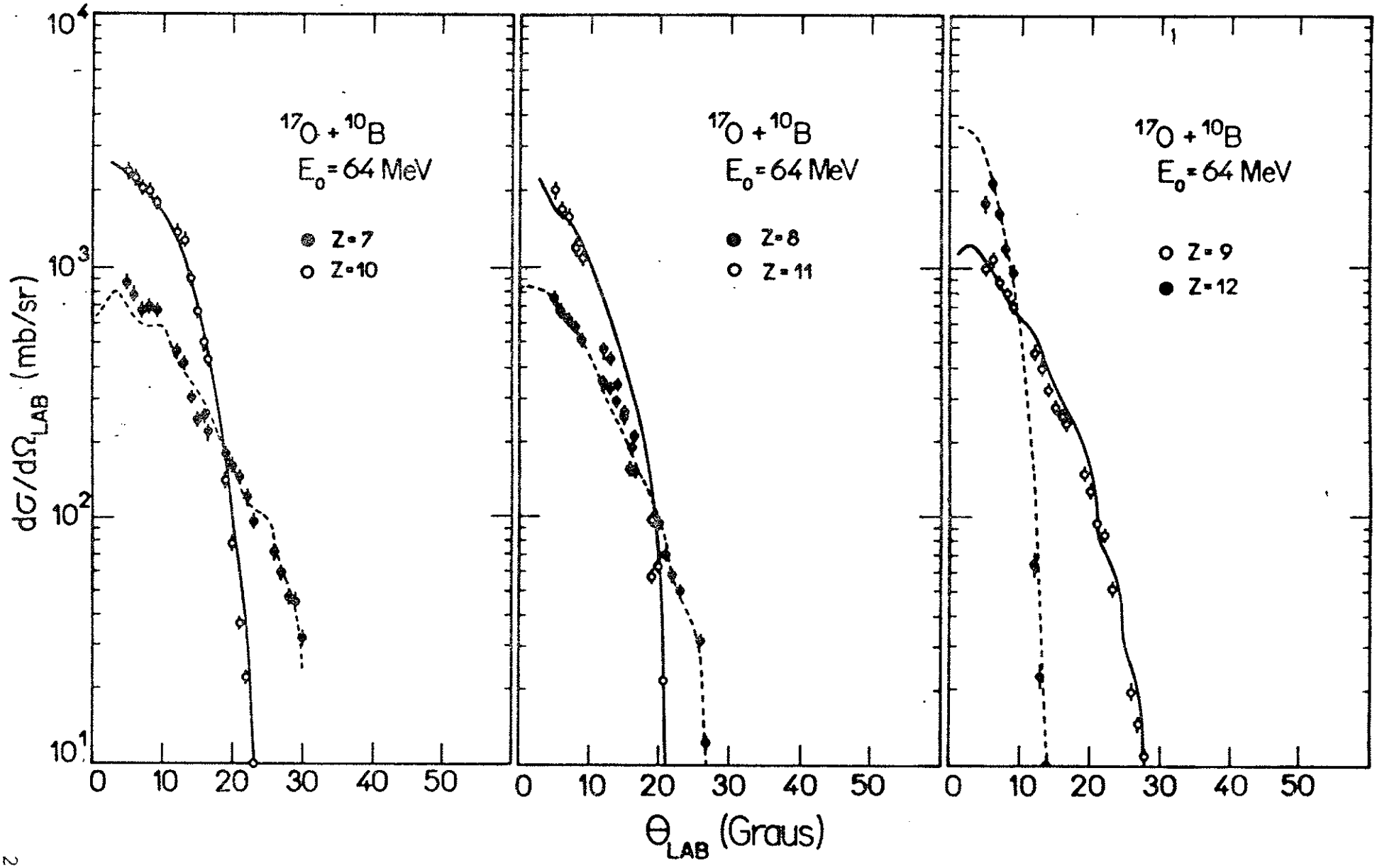


Figura 2.8 - Distribuições angulares experimentais dos resíduos de evaporação dos sistema ^{17}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 64 MeV. As curvas sólidas e pontilhadas representam as previsões do programa *LILITA*.

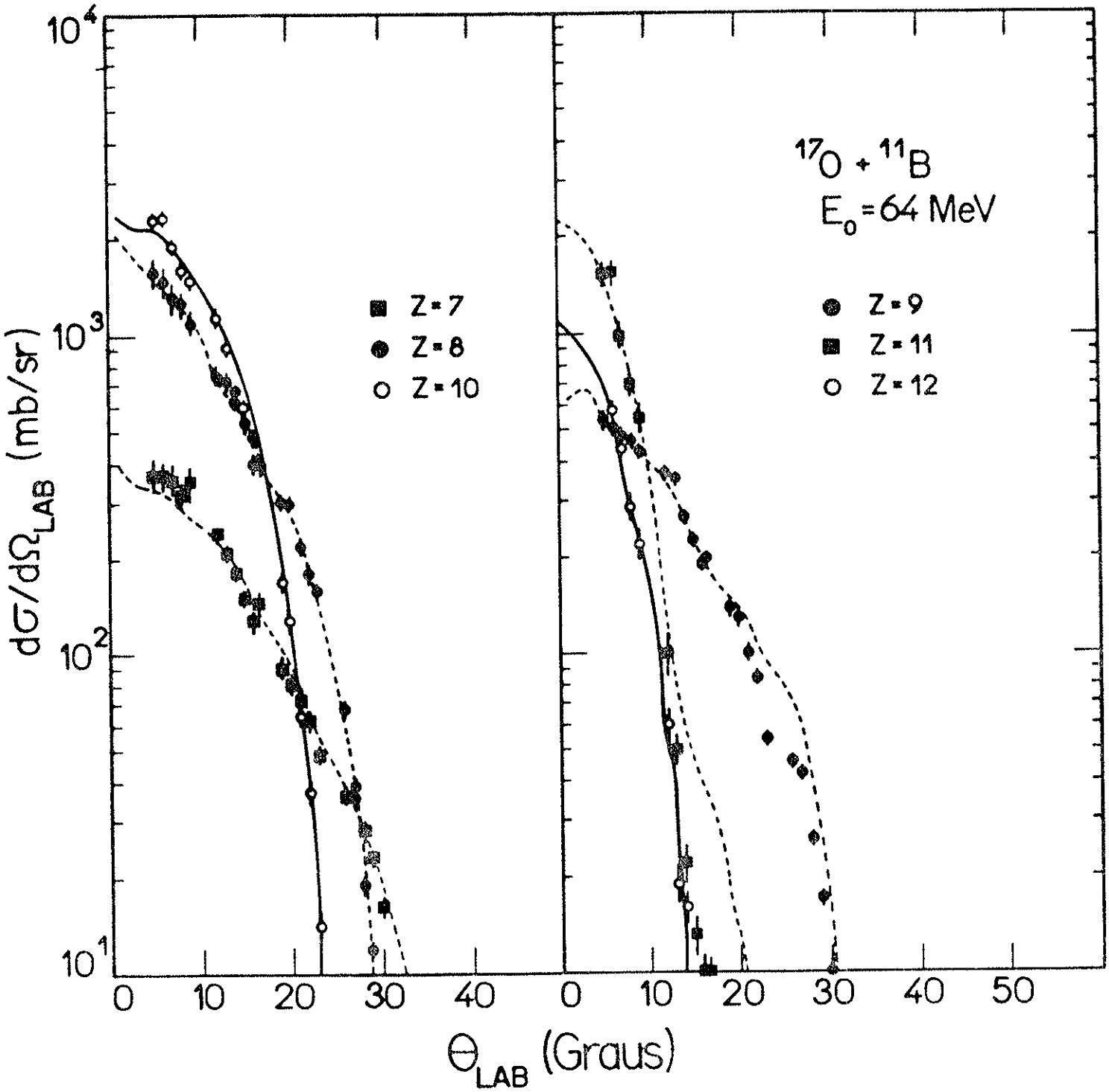


Figura 2.9 - Distribuições angulares experimentais dos resíduos de evaporação dos sistema $^{17}O + ^{11}B$ na energia de bombardeio de 64 MeV. As curvas sólidas e pontilhadas representam as previsões do programa *LILITA*.

determinar o valor da seção de choque no referencial fixo no centro de masssa é introduzido o fator de conversão de referencial.

O valor da seção de choque total de fusão é obtido a partir da seção de choque diferencial de fusão, realizando-se a seguinte operação:

$$\sigma_f = \int \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\,\delta\Omega \qquad (2.10)$$

Entretanto, como as medidas realizadas são efetuadas em função de Θ_{lab} é usual fazer a substituição $d\Omega = 2\pi \mathrm{sen}\Theta d\Theta$, convertendo a seção de choque em:

$$\sigma_f = \int \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\,2\pi \mathrm{sen}\Theta\delta\Theta = \int_o^{\pi} \frac{\delta\sigma}{\delta\Theta}\,\delta\Theta \qquad (2.11)$$

Assim, a transformação $d\sigma/d\Theta = 2\pi \mathrm{sen}\Theta(d\sigma/d\Omega)$ possibilita, através da integração da curva correspondente, obter o valor da seção de choque total para cada energia de bombardeio. As figuras 2.10 a 2.12 apresentam as distribuições angulares totais de fusão para os sistemas estudados neste trabalho. A tabela A.1 (apêndice) apresenta os valores encontrados para as seções de choque totais de fusão para os sistemas estudados.

Na determinação da seção de choque absoluta para as medidas em coincidência, não foi possível utilizar o valor da carga integrada do feixe (Q) na avaliação do número de partículas incidentes no alvo. Isto ocorreu devido ao fato de que durante as medidas em ângulos dianteiros com a CISP (menores que 20°), o feixe incidia sobre a sua parte lateral, impedindo que este pudesse ser coletado no copo de Faraday no final da câmara. Este valor foi obtido através de uma leitura na torre de alvos, apenas para monitoração da experiência. Assim, foi utilizada a área do pico referente ao espalhamento

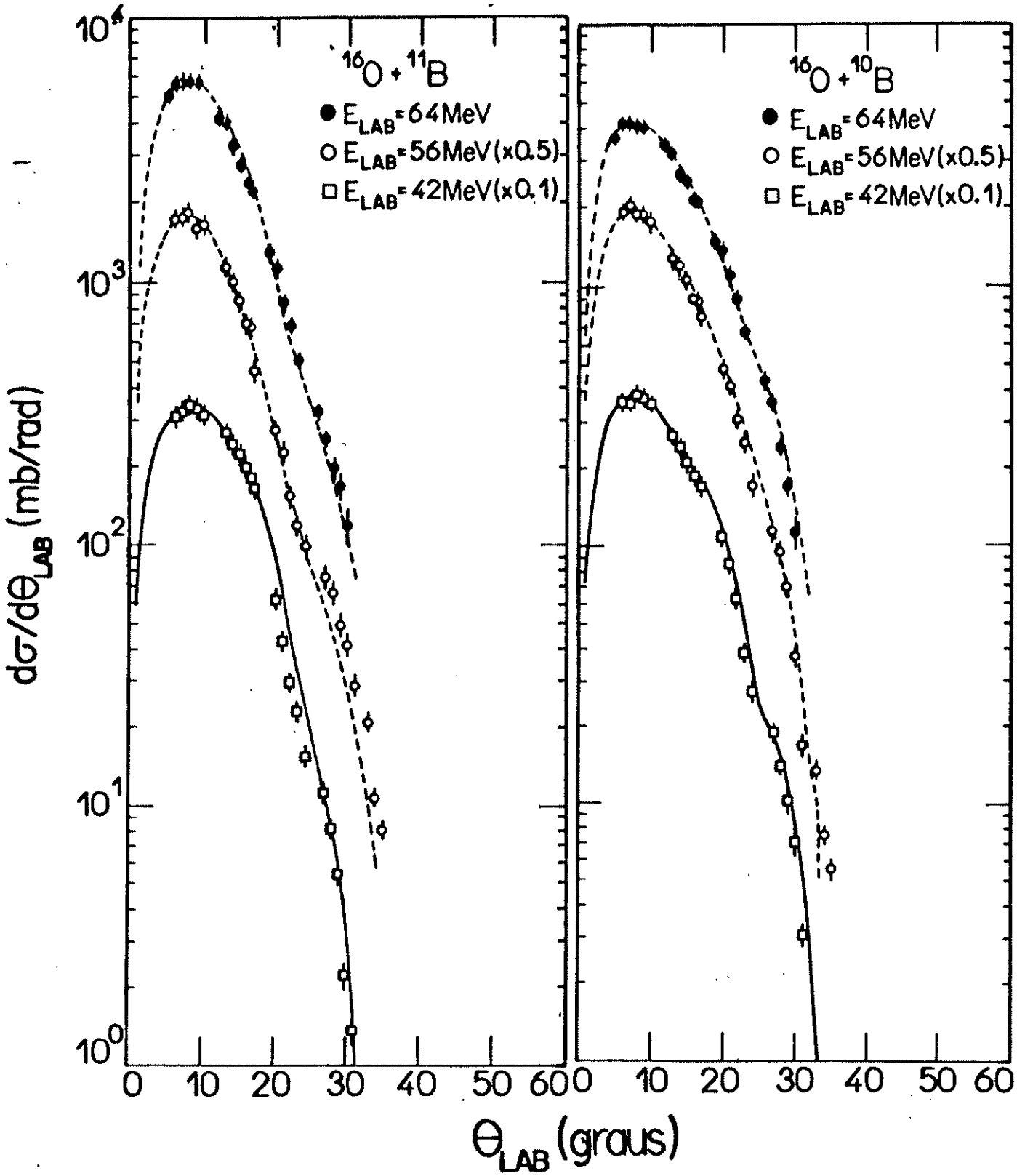


Figura 2.10 - Distribuições angulares experimentais totais de fusão para os sistemas $^{16}O + ^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 42, 56 e 64 MeV. As curvas sólidas e pontilhadas representam as previsões do programa *LILITA*.

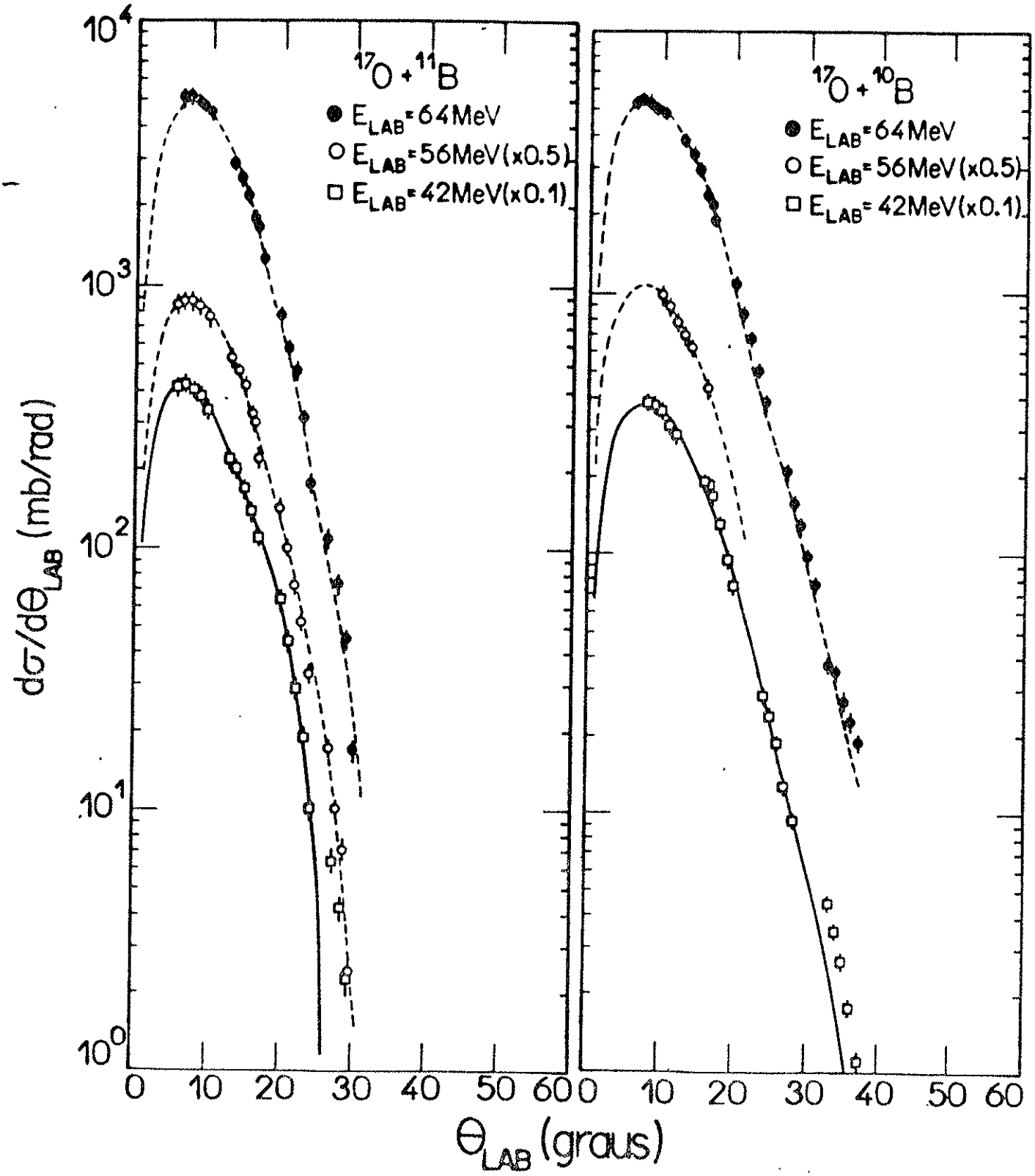


Figura 2.11 - Distribuições angulares experimentais totais de fusão para os sistemas $^{17}O + ^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 42, 56 e 64 MeV. As curvas sólidas e pontilhadas representam as previsões do programa *LILITA*.

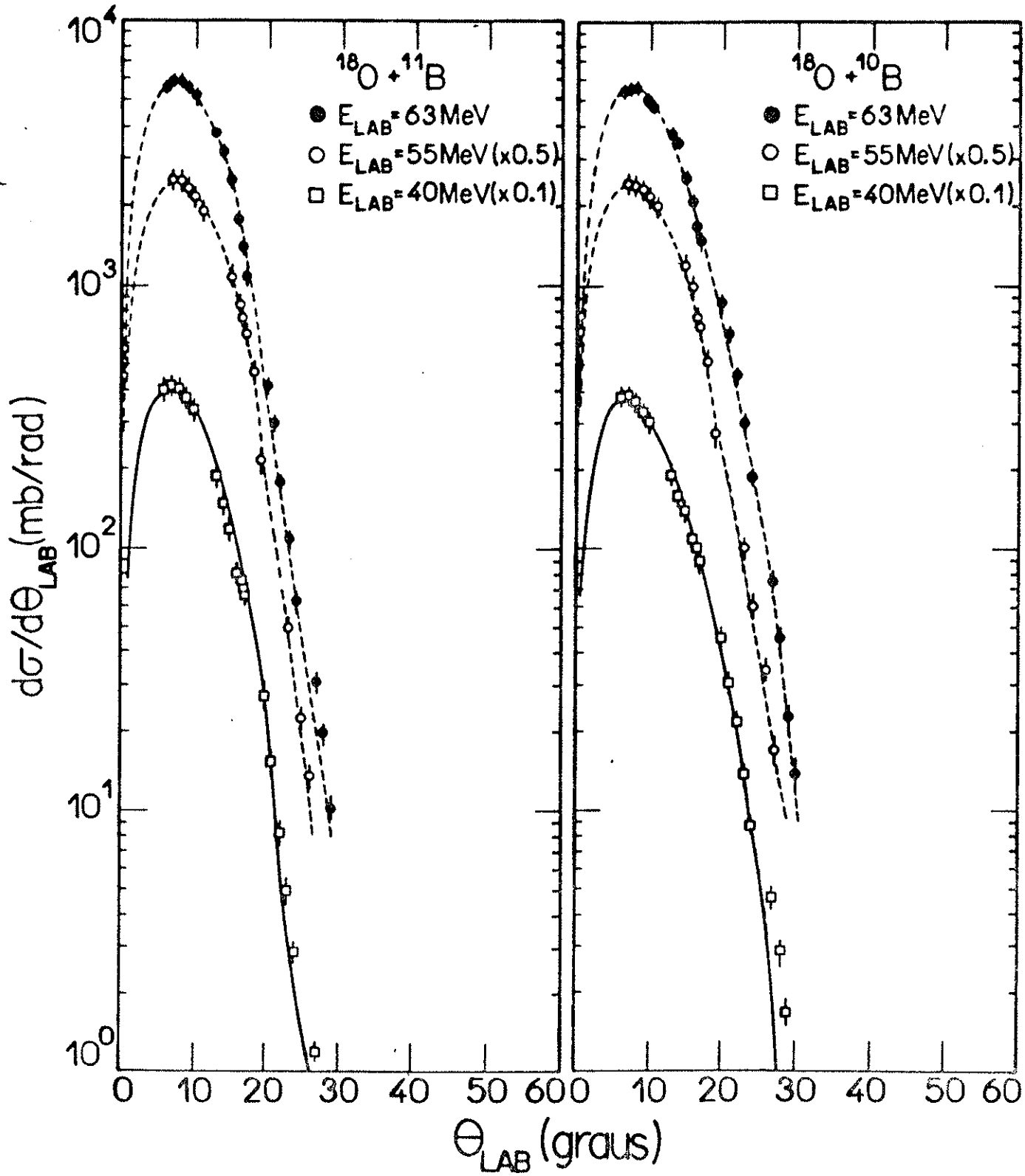


Figura 2.12 - Distribuições angulares experimentais totais de fusão para os sistemas $^{16}O + ^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 40, 55 e 63 MeV. As curvas sólidas e pontilhadas representam as previsões do programa *LILITA*.

elástico no espectro de energia do monitor que correspondia ao detetor da câmara de ionização CI para determinar o valor de Q.

O cálculo da seção de choque do espalhamento elástico foi executado com o auxílio da expressão (2.4). O número de partículas incidentes e o número de partículas no alvo desta expressão são os mesmos utilizados no cálculo da seção de choque das medidas em coincidência. Substituindo-se em (2.7) o valor do produto $N_F N_A$ encontrado, obtém-se que:

$$\left.\frac{\delta^2\sigma}{\delta\Omega\delta E_T}\right)_{lab} = \frac{Y_{12}}{Y_1^{elas}}\,\frac{1}{\Delta\Omega_1}\,\frac{\Delta\Omega_2^{(2)}}{\Delta\Omega_2^{(1)}}\left(\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega}\right)_{lab}^{elas} \qquad (2.12)$$

Na expressão acima verifica-se que o resultado é independente do valor absoluto do ângulo sólido da CISP, sendo necessária apenas a relação entre os ângulos sólidos dos detetores de barreira de superfície no interior da CISP ($\Delta\Omega_2^{(i)}$) e o valor do ângulo sólido do detetor chevron-CI ($\Delta\Omega_1$).

Os fatores que mais contribuiram para as incertezas nas medidas experimentais foram as medidas de espessura dos alvos (o termo $N_A\Delta\Omega$) e a incerteza associada à estatística do número de eventos. Quanto ao termo $N_A\Delta\Omega$, a incerteza foi estimada entre 5 e 10%. A incerteza associada à estatística variou em torno de 1 a 10% para as medidas inclusivas e em torno de 10 a 30% para as medidas em coincidência.

CAPÍTULO 3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS: O PROCESSO DE FISSÃO

A fissão nuclear é um processo extremamente complexo. Em linhas gerais, nesta reação ocorre um drástico rearranjo de um núcleo originando dois novos núcleos. O processo de fusão-fissão pode ser descrito como uma sequência de eventos partindo da formação de um núcleo composto instável, caracterizado por uma energia de excitação e momento angular, seguindo pelo seu decaimento principalmente binário nos produtos de fissão. Naturalmente, a fissão espontânea implica na quebra do próprio núcleo. A probabilidade de fissão depende da altura da barreira de fissão, a qual é reduzida fortemente com o aumento do momento angular do sistema.

Do ponto de vista macroscópico, o modelo de gota líquida carregada [Van73] permite calcular para uma determinada configuração da matéria a superfície da energia potencial total e as características gerais da barreira da fissão nuclear, num espaço energia-deformação (figura 3.1). Para deformações próximas ao estado fundamental do núcleo, a energia potencial (EP) apresenta um mínimo local. A EP aumenta mais rapidamente com a deformação que a queda da energia coulombiana, atingindo um máximo (ponto de sela). Para deformações maiores o termo coulombiano domina e a EP volta a diminuir com o aumento da deformação. Durante a evolução do sistema nuclear há a formação de um pescoço, o qual se rompe ao atingir o ponto de cisão, formando dois fragmentos. Neste ponto, o desaparecimento da interação nuclear atrativa produz um leve aumento na energia potencial. Assim, no ponto de cisão, a EP aproxima-se do valor da energia coulombiana de dois fragmentos separados centro a centro por uma distância r. A diferença de energia entre o ponto de sela e as energias de equilíbrio (estado fundamental) para um dado valor de momento angular é a barreira de fissão.

Entretanto, evidências experimentais mostram que a energia de superfície do modelo de gota líquida apresenta deficiencias para descrever núcleos reais. O ponto mais importante é negligenciar os efeitos de proximidade, isto é, este modelo apresenta alturas não realísticas da energia de superfície para núcleos fortemente deformados e uma ausência de atração entre os núcleos separados.

Neste trabalho, estamos interessados na avaliação da fissão nuclear para sistemas nucleares leves, portanto torna-se necessário incluir correções nos cálculos de barreira de fissão. Arnold J. Sierk [Sie86] introduziu um modelo macroscópico para a energia de um núcleo em rotação que possui vários refinamentos relativos ao modelo de gota líquida, possuindo um bom acordo experimental para núcleos com número atômico variando entre $20 \leq Z \leq 100$. As principais alterações em relação ao modelo de gota líquida são: 1) a energia de superfície do modelo de gota líquida é descrita por uma interação nuclear tipo "Yukawa mais uma cauda exponencial", com efeitos de alcance finito da força nuclear, isto é, saturação nuclear, e na espessura da superfície finita de núcleos reais [Kra79]; 2) a energia de Coulomb é calculada para uma distribuição de carga com difusividades de superfícies realísticas [Dav76]; 3) os momentos de inércia rotacionais são calculados supondo núcleos rígidos em rotação com contornos da densidade de superfície reais [Dav76]; 4) os parâmetros do modelo para as várias contribuições da energia do núcleo fornecem melhores ajustes que os do modelo de gota líquida para as massas do estado fundamental e barreiras de fissão nuclear de um núcleo sem rotação [Mol81,Kra79]; 5) uma parametrização flexível é usada permitindo fazer uma estimativa precisa da convergência dos resultados como uma função do número de graus de liberdade na forma nuclear considerada [Ten80]; 6) modelagem precisa da forma nuclear triaxial e; 7) cálculo preciso do valor, inclinação e

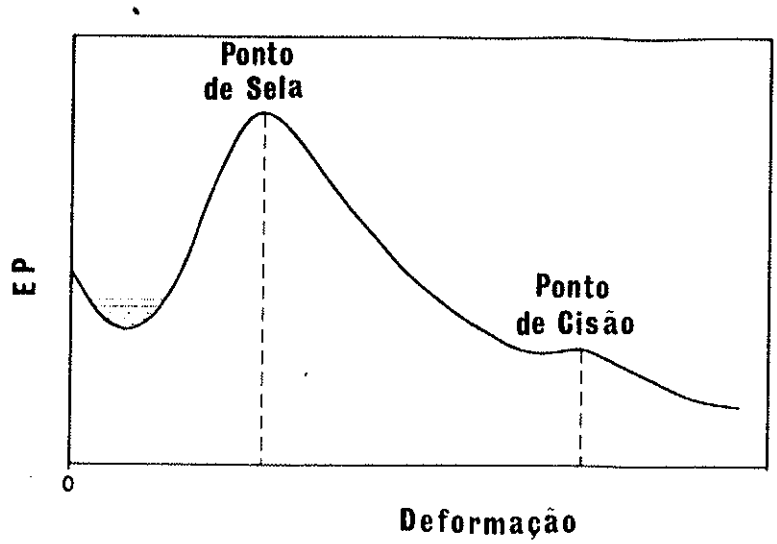


Figura 3.1 - Barreira de fissão do modelo de gota líquida.

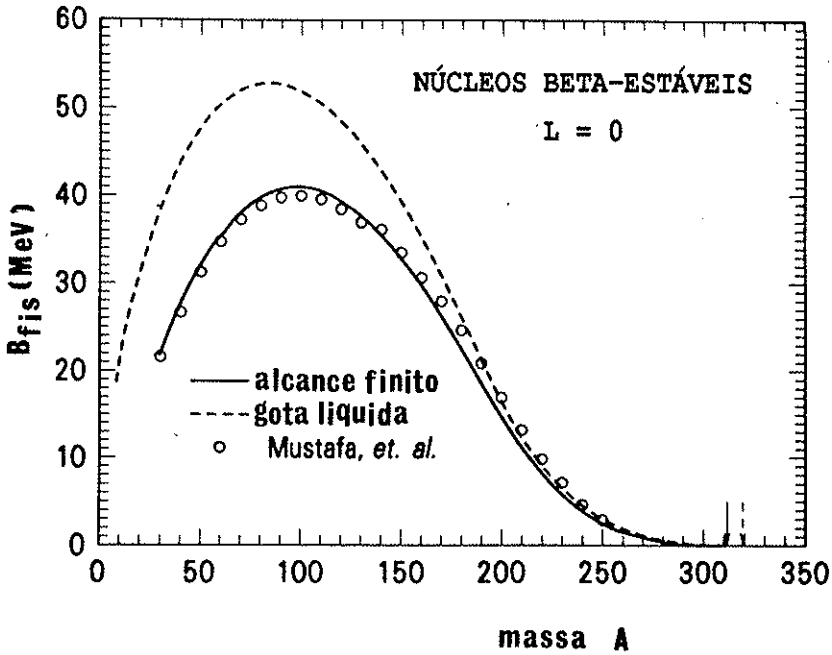


Figura 3.2 - Altura da barreira de fissão como função do número de massa para núcleos beta-estáveis (l=0) nos modelos de gota líquida e de alcance finito (curvas pontilhada e sólida, respectivamente).

curvatura da superfície da energia potencial por meio da quadratura numérica.

A figura 3.2 apresenta os valores de energia calculados para a barreira de fissão simétrica como função da massa A para um núcleo beta-estável. A curva pontilhada representa os resultados utilizando-se o modelo de gota líquida, enquanto que a curva sólida representa os resultados do modelo macroscópico proposto por Sierk. Nota-se que para $A \leq 200$, os resultados deste modelo são significativamente menores em energia que os do modelo de gota líquida, sendo semelhantes para a região de massa $A > 200$. Além disso, o máximo na altura da barreira ocorre num valor maior de massa que no modelo de gota líquida. Estes resultados são qualitativamente similares aos da referência [Mus82], em que são usados os mesmos ingredientes físicos, mas com diferentes descrições geométricas da forma nuclear.

Os cálculos de barreira de fissão simétrica, através do modelo macroscópico de Sierk, tem reproduzido de forma satisfatória uma variedade de resultados experimentais para as secões de choque de fissão e de resíduos de evaporação de sistemas com massa do núcleo composto no intervalo de $40 \leq A_{NC} \leq 200$. Entretanto, resultados experimentais recentes de fissão nuclear no intervalo de massa $40 \leq A_{NC} \leq 80$ [San92] tem apresentado características distintas das observadas anteriormente. Em contraste com sistemas mais pesados, onde a quebra simétrica é favorecida pela ausência de efeitos de camadas, a dependência da superfície da energia potencial macroscópica sobre a deformação nuclear e a forma assimétrica favorece a quebra de sistemas mais leves em dois fragmentos de massas desiguais.

Assim, torna-se necessário desenvolver cálculos da fissão de capazes de descrever coerentemente a previsão do decaimento de sistemas leves, onde as medidas experimentais dos produtos de reações binários são inconsistentes com as expectativas teóricas atuais. Para tanto, devem ser incluidos cálculos para

a barreira de fissão assimétrica em sistemas nucleares leves.

3.1 Barreira de Fissão Assimétrica

O cálculo das barreiras de fissão assimétrica para sistemas nucleares leves foi inicialmente proposto por Sierk [Sie85] e desenvolvido por Steve J. Sanders [San92], onde novamente foi importante incluir os efeitos da difusividade da superfície e do alcande finito do potencial nuclear.

Embora o procedimento para calcular as barreiras de fissão utilizando o modelo de Yukawa+exponencial efetuado por Sierk seja eficaz para determinar barreiras de fissão simétrica para núcleos com número atômico $Z \geq 20$ [programa *BARFIT* - Sie86], as barreiras de fissão assimétrica não são facilmente calculáveis. O cálculo completo da energia de ponto de sela para uma dada assimetria de massa e momento angular total do núcleo composto é suficientemente complicado para tornar impraticável sua incorporação dentro de modelos estatísticos. Felizmente, a barreira de fissão macroscópica é uma função que varia suavemente com o momento angular e a assimetria de massa, tornando possível construir uma parametrização simples da altura da barreira.

Da mesma forma que no desenvolvimento e teste da barreira de fissão simétrica, Sanders efetuou inicialmente cálculos completos para a energia de ponto de sela para vários núcleos no intervalo de massa $40 \leq A_{NC} \leq 80$. As energias do ponto de sela foram encontradas determinando-se os pontos estacionários da superfície da energia potencial dos núcleos compostos como função do momento angular e da assimetria de massa. Esses cálculos da energia potencial, no qual a forma do núcleo composto é expressa em termos de três superfícies quadráticas de revolução interligadas, incluem os efeitos da difusividade da superfície e do alcance nuclear finito. A figura 3.3 apresenta a forma geométrica do ponto de sela para esses cálculos, que pode ser descrita em

coordenadas cilíndricas [Nix69]:

$$\rho^2 = \begin{cases} b_1^2 - (b_1/a_1)^2(z - l_1)^2 & & l_1 - a_1 \le z \le z_1 \\ b_2^2 - (b_2/a_2)^2(z - l_2)^2 & \text{para} & z_2 \le z \le l_2 + a_2 \\ b_3^2 - (b_3/a_3)^2(z - l_3)^2 & & z_1 \le z \le z_2 \end{cases} \quad (3.1)$$

Estes cálculos completos não foram realizados para sistemas nucleares mais leves (até $A_{NC} = 24$). Entretanto, as formas das distribuições de densidade de matéria nuclear [Bru68] para esses núcleos mais leves apresentam um comportamento semelhante à região de massa analisada (veja figura 3.4). Desta forma, pode-se pressupor que continuem válidas as hipóteses usadas na região em torno da massa do núcleo composto $A_{NC} = 40$.

Para o cálculo da barreira de fissão assimétrica foi definido um termo de assimetria de massa $\eta = (A_P - A_L)/(A_P + A_L)$, onde A_P e A_L representam as massas dos fragmentos de fissão pesado e leve, respectivamente. Este termo permite comparar facilmente os dois limites de assimetria (para $\eta = 0$ temos a fissão simétrica e $\eta = 1$ corresponde a um núcleo composto completo, ou seja, caso limite em que a massa do fragmento de fissão leve é nula).

Com o objetivo de se obter um método de cálculo simples capaz de fornecer um valor razoável para reproduzir o cálculo completo dos pontos de sela, o cálculo das energias de ponto de sela é feito utilizando-se uma aproximação de um duplo esferóide. O modelo consiste de dois esferóides, alinhados axialmente, com deformação elipsoidal e separados por uma distância s entre suas superfícies. Assim, neste modelo de duplo esferóide, a energia de ponto de sela é dada por:

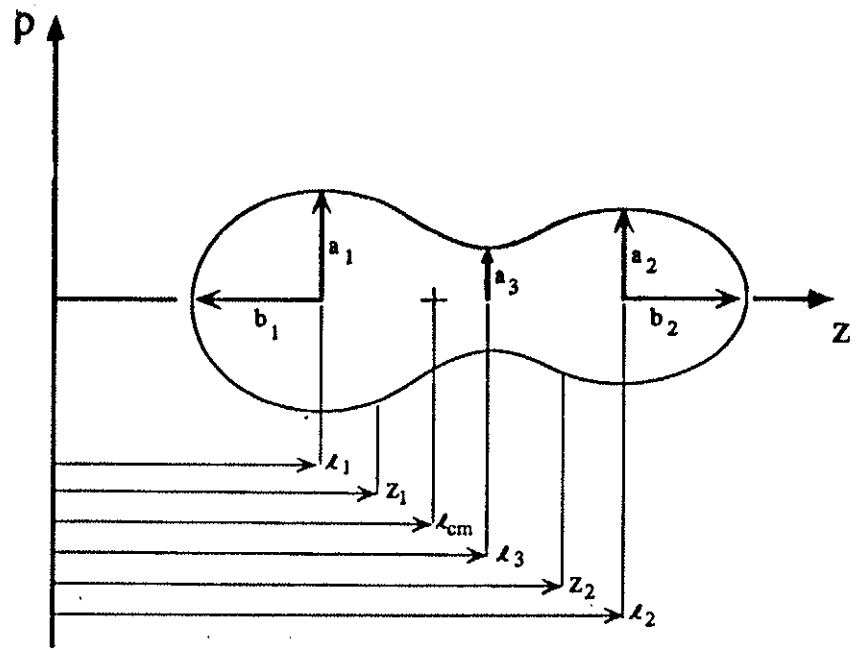


Figura 3.3 - Ilustração da geometria do ponto de sela constituida de três superfícies quadráticas de revolução interligadas [San92].

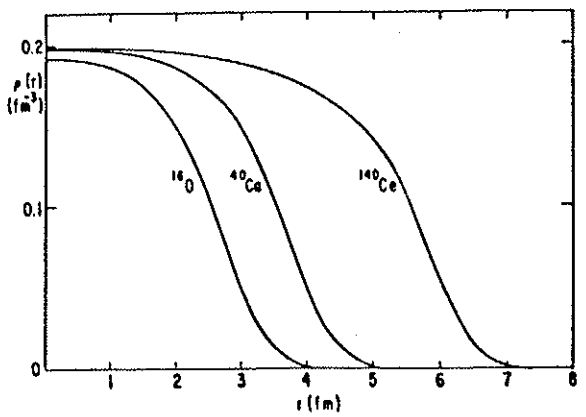


Figura 3.4 - Distribuições de densidades de matéria nuclear para ^{16}O, ^{40}Ca e ^{140}Ce [Bru68].

$$V_{SELA}(J_{NC},\eta) = V_C + V_R + V_N + V_O \qquad (3.2)$$

onde V_C, V_R, V_N são as energias de Coulomb, rotacional e nuclear, respectivamente. V_O é uma energia de referência (veja equação 3.10). J_{NC} é o momento angular total do núcleo composto.

Para obter as expressões das diferentes componentes de V_{SELA} é conveniente expressar V_R em termos de uma geometria elipsoidal, isto é, a mesma geometria usada para a aproximação do duplo esferóide, ao passo que V_C e V_N são expressas em termos de uma geometria de um quadrupolóide. Para um esferóide de massa A, o quadrupolóide equivalente à forma elipsoidal de razão b/a (semi-eixo menor pelo semi-eixo maior) possui uma deformação:

$$\beta_o = \frac{2}{Y_{2,0}(0,0)} \frac{1 - b/a}{1 + 2b/a} \qquad (3.3)$$

O comprimento do semi-eixo maior de um elipsóide é expresso em termos do raio esférico R, onde $R = r_O A^{1/3}$ e $a = R\ (b/a)^{-2/3}$. O comprimento do semi-eixo maior comparável a um quadrupolóide é $\tilde{a} = \tilde{R}\left[1 + \frac{\beta_o}{2}\left(\frac{5}{\pi}\right)^{1/2}\right]$, onde $\tilde{R}$ é o raio tal que exista a conservação de volume entre o elipsóide e o duplo esferóide. Para formas esféricas $R = \tilde{R}$. A distância entre os centros r na aproximação de um duplo esferóide é dada por $r = s + a_1 + a_2$, onde s é a distância entre as duas superfícies elipsoidas. Para o quadrupolóide equivalente, esta distância vale $\tilde{s} = r - \tilde{a}_1 - \tilde{a}_2$.

A energia potencial entre dois corpos avaliada com base na interação proposta por Krappe-Nix-Sierk [Kra79] foi utilizada na determinação de V_N. Esse potencial é baseado no mesmo modelo de alcande finito de "Yukawa+exponencial", utilizado nos cálculos da energia de ponto de sela do modelo macroscópico de Sierk:

$$V_N = - D(F + \frac{s}{a}) \frac{R_{12}}{r} e^{-\frac{s}{a}} - 4 \frac{R_2^3 c_s'}{a r_0^2} \sum_{n=2}^{\infty} \mathbf{A}_n \sum_{m=-n}^{n} \beta_{mn} Y_{nm}(\Theta, \phi) \qquad (3.4)$$

e

$$\mathbf{A}_n = - a \frac{\delta}{\delta a} \left[g\left(\frac{R_1}{a} \right) j_n\left(i\frac{R_2}{a} \right) h_n^{(1)}\left(\frac{ir}{a} \right) j_n \right]$$

Para o caso especial no qual a deformação de dois núcleos $\beta_{0,1}$ e $\beta_{0,2}$ é do tipo quadrupolar, com raios $\tilde{R}_1$ e $\tilde{R}_2$, a energia potencial é dada por:

$$V_N = - D(F + \frac{\tilde{s}}{a}) \frac{\tilde{R}_{12}}{r} e^{-\frac{\tilde{s}}{a}} - 4 \frac{c_s'}{a r_0^2} (\beta_{0,1} \tilde{R}_1^3 \mathbf{A}_{2(1)} + \beta_{0,2} \tilde{R}_2^3 \mathbf{A}_{2(2)}) Y_{2,0}(0,0) \qquad (3.5)$$

onde $\tilde{R}_{12} = \tilde{R}_1 + \tilde{R}_2$ e $Y_{2,0}(0,0)$ é o harmônico esférico calculado para $\Theta=0^o$ e $\phi=0^o$. A profundidade D do potencial e a constante F são dadas por:

$$D = \frac{4a^3 g(\tilde{R}_1/a) g(\tilde{R}_2/a) e^{-\tilde{R}_{12}/a}}{r_0^2 \tilde{R}_{12}} c_s' \qquad (3.6)$$

$$F = 4 + \frac{\tilde{R}_{12}}{a} - \frac{f(\tilde{R}_1/a)}{g(\tilde{R}_1/a)} - \frac{f(\tilde{R}_2/a)}{g(\tilde{R}_2/a)}$$

onde $g(x) = x.\cosh(x) - \mathrm{senh}(x)$ e $f(x) = x^2 \mathrm{senh}(x)$, a média geométrica da energia de superfície das partículas interagentes é $c_s' = (c_s(1) c_s(2))^{1/2}$, e as constantes individuais da energia de superfície efetiva dependem do excesso relativo de neutron-proton $I_i = (N_i - Z_i)/A_i$ $(i=1,2)$, onde $c_s(i) = a_s(1 - k_s I_i^2)$, a_s e k_s são as constantes de energia de superfície e assimetria de superfície, respectivamente.

Essa aproximação é consistente com os cálculos completos da energia

macroscópica utilizando-se os seguintes valores para as constantes: r_0=1.16fm, a = 0.68 fm, a_s = 21.13 MeV e k_s = 2.3.

A dependência da deformação expressa pelas funções $\mathbf{A}_{2(1)}$ e $\mathbf{A}_{2(2)}$ para as partículas 1 e 2, respectivamente, é dada por:

$$\mathbf{A}_{2(1(2))} = -a\frac{\delta}{\delta a}\left[g\left(\frac{\tilde{R}_{1(2)}}{a}\right)\left\{\left(\frac{a}{\tilde{R}_{2(1)}}+3\left(\frac{a}{\tilde{R}_{2(1)}}\right)^3\right)\operatorname{senh}\left(\frac{\tilde{R}_{2(1)}}{a}\right)-3\left(\frac{a}{\tilde{R}_{2(1)}}\right)^2\cosh\left(\frac{\tilde{R}_{2(1)}}{a}\right)\right\} \times \right.$$
$$\left. \times\left\{\frac{a}{r} + 3\left(\frac{a}{r}\right)^2 + 3\left(\frac{a}{r}\right)^3\right\} e^{-r/a}\right] \qquad (3.7)$$

A forma do potencial nuclear na expressão (3.4) é válida somente para $s \geq 0$. A determinação de V_n para $s<0$ requer a especificação do processo físico que ocorre após o ponto de contato, mas de qualquer forma, uma simples parametrização quadrática de V_n pode ser feita para $s<0$ [Kra79].

O termo de energia rotacional é dado como:

$$V_R = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{tot}} J_{NC}(J_{NC} + 1) \qquad (3.8)$$

$$\text{com } \mathfrak{I}_{tot} = \mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2 + \mathfrak{I}_{rel}$$

$$\text{e } \mathfrak{I}_{1(2)} = 0.2A_{1(2)}R^2_{1(2)}\left[(b/a)^{2/3}+(b/a)^{-4/3}\right] + 4A_{1(2)}a^2_{yukawa},$$

$$\mathfrak{I}_{rel} = \mu r^2$$

A_1 e A_2 referem-se às massa atômicas dos dois fragmentos, respectivamente. O parâmetro de difusividade de superfície a_{yukawa} = 0.75 fm. Os raios R_1 e R_2 são para a forma elipsoidal.

A expressão usada para a energia de Coulomb entre dois fragmentos

deformados é dada através da forma do quadrupolóide equivalente [Bas80]:

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[1 + \frac{3}{5} \frac{Y_{2,0}(0,0)}{r^2} \left(\beta_{0,1} \tilde{R}_1^2 + \beta_{0,2} \tilde{R}_2^2 \right) \right] \qquad (3.9)$$

A carga foi assumida ser uniformemente distribuida com $Z_i = Z_{NC} A_i / A_{NC}$.

Deste modo, formas funcionais simples para os parâmetros do duplo esferóide podem ser encontradas tornando esse modelo o suficientemente preciso para estimar as energias de ponto de sela, apresentando um acordo satisfatório com os cálculos completos da energia macroscópica. O termo de separação s entre as superfícies foi ajustado através dos cálculos completos e obteve-se a seguinte parametrização: $s=0.79+0.00805A_{NC}$. Embora este ajuste tenha sido feito na região de massa de $40 \leq A_{NC} \leq 80$, os mesmos argumentos sobre a semelhança das distribuições de densidade de matéria nuclear (figura 3.4) poderiam justificar a extensão de validade desta parametrização para A_{NC} até 24. A razão entre os comprimentos dos eixos menor e maior b/a é tomada neste cálculo como 0.8 para ambos os esferóides.

O termo de energia de referência V_o foi adotado como:

$$V_o = -5.19+0.0064A_{NC}+E_{esfera}(A_1)+E_{esfera}(A_2)-E_{esfera}(A_{NC}) \quad \text{(MeV)} \qquad (3.10)$$

onde E_{esfera} é a energia macroscópica de núcleos esféricos dada pela equação 2 da referência [Mol81], onde são assumidas distribuições de carga e de massa uniformes entre os dois fragmentos. Para esses cálculos os termos de energia de "pairing" e Wigner foram desprezados. A incorporação deste termo de energia de referência introduz a vantagem de incluir um termo de assimetria de carga na energia total da barreira, permitindo uma parametrização que funcione tanto

para o caso de núcleos par-impar como impar-impar ou núcleos par-par. A expressão para V_0 também contém uma dependência linear na massa do núcleo composto.

Uma comparação entre as formas determinadas pelo cálculo completo dos pontos de sela (curvas sólidas) e a parametrização do duplo esferóide para as energias de ponto de sela (curvas pontilhadas) é mostrada na figura 3.5. As configurações resultantes são semelhantes aos cálculos "exatos" do ponto de sela, apresentando pequenas diferenças. A aproximação do esferóide não mostra um pescoço conectando os dois fragmentos e a suposição de deformações iguais é uma simplificação. A aproximação é suficientemente semelhante na geometria para calcular as energias de ponto de sela. Além disso, espera-se que as energias rotacional relativa e de Coulomb entre os dois fragmentos seja reproduzida razoavelmente bem. Isto pode ser testado através da comparação da energia cinética total (TKE) do fragmento prevista pela aproximação do duplo esferóide com os valores experimentais. Para essas comparações a TKE no canal de saída é dada por:

$$TKE = V_C + V_N + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}_{rel}} l(l+1) \qquad (3.11)$$

$$\text{onde} \qquad l = \frac{\mathfrak{J}_{rel}}{\mathfrak{J}_{tot}} J_{NC}$$

A figura 3.6a apresenta uma comparação entre as energias de ponto de sela calculadas através da aproximação de duplo esferóide (curvas sólidas) e dos cálculos completos da energia macroscópica total (pontos) para vários sistemas. Para os sistemas ^{40}Ca, ^{44}Ti, ^{52}Fe e ^{56}Ni a comparação é mostrada para dois valores de momento angular total correspondentes a $0.6J_{max}$ e

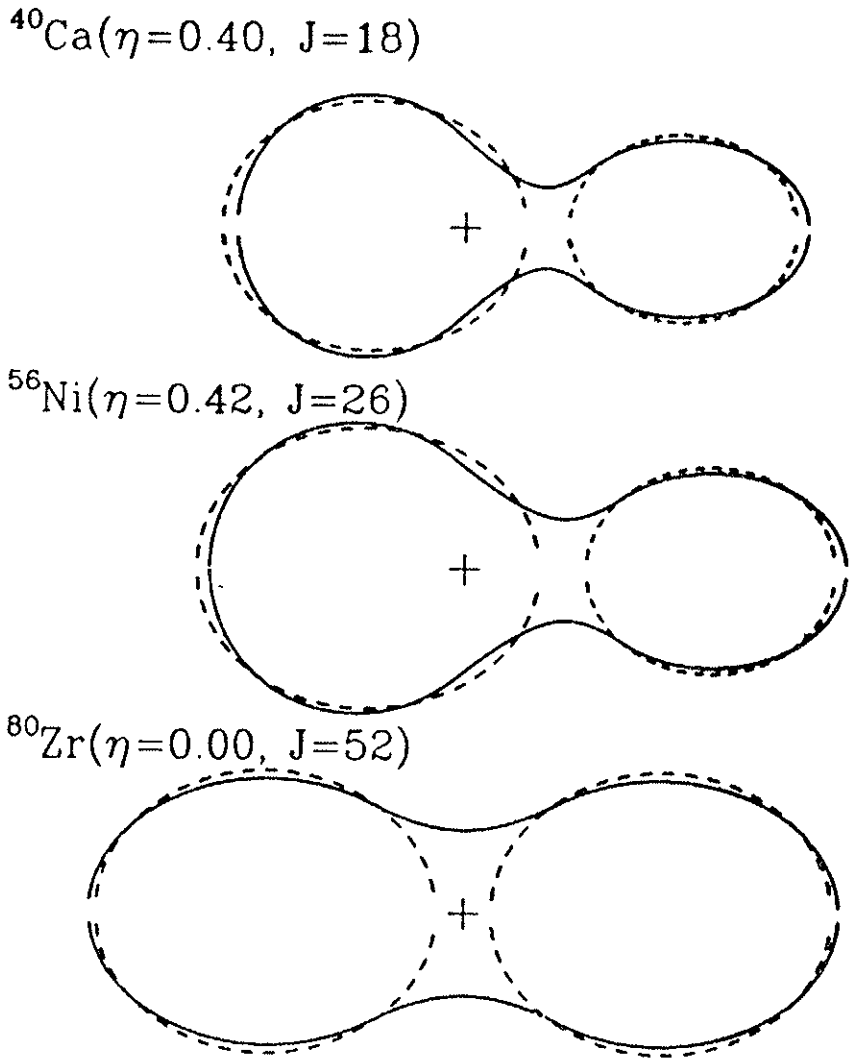


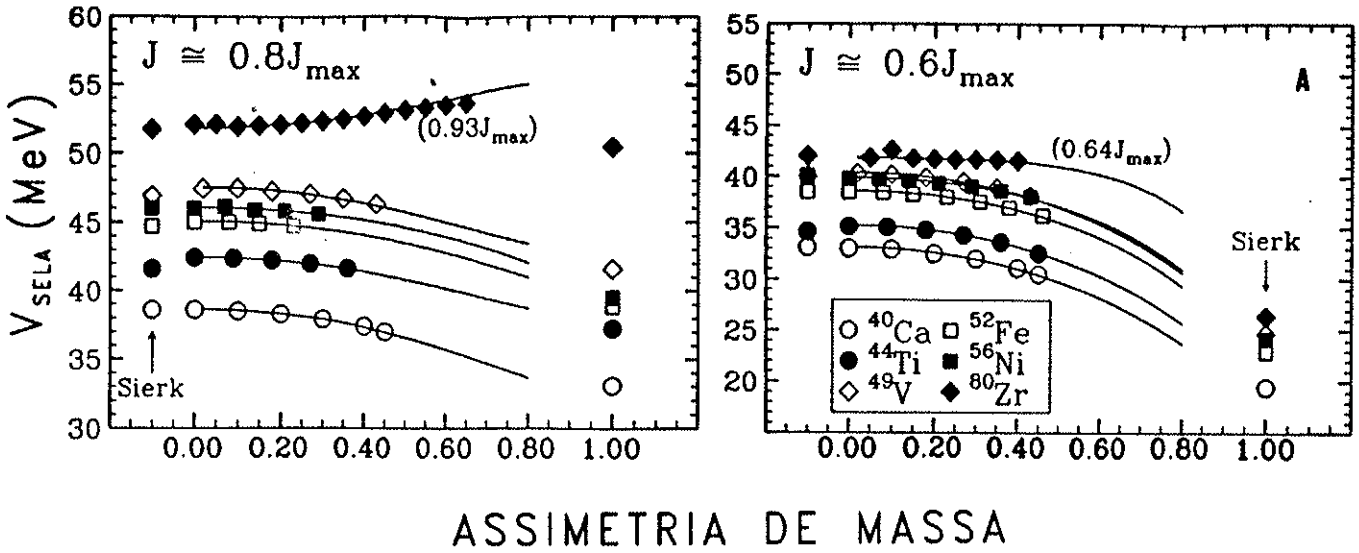
Figura 3.5 - Comparação entre as formas determinadas pelo cálculo completo dos pontos de sela (curvas sólidas) e a parametrização do duplo esferóide para as energias de ponto de sela (curvas pontilhadas). As assimetrias η = 0.40 e 0.42 para ^{40}Ca e ^{56}Ni correspondem a A_1/A_2=12/28 e 16/40, respectivamente [San92].

$0.8J_{max}$, respectivamente (J_{max} é o valor de momento angular total para o qual a barreira de fissão tende a zero). A comparação é mostrada, também, em $0.64J_{max}$ e $0.93J_{max}$ para o sistema mais pesado ^{80}Zr. Em cada caso, os dois valores de momento angular correspondem à região onde a competição da fissão torna-se significante. As energias das barreiras calculadas são extrapoladas até a assimetria de massa correspondente à massa do fragmento mais leve $A_L=6$. Os valores de Sierk [Sie86] para as energias de ponto de sela de fissão simétrica é mostrado ao lado de cada linha, indicando um acordo satisfatório com os cálculos presentes. O caso limite $\eta = 1$, onde a massa do fragmento mais leve é nula, possui a mesma energia de equilíbrio do núcleo composto para o correspondente valor de momento angular. Esses valores de equilíbrio, catalogados por Sierk, também são mostrados. A diferença de energia entre o ponto de sela e as energias de equilíbrio (estado fundamental) corresponde, para um dado valor de momento angular, à barreira de fissão B_{fis}.

A figura 3.6b apresenta os valores das energias de ponto de sela nesta aproximação para os núcleos $^{26,27,28,29}Al$, e os valores de momento angular correspondentes a $0.7J_{max}$, que equivalem ao valor em que a barreira de fissão é aproximadamente igual a 8 MeV. Estes núcleos são objetos de estudo deste trabalho e confirmam que há uma diminuição da altura da barreira de fissão com o aumento da assimetria de massa, favorecendo o processo de fissão assimétrica para sistemas nucleares leves, enquanto que para sistemas mais pesados (veja o caso do núcleo ^{80}Zr em que $J=0.935J_{max}$) a fissão assimétrica é inibida.

3.2. "Transition-State Model" - (TSM)

Do ponto de vista teórico tem sido desenvolvidos vários modelos com o objetivo de descrever coerentemente os resultados experimentais encontrados



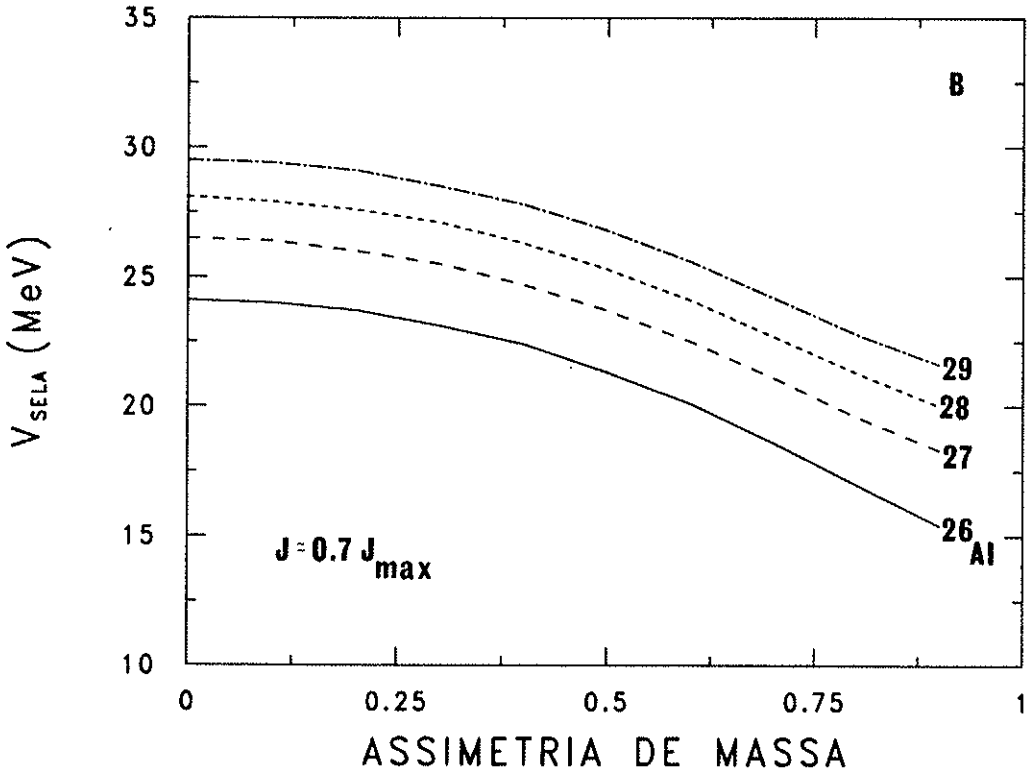


Figura 3.6 - a) Energias da barreira de fissão como função da assimetria de massa para os sistemas ^{40}Ca, ^{44}Ti, ^{49}V, ^{52}Fe, ^{56}Ni e ^{80}Zr. Os símbolos indicam os valores obtidos dos cálculos completos dos pontos de sela e as curvas representam os resultados da parametrização do duplo esferóide [San92]; b) resultados da parametrização do duplo esferóide para os sistemas $^{26,27,28,29}Al$. J_{MAX} corresponde ao valor de momento angular total para o qual a barreira de fissão tende a zero.

para o processo de fissão. Neste trabalho utilizamos o "*Transition-State Model*" - (*TSM*), pelo fato de já ter funcionado satisfatoriamente na previsão dos fragmentos de fissão na região de massa $40 \leq A_{NC} \leq 80$ [Bec89,San92]. Pretendemos verificar, assim, sua aplicabilidade para massas do núcleo composto até 26.

O TSM foi introduzido por Bohr em 1956 [Boh56] ressaltando a importância do ponto de sela no processo de fissão. Este modelo permite calcular a seção de choque de fissão, onde a probabilidade de fissão é admitida como sendo proporcional ao espaço de fase disponível no ponto de sela. Para sistemas mais pesados, a densidade de níveis é calculada para pontos de sela simétricos. Isto é justificado pela dependência da assimetria de massa na energia de ponto de sela que favorece a fissão simétrica. Em contraste, a energia macroscópica de sistemas leves favorece a quebra assimétrica do núcleo composto, requerendo assim, que a energia de ponto de sela de massa assimétrica (dependente do momento angular total) seja usada com o objetivo de determinar o espaço de fase de fissão. Nesta seção serão apresentados os detalhes dos cálculos de fissão baseados nas barreiras de fissão assimétrica.

3.2.1 Distribuições de Ondas Parciais no Processo de Fusão

O processo de fusão completa está associado à formação de um núcleo composto equilibrado com respeito a todos os graus de liberdade. O decaimento de um núcleo composto pela emissão de partículas é calculado utilizando-se um modelo estatístico nuclear descrito pela teoria de Hauser-Feshbach [Tho68,Vog68,Püh77]. A seção de choque parcial para a formação de um núcleo composto de momento angular total J e paridade π através de um alvo e projétil (de momento angular J_A e J_P), na energia de centro de massa E, é:

$$\sigma(J,\pi) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2J_P+1)(2J_A+1)} \sum_{S=|J_P-J_A|}^{J_P+J_A} \sum_{\substack{l=|J-S| \\ [\pi]}}^{J+S} T_l(E) \qquad (3.12)$$

Os coeficientes de transmissão T_l são assumidos depender somente da energia e do momento angular orbital. $S=J_P+J_A$ é o canal de spin. A somatória sobre l é restrita pela regra de seleção de paridade $\pi=\pi_P\pi_A(-1)^l$. Os cálculos dos coeficientes de transmissão são feitos através de uma aproximação de gás de Fermi:

$$T_l = \frac{1}{1 + \exp[-(l-l_o)/d]} \qquad (3.13)$$

A Seção de choque total de fusão é dada por:

$$\sigma_{NC} = \sum_{J,\pi} \sigma(J,\pi) \qquad (3.14)$$

onde d é o parâmetro de difusividade; l_o é o momento angular crítico, o qual foi determinado a partir das seções de choque experimentais de fusão e fissão.

3.2.2 $\Gamma_{fis} / \Gamma_{tot}$

Usando a teoria da reprocidade [Tho68], a expressão para a probabilidade de decaimento é derivada da seção de choque do processo inverso, ou seja, em termos da largura Γ de decaimento de um dado fragmento:

$$R_X d\varepsilon_X = \frac{1}{\hbar} \Gamma_X(\varepsilon_X) \qquad (3.15)$$

onde ε_x é a energia cinética da partícula x.

Para o cálculo da razão entre a largura de decaimento da fissão Γ_{fis} e do núcleo composto Γ_{tot}, foi suposto que o núcleo composto decai através da emissão de protons, neutrons, alfas ou fragmentos de fissão com:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_{fis} \qquad (3.16)$$

As larguras parciais da emissão das partículas leves x (x=n,p e α) de spin s_x, emitidas pelo núcleo composto com energia de excitação E^*_{NC} e momento angular J_{NC} para formar um resíduo de evaporação com energia de excitação E^*_{er} e momento angular J_{er} são dadas por [Pül77]:

$$\Gamma_x = \int \frac{\rho_{er}(E^*_{er}-\Delta, J_{er})}{2\pi\hbar\rho_{NC}(E^*_{er}-\Delta, J_{er})} \sum_{S=|J_{er}-s_x|}^{J_{er}+S_x} \sum_{l=|J_{NC}-S|}^{J_{NC}+S} T^x_l(\varepsilon_x)\, d\varepsilon_x \qquad (3.17)$$

onde a integral é feita sobre todas as energias cinéticas das partículas leves emitidas ε_x, e ρ_{NC} e ρ_{er} são as densidades de níveis do núcleo composto e do resíduo de evaporação resultante, respectivamente. Os coeficientes de transmissão $T^x_l(\varepsilon_x)$ são obtidos de cálculos de modelo óptico usando-se parâmetros médios.

O parâmetro Δ determina o ponto zero da energia de excitação efetiva. Uma vez que a fissão ocorre prematuramente no canal de decaimento, as densidades correspondentes às energias de excitação relativamente altas no núcleo composto e nos resíduos dominam os cálculos das larguras parciais. Nessas altas energias, Δ pode ser determinado pela suposição de que o estado fundamental virtual para as densidades de níveis corresponderiam ao estado

fundamental da energia macroscópia [Püh77], onde :

$$\Delta = E_B(Z,A) - E_B^{macro}(Z,A) \qquad \text{(MeV)} \qquad (3.18)$$

E_B é a energia de ligação média do núcleo e E_B^{macro} é a energia macroscópica correspondente, obtidas usando os termos de energia de ligação da equação 2 da referência [Mol81], incluindo o termo de energia de Wigner, mas não a energia de "pairing".

A largura parcial da fissão Γ_{fis} pode ser expressa como a soma sobre os possíveis canais de decaimento do fragmento mais leve. Para reduzir o tempo computacional dos cálculos essa soma foi truncada com:

$$\Gamma_{fis} = \sum_{A_L=6}^{A_{NC}/2} \sum_{Z_L=A_L/2-2}^{A_L/2+2} \Gamma_{fis}(Z_L,A_L) \qquad (3.19)$$

onde $\Gamma_{fis}(Z_L,A_L)$ é a largura do decaimento para o canal onde o fragmento mais leve possui número atômico Z_L e massa A_L. Para massas ímpares do núcleo composto o limite superior da somatória foi tomado como sendo $(A_{NC}-1)/2$ Para valores ímpares da massa do fragmento leve, a soma sobre o número atômico correspondente foi feita até ± 2 unidades sobre o valor do número atômico correspondente à $(A_L+1)/2$. Embora a somatória seja executada sobre os diferentes números atômicos dos fragmentos, os resultados não diferem significativamente se somente os canais mais prováveis (com menor barreira) fossem considerados para cada assimetria de massa. Para sistemas leves e as correspondentes energias de bombardeio discutidas aqui, a fissão secundária após a emissão de partículas leves do núcleo composto é improvável.

Desta forma, é suficiente no cálculo da seção de choque de fissão usar as larguras de energias integradas para o decaimento do núcleo composto, sem levar em conta a cadeia de decaimento.

As larguras de fissão $\Gamma_{fis}(Z_L, A_L)$ são obtidas através de uma expressão semelhante a equação (3.17), mas usando a densidade de níveis sobre o ponto de sela dependente da assimetria de massa:

$$\Gamma_{fis}(Z_L, A_L) = \int_{\varepsilon=0}^{20\ \mathrm{MeV}} \frac{\rho_f(E^*_{NC} - V_{sela}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{shell}(J_{NC}, Z_L, A_L) - \Delta - \varepsilon, J_{NC})}{2\pi\hbar\rho_{NC}(E^*_{NC} - \Delta, J_{NC})} T^{fis}_{J_{NC}}(\varepsilon)\, d\varepsilon$$

$$T^{fis}_{J_{NC}}(\varepsilon) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{para} \quad \varepsilon \leq E^*_{NC} - V_{sela}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{shell}(Z_L, A_L) - \Delta \\ 0 & \text{para} \quad \varepsilon > E^*_{NC} - V_{sela}(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{shell}(Z_L, A_L) - \Delta \end{array} \right\} \qquad (3.20)$$

A integração sobre a variável ε pode ser entendida como a energia proveniente da excitação interna do sistema no ponto de sela. O limite dessa variável até 20 MeV, mesmo quando as energias pudessem ter valores maiores, não afeta significativamente os cálculos das larguras, uma vez que a densidade de níveis é fortemente dependente da energia. $V_{sela}(J_{NC}, \eta)$ é a energia de ponto de sela dependente do momento angular total e da assimetria de massa com respeito à energia fundamental macroscópica do núcleo composto, como discutido na seção 3.1.

Em alguns casos [San92], evidências experimentais indicam uma forte dependência isotópica nas seções de choque de fissão que são inconsistentes com a dependência suave da superfície da energia potencial com a assimetria de massa η. Isto pode ser entendido em termos das correções de camada e de "pairing" para a superfície da energia potencial. Como primeira aproximação dessas correções, um termo $\Delta V_{shell}(Z_L, A_L)$ pode ser adicionado à energia da

barreira. Esse termo, que pode ser entendido como uma correção de camada, consiste de uma soma dos termos de Wigner [Mol81] para os dois fragmentos resultantes:

$$\Delta V_{shell}(Z_L, A_L) = W(Z_L, A_L) + W(Z_{NC}-Z_L, A_{NC}-A_L) \qquad (3.21)$$

e

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

O modelo também requer densidades de níveis para os resíduos de evaporação e para o ponto de sela (a densidade de níveis do núcleo composto é comum para todas as larguras e, consequentemente, não afeta as diferentes proporções de decaimento). A mesma expressão do gás de Fermi [Boh69] foi usada para determinar tanto as densidades dos resíduos de evaporação como do ponto de sela da fissão, onde:

$$\rho(u,J) = \frac{2J+1}{12} \sqrt{a_x} \left(\frac{\hbar^2}{2\Im} \right)^{3/2} [u]^{-2} \exp(2\sqrt{a_x u}) \qquad (3.22)$$

e

$$u = \begin{cases} E^*_{er} - \dfrac{\hbar^2}{2\Im} J(J+1) - \Delta & \text{resíduos de evaporação} \\ E^*_{NC} - V(J_{NC}, \eta) - \Delta V_{shell}(Z_L, A_L) - \Delta - \varepsilon & \text{ponto de sela} \end{cases}$$

Para os resíduos de evaporação, o parâmetro de densidade de níveis é $a_x = a_n$, e o momento angular total é $J = J_{er}$. As densidades para o ponto de sela foram calculados com $a_x = a_f$ e $J = J_{NC}$. A utilização de cálculos estatísticos em sistemas de poucas partículas pode ser questionado, mas pode ser notado que reações entre ions pesados são tranquilamente capazes de popular regiões de

densidades de níveis muito altas.

3.3 O Número de canais Abertos

O número de canais abertos (NCA) determina os possíveis canais de decaimento para um sistema composto. Se o NCA for grande, isto é, há uma alta densidade de níveis disponível nos canais de saída, o sistema composto tende a sobreviver desta forma um tempo maior, permitindo que este decaia por um processo de formação de resíduos de evaporação ou de fusão-fissão [Haa81]. Por outro lado, se o NCA é pequeno, como no caso de sistemas formados por partículas α, os quais possuem energias de ligação mais altas e consequentemente densidades de níveis mais baixas no canal de decaimento, o sistema decai por processos ressonantes (por exemplo, ressonâncias moleculares) e favorece processos de "orbiting".

Neste trabalho, o NCA foi calculado através do método sugerido por Abe e Haas [Haa81]. Para um determinado sistema este valor pode ser obtido a partir de uma soma tripla dos coeficientes de transmissão sobre todas as possíveis partições de massa entre dois corpos no canal de saida, sobre todos os possíveis acoplamentos de momento angular e, finalmente, sobre todas as possíveis distribuições de energia entre os fragmentos:

$$NCA^{J}(E_{CM}) = \int T_l(\varepsilon_{12}) \qquad (3.24)$$

Para coeficientes de transmissão iguais a 1 os canais estão completamente abertos, e iguais a zero os canais estão completamente fechados. Entre esses dois extremos há uma conexão suave dada pela aproximação de gás de Fermi (expessão 3.13). A partir da conservação de energia e momento angular, pode-se escrever

$$E_1^* + E_2^* + \varepsilon_{12} + Q_{12} = E_{CM} + Q_{inc}$$

$$\vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{L} = \vec{J} \leq \vec{J}_g \qquad (3.25)$$

onde E_1^* e E_2^* são as energias de excitação dos fragmentos, e Q_{12} e Q_{inc} são os valores de Q da reação dos canais de saida e incidente, respectivamente. $\vec{I}_1$ e $\vec{I}_2$ são os spins dos fragmentos, e $\vec{J}_g$ é o momento angular total rasante do canal incidente. As contribuições para o NCA dos diferentes canais de saída foram calculadas usando-se para a região do contínuo (altas energias de excitação) a expressão (3.22) para o cálculos das densidades de níveis. Em síntese, o NCA, está associado ao denominador de Hauser-Feshbach.

Assim, a figura (3.7) apresenta o número de canais abertos (NCA) disponíveis com o momento angular rasante, normalizados para 1 mb de fluxo de onda parcial rasante, para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$. Esta figura apresenta também uma comparação com os sistemas ^{12}C,^{16}O + ^{12}C, que são núcleos formados de partículas α apresentando, como esperado, um número baixo de canais abertos e com canais de saída caracterizados na literatura por processos ressonantes moleculares [Haa81]. Esta figura já sugere, com base na sistemática para sistemas mais pesados [San92] que o mecanismo de reação esperado para os processos binários fortemente amortecidos nos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ seja o de fusão-fissão, enquanto que para sistemas do "*tipo alfa*" (^{16}O + ^{12}C, ^{12}C + ^{12}C) o mecanismo é de "orbiting" dinuclear.

A figura 3.8 apresenta o número de canais abertos (NCA) disponíveis com o momento angular razante, normalizados para 1 mb de fluxo de onda parcial razante, para os sistemas ^{24}Mg + ^{12}C, ^{24}Mg + ^{16}O, ^{28}Si + ^{12}C, ^{28}Si + ^{14}N, ^{31}P + ^{16}O, ^{23}Na + ^{24}Mg, ^{35}Cl + ^{12}C.

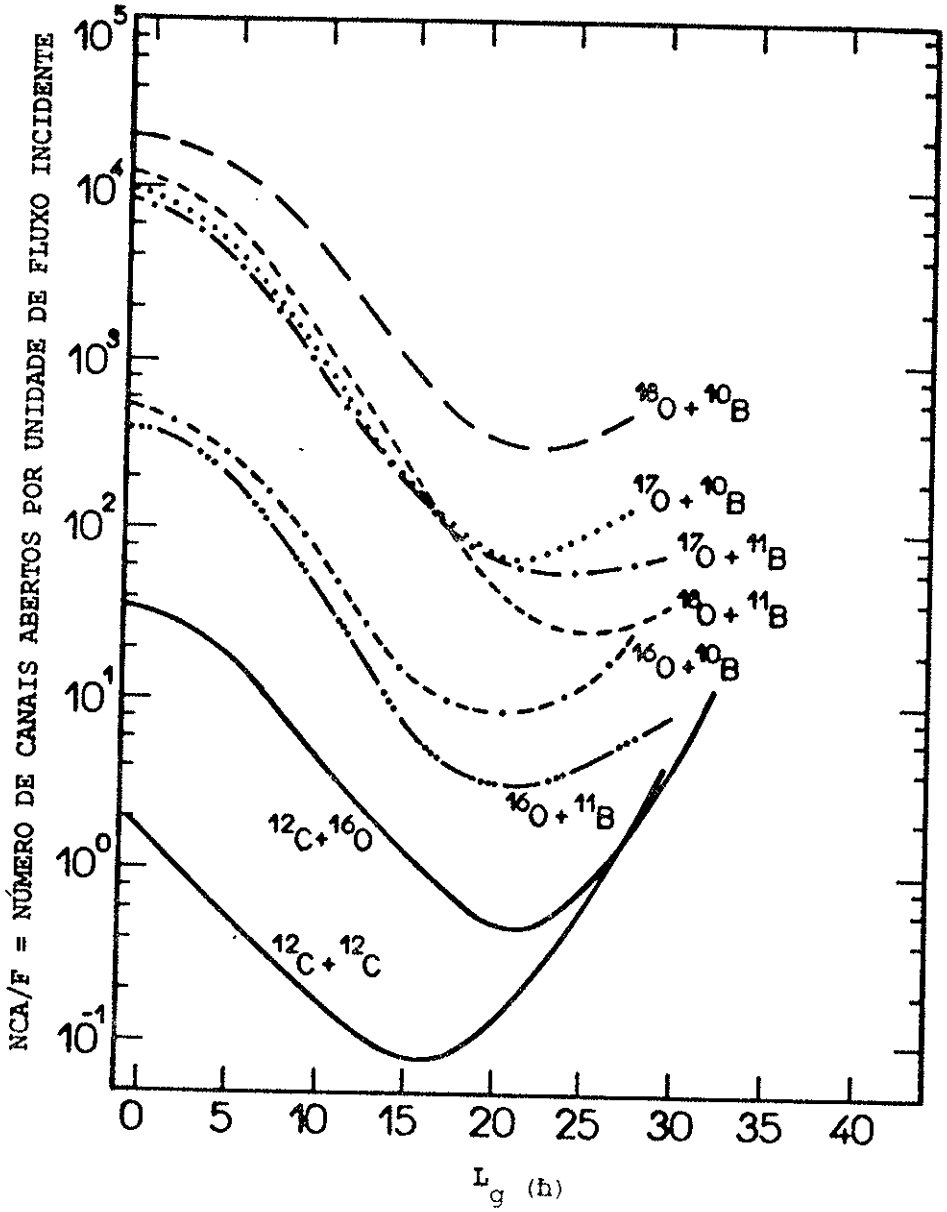


Figura 3.7 - Número de canais abertos dividido pelo fluxo incidente como função do momento angular razante para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{12}C + ^{12}C, ^{16}O$.

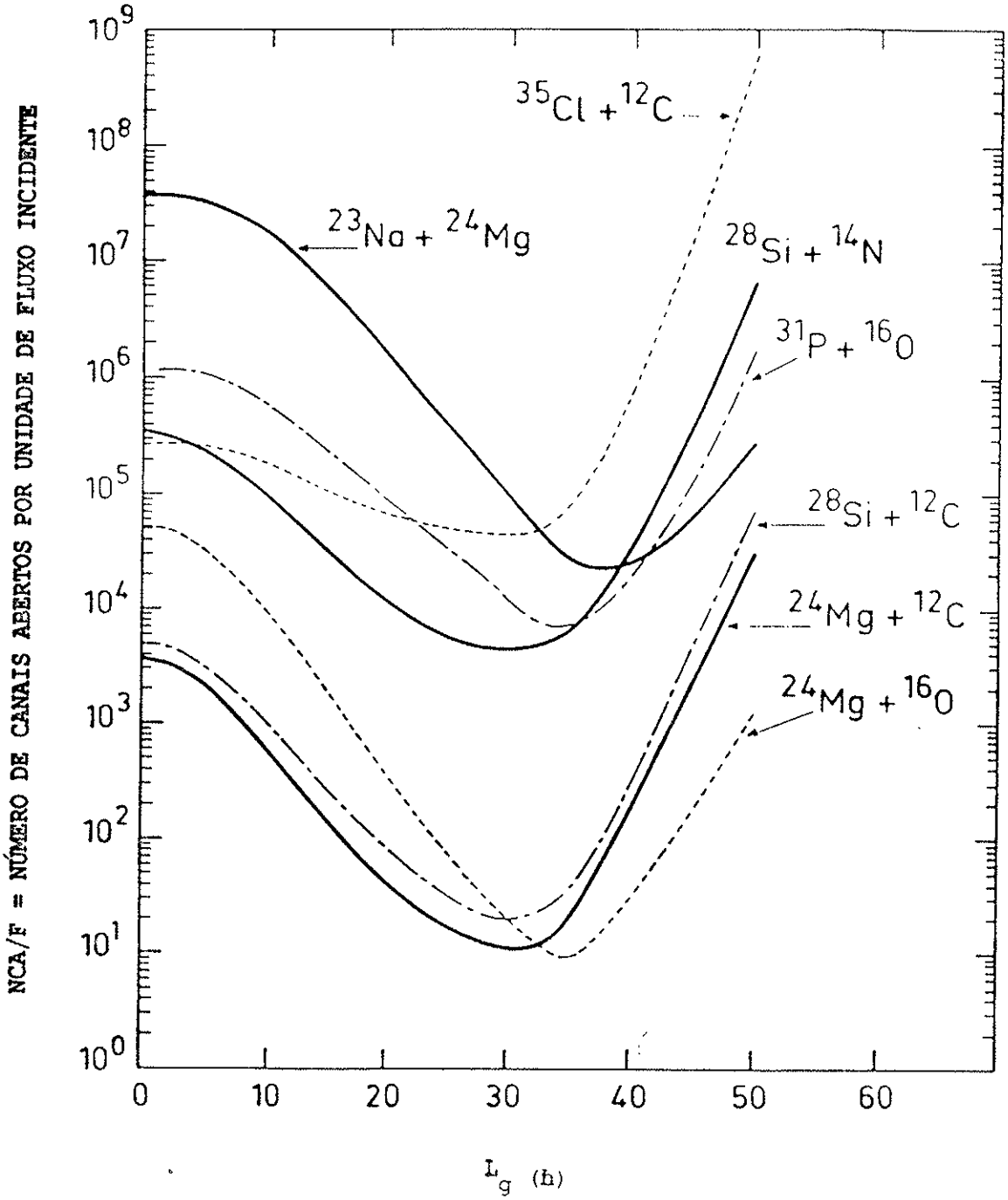


Figura 3.8 - Número de canais abertos dividido pelo fluxo incidente como função do momento angular razante para os sistemas $^{24}Mg + ^{12}C$, $^{24}Mg + ^{16}O$, $^{28}Si + ^{12}C$, $^{31}P + ^{16}O$, $^{23}Na + ^{24}Mg$, $^{35}Cl + ^{12}C$.

CAPÍTULO 4. ANÁLISE DOS DADOS

4.1. O Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é o processo mais simples na colisão entre dois núcleos e, consequentemente, o que envolve o menor rearranjo, sendo mantidas tanto a identidade dos núcleos participantes bem como a energia cinética total.

Estudos deste processo para os sistemas ^{16}O + $^{10,11}B$ [Urs69,Koi89] tem demonstrado um aumento na seção de choque em ângulos traseiros para energias de bombardeio próximas e acima da barreira coulombiana. Este fato é interessante, uma vez que nesta região de energia, a absorção torna-se importante. As distribuições angulares deveriam exibir tipicamente um efeito de difração e uma queda exponencial [Cra76] para regiões angulares maiores que o ângulo rasante.

Por outro lado, o favorecimento da seção de choque em ângulos traseiros também tem sido observada [Sha82,Dun88] para certos sistemas, tais como ^{28}Si + ^{12}C, ^{24}Mg + ^{12}C, ^{20}Ne + ^{12}C, que possuem um pequeno número de canais abertos. E mais, processos binários fortemente amortecidos em energia foram identificados nestes sistemas e caracterizados como um mecanismo direto do tipo "orbiting". Este fato veio sugerir, então, que esse mesmo mecanismo físico deveria ser responsável pelas anomalias em ângulos traseiros nos canais elásticos e inelásticos para sistemas que possuem um pequeno número de canais abertos para o decaimento, ou seja, sistemas do "tipo alfa" [Ray91]. Por outro lado, resultados de estudos dos sistemas ^{18}O + $^{10,11}B$ [Lep92] apontaram a presença do mesmo mecanismo de "orbiting", embora neste caso, o número de canais abertos seja elevado (veja seção 3.3).

Neste contexto, poder-se-ia pressupor a contribuição, no

espalhamento elástico, de outros processos, tais como espalhamento elástico composto, acoplamento de canais inelásticos e transferências múltiplas, como causadores do aumento da seção de choque do canal elástico em ângulos traseiros para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$. Como deseja-se avaliar se o mecanismo de fusão-fissão está presente nos canais inelásticos, também deve ser investigado se pode haver ou não a participação do espalhamento elástico composto no canal elástico. Para que ocorra um espalhamento elástico composto é necessário que o núcleo composto formado pela fusão completa do alvo e do projétil decaia de volta para o canal de entrada. Uma característica deste processo corresponde à distribuições angulares simétricas em torno de $\Theta_{CM} = 90^{o}$, apresentando máximos em $\Theta_{CM}=0^{o}$ e 180°.

Portanto, a análise do espalhamento elástico destes sistemas foi efetuada através de ajustes entre os valores experimentais das seções de choque elásticas com previsões do modelo óptico (programa *PTOLEMY*) [Mac76], e estimativas da contribuição do espalhamento elástico composto para ângulos traseiros (programa *STATIS*) [Sto72].

Os valores dos parâmetros do potencial óptico para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ nas várias energias de bombardeio foram determinados a partir de valores iniciais catalogados na literatura [Urs69] para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de bombardeio mais baixa. Executando-se ajustes sucessivos, tanto para as energias mais elevadas como para os outros sistemas, encontrou-se os valores finais que melhor reproduzem os dados experimentais. Os resultados apresentam-se ordenados na tabela 4.1. Estes valores foram obtidos por duas formas: a primeira, ajustando-se inicialmente os dados experimentais apenas para os ângulos dianteiros e a segunda, ajustando-se os dados experimentais para todos os ângulos, mas subtraindo-se a contribuição do espalhamento elástico composto prevista para cada sistema.

As seções de choque do espalhamento elástico composto podem ser calculadas através da teoria estatística de Hauser-Feshbach [Tho68, Vog68, Car83] por intermédio do programa *STATIS*. Para esses cálculos, o único parâmetro que foi alterado em relação aos parâmetros "padrão" foi o valor da constante arbitrária E_C na expressão para a energia da barreira de interação dependente do momento angular orbital da referência [Sto72]:

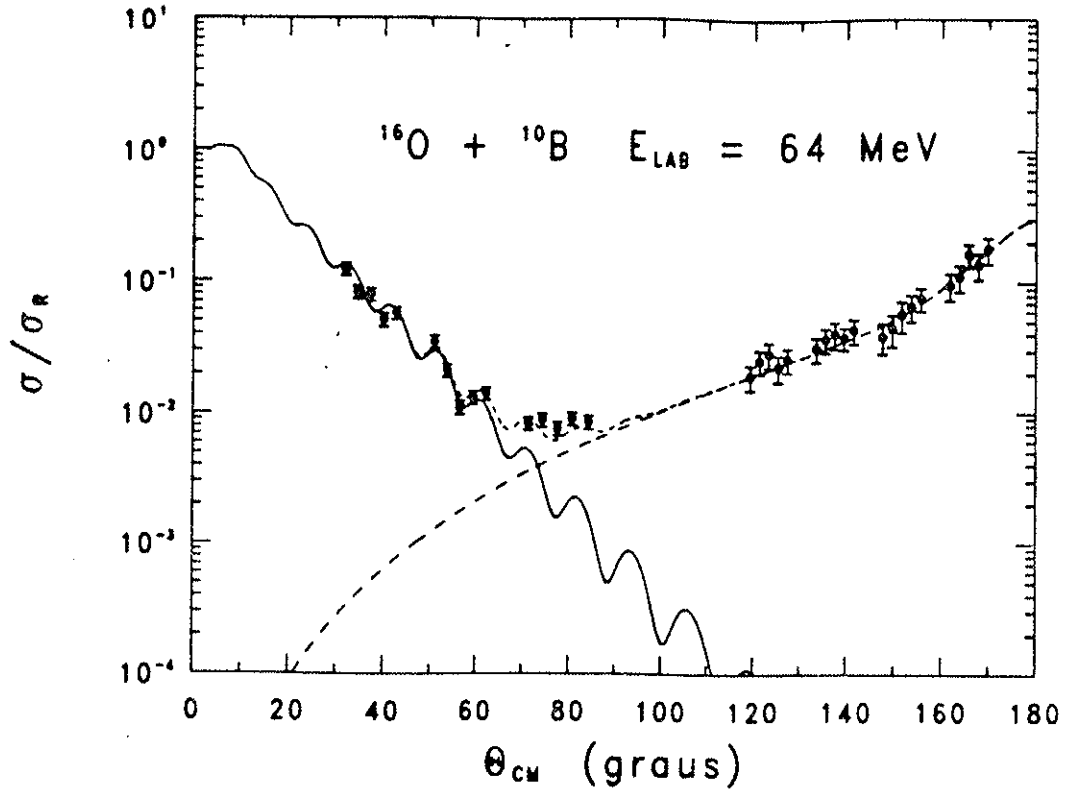
$$E_{Bl} = \frac{Z_1 Z_2{}^2}{R} + \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} l(l+1) + E_C \qquad (4.1)$$

onde $R = r_o A^{1/3}$ e $r_o = 1.5$ fm. O valor de E_C foi determinado encontrando-se o valor do momento angular que reduz o coeficiente de transmissão :

$$T_l(E) = \frac{1}{1 + \exp[(l-l_o)/d]} \qquad (4.2)$$

à metade, ou seja, o momento angular crítico l_{crit} extraído experimentalmente do processo de fusão completa (isto é, fazendo-se $l_o = l_{crit}$). O valor do parâmetro de difusividade d utilizado foi de $2\hbar$. Foi necessário ainda, para energias mais baixas, introduzir um fator de normalização (fs), com a finalidade de obter um ajuste satisfatório entre os valores experimentais e os cálculos teóricos, uma vez que a dependência com a energia na expressão de T_l não é perfeitamente adequada para baixas energias. Os valores utilizados neste trabalho de E_C, l_{crit} e do fator de normalização (fs) encontram-se catalogados na tabela 4.1.

As figuras 4.1 a 4.3 apresentam as distribuições angulares do espalhamento elástico dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$, em que as curvas sólidas representam os ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços



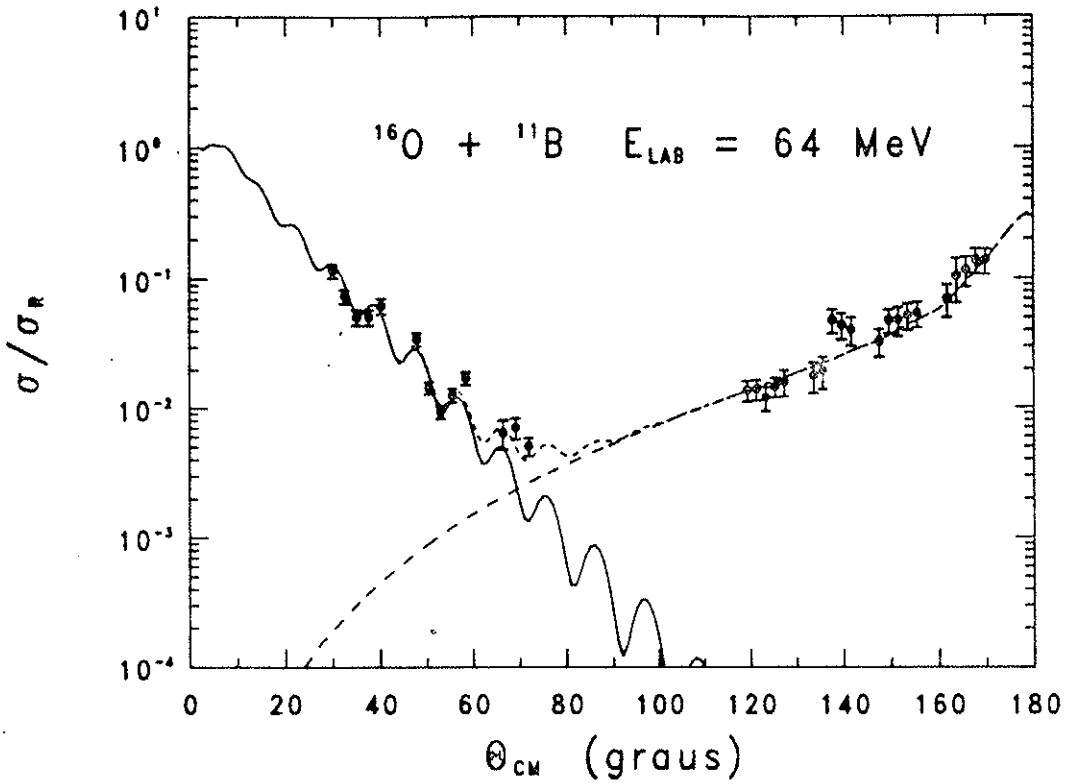


Figura 4.1 - A) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{16}O + {}^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 64 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

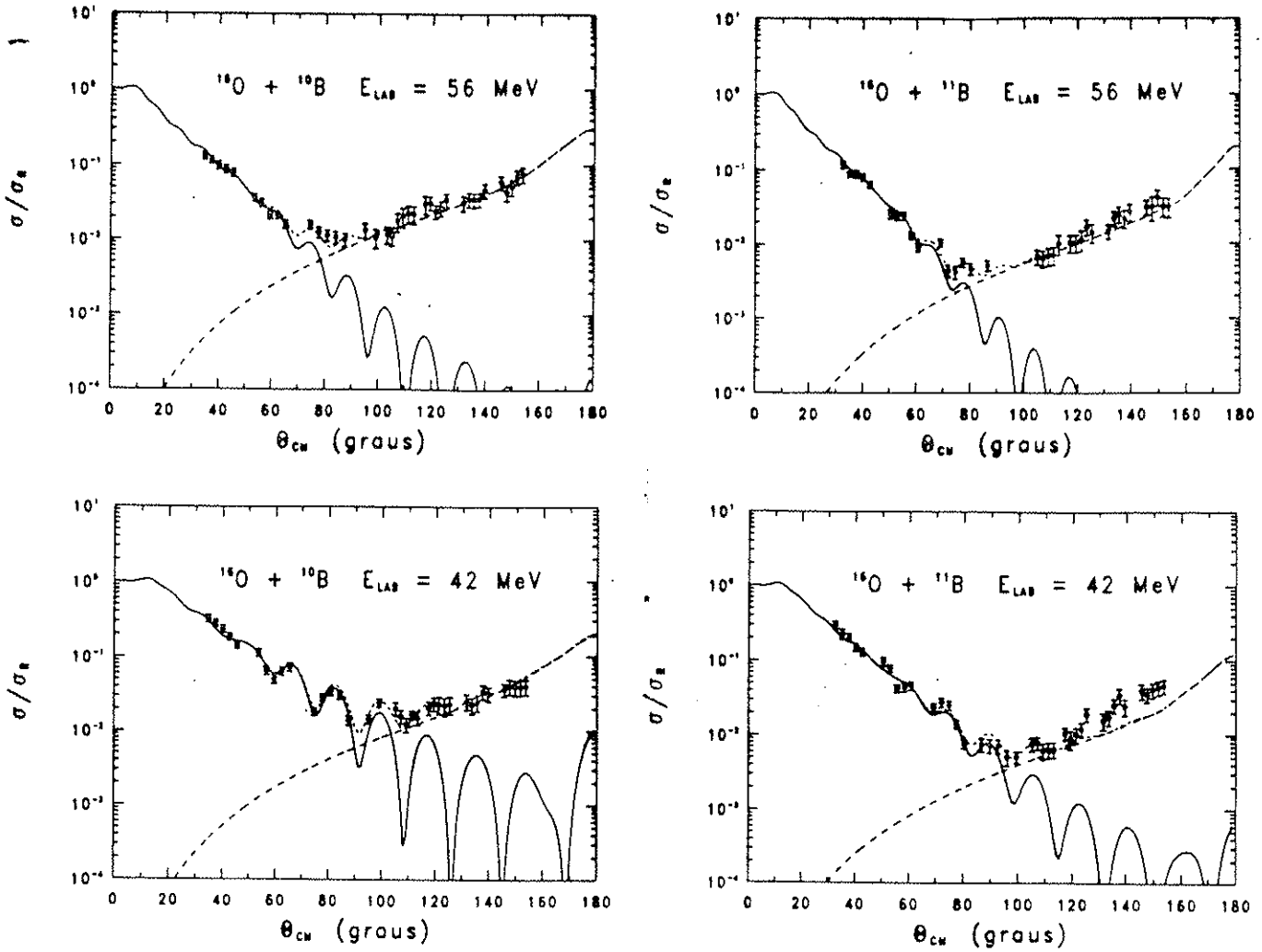


Figura 4.1 - B) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{16}O + {}^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

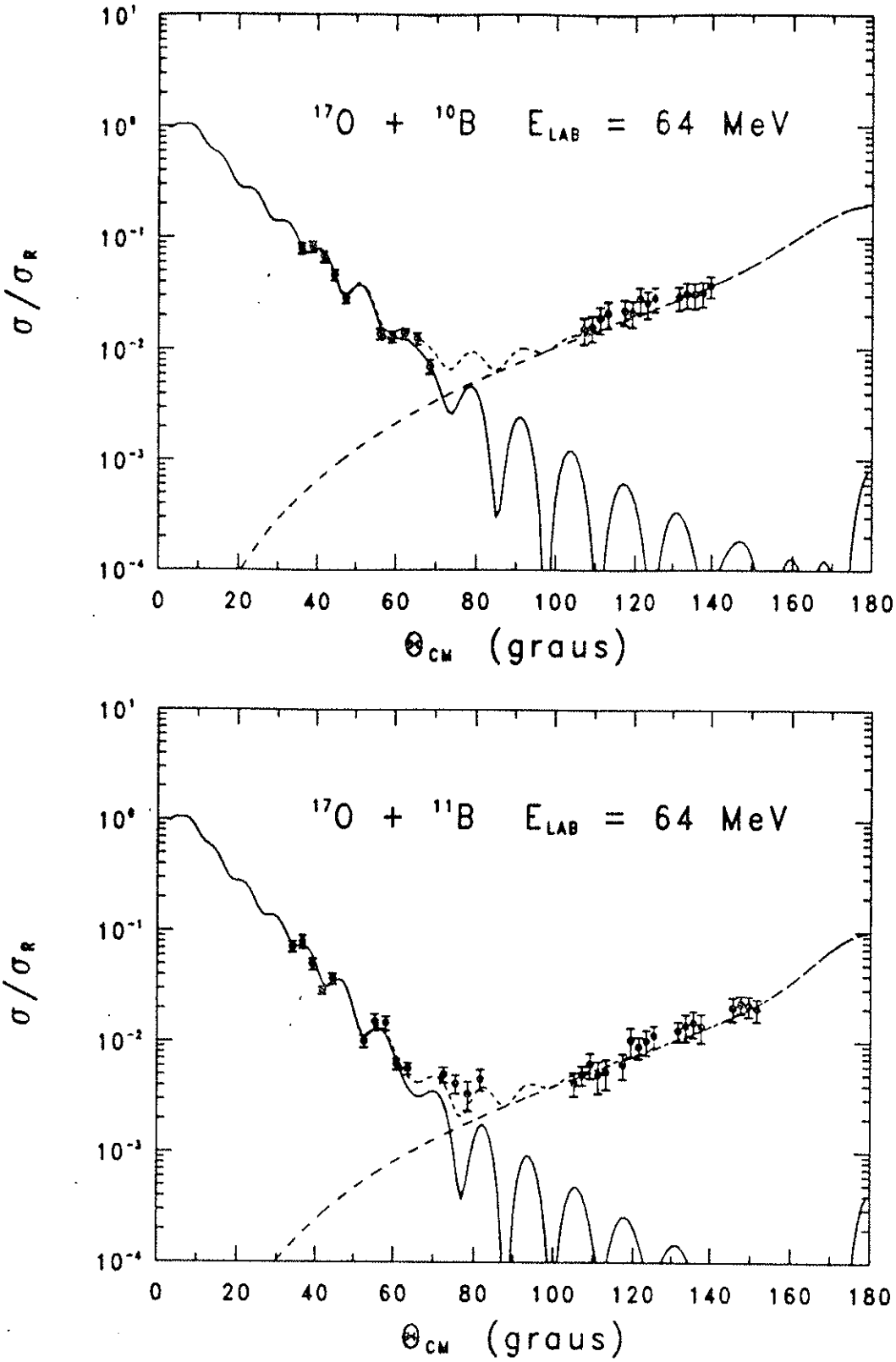


Figura 4.2 - A) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{17}O + {}^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 64 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

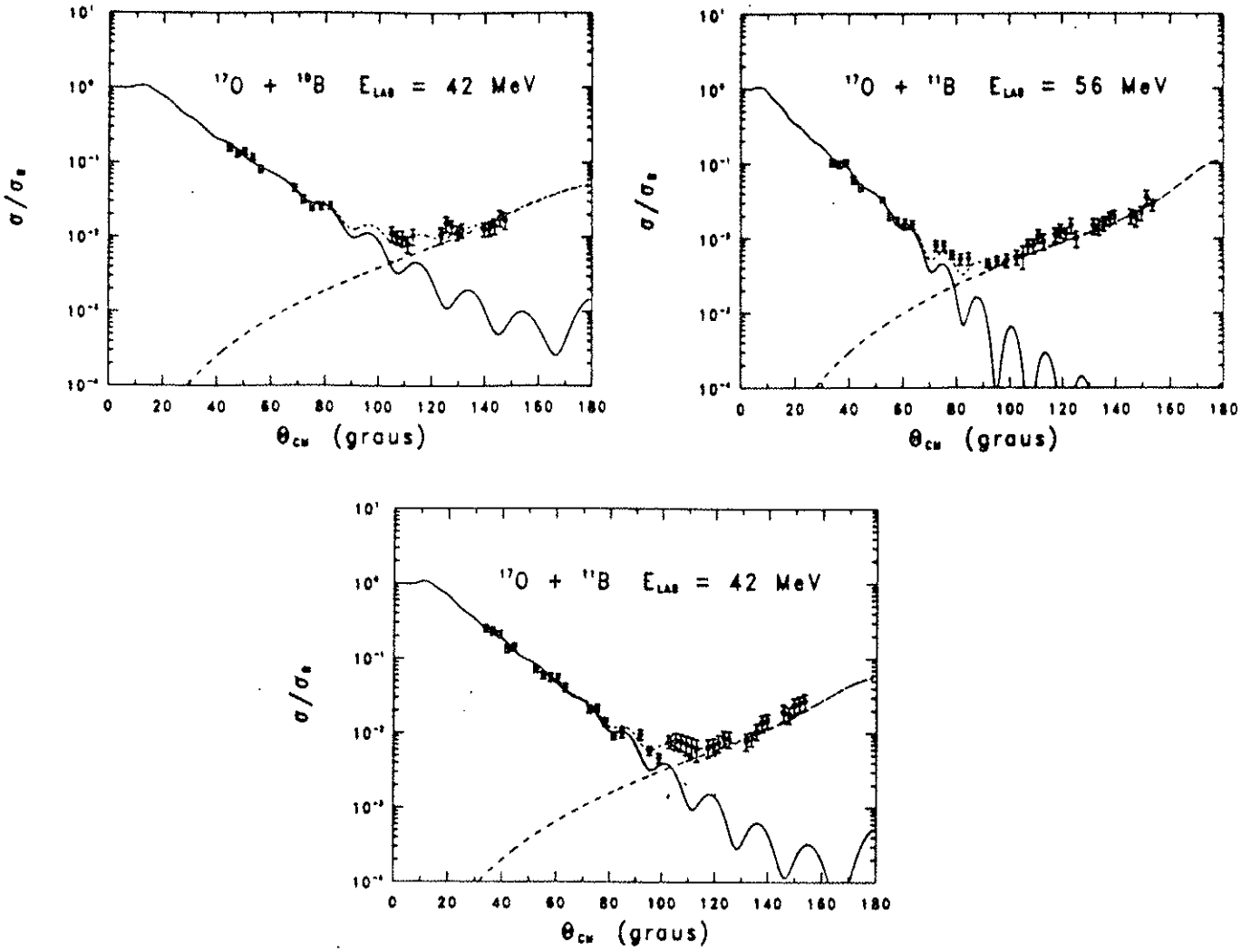


Figura 4.2 - B) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{17}O + ^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*; as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

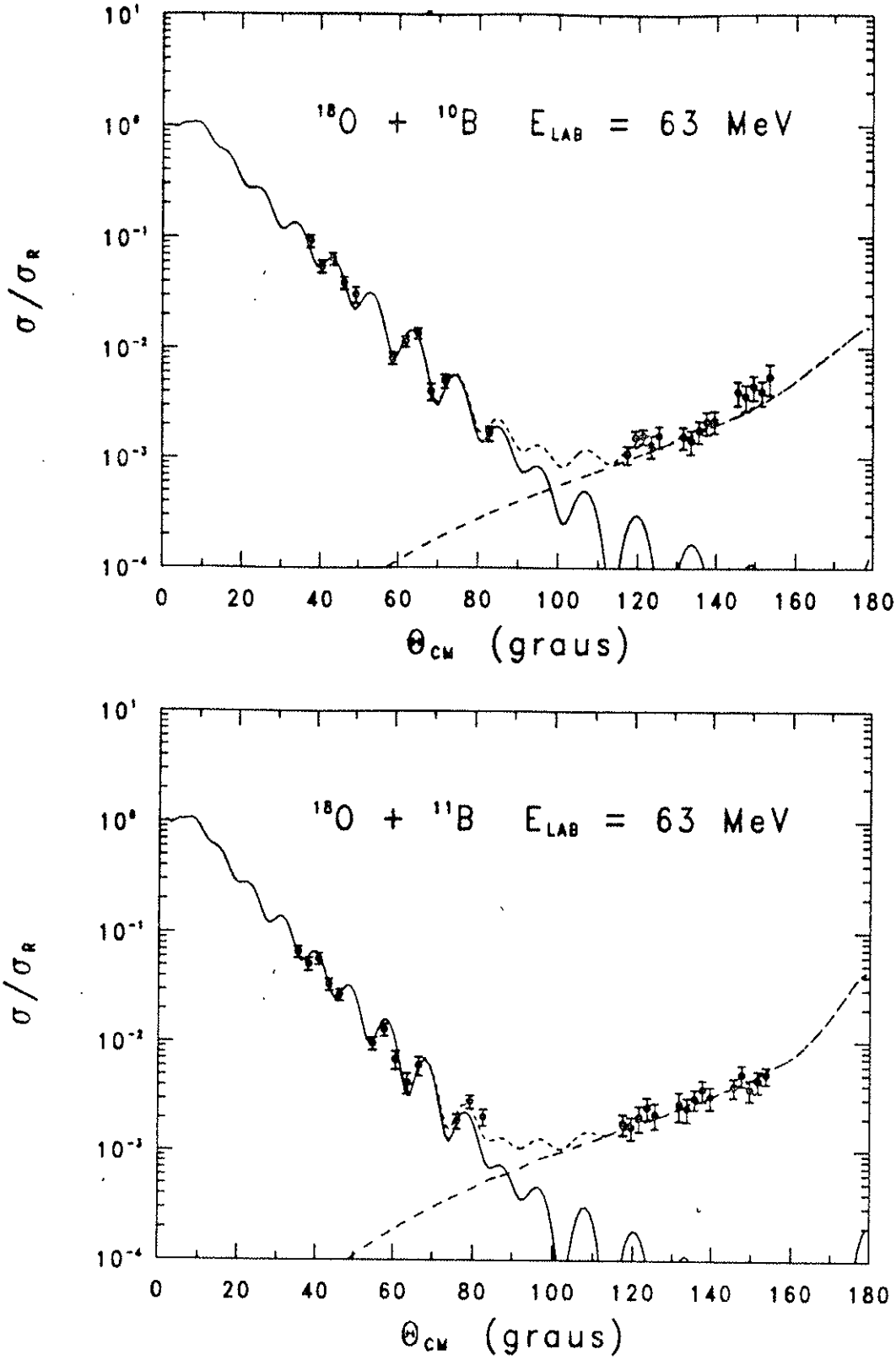


Figura 4.3 - A) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{18}O + {}^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

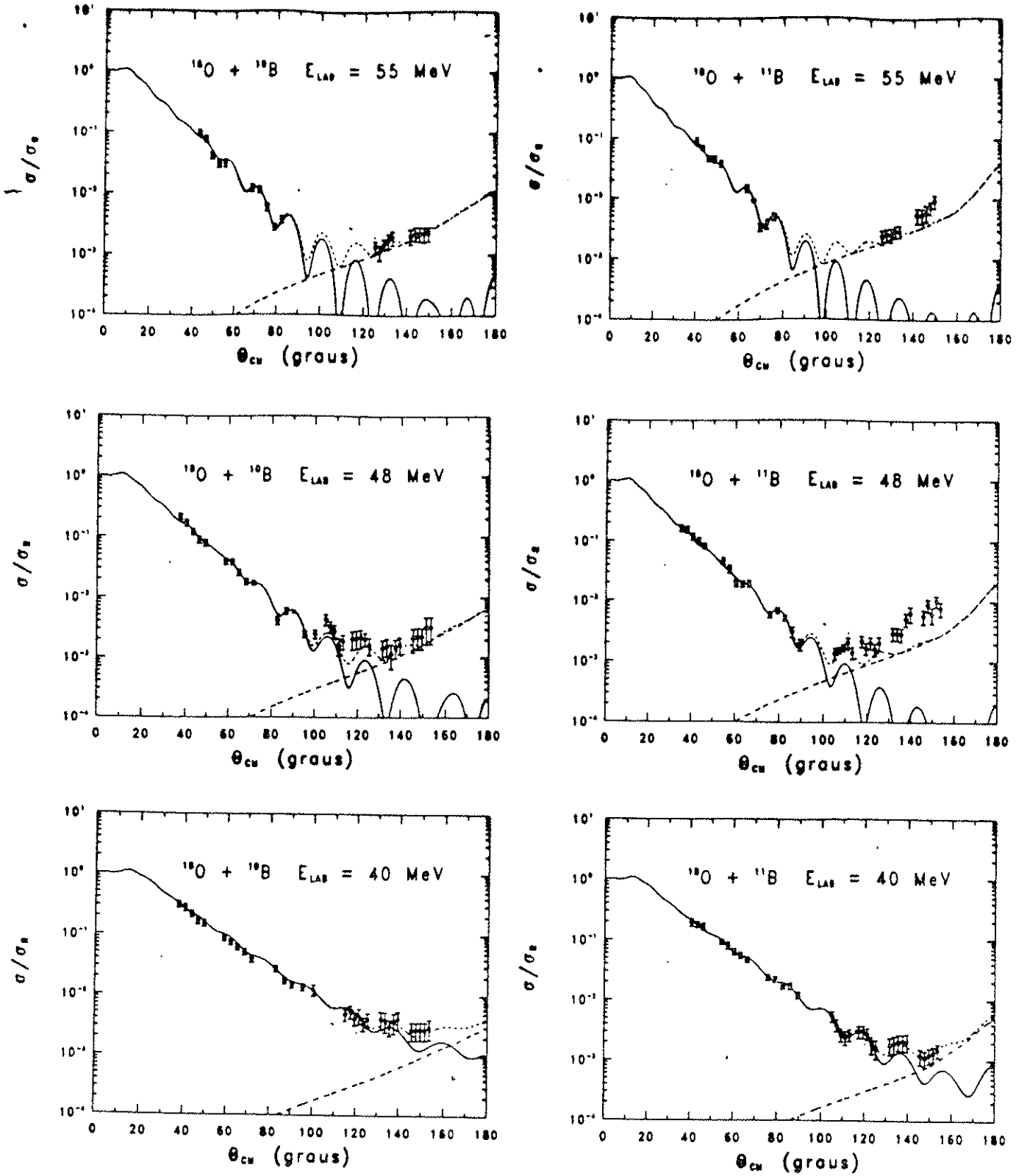


Figura 4.3 - B) Distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico para os sistemas $^{16}O + ^{10,11}B$ nas energias de bombardeio de 40, 48 e 55 MeV. As curvas sólidas representam ajustes com o programa *PTOLEMY*, as curvas com traços longos representam os ajustes com o programa *STATIS* e as curvas com traços curtos representam a soma das duas curvas anteriores.

longos representam os ajustes da contribuição do espalhamento elástico composto (*STATIS*) e, as curvas com traços curtos resultam da soma das duas curvas anteriores.

Nota-se destas figuras que a contribuição do espalhamento elástico composto poderia justificar a "*anomalia*" da seção de choque em ângulos traseiros para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$, apresentando o primeiro indício de que um mecanismo de formação de núcleo composto pode estar presente para estes sistemas.

tabela 4.1 - *parâmetros do modelo óptico* - l_{crit} - E_C - *fs*

$^{16}O + ^{10}B$

E_{lab}(MeV)	V_o(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_o(fm)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}(ħ)	E_c(MeV)	fs
42	100.	1.15	0.64	4.2	1.80	0.57	11.0	-0.6	2.2
56	100.	1.15	0.64	7.2	1.74	0.70	13.5	-0.2	2.6
64	100.	1.21	0.64	15.0	1.50	0.76	15.2	0.0	1.0

$^{16}O + ^{11}B$

E_{lab}(MeV)	V_o(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_o(fm)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}(ħ)	E_c(MeV)	fs
42	100.	1.15	0.64	6.6	1.66	0.74	11.5	-0.7	2.0
56	100.	1.15	0.64	7.2	1.80	0.72	14.5	-0.1	1.0
64	100.	1.21	0.64	16.2	1.47	0.77	16.1	0.0	1.0

$^{17}O + ^{10}B$

E_{lab}(mev)	V_o(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_o(MeV)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}(ħ)	E_c(MeV)	fs
42	100.	1.15	0.64	7.0	1.64	0.70	9.9	-0.7	2.2
64	100.	1.21	0.64	8.4	1.65	0.70	15.2	-0.1	1.0

$^{17}O + ^{11}B$

E_{lab}(mev)	V_o(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_o(MeV)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}(ħ)	E_c(MeV)	fs
42	100.	1.15	0.64	7.2	1.65	0.73	11.5	-0.2	2.0
56	100.	1.15	0.64	6.4	1.83	0.70	13.9	0.0	1.3
64	100.	1.21	0.64	8.4	1.66	0.75	15.9	0.0	1.0

$^{18}O + {}^{10}B$

E_{lab}(mev)	V_c(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_c(MeV)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}($\hbar$)	E_c(MeV)	fs
32	100.	1.15	0.64	6.7	1.52	0.43	7.2	-0.5	2.3
40	100.	1.15	0.64	8.5	1.53	0.70	9.5	-0.5	2.3
48	100.	1.15	0.64	7.8	1.59	0.78	11.0	-0.8	1.9
55	100.	1.15	0.64	7.3	1.63	0.76	13.2	-0.5	1.6
63	100.	1.21	0.64	12.9	1.47	0.72	14.9	-0.5	1.0

$^{18}O + {}^{11}B$

E_{lab}(mev)	V_c(MeV)	r_r(fm)	a_r(fm)	W_c(MeV)	r_i(fm)	a_i(fm)	l_{crit}($\hbar$)	E_c(MeV)	fs
32	100.	1.13	0.65	8.2	1.46	0.44	8.1	-0.6	2.3
40	100.	1.15	0.64	7.0	1.63	0.70	10.4	-0.2	2.3
48	100.	1.15	0.64	7.9	1.60	0.78	12.5	-0.1	1.6
55	100.	1.15	0.64	7.3	1.63	0.75	14.1	0.0	1.4
63	100.	1.21	0.64	11.8	1.50	0.72	15.8	0.0	1.0

4.2. O Processo de Fusão

O processo de fusão nuclear pode ser identificado teoricamente como o de formação de um sistema composto equilibrado em todos os graus termodinâmicos de liberdade. O procedimento de identificação operacional comumente utilizado corresponde à observação indireta desse núcleo composto após seu "resfriamento" via emissão de aglomerados, nucleons e radiação gama, reconhecido como resíduo de evaporação.

As seções de choque dos resíduos de evaporação ou de fusão (σ_{fus}) para os sistemas estudados foram estimadas experimentalmente, tendo-se como um parâmetro importante, a análise cinemática prevista pelo modelo estatístico (programa *LILITA*). Neste trabalho, as previsões teóricas foram utilizadas na avaliação dos eventos que podem provir da fusão do projétil ($^{16,17,18}O$) com os contaminantes encontrados no alvo ($^{16}O, {}^{12}C$), assim como na identificação dos resíduos de evaporação dos sistemas em questão para que fosse possível separá-los, se fosse o caso, de outros processos denominados inicialmente de

"*não fusão*" (veja seção 2.4).

As funções de excitação (σ_{fus} vs $1/E_{CM}$) para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ são apresentadas na figura 4.4. Os valores das seções de choque totais de fusão (vide tabela A.1) foram determinados conforme descrição feita na seção 2.4. A figura 4.5 apresenta uma comparação do resultados experimentais das seções de choque totais de fusão deste trabalho para os sistemas ^{16}O + ^{10}B e ^{17}O + ^{10}B com valores encontrados na literatura [Gom84,Cha82], demonstrando a consistência nas medidas experimentais. Isto pode ser ainda verificado na tabela 4.2, que apresenta os valores obtidos para o raio R_B e altura V_B da barreira de interação.

tabela 4.2 - valores de R_B *e* V_B

sistema	*este trabalho*		*[Cha82]*	
	V_B(MeV)	R_B(fm)	V_B(MeV)	R_B(fm)
^{16}O + ^{10}B	6.8±0.2	7.0±0.1	6.7	7.0
^{16}O + ^{11}B	7.7±0.2	7.1±0.1	7.7	7.1
^{17}O + ^{10}B	7.2±0.2	7.0±0.1	6.7	7.1
^{17}O + ^{11}B	7.2±0.2	7.1±0.1		
^{18}O + ^{10}B	7.1±0.2	7.1±0.1		
^{18}O + ^{11}B	7.2±0.2	7.1±0.1		

4.3. Os Processos Binários Fortemente Amortecidos

Uma vez identificadas as componentes do espalhamento elástico e dos resíduos de evaporação, a etapa seguinte consistiu na identificação de outros processos, denominados inicialmente de "*não fusão*". A identificação dos resíduos de evaporação foi realizada com o auxílio do programa *LILITA*, que

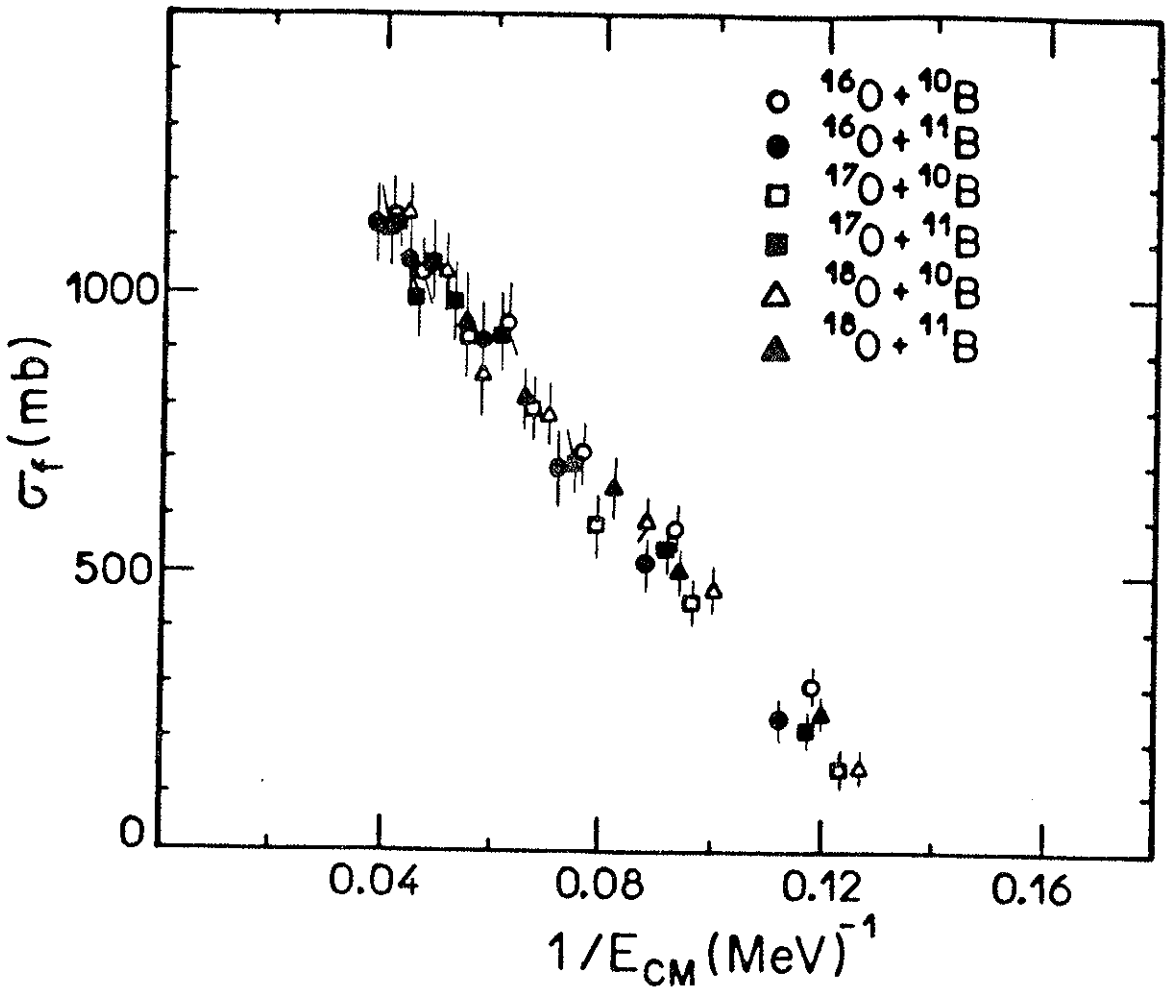


Figura 4.4 - Funções de excitação para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$.

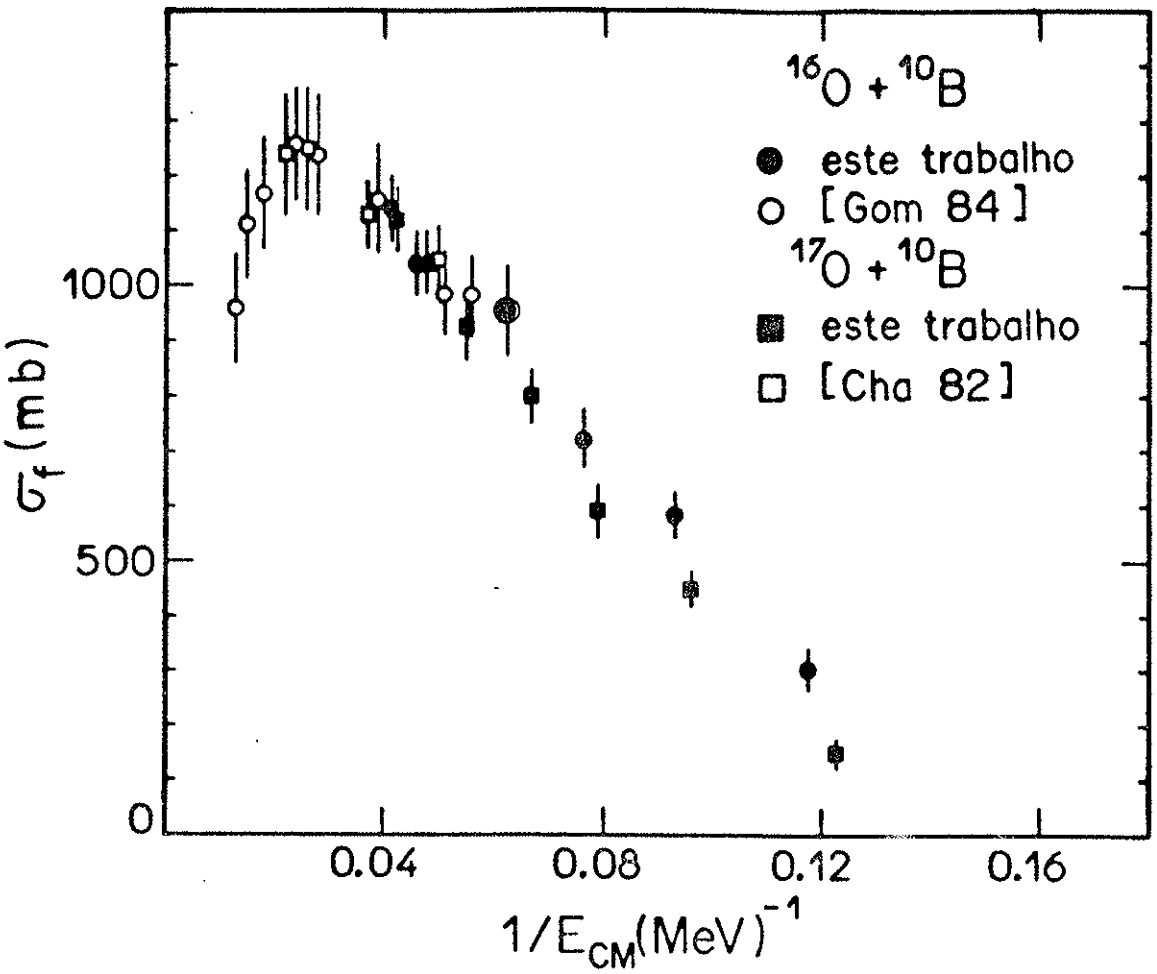


Figura 4.5 - Funções de excitação para os sistemas $^{16}O + ^{10}B$ e $^{17}O + ^{10}B$ para os resultados deste trabalho e os encontrados na literatura.

permite analisar a cinemática desta reação.

A forma das distribuições angulares $d\sigma_{fus}/d\Theta_{lab}$ vs Θ_{lab}, bem como dos espectros de energia $d^2\sigma/d\Omega dE_T$ vs E_T (ou espectros de velocidade ou Q da reação) para os resíduos de evaporação, depende fortemente da cinemática do processo e muito menos de detalhes dos cálculos de modelos estatísticos empregados na determinação da seção de choque absoluta deste processo. É fácil verificar que as formas teóricas dos espectros de energia fornecidos pelo programa *LILITA* permanecem praticamente inalterados quando são alterados, dentro de intervalos aceitáveis, alguns parâmetros de entrada (como por exemplo, densidade de níveis, coeficientes de transmissão, etc). Assim, é de se esperar que a utilização do programa *LILITA* seja satisfatória para separar os processos de fusão e de "não fusão" quando estes ocorrem simultaneamente no mesmo canal de saída, desde que seja utilizada a forma dos espectros de energia (ou velocidade ou Q da reação) do programa *LILITA* e, que seja efetuada uma normalização com relação aos dados experimentais. O ponto no qual o resultado apresenta uma leve dependência com o modelo consequentemente introduzindo maiores incertezas, corresponde à normalização dos espectros teóricos em relação aos dados. É de se esperar, também, que a forma das distribuições angulares para cada resíduo e a total ajustem satisfatoriamente os dados experimentais (veja figuras 2.8 a 2.12).

Assim, este procedimento de separação de componentes foi adotado para os canais de saída com Z = 7, 8 e 9 dos sistemas estudados neste trabalho. No caso dos canais de saida com Z = 3, 4, 5 e 6 a identificação dos processos de "não fusão" é imediata, uma vez que não há a presença de resíduos de evaporação para estes canais de saida. É importante mencionar, que o mesmo ocorre no canal de saída nitrogênio Z = 7 do sistema $^{16}O + {}^{11}B$, onde não há a presença de resíduos de evaporação.

A figura 4.6a apresenta uma ilustração da decomposição entre as componentes de fusão e "não fusão" para o canal de saida ^{15}N da reação $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 55 MeV. A figura 4.6b mostra o espectro de $d^2\sigma/d\Omega dQ$ vs Q para o canal de saida ^{15}N da reação $^{18}O + ^{11}B$ na mesma energia de bombardeio, em que não há a presença de resíduos de evaporação. Nota-se que os espectros de "não fusão" dos dois sistemas são semelhantes, reforçando a consistência do procedimento adotado. Mais pontos ou consistências serão apontadas a seguir na discussão das medidas em coincidência.

4.3.1. A Natureza Binária e as Medidas em Coincidência

A análise cinemática dos processos de "não fusão" através de diagramas de velocidades permite averiguar a natureza binária e a inelasticidade do processo.

Determinando-se os valores de energia $\bar{E}$ dos centróides das distribuições de energia associadas ao processo de "não fusão" é possível calcular a velocidade $\bar{V}$ correspondente no referencial do laboratório para cada ângulo Θ_{lab} ($\bar{V} \approx 1.4 \sqrt{\bar{E}/A}$ cm/ns) .Para obter $\bar{V}$ é necessário conhecer a massa da partícula. Com essa finalidade, tomou-se o valor da massa (A) mais provável para cada elemento dos canais de saída existentes, determinada pelo sistema de tempo de vôo em conjunto com a câmara de ionização (chevron-CI).

A figura 4.7 ilustra os diagramas de velocidade para os canais de saida com Z = 3, 4, 5, 6, 7 e 9 do sistema $^{18}O + ^{11}B$, na energia de bombardeio de 63 MeV. Neste diagrama estão dispostos os valores de $\bar{V}$ no referencial do laboratório em função do ângulo Θ_{lab} para cada canal de saida. Nota-se que estes valores formam círculos centrados na velocidade do centro de massa

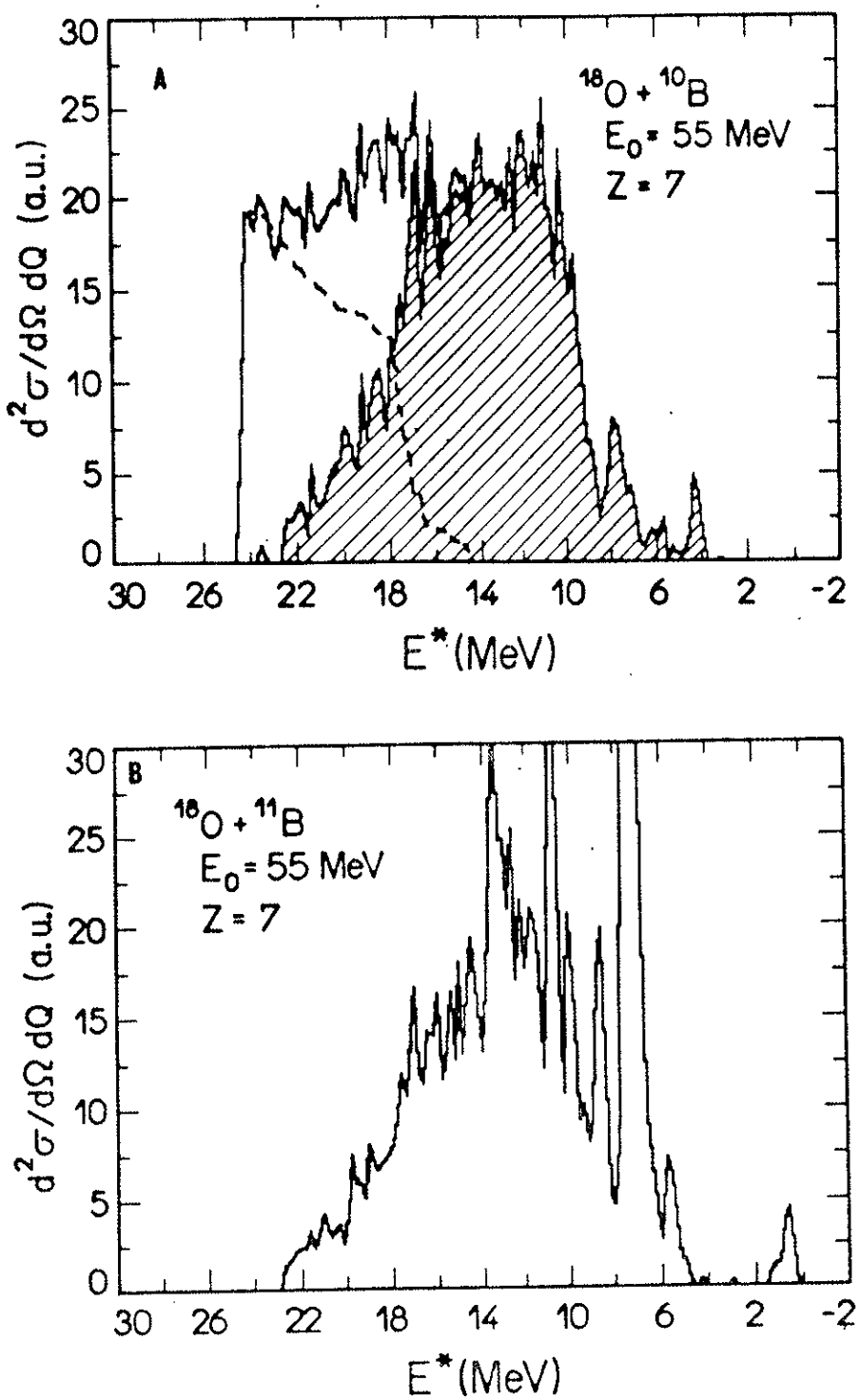


Figura 4.6 - A) Ilustração da decomposição das componentes de fusão e "não fusão" para o canal de saída ^{15}N do sistema ^{18}O + ^{10}B através de um espectro de energia de excitação do fragmento; B) espectro de energia de excitação do fragmento ^{15}N do sistema ^{18}O + ^{11}B, em que não é observada a presença de resíduos de evaporação.

(velocidade do núcleo composto V_{NC}), e o raio de cada círculo representa o módulo da velocidade V_1 do respectivo fragmento no referencial do centro de massa (com energia cinética E_1). Este fato sugere a ocorrência de um processo binário com um valor bem definido de Q da reação e com decaimento independente do ângulo de emissão.

O valor de Q da reação de cada canal de saida dos sistemas estudados pode ser obtido a partir de um balanço energético da reação, ou seja, $TKE=Q+E_{cm}$, onde E_{cm} é a energia cinética no referencial de centro de massa e TKE é a energia cinética total dos produtos de reação referente ao processo binário. Nas medidas inclusivas a energia de recuo E_2 é determinada utilizando-se o princípio de conservação do momento linear $A_1V_1 = A_2V_2$.

A figura 4.8 ilustra os diagramas de velocidade para os canais de saida com Z = 3, 4, 5, 6, 7 e 9 do sistema $^{18}O + {}^{10}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. No caso do canal de saida com Z = 7 são mostrados os diagramas de velocidade para as componentes de "não fusão" e total (fusão + "não fusão"). Observa-se que os valores de $\bar{V}$ para a componente de "não fusão" formam um círculo, sugerindo a presença de um processo binário e, como era de se esperar os valores de $\bar{V}$ correspondentes à soma dos dois processos não formam um círculo.

A tabela 4.3 apresenta os valores experimentais de TKE para os canais de saida com Z = 3, 4, 5, 6 e 7 dos sistemas $^{16,17,18}O + {}^{10,11}B$ em função da energia de bombardeio. Estas informações, conforme poderá ser visto adiante, indicam que a energia relativa entre os fragmentos é amortecida (ou com valores de Q da reação bem negativos). As incertezas nestes valores de TKE foram estimadas em aproximadamente 15% para os fragmentos lítio e berílio e aproximadamente 10% para boro carbono e nitrogênio. Será visto também que o canal de saída com Z = 9 apresenta valores de Q da reação pouco negativos e

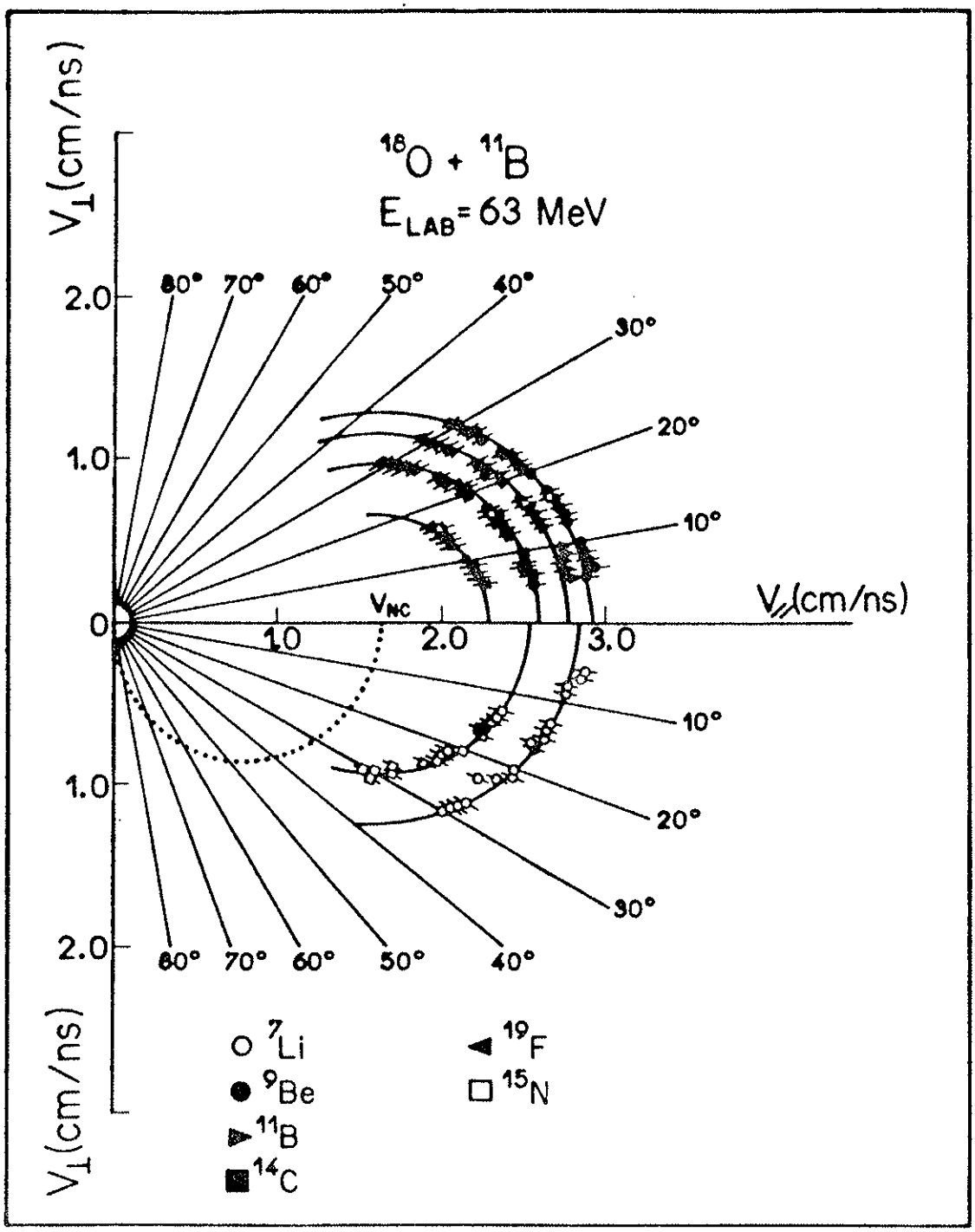


Figura 4.7 - Diagrama de velocidade para os canais de saída ^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B, ^{14}C, ^{15}N, ^{19}F para o sistema $^{18}O + ^{11}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. O valor de massa refere-se àquela mais populada para cada canal de saída. Os pontos em negativo representam as medidas do conjunto chevron-CI.

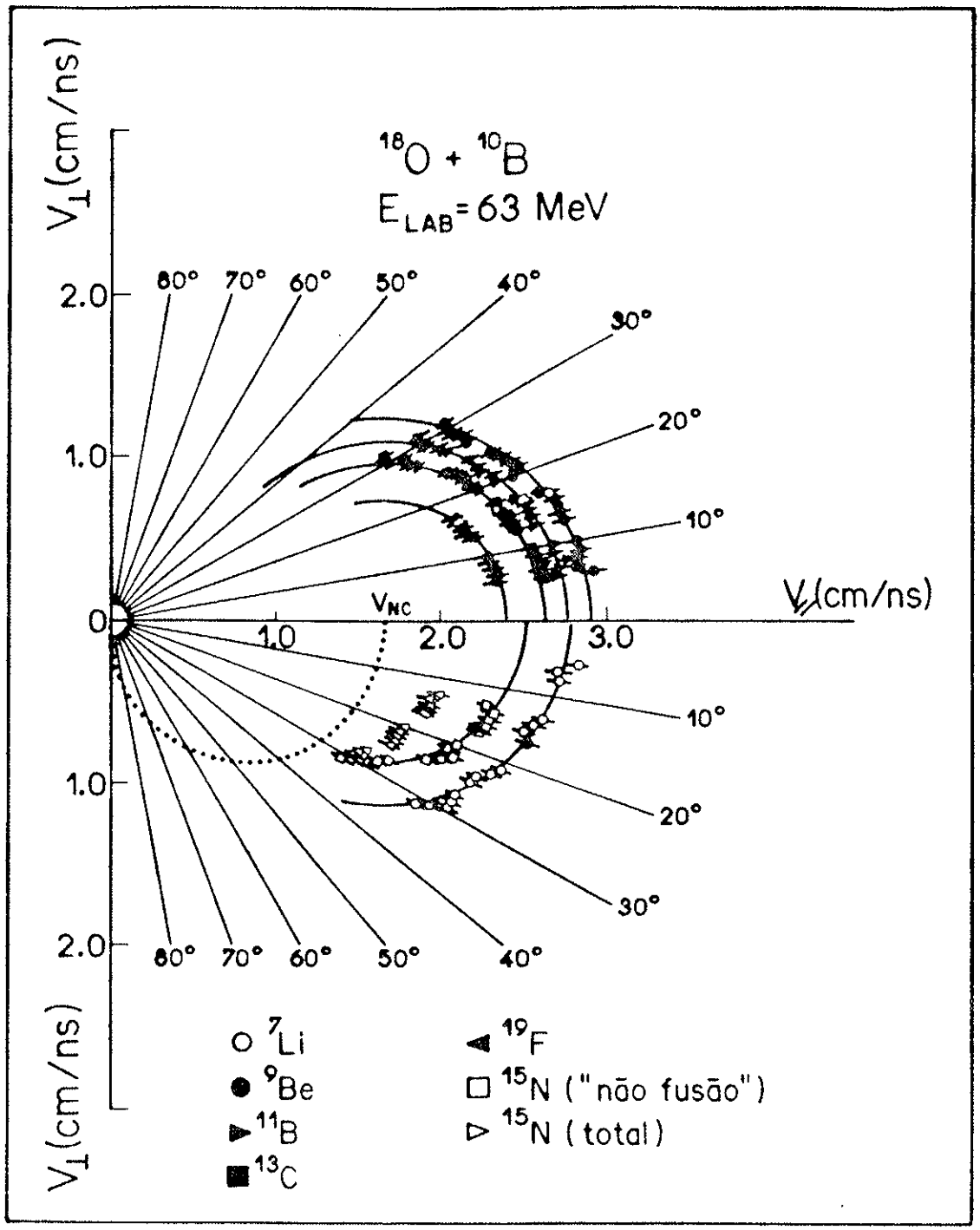


Figura 4.8 - Diagrama de velocidade para os canais de saída ^{7}Li, ^{9}Be, ^{11}B, ^{13}C, ^{15}N, ^{19}F para o sistema $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. O valor de massa refere-se àquela mais populada para cada canal de saída. Os pontos em negativo representam as medidas do conjunto chevron-II.

com emissão dianteira, típicos de processos diretos, não apresentando, assim, características de processos fortemente amortecidos.

tabela 4.3 - Energias Cinéticas Totais TKE (MeV) dos canais de saida Li, Be, B, C e N para os Sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ *(a massa de cada fragmento refere-se àquela mais populada , a incerteza em TKE é ≈ 15% para Li e Be e ≈ 10% para B, C e N) .*

$^{16}O + ^{10}B$

E_{lab}(MeV)	^{6}Li	^{9}Be	^{10}B	^{12}C	^{14}N
34	6.9	7.2	8.8	9.8	9.6
42	8.1	8.3	9.8	10.8	10.5
56	9.2	10.0	11.3	12.6	12.3
64	10.2	10.8	12.7	13.5	13.2

$^{16}O + ^{11}B$

E_{lab}(MeV)	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{12}C	^{15}N
34	7.3	6.6	8.8	10.3	10.3
42	8.6	8.0	10.3	11.1	10.8
56	9.2	8.9	11.5	12.7	12.4
64	10.2	10.6	12.7	13.4	13.3

$^{17}O + ^{10}B$

E_{lab}(MeV)	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{12}C	^{15}N
34	6.5	7.9	8.8	9.4	9.4
42	7.7	8.9	9.5	10.5	10.5
49	8.1	8.6	10.2	10.7	11.0
56	9.0	10.4	10.9	11.4	11.8
64	9.6	11.1	11.8	12.5	12.7

$^{17}O + ^{11}B$

E_{lab}(MeV)	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{13}C	^{15}N
34	8.4	8.9	9.3	10.5	10.1
42	9.0	10.2	10.0	11.1	10.9
49	9.4	10.9	11.1	11.9	11.7
56	10.0	11.3	11.7	12.5	12.4
64	10.2	11.7	12.1	13.1	13.0

$^{18}O + ^{10}B$

E_{lab}(MeV)	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{13}C	^{15}N
32	6.8	8.1	8.4	8.9	8.8
40	7.3	8.6	9.4	9.7	9.8
48	7.9	9.3	10.0	10.5	10.3
55	8.7	9.7	11.7	11.3	11.1
63	9.2	10.6	11.7	12.0	12.3

$^{18}O + ^{11}B$

E_{lab}(MeV)	^{7}Li	^{9}Be	^{11}B	^{14}C	^{15}N
32	6.3	7.5	9.0	9.7	9.9
40	6.9	8.1	9.7	10.1	10.4
48	7.8	9.4	10.2	11.1	10.9
55	8.6	10.1	11.0	11.6	11.6
63	9.0	10.9	11.5	12.2	12.5

Os espectros experimentais em função dos valores inferidos de Q da reação ou energia de excitação para os diferentes canais de saida dos sistemas estudados apresentam vários picos discretos. Estes picos podem ser observados

na mesma energia de excitação em diferentes ângulos de deteção. Além disso, estados com mesmo valor de Q da reação (ou energia de excitação) são observados tanto em um determinado canal de saída quanto no canal de saída do complemento binário correspondente, sugerindo que os complementos binários emergem do mesmo dinúcleo excitado. Este fato corresponde a uma evidência da natureza binária dos processos amortecidos encontrados.

Os espectros experimentais em função dos valores de Q da reação (ou energia de excitação) foram construidos a partir das projeções em energia das medidas inclusivas dos canais de saída utilizando-se cálculos cinemáticos de reações nucleares [Mar75]. As figuras 4.9 a 4.10 apresentam espectros experimentais dos valores de Q da reação para os canais de saída ^{11}B, ^{13}C, ^{15}N do sistema ^{18}O + ^{10}B e ^{11}B, ^{14}C, ^{15}N do sistema ^{18}O + ^{11}B na energia de bombardeio de 63 MeV. Para os canais de saída ^{13}C e ^{15}N provenientes da reação ^{18}O + ^{10}B → ^{13}C + ^{15}N são encontrados picos correspondentes a estados discretos de ^{13}C (E^* = 0.0, 3.68, 3.85, 7.56, 8.86 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV). Para os canais de saida ^{14}C e ^{15}N provenientes da reação ^{18}O + ^{11}B → ^{14}C + ^{15}N são encontrados picos correspondentes a estados discretos de ^{14}C (E^* = 0.0, 6.10, 6.60, 6.70, 7.00, 8.30, 9.80 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0, 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV).

Essas informações de medidas experimentais inclusivas mostram fortes indícios da natureza binária dos processos dissipativos observados. Entretanto, as medidas em coincidência dos pares dos fragmentos são fundamentais para confirmarem estas conclusões. Desta forma, medidas em coincidência foram realizadas para os sistemas ^{17}O + ^{11}B e ^{18}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 53 MeV, conforme descrito na seção 2.2. A idéia principal destas medidas era a de tentar recompor a distribuição experimental

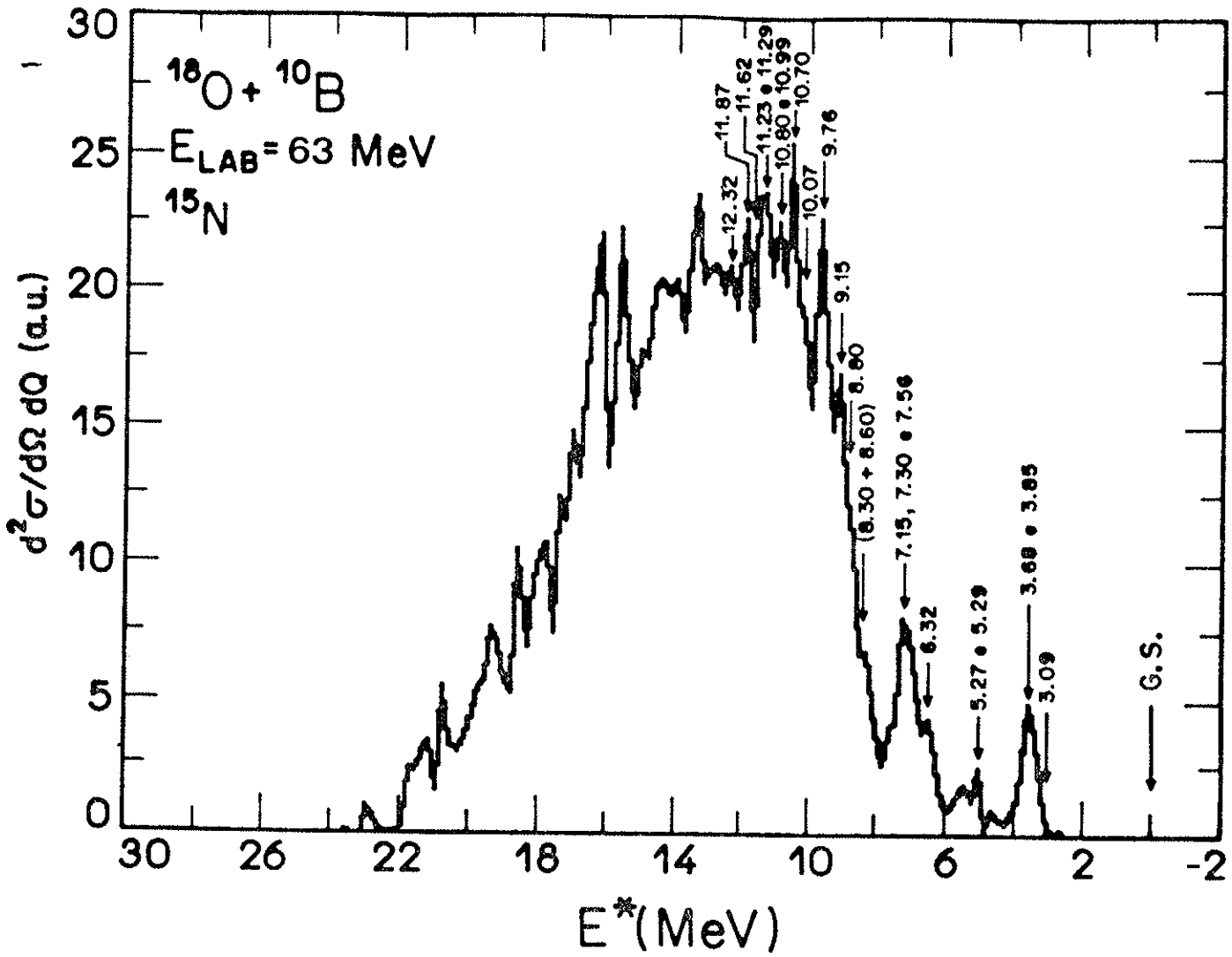


Figura 4.9 - A) Espectros típicos de energia de excitação para reação $^{10}B(^{18}O,^{13}C)^{15}N$. Em baixas energias de excitação são identificados picos dos primeiros estados excitados de ^{13}C (E^* = 0.0, 3.68, 3.85, 7.56, 8.86 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0, 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV).

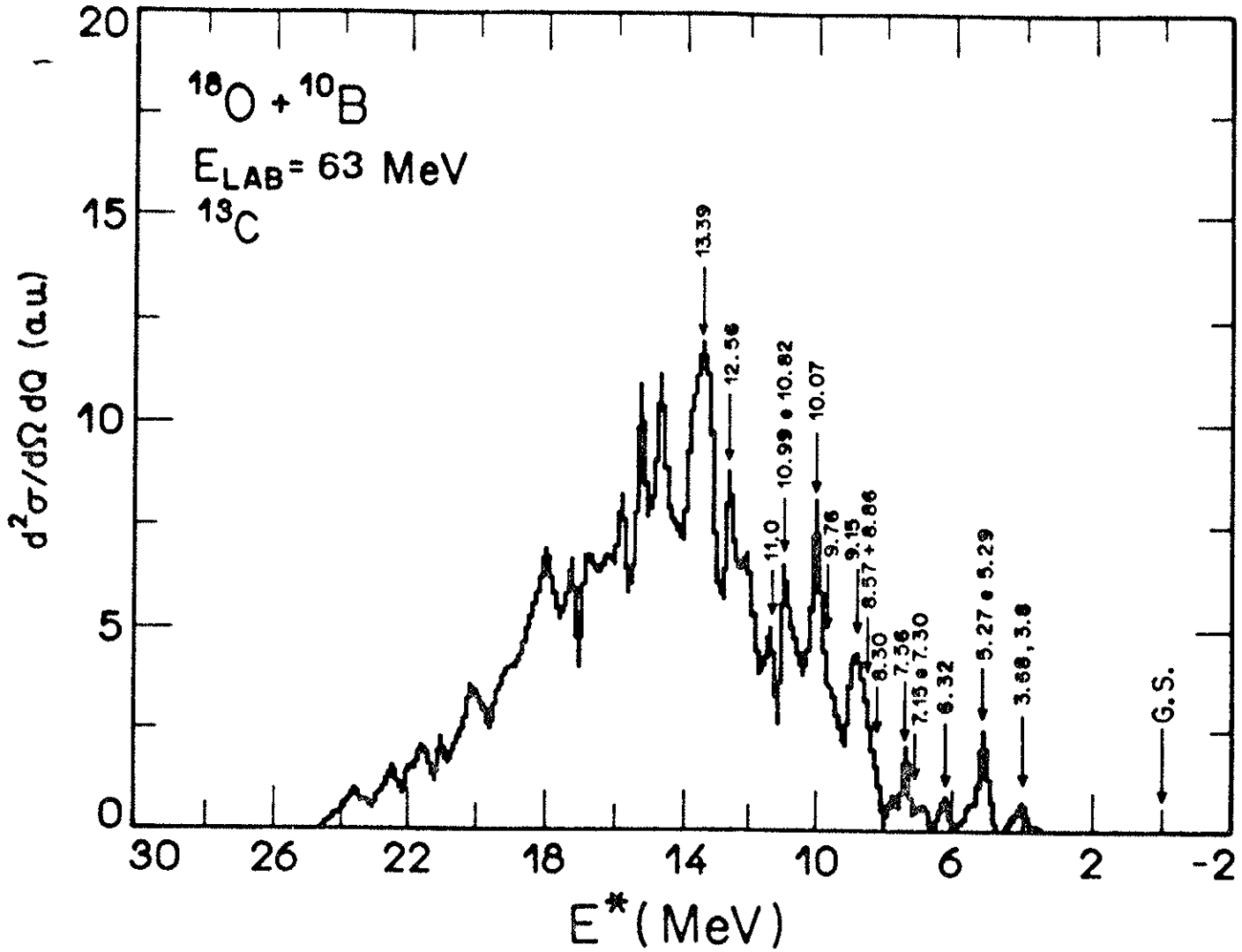


Figura 4.9 - B) Espectros típicos de energia de excitação para reação $^{10}B(^{18}O,^{15}N)^{13}C$. Em baixas energias de excitação são identificados picos dos primeiros estados excitados de ^{13}C (E^* = 0.0, 3.68, 3.85, 7.56, 8.86 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0, 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV).

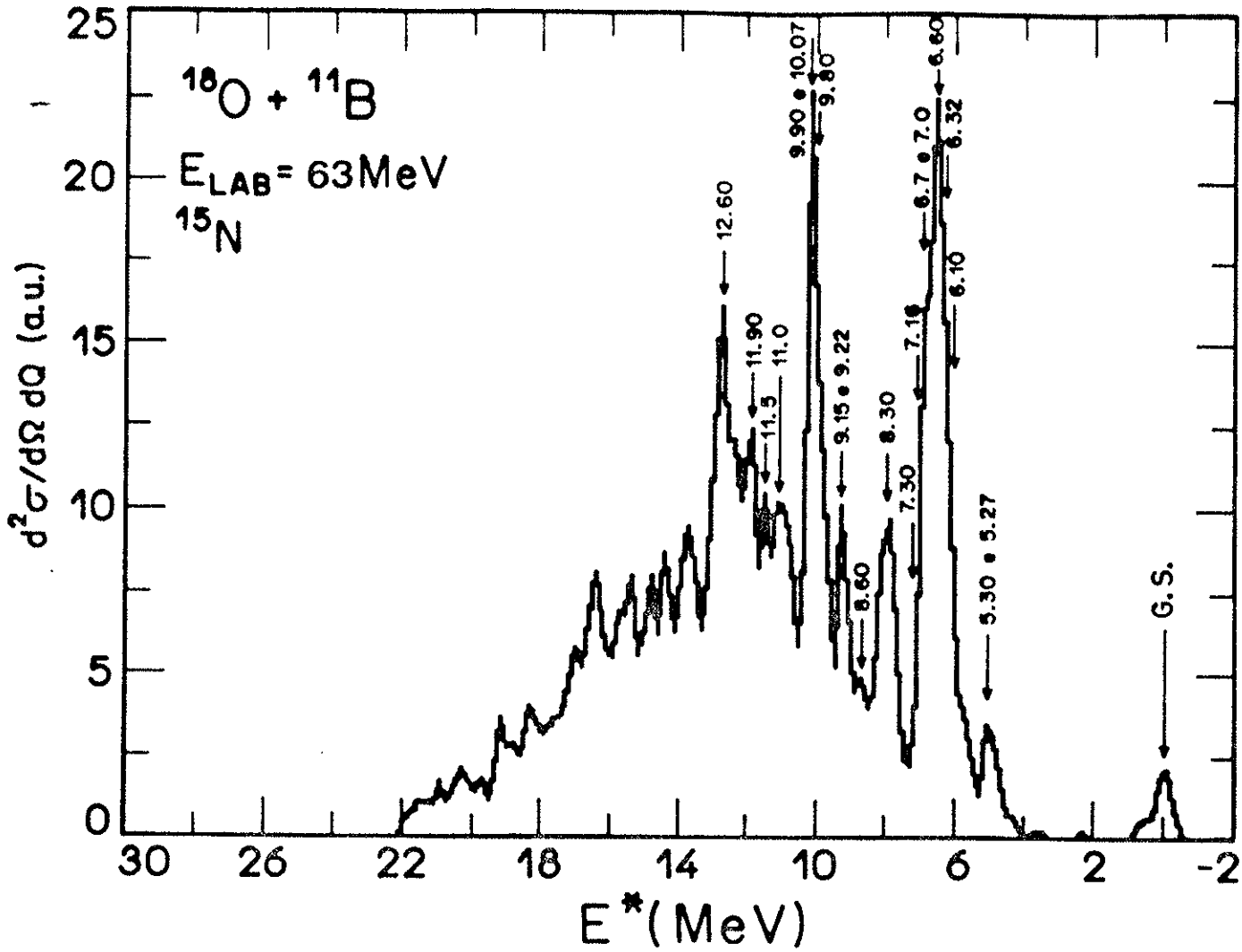


Figura 4.10 - A) Espectros típicos de energia de excitação para reação $^{11}B(^{18}O,^{14}C)^{15}N$. Em baixas energias de excitação são identificados picos dos primeiros estados excitados de ^{14}C (E^* = 0.0, 6.10, 6.60, 6.70, 7.00, 8.30, 9.80 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0, 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV).

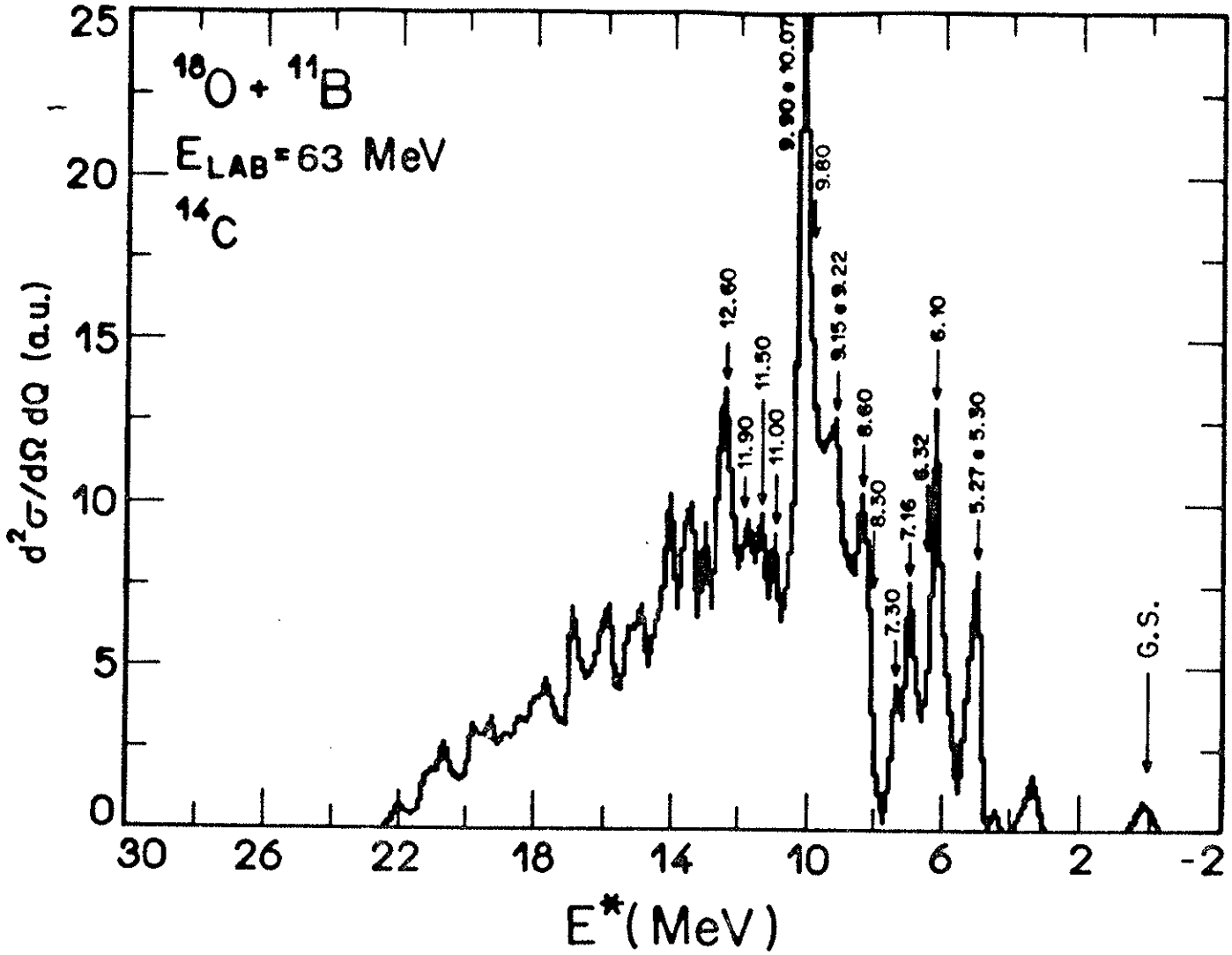


Figura 4.10 - B) Espectros típicos de energia de excitação para reação $^{11}B(^{18}O,^{15}N)^{14}C$. Em baixas energias de excitação são identificados picos dos primeiros estados excitados de ^{14}C (E^* = 0.0, 6.10, 6.60, 6.70, 7.00, 8.30, 9.80 MeV) e ^{15}N (E^* = 0.0, 5.27, 5.30, 6.32, 7.15, 7.30, 7.56, 8.30, 8.57, 9.15, 9.76, 10.07 MeV).

dos valores de Q da reação para os diferentes canais de saída adquiridos pelo sistema chevron-CI, observando-se também a emissão do complemento binário correspondente com um segundo detetor do tipo câmara de ionização (CISP) (veja a figura 2.3).

Com o intuito de comprovar a natureza binária, foram construídos espectros biparamétricos dos valores de Q da reação para duas situações. Na primeira, a partir do valor da energia, número atômico e massa de um dado fragmento, chamado fragmento 1, incidente no conjunto chevron-CI, foi calculado o valor de Q utilizando-se argumentos cinemáticos, supondo-se que o processo fosse binário Q_{bin}. Na segunda, foi calculado experimentalmente o valor de Q, ou seja, $Q_{exp} = E_1 + E_2 - E_{lab}$, onde E_1 é a energia do fragmento 1 e E_2 é a energia do fragmento complementar, fragmento 2. A figura 4.11 mostra os espectros biparamétricos de Q_{bin} vs Q_{exp} para os canais de saida Z_1 = 5, 6 e 7 do sistema $^{18}O + ^{10}B$, onde nota-se a formação de uma reta em 45° entre os dois eixos, comprovando a equivalência entre Q_{bin} e Q_{exp} verificando definitivamente a natureza binária do processo envolvido. Todavia, para o canal de saída com Z_1 = 7, observa-se um desvio desta reta para valores maiores de Q_{exp}. Este desvio corresponde à região em que há a presença de resíduos de evaporação. A subtração das contagens nesta região possibilita a estimativa da contaminação dos resíduos de evaporação com Z_1 = 7. Embora a estatística seja baixa, a figura 4.12 mostra que os cálculos para subtrair os resíduos de evaporação (através do programa *LILITA*) nas medidas inclusivas são consistentes.

As medidas em coincidência disponíveis foram capazes de reconstruir quase que integralmente as medidas inclusivas. A figura 4.13 mostra uma comparação entre os espectros de valores de Q da reação para o canal de saida Z_1 = 5 e 6 de medidas inclusivas e de coincidência, onde observa-se que 70 a

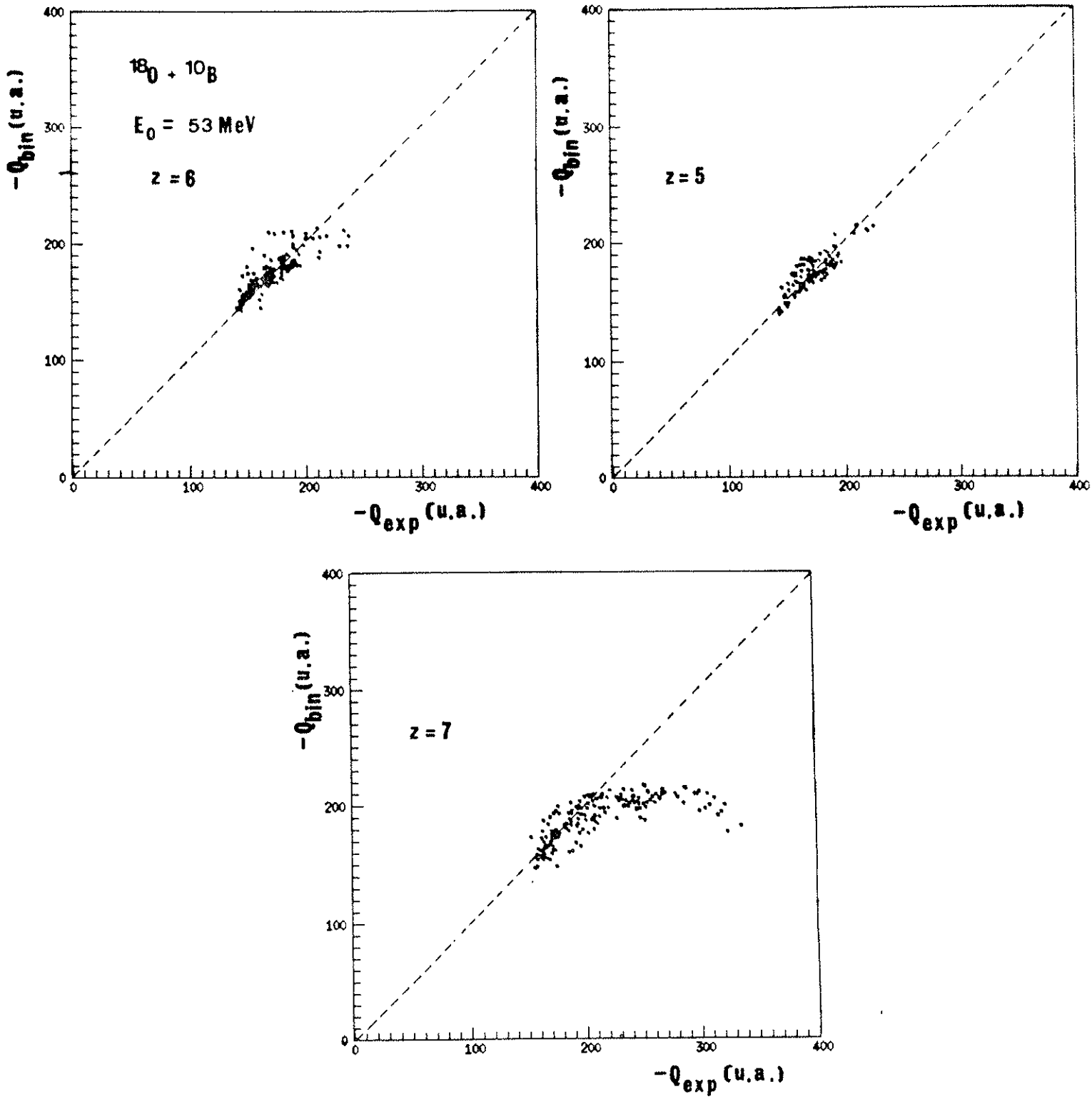


Figura 4.11 - Espectros biparamétricos de Q_{bin} (construído atraves de cálculos cinemáticos, em que foi suposta a existência de um processo binário) vs $Q_{exp} = E_1 + E_2 - E_{lab}$ (onde E_1, E_2 são as energias do fragmento 1 e do fragmento complementar 2, respectivamente) para os canais de saída com Z = 5, 6 e 7 do sistema $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 53 MeV, obtidos das medidas em coincidências.

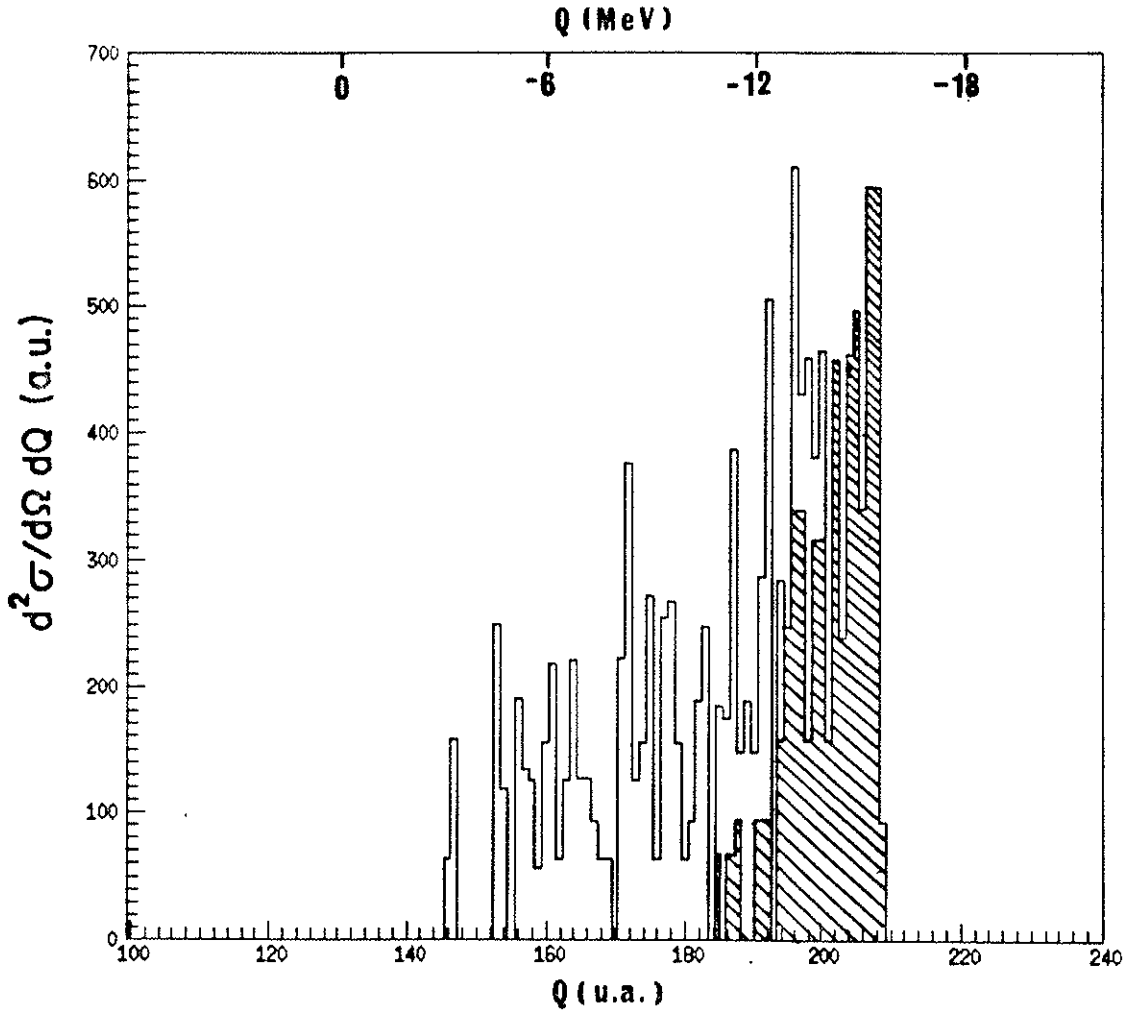


Figura 4.12 - Espectro do valor de Q da reação para o canal de saída com Z = 7 do sistema ^{18}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 53 MeV, obtido a partir das medidas em coincidência. A parte hachurada corresponde à presença dos resíduos de evaporação.

80 % das medidas inclusivas foram reconstruidas. As regiões angulares mortas dos detetores, transformadas em valores de Q da reação pelos cálculos cinemáticos, são responsáveis pelos "buracos" observados na figura 4.13 para os fragmentos com número atômico Z = 5 e Z = 6. Estas regiões mortas correspondem aos seguintes intervalos de valores de Q da reação: 0 a -1.7 MeV, -3 a -4 MeV, -5 a -6 MeV, -9 a -10 MeV e -12.0 a -14.5 MeV.

Analisando-se a taxa de produção das partículas com número atômico Z_1 (adquiridas pelo conjunto chevron-CI) em coincidência com as partículas com número atômico Z_2 (adquiridas pela a CISP) para os sistemas $^{17}O + ^{11}B$ e $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 53 MeV (figura 4.14), observa-se que os canais de saída com Z = 3, 4, 5, 6 e 7 provém basicamente do decaimento do dinúcleo ^{28}Al, com uma taxa muito pequena de emissão secundária de partículas leves, ou proveninentes do decaimento do núcleo composto para a formação dos resíduos de evaporação. Entretanto, no caso do Z = 7 é verificada a coincidência com partículas com $Z \leq 2$, provenientes da formação dos resíduos de evaporação. Esta constatação mostra que as medidas inclusivas para estes processos dissipativos são compostas quase que integralmente de fragmentos provenientes da quebra do sistema dinuclear praticamente sem emissão secundária de partículas.

Desta forma, a partir dos resultados das medidas em coincidência podemos associar as distribuições angulares inclusivas como provenientes dos processos binários fortemente amortecidos em energia.

4.3.2. Distribuições Angulares

As distribuições angulares referentes aos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ foram ajustadas utilizando-se uma relação clássica derivada do modelo de Polo de Regge [Reg59], aplicada a um sistema dinuclear girando em

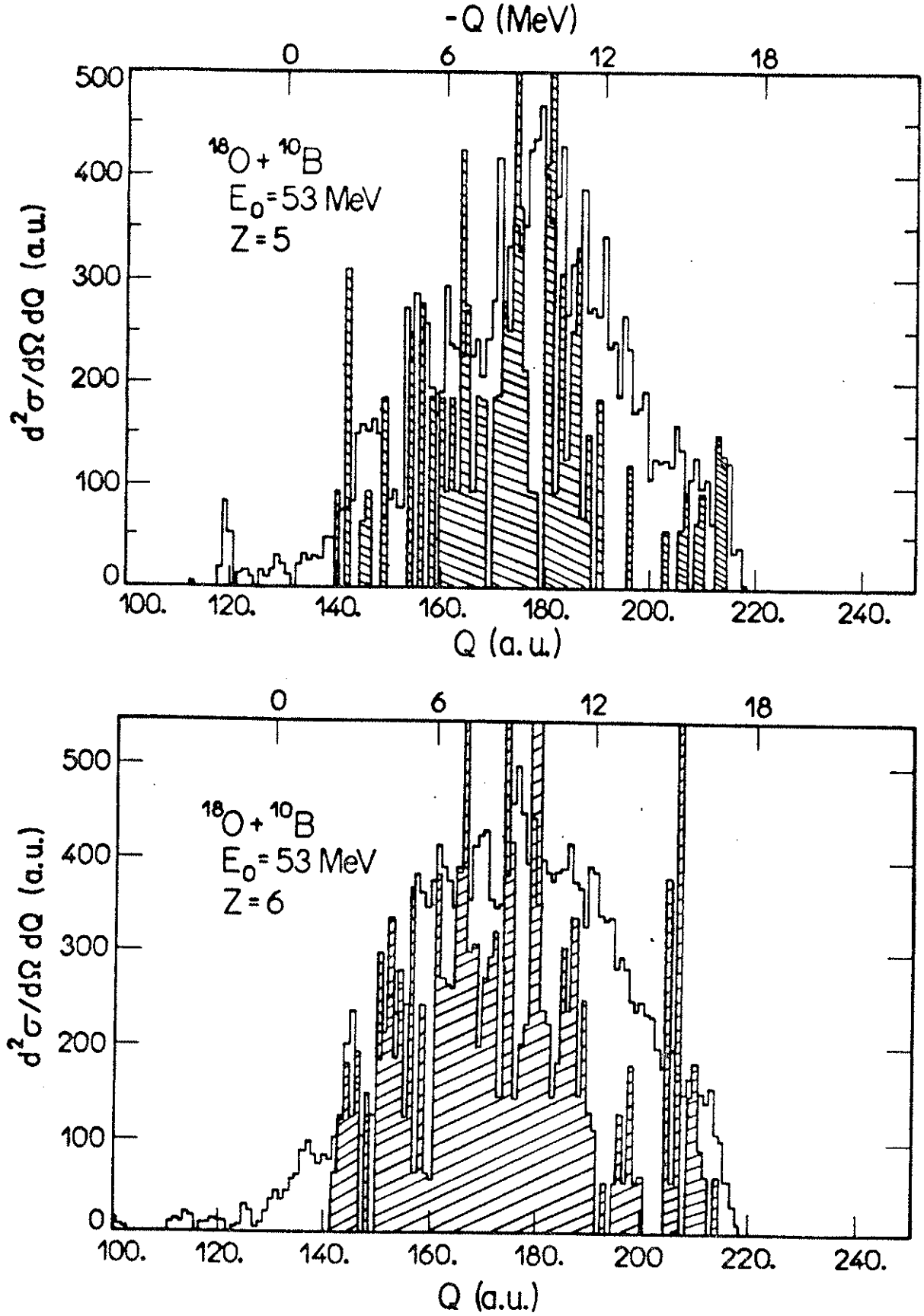


Figura 4.13 - Espectros do valor de Q da reação dos produtos de reação com Z = 5 e 6 para o sistema $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 53 MeV. A parte hachurada corresponde às medidas em coincidência, sobrepostas à medida inclusiva.

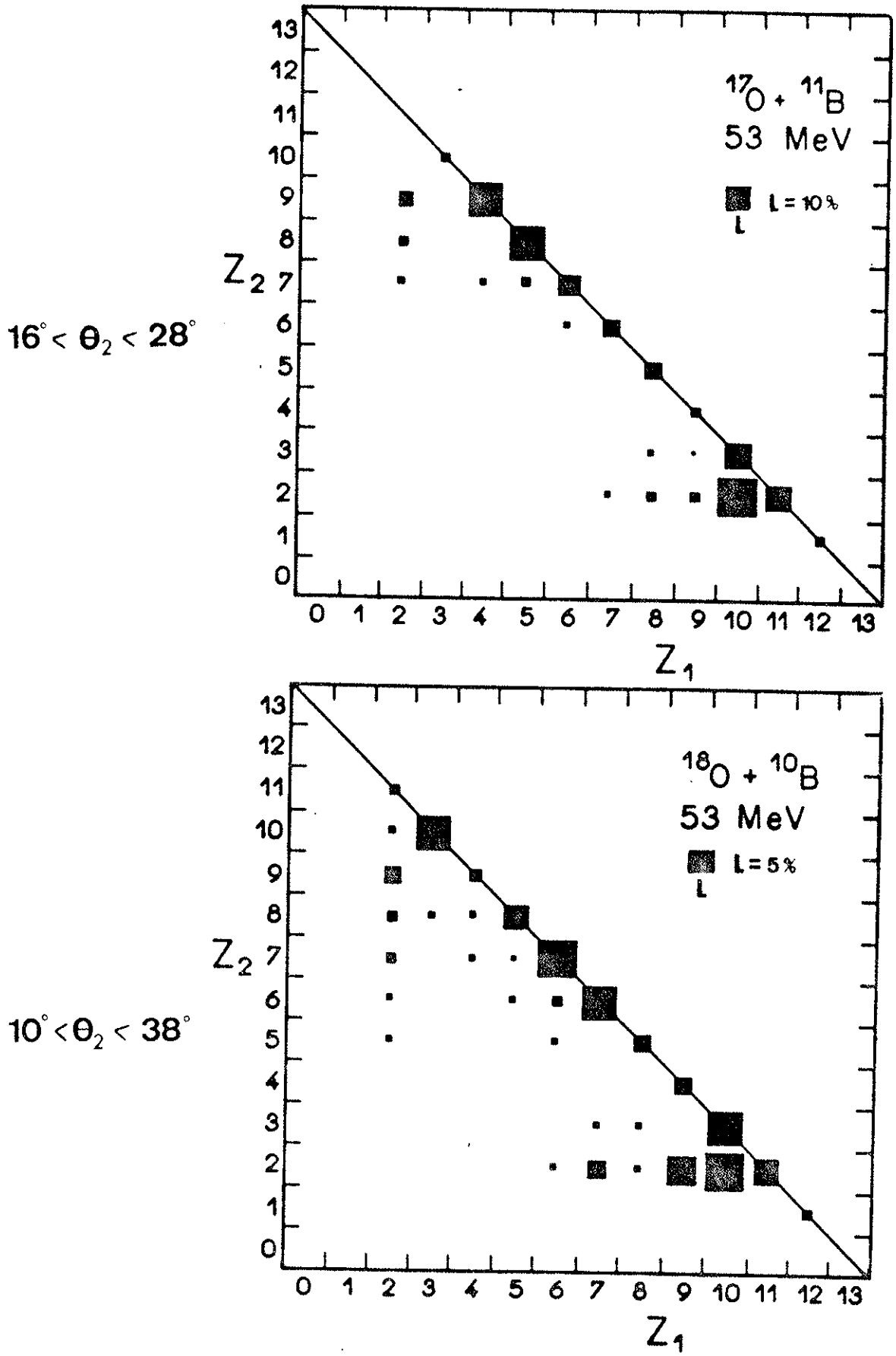


Figura 4.14 - Taxa de produção dos eventos com número atômico Z_1 (adquiridos pelo conjunto chevron-CI) em coincidência com os eventos com número atômico Z_2 (adquiridos pela CISP) para os sistemas $^{17}O + ^{11}B$ e $^{18}O + ^{10}B$. A reta $Z_1+Z_2=13$ corresponde ao decaimento binário do núcleo composto Al. Verificar que o intervalo angular de Θ_2 cobre em grande parte o espectro de Q da reação cinematicamente permitido. Vide figura 2.3.

torno de um eixo perpendicular ao plano de reação com velocidade w:

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{c}{\mathrm{sen}\Theta_{CM}}\left[\exp\left(-\frac{\Theta_{CM}}{\alpha}\right) + \exp\left(-\frac{(2\pi-\Theta_{CM})}{\alpha}\right)\right] \qquad (4.3)$$

onde α é o "ângulo de decaimento" do sistema dinuclear dado por $\alpha = w\tau$. $w = \hbar l_g/\mu R_g^2$, onde R_g é a distância de máxima aproximação dos núcleos interagentes, l_g é o momento angular rasante, μ é a massa reduzida, τ é o tempo de revolução e Θ_{CM} é o ângulo de emissão do fragmento no referencial de centro de massa. Quanto maior o ângulo α, maior será o tempo de vida do sistema dinuclear e vice-versa. O caso limite de $\alpha \rightarrow \infty$ ($d\sigma/d\Omega \rightarrow 1/\mathrm{sen}\Theta_{CM}$) equivale a afirmar que o tempo de decaimento do processo é muito longo.

As figuras 4.15 a 4.22 apresentam as distribuições angulares experimentais $d\sigma/d\Omega_{CM}$ vs Θ_{CM} referentes aos processos dissipativos para os canais de saída Li, Be, B, C e N para os sistemas ^{19}F + ^{9}Be e $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$. Nota-se que os canais de saída Li, Be, B e C apresentam distribuições angulares $\propto 1/\mathrm{sen}\Theta$, onde o valor do parâmetro α ajustado é infinito. Por outro lado, os canais de saída N e F apresentam valores do ângulo α de aproximadamente 70°e 25° respectivamente, sugerindo uma contribuição significativa de um processo direto. Lembrando-se que no decaimento binário, o canal de saída com número atômico Z = 7 (nitrogênio) possui como complemento o canal com Z = 6 (carbono) e este último possui um valor de α infinito, pode-se pressupor que o canal de saída nitrogênio apresenta a contribuição de duas componentes. Uma delas é proveniente de um processo rápido e outra de um processo mais lento ou amortecido. O mesmo fato pode ser pressuposto para o canal de saída fluor (onde seu complemento no decaimento binário é o canal berílio). Sendo assim, para estes canais a

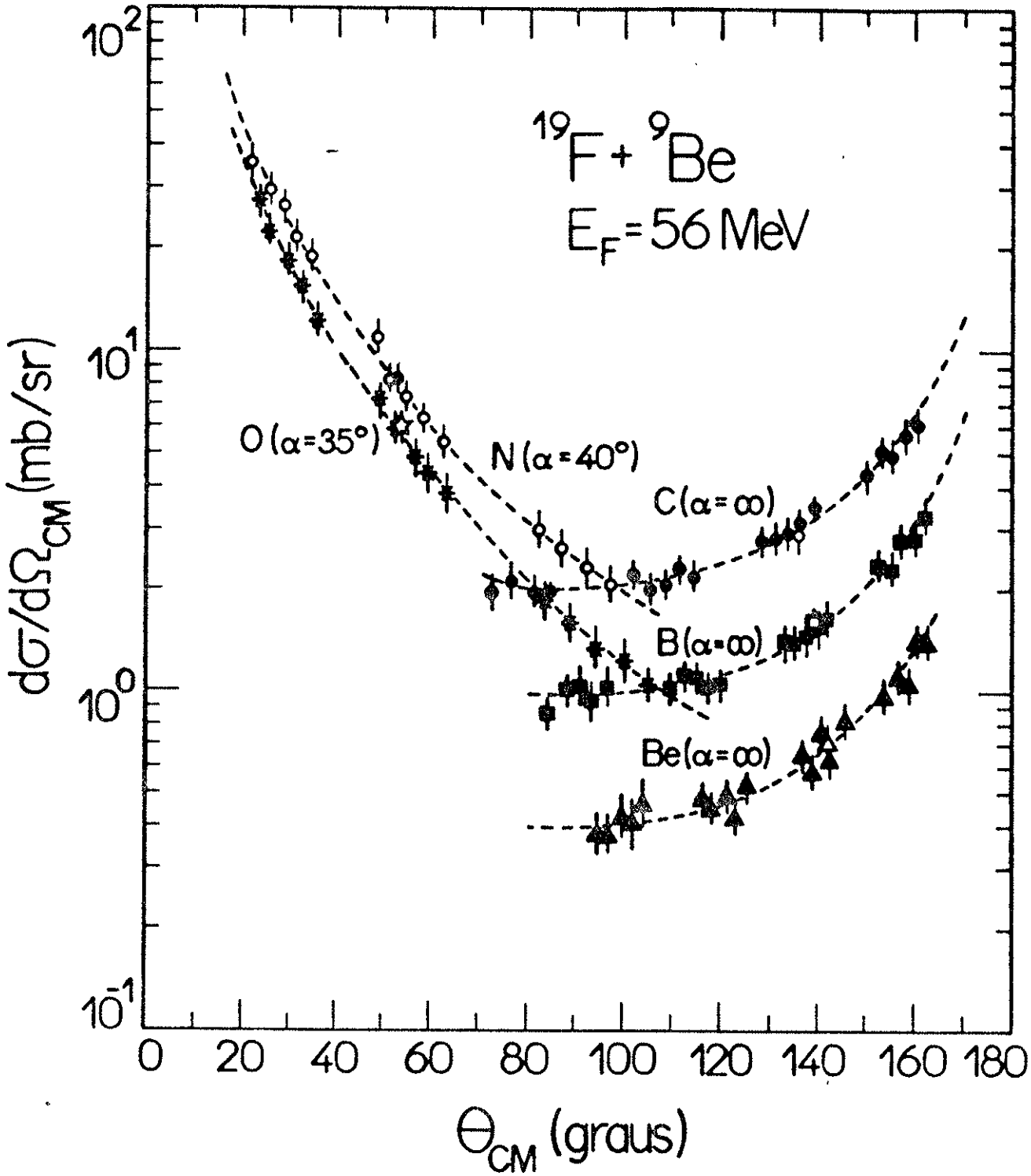


Figura 4.15 - Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{19}F + ^{9}Be na energia de bombardeio de 56 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

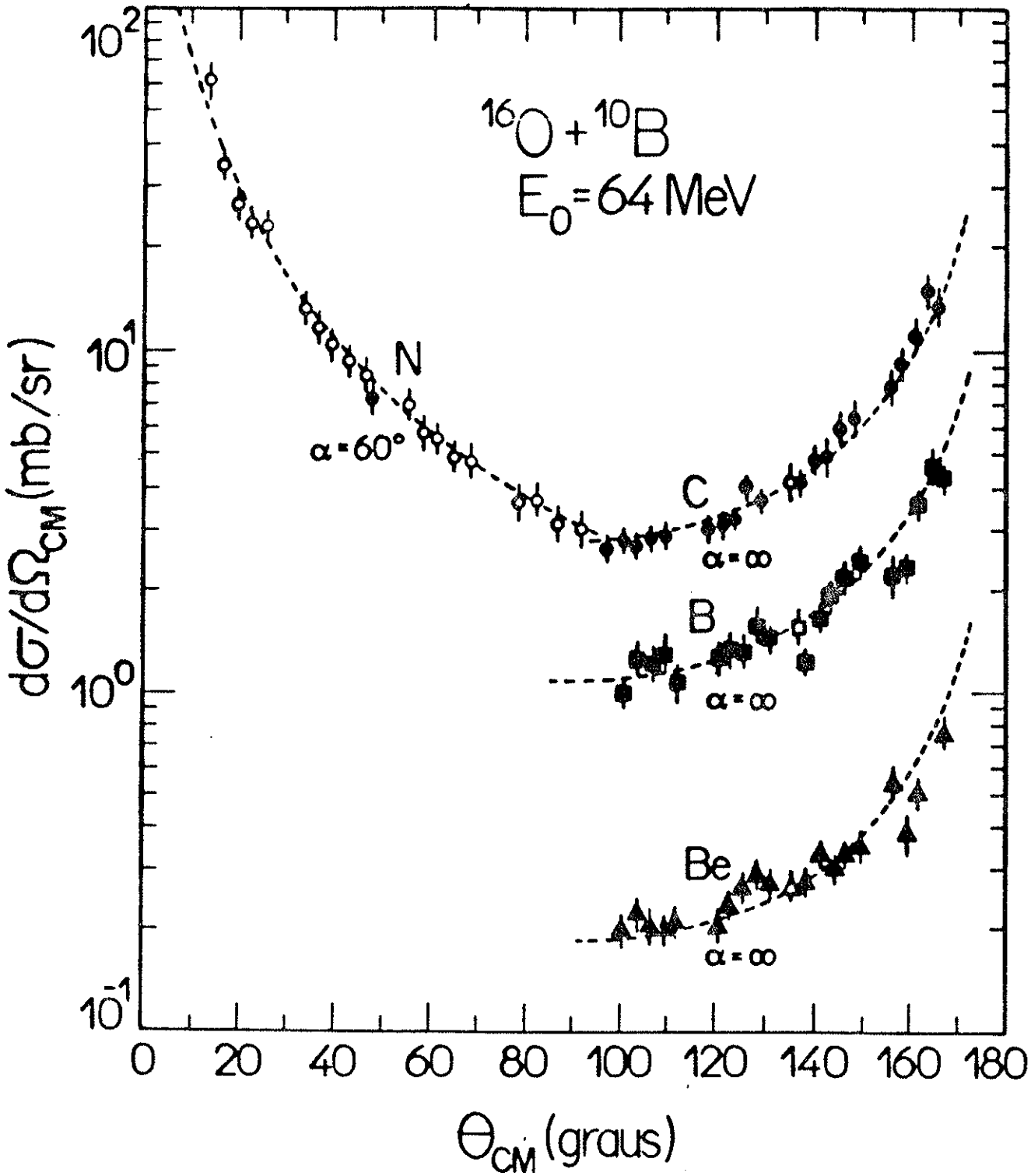


Figura 4.16 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{16}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 64 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

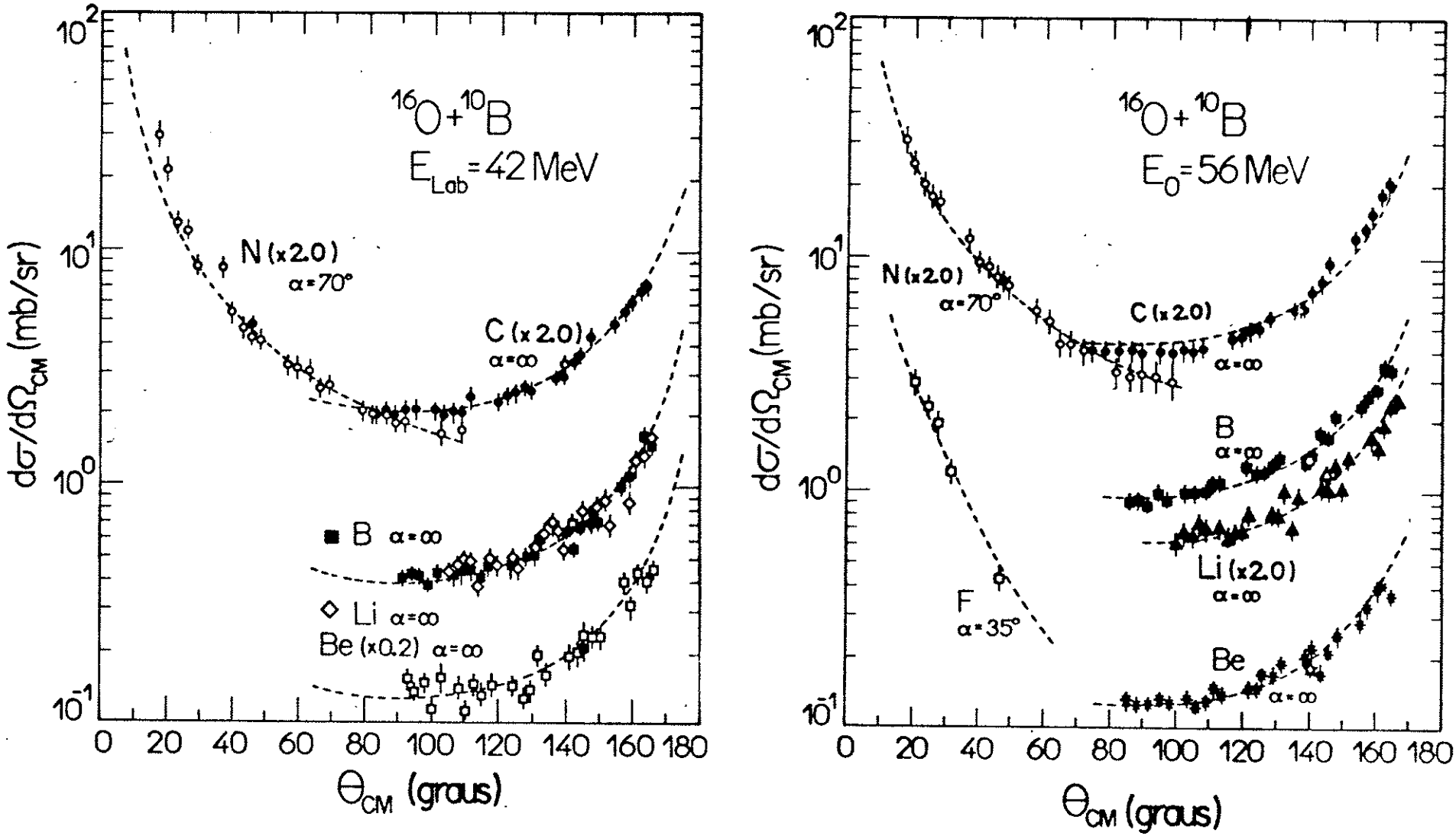


Figura 4.16 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{16}O + ^{10}B nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

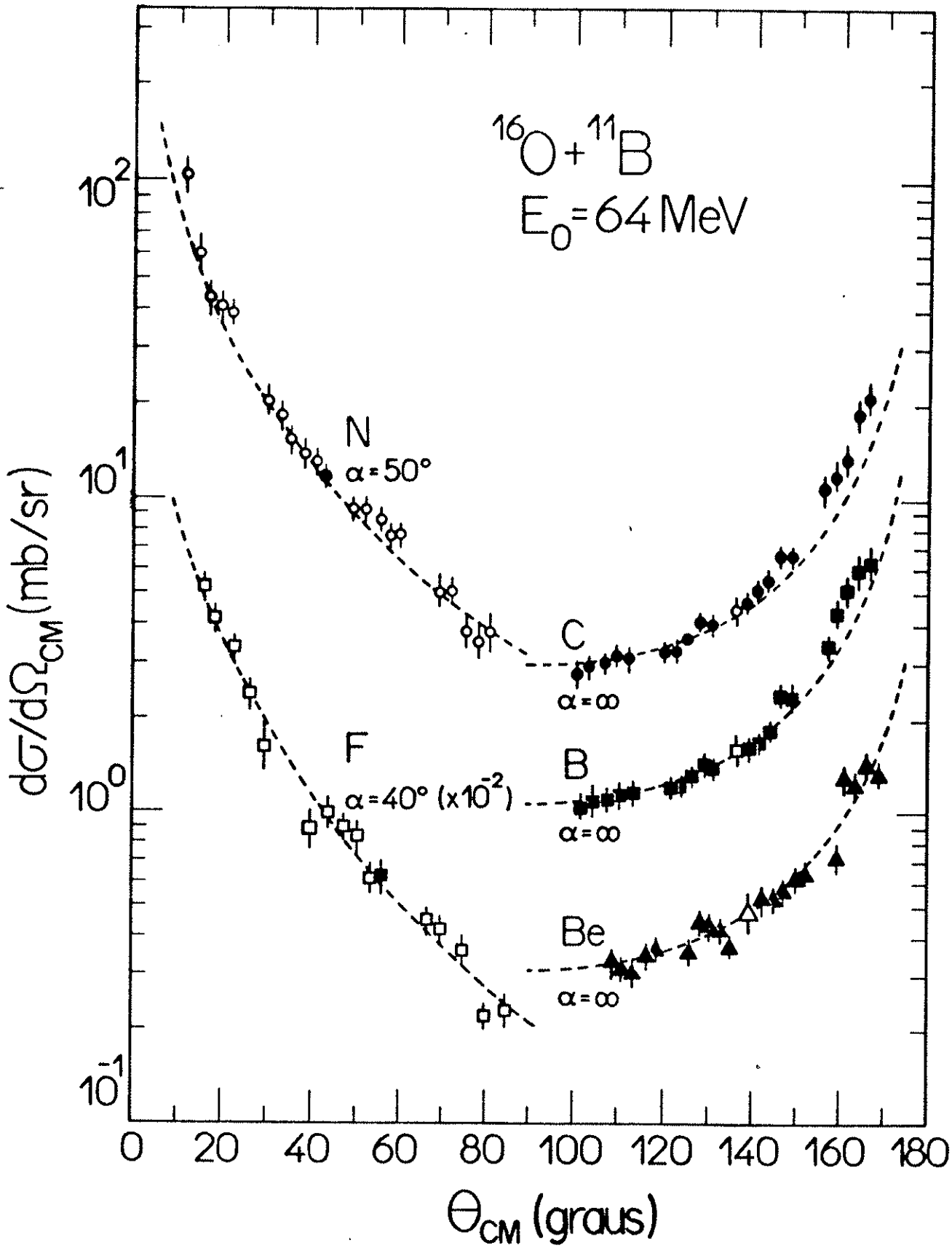


Figura 4.17 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{16}O + ^{11}B na energia de bombardeio de 64 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

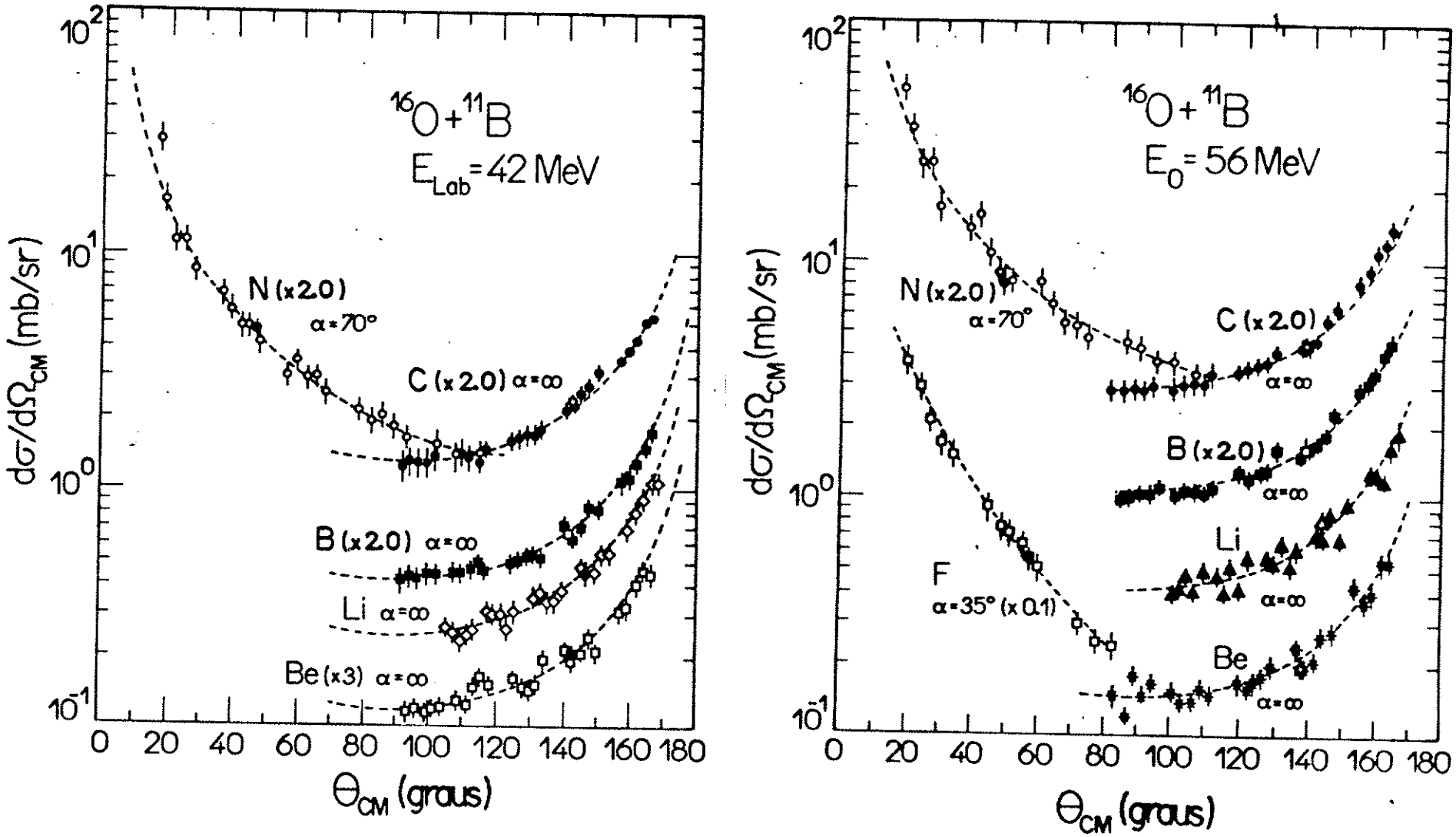


Figura 4.17 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{16}O + ^{11}B$ nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

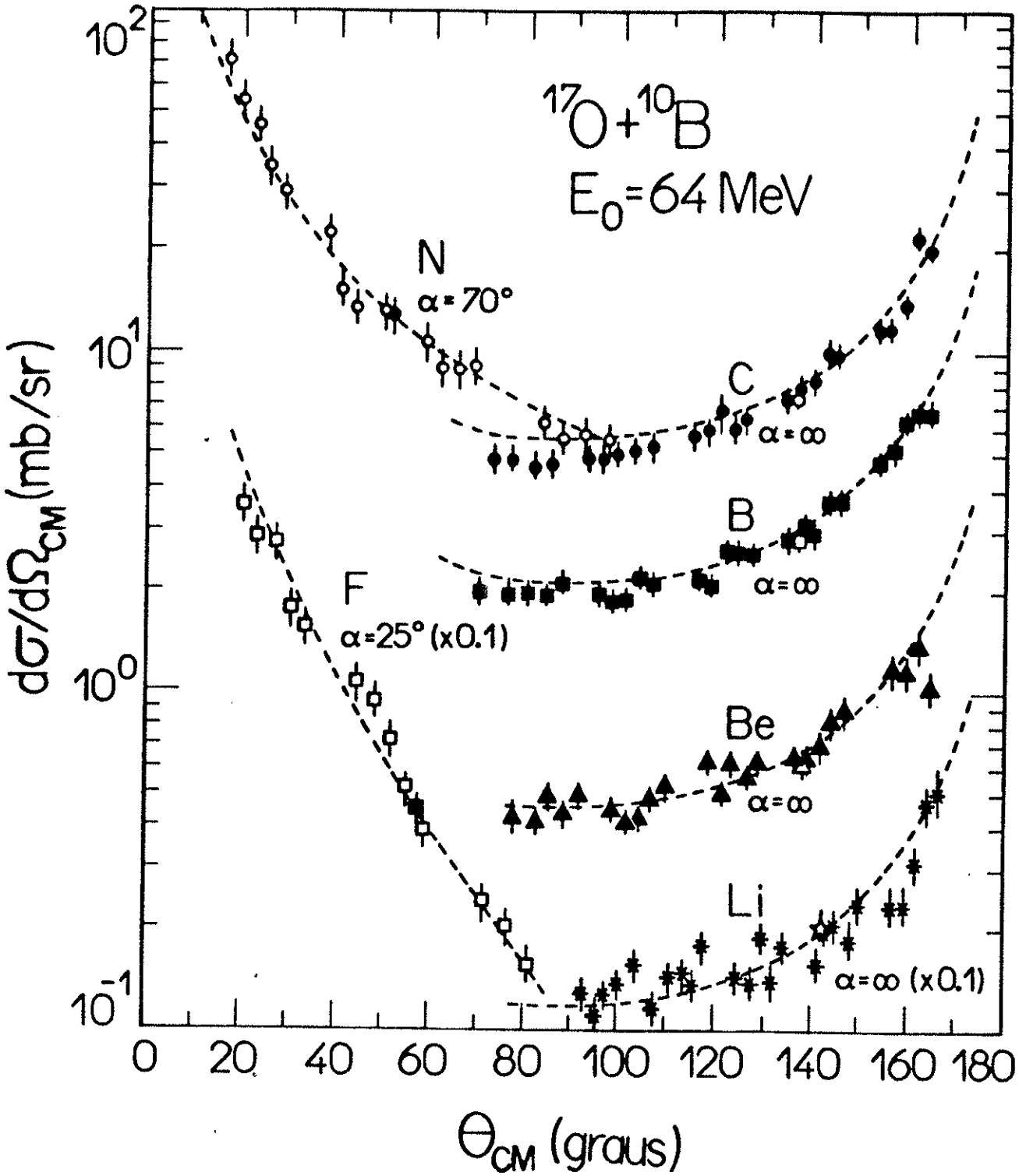
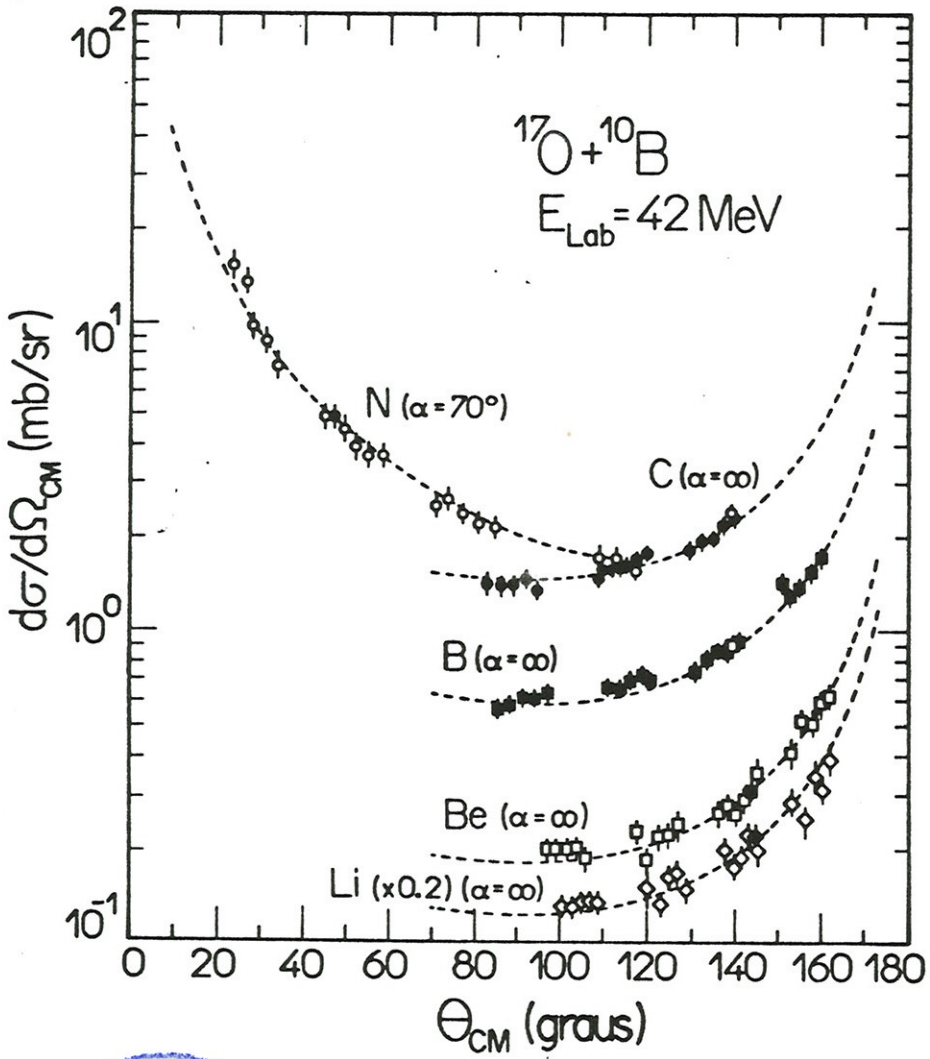
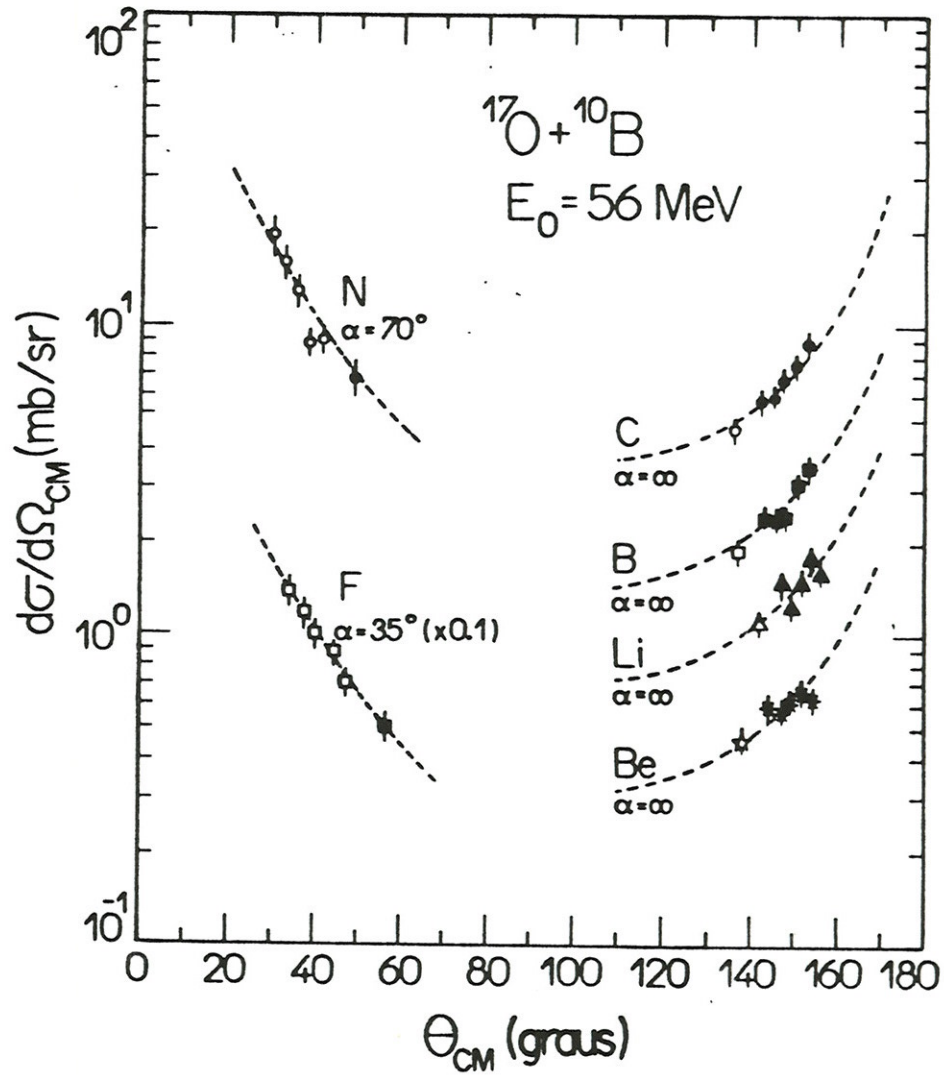


Figura 4.18 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{17}O + ^{10}B na energia de bombardeio de 64 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .





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

Figura 4.18 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{17}O + ^{10}B nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

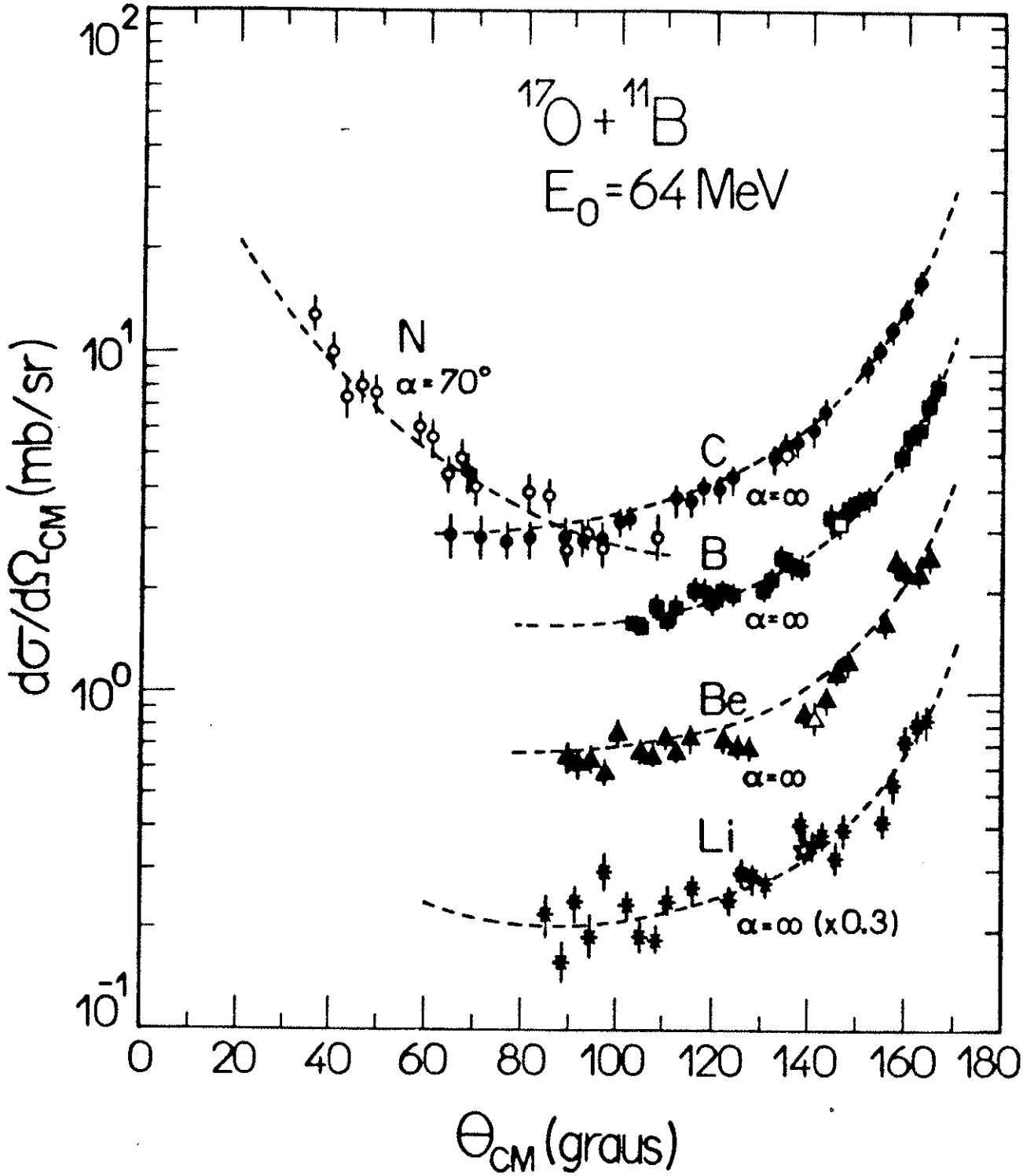


Figura 4.19 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{17}O + ^{11}B na energia de bombardeio de 64 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

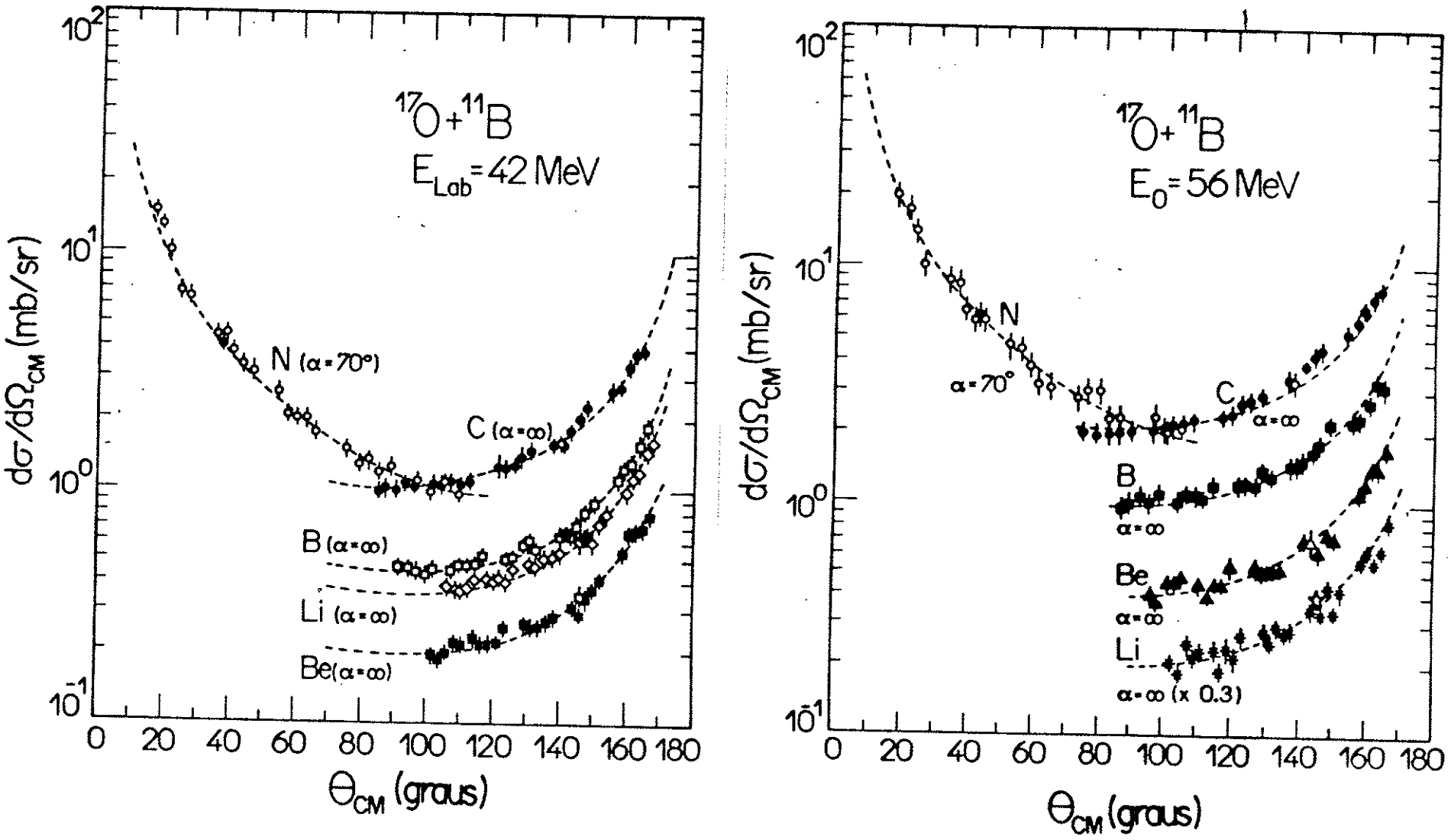


Figura 4.19 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{17}O + ^{11}B$ nas energias de bombardeio de 42 e 56 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

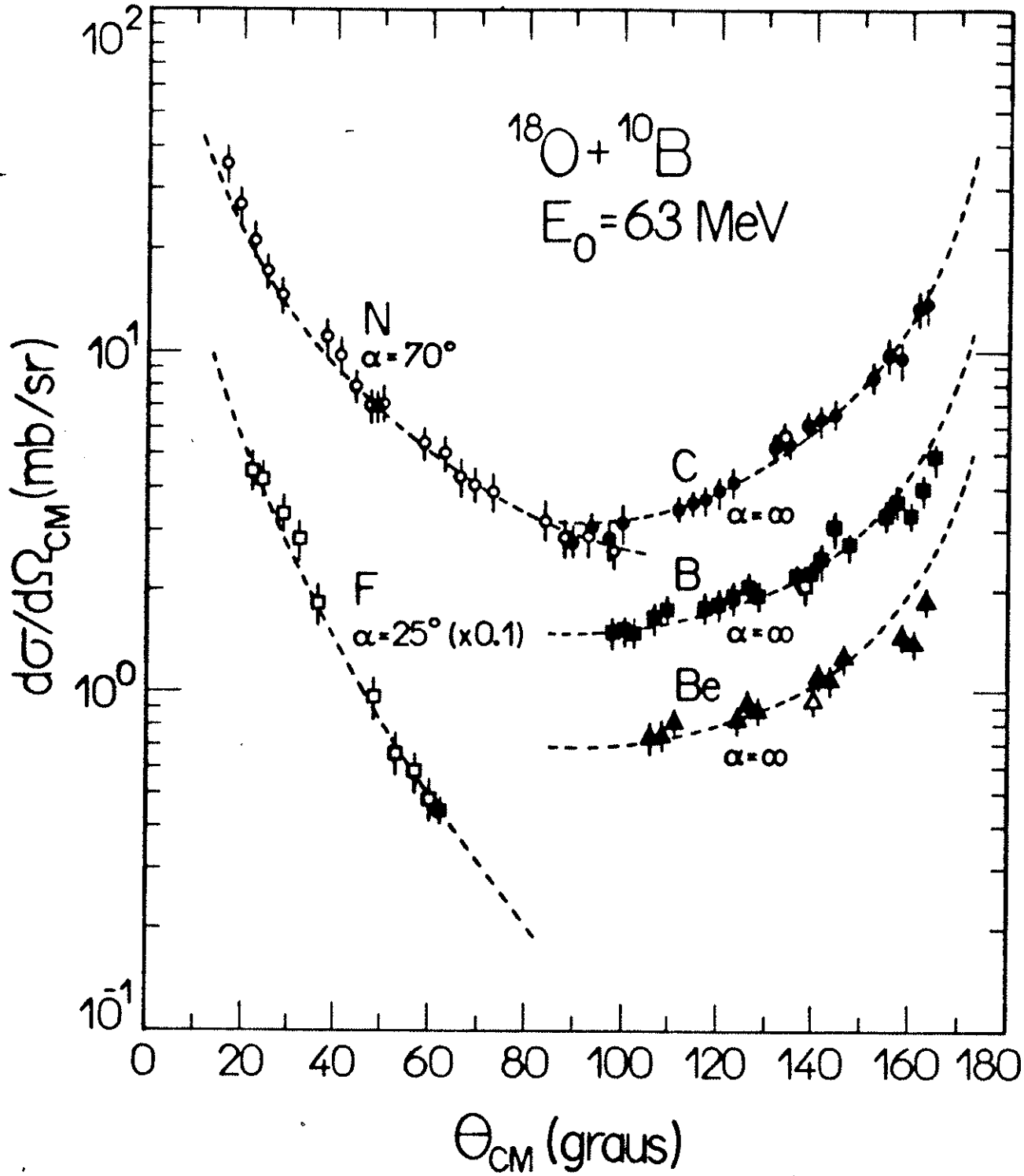


Figura 4.20 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{18}O + ^{10}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

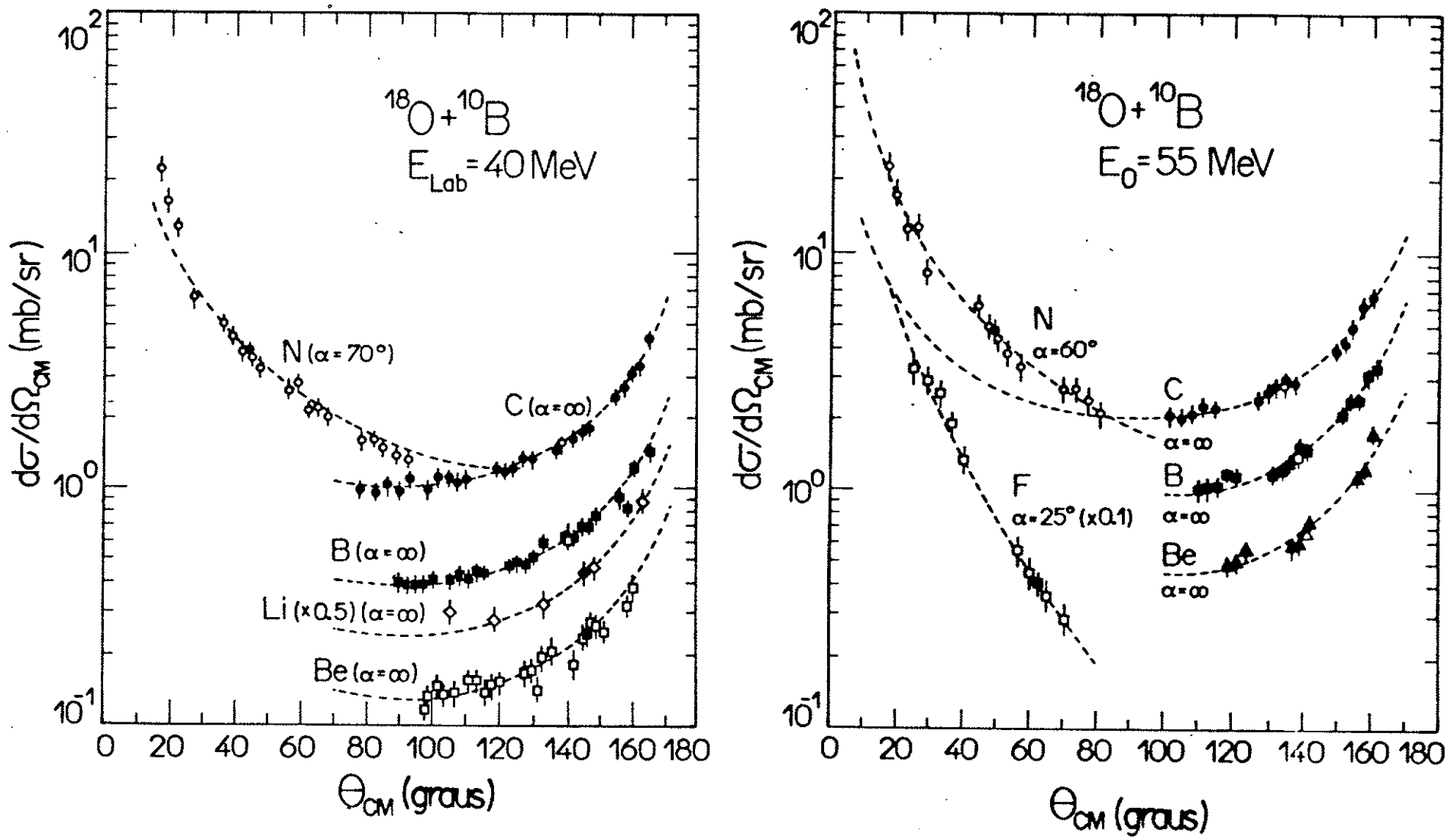


Figura 4.20 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{18}O + ^{10}B$ nas energias de bombardeio de 40 e 55 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

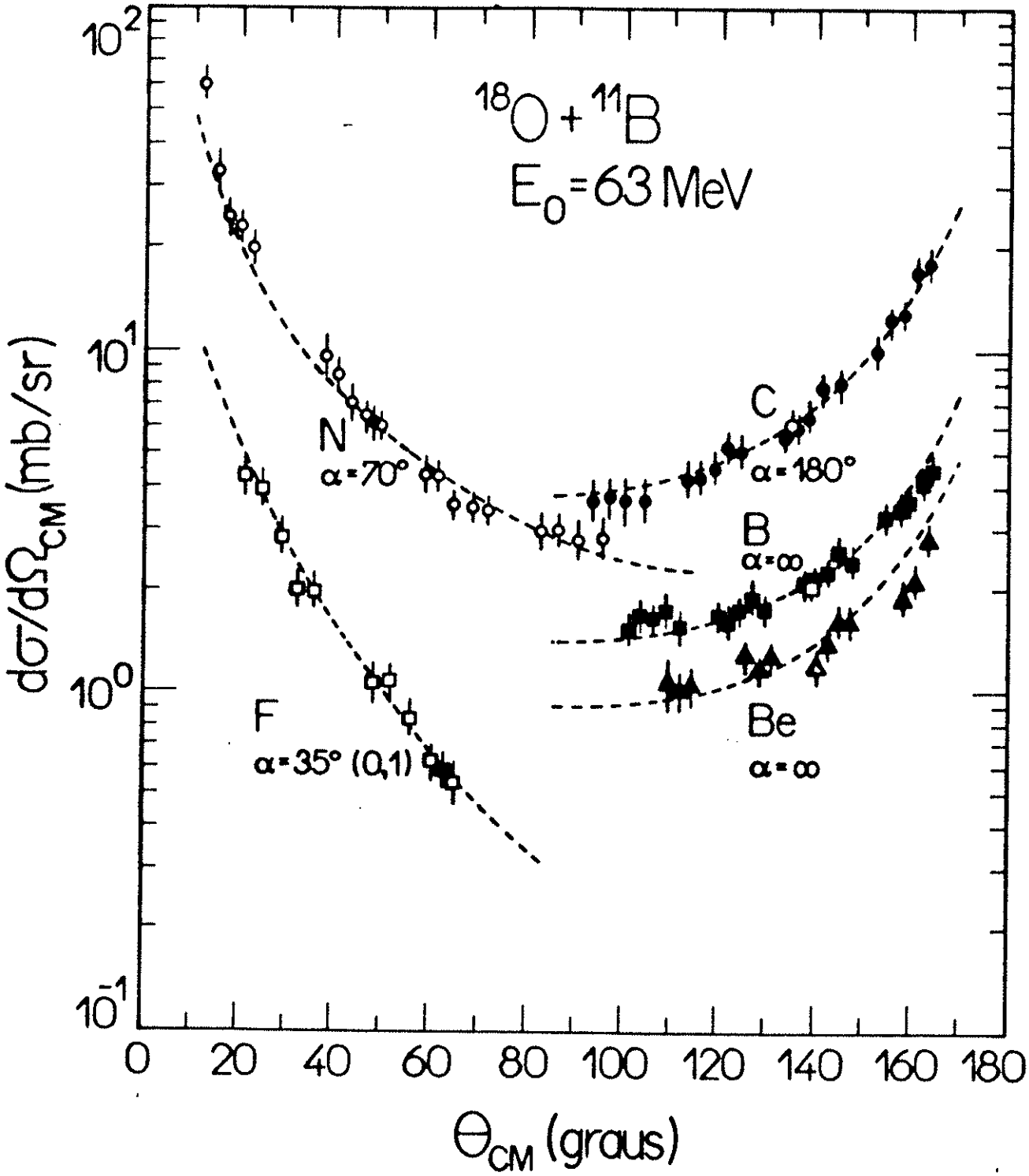


Figura 4.21 - A) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{18}O + ^{11}B$ na energia de bombardeio de 63 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

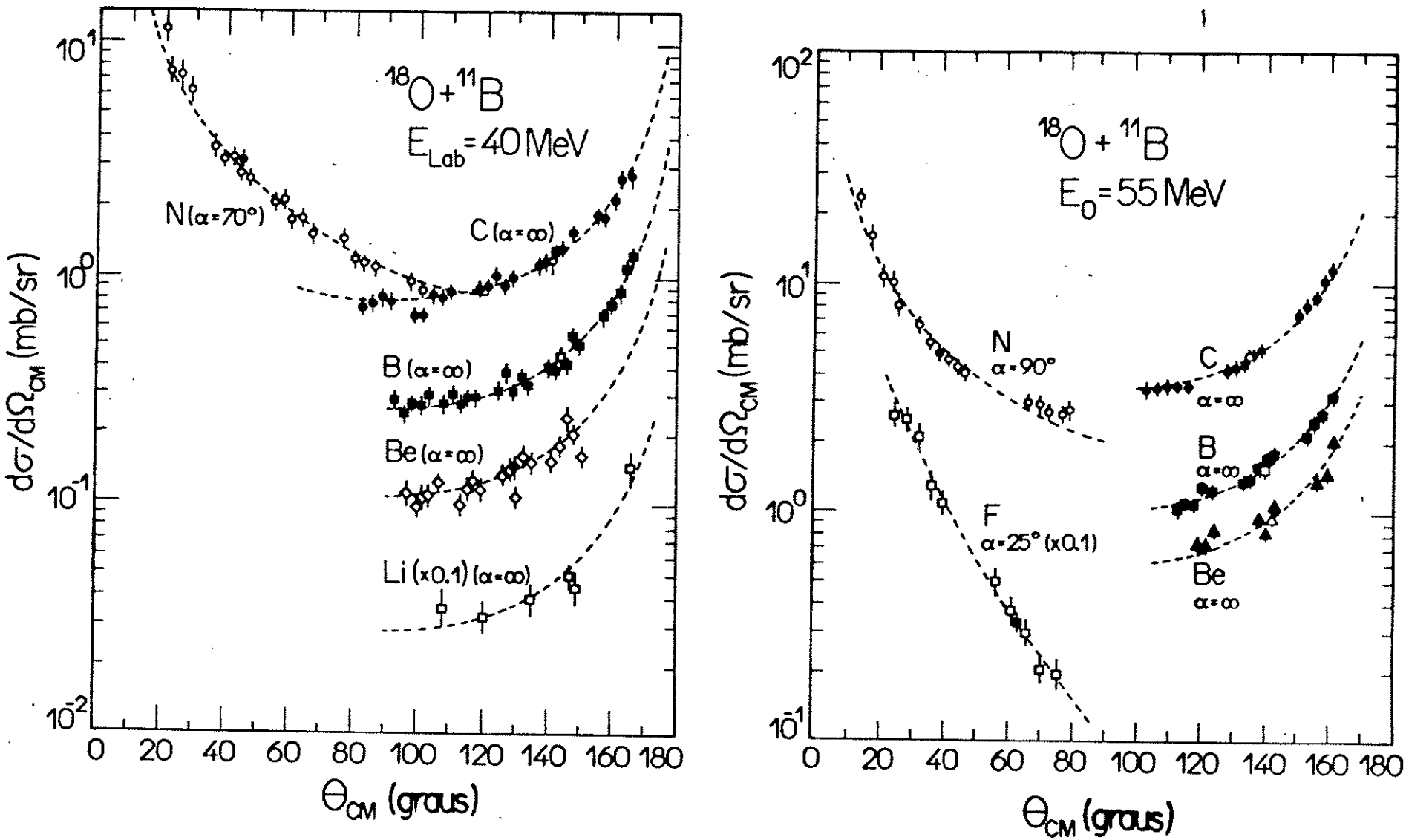


Figura 4.21 - B) Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema $^{18}O + ^{11}B$ nas energias de bombardeio de 40 e 55 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

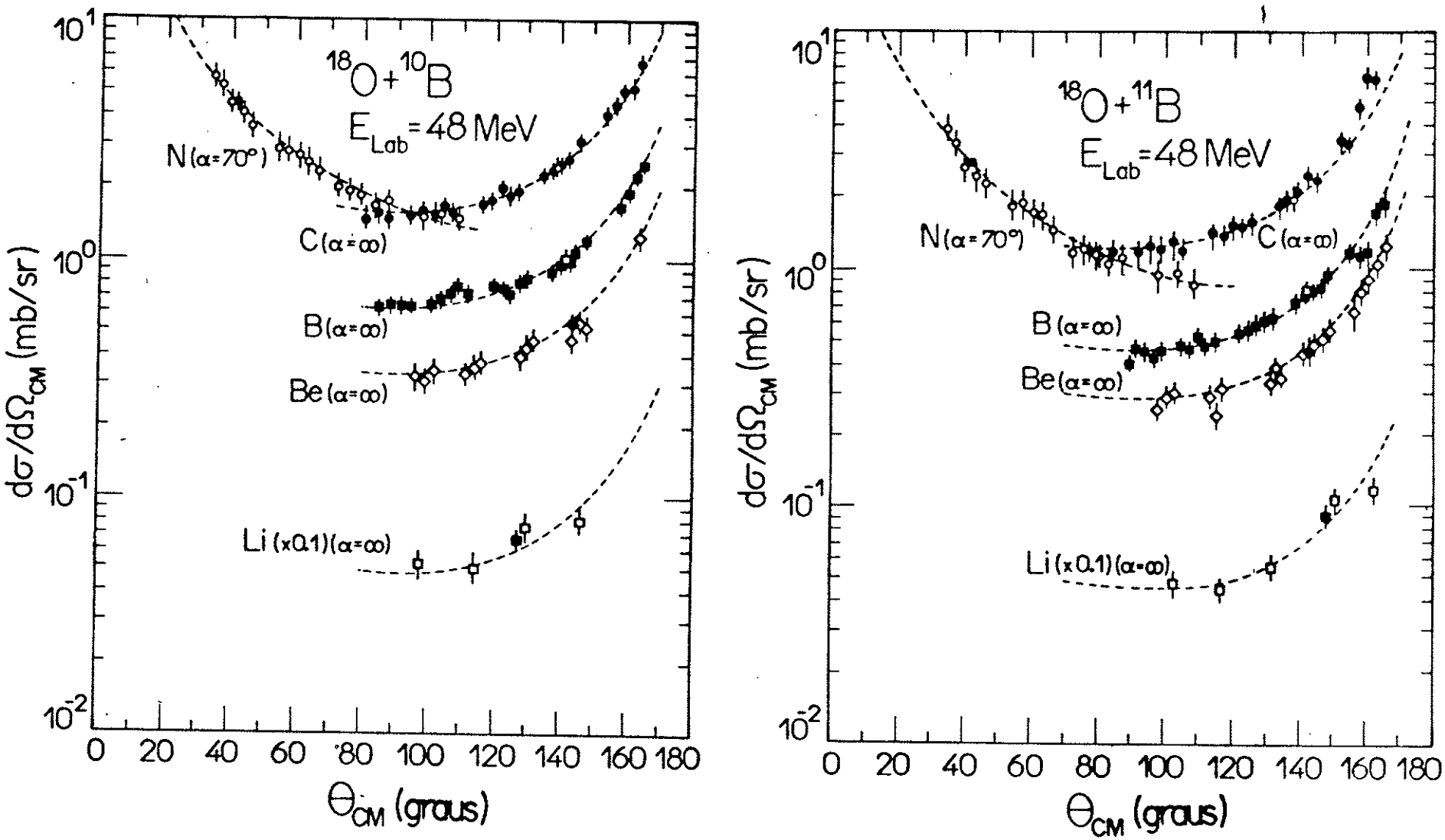


Figura 4.22 - Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para o sistema ^{18}O + $^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 48 MeV. Os pontos em negativo representam as medidas realizadas com o conjunto chevron-CI. As curvas pontilhadas representam os ajustes obtidos com a equação 4.3 .

identificação da componente energeticamente amortecida torna-se maior. O caso de canal de saída com Z = 8 (oxigênio) não foi considerado em razão da dificuldade de subtrair do espectro tanto a parte correspondente aos resíduos de evaporação quanto a correspondente à "cauda" do espalhamento elástico, que forma um fundo intenso. Um problema semelhante ocorreu nas medidas em ângulos dianteiros para o canal nitrogênio, onde o espectro foi afetado por contagens do canal Z = 8, devido a possíveis reações no detetor de Si ocasionadas pela alta taxa de contagens do espalhamento elástico.

4.3.3. Orbiting ou Fusão-Fissão ?

Em resumo, as evidências experimentais dos processos de "não fusão" encontradas nas seções 4.3.1 e 4.3.2 para os canais de saída Li, Be, B, C e N dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ apontam para produtos binários fortemente amortecidos, caracterizados por distribuições angulares isotrópicas, sugerindo o decaimento de um dinúcleo complexo em rotação com um tempo de vida comparável, ou maior que um período de rotação. As energias cinéticas totais dos fragmentos emergentes são independentes do ângulo de emissão, podendo ser reproduzidas por um modelo simples que considere a quebra de um sistema em rotação. Essas observações obtidas durante a identificação dos produtos provenientes de decaimentos binários são características tanto de um mecanismo de reação de "orbiting" dinuclear como de formação de um núcleo composto seguido de fissão. Isso porque o mecanismo de "orbiting" consiste num processo em que dois núcleos interagem por um tempo longo sem, entretanto, formar sistema composto estatísticamente equilibrado e guardando, assim, memória do canal de entrada.

Um critério de distinção entre reações que ocorreram via formação de um núcleo composto ou pelo processo de "orbiting" seria a verificação da seção

de choque dos fragmentos emergentes com a dependência do canal de entrada. Se um núcleo composto é formado, então seu decaimento é independente de como ele foi formado. Assim, este critério é aplicado para sistemas nucleares que possuam canais de entrada distintos, mas que levem à formação do mesmo núcleo composto. Este trabalho inclui dois conjuntos de sistemas que obedecem esta a condição: ^{16}O + ^{11}B, ^{17}O + ^{10}B (núcleo composto ^{27}Al) e ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B, ^{19}F + ^{9}Be(núcleo composto ^{28}Al). Para o sistema ^{19}F + ^{9}Be foram realizadas medidas experimentais nas energias de bombardeio de 48, 56, 64 e 72 MeV [Mat92]. Neste trabalho, serão utilizados os resultados em 56 MeV.

Este critério desfez a controvérsia existente no caso de sistemas pesados discutidos anteriomente, isto é, ^{28}Si + ^{12}C, ^{24}Mg + ^{16}O e ^{31}P + ^{16}O, ^{35}Cl + ^{12}C [Bec89], que levam à formação dos mesmos núcleos compostos ^{40}Ca e ^{47}V, respectivamente. A figura 4.23 apresenta a razão entre as produções de carbono e oxigênio para os sistemas acima mencionados. Os resultados resumidos nesta figura mostram que os sistemas ^{28}Si + ^{12}C, ^{24}Mg + ^{16}O apontam para um processo de "orbiting", enquanto que os sistemas ^{31}P + ^{16}, ^{35}Cl + ^{12}C apontam para um processo de fusão-fissão. As justificativas destas conclusões foram apresentadas no capítulo 1.

Um exemplo da utilização deste critério para nossos sistemas pode ser visto na figura 4.24, onde são comparadas as distribuições angulares experimentais dos fragmentos emergentes para os sistemas ^{17}O + ^{11}B (E_{lab} = 56 MeV), ^{18}O + ^{10}B (E_{lab} = 55 MeV), ^{19}F + ^{9}Be (E_{lab} = 56 MeV), que correspondem a energias de excitação do núcleo composto próximas (E^{*}_{NC}= 46.7, 47.8 e 44.7 MeV, respectivamente). Observa-se que as seções de choque diferenciais para os canais Be, B e C, com comportamento proporcional a 1/senΘ, apresentam magnitudes semelhantes, ou seja, não apresentam evidências da memória do canal de entrada. Por outro lado, no canal de saída N esta

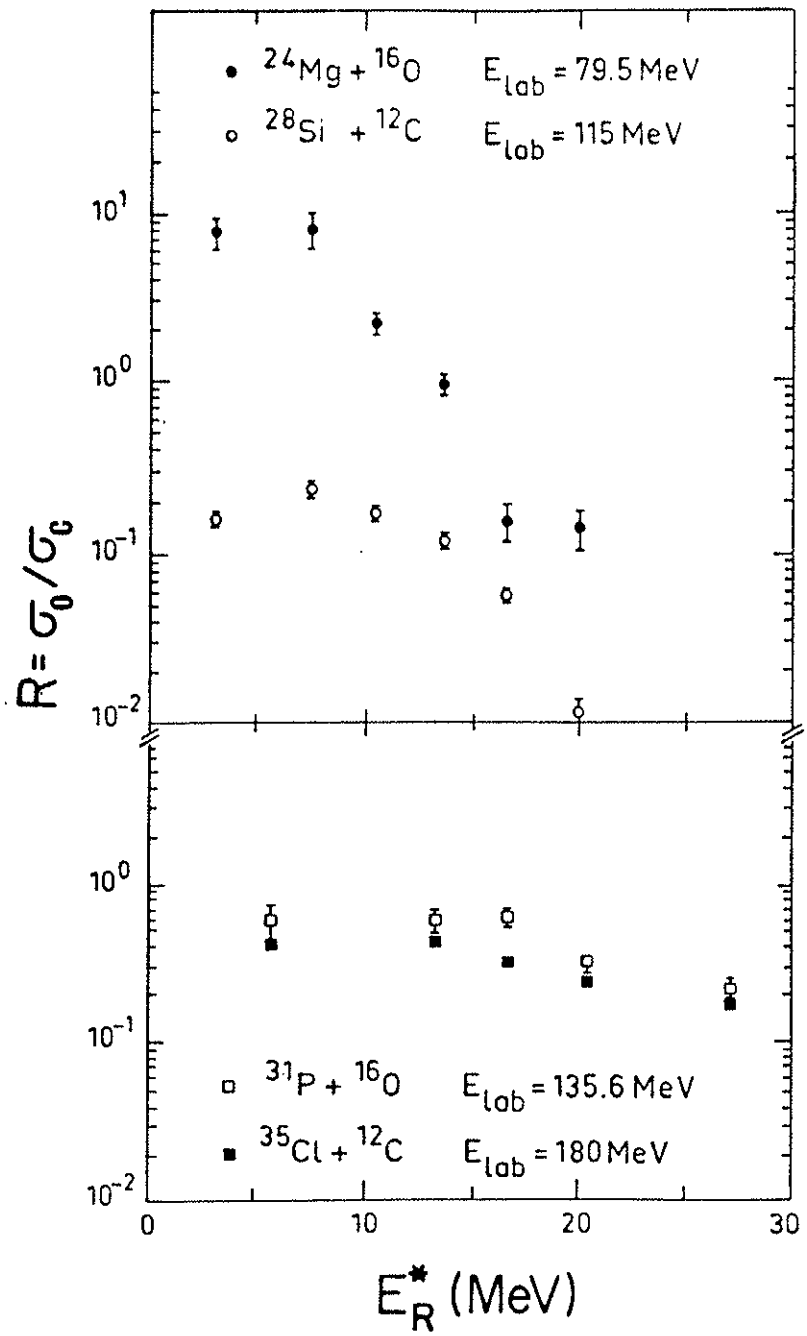


Figura 4.23 - Razão entre as produções de oxigênio e carbono para diferentes canais de entrada formando os núcleos compostos ^{40}Ca (parte de cima) e ^{47}V (parte de baixo) na mesma energia de excitação.

semelhança na magnitude não é verificada. Isto é esperado, uma vez que há a presença de uma componente direta neste canal, em que é guardada a memória do canal de entrada. O mesmo fato pode ser observado comparando-se as distribuições angulares dos sistemas ^{17}O + ^{11}B , ^{18}O + ^{10}B nas outras duas energias de bombardeio de cada sistema, ou seja, E_{lab} = 64 MeV (E^{*}_{NC} =49.9 MeV), 63 MeV (E^{*}_{NC} =50.6 MeV) [figuras 4.19a e 4.20a], respectivamente e E_{lab} = 42 MeV (E^{*}_{NC} = 41.2 MeV), 40 MeV (E^{*}_{NC} =42.4 MeV) [figuras 4.19b e 4.20b], respectivamente. E também para os sistemas ^{16}O + ^{11}B (E_{lab} = 56 MeV) e ^{17}O + ^{10}B (E_{lab} = 42 MeV) que possuem energias de excitação do núcleo composto E^{*}_{NC} = 43.9 e 44.0 MeV, respectivamente (figuras 4.17b e 4.18b).

Reforçando as evidências experimentais que comprovam a dependência do canal de entrada com a seção de choque dos fragmentos observados, a figura 4.25 apresenta as "distribuições angulares" dos canais de saída C e N dos sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B, ^{19}F + ^{9}Be como função da massa dos fragmentos, na energia de bombardeio próxima a 56 MeV para os três sistemas e também para os outros valores de energias de bombardeio para os sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B. Em razão do fato do conjunto chevron-CI ter permanecido fixo em 16.5° só foi possível medir dois pontos de seção de choque para cada massa dos canais de saída observados C e N. Entretanto, estes dados mostram que não é guardada a memória do canal de entrada no caso desses fragmentos. Nota-se ainda que o canal de saída ^{15}N é aquele em que ocorre também o processo direto, o que fica evidente na figura.

As funções de excitação para os canais de saída dos fragmentos leves Li (Z = 3), Be (Z = 4), B (Z = 5) e C (Z = 6) dos sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B, ^{19}F + ^{9}Be (figura 4.26) e ^{16}O + ^{11}B, ^{17}O + ^{10}B (figura 4.27) apresentam comportamentos que evidenciam uma perda da memória do canal de entrada. Por outro lado, poder-se-ia pensar que pelo fato dos sistemas O + B

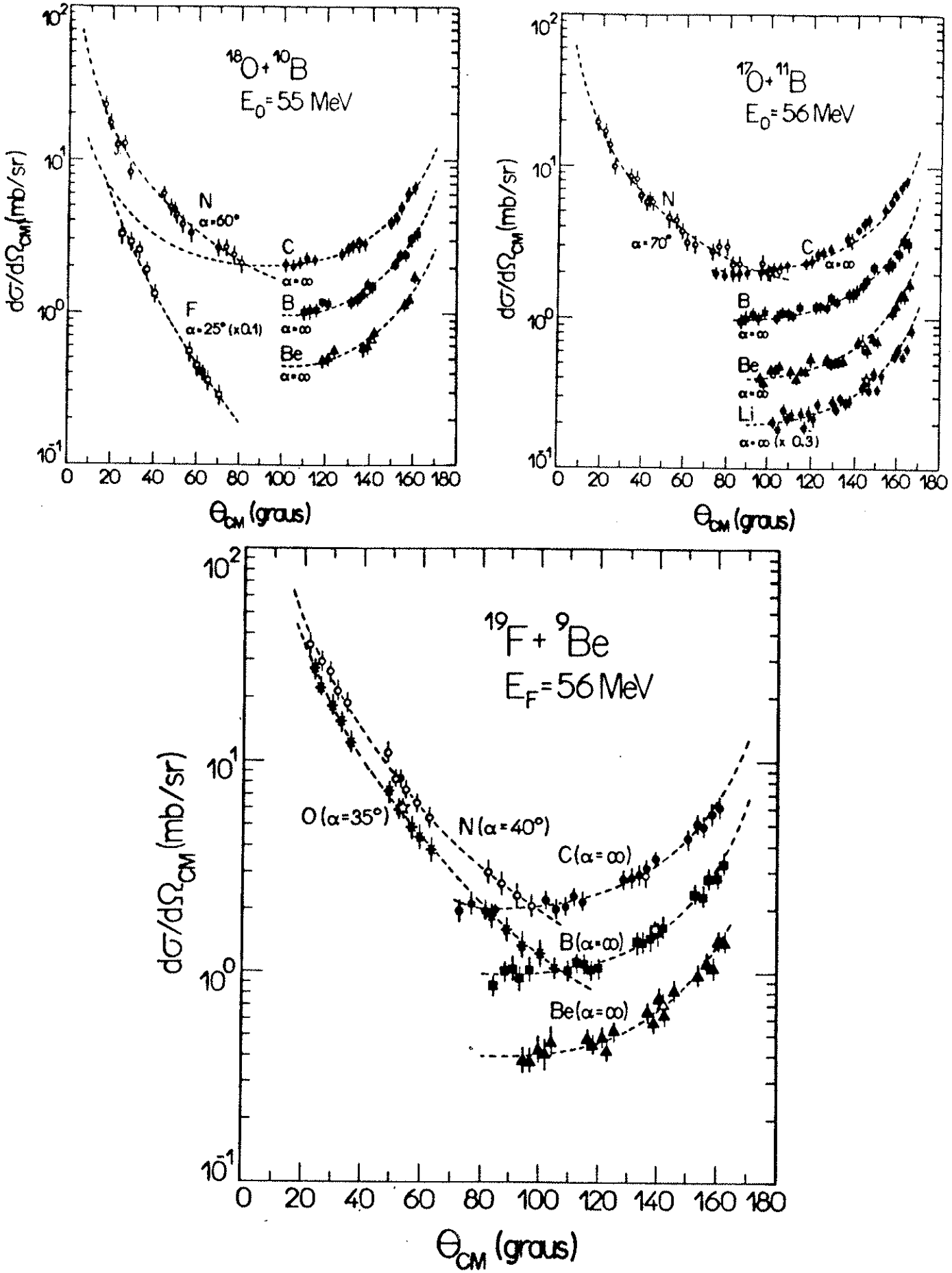


Figura 4.24 - Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para os sistemas $^{19}F + ^{9}Be$, $^{17}O + ^{11}B$ e $^{18}O + ^{10}B$ nas energias de bombardeio de 56, 56 e 55 MeV, respectivamente.

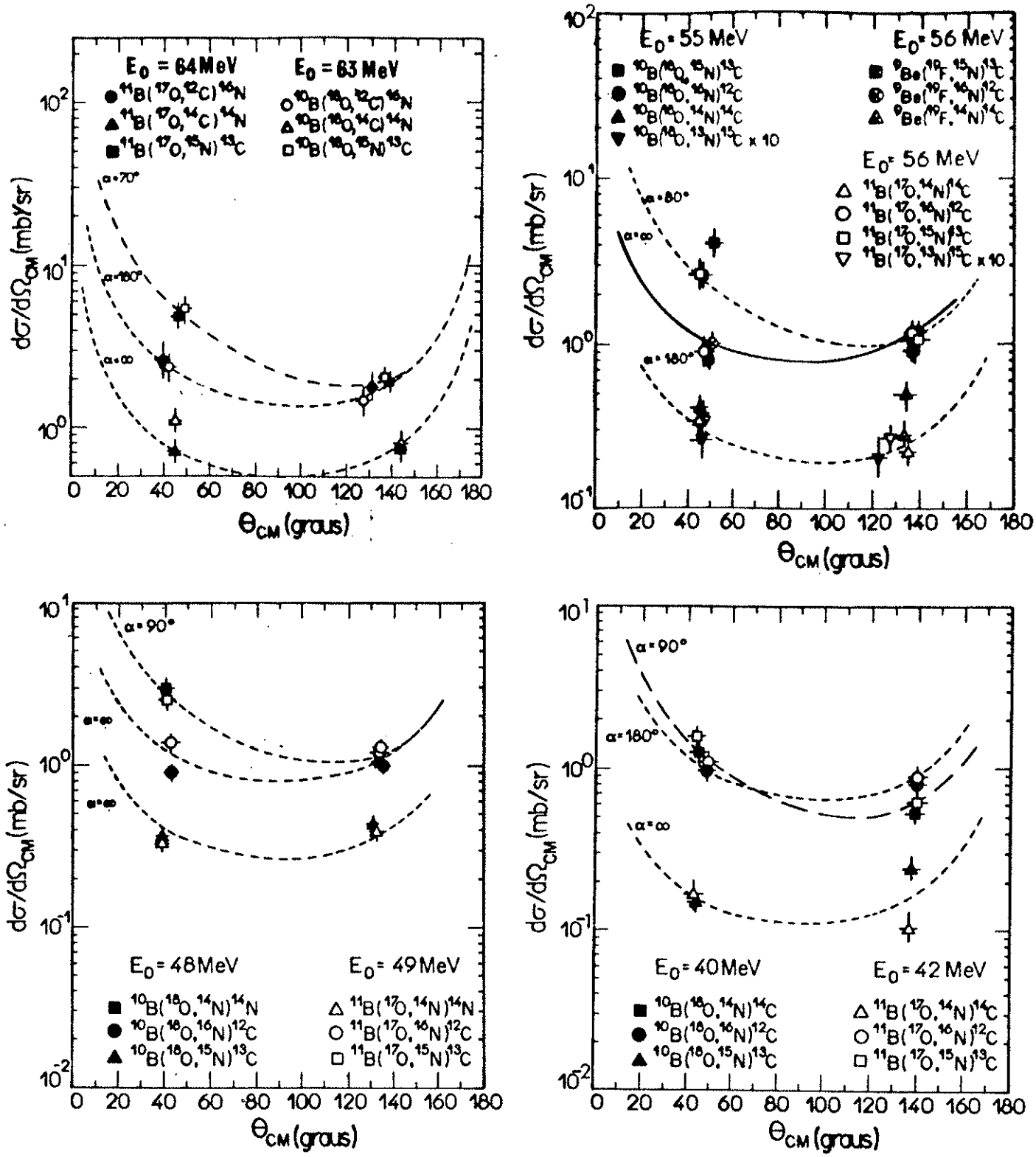


Figura 4.25 - Distribuições angulares dos processos fortemente amortecidos para os canais de saída com Z = 6 e o complemento Z = 7 para os sistemas $^{17}O + ^{11}B$, $^{18}O + ^{10}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$ para os vários valores de massa encontrados.

diferirem entre si de poucos nucleons, os valores de seções de choque poderiam ser parecidos, entretanto, observando-se as funçoes de excitaçao dos sistemas ^{16}O + ^{10}B e ^{18}O + ^{11}B (figura 4.27) constata-se que elas são bem diferentes.

A figura 4.28a mostra a razão entre as produções de carbono e boro em função de sua energia de excitação para os canais de entrada ^{17}O + ^{11}B (E_{lab} = 56 MeV), ^{18}O + ^{10}B (E_{lab} = 55 MeV), ^{19}F + ^{9}Be (E_{lab} = 56 MeV), obtidos a partir das distribuições experimentais dos valores de Q da reação. Nesta figura percebe-se que a razão entre os produtos de reação para os três canais de entrada não apresentam diferenças significativas, ou seja, não é observada uma evidência de que a memória do canal de entrada esteja presente.

A figura 4.28b apresenta a razão entre as produções de boro como função da energia de excitação para os mesmos canais de entrada. Nota-se uma flutuação inicial para baixos valores de energia de excitação, correspondendo à região em que os picos individuais dos estados discretos são mais pronunciados, e um comportamento uniforme na região do contínuo. Ou seja, nesta região as produções de boro para os diferentes canais de entrada são idênticas. O mesmo comportamento é observado para a razão entre as produções de carbono (figura 4.28c), levando à conclusão novamente de que não há evidência de que a memória do canal de entrada tenha sido guardada.

Todas essas informações experimentais sugerem que os processos binários fortemente amortecidos presentes nos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be são provenientes de um mecanismo de formação de um núcleo composto seguido de fissão e não de um mecanismo de "orbiting".

Agora resta confrontar esta evidência experimental com cálculos teóricos das previsões do processo de fissão.

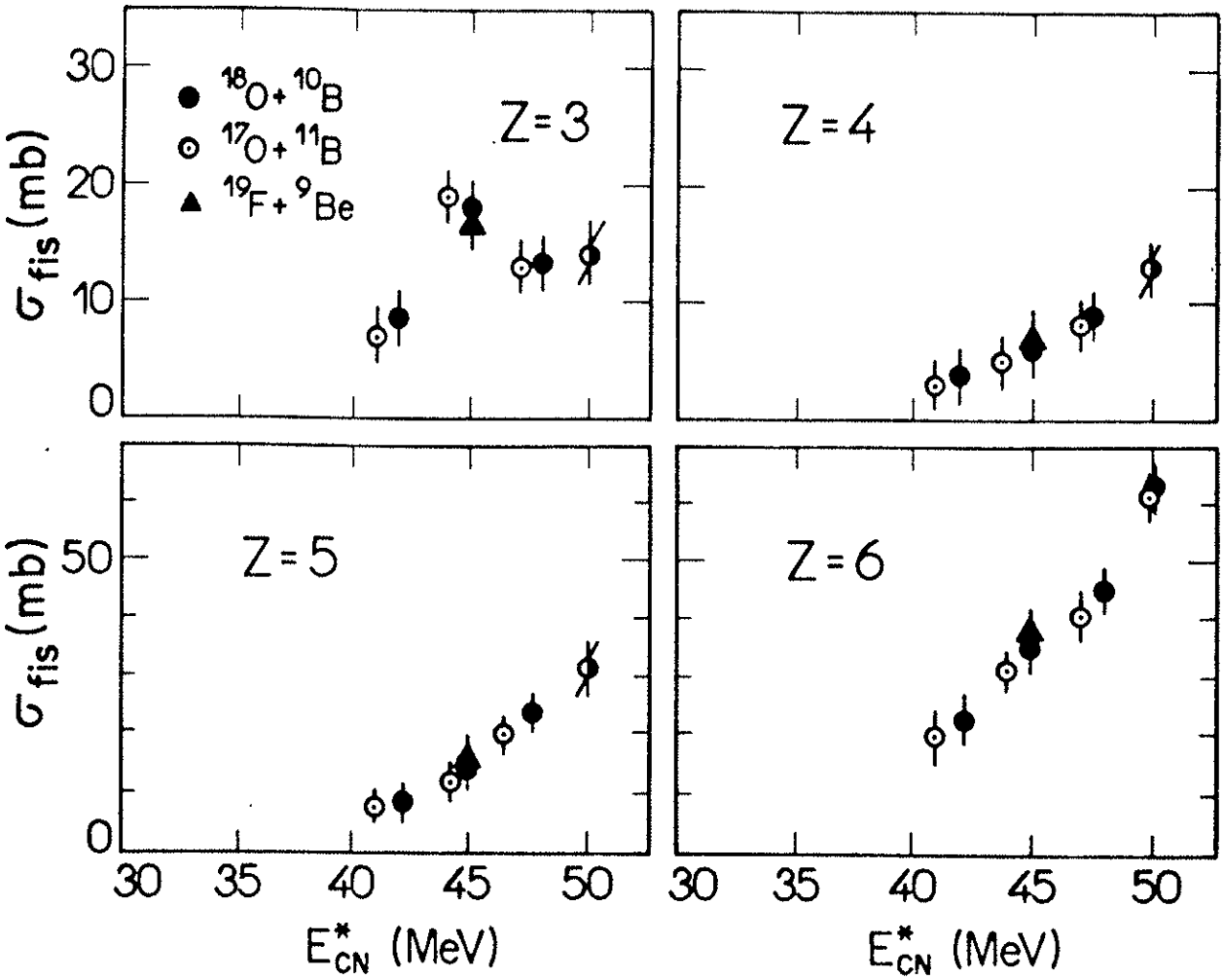


Figura 4.26 - Funções de excitação para os produtos de reação com Z = 3, 4, 5, e 6 para os sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B e ^{19}F + ^{9}Be, onde não são observadas evidências de memória do canal de entrada.

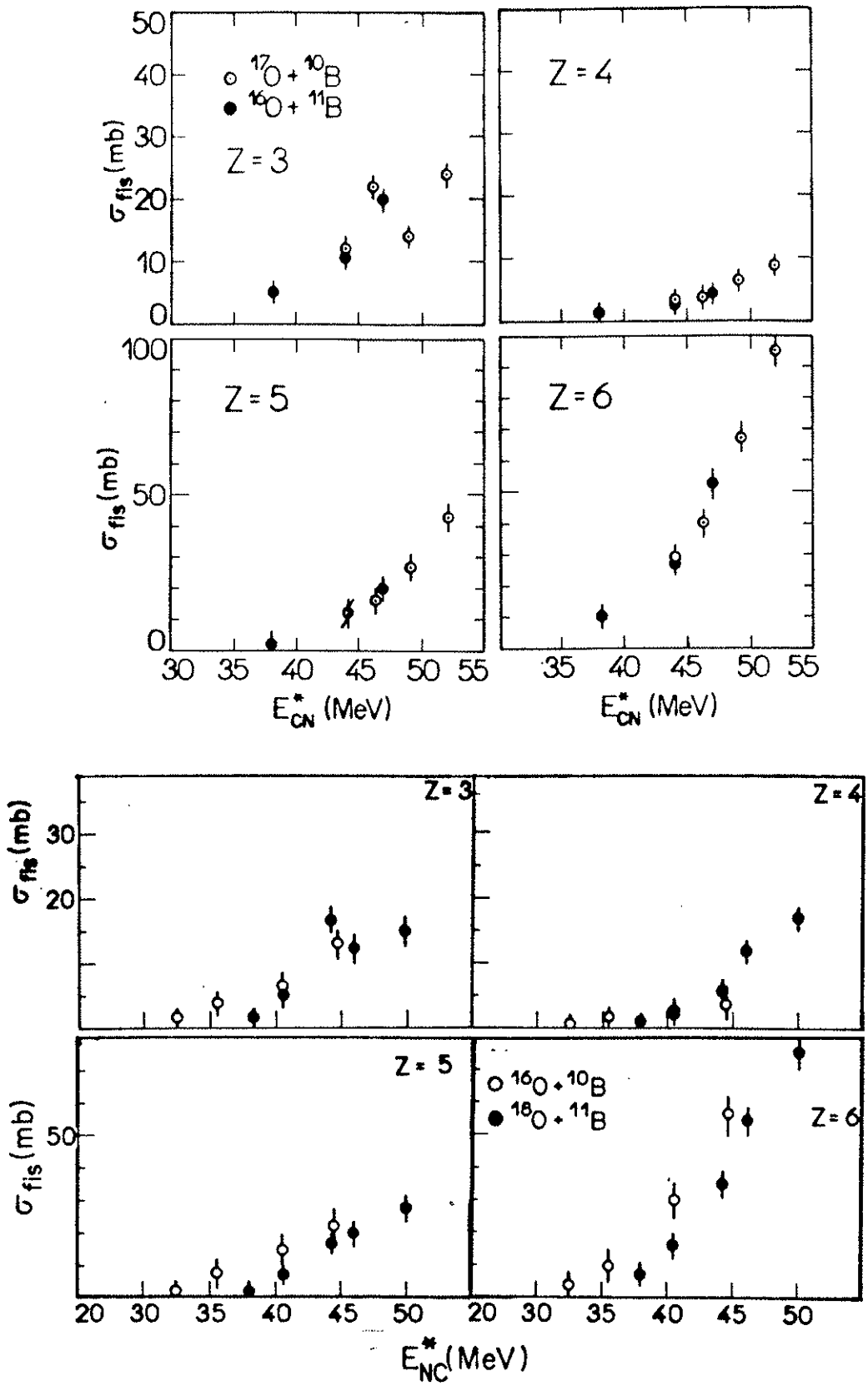


Figura 4.27 - Funções de excitação para os produtos de reação com Z = 3, 4, 5, e 6 para os sistemas $^{16}O + ^{10,11}B$, $^{17}O + ^{10}B$ e $^{18}O + ^{11}B$.

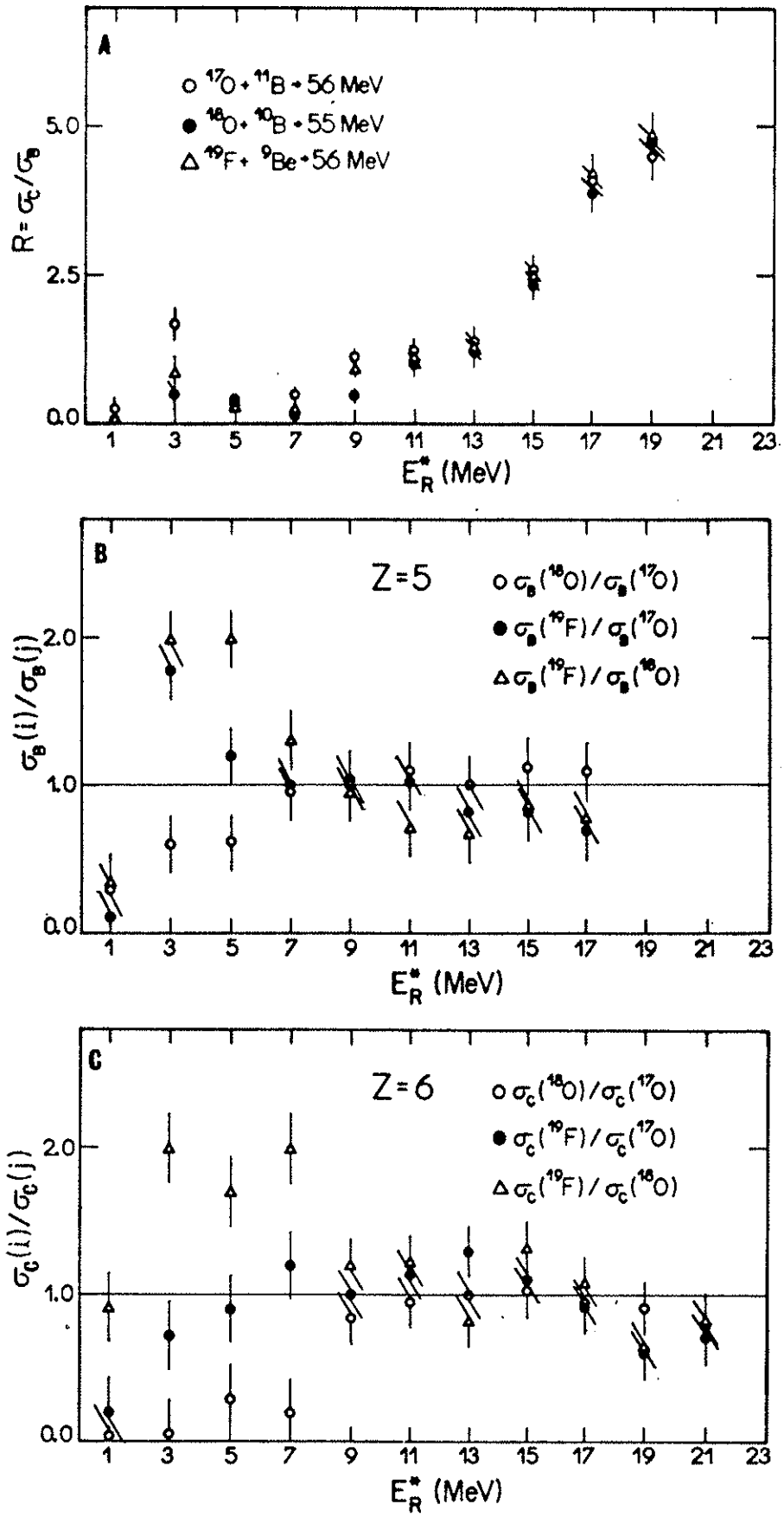


Figura 4.28 - Razão entre as produções de A) carbono e boro, B) boro e boro, e C) carbono e carbono em função de suas energias de excitação para os sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B e ^{19}F + ^{9}Be nas energias de bombardeio de 56, 55 e 56 MeV, respectivamente.

4.3.4. Comparações com Modelos

4.3.4.1. Cálculos com o Modelo de Equilíbrio para Fusão e Orbiting

Os resultados experimentais deste trabalho foram comparados com cálculos de um modelo de equilíbrio para fusão e orbiting [SHi87]. Este modelo de equilibrio fornece uma descrição unificada da produção da fusão e fragmentos binários energeticamente amortecidos em termos de uma configuração de orbiting dinuclear. Nesta descrição a massa final e as distribuições de energia dos fragmentos pesados são determinados após o sistema dinuclear complexo ter permanecido unido por um tempo suficientemente longo para que os graus de liberdade relevantes alcancem o equilíbrio. Este é um modelo estatístico em que a probabilidade relativa entre a fusão e o decaimento binário é determinada pela densidade de estados nas respectivas configurações. Entretanto, diferente dos modelos de fusão-fissão, a produção binária é obtida através de uma configuração que nunca alcança a forma compacta de um sistema composto equilibrado. A densidade de estados é calculada para cada energia E e momento angular total J, usando a expressão de densidade de níveis de Fermi do tipo da equação 3.22:

$$\rho_J(N,Z;R) = C_J \frac{\exp\{2[a(E-U_J(N,Z;R)-E_p(N,Z))]^{1/2}\}}{[E-U_J(N,Z;R)-E_p(N,Z)]^2} \qquad (4.4)$$

onde a, em unidades de MeV^{-1}, é o usual parâmetro de densidade de níveis, $E_p(N,Z)$, em MeV, é a correção de "pairing", C_J é uma constante e o termo U_J representa o valor da energia potencial do dinúcleo molecular complexo (DMC) calculada no limite de "sticking", isto é, calculado como a soma das energias potenciais nuclear, de Coulomb e rotacional e do valor de Q da reação do canal

de entrada com respeito à fragmentação. Neste modelo, o potencial de proximidade de Bass [Bas77] foi escolhido para fornecer o termo do potencial nuclear:

$$- V_N(s) = \frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2)} g(s) \qquad (4.5)$$

onde os raios dos dois núcleos R_1 e R_2 são parametrizados por

$$R = 1.16\ A^{1/3} - 1.39\ A^{-1/3} \quad \text{e} \quad g(s) = [A\exp(s/d_1) + B\exp(s/d_2)]^{-1} \qquad (4.6)$$

e $s = r - R_1 - R_2$. Os únicos parâmetros livres nestes cálculos são aqueles que determinam o potencial nuclear (A, B, d_1, d_2) e a densidade de níveis. Os parâmetros do potencial nuclear podem ser determinados usando-se tanto os valores experimentais das seções de choque de fusão (σ_{fus}) quanto os de orbiting (σ_{orb}).

No caso dos sistemas $^{16,17,18}O + {}^{10,11}B$, não foi possível obter um ajuste satisfatório simultâneo de σ_{fus} e σ_{orb} com os dados experimentais. Primeiro, não foi possível obter um único conjunto de parâmetros para o potencial de Bass (A, B, d_1, d_2) para todas as energias de bombardeio de cada sistema. Para que fosse possível reproduzir a seção de choque de fusão seria necessário alterar significativamente o valor da função g(s), à medida que a energia de bombardeio diminui. Isso foi feito introduzindo um fator de escala (fg) para a função g(s), capaz de alterá-la em relação à função sugerida por Bass (A = 0.0300 MeV^{-1}, B = 0.0061 $MeV^{-1}fm$, d_1 = 3.30 fm, d_2 = 0.65 fm). Entretanto, esta função g(s) possui um limite físico de aplicabilidade (± 25% [Bas77]), que para reproduzir σ_{fus} para energias de bombardeio inferiores a 63-64 MeV deixava de ser obedecido (veja figura 4.29), apresentando valores de

σ_{orb} irreais. Por outro lado, adotando-se o fator (fg) obtido para cada sistema na energia de bombardeio mais alta (63-64 MeV), dentro da região de aplicabilidade de g(s), foram observadas três consequências:

- a razão entre a seção de choque de fusão σ_{fus} calculada e a experimental aumenta com a diminuição da energia incidente, mostrando que esse modelo não descreve coerentemente σ_{fus}^{exp} para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ (figura 4.30);
- os valores da seção de choque de "orbiting" σ_{orb} são significativamente inferiores à produção experimental correspondente (veja figuras 4.32 a 4.35);
- os valores calculados da energia cinética total TKE, nesta configuração, reproduz satisfatoriamente os valores experimentais.

4.3.4.2. Cálculos com o "Transition State-Model"

No capítulo 3 foi apresentado o procedimento para o cálculo das seções de choque de fissão e das energias cinéticas totais (TKE) dos fragmentos no caso de sistemas nucleares leves. Os cálculos são baseados no "Transition State Model" - TSM para a fissão e no uso de energias de ponto de sela. Estas energias são baseadas num modelo de alcance finito da força nuclear e inclui efeitos de difusividade da superfície. Uma parametrização de um duplo esferóide foi incorporada na determinação de tais energias de ponto de sela, obtendo-se uma quebra assimétrica do sistema nuclear para a formação dos resíduos de fissão. Com esta modificação o processo de fissão assimétrica foi favorecido em relação ao modelo proposto por Sierk [Sie86]. As energias de ponto de sela foram incorporadas no programa *CASCADE* [Puh77], através de modificações no programa original [San92]. Neste programa, que calcula com base no modelo estatístico a probabilidade de evaporação de partículas leves, a probabilidade de fissão é calculada como sendo proporcional à densidade de níveis no ponto de sela dependente da assimetria de massa e do momento angular

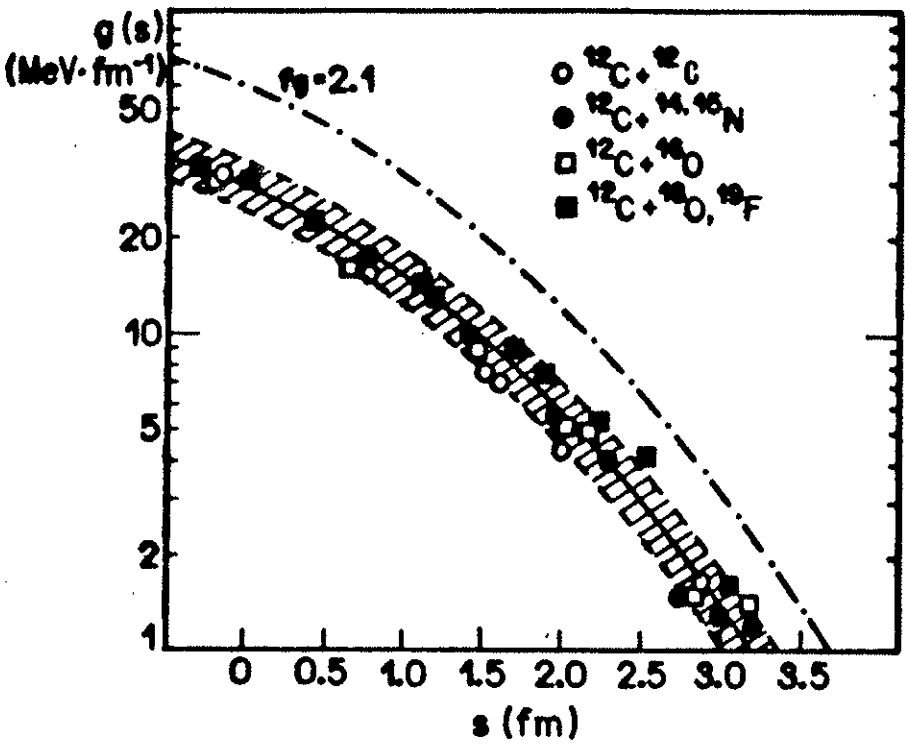


Figura 4.29 - Função g(s) para o potencial nuclear de Bass com $A = 0.030\ MeV^{-1}$, $B = 0.0061\ MeV^{-1}fm$, $d_1 = 3.30$ fm, $d_2 = 0.65$ fm. A região tracejada representa o limite físico de aplicabilidade (± 25%). A curva indicada com fg = 2.1 representa a função g(s) encontrada para o modelo de equilíbrio [Shi87] que reproduz a seção de choque de fusão em baixas energias para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$.

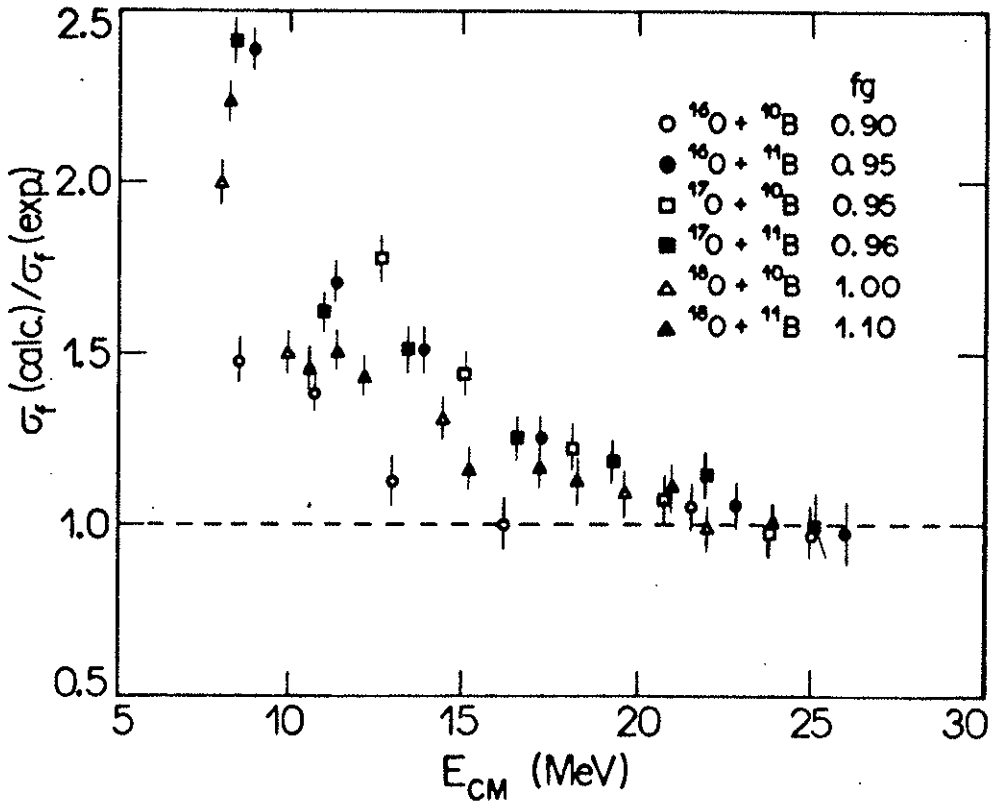


Figura 4.30 - Razão entre as seções de choque de fusão experimentais e as calculadas pelo modelo de equilíbrio para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$, utilizando-se a função g(s) com os parâmetros A = 0.030 MeV^{-1}, B = 0.0061 $MeV^{-1}fm$, d_1 = 3.30 fm, d_2 = 0.65 fm.

total. Desta forma, o TSM é utilizado para determinar a distribuição de massa primária (processos de emissão secundária após a fissão não são consideradas por este programa) e as energias cinéticas totais (TKE) para os diferentes canais de saída dos fragmentos. Outro programa utilizado no cálculo do processo sequencial após a fissão foi o *LILITA* (também modificado [San92]). Esta nova versão fornece as previsões das distribuições angulares finais e energias cinéticas totais em função da massa e do número atômico dos fragmentos. Esta simula a emissão secundária de partículas leves, utilizando como entrada os resultados obtidos no programa *CASCADE*.

Os resultados desses cálculos foram comparados com os valores obtidos experimentalmente. A fim de obter o melhor acordo com os dados experimentais, foi efetuada inicialmente uma avaliação da influência de alguns parâmetros na seção de choque de fissão (veja figura 4.31). Nos coeficientes de transmissão foi alterada unicamente sua difusividade d no espaço de momento angular (equação 3.14). O valor do parâmetro d foi fixado como $2\hbar$, valor característico de sistemas leves. Embora, esse parâmetro seja, em princípio, dependente do sistema, para o presente estudo de sistemas leves ele foi mantido neste valor para não introduzir arbitrariamente uma constante livre dependente do sistema.

O grau de competição entre a fissão e a evaporação de partículas leves é determinado pelos valores relativos dos parâmetros de densidade de níveis a_n e a_f. Em sistemas mais pesados tem sido observado que a competição da fissão pode ser reproduzida satisfatoriamente quando $a_n = a_f$, para o caso em que se utiliza uma interação "Yukawa+exponencial" nos cálculos das barreiras de fissão. Neste trabalho, foi utilizada uma suposição semelhante assumindo-se os valores de $a_n = A_{re}/8\ (\mathrm{MeV})^{-1}$ e $a_f = A_{NC}/8\ (\mathrm{MeV})^{-1}$.

Os valores de momento de inércia para os resíduos de evaporação

foram obtidos a partir da linha de Yrast:

$$E_{yrast}\ (J) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}\ J(J+1) \qquad (4.7)$$

onde $$\mathfrak{J} = \frac{2}{5}\ m_o r_o^2\ A^{2/3}$$

Novamente, os momentos de inércia e as energias de ponto de sela foram calculados usando a aproximação de duplo esferóide. Inicialmente, esses cálculos foram feitos para valores de massa do núcleo composto maiores que 40, não sendo estendidos para a região de massa abaixo desse valor, porque não se conhecia experimentalmente as energias de Yrast. Entretanto, resultados de alguns cálculos de linha de Yrast para núcleos leves no intervalo de massa 24 $\leq A_{NC} \leq$ 60 são encontrados na literatura [Die80], apresentando o valor do raio reduzido $r_{o_{Yrast}}$ = 1.16 fm. Este valor foi adotado neste trabalho, levando a um acordo satisfatório entre as previsões com os valores experimentais das seções de choque do processo de fissão.

Em resumo, foram utilizados os seguintes valores para os parâmetros de difusividade d = $2\hbar$, densidades de níveis a_x = A / 8 $(MeV)^{-1}$ e $r_{o_{Yrast}}$ = 1.16 fm.

As figuras 4.32 a 4.35 apresentam uma comparação entre as previsões teóricas do processo de fissão (*CASCADE* - *LILITA*) com os resultados experimentais para os canais de saída Li, Be, B e C dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be em função da massa do fragmento e energia de bombardeio. Os valores de momento angular crítico (l_{crit}) utilizados nestes cálculos são provenientes dos valores experimentais das secões de choque de fusão. Os valores experimentais das seções de choque de fissão, em função da

massa do fragmento, foram determinados a partir dos valores obtidos em 16.5° com o arranjo chevron-CI, pressupondo que a distribuição angular seja proporcional a 1/senΘ, fato verificado para cada número atômico Z (veja como exemplo as distribuições angulares dos pares C e N na figura 4.25 em que não há a presença de processos diretos). A comparação destas previsões com os resultados experimentais apresenta um acordo geral satisfatório. Embora, para o caso dos fragmentos de carbono o acordo, sem variação de parâmetros, não seja tão bom quanto o observado para os outros fragmentos mais leves ou mais assimétricos, a tendência ou comportamento médio para estes fragmentos é reproduzido.

A figura 4.36 apresenta os valores das energias cinéticas totais (TKE) relacionados aos fragmentos Li (Z = 3), Be (Z = 4), B (Z = 5), C (Z = 6) e N (Z = 7) dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ em função da energia de centro de massa E_{CM}. As curvas pontilhadas representam os resultados obtidos dos cálculos de TKE utilizando a expressão 3.11, onde TKE é dado pela soma das energias potenciais de Coulomb, nuclear e rotacional. Os resultados experimentais foram obtidos a partir dos valores das massas mais populadas dos respectivos fragmentos. Nota-se que os cálculos teóricos reproduzem muito bem os resultados experimentais.

4.4. Os Sistemas $^{10,11}B$ + $^{10,11}B$ e ^{16}O + ^{12}C

Durante a realização deste trabalho foram adquiridas novas informações para os sistemas $^{10,11}B$ + $^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 48 MeV, através da identificação simultânea da massa e número atômico dos produtos de reação. O objetivo principal destas medidas visava obter informações mais precisas sobre a possível presença de um processo de fusão-fissão no canal de saida com Z = 5 [Coi88, Sza89, Coi91].

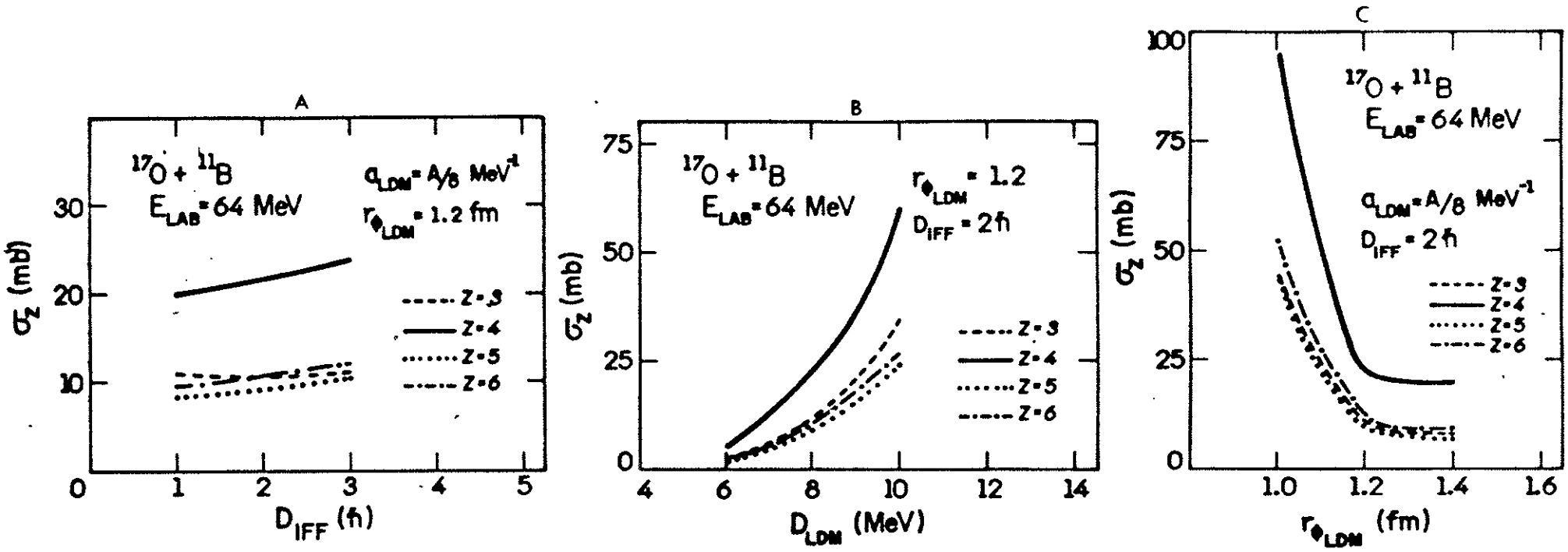


Figura 4.31 - Avaliação dos parâmetros A) de difusividade DIFF; B) de densidades de níveis a_{LDM} = A / D_{LDM} e; C) do valor do raio $r_{0_{LDM}}$ utilizado para os cálculos dos momentos de inércia da linha de Yrast.

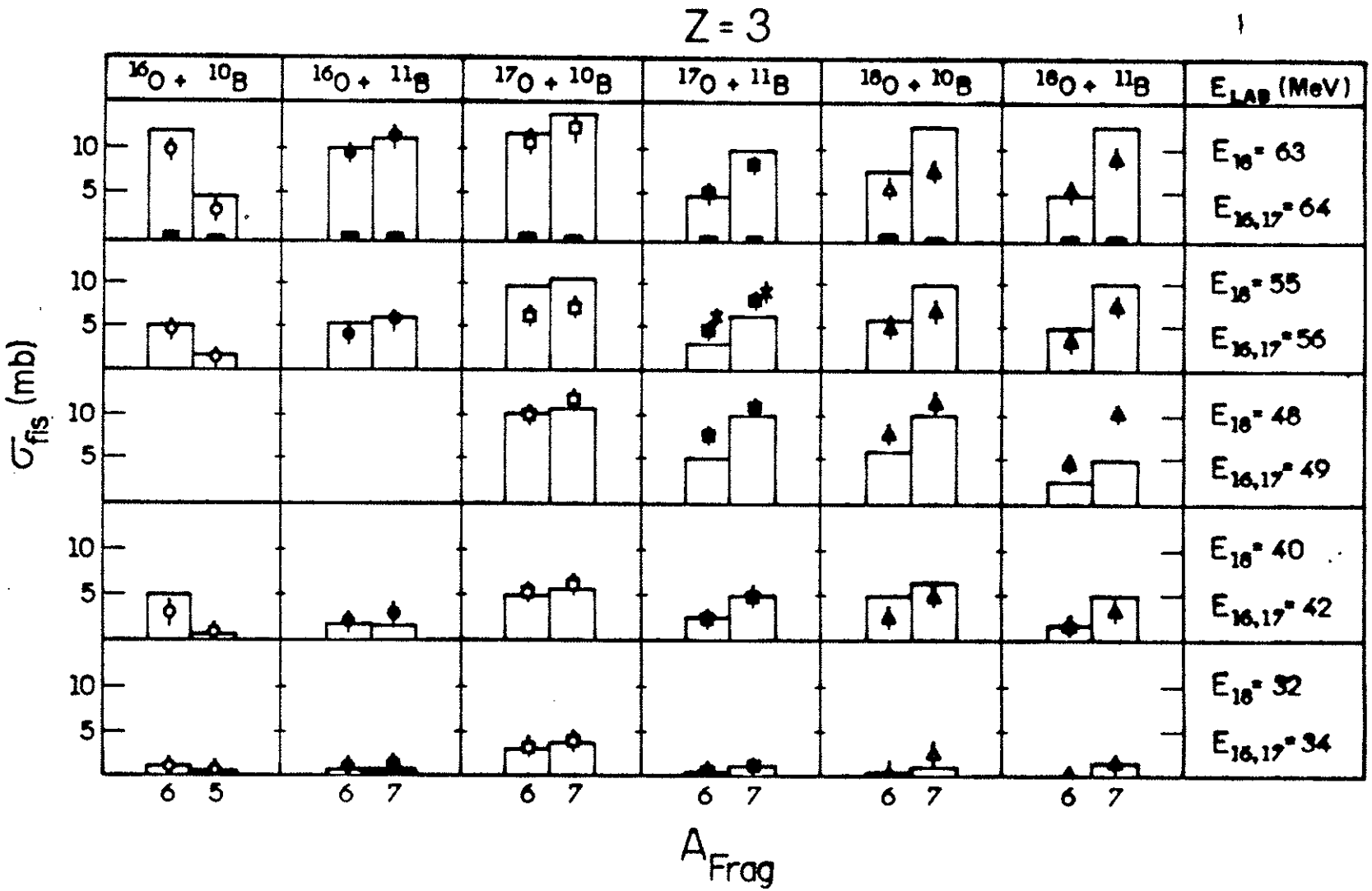


Figura 4.32 - Valores experimentais das seções de choque de fusão-fissão em função da massa do fragmento lítio (Z = 3) dos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$ (pontos identificados por *). Os histogramas abertos representam as previsões do "*Transition State Model*", obtidas através dos programas *CASCADE* e *LILITA*. Os histogramas cheios (63-64 MeV) representam as previsões de "orbiting".

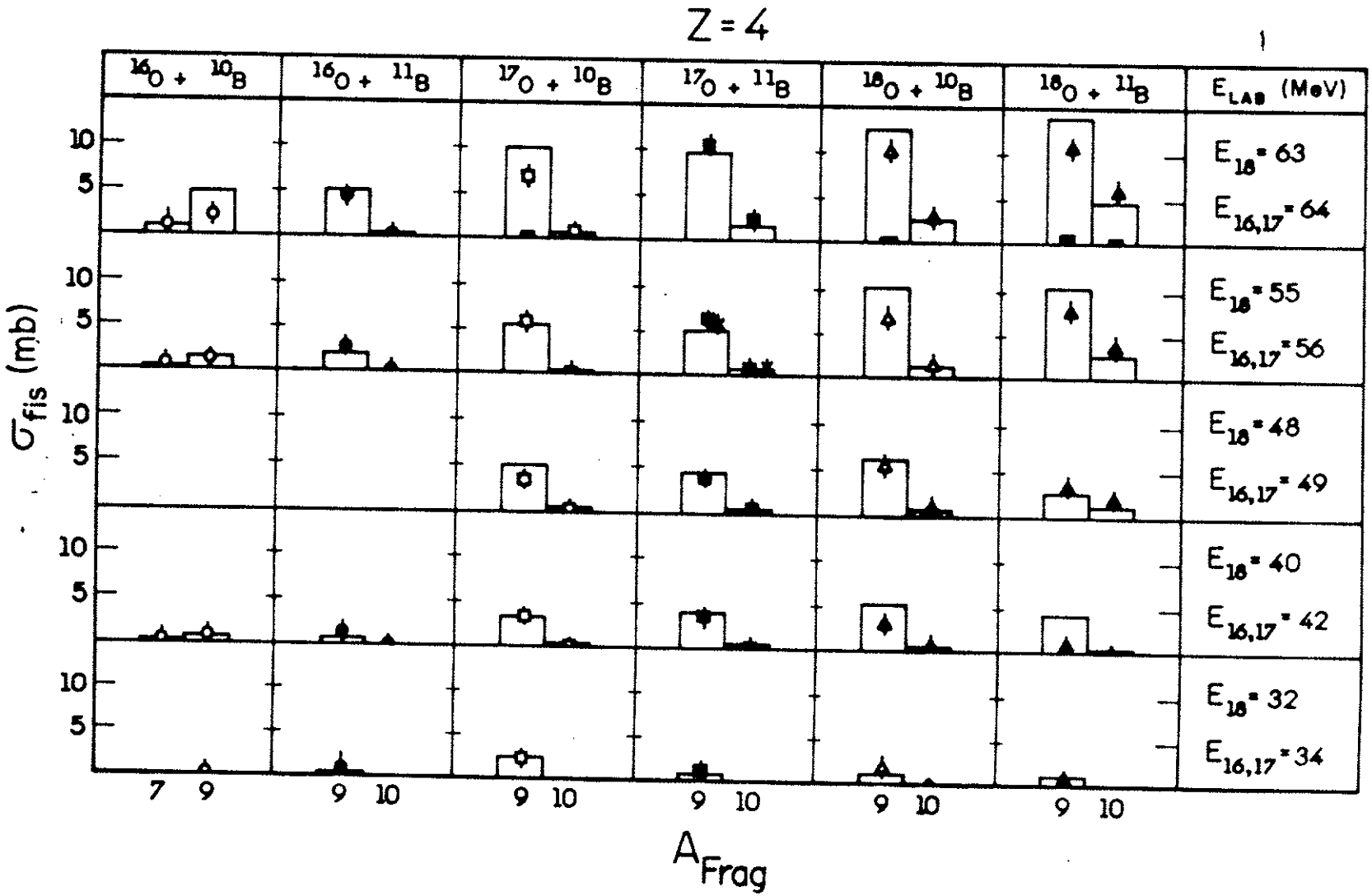


Figura 4.33 - Valores experimentais das seções de choque de fusão-fissão em função da massa do fragmento berílio (Z = 4) dos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$ (pontos identificados por ⋆). Os histogramas abertos representam as previsões do "*Transition State Model*", obtidas através dos programas *CASCADE* e *LILITA*. Os histogramas cheios (63-64 MeV) representam as previsões de "orbiting".

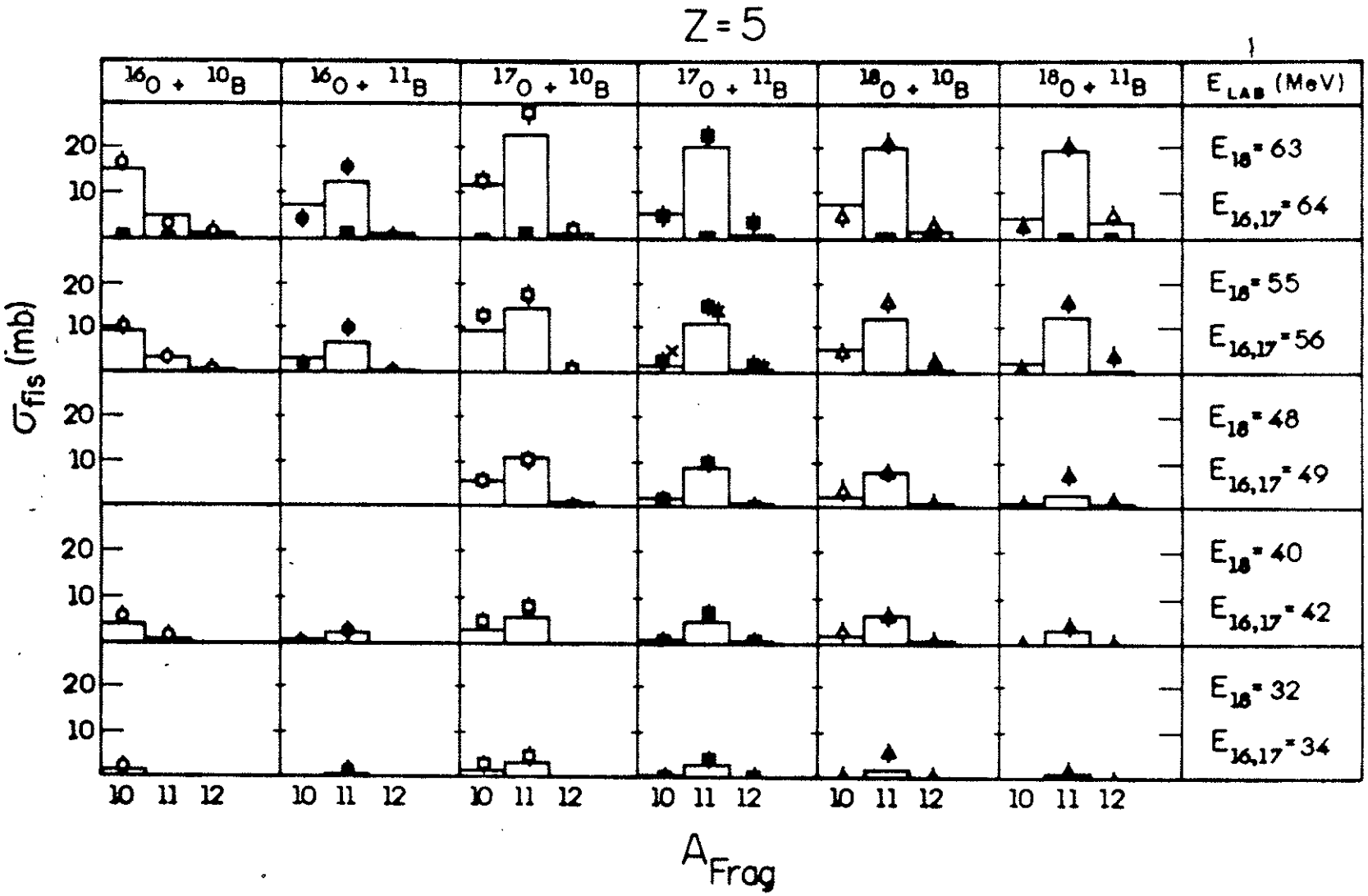


Figura 4.34 - Valores experimentais das seções de choque de fusão-fissão em função da massa do fragmento boro (Z = 5) dos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$ (pontos identificados por ⋆). Os histogramas abertos representam as previsões do "*Transition State Model*", obtidas através dos programas *CASCADE* e *LILITA*. Os histogramas cheios (63-64 MeV) representam as previsões de "orbiting".

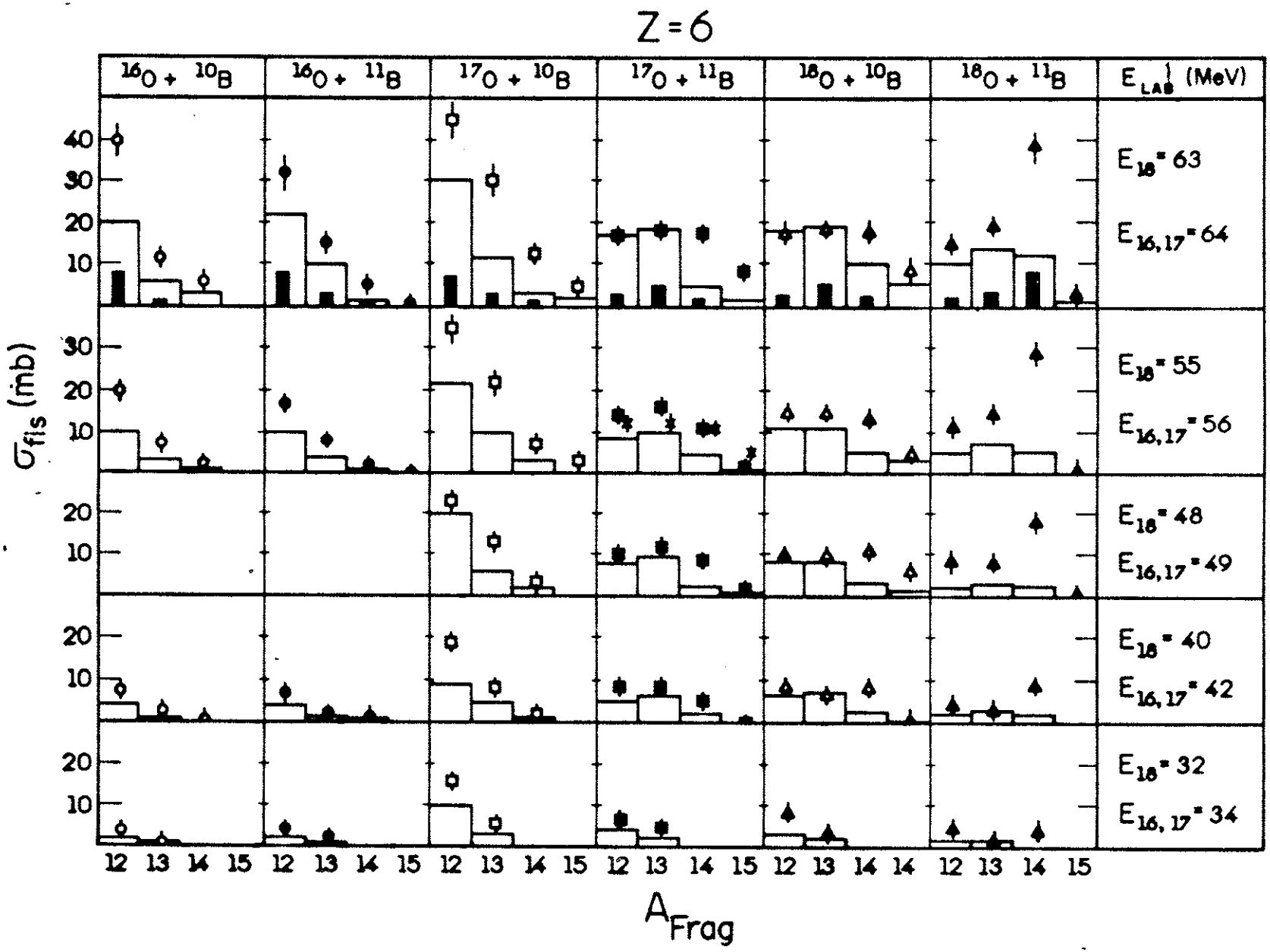


Figura 4.35 - Valores experimentais das seções de choque de fusão-fissão em função da massa do fragmento carbono (Z = 6) dos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$ (pontos identificados por ⋆). Os histogramas abertos representam as previsões do "*Transition State Model*", obtidas através dos programas *CASCADE* e *LILITA*. Os histogramas cheios (63-64 MeV) representam as previsões de "orbiting"

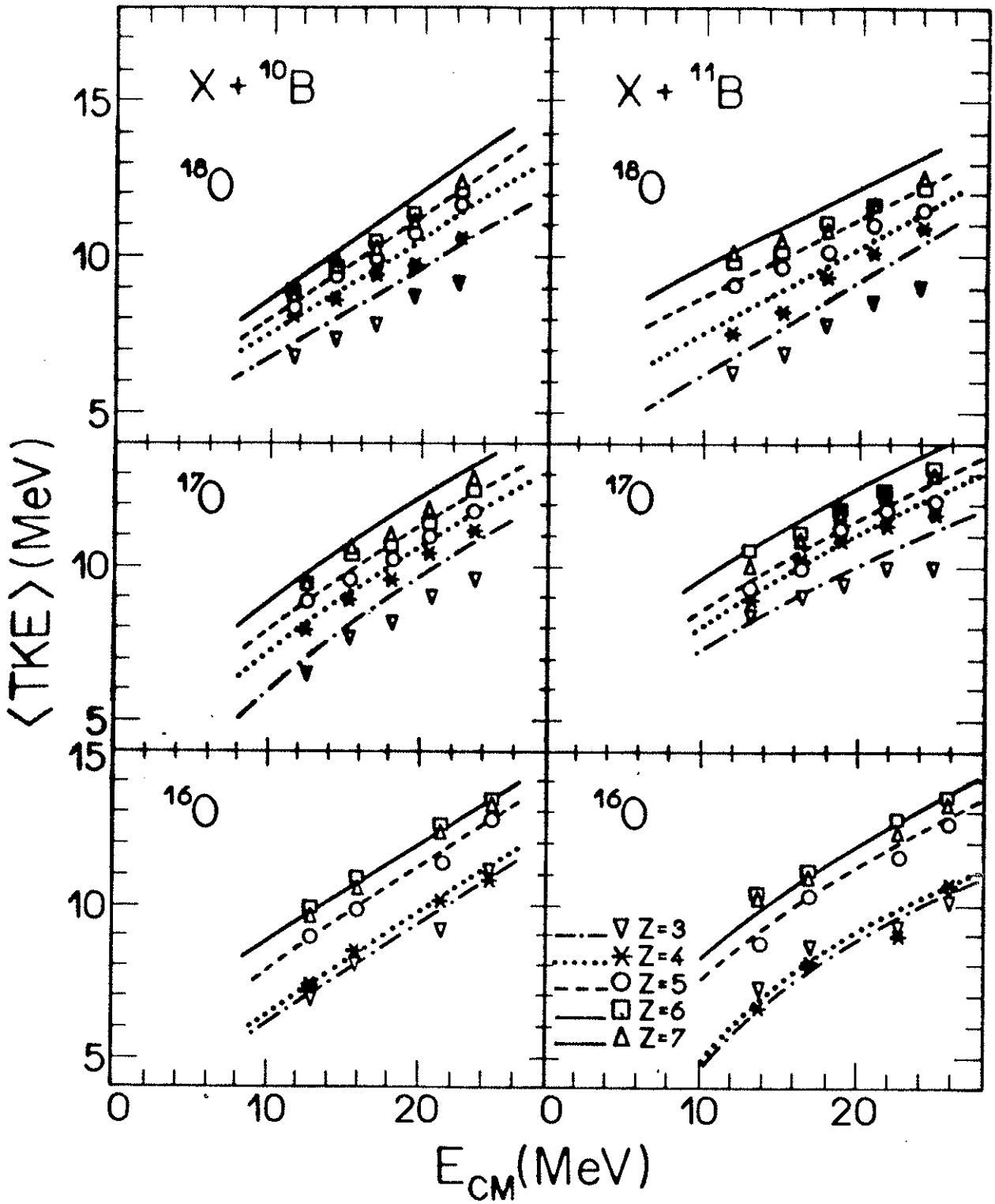


Figura 4.36 - Valores experimentais das energias cinéticas totais (TKE) em função da energia de centro de massa para os produtos de reação dos sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$. As curvas representam as previsões obtidas utilizando-se o "Transition State Model".

Os produtos de reação com Z = 5 tiveram um tratamento especial. A primeira dificuldade na análise destes produtos consistiu no fato de que eles correspondem aos ions que produzem o feixe utilizado. Neste caso as contribuiçoes da "cauda" dos picos elásticos e do "slit scattering" em ângulos dianteiros tiveram de que ser considerados.

Cálculos com modelos estatísticos (programa *LILITA* ou *PACE* - [Gav80]) não preveem resíduos de evaporação constituidos de boro (Z = 5) para a reação $^{11}B + ^{11}B$ nesta energia de bombardeio. Para a reação $^{10}B + ^{11}B$, uma pequena produção é esperada nesta energia (isto é, ≈ 5% para resíduos de ^{11}B, 0.5% para ^{12}B e 0.5% para ^{13}B). Essas previsões são confirmadas pelos resultados experimentais. De fato, a contribuição do número atômico Z = 5 no sistema $^{11}B + ^{11}B$ nesta energia é muito pequena, isto é, ≤ 6% da produção total de fusão (≈ 66 mb). No caso de $^{10}B + ^{11}B$, foi observado nesta energia, em relação à produção total de fusão, aproximadamente 2% para resíduos de ^{10}B, 7% para ^{11}B, 1% para ^{12}B e 3% para ^{13}B, levando a uma produção de ≈ 130 mb.

Por outro lado, um acordo semelhante entre a experiência e a previsão teórica não é observado para a reação $^{10}B + ^{10}B$. Os espectros de velocidade mostram uma nítida estrutura (com $\bar{V} > V_{NC}\cos\Theta$), a qual tem sido atribuida à ocorrência de um canal de decaimento binário fortemente amortecido do sistema composto ^{20}Ne [Sza89].

Os resultados desta análise, com medidas de tempo de vôo que identificaram a massa e a carga dos produtos de reação, permitiram-nos compreender melhor o espectro de boro e extrair valores mais precisos da seção de choque, bem como do valor de Q da reação para o canal de saída amortecido. Entretanto, para que seja possível remover todas as ambiguidades na identificação dos diferentes processos competidores deveríamos ter medidas em coincidência com uma geometria 4π.

As medidas realizadas em E_{lab} = 48 MeV e Θ_{lab} = 16.5° revelaram que a produção de Z = 5 para a reação ^{10}B + ^{10}B, em relação à seção de choque total de fusão, é composta de 9% de partículas de ^{10}B, 13% de ^{11}B, 1% de ^{12}B e 1% de ^{13}B, levando a uma secão de choque de ≈ 250 mb. A análise da forma e magnitude do espectro de energia (ou velocidade) de ^{11}B e sua comparação com as previsões teóricas sugerem que esses elementos podem ser identificados como resíduos de evaporação. Uma grande produção (≈ 100 mb) de resíduos ^{10}B não previstos pela teoria indicam uma anomalia no comportamento da reação ^{10}B + ^{10}B. De acordo com os cálculos dos modelos estatísticos é esperada uma contribuição desprezível de resíduos de ^{10}B (segundo o *LILITA* de ≈ 2 mb). O espectro de ^{10}B, na figura 4.37, mostra que a velocidade média observada é maior que a esperada para o resíduo de evaporação do núcleo composto ^{20}Ne. Este fato pode sugerir a possiblidade de que a emissão de "clusters" pesados (outros que não protons, neutrons ou alfa considerados nos cálculos de modelos estatísticos) esteja ocorrendo. Além disso, a magnitude da produção de ^{10}B é sensivelmente discordante das previsões de resíduos de evaporação dos modelos estatísticos, isto é, por um fator maior que 40. No caso de tais sistemas leves, a emissão de "clusters" pode ser considerada como um canal de decaimento quase simétrico. Neste caso, os espectros de energia (velocidade) dos resíduos de evaporação mostrariam distribuições levemente mais largas que a originada pela sequência de evaporação de 2 αpn, onde a forma é essencialmente determinada pela colinearidade de duas partículas α emitidas, e que podem simular um momento de recuo equivalente ao da emissão de Li, Be ou até mesmo fragmentos de B.

Portanto, nós esperamos que a forma do espectro de ^{11}B, que corresponde ao único isótopo de boro previsto como resíduo de evaporação pelos cálculos estatísticos, seja satisfatória para o espectro de ^{10}B, independente

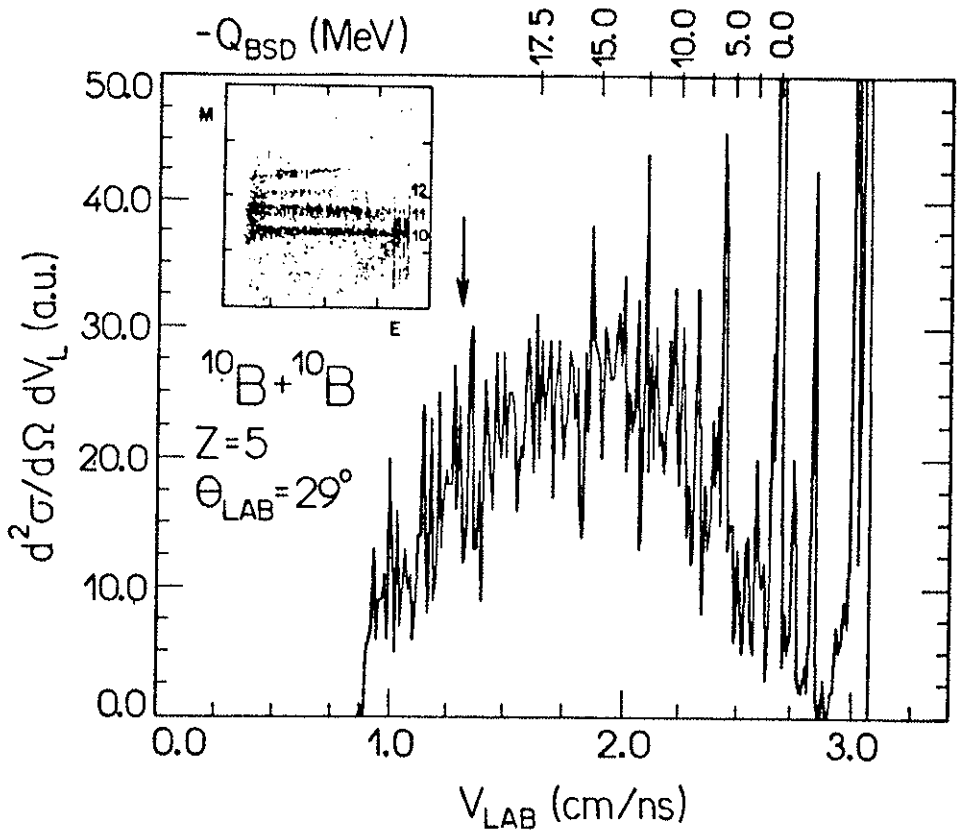


Figura 4.37 - Espectro de velocidade dos produtos com Z = 5 para a reação ^{10}B + ^{10}B e o respectivo espectro de massa vs energia na energia de bombardeio de 48 MeV.

do mecanismo de reação para a sua formação (isto é, resíduo de evaporação ou resíduo de fissão quase-simétrica). Embora essas considerações não nos permita caracterizar sem ambiguidades o processo envolvido em base a nossas medidas inclusivas, podemos indicar que os cálculos com modelos estatísticos apresentam uma descrição adequada da produção de resíduos de evaporação, exceto no caso de elementos ^{10}B, onde uma grande discrepância na magnitude da seção de choque é observada.

As distribuições de velocidade dos elementos ^{10}B, tanto quanto sua distribuição angular, não são inconsistentes com a ocorrência de um processo binário fortemente amortecido, entretanto, com uma seção de choque bem menor que o relatado nas referências [Coi88,Sza89].

Em adição, comparando-se estes resultados experimentais com cálculos de modelos estatísticos que levem em conta o processo de fissão (*CASCADE - LILITA*), observa-se a seguinte previsão para o canal de fissão: Z = 3 (39.2 mb), Z = 4 (28.0 mb), Z = 5 (45.4 mb). Estes valores apresentam um acordo satisfatório com os resultados experimentais para o sistema ^{10}B + ^{10}B na energia de 48 Mev.

Conforme discutido anteriormente, um sistema que possui um pequeno número de canais abertos é um forte candidato para favorecer um mecanismo de "orbiting" para os processos fortemente amortecidos. Afim de averiguar a ocorrência de tal mecanismo em reações induzidas por ions leves foram realizadas algumas medidas experimentais para o sistema ^{16}O + ^{12}C na energia de bombardeio de 57.4 MeV. Medimos uma distribuição angular com um telescópio E - ΔE [Car92] nos ângulos de Θ_{lab} = 10.0, 17.5, 25.0, 32.5 e 40°. Este sistema foi escolhido por ser do "*tipo alfa*", ou seja, por apresentar um pequeno número de canais abertos (veja figura 3.7).

Os espectros experimentais de energia (velocidade, ou Q da reação) do canal de saída com Z = 6 também revelam a presença de vários picos discretos. A figura 4.38 apresenta uma distribuição experimental dos valores de Q da reação para este canal de saída em $\Theta_{lab} = 10°$. Os vários picos podem ser observados na mesma energia de excitação nos diferentes ângulos de deteção, correspondentes aos primeiros estados excitados tando de ^{12}C ($E^* = 0.0$, 4.44, 7.65, 9.64, 10.30, 10.84 MeV) como de ^{16}O ($E^* = 0.0$, 6.05, 6.13, 6.92, 7.12, 8.87, 9.63, 9.85 MeV). Este resultado leva à sugestão de que os complementos binários emergem do mesmo dinúcleo excitado. Em adição, o "calombo" observado na figura 4.38, apresenta valores de energias cinéticas totais (TKE $\approx$ 11 MeV, ou seja com um valor de Q da reação bem negativo, da ordem de -14 MeV) independentes do ângulo e distribuição angular proporcional a $1/\text{sen}\Theta$. Essas informações, portanto, sugerem a presença de um processo binário fortemente amortecido.

O valor da seção de choque encontrada para o "calombo" observado no canal de saída com Z = 6 é $\sigma_{z=6} = (35 \pm 5)$ mb e para a seção de choque total de fusão é $\sigma_{fus} = (940 \pm 80)$ mb. Comparando-se esses valores com as previsões do Modelo de Equilíbrio para Fusão e Orbiting, obtem-se $\sigma_{orb} = 30.9$ mb e $\sigma_{fus} = 957$ mb, com valores dos parâmetros do potencial de Bass consistentes com os da literatura: $A = 0.045$ MeV^{-1}, $B = 0.061$ $MeV^{-1}fm$, $d_1 = 3.30$ fm, $d_2 = 0.65$ fm e $fg = 0.85$.

Estes resultados apresentam um acordo satisfatório com este modelo, fato que não ocorreu para os sistemas O + B utilizando parâmetros semelhantes. Por outro lado, comparando-se estes mesmos valores experimentais com cálculos de modelos estatísticos que levem em conta o processo de fissão (*CASCADE*), encontra-se a seguinte previsão: $\sigma_{z=3} = 5.5$ mb, $\sigma_{z=4} = 2.0$ mb, $\sigma_{z=5} = 4.3$ mb e $\sigma_{z=6} = 39.9$ mb. Estes resultados foram encontrados tomando-se o parâmetro de

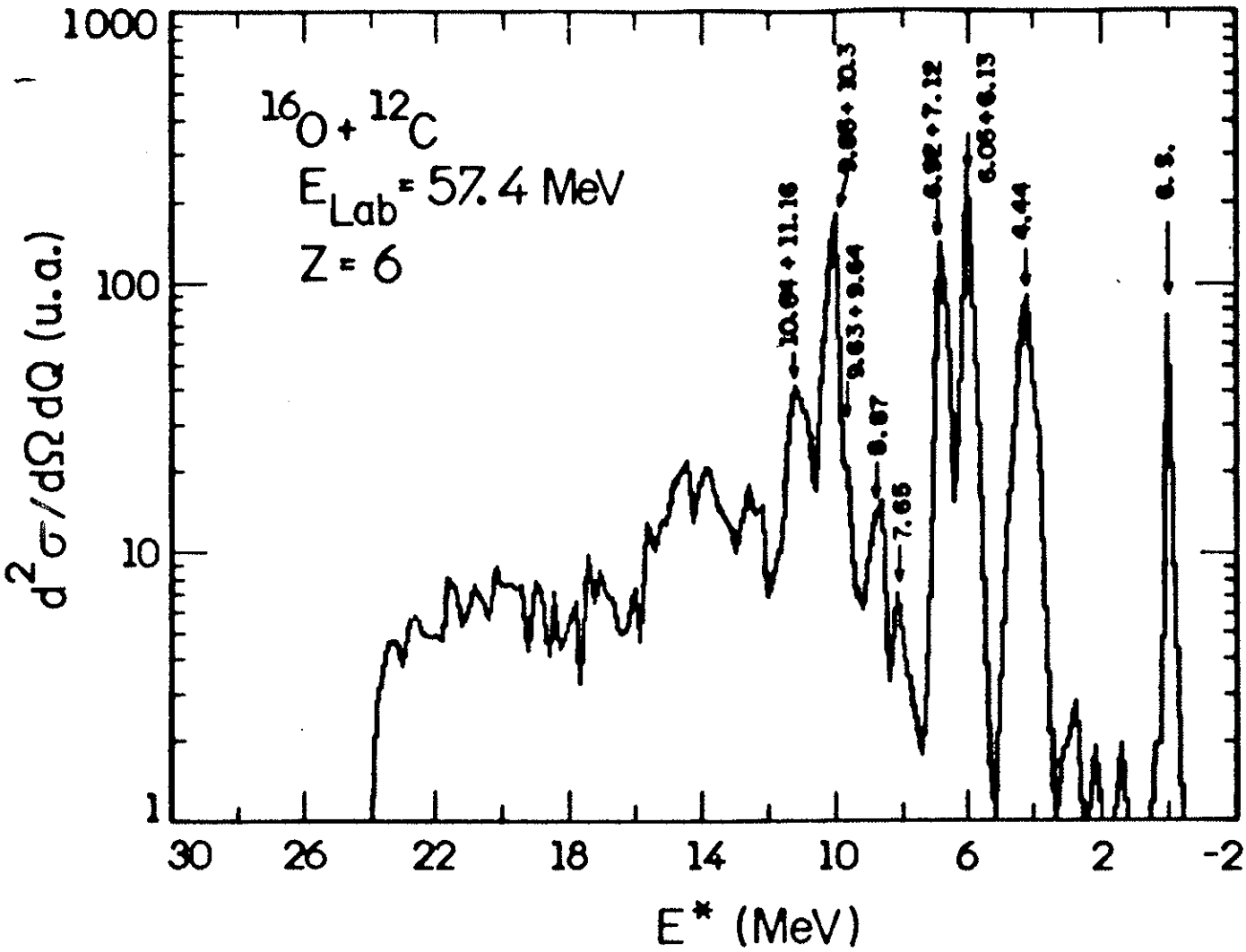


Figura 4.38 - Espectro típico de energia de excitação do fragmento carbono (Z = 6) para a reação ^{16}O + ^{12}C na energia de bombardeio de 57.4 MeV. Em baixas energias de ecitação são identificados picos dos primeiros estados excitados de ^{12}C (E^* = 0.0, 4.44, 7.65, 9.64, 10.30, 10.84 MeV) e ^{16}O (E^* = 0.0, 6.05, 6.13, 6.92, 7.12, 8.87, 9.63, 9.85 MeV).

densidade de níveis a = A/8 MeV^{-1}, a difusividade d = $2\hbar$ e o raio para o cálculo da linha de Yrast $r_{0_{Yrast}}$ = 1.16 fm. Nota-se destes resultados que a previsão do processo de fissão também poderia justificar os valores experimentais. Desta forma, tanto o modelo de orbiting quanto o de fissão dariam conta da produção amortecida. Portanto, através da simples comparação entre os modelos não é possível discernir o mecanismo de reação responsável pela produção deste processo, apesar dos valores de σ_{orb} serem consistentes com os experimentais. Torna-se, portanto, necessário o confronto experimental com pelo menos mais um canal de entrada que leve à formação do mesmo núcleo composto.

CAPÍTULO 5. CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS FINAIS

A ocorrência de processos binários fortemente amortecidos foi verificada nas colisões dos sistemas nucleares leves $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$ e ^{19}F + ^{9}Be. Estes processos são caracterizados pelo aumento da seção de choque em ângulos traseiros, levando à distribuições angulares ($d\sigma/d\Theta$) isotrópicas. Este comportamento da seção de choque observado para os produtos de reação lítio, berílio, boro e carbono, para todos os sistemas estudados neste trabalho, é típico de sistemas nucleares complexos em rotação com um tempo de vida comparável, ou maior que um período de rotação. Por outro lado, as distribuições angulares dos produtos nitrogênio, oxigênio e fluor, obtidas uma vez excluídos os resíduos de evaporação, são altamente favorecidas em ângulos dianteiros sugerindo a ocorrência de um processo periférico.

Na quebra binária de um sistema composto (neste caso, alumínio), as distribuições angulares dos dois fragmentos são idênticas. Qualquer diferença entre as distribuições angulares dos fragmentos associados é atribuida a contribuições de outros processos. Tal fato foi observado na produção de nitrogênio, oxigênio e fluor.

Neste caso também, as energias cinéticas totais (TKE) dos fragmentos emergentes são independentes do ângulo de emissão e seus valores são consistentes com as previsões de modelos que considerem a quebra de um sistema binário em rotação. A energia cinética final, nesta configuração, é dada consequentemente pela soma da energias potenciais de Coulomb, rotacional e nuclear.

Como no caso de sistemas mais pesados, [Sha88, Bec89, San92] uma controvérsia tem sido gerada sobre o mecanismo de reação responsável pela emissão destes fragmentos energeticamente amortecidos, pois as características

dessa emissão podem ser consideradas tanto como resultantes de mecanismos de "orbiting" dinuclear como da formação de um núcleo composto seguido de fissão.

O argumento experimental mais consistente encontrado para distinguir entre um mecanismo direto do tipo "orbiting" e um processo de fusão-fissão foi a verificação da presença ou não da dependência do canal de entrada na produção de fragmentos com energia fortemente amortecida. Por exemplo, as distribuições angulares dos produtos de reações binárias dos sistemas ^{17}O + ^{11}B, ^{18}O + ^{10}B e ^{19}F + ^{9}Be, todos formando o núcleo composto ^{28}Al (devido a pequena variação na assimetria de massa do canal de entrada é esperado que essas reações também apresentem distribuições de momento angular semelhantes), em energias de excitação do núcleo composto E^*_{NC} próximas, apresentam formas e magnitudes semelhantes para os produtos Be, B e C (veja figura 4.24 com $E^*_{NC} \approx 48$, 46, 47 MeV, respectivamente). A razão entre a seção de choque de boro e carbono na figura 4.28 para os três sistemas deveria apresentar um dependência muito pequena com o canal de entrada se o mecanismo envolvido fosse de formação e decaimento de um núcleo composto, mas mostraria uma forte dependência se um mecanismo de "orbiting" estivesse envolvido. Os dados mostram uma dependência muito pequena com o canal de entrada indicando a presença de um mecanismo de formação de núcleo composto.

As evidências experimentais, então, apontam para um processo de fusão-fissão de um núcleo composto como responsável pelos mecanismos binários fortemente amortecidos em energia nestes sistemas nucleares leves. A ausência de um processo de "orbiting" nestes sistemas é coerente com a observação geral de que reações que apresentam evidências de um mecanismo de "orbiting" também apresentam ressonâncias moleculares nas funções de excitação dos canais elásticos e inelásticos em ângulos traseiros. Sistemáticas sobre anomalias observadas no espalhamento elástico em ângulos traseiros, sugerem que esses

processos estão relacionados com o número de canais abertos no processo de decaimento [Haa81, Ray91]. De acordo com essas sistemáticas, reações entre núcleos n-α (que possuem em média energias de ligação mais altas e correspondentes densidades de níveis menores) podem ser consideradas como as melhores candidatas para a observação de ressonâncias moleculares e, portanto, para reações tipo "orbiting". Por exemplo, o número de canais abertos por unidade de fluxo de onda parcial rasante (veja figura 3.7) para dois sistemas que mostram comportamento de ressonâncias moleculares é da ordem de 10^{-1} para o sistema $^{12}C + ^{12}C$ e da ordem de 1 para o sistema $^{12}C + ^{16}O$. Para o sistema $^{18}O + ^{10}B$ este número é de 10^3. Embora o argumento do número de canais abertos seja dependente de modelo, ele é consistente com a interpretação do mecanismo como sendo o de fusão-fissão para os sistemas $^{16,17,18}O + ^{10,11}B$ e $^{19}F + ^{9}Be$.

Estes resultados pressupõem que se quisermos observar o processo tipo "orbiting" em reações entre ions de peso médio, seria recomendável a investigação de reações entre núcleos n-α, com consequente baixo número de canais abertos para o decaimento, como os casos observados de $^{28}Si + ^{12}C$ [Sha82, Shi88], $^{16}O + ^{24}Mg$ [Heu91], $^{28}Si + ^{16}O$ [Bra82], $^{24}Mg + ^{12}C$ [Dun88], $^{24}Mg + ^{16}O$ [Ray85] para os quais o espalhamento elástico apresenta um favorecimento em ângulos traseiros (vide figura 3.8).

Ainda, as seções de choque do espalhamento elástico para o caso de sistemas leves, em energias acima da barreira coulombiana, exibem um aumento em ângulos traseiros. E novamente, de acordo com o previsto pelo número de canais abertos, a seção de choque elástica em ângulos traseiros são consistentes com a ocorrência de um mecanismo de formação de núcleo composto, ou seja, com a contribuição do espalhamento elástico composto.

A partir do estudo das funções de excitação tanto para o espalhamento elástico supostamente composto como para os fragmentos

energeticamente amortecidos de boro (Z = 5) para as reações $^{16,17,18}O$ +$^{10,11}B$, observa-se que os respectivos valores das alturas de barreiras encontrados para o espalhamento elástico composto V_{EC} são semelhantes aos respectivos valores das alturas da barreira de fissão V_{FIS} para o canal boro-oxigênio. A figura 5.1 apresenta tais funções de excitação para os sistemas ^{18}O + $^{10,11}B$ e a tabela 5.1 apresenta os valores experimentais encontrados de V_{EC} e V_{FIS} para os sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$. Este resultado experimental reforça a interpretação baseada num mecanismo de formação de núcleo composto para estes sistemas leves.

Talela 5.1 - Valores experimentais de V_{EC} e V_{FIS} para os canais elástico e inelástico de boro dos sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$

sistema	V_{EC} (MeV)	V_{FIS} (MeV)
^{16}O + ^{10}B	(12.5±1.0)	(13.9±0.9)
^{16}O + ^{11}B	(13.7±1.0)	(14.8±1.0)
^{17}O + ^{10}B	(13.0±1.2)	(13.5±0.9)
^{17}O + ^{11}B	(13.4±1.0)	(14.5±0.7)
^{18}O + ^{10}B	(11.7±0.9)	(12.7±0.6)
^{18}O + ^{11}B	(12.5±0.8)	(13.3±0.6)

As previsões das seções de choque de fusão-fissão para os sistemas nucleares leves estudados são baseados no "Transition State Model" e no uso de energias de ponto de sela. Essas energias são derivadas de um modelo de alcance finito da força nuclear e efeitos de difusividade da superfície, em que foi incorporada uma parametrização de duplo esferóide. Esse cálculo prevê uma quebra assimétrica do sistema nuclear para a formação dos resíduos de fissão. A comparação destas previsões com os resultados experimentais dos

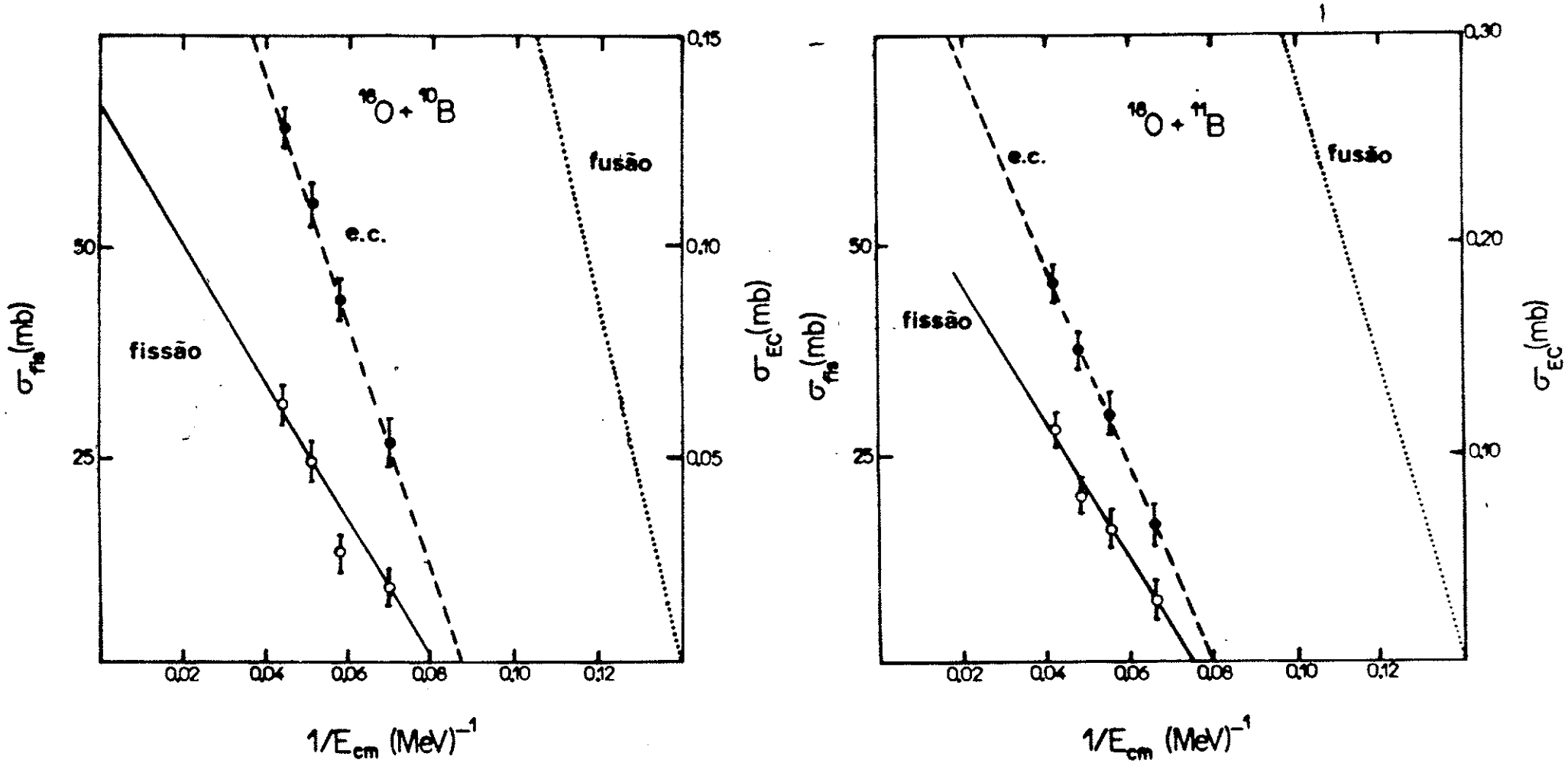


Figura 5.1 - Funções de excitação para espalhamento elástico composto (pontos cheios) e dos fragmentos de fissão boro (pontos abertos) para as reações $^{18}O + ^{10,11}B$. A curvas sólida, tracejada e pontilhada representam as retas obtidas para a determinação das alturas da barreira de interação para os processos de fissão, elástico composto e de fusão, respectivamente.

sistemas $^{16,17,18}O$ + $^{10,11}B$, em várias energias de bombardeio e em função das massas dos fragmentos lítio, berílio, boro e carbono, apresenta um acordo geral satisfatório. Embora, para o caso dos fragmentos de carbono o acordo, sem variação de parâmetros, não seja tão bom quanto o observado para os outros fragmentos mais leves ou mais assimétricos, a tendência ou comportamento médio para estes fragmentos é reproduzido. Entretanto, estas informações podem ser usadas como subsídios para os novos cálculos da barreira de fissão assimétrica para esta região de massa, uma vez que foi observada uma leve discrepância entre as previsões para as seções de choque correspondentes aos fragmentos simétricos e assimétricos. Mas, de qualquer forma, as evidências experimentais mostram que o processo de fissão em sistemas leves possui características distintas quando comparado com o caso de sistemas mais pesados. Em contraste com a fissão de sistemas mais pesados, onde a quebra simétrica é favorecida na ausência de efeitos de camada, a dependência do termo de superfície da energia potencial macroscópica com a deformação nuclear e a forma assimétrica, favorece a quebra de sistemas leves em dois fragmentos de massas desiguais. Outra característica da fissão de núcleos leves reside no fato que o valor da energia rotacional é muito mais crítico para a determinação do instante em que a fissão vai ocorrer, que para o caso de núcleos mais pesados.

Neste trabalho, também foi reavaliado o valor da seção de choque total de produção binária altamente amortecida no canal boro (Z = 5) dos sistemas $^{10,11}B$ + $^{10,11}B$ na energia de bombardeio de 48 MeV. De fato, observou-se uma possível ocorrência de um processo binário fortemente amortecido em energia no sistema ^{10}B + ^{10}B, o qual pode ser proveniente de um mecanismo de fusão-fissão. A identificação simultânea da massa e do número atômico do fragmento, permitiu extrair um valor mais realístico de sua seção de choque. De tal forma, que o novo valor encontrado (≈ 100 mb) é bem inferior

ao anteriormente obtido (250 mb). Por outro lado, o sistema ^{10}B + ^{10}B é possivelmente o sistema mais leve em que ainda é observada ocorrência de produtos binários fortementente amortecidos (caracterizados por distribuicões angulares isotrópicas e energias cinéticas totais independente do ângulos de emissão do fragmento), uma vez que as medidas dos produtos de reação realizadas para os sistemas ^{9}Be + $^{10,11}B$ não apresentaram distribuições angulares ($d\sigma/d\Theta$) isotrópicas [Fan89, 92].

As medidas experimentais existentes relativas ao processo de fusão-fissão compreendem-se entre dois limites. Um para sistemas pesados com massa do núcleo composto entre $47 \leq A_{NC} \leq 80$ e outro para massas bem mais leves $20 \leq A_{NC} \leq 29$. Assim, seria interessante estabelecer uma conexão entre essas duas regiões com novas medidas experimentais, visando a obtenção de informações do mecanismo de reação, através do cálculo do tempo de evolução de um sistema complexo após a colisão. Para tanto, um estudo das flutuações de Ericson [Eri63] na função de excitação possibilita a determinação do tempo de vida médio de estados excitados de sistemas intermediários ou do tempo de interação em colisões dissipativas entre ions pesados. Esta análise permite entender as características de formação e decaimento de um núcleo composto, assim como interpretar os dois modelos extremos de núcleo composto e reações diretas.

Apêndice

Tabela A.1 - Seções de Choque Totais de Fusão (mb) para os sistemas

$^{16,17,18}O + ^{10,11}B$

E_{lab}(mev)	$^{16}O+^{10}B$	$^{16}O+^{11}B$	$^{17}O+^{10}B$	$^{17}O+^{11}B$
22	306±26	230±26	150±20	220±25
28	575±35	515±37	450±38	550±46
34	721±50	685±45	587±47	700±46
42	953±59	917±55	800±50	932±52
49			923±62	990±58
56	1035±072	1060±072	1041±070	987±69
64	1139±075	1128±083	1128±082	1122±088

E_{lab}(MeV)	$^{18}O+^{10}B$	$^{18}O+^{11}B$
22	155±20	250±26
28	475±50	510±55
32	605±48	660±58
40	785±47	825±52
48	860±54	955±60
55	1054±100	1056±100
63	1154±092	1130±096

Tabela A.2 - Seções de Choque Totais de Fissão (mb) dos fragmentos lítio, berílio, boro e carbono para as reações $^{16,17,18}O + {}^{10,11}B$.

$^{16}O + {}^{10}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
34	1.5±0.9	0.5±0.2	2.0±0.6	4.0±1.2
42	4.0±1.0	1.5±0.4	7.9±2.0	11±2
56	6.1±1.2	2.6±0.5	15±3	30±5
64	13±3	3.7±0.8	22±5	57±9

$^{16}O + {}^{11}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
34	2.5±0.9	1.0±0.4	2.0±0.6	5.0±1.4
42	5.1±1.3	1.7±0.4	3.1±1.0	10±2
56	11±2	3.2±0.6	12±3	27±4
64	20±3	5.1±1.0	21±5	53±9

$^{17}O + {}^{10}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
34	7.5±2.3	2.5±0.8	8.0±2.4	20±6
42	12±2	3.8±1.0	12±2	29±6
49	22±3	4.0±0.9	16±3	40±8
56	14±3	6.3±1.0	27±4	67±10
64	24±5	8.1±1.2	43±7	95±14

$^{17}O + {}^{11}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
34	2.3±0.7	0.5±0.3	5.0±1.4	10±3
42	7.1±1.8	3.0±0.8	8.7±1.7	20±5
49	19±4	4.7±0.9	12±2	31±6
56	13±2	7.9±1.6	20±3	40±6
64	14±2	13±2	32±5	61±9

$^{18}O + ^{10}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
32	4.0±1.2	2.5±0.8	7.0±2.1	15±4.
40	8.0±2.0	3.5±1.0	8.9±2.2	23±4
48	18±3	6.5±1.3	13±2	36±7
55	14±2	8.5±1.3	24±4	46±7
63	14±2	13±2	31±5	63±10

$^{18}O + ^{11}B$

E_{LAB} (MeV)	lítio (Z = 3)	berílio (Z = 4)	boro (Z = 5)	carbono (Z = 6)
32	2.0±0.6	1.0±0.3	2.0±0.6	7.0±2.1
40	5.5±1.4	2.2±0.5	7.0±1.5	17±3
48	17±3	5.3±1.3	16±3	35±5
55	12±2	12±2	20±3	55±9
63	15±2	17±3	28±4	76±10

Referências

[Add87] - N.Added, Tese de Mestrado, IFUSP (1987)

[Anj87] - R.M.Anjos, Tese de Mestrado, IFUSP (1987)

[Bar77] - J.Barrette et al, Nucl. Phys. **A279** (1977) 125

[Bas74] - R.Bass, Nucl. Phys. **A231** (1974) 45

[Bas77] - R.Bass, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 265

[Bas80] - R.Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, (Springer-Verlag, Berlin,1980)

[Bec89] - C.Beck et al, Z. Phys. **A334** (1989) 521

[Boh69] - A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Volume 1 (W.A.Benjamin, Inc., New York, 1969)

[Bra82] - P. Braun-Munzinger and J. Barrette, Phys. Rep. **87** (19982) 209

[Bru68] - K.A.Brueckner, Phys. Rev. **171** (1968) 1188

[Car83] - N.Carlin, Tese de Mestrado, IFUSP (1983)

[Car92] - N.Carlin, comunicação particular

[Cha82] - Y.D.Chan et al, Phys. Rev **C25** (1982) 1410

[Coh81] - J.M.Cohenca, Nucl. Phys. Group Report **11** (1981)

[Coi88] - M.M.Coimbra, Tese de doutorado, IFUSP (1988)

[Coi91] - M.M.Coimbra et al, Nucl. Phys. **A535** (1991) 161

[Dav76] - K.T.R.Davies and J.R.Nix, Phys. Rev. **C14** (1976) 1977

[Dav77] - K.T.R.Davies et al, Phys. Rev. **C16** (1977) 1890

[Dav85] - K.T.R.Davies and A.J.Sierk, Phys. Rev. **C31** (1985) 915

[Die80] - M.Diebel et al, Nucl. Phys. **A333** (1980) 253

[Dun88] - W.Dunnweber et al, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 927

[Eri63] - T.Ericson, Ann. Phys. (N.Y.) **23** (1963) 390

[Eva91] - P.M.Evans et al, Nucl. Phys. **A526** (1981) 365

[Fan89] - L.Fante Jr., Tese de mestrado, IFUSP (1989)

[Fan92] - L.Fante et al, a ser publicado (1992)

[Fes62] - H.Feshbach, Ann. Phys. **19** (1962) 287

[Frö84] - P.Fröbrich, Phys. Rep. **116** (1984) 337

[Gav80] - A.Gavron, Phys. Rev. **C21** (1980) 230

[Gom81]- J.Gomez del Campo and R.G.Stokstad, Monte Carlo Code LILITA, ORNL, TN-7295 (1981)

[Gom84] - J.Gomez del Campo et all, Phys. Rev. **C29** (1984) 1722

[Heu91] - B. Heusch, Proceeding of the Conference "Towards Unified Picture of Nuclear Dynamics" Nikko-Japan 1991, pag. 75

[Koi89] - K.Koide et al, Phys. Rev. **C39** (1989) 1636

[Kra79] - H.J.Krappe, J.R.Nix and A.J.Sierk, Phys. Rev. **C20** (1979) 992

[Law65] - G.P.Lawrence et al, Nucl. Inst. Meth. **32** (1965) 357

[Lep92] - A.Lepine-Szily et al, Nucl. Phys. **A539** (1992) 487

[Lig80] - R.Liguori NEto, Tese de Mestrado, IFUSP (1980)

[Mac76] - H.H.Macfareane, S.C.Piepper, Code PTOLEMY, ANL-76-Rev **1** (1976)

[Mar68] - J. B. Marion and F. C. Young, Nucl. React. Anal. Graphs and Tables, North-Holland 140 (1968)

[Mar75] - J. B. Marion, Clas. Dyn. of Particles and Systems, Reverté (1975), pag. 329

[Mat92] - R.Matheus, comunicação particular (1992)

[Mol81] - P.Möller and J.R.Nix, Atomic Data and Nucl. Data Tables **26** (1981)165 e Nucl. Phys. **A361** (1981) 165

[Mus82] - M.G.Mustafa et al, Phys. Rev. **C25** (1982) 2524

[Nix69] - J.R.Nix, Nucl. Phys. **A130** (1969) 241

[Püh77] - F.Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267

[Ray85] - A.Ray et al, Phys. Rev **C31** (1985) 1573

[Ray91] - A.Ray and D. Shapira, Proceeding of the Conference "Towards Unified Picture of Nuclear Dynamics" Nikko-Japan 1991, pag. 55

[Reg59] - T.Regge, Nuovo Cim. **8** (1959) 671

[Rib89] - R.V.Ribas, comunicação particular

[Sal74] - O.Sala and G.Spalek, Nucl. Inst. Meth **122** (1974) 213

[San87] - S.J.Sanders et al, Phys. Rev. Lett **59** (1987) 2856

[San92] - S.J.Sanders, Phys. Rev. **C44** (1992) e comunicação particular

[Sha82] - D.Shapira et al, Phys. Lett. **B114** (1982)111 e Phys.Rev.**C26**(1982)2470

[Sha88] - D. Shapira, Phys. Rev. Lett **61** (1988) 2153

[Shi87] - B.Shivakumar et al, Phys. Rev. **C35** (1987) 1730

[Shi88] - B.Shivakumar et al, Phys. Rev. **C37** (1988) 652

[Sie85] - A.J.Sierk, Phys. Rev. Lett 55 (1985) 582

[Sie86] - A.J.Sierk, Phys. Rev. **C33** (1986) 2039

[Sto72] - R.G.Stokstad, Code STATIS, Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University - Internal Report **52** (1972)

[Sza89] - A.Szanto de Toledo et al, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1255

[Sza90] - A.Szanto de Toledo et al, Phys. Rev. **C42** (1990) R815

[Ten80] - S.Tentalange et al, Phys. Rev. **C22** (1980) 1159

[Tho64] - T.D.Thomas, Nucl. Phys. **53** (1964) 577

[Tho68] - T.D.Thomas, Ann. Rev. Nucl Sci **18** (1968) 343

[Van73] - R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Nuclear Fission, (Academic Press, Inc., New York, 1973)

[Vog68] - E.Vogt, Adv. in Nucl. Phys. **1** (1968)

[Urs69] - C.Ursula et al, Nucl. Phys. **A135** (1969) 207