

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDO DA FUSÃO E OUTROS PROCESSOS DISSIPATIVOS NAS REAÇÕES  
ENVOLVENDO ÍONS PESADOS-LEVES



*Lorival Fante Junior*

Dissertação de Mestrado apresentada ao  
Instituto de Física da Universidade de  
São Paulo para obtenção do título de  
Mestre em Ciências.

*Data de Defesa 08/12/89*

Orientador: *Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo*

SÃO PAULO  
1989

Two handwritten signatures in black ink. The top signature is 'Lorival Fante Junior' and the bottom signature is 'Alejandro Szanto de Toledo'.

SBI-IFUSP



305M81011617

539.122

F216e

M

e. 2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Fante Junior, Lorival

Estudo da fusão e outros processos dissipativos nas  
reações envolvendo íons pesados-leves. São Paulo,  
1989.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo

Unitermos: 1. Fusão completa; 2. Outros processos dis-  
sipativos; 3. Competição entre processos.

USP/IF/SBI - 52/89

RESUMO

ao Prof. Dr. ... de Toledo, pela ...

ao Sr. ...

ao Prof. Dr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

ao Sr. ...

Aos meus pais: "Lori" e Alda

á Eza

## AGRADECIMENTOS:

ao Prof.Dr. Alejandro Szanto de Toledo, pela orientação sempre amiga e segura e pelo constante estímulo na realização deste trabalho;

ao amigo Prof.Dr. Carlos Roberto Appoloni, por ter despertado meu interesse pela pesquisa científica através da orientação e apoio conferidos durante a graduação, sem o qual este trabalho dificilmente seria concretizado;

ao Prof.Dr. Oscar Sala, pelo esforço realizado no aperfeiçoamento do laboratório e pela oportunidade de trabalhar no mesmo;

aos amigos do grupo: Nelson, Roberto, Maria Cecília, Elô, Valdir, Bia, Marina, Marcelo e Rosana, pela preciosa ajuda em todas as fases do trabalho, em especial á Melayne, pela grande colaboração na redução dos dados e ao Nemi, pela constante dedicação demonstrada na parte experimental;

ao corpo técnico do laboratório, responsável pela manutenção do acelerador e fonte de íons, muito obrigado;

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

ao pessoal do setor de computação: Adilson Teles, Fábio, Paulão e Marcelo, bem como ao Ribas, pela boa vontade demonstrada e pela paciência em resolver os problemas encontrados;

aos operadores do VAX: Wanilda, Jorge, Cecília e Mário, pela grande colaboração e boa vontade;

ao pessoal da secretaria: Gina, Raquel, Marina e Sérgio, pela atenção e paciência sempre demonstradas;

á Wanda, ao Carlos e á Melayne, pela cuidadosa confecção dos alvos;

ao pessoal da Comissão de Pós-Graduação: Cláudia, Rita e Ellen, pela preciosa assistência;

ao João Carlos, Carlos Roberto e Carlos Eduardo, pelos desenhos caprichosos e pela paciência em atender-me;

ao amigo Messias, pela vontade em resolver os problemas técnicos que surgiram no decorrer do trabalho;

aos amigos Márcia Obuti e Zé Martins, que sempre estiveram presentes através da amizade e apoio, desde nossa convivência na graduação;

a todos os meus amigos de Santa Albertina, em especial ao Armando, "Meia", Nelsinho e "Babá";

á minha grande amiga e irmã Lianne, pelo carinho e por acreditar em mim;

á minha avó Isabel, pela dedicação e pelo carinho;

ao CNPq, pelo apoio financeiro

e, finalmente, meus sinceros agradecimentos aos amigos, colegas e a todos aqueles que, direta ou indiretamente, contribuíram para que este trabalho fosse realizado.

## RESUMO

O processo de fusão completa e sua competição com processos periféricos binários, foram investigados para sistemas leves. Foram estudados os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$  no intervalo de energia de bombardeio  $10 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}} \leq 40 \text{ MeV}$  e na região angular  $3^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 43^\circ$ . Nas medidas experimentais, utilizamos uma câmara de ionização sensível à posição, a qual identificou os produtos das reações através dos seus respectivos números atômicos. As previsões teóricas do modelo estatístico foram usadas na comparação dos dados referentes à formação e decaimento do núcleo composto. Um acordo satisfatório foi obtido. Processos periféricos, denominados de "não fusão" foram identificados na formação de elementos com números atômicos  $Z = 5$ ,  $Z = 6$  e  $Z = 7$ . A análise cinemática desses processos, com base nos diagramas de velocidades mostra suas características binárias, permitindo extrair um valor bem definido de "Q". O ajuste da forma das distribuições angulares experimentais permitiu determinar os tempos de vida característicos a esses processos.

## ABSTRACT

Complete fusion and its competition with binary peripheral processes were investigated for light heavy-ion reactions. The  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$  reactions were investigated in the  $10 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}} \leq 40 \text{ MeV}$  energy range and  $3^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 43^\circ$ . Position sensitive ionization chambers were used for the identification of the reaction products. Theoretical prediction of statistical model were compared to the experimental data. A good agreement has been achieved. A peripheral binary process, has been observed in the feeding of  $Z=5, 6$  and  $7$  spectra. Kinematical analysis based on the velocity diagram were used to extract  $Q$ -values. Fits to the experimental angular distributions were used to estimate the reaction time scales.

# ÍNDICE

<b>Capítulo 1. Introdução</b> .....	1
<b>Capítulo 2. A Experiência</b> .....	4
2.1. Obtenção e transporte do feixe .....	4
2.2. Confeção de alvos .....	8
2.3. Sistema de detecção .....	8
2.4. Eletrônica e método de aquisição de dados ....	10
2.5. Medidas realizadas .....	13
2.6. Redução de dados .....	14
2.6.1. Método utilizado .....	14
2.6.2. Calibração em energia .....	17
2.6.3. Determinação das seções de choque abso- lutas .....	25
<b>Capítulo 3. Fundamentos Teóricos</b> .....	46
3.1. Considerações gerais sobre as reações entre íons pesados .....	46
3.2. O espalhamento elástico - Potenciais ópticos .	49
3.3. O processo de fusão - Formação e decaimento do núcleo composto .....	52
3.3.1. Modelo estatístico .....	52
3.3.2. Decaimento seqüencial .....	55
3.3.3. Cinemática dos resíduos de evaporação .	56
3.4. Modelos para o processo de fusão completa ....	60
3.4.1. O modelo da distância crítica .....	61
3.4.2. O modelo de atrito de superfície (The surface friction model) .....	66
3.4.3. Modelos baseados na limitação imposta pelo núcleo composto .....	67
<b>Capítulo 4. Análise de Dados</b> .....	70
4.1. Análise do espalhamento elástico .....	70
4.2. Análise do processo de fusão completa .....	79
4.2.1. Decaimento seqüencial .....	83
4.2.2. As funções de excitação .....	86
4.3. Análise do processo de "não fusão" .....	112
4.3.1. A cinemática do processo - Diagramas de velocidade .....	112
4.3.2. As distribuições angulares .....	121
<b>Capítulo 5. Conclusões e Comentários Finais</b> .....	133
<b>Referências</b> .....	139

## CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

O estudo das reações nucleares entre íons pesados-leves, e em particular as reações de fusão, tem despertado grande interesse nos últimos anos. Consideráveis esforços têm sido feitos para o entendimento da dinâmica da colisão, responsável pela limitação da seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ) para esses sistemas.

A maioria dos modelos de fusão completa encontrados na literatura, caracteriza, essencialmente a limitação em  $\sigma_{Fus}$ , através das propriedades do canal de entrada ou do núcleo composto formado<sup>37,40,45-47</sup>). Esses modelos, ou parametrizações, baseados em considerações macroscópicas, tem apresentado resultados satisfatórios para as colisões envolvendo sistemas pesados.

Quando núcleos leves (alvo ou projétil nas camadas 2s-1p) são envolvidos em uma colisão, é de se esperar que os efeitos da estrutura nuclear dos participantes, possuam um papel importante na evolução da colisão, e que a influência dos nucleons de valência na competição entre os canais abertos de reação, aumente drasticamente. Em outras palavras, espera-se que as características do canal de entrada apresentem um papel importante através da definição do potencial efetivo de interação íon-íon, e que no caso de núcleos leves estarem envolvidos, os pequenos valores dos momentos de inércia do núcleo composto formado, imponham uma conseqüente diminuição da densidade de estados de momentos angulares elevados, limitando o momento angular máximo com o qual o núcleo composto poder ser formado e, portanto, limitando a seção de choque para sua formação.

Vários estudos mostraram que os sistemas mais leves apresentam um desvio do comportamento dos sistemas pesados, em relação às sistemáticas<sup>47,51</sup>). Os modelos macroscópicos ou parametrizações existentes na literatura, que tentam reproduzir o comportamento da seção de choque de fusão, atenuam os efeitos da estrutura nuclear dos núcleos interagentes e, conseqüentemente não se ajustam neste caso. Por outro lado, a carência de modelos microscópicos que podem fornecer uma descrição sistemática dos efeitos de estrutura nuclear na seção de choque de fusão, reflete as dificuldades na solução do problema em questão.

Um outro fato interessante observado recentemente no estudo das reações com íons leves ( $A_{NC} \leq 20$ ), é a ocorrência de processos muito inelásticos ("deep-inelastic"), associados à formação de um sistema dinuclear complexo, que pode decair em pré-equilíbrio<sup>3)</sup>. As escalas de tempo características desses processos nucleares, mostraram que o dinúcleo formado na colisão sobrevive o suficiente para produzir uma distribuição angular isotrópica no plano da reação (proporcional à  $1/\sin \theta_{CM}$ ).

Com base nessas características, esse trabalho tem como proposta a investigação do processo de fusão completa para os sistemas  ${}^9\text{Be}+{}^{10,11}\text{B}$ , bem como da competição entre os vários processos que possam estar ocorrendo na reação, como por exemplo: "deep-inelastic", reações de transferência etc..

Foram medidas distribuições angulares e funções de excitação para os dois sistemas ( ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$ ) em energias de bombardeio ( $E_{LAB}$ ) do projétil  ${}^9\text{Be}$ , desde energias equivalentes à altura da barreira coulombiana até aproximadamente três ou quatro vezes o valor da mesma ( $E_{LAB} = 40$  MeV). Para tais medidas, utilizou-se uma câmara de ionização sensível à posição<sup>5)</sup>, que identifica os números atômicos dos produtos provenientes da reação nuclear.

No capítulo 2 é descrito o aparato experimental com os arranjos utilizados nas medidas, bem como os métodos de aquisição e redução dos dados.

Os fundamentos teóricos necessários à análise e à compreensão dos dados experimentais, estão contidos no capítulo 3.

O capítulo 4 é dedicado à análise dos dados correspondentes ao espalhamento elástico, à fusão completa e aos demais processos (denominados de "não fusão") observados para os elementos com números atômicos  $Z=5$ ,  $Z=6$  e  $Z=7$ . Para o espalhamento elástico, é feita uma breve discussão do comportamento da seção de choque elástica em ângulos traseiros, da obtenção dos parâmetros de potencial óptico e dos valores das seções de choque total de reação ( $\sigma_{Rea}$ ), através de ajustes das distribuições angulares experimentais. Os valores de seções de choque de fusão ( $\sigma_{fus}$ ) foram comparados com os modelos e parametrizações existentes na

literatura e são apresentados no capítulo 3. As distribuições angulares e funções de excitação experimentais também foram comparadas às previsões do modelo estatístico<sup>9)</sup>. Com relação aos dados referentes ao processo de "não fusão", foi feita uma análise detalhada, tendo sido possível verificar, com base em argumentos cinemáticos, que o processo de "não fusão" é binário. Determinaram-se também, a inelasticidade e tempo de interação desses processos através de uma análise da forma das distribuições angulares experimentais.

Finalmente, no capítulo 5, apresentamos as conclusões e comentários finais sobre o trabalho realizado.

## CAPÍTULO 2. A EXPERIÊNCIA

### 2.1. Obtenção e Transporte do Feixe

A experiência foi realizada no acelerador PELLETRON 8UD da Universidade de São Paulo<sup>1)</sup>.

Utilizou-se uma fonte de íons do tipo "Sputter" (SNICS)<sup>2)</sup> para a extração do feixe de  $(\text{BeH})^-$  e  $(\text{BeO})^-$  (figura 2.1). O feixe é produzido por intermédio de um vapor de césio ionizado, que bombardeia uma pastilha composta de berílio e pulverizada na sua vizinhança com gases de hidrogênio ou oxigênio. A pulverização da pastilha com esses gases, foi o melhor método encontrado para a obtenção de uma intensidade de feixe adequada às nossas necessidades experimentais, já que o íon  $\text{Be}^-$  é de difícil produção.

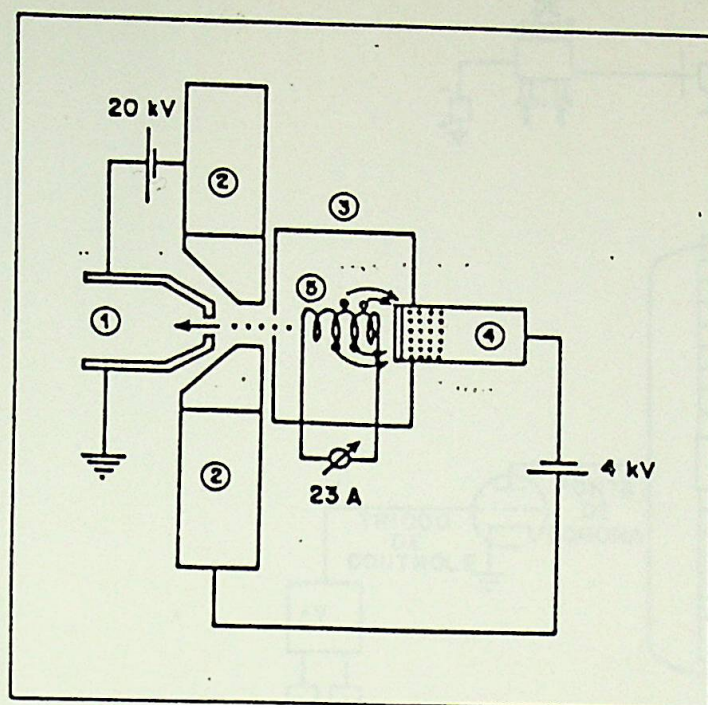
Após sua produção e extração, o feixe de íons negativos é pré-acelerado por um potencial inicial  $V_I = -80 \text{ Kv}$ , e defletido de um ângulo de  $90^\circ$  por um eletroímã (ME-20) que seleciona o íon  $(\text{BeH})^-$  ou  $(\text{BeO})^-$ .

O feixe no acelerador (figura 2.2), é acelerado pelo potencial do terminal ( $V_T$ ) até o atingir. Nesse ponto, as partículas do feixe atravessam uma fina folha de carbono ("Stripper"), ocorrendo a quebra da molécula  $\text{BeH}$  ou  $\text{BeO}$  e a perda de vários elétrons, sendo que os elementos adquirem carga positiva com uma distribuição percentual que depende da natureza do íon e de sua energia (figura 2.3). Os íons positivos são novamente acelerados pelo mesmo potencial  $V_T$ , de tal modo que na saída do tubo acelerador, o feixe possui energia  $E = V_I + (Z+1)V_T$ , onde  $Z$  é o estado de carga dos íons após atravessarem o "Stripper".

Saindo do tubo acelerador, o feixe é defletido de um ângulo de  $90^\circ$  por um outro eletroímã (ME-200) que tem a função de selecionar as partículas do feixe com uma determinada relação entre massa, carga e energia.

O feixe é então desviado para uma das seis canalizações existentes por mais um eletroímã ("Switching Magnet"), sendo finalmente direcionado para o alvo.

Durante o percurso do feixe, este é focalizado através de elementos ópticos localizados em toda a extensão do acelerador,



- 1- Extrator
- 2- Flanges
- 3- Blindagem Térmica
- 4- Cátodo
- 5- Filamento de W

Figura 2.1. Desenho esquemático da fonte de íons SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering).

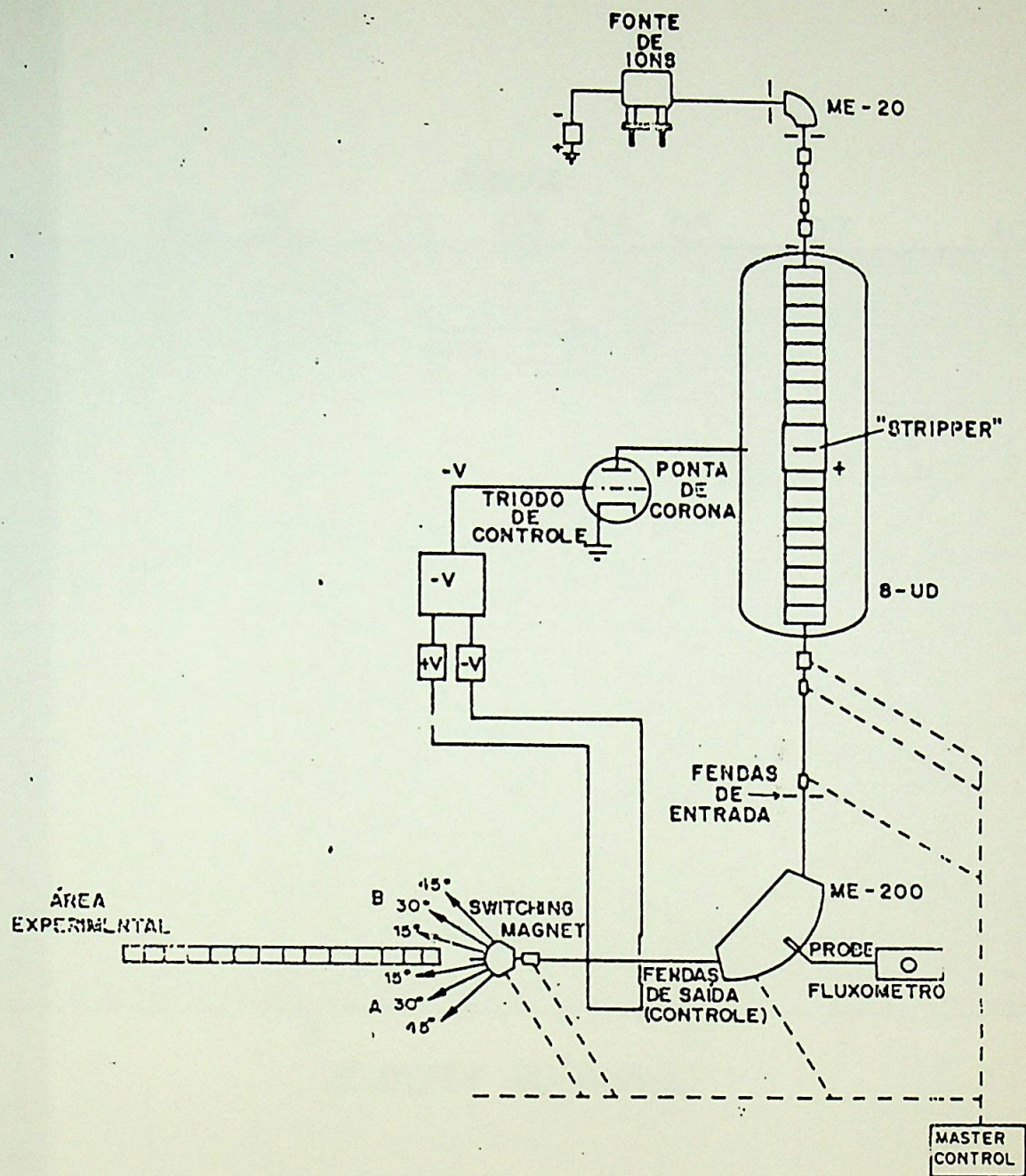


Figura 2.2. Sistema do acelerador Pelletron 8UD.

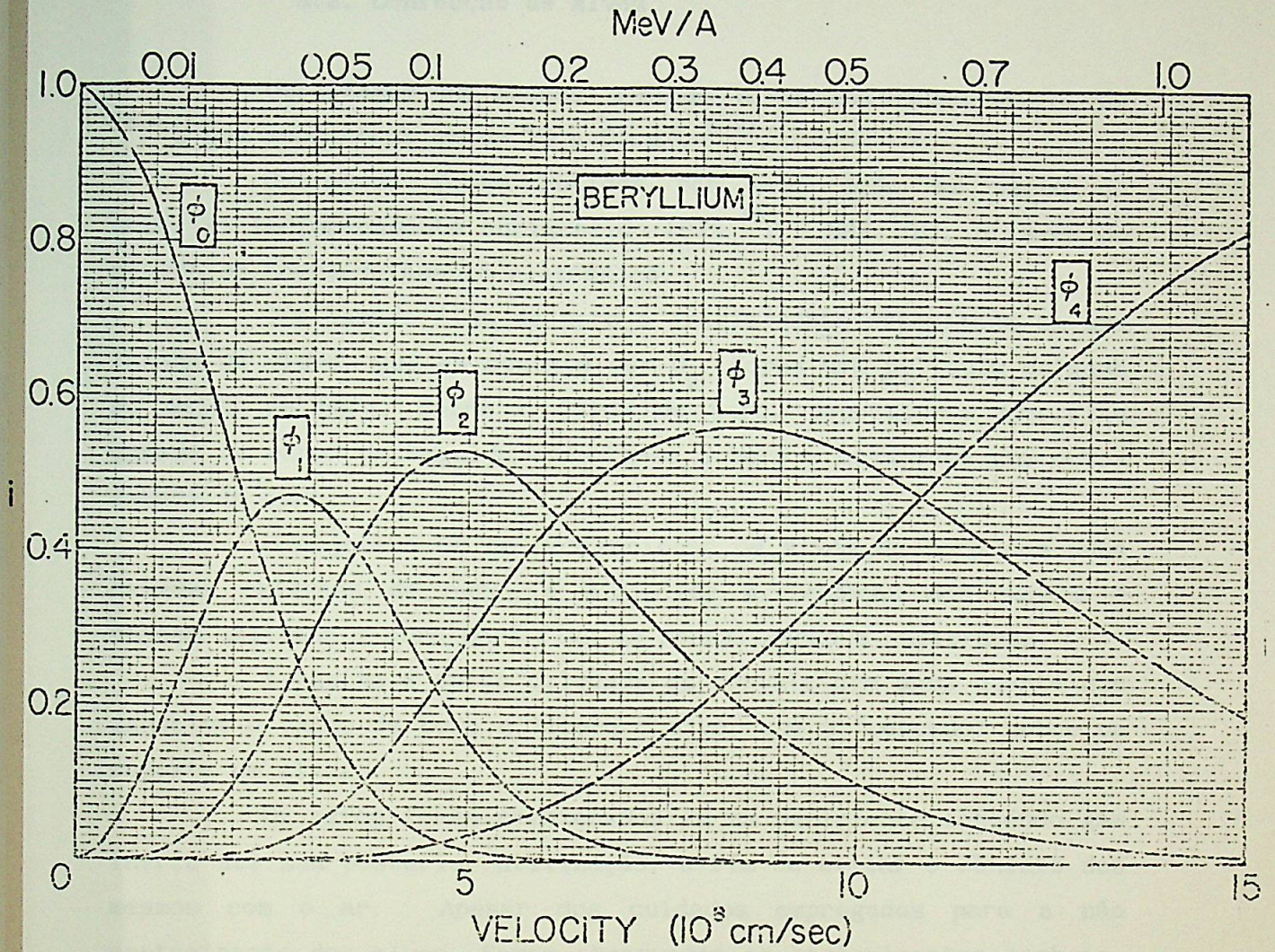


Figura 2.3. Distribuição percentual dos estados de carga ( $\phi_1$ ), calculada para o íon berílio.

garantindo assim as condições ópticas necessárias para o seu transporte.

## 2.2. Confeção de Alvos

Utilizamos em nossas medidas alvos auto-suportáveis de  $^{10,11}\text{B}$  com espessuras entre 30 a 50  $\mu/\text{cm}^2$  <sup>3)</sup>.

Os alvos foram obtidos por evaporação em vácuo do material isotopicamente enriquecido (87%  $^{10}\text{B}$  - 98%  $^{11}\text{B}$ ), através do método de bombardeamento eletrônico.

Uma camada fina de boro é inicialmente depositada em uma lâmina de vidro, que em contato com  $\text{O}_2$ , forma uma película delgada de óxido de boro. Sobre o óxido de boro, deposita-se uma fina camada de ouro, em seguida evapora-se o boro e novamente uma outra camada de ouro.

O objetivo de se confeccionar os alvos de boro com duas camadas externas de ouro, é minimizar a oxidação dos mesmos e também utilizar o ouro para fins de normalização e calibração.

A lâmina é então colocada em contato com água quente que dissolve o óxido de boro e libera o alvo, que é "pescado" sobre um suporte de alvos.

Os alvos foram armazenados em um recipiente contendo gás inerte até sua posterior utilização, a fim de evitar o contato dos mesmos com o ar. Apesar dos cuidados empregados para a não contaminação dos alvos, foram observados os contaminantes carbono, oxigênio, silício e ferro, em quantidades aceitáveis (entre 10% a 20% de oxigênio e entre 5% a 35% de carbono).

## 2.3. Sistema de Detecção

Existem alguns sistemas convencionais de detecção empregados na identificação dos produtos de reações íon-íon, como por exemplo: telescópio E -  $\Delta E$  que determina o número atômico (Z) das partículas <sup>4,5)</sup> e o sistema de tempo de voo que determina o número de massa (A) <sup>6,7)</sup>.

No sistema de telescópio E -  $\Delta E$ , o número atômico é

determinado por uma relação entre a perda de energia ( $\Delta E$ ) através de um dado material, e a energia ( $E$ ) das partículas. Essa relação é dada, assintoticamente, por:

$$\frac{\Delta E}{\Delta X} \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (2.1)$$

onde  $M$  e  $Z$  são, respectivamente, a massa e o número atômico das partículas que atravessam um material de espessura  $\Delta X$ . A perda de energia  $\Delta E$  das partículas pode ser medida usando-se detetores de estado sólido extremamente finos, ou detetores à gás. A vantagem de se usar detetores à gás, é que além de serem de fabricação simples e barata, podemos ajustar a pressão do gás (espessura equivalente) no seu interior de acordo com a necessidade da experiência.

Nessa experiência, utilizou-se uma câmara de ionização sensível à posição<sup>5)</sup> que possui em sua entrada um colimador com cinco fendas retangulares de  $1 \times 4 \text{ mm}^2$  espaçadas angularmente de  $1^\circ$ , e uma janela de Vyns (de espessura  $\approx 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) para isolar o gás contido na câmara com o seu exterior. O gás utilizado é o P10 (90% de argônio + 10% de metano).

A pressão empregada nas medidas variou de 10 Torr a 30 Torr, dependendo da energia das partículas incidentes. A câmara de ionização (figura 2.4) consiste de um anodo mantido em um certo potencial e dividido em duas seções diagonais P1 e P2, que coletam as quantidades de cargas  $Q_1$  e  $Q_2$  provenientes da ionização do gás pelas partículas incidentes. As quantidades  $Q_1$  e  $Q_2$  nos fornecem a perda de energia ( $\Delta E_2$ ) da partícula na região útil delimitada pelo anodo e sua posição de incidência ( $X$ ) na câmara, ou seja:

$$\Delta E_2 \propto [Q_1 + Q_2] \quad (2.2)$$

$$\chi \propto \left[ \frac{[Q_1 - Q_2]}{[Q_1 + Q_2]} + 1 \right] \quad (2.3)$$

A perda de energia total da partícula ( $\Delta E_T$ ) é calculada levando-se em conta as perdas de energias na janela de Vyns e nas regiões anterior e posterior à região útil do anodo.

A energia residual ( $E_R$ ) da partícula que atravessa o gás é obtida através de um detetor de barreira de superfície sensível à posição, localizado na parte posterior da câmara de ionização. Esse detetor, além de determinar a energia das partículas, também fornece a posição de incidência das mesmas no detetor através da quantidade  $XE_R$ .

O arranjo experimental foi montado na câmara de espalhamento situada na canalização 30°B do laboratório PELLETRON (figura 2.5).

Para monitorar a experiência, utilizaram-se dois detetores de barreira de superfície (de  $\approx 100 \mu\text{m}$  de espessura) fixos em um ângulo de aproximadamente  $15^\circ$ , simétricos em relação-ao feixe e fora do plano da reação.

A câmara de ionização foi fixada em um braço móvel, que permitia abranger um intervalo angular de  $0^\circ$  até  $45^\circ$  no máximo.

Os alvos foram montados no suporte localizado na entrada da câmara de espalhamento e, através de um copo de FARADAY foi feita a coleção das partículas do feixe.

O crescimento de carbono no alvo foi minimizado melhorando-se o vácuo próximo à região do alvo por intermédio de uma placa de cobre refrigerada à temperatura do nitrogênio líquido ("dedo frio"), que condensa em sua superfície as moléculas de óleo provenientes das bombas de vácuo.

#### 2.4. Eletrônica e Método de Aquisição de Dados

A eletrônica utilizada (figura 2.6) consiste basicamente de um circuito de coincidência quádrupla, que sincroniza as informações Q1, Q2,  $XE_R$  e  $E_R$ , garantindo que essas informações são provenientes do mesmo evento.

Os sinais Q1, Q2,  $XE_R$  e  $E_R$ , bem como o sinal da coincidência, são enviados aos conversores analógico-digitais (ADC). Os sinais de energia provenientes dos monitores são

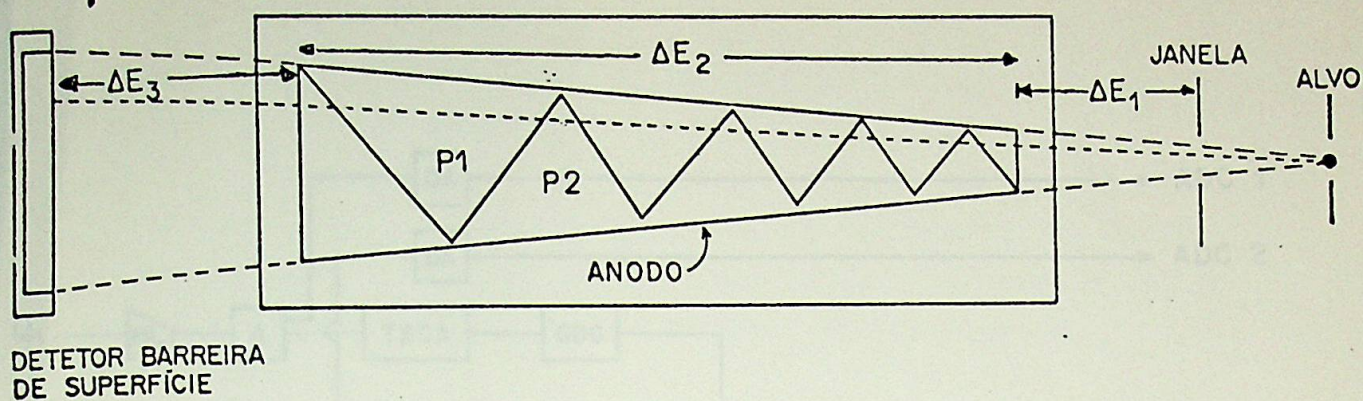


Figura 2.4. Esquema do anodo da câmara de ionização.  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  e  $\Delta E_3$  representam as perdas de energias parciais nas regiões indicadas.

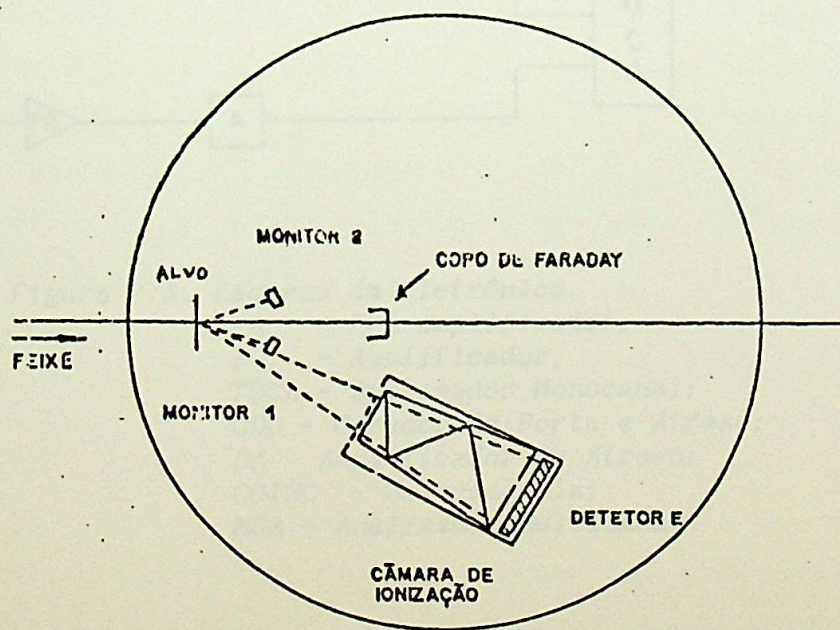


Figura 2.5. Desenho esquemático do arranjo experimental, montado na câmara de espalhamento da canalização 30° B.

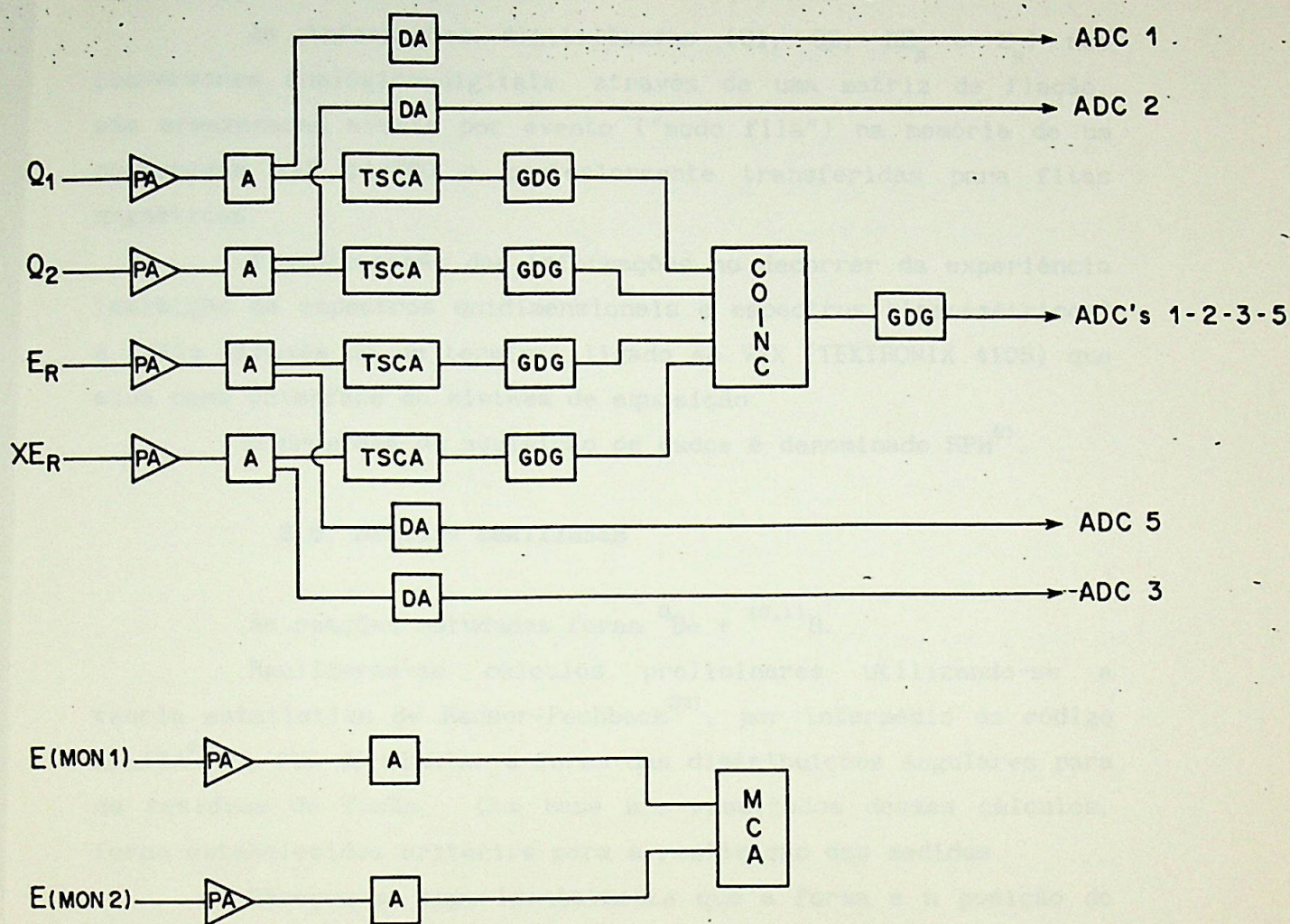


Figura 2.6. Esquema da eletrônica.

PA - Pré-amplificador;  
 A - Amplificador;  
 TSCA - Analisador Monocanal;  
 GDG - Gerador de Porta e Atraso;  
 DA - Amplificador de Atraso;  
 COINC. - Coincidência;  
 MCA - Analisador Multicanal.

enviados para um multicanal e em seguida transferidos para a memória de um microcomputador PC.

As informações digitalizadas ( $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $XE_R$  e  $E_R$ ) nos conversores analógico-digitais, através de uma matriz de fiação, são armazenadas evento por evento ("modo fila") na memória de um computador VAX 11/780 e posteriormente transferidas para fitas magnéticas.

A monitoração das informações no decorrer da experiência (exibição de espectros unidimensionais e espectros biparamétricos) é feita através de um terminal ligado ao VAX (TEKTRONIX 4105) que atua como interface do sistema de aquisição.

O programa de aquisição de dados é denominado SPM<sup>8)</sup>.

## 2.5. Medidas Realizadas

As reações estudadas foram  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ .

Realizaram-se cálculos preliminares utilizando-se a teoria estatística de Hauser-Feshback<sup>32)</sup>, por intermédio do código LILITA<sup>9)</sup>, a fim de simular a forma das distribuições angulares para os resíduos de fusão. Com base nos resultados desses cálculos, foram estabelecidos critérios para a realização das medidas.

Observa-se experimentalmente que a forma e a posição do máximo das distribuições angulares ( $d\sigma/d\theta_{\text{LAB}}$ ) em função do ângulo de laboratório  $\theta_{\text{LAB}}$  para as reações de fusão, variam pouco com a energia (ver figura 2.21).

Essas características dos resíduos de fusão, determinada basicamente pela razão da quantidade de movimento do centro de massa e das partículas evaporadas, nos permite medir distribuições angulares completas para apenas algumas energias de bombardeio. Para as demais energias de interesse, deve-se verificar a dependência da razão entre o máximo da distribuição angular ( $d\sigma/d\theta_{\text{LAB}}^{\text{Fus}}$ ) e a seção de choque total de fusão ( $\sigma_{\text{Fus}}$ ) com relação à energia de bombardeio (ver figura 2.25).

Mediram-se três distribuições angulares completas para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  nas energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV. O restante das medidas com relação à energia de bombardeio

(função de excitação), foram obtidas para um ângulo fixo de laboratório de 16 graus (tabela 2.1), ângulo este que corresponde à fenda central da câmara de ionização sensível à posição.

Juntamente com as medidas dos resíduos de fusão, obteve-se também as medidas correspondentes aos demais processos nucleares envolvidos nas reações estudadas: espalhamento elástico, espalhamento inelástico, reações de transferência e muito dissipativas etc..

## 2.6. Redução de Dados

### 2.6.1. Método Utilizado

Para uma futura análise de dados, é conveniente que os eventos  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $XE_R$  e  $E_R$  adquiridos em modo fila ("dados brutos") sejam transformados em espectros biparamétricos de qualquer par de eventos.

A redução dos dados foi feita fora de linha, utilizando-se o computador VAX 11/780. Para se obter os espectros biparamétricos, foi utilizado um terminal gráfico (TEKTRONIX 4014), que também permite selecionar regiões de interesse de cada espectro através do traçado de poligonais. Projetando-se o conteúdo do interior das poligonais nos dois eixos do espectro biparamétrico, obteve-se os histogramas que são os produtos finais na redução dos dados. Foram criados os espectros biparamétricos  $Q_2$  vs  $Q_1$ ,  $XE_R/E_R$  vs  $E_R$  e  $\Delta E_2$  vs  $E_T$ .

No espectro de  $Q_2$  vs  $Q_1$ , figura 2.7, cada uma das faixas corresponde à uma das fendas (um ângulo de incidência) colocadas na entrada da câmara de ionização. Pode-se observar nesse espectro que as cinco faixas não estão totalmente definidas. Para sinais baixos de  $Q_1$  e  $Q_2$ , nota-se uma distorção das faixas, que impossibilita a separação total dos eventos com relação ao ângulo de incidência.

Essa deficiência de detecção foi resolvida através do sinal de  $XE_R$  proveniente do detetor de barreira de superfície sensível à posição, que também nos fornece a posição de incidência

		DISTRIBUIÇÃO ANGULAR		
		ENERGIAS DE BOMBARDEIO	INTERVALO ANGULAR	ESPAÇAMENTO ANGULAR
SISTEMAS	${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$	$E_{\text{LAB}} = 16 \text{ MeV}$	$3^\circ \ll \theta_{\text{LAB}} \ll 43^\circ$	$\Delta\theta_{\text{LAB}} = 1^\circ$
		$E_{\text{LAB}} = 27 \text{ MeV}$		
$E_{\text{LAB}} = 37 \text{ MeV}$				
		FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO		
e	${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	INTERVALO ANGULAR	INTERVALOS DE ENERGIA	ESPAÇAMENTO EM ENERGIA
		$14^\circ \ll \theta_{\text{LAB}} \ll 18^\circ$ $\Delta\theta_{\text{LAB}} = 1^\circ$	$10\text{MeV} \ll E_{\text{LAB}} \ll 16 \text{ MeV}$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 2 \text{ MeV}$
			$19\text{MeV} \ll E_{\text{LAB}} \ll 37 \text{ MeV}$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 2 \text{ MeV}$
			$39\text{MeV} \ll E_{\text{LAB}} \ll 40\text{MeV}$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 1 \text{ MeV}$

Tabela 2.1. Medidas realizadas correspondentes aos sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

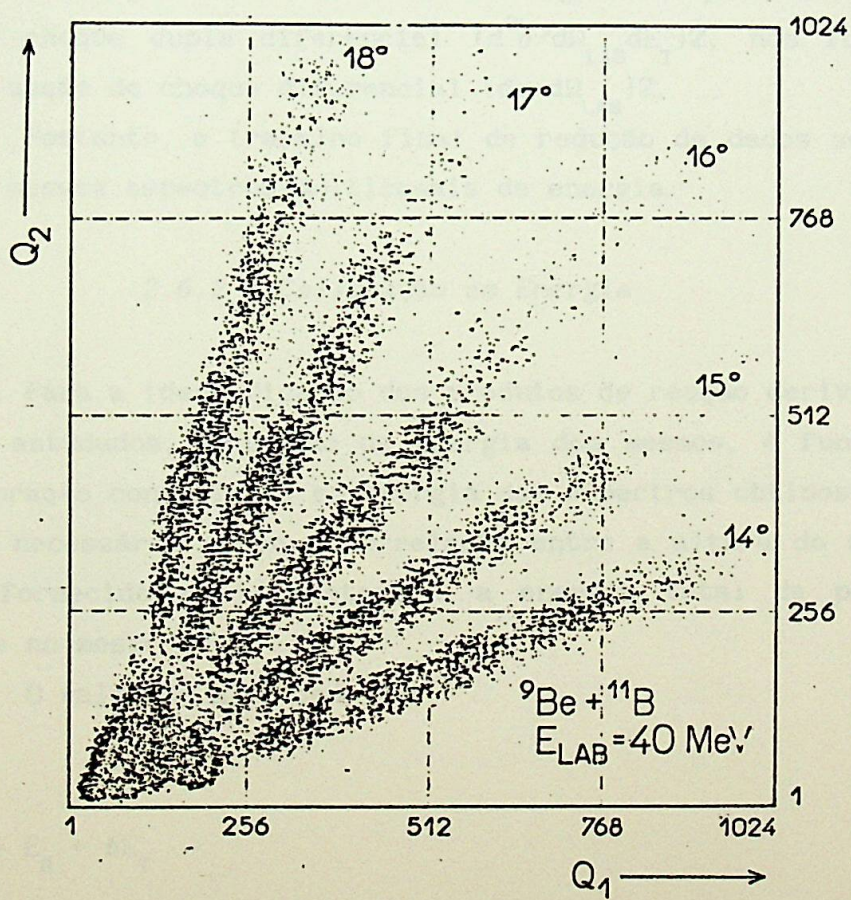
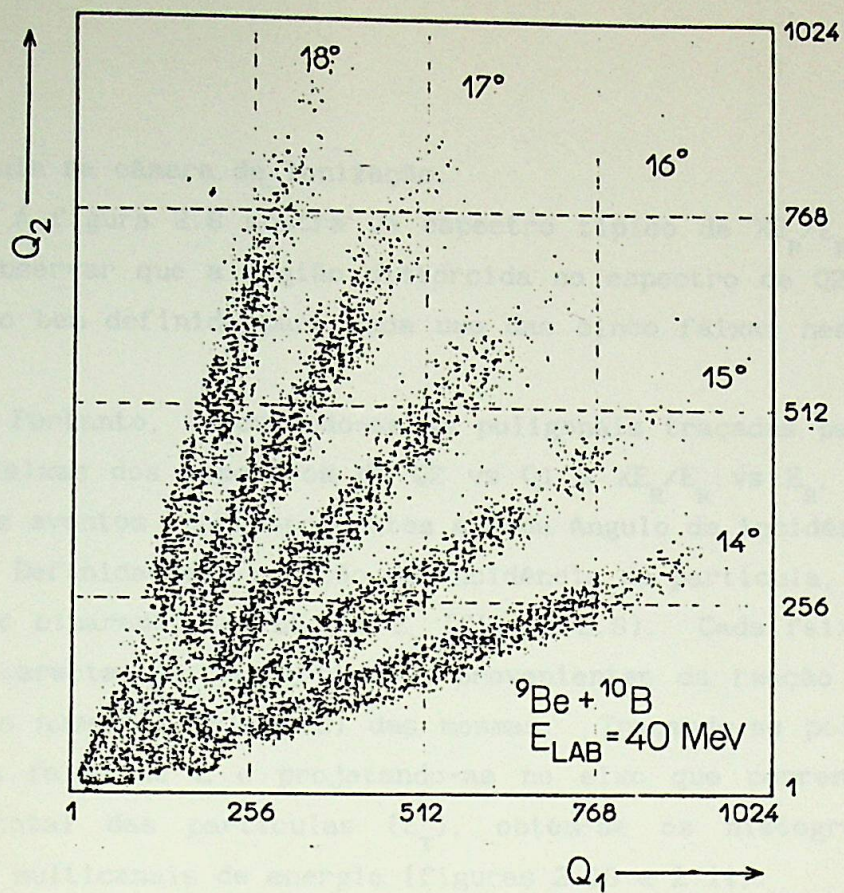


Figura 2.7. Espectro biparamétrico  $Q_2$  vs  $Q_1$ .

da partícula na câmara de ionização.

A figura 2.8 mostra um espectro típico de  $X_{E_R}/E_R$  vs  $E_R$ . Podemos observar que a região distorcida no espectro de Q2 vs Q1, está muito bem definida para cada uma das cinco faixas nesse novo espectro.

Portanto, vinculando-se as poligonais traçadas para cada uma das faixas dos espectros de Q2 vs Q1 e  $X_{E_R}/E_R$  vs  $E_R$ , pode-se separar os eventos correspondentes à cada ângulo de incidência.

Definida-se a posição de incidência da partícula, gera-se o espectro biparamétrico  $\Delta E_2$  vs  $E_T$  (figura 2.9). Cada faixa desse espectro caracteriza as partículas provenientes da reação nuclear através do número atômico (Z) das mesmas. Traçando-se poligonais para cada faixa de Z e projetando-as no eixo que corresponde à energia total das partículas ( $E_T$ ), obtém-se os histogramas ou espectros multicanais de energia (figuras 2.10 e 2.11).

A integral de cada um dos histogramas, que corresponde à seção de choque dupla diferencial  $(d^2\sigma/d\Omega_{LAB} dE_T)Z$ , nos fornece o valor da seção de choque diferencial  $(d\sigma/d\Omega_{LAB})Z$ .

Portanto, o trabalho final de redução de dados ser feito com base nesses espectros multicanais de energia.

### 2.6.2 - Calibração em Energia

Para a identificação dos produtos de reação derivados dos sistemas estudados, bem como da energia dos mesmos, é fundamental uma calibração conveniente em energia dos espectros obtidos. Assim sendo, é necessário obter a correlação entre a altura do sinal de energia fornecido pelo detetor, e a energia total da partícula incidente no mesmo ( $E_T$ ).

O valor de  $E_T$  é dado por:

$$E_T = E_R + \Delta E_T \quad (2.4)$$

Para se chegar a esse valor, adotou-se o seguinte

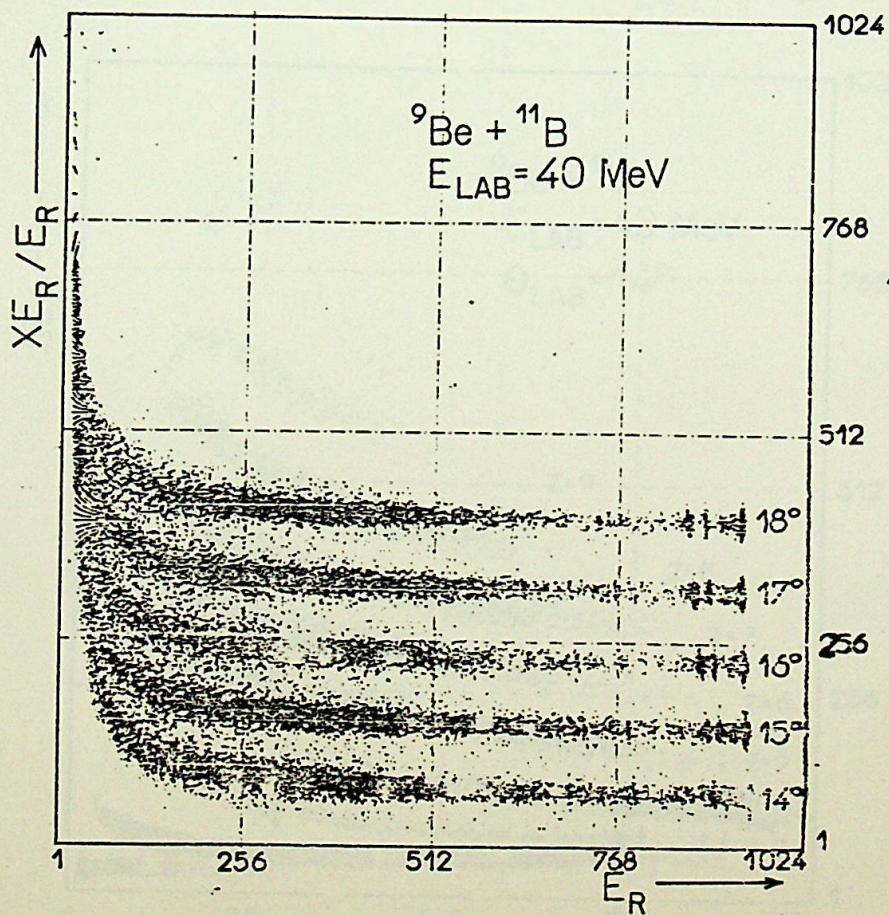
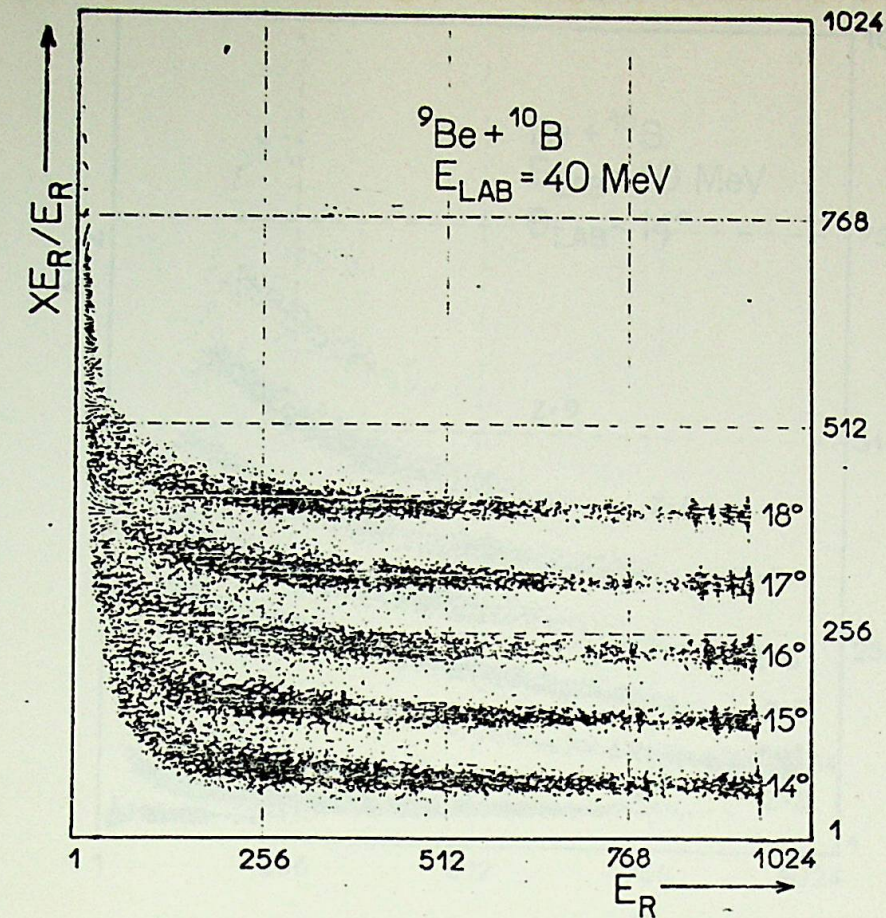


Figura 2.8. Espectro biparamétrico  $XE_R/E_R$  vs  $E_R$ .

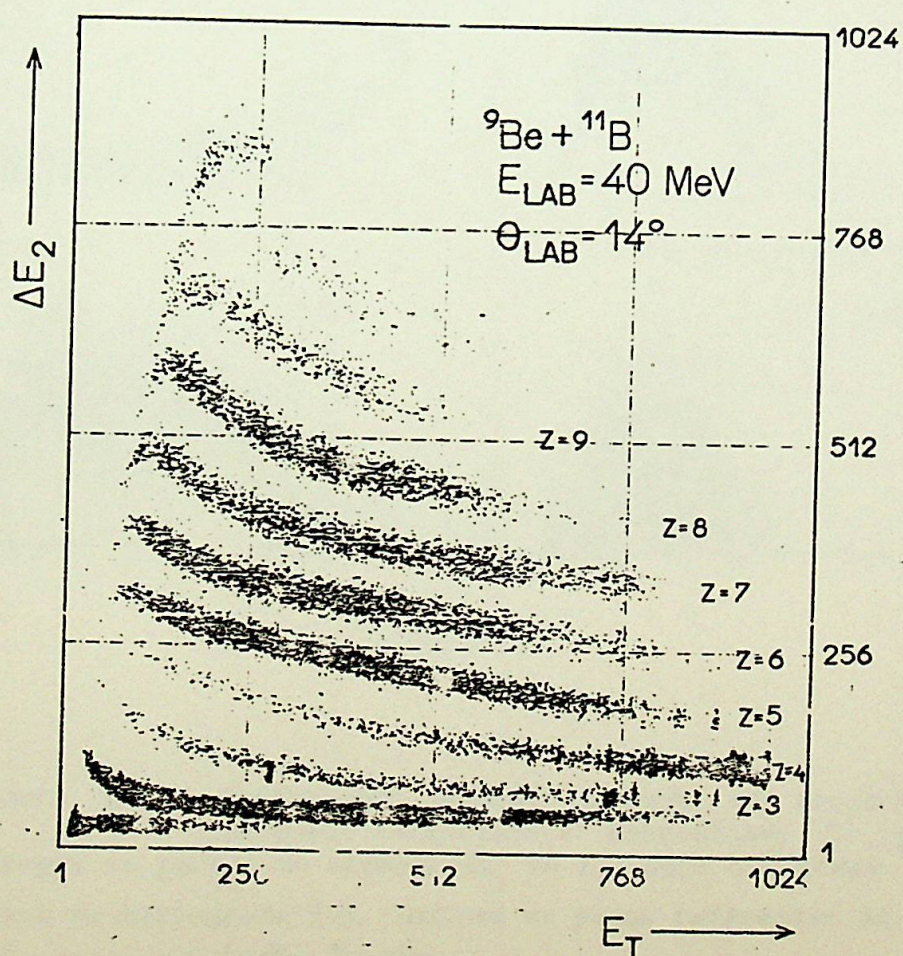
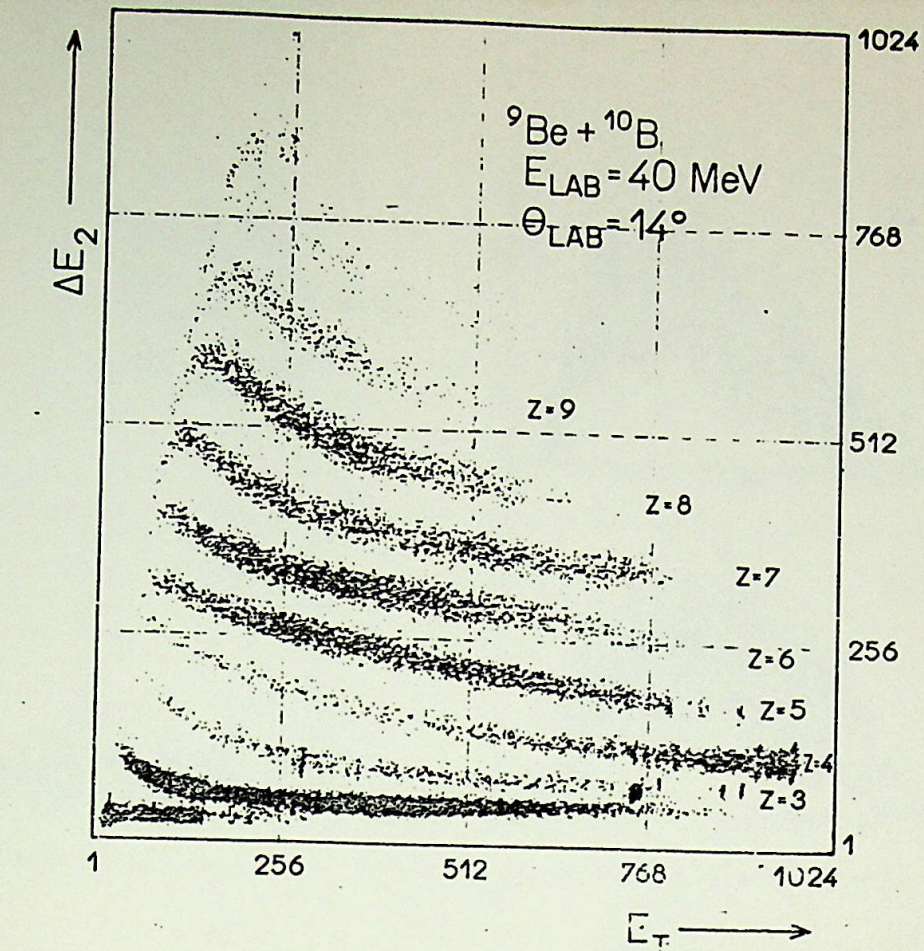


Figura 2.9. Espectro biparamétrico  $\Delta E_2$  vs  $E_T$ .

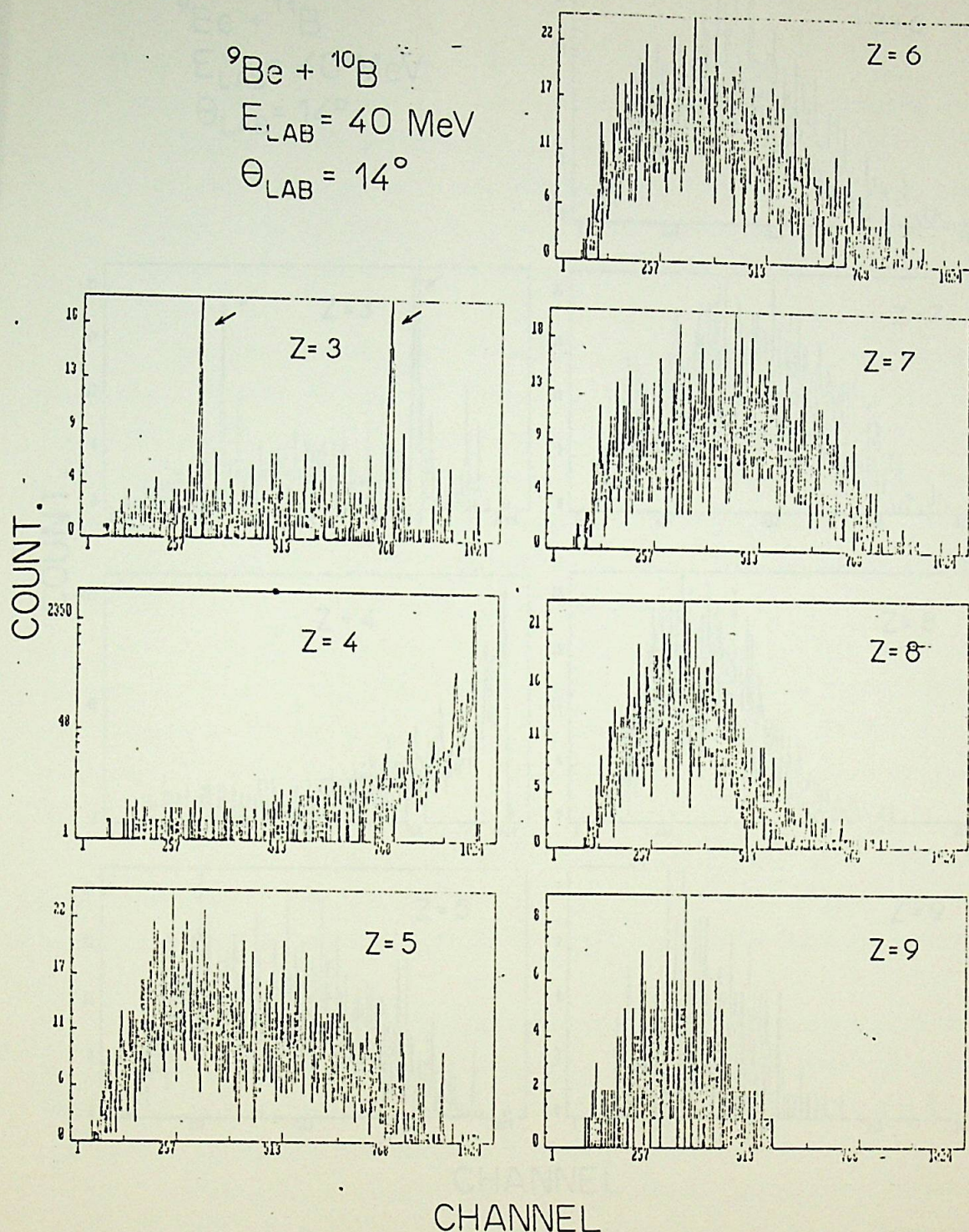
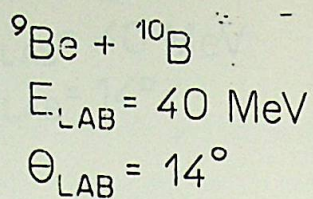


Figura 2.10. Histogramas obtidos através da projeção de cada poligonal (associado a determinado Z) no eixo de energia (a partir do espectro  $\Delta E_2$  vs  $E_T$ , para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ ). As setas no histograma Z=3, indicam os picos referentes às duas soluções da reação  ${}^1\text{H}({}^9\text{Be}, {}^6\text{Li}){}^4\text{He}$ .

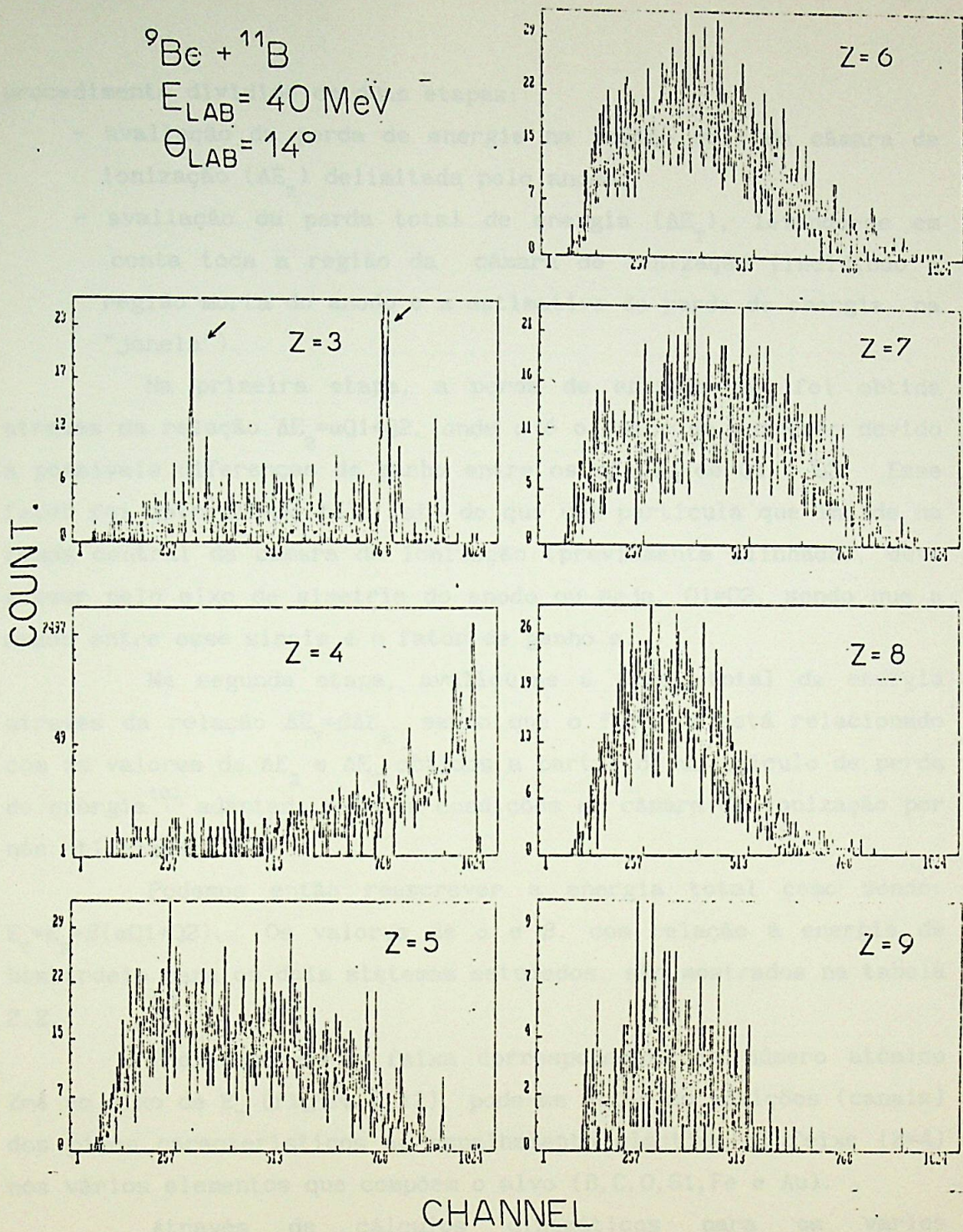


Figura 2.11. Ídem á figura 2.10, sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

procedimento dividido em duas etapas:

- avaliação da perda de energia na região útil da câmara de ionização ( $\Delta E_2$ ) delimitada pelo anodo.
- avaliação da perda total de energia ( $\Delta E_T$ ), levando-se em conta toda a região da câmara de ionização (incluindo a região morta do anodo e a estimativa da perda de energia na "janela").

Na primeira etapa, a perda de energia  $\Delta E_2$  foi obtida através da relação  $\Delta E_2 = \alpha Q_1 + Q_2$ , onde  $\alpha$  é o fator de correção devido à possíveis diferenças de ganho entre os sinais de  $Q_1$  e  $Q_2$ . Esse fator foi determinado pelo fato de que uma partícula que incide na fenda central da câmara de ionização (previamente alinhada), deve passar pelo eixo de simetria do anodo ou seja,  $Q_1 = Q_2$ , sendo que a razão entre esse sinais é o fator de ganho  $\alpha$ .

Na segunda etapa, avaliou-se a perda total de energia através da relação  $\Delta E_T = \beta \Delta E_2$ , sendo que o fator  $\beta$  está relacionado com os valores de  $\Delta E_2$  e  $\Delta E_T$  obtidos a partir de um cálculo de perda de energia<sup>10)</sup> adaptado para as condições da câmara de ionização por nós utilizada.

Podemos então reescrever a energia total como sendo:  $E_T = E_R + \beta(\alpha Q_1 + Q_2)$ . Os valores de  $\alpha$  e  $\beta$ , com relação à energia de bombardeio para os dois sistemas estudados, são mostrados na tabela 2.2.

Projetando-se a faixa correspondente ao número atômico  $Z=4$  no eixo de  $E_T$  (figura 2.12), pode-se obter as posições (canais) dos picos característicos ao espalhamento elástico do feixe ( $Z=4$ ) nos vários elementos que compõem o alvo (B, C, O, Si, Fe e Au).

Através de cálculos cinemáticos para os vários espalhamentos, podemos relacionar os canais dos picos com as respectivas energias cinéticas dos mesmos. Essa relação é do tipo linear ( $E_c = aC + b$ ), e é chamada de reta de calibração de energia. Portanto, identificando-se o canal de interesse de qualquer espectro multicanal, pode-se obter diretamente a energia correspondente a esse canal.

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	SISTEMA ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$		SISTEMA ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$	
	$\alpha$	$\beta$	$\alpha$	$\beta$
10	1.0800	0.4108	1.0800	0.4108
12	1.4670	0.3308	1.0881	0.3308
14	1.0881	0.4012	1.0881	0.4012
16	0.7388	0.3400	0.7388	0.3400
19	0.7388	0.3400	0.7388	0.3400
21	0.9657	0.2358	0.9657	0.2358
23	0.9657	0.2358	0.9657	0.2358
25	0.7388	0.2700	0.7388	0.2700
27	0.9657	0.2358	0.9657	0.2358
29	0.9657	0.1560	0.9657	0.1560
31	1.1281	0.1560	1.1281	0.1560
33	1.1281	0.1419	1.1281	0.1419
35	1.1281	0.1419	1.1281	0.1419
37	1.0766	0.1419	1.0766	0.1419
39	1.0766	0.1419	1.0766	0.1419
40	1.0766	0.1419	1.0766	0.1419

Tabela 2.2. Valores dos parâmetros utilizados para a calibração de energia.

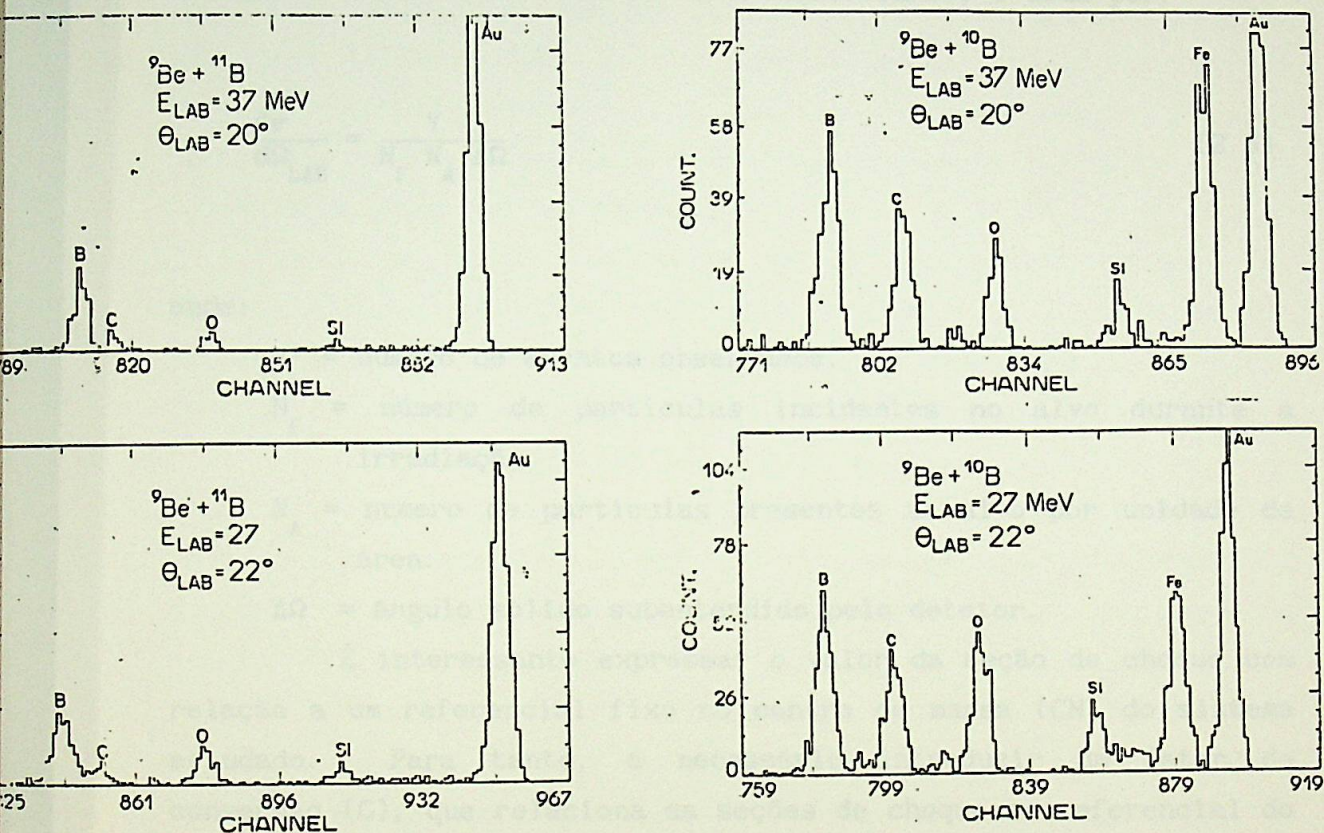


Figura 2.12. Histogramas correspondentes à projeção da faixa  $Z=4$  no eixo de energia do espectro  $\Delta E_2$  vs  $E_T$ . Os picos mostram as posições (canais) referentes aos espalhamentos elásticos do feixe  ${}^9\text{Be}$  com os elementos presentes nos alvos (B, C, O, Si, Fe e Au).

### 2.6.3. Determinação das Seções de Choque Absolutas

A probabilidade de ocorrer um certo processo nuclear em uma dada reação, é representada pela seção de choque determinada para tal processo.

A seção de choque diferencial experimental, para um sistema de referência fixo no laboratório (LAB), é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{LAB}} = \frac{Y}{N_F N_A \Delta\Omega} \quad (2.5)$$

onde:

$Y$  = número de eventos observados.

$N_f$  = número de partículas incidentes no alvo durante a irradiação.

$N_A$  = número de partículas presentes no alvo por unidade de área.

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

É interessante expressar o valor da seção de choque com relação a um referencial fixo no centro de massa (CM) do sistema estudado. Para tanto, é necessário introduzir um fator de conversão ( $G$ ), que relaciona as seções de choque no referencial do laboratório e do centro de massa. O fator  $G$  é determinado pelo fato de que o número de partículas por unidade de tempo, incidindo em um dado elemento de ângulo sólido  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ , deve ser o mesmo em ambos os referenciais, ou seja<sup>11)</sup>:

$$G = \frac{\sin\theta_{CM} d\theta_{CM}}{\sin\theta_{LAB} d\theta_{LAB}} \quad (2.6)$$

Para se calcular então a seção de choque absoluta diferencial ( $d\sigma/d\Omega_{LAB}$ ), é necessário obter as quantidades  $Y, N_f$  e  $N_A \Delta\Omega$ . A transformação de ( $d\sigma/d\Omega_{LAB}$ ) para o referencial do centro

de massa calculada como sendo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{CM} = G \frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB} \quad (2.7)$$

O número de partículas no feixe  $N_F$  que participam na irradiação para cada tomada de medidas é determinado da carga integrada do feixe ( $Q = \int idt$ ) que incide no alvo e coletada no copo de FARADAY, dividida pelo estado de carga médio ( $\bar{Z}e$ ) das partículas do feixe que saírem do alvo, portanto:  $N_F = (Q/\bar{Z}e)$ , sendo "e" a carga elementar do elétron.

O número de eventos  $Y$  de um determinado elemento de número atômico, observado num certo ângulo  $\theta_{LAB}$ , é extraído dos espectros multicanais de energia, sendo que para cada canal (energia) do espectro associa-se um certo número de contagens.

O procedimento utilizado para a determinação do valor do produto  $N_A \Delta \Omega$  foi comparar os valores experimentais da seção de choque para o espalhamento elástico com os seus valores esperados em base a cálculos teóricos, obtidos através de um programa de modelo óptico (código PTOLEMY<sup>12</sup>).

Através das distribuições angulares medidas nas energias de bombardeio de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV, para o espalhamento elástico do  $^9\text{Be}$  com relação ao  $^{10,11}\text{B}$  e aos contaminantes  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$  presentes no alvo, foram feitos ajustes de parâmetros de potenciais ópticos, partindo-se de potenciais encontrados na literatura ( $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}^{13}$ ,  $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}^{14}$  e  $^9\text{Be} + ^{10}\text{B}^{15}$ ).

Da comparação (normalização) entre as distribuições angulares medidas e os ajustes teóricos fornecidos pelo PTOLEMY, foram obtidos os valores das quantidades  $N_A \Delta \Omega$  para cada elemento presente no alvo utilizado (ver relação 2.5 aplicada para o espalhamento elástico).

As distribuições angulares e os ajustes teóricos para o espalhamento elástico serão mostradas posteriormente, bem como os parâmetros dos potenciais ópticos referentes a esses ajustes.

Valores de  $N_A \Delta \Omega$  foram também obtidos para os contaminantes  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$  nos alvos de  $^{10,11}\text{B}$ . Apesar dos cuidados

tomados, foi inevitável um certo crescimento de carbono no alvo durante o decorrer da experiência, o que fez com que a quantidade  $(N_A \Delta \Omega)_C$  para o carbono variasse com relação ao tempo da execução da experiência (figura 2.13), fato que não ocorreu com a quantidade  $(N_A \Delta \Omega)_O$  para o oxigênio.

A razão pela qual estamos interessados nas quantidades de carbono e oxigênio presentes nos alvos, se deve ao fato de que, alguns resíduos da fusão nuclear dos sistemas  ${}^9\text{Be} + ({}^{12}\text{C} \text{ e } {}^{16}\text{O})$  podem ser os mesmos que os resíduos da fusão das reações de interesse  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$  (figura 2.14).

Assim sendo, devemos descontar os eventos correspondentes às reações de fusão dos sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ . Apesar de uma pequena contaminação de  ${}^{11}\text{B}$  nos alvos de  ${}^{10}\text{B}$ , não foi efetuada a subtração para esse contaminante, levando-se em conta que o pequeno efeito da quantidade de contaminante  ${}^{11}\text{B}$  é desprezível....

A subtração dos eventos provenientes da reação de fusão dos sistemas  ${}^9\text{Be} + ({}^{12}\text{C} \text{ e } {}^{16}\text{O})$  para as medidas das distribuições angulares, foi feita utilizando-se a seção de choque dupla diferencial  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{LAB}} dE_T$  prevista pelo programa LILITA, e calculada usando-se o valor da seção de choque total de fusão ( $\sigma_{\text{Fus}}$ ) encontrada na literatura para os sistemas em questão<sup>13,14)</sup> e a espessura de contaminante determinada pelo método descrito anteriormente (figuras 2.15 e 2.16). A seção de choque dupla diferencial relacionada com os eventos da fusão de berílio com boro, portanto expressa, para cada elemento de número atômico Z, por:

$$\left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}} dE_T} \right]_{\text{BORO}} = \frac{Y_T}{N_F \left[ \frac{N_A \Delta \Omega}{N_A \Delta \Omega} \right]_B} \frac{\left[ \frac{N_A \Delta \Omega}{N_A \Delta \Omega} \right]_C}{\left[ \frac{N_A \Delta \Omega}{N_A \Delta \Omega} \right]_B} \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_T} \right]_{\text{LILITA}_B} \frac{\left[ \frac{N_A \Delta \Omega}{N_A \Delta \Omega} \right]_O}{\left[ \frac{N_A \Delta \Omega}{N_A \Delta \Omega} \right]_B} \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_T} \right]_{\text{LILITA}_O}$$

(2.8)

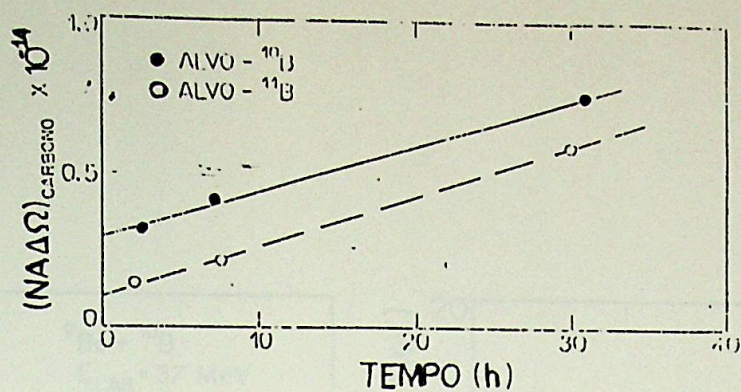


Figura 2.13. Quantidades de carbono presentes nos alvos  $^{10,11}\text{B}$ , em função do tempo de irradiação, medidas pelos produtos  $N_A \Delta \Omega$ .

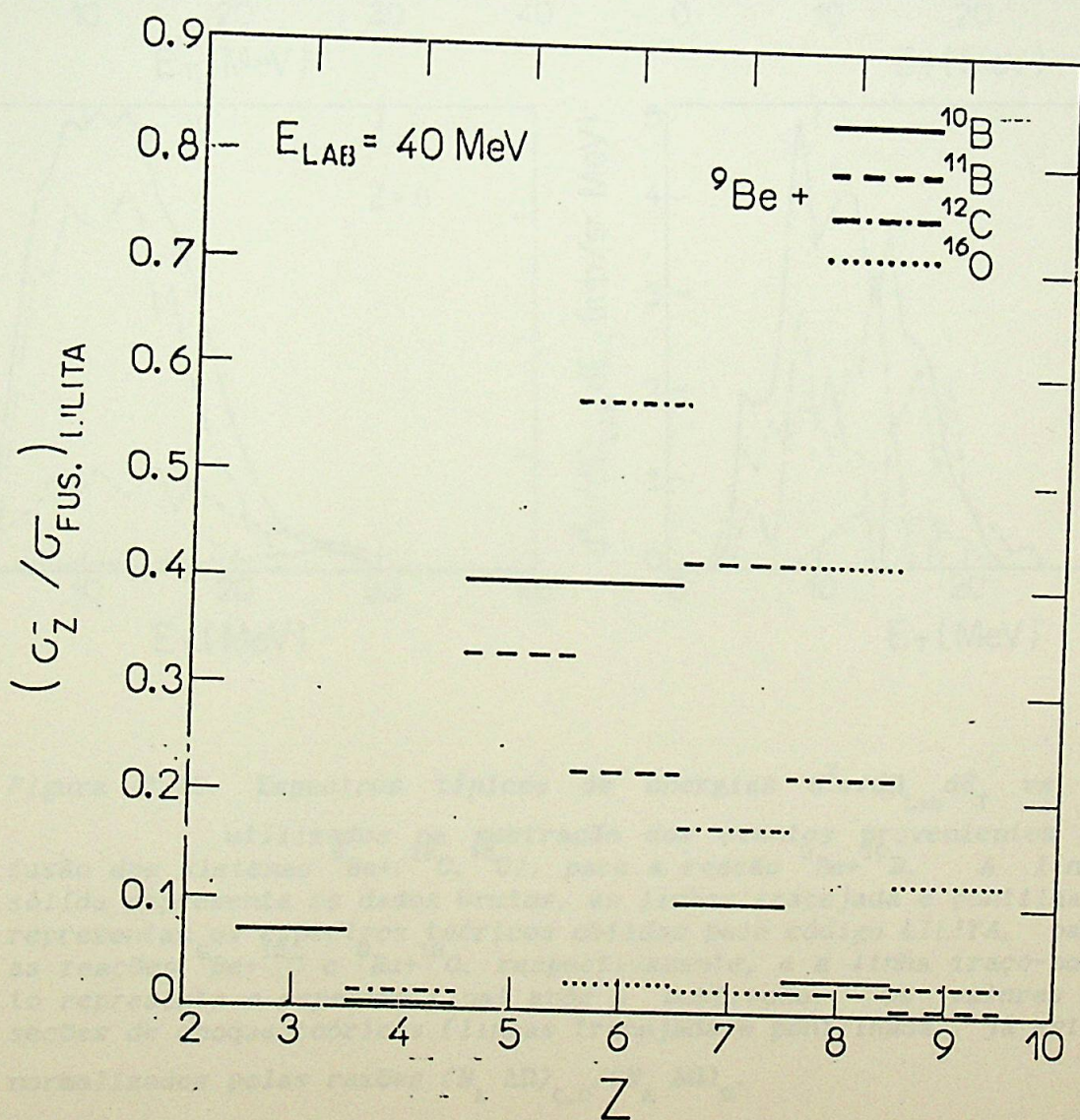


Figura 2.14. Intensidades relativas para os resíduos de evaporação, provenientes da fusão do  $^9\text{Be}$  com os elementos  $^{10,11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ .

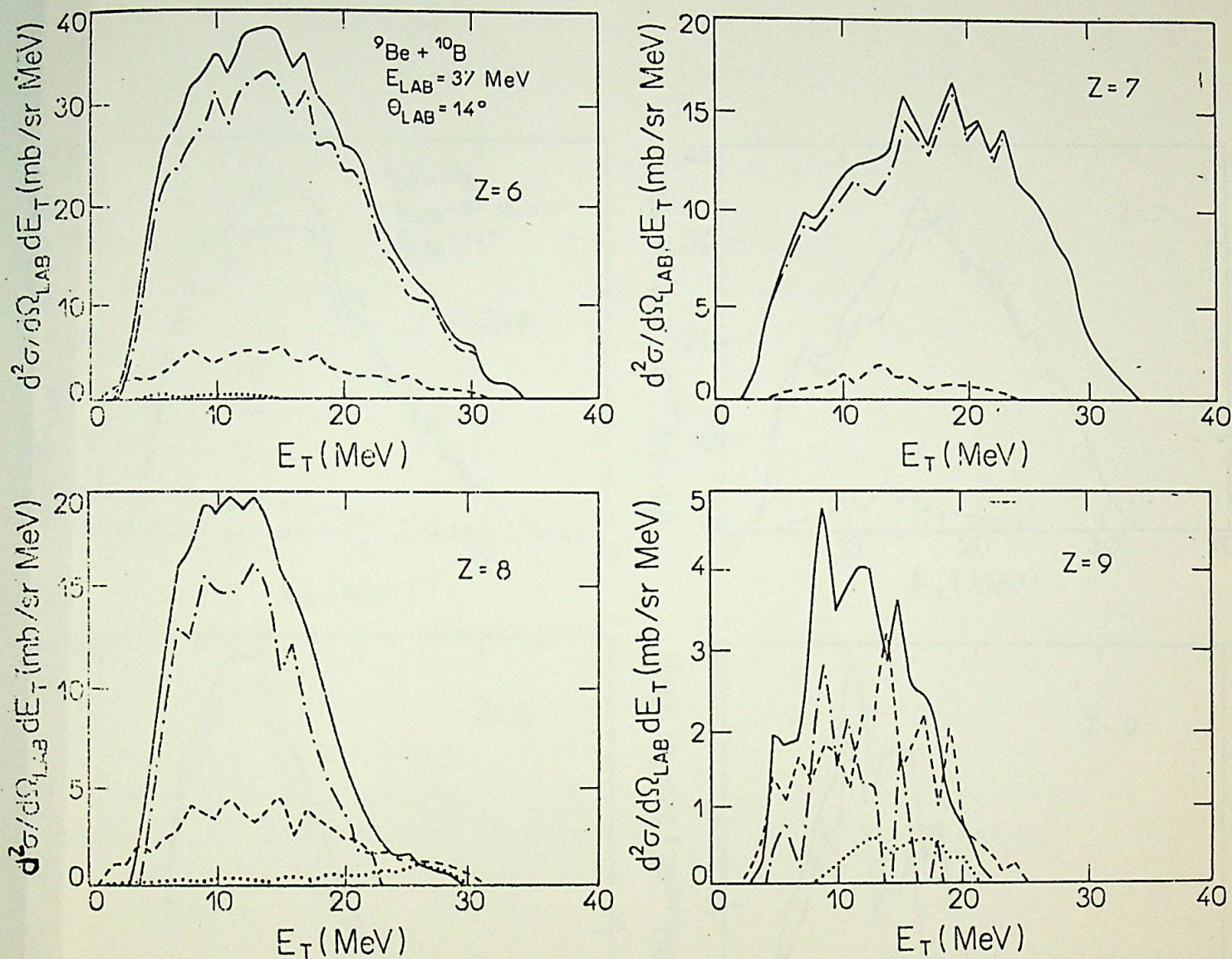


Figura 2.15. Espectros típicos de energias  $d^2\sigma/d\Omega_{Lab} dE_T$  vs  $E_T$  utilizados na subtração dos eventos provenientes da fusão dos sistemas  ${}^9\text{Be} + ({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})$ , para a reação  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ . A linha sólida representa os dados brutos, as linhas tracejada e pontilhada representam os espectros teóricos obtidos pelo código LILITA, para as reações  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ , respectivamente, e a linha traço-ponto representa o espectro final após a subtração. Os valores de seções de choque teóricos (linhas tracejada e pontilhada), já estão normalizados pelas razões  $(N_A \Delta\Omega)_{C,O} / (N_A \Delta\Omega)_B$ .

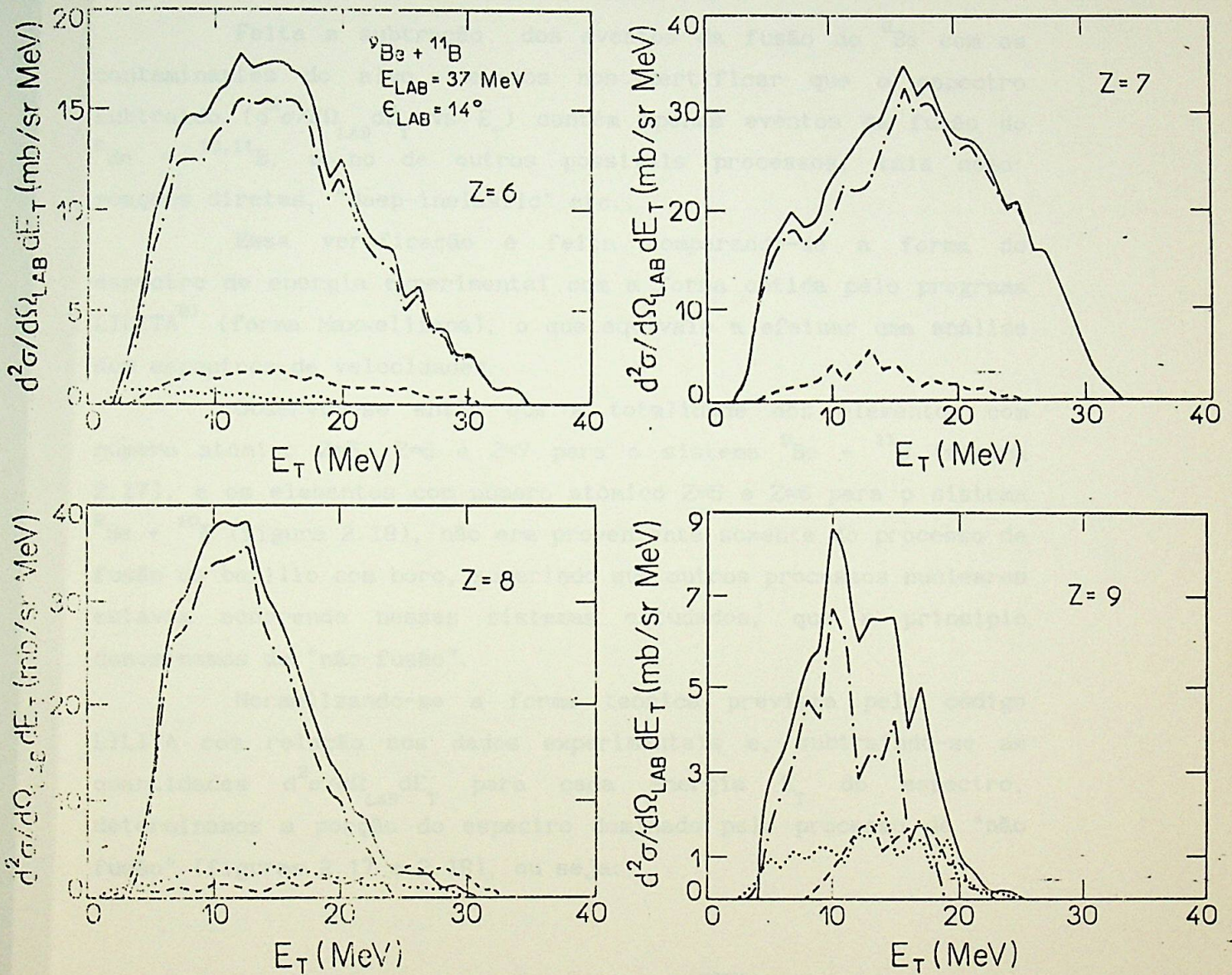


Figura 2.16. Ídem á figura 2.15, reação  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

onde:

$Y_T$  = número de eventos totais sem a subtração, extraídos dos espectros multicanais de energia.

$\left[ N_A \Delta \Omega \right]_B$  = quantidade proporcional à espessura do alvo de boro.

Feita a subtração dos eventos da fusão do  $^9\text{Be}$  com os contaminantes do alvo, devemos nos certificar que o espectro subtraído ( $d^2\sigma/d\Omega_{\text{LAB}} dE_T$  vs  $E_T$ ) contém apenas eventos da fusão do  $^9\text{Be} + ^{10,11}\text{B}$ , e não de outros possíveis processos, tais como: reações diretas, "deep-inelastic" etc..

Essa verificação é feita comparando-se a forma do espectro de energia experimental com a forma obtida pelo programa LILITA<sup>9)</sup> (forma Maxwelliana), o que equivale a efetuar uma análise dos espectros de velocidades.

Observou-se então que a totalidade dos elementos com número atômico  $Z=5$ ,  $Z=6$  e  $Z=7$  para o sistema  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$  (figura 2.17), e os elementos com número atômico  $Z=5$  e  $Z=6$  para o sistema  $^9\text{Be} + ^{10}\text{B}$  (figura 2.18), não era proveniente somente do processo de fusão do berílio com boro, sugerindo que outros processos nucleares estavam ocorrendo nesses sistemas estudados, que a princípio denominamos de "não fusão".

Normalizando-se a forma teórica prevista pelo código LILITA com relação aos dados experimentais e, subtraindo-se as quantidades  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{LAB}} dE_T$  para cada energia  $E_T$  do espectro, determinamos a porção do espectro dominado pelo processo de "não fusão" (figuras 2.17 e 2.18), ou seja:

$$\left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}} dE_T} \right]_{\text{nao fusao}} = \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}} dE_T} \right]_{\text{BORO}} - \left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}} dE_T} \right]_{\text{LILITA}}^{\text{NORM.}} \quad (2.9)$$

onde  $\left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}} dE_T} \right]_{\text{LILITA}}^{\text{NORM.}}$  representa o valor da seção de choque dupla

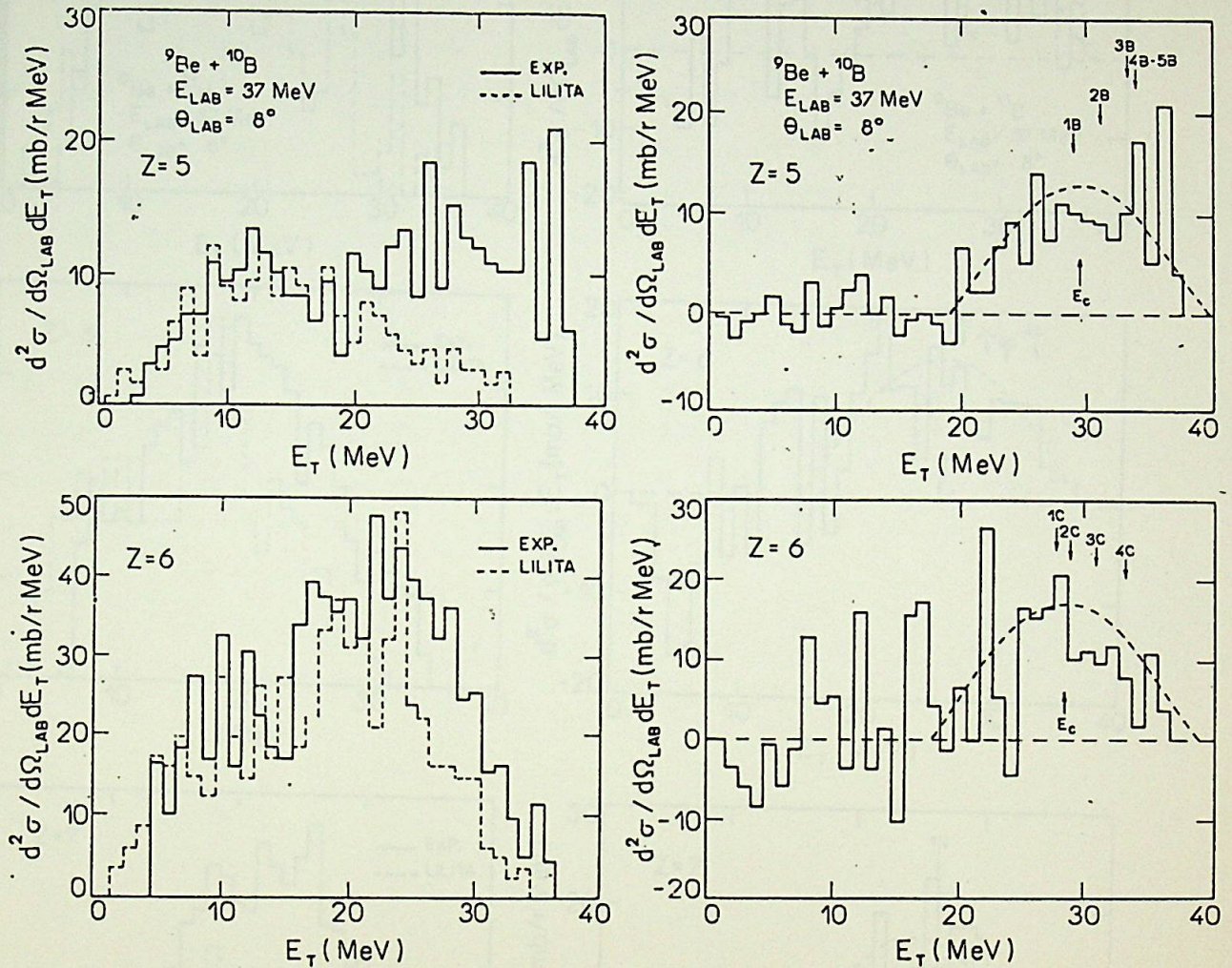


Figura 2.17. (Sistema  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$ ).

Espectros de energias  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  vs  $E_T$ , indicando a separação dos eventos da fusão e "não fusão" através da normalização dos dados previstos pelo código LILITA (linha tracejada) com relação aos dados experimentais (linha sólida). Os respectivos espectros subtraídos referentes aos eventos do processo de "não fusão". Para esses espectros subtraídos, os valores de energias ( $E_c$ ) são os centróides das gaussianas (linha tracejada) que ajustam os mesmos. As setas rotuladas indicam os valores de energias cinéticas, para cada elemento de nº atômico Z, obtidos para os respectivos valores de  $Q_{\text{opt}}$  correspondentes às reações de transferência em questão (tabela 4.5).

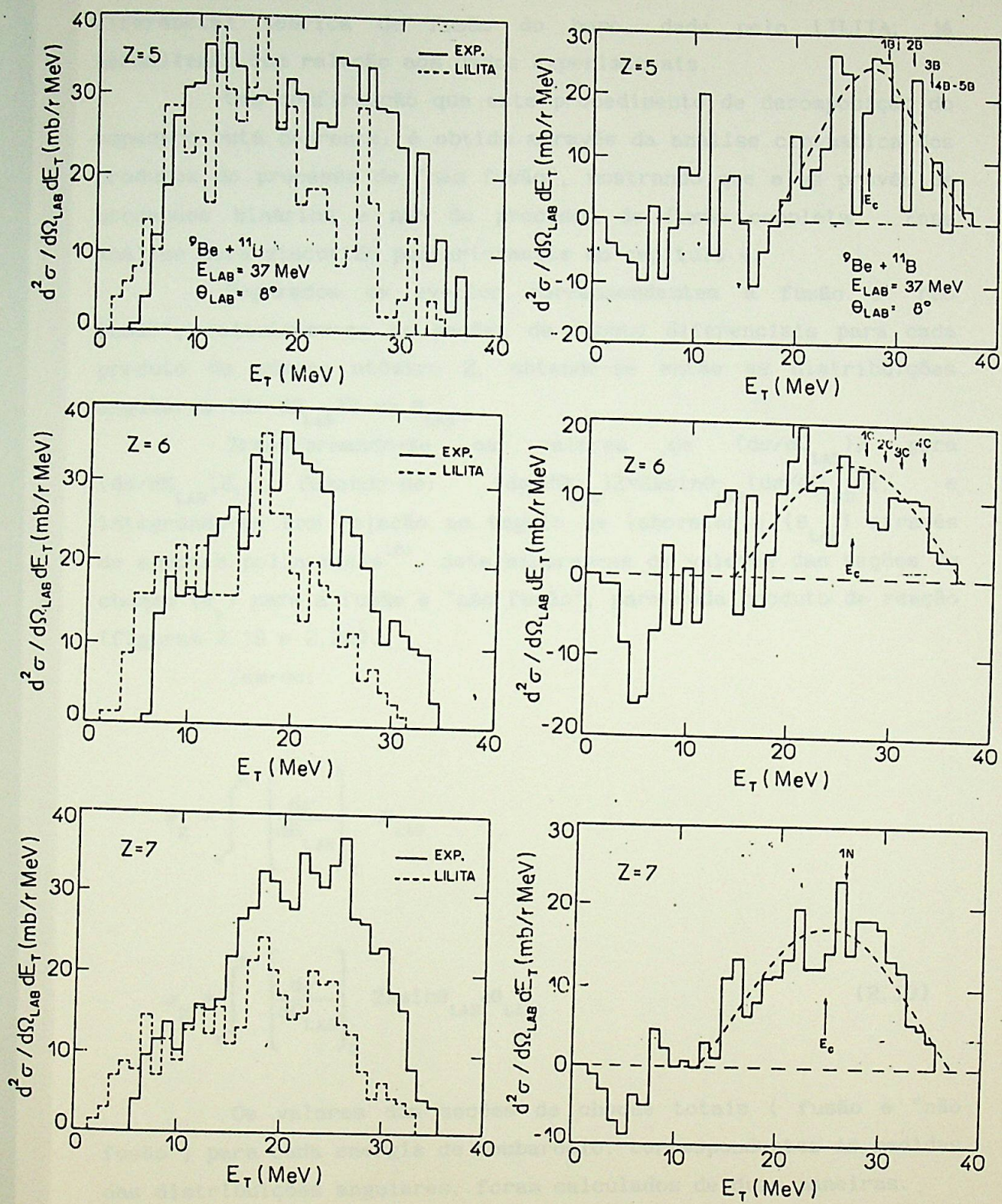


Figura 2.18. - Ídem á figura 2.17.  
(Sistema  $\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ ).

diferencial teórica de fusão do boro, dada pelo LILITA, já normalizada com relação aos dados experimentais.

Uma confirmação que este procedimento de decomposição do espectro está coerente, é obtida através da análise cinemática dos produtos do processo de "não fusão", mostrando que eles provêm de processos binários e não do processo de fusão completa. Essa análise será discutida posteriormente no capítulo 4.

Separados os eventos correspondentes à fusão e "não fusão", calcularam-se as seções de choque diferenciais para cada produto de número atômico  $Z$ , obtendo-se então as distribuições angulares  $(d\sigma/d\Omega_{LAB})_Z$  vs  $\theta_{LAB}$ .

Transformando-se os valores de  $(d\sigma/d\Omega_{LAB})_Z$  para  $(d\sigma/d\theta_{LAB})_Z$ , fazendo-se:  $(d\sigma/d\theta_{LAB})_Z = 2\pi \sin\theta_{LAB} (d\sigma/d\Omega_{LAB})_Z$ , e integrando-se com relação ao ângulo de laboratório ( $\theta_{LAB}$ ) através de ajustes polinomiais<sup>16)</sup>, determinaram-se os valores das seções de choque ( $\sigma_Z$ ) para a fusão e "não fusão", para cada produto de reação (figuras 2.19 e 2.20).

Tem-se:

$$\sigma_Z = \int_0^\pi \left[ \frac{d\sigma}{d\theta_{LAB}} \right]_Z d\theta_{LAB}$$

$$\sigma_Z = \int_0^\pi \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega_{LAB}} \right]_Z 2\pi \sin\theta_{LAB} d\theta_{LAB} \quad (2.10)$$

Os valores das seções de choque totais ( fusão e "não fusão") para cada energia de bombardeio, correspondentes às medidas das distribuições angulares, foram calculados de duas maneiras.

A primeira delas foi a soma direta de  $\sigma_Z$ , sendo então que:  $\sigma_{TOTAL} = \sum \sigma_{Zi}$  com  $i=5,9$ . Por outro lado, somando-se as distribuições angulares  $(d\sigma/d\theta_{LAB})_Z$  vs  $\theta_{LAB}$ , obtiveram-se as distribuições angulares totais  $(d\sigma/d\theta_{LAB})_{TOTAL}$  vs  $\theta_{LAB}$ , e a partir de ajustes polinomiais<sup>16)</sup> (figuras 2.21 e 2.22) foram calculados

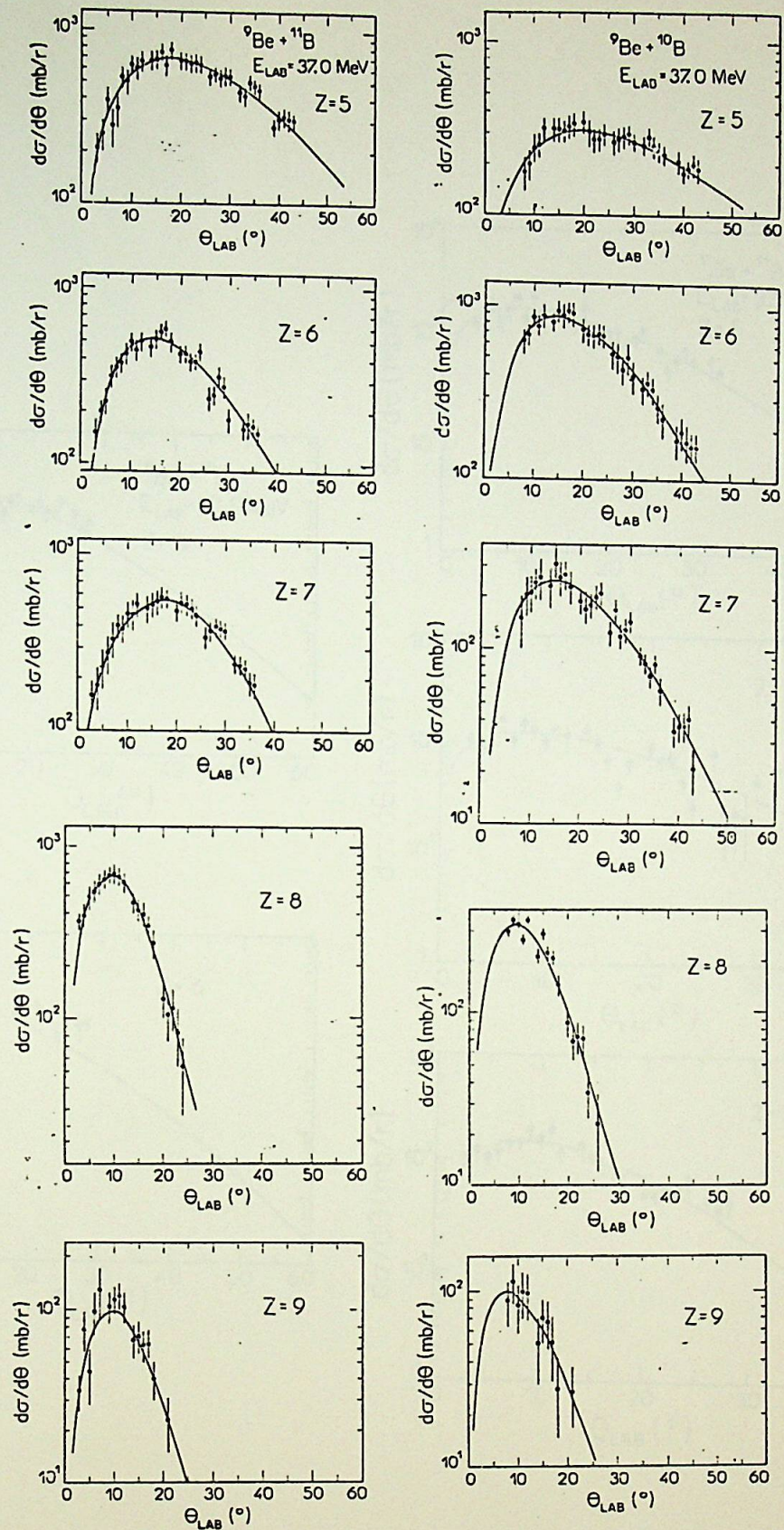


Figura 2.19. Distribuições angulares experimentais dos resíduos de evaporação correspondentes à fusão dos dois sistemas estudados, e os respectivos ajustes polinomiais.

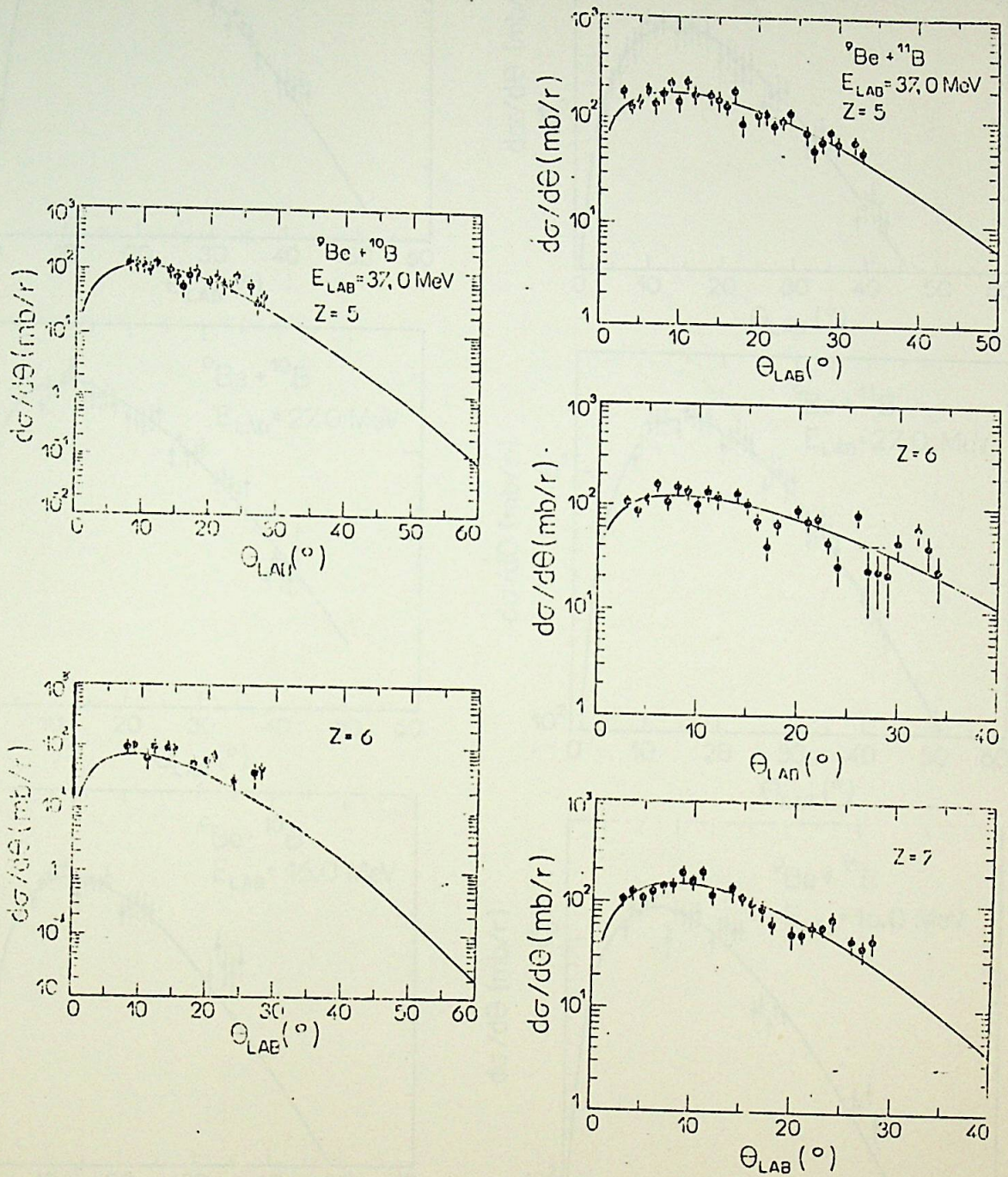


Figura 2.20. Distribuições angulares experimentais dos eventos provenientes do processo de "não fusão", para os dois sistemas estudados, e os respectivos ajuste polinomiais.

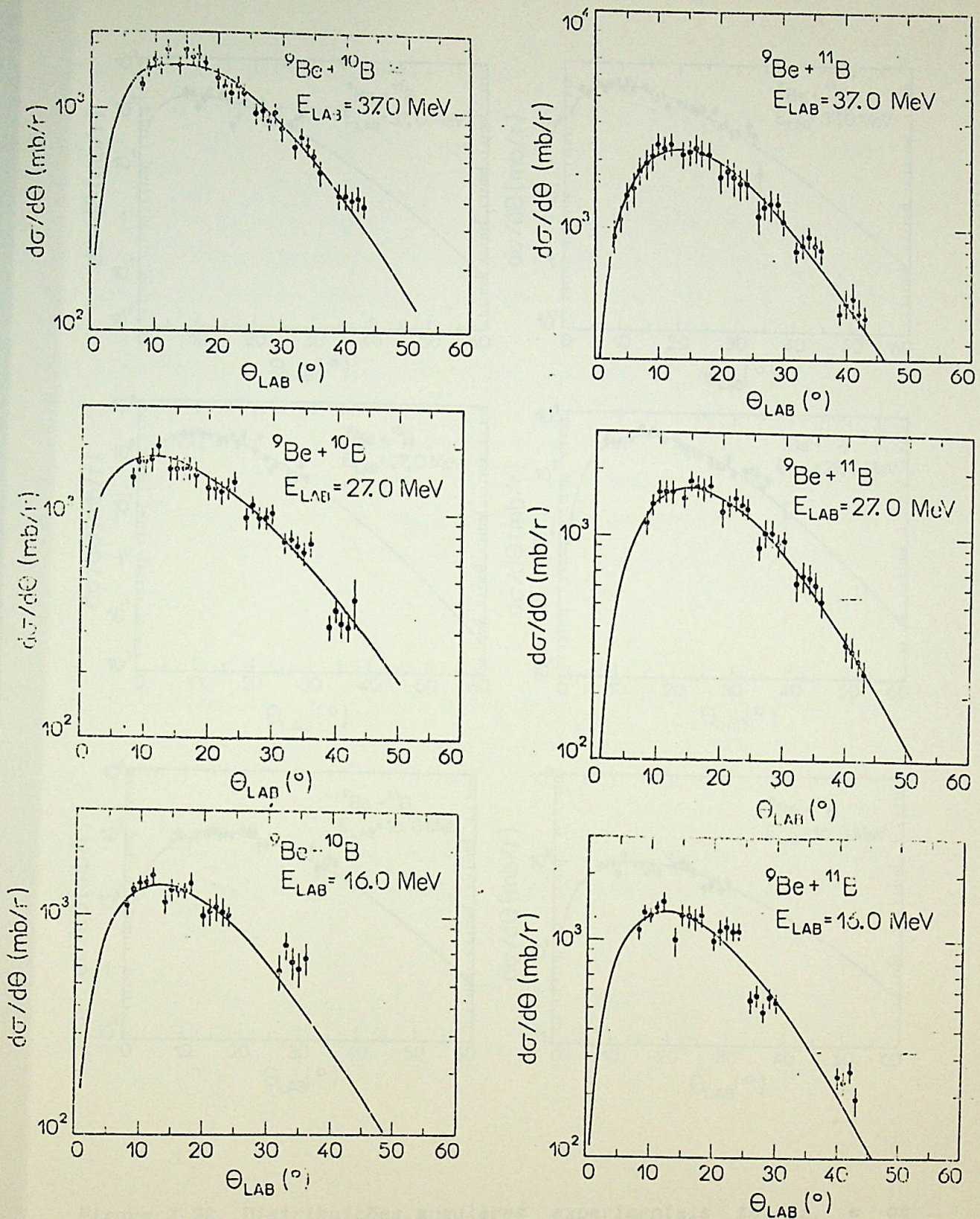


Figura 2.21. Distribuições angulares experimentais totais, e os respectivos ajustes polinomiais, correspondentes aos dados da fusão dos dois sistemas estudados.

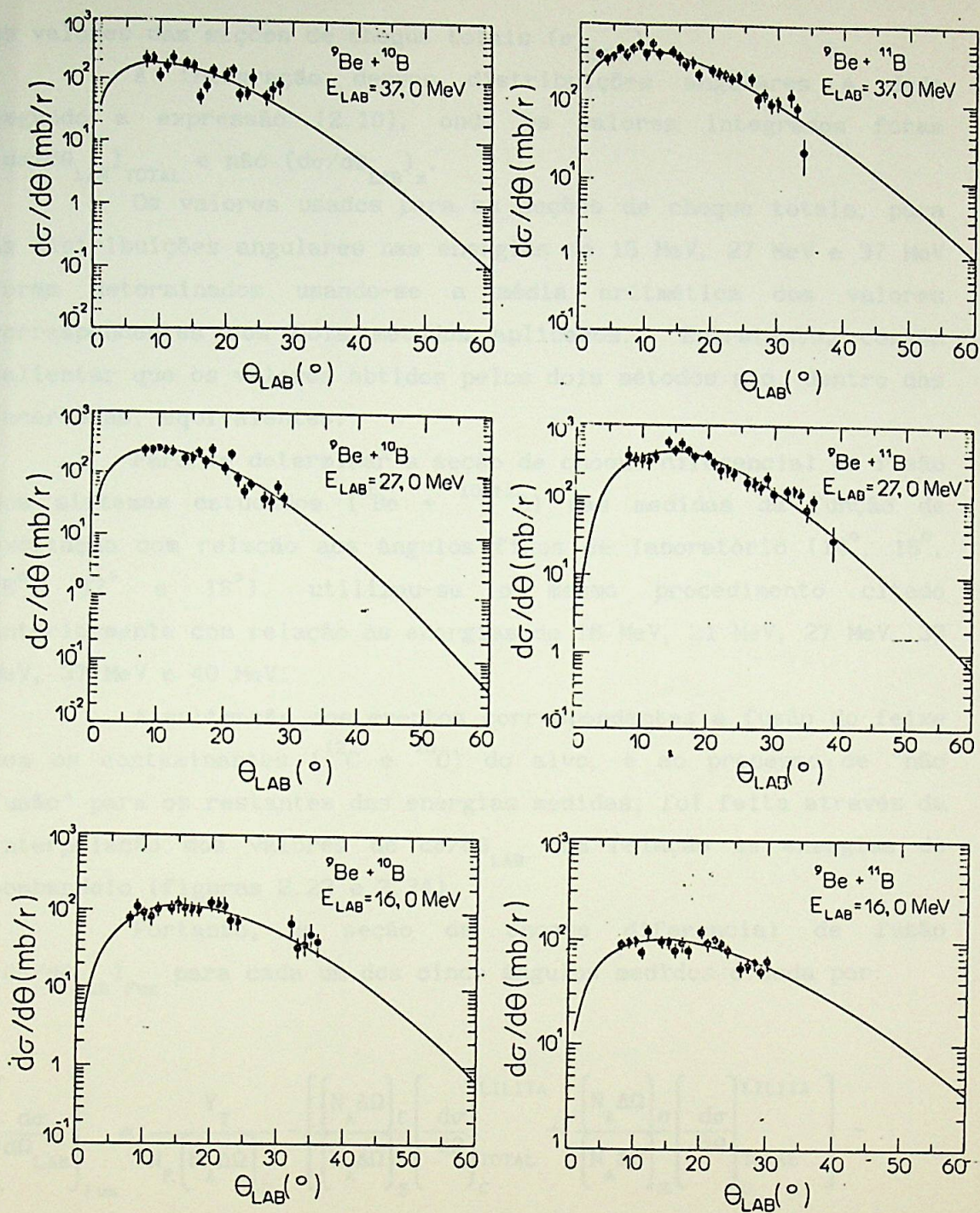


Figura 2.22. Distribuições angulares experimentais totais, e os respectivos ajustes polinomiais, correspondentes ao processo de "não fusão" dos dois sistemas estudados.

os valores das seções de choque totais ( $\sigma_{\text{TOTAL}}$ ).

A integração dessas distribuições angulares é dada segundo a expressão (2.10), onde os valores integrados foram  $(d\sigma/d\theta_{\text{LAB}})_{\text{TOTAL}}$  e não  $(d\sigma/d\theta_{\text{LAB}})_z$ .

Os valores usados para as seções de choque totais, para as distribuições angulares nas energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV foram determinados usando-se a média aritmética dos valores correspondentes aos dois métodos aplicados. Entretanto, convém salientar que os valores obtidos pelos dois métodos são, dentro das incertezas, equivalentes.

Para se determinar a seção de choque diferencial de fusão dos sistemas estudados ( $^9\text{Be} + ^{10,11}\text{B}$ ) nas medidas da função de excitação com relação aos ângulos fixos de laboratório ( $14^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $16^\circ$ ,  $17^\circ$  e  $18^\circ$ ), utilizou-se o mesmo procedimento citado anteriormente com relação às energias de 16 MeV, 21 MeV, 27 MeV, 33 MeV, 37 MeV e 40 MeV.

A subtração dos eventos correspondentes à fusão do feixe com os contaminantes ( $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ ) do alvo, e ao processo de "não fusão" para os restantes das energias medidas, foi feita através da interpolação dos valores de  $d\sigma/d\theta_{\text{LAB}}$  com relação às energias de bombardeio (figuras 2.23 e 2.24).

Portanto, a seção de choque diferencial de fusão  $(d\sigma/d\theta_{\text{LAB}})_{\text{Fus}}$  para cada um dos cinco ângulos medidos é dada por:

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{LAB}}} \right]_{\text{Fus}} = \frac{Y_{\text{T}}}{N_{\text{F}} [N_{\text{A}} \Delta\Omega]_{\text{B}}} - \left[ \frac{[N_{\text{A}} \Delta\Omega]_{\text{C}}}{[N_{\text{A}} \Delta\Omega]_{\text{B}}} \left( \frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{\text{TOTAL}}^{\text{LILITA}} + \frac{[N_{\text{A}} \Delta\Omega]_{\text{O}}}{[N_{\text{A}} \Delta\Omega]_{\text{B}}} \left( \frac{d\sigma}{d\theta} \right)_{\text{TOTAL}}^{\text{LILITA}} \right] -$$

$$+ \left[ \frac{d\sigma}{d\theta} \right]_{\text{TOTAL}}^{\text{NAO FUSAO}} \quad (2.11)$$

Utilizando-se do fato de que a razão  $(d\sigma/d\theta_{\text{LAB}})_{\text{Fus}} / \sigma_{\text{Fus}}$  é praticamente constante com relação à energia de bombardeio (figura

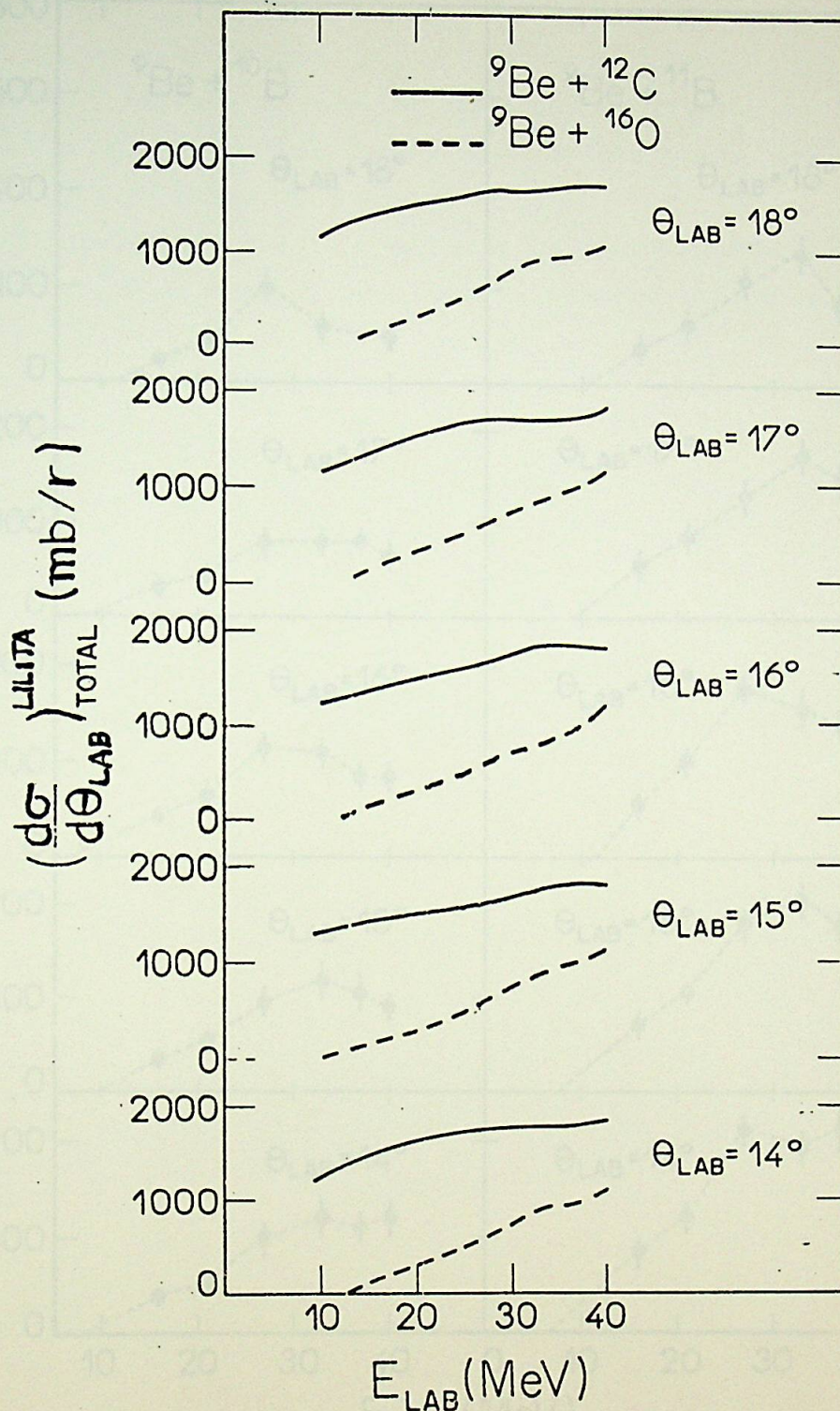


Figura 2.23. Seção de choque diferencial de fusão em função da energia de bombardeio, prevista pelo código LILITA, para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ , onde:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\theta}_{Lab}\right)_{Total}^{LILITA} = \sum_{i=1}^9 \left(\frac{d\sigma}{d\theta}_{Lab}\right)_{Z_i}$$

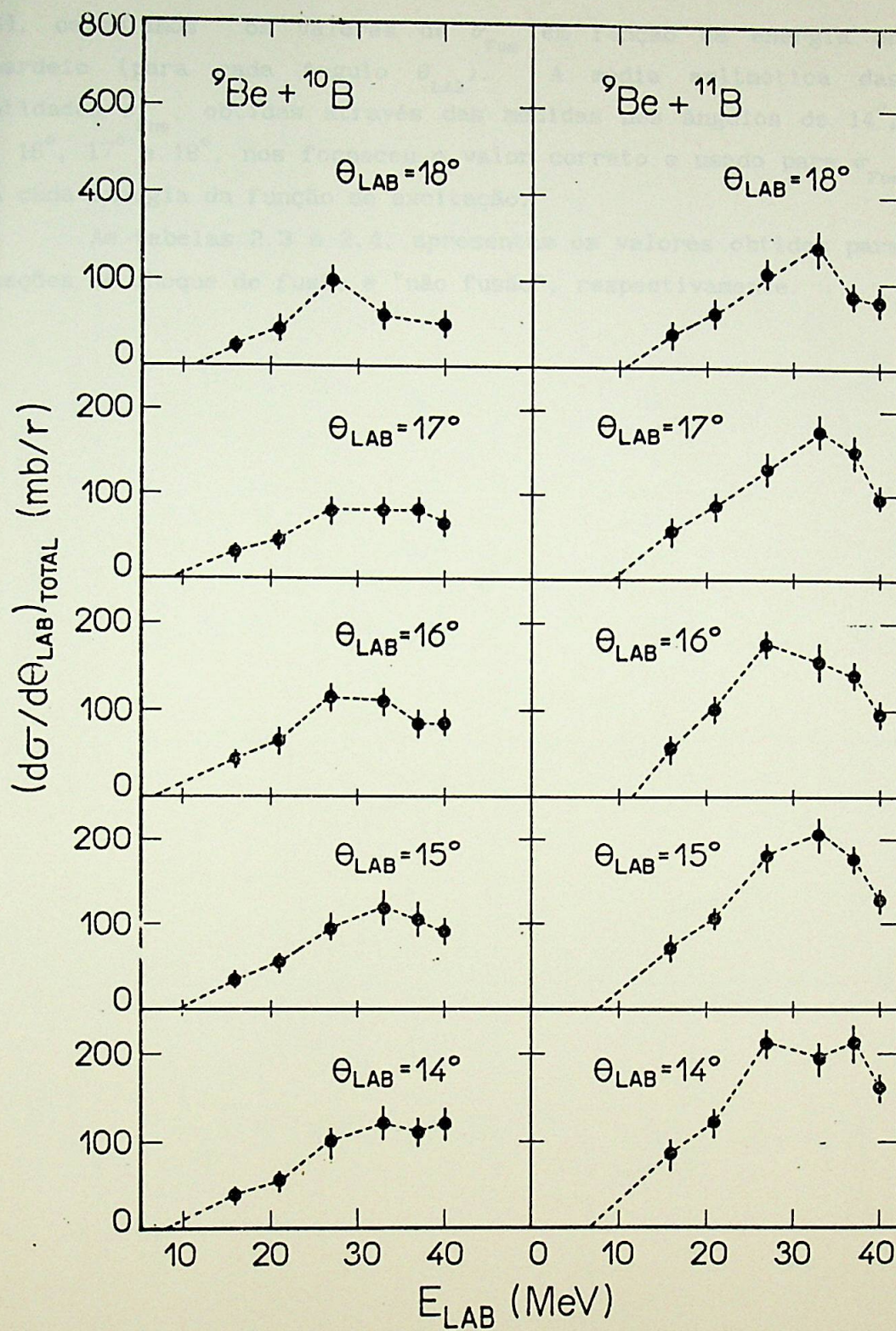


Figura 2.24. Seção de choque diferencial experimental referente ao processo de "não fusão", em função da energia de bombardeio.

2.25), calculamos os valores de  $\sigma_{\text{Fus}}$  em função da energia de bombardeio (para cada ângulo  $\theta_{\text{LAB}}$ ). A média aritmética das quantidades  $\sigma_{\text{Fus}}$ , obtidas através das medidas nos ângulos de  $14^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $16^\circ$ ,  $17^\circ$  e  $18^\circ$ , nos forneceu o valor correto e usado para  $\sigma_{\text{Fus}}$  para cada energia da função de excitação.

As tabelas 2.3 e 2.4, apresentam os valores obtidos para as seções de choque de fusão e "não fusão", respectivamente.

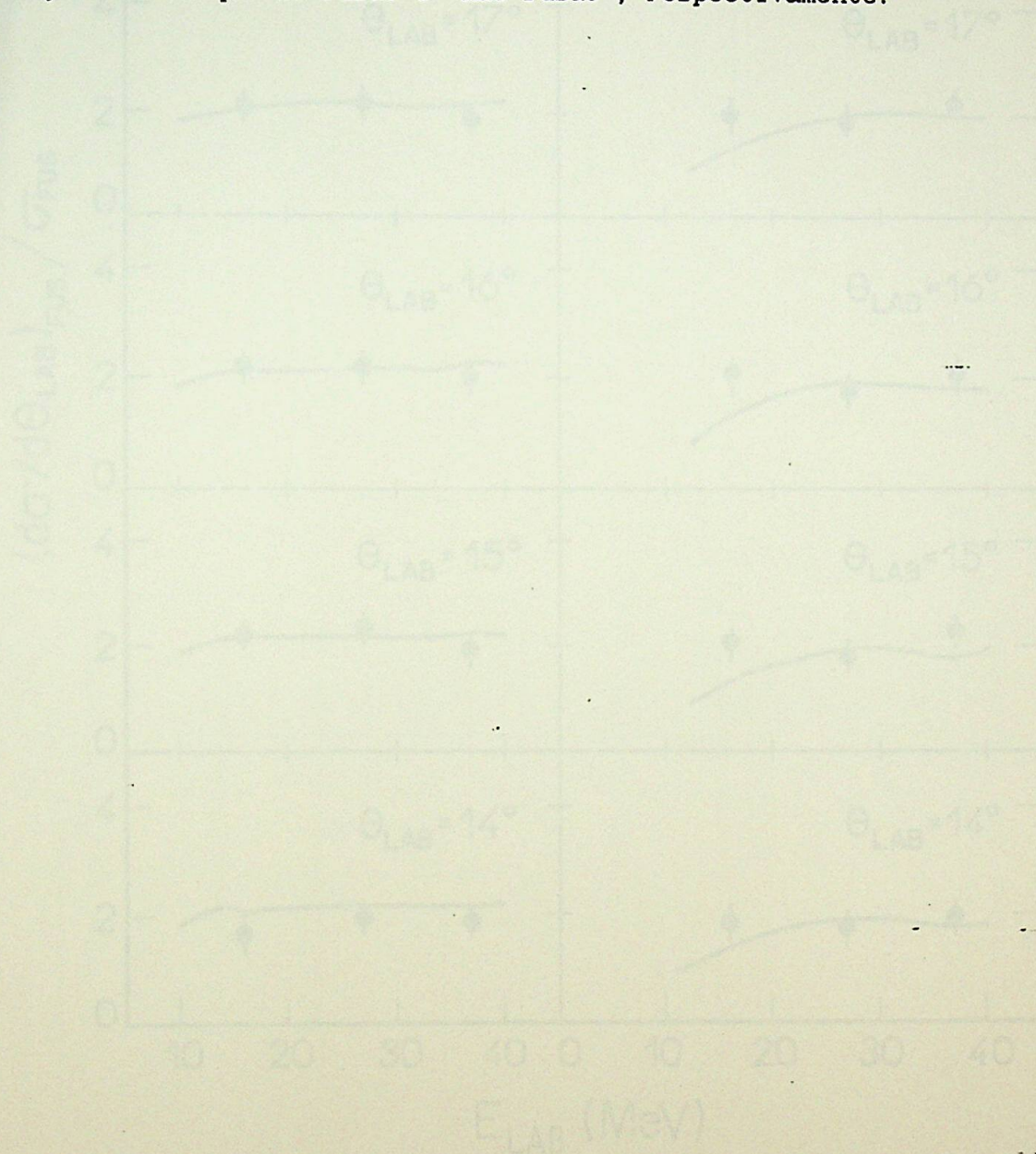


Figura 2.25 - Média  $\langle \sigma_{\text{Fus}} \rangle$  em função da energia de bombardeio, para ângulos  $\theta_{\text{LAB}}$  e seções de choque não-fusão.

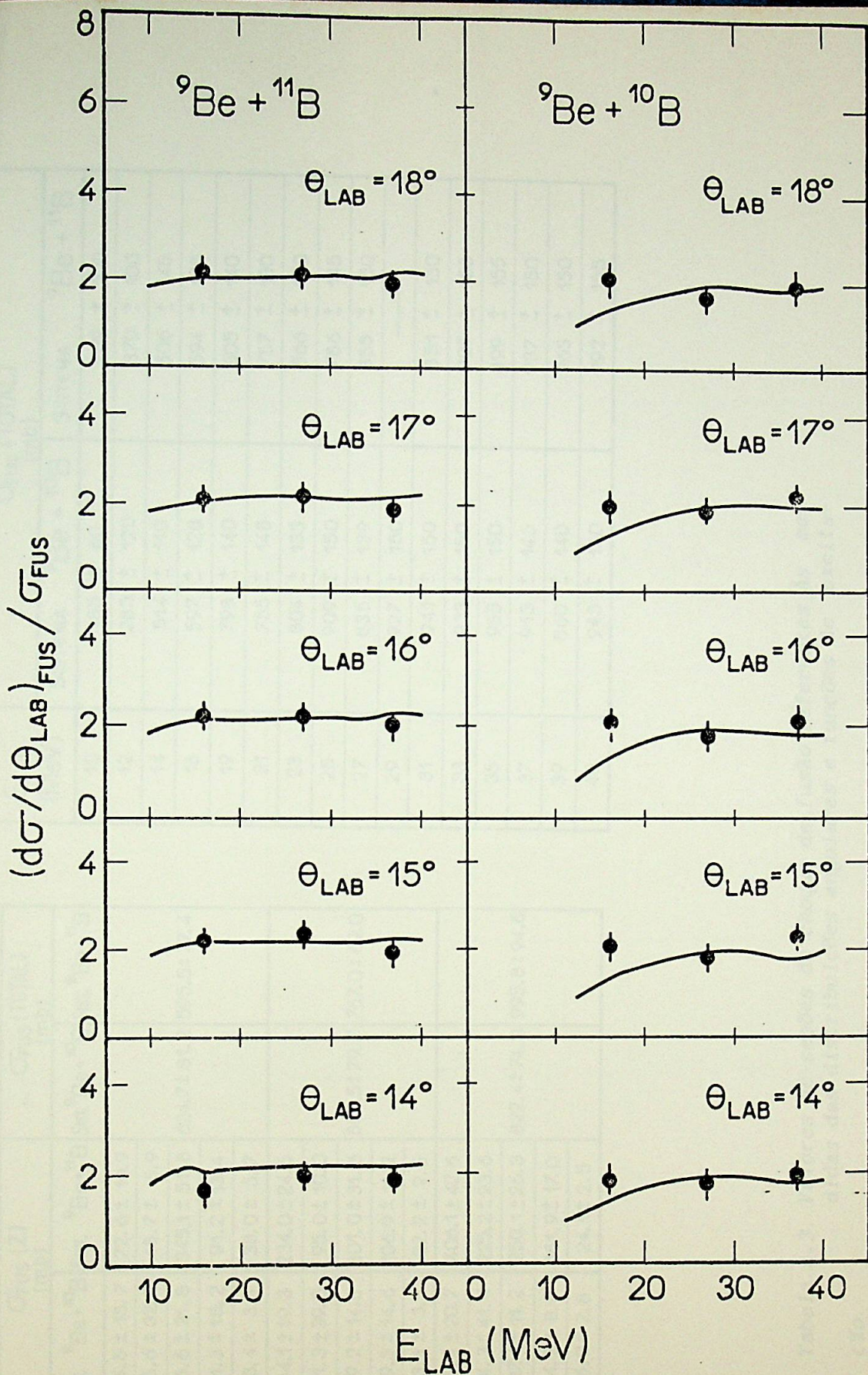


Figura 2.25. Razão  $(d\sigma/d\theta_{\text{LAB}})_{\text{FUS}} / \sigma_{\text{FUS}}$  em função de energia de bombardeio. A linha sólida é a previsão obtida pelo código LILITA.

FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO		$\sigma_{FUS}$ (TOTAL) (mb)		
$E_{LAB}$ (MeV)	SISTEMA	${}^9Be + {}^{10}B$	SISTEMA	${}^9Be + {}^{11}B$
10	185 ± 60		209 ± 100	
12	285 ± 120		370 ± 100	
14	514 ± 110		506 ± 145	
16	597 ± 128		594 ± 145	
19	798 ± 140		805 ± 140	
21	755 ± 148		757 ± 130	
23	804 ± 133		866 ± 150	
25	909 ± 150		786 ± 145	
27	835 ± 139		855 ± 150	
29	927 ± 150		—	
31	941 ± 150		851 ± 150	
33	933 ± 150		928 ± 155	
35	985 ± 150		899 ± 155	
37	913 ± 145		937 ± 150	
39	860 ± 140		963 ± 150	
40	943 ± 150		992 ± 155	

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR		$\sigma_{FUS}$ (Z) (mb)		$\sigma_{FUS}$ (TOTAL) (mb)	
$E_{LAB}$ (MeV)	Nº ATÔMICO (Z) DO RESÍDUO	Sist. ${}^9Be + {}^{10}B$	Sist. ${}^9Be + {}^{11}B$	Sist. ${}^9Be + {}^{10}B$	Sist. ${}^9Be + {}^{11}B$
16	5	104.5 ± 15.7	72.6 ± 10.9		
	6	215.6 ± 32.3	45.7 ± 6.9		
	7	145.6 ± 21.8	345.1 ± 51.8	624.7 ± 81.2	595.5 ± 77.4
	8	121.3 ± 18.2	91.2 ± 13.4		
	9	23.4 ± 3.4	38.0 ± 5.7		
27	5	184.1 ± 19.3	234.0 ± 24.6		
	6	371.3 ± 39.0	95.0 ± 10.0		
	7	139.2 ± 14.6	301.0 ± 31.6	885.5 ± 79.7	767.0 ± 69.0
	8	139.3 ± 14.6	106.9 ± 11.2		
	9	33.1 ± 3.5	22.2 ± 2.5		
37	5	196.9 ± 20.7	406.1 ± 42.6		
	6	394.3 ± 41.4	225.2 ± 23.6		
	7	107.1 ± 11.2	250.1 ± 26.3	822.4 ± 74.0	995.8 ± 94.6
	8	84.2 ± 8.8	161.9 ± 17.0		
	9	26.2 ± 2.8	24.1 ± 2.5		

Tabela 2.3. Valores de seções de choque de fusão referentes às medidas das distribuições angulares e funções de excitação.

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	Nº ATÔMICO (Z) DA PARTÍCULA	$\sigma_{\text{não fus.}}(Z)$		$\sigma_{\text{não fus.}}(\text{TOTAL})$	
		SIST. ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$	SIST. ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$	SIST. ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$	SIST. ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$
16	5	$27.3 \pm 4.9$	$20.7 \pm 3.7$	$47.5 \pm 7.1$	$47.4 \pm 7.6$
	6	$20.2 \pm 3.6$	$26.7 \pm 4.8$		
	7	—	—		
27	5	$34.2 \pm 5.8$	$68.7 \pm 10.3$	$73.3 \pm 10.3$	$152.1 \pm 20.0$
	6	$39.1 \pm 6.6$	$41.0 \pm 6.2$		
	7	—	$42.5 \pm 6.4$		
37	5	$37.8 \pm 6.4$	$71.4 \pm 10.7$	$60.4 \pm 8.5$	$167.0 \pm 21.7$
	6	$22.6 \pm 3.8$	$47.1 \pm 7.1$		
	7	—	$48.4 \pm 7.3$		

Tabela 2.4. Valores de seções de choque correspondentes ao processo de "não fusão".

## CAPÍTULO 3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

### 3.1. Considerações Gerais sobre as Reações entre Íons Pesados

Para colisões entre íons pesados, na faixa de energia de 1 a 5 MeV/nucleon, a descrição dos principais processos, pode ser feita em base a tratamento semi-clássico. Essa aproximação é possível devido ao fato de que os comprimentos de onda associados ao movimento relativo dos íons ( $\approx 10^{-1}$  fm) são menores que as dimensões dos sistemas envolvidos na reação (5 a 10 fm)<sup>17,18)</sup>.

Nesse contexto os núcleos interagentes são tratados como partículas caracterizadas pelas trajetórias (clássicas), com parâmetros de impacto "b", e com momentos angulares "l" bem definidos. Essa descrição mascara possíveis efeitos microscópicos de natureza quântica. Entretanto, tais efeitos podem ser incorporados à descrição semi-clássica de maneira fenomenológica.

Podemos classificar os diferentes tipos de processos envolvidos em uma reação nuclear através do parâmetro de impacto "b", ou do momento angular orbital "l", que estão relacionados pela relação:  $l=bp/h$ , onde "p" é o momento linear inicial assintótico. Outra classificação possível seria pela ordem de grandeza do tempo característico de cada reação<sup>18,19)</sup> (figura 3.1).

Na figura 3.1, podemos observar cinco processos caracterizados pelo momento angular e pelo tempo de interação dos núcleos participantes.

Para as colisões distantes, que possuem momentos angulares acima de  $l_{max}$ , os processos característicos correspondem ao espalhamento elástico (EL) ou a excitação Coulombiana (CE), sendo que não ocorre nenhum processo dominado pela interação nuclear.

Entre os valores de  $l_F$  e  $l_{max}$ , alguns processos nos quais a energia relativa é "amortecida", podem ocorrer:

- na região entre  $l_D$  e  $l_{max}$ , a interação nuclear começa atuar de uma maneira fraca, proporcionando uma pequena superposição das

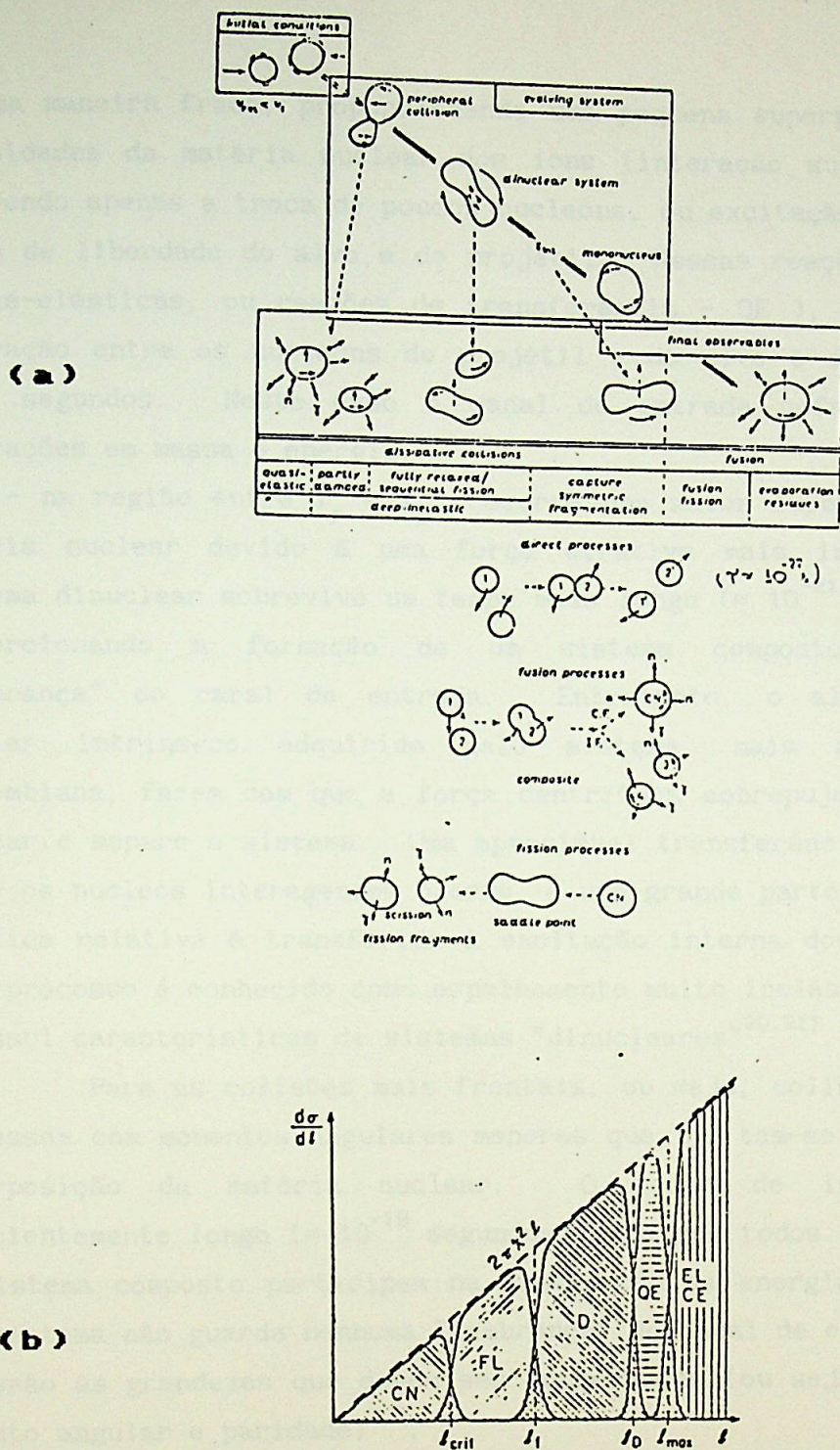


Figura 3.1. (a) Esquema dos vários mecanismos possíveis numa interação entre íons pesados e os tempos característicos de cada um deles; (b) ilustração esquemática da dependência da seção de choque parcial em função do momento angular "l".

de uma maneira fraca, proporcionando uma pequena superposição das difusidades da matéria nuclear dos íons (interação superficial), ocorrendo apenas a troca de poucos nucleons, ou excitação de poucos graus de liberdade do alvo e do projétil. Nessas reações diretas (quase-elásticas, ou reações de transferência - QE), o tempo de interação entre os nucleons do projétil e do alvo é da ordem de  $10^{-22}$  segundos. Neste caso o canal de entrada sofre pequenas alterações em massa e energia;

- na região entre  $l_F$  e  $l_D$ , ocorre uma maior superposição de matéria nuclear devido à uma força atrativa mais intensa. O sistema dinuclear sobrevive um tempo mais longo ( $\approx 10^{-21}$  segundos), proporcionando a formação de um sistema composto com uma "lembrança" do canal de entrada. Entretanto, o alto momento angular intrínseco adquirido pelo sistema, mais a repulsão coulombiana, fazem com que a força centrífuga sobrepuje a atração nuclear e separe o sistema. Uma apreciável transferência de massa entre os núcleos interagentes ocorre, e uma grande parte da energia cinética relativa é transferida à excitação interna dos nucleons. Este processo é conhecido como espalhamento muito inelástico (EMI), e possui características de sistemas "dinucleares"<sup>20,21</sup>.

Para as colisões mais frontais, ou seja, colisões que se processam com momentos angulares menores que  $l_F$ , tem-se uma grande superposição da matéria nuclear. O tempo de interação é suficientemente longo ( $\approx 10^{-19}$  segundos) para que todos os nucleons do sistema composto participem na dissipação da energia relativa. Tal sistema não guarda nenhuma "lembrança" do canal de entrada, com excessão às grandezas que devem ser conservadas (ou seja: energia, momento angular e paridade)<sup>22</sup>.

Pode-se dividir a região de momento angular menor que  $l_F$  da seguinte forma :

- no intervalo  $l_{cr} < l < l_F$ , o momento angular é ainda grande o bastante para desestabilizar o sistema composto formado, levando o mesmo a fissionar-se. Esse tipo de mecanismo é denominado genericamente de "processos de fissão";

- as colisões de momentos angulares  $l < l_{cr}$ , geram um sistema composto estável com equilíbrio termodinâmico e com um tempo

característico da ordem de  $10^{-17}$  segundos. Tais colisões são totalmente inelásticas, onde toda energia cinética relativa e todo momento angular dos núcleos interagentes são transferidos ao núcleo composto. O processo que possui essas características é denominado de fusão completa ou formação de um núcleo composto (CN).

O momento angular  $l_{cr}$  pode ser associado ao momento angular crítico de fissão (barreira de fissão - BF), ou seja, o máximo momento angular com o qual um núcleo composto possa atingir um equilíbrio termodinâmico estável<sup>22-24)</sup>.

### 3.2. O Espalhamento Elástico - Potenciais Ópticos

O espalhamento elástico é o processo mais simples que pode ocorrer em uma colisão entre dois núcleos, já que a identidade e a energia cinética dos mesmos se conservam antes e depois da colisão, ou seja, os canais de entrada e de saída são os mesmos.

Pode-se descrever a interação entre o alvo e o projétil através de um potencial médio  $V(r)$ , esfericamente simétrico, resultante das interações individuais nucleon-nucleon. Esse potencial possui uma componente que descreve a interação nuclear  $V_N(r)$  e outra Coulombiana  $V_C(r)$ , ( $V(r) = V_N(r) + V_C(r)$ ).

A interação Coulombiana entre os dois núcleos é bem conhecida<sup>11)</sup>, conseqüentemente, para expressar o potencial efetivo é necessário conhecer (estimar) o potencial nuclear. A interação nuclear é obtida utilizando-se o Modelo Óptico, o qual faz uma analogia entre o espalhamento e absorção de núcleos e o espalhamento e absorção da luz por um meio óptico opaco, onde essa absorção é simulada por um índice de refração complexo<sup>11)</sup>.

O Modelo Óptico consiste então em supor um potencial nuclear complexo da forma:

$$V_N(r) = V_o(r) + iW_o(r) \quad (3.1)$$

onde a parte imaginária do potencial é a responsável pela absorção do fluxo incidente.

Wood-Saxon<sup>25)</sup> com seis parâmetros, dada por:

$$V_N(r) = \frac{-V_o}{1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)} - \frac{iW_o}{1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)} \quad (3.2)$$

sendo :

$$R_r = r_r \left[ A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right]; \quad R_i = r_i \left[ A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right]$$

onde  $A_T$  e  $A_P$  são o número de massa do alvo e do projétil, respectivamente.

Através de ajustes das distribuições angulares referentes ao espalhamento elástico, pode-se determinar os parâmetros do potencial óptico  $V_o$ ,  $W_o$ ,  $r_r$ ,  $r_i$ . Um problema na determinação dos potenciais ópticos, é a ambigüidade encontrada nos parâmetros desse potencial, uma vez que existem vários conjuntos de parâmetros que produzem bons ajustes das distribuições angulares.

Considerando-se a interação entre os núcleos interagentes da forma citada, podemos tratar o processo de espalhamento elástico, resolvendo a equação de Schrödinger para uma partícula de massa reduzida  $\mu$  num potencial médio  $V(r)$ , ou seja:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi - [E - V(r)] \psi = 0 \quad (3.3)$$

A solução radial da equação 3.3, na região assintótica, é dada por<sup>11,26)</sup>:

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{iKz} + e^{iKr} f(\theta) \quad (3.4)$$

onde a direção "Z" é a direção do feixe incidente, e a grandeza  $f(\theta)$  é chamada de amplitude de espalhamento, e pode ser escrita como<sup>11,26)</sup>:

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta) \quad (3.5)$$

sendo  $f_C(\theta)$  e  $f_N(\theta)$  as amplitudes de espalhamento devido aos potenciais Coulombiano e nuclear, respectivamente, e são dadas por<sup>11,16)</sup>:

$$f_C(\theta) = - \frac{-\eta}{2K \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \exp\left\{-i\eta \ln\left[\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2i\sigma_\ell\right]\right\}$$

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \exp(2i\sigma_\ell) \left[\exp(i\delta_\ell) - 1\right] P_\ell \cos \theta \quad (3.6)$$

onde: -  $\eta$  é o parâmetro de Sommerfeld

-  $K = 2\mu E/\hbar^2$

-  $\sigma_\ell$  é o deslocamento de fase Coulombiano

-  $\delta_1$  é o deslocamento de fase nuclear.

A seção se choque diferencial para o espalhamento elástico é escrita em termos da amplitude de espalhamento  $f(\theta)$ , isto é :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (3.7)$$

A seção de choque total de reação ( $\sigma_{\text{Rea}}$ ), que expressa a quantidade do fluxo de partículas incidentes que foi removida do canal de entrada, é dada por :

$$\sigma_{\text{Rea}} = \frac{\pi}{K^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \left[1 - |S_1|^2\right] = \frac{\pi}{K^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_\ell \quad (3.8)$$

onde  $S_1$  são os elementos da matriz "S" do espalhamento elástico.

### 3.3. O Processo de Fusão - Formação e Decaimento do Núcleo Composto

A fusão completa entre dois núcleos (alvo + projétil) corresponde às colisões mais inelásticas, onde há uma completa transferência dos momentos linear e angular do canal incidente para o núcleo composto formado, e toda a energia do movimento relativo é absorvida na excitação dos graus de liberdade intrínsecos e coletivos do sistema composto.

O conceito da formação de um núcleo composto em equilíbrio termodinâmico foi introduzido por Bohr<sup>27)</sup>, que descreve o processo de fusão em duas etapas independentes:

- a formação de um sistema composto que perde a memória do canal de entrada, devido à lenta evolução temporal e ao grande número de graus de liberdade excitados do sistema, até atingir o equilíbrio termodinâmico;

- a desintegração (ou dexcitação) do sistema composto através da emissão de partículas leves e posteriormente raios gama, que depende somente de sua energia, seu momento angular e sua paridade, e não da maneira pela qual o sistema foi formado.

#### 3.3.1. Modelo Estatístico

O processo de formação e decaimento do núcleo composto equilibrado, segundo a hipótese de Bohr, é analisado em termos de modelos estatísticos<sup>28,29)</sup>.

As primeiras formas desse modelo foram desenvolvidas por Bethe<sup>30)</sup> e Weisskopf<sup>31)</sup>. A teoria mais recente e completa foi introduzida por Hauser e Feshbach<sup>32)</sup>, as quais levam em consideração a dependência das propriedades do núcleo composto com relação ao momento angular e paridade.

A expressão de Hauser-Feshbach que determina a seção de choque de uma transição de estado inicial (definida pelas grandezas dadas pelo canal de entrada) para um estado final com energia de excitação  $E_B^*$  e spin  $I_B$  (viã formação de um núcleo composto), associada à reação  $A(a,b)B$ , é dada por :

$$\sigma(E_B^*, I_B) = \sum_{J=0}^{J_{cr}} \sigma_{CN}(J) G \frac{[E_B^*, I_B, J]}{g(J)} \quad (3.9)$$

O momento angular do núcleo composto formado ( $\vec{J}$ ) é definido como:

$$\vec{J} = \vec{l}_1 + \vec{S}_1 = \vec{l}_2 + \vec{S}_2 \quad (3.10)$$

onde  $l_1$  e  $l_2$  são os momentos angulares orbitais na entrada e na saída e  $S_1$  e  $S_2$  os spins dos canais de entrada e saída, dados por:

$$\begin{aligned} \vec{S}_1 &= \vec{l}_a + \vec{l}_A \\ \vec{S}_2 &= \vec{l}_b + \vec{l}_B \end{aligned} \quad (3.11)$$

sendo  $\vec{l}$ , os spins intrínsecos dos vários componentes da reação.

A somatória da equação 3.9 é interrompida para um valor de  $J=J_{cr}$ , que corresponde ao momento angular mais elevado que o núcleo composto suporta.

Da mesma equação temos que:

-  $\sigma_{NC}(J)$  é a seção de choque de formação do núcleo composto, dada por:

$$\sigma_{NC}(J) = \frac{\pi \lambda^2 (2J+1)}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \sum_{s_1=|I_A-I_a|}^{I_A+I_a} \sum_{l_1=|J-s_1|}^{J+S_1} T_{11}(E_a) \quad (3.12)$$

-  $G(E_B^*, I_B, J)$  é a largura de decaimento para um determinado canal de saída, ou seja:

$$G(E_B^*, I_B, j) = \sum_{s_2=|I_B-I_b|}^{I_B+I_b} \sum_{l_2=|J-s_2|}^{J+S_2} T_{12}(E_B^*) \quad (3.12)$$

- e finalmente  $g(J)$  que representa a somatória de todas as larguras para decaimento em todos os canais de saída:

$$g(J) = \sum_{b'} \sum_{l'_2} \sum_{s'_2=|l'_2-J|}^{l'_2+J} \sum_{I'_B=|s'_2-I'_b|}^{s'_2+I'_b} \times$$

$$\times \left[ \sum_{E_B^*=0}^{E_C} \int_{E_B^*=E_C}^{E_B^*(\max)} T'_{12} \rho(E_B^*, I'_B) dE'_B \right] \quad (3.14)$$

onde  $E_B^*(\max)$  é a máxima energia de excitação do núcleo residual:  $E_B^*(\max) = E_{CM}^a + Q - V_C$ , sendo  $E_{CM}^a$  a energia incidente no canal de entrada no referencial do centro de massa e  $V_C$  a barreira Coulombiana no canal de saída:  $V_C = Z_B Z_b e^2 / R_C$ , com  $R_C = R_0 (A_B^{1/3} + A_b^{1/3})$ , sendo  $Z$  o número atômico e  $A$  o número de massa dos núcleos no canal de saída.

As quantidades  $T_1$ , são os coeficientes de transmissão e podem ser obtidos através de cálculos de modelo óptico.

A densidade de níveis  $(E_B^*, I'_B)$  é descrita pelo modelo de gás de Fermi<sup>33,34</sup>, dada por:

$$\rho(E_B^*, I'_B) = (2I+1) \exp \left[ - \frac{\left( I + \frac{1}{2} \right)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\exp \left[ 2 \left( a_U \right)^{1/2} \right]}{12 a^{1/4} (U+t)^{5/4} 2\sigma^2} \quad (3.15)$$

onde :

-  $U = E^* - \Delta = at^2 - t$ , é a energia de excitação relacionada à temperatura "t", e  $\Delta$  é a energia de emparelhamento;

-  $\sigma$  é o parâmetro de "SPIN-CUTOFF" da densidade de níveis em

relação ao momento angular, e depende da energia de excitação por intermédio da temperatura "t" e do momento de inércia "θ":  
 $\sigma^2 = \theta t / \hbar^2$ ;

- "a" é o parâmetro de densidade de nível, que geralmente aproximado por:  $a = A / \text{constante}$ .

Na equação 3.12, o índice  $\pi$  corresponde à paridade do canal, expresso pelo produto  $(-1)^l \pi_T$ , sendo "l" o momento angular orbital e  $\pi_T$  o produto das paridades intrínsecas.

Pela conservação da paridade temos:

$$(-1)^{l_{ent}} \pi_T^{ent} = \pi_{CN} = (-1)^{l_{saída}} \pi_T^{saída} \quad (3.16)$$

Usando-se a teoria de Hauser-Feschbach, a distribuição angular de uma partícula emitida pelo núcleo composto é expressa pela equação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta) = \frac{\lambda^2}{4(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_{\substack{l_1, l_2, J \\ L, S_1, S_2}} (-1)^{(s_1 - s_2)} P_1(\cos\theta) \frac{T_{11} T_{12} Z}{g(J)} \quad (3.17)$$

onde:  $\vec{L} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$ ,  $P_1(\cos\theta)$  são os polinômios de Legendre e Z é dado por:

$$Z = Z \langle 1 \text{ JS } L | S_1 L \rangle Z \langle 1 \text{ JS } L | S_2 L \rangle \quad (3.18)$$

e contém os coeficientes de Clebsh-Gordon e Racah.

### 3.3.2. Decaimento Sequencial

Nas colisões ion-ion, geralmente o núcleo composto é formado em altas energias de excitação, e conseqüentemente irá desexcitar-se evaporando partículas leves (neutron, próton e alfa).

Dependendo da energia de excitação em que o núcleo composto foi formado, o núcleo residual proveniente da primeira evaporação de

partícula apresentará uma energia de excitação elevada podendo ainda evaporar uma ou mais partículas leves.

Essa evaporação termina quando o núcleo residual final possui uma energia de excitação limiar insuficiente para a emissão de partícula, sendo que a desexcitação é completada por emissão gama. A energia limiar deve ser menor do que a energia de separação de um nêutron do núcleo em questão.

Esse processo é denominado de decaimento sequencial do núcleo composto.

Para os cálculos das seções de choque dos resíduos de evaporação é necessário conhecer o estado do núcleo residual após cada emissão de partícula. O estado do núcleo residual é avaliado através das quantidades  $A_1$ ,  $Z_1$ ,  $E_1^*$ ,  $\vec{J}_1$  e  $\vec{V}_1$ , onde  $A_1$  e  $Z_1$  são o número de massa e o número atômico, respectivamente,  $E_1^*$  é a energia de excitação, enquanto  $\vec{J}_1$  e  $\vec{V}_1$  são o momento angular total e a velocidade no sistema de referências do laboratório.

A análise dos valores de  $A_1$  e  $Z_1$  é trivial, dependendo somente do tipo de partícula evaporada. Já as demais quantidades são determinadas utilizando-se o método de Montecarlo em conjunto com as distribuições de probabilidades derivadas da fórmula de Hauser-Feschbach<sup>32)</sup>.

Nesse trabalho foi usado o código LILITA<sup>9)</sup> na comparação com os resultados experimentais, código este que contém o método citado anteriormente.

### 3.3.3. Cinemática dos Resíduos de Evaporação

A caracterização de um processo que está ocorrendo em uma dada reação nuclear, pode ser avaliada através de uma análise cinemática do mesmo.

As considerações cinemáticas para se identificar os resíduos de evaporação (e conseqüentemente o processo de fusão completa), podem ser visualizadas através de um diagrama de velocidades, como o ilustrado na figura 3.2.

Nessa figura tem-se que  $V_c$  e  $V_R$  são as velocidades no referencial de laboratório do núcleo composto e dos resíduos de

evaporação, respectivamente. O ângulo  $\theta_{\text{Lab}}$  é dado no referencial de laboratório e  $\theta_{\text{CM}}$  é o ângulo no referencial do centro de massa associado à velocidade de recuo do resíduo ( $V_r$ ) após a emissão de várias partículas leves.

Devido a grande complexidade do mecanismo de evaporação de múltiplas partículas, não existe uma expressão analítica simples para a determinação exata dos valores das velocidades  $V_r$  e do ângulo  $\theta_{\text{CM}}$ . Entretanto, pode-se discutir as características cinemáticas em termos dos limites extremos de velocidades.

A magnitude da velocidade de recuo  $V_r$  é limitada por um valor máximo ( $V_{\text{max}}$ ) associado ao decaimento do resíduo para o estado fundamental, e também ao fato de que as velocidades de recuo de todas as partículas emitidas são colineares.

A energia cinética máxima ( $E_{\text{max}}$ ) liberada pelas partículas evaporadas, para produzir um dado resíduo de massa  $M_R$  no estado fundamental, é dada por:

$$E_{\text{max}} = E^* - (M_E + M_R - M_C)C^2 \quad (3.19)$$

onde  $E^*$  e  $M_C$  são, respectivamente, a energia de excitação e a massa do núcleo composto, e  $M_E$  é a soma das massas de todas as partículas evaporadas.

Através da cinemática de dois corpos, temos que a velocidade de recuo máxima é:

$$V_{\text{max}} = \left[ \frac{2M_E E_{\text{max}}}{M_R M_C} \right]^{1/2} \quad (3.20)$$

Analisando o diagrama de velocidades da figura 3.2, pode-se notar que:

$$V_{\text{max}} = V_C \cos \theta_{\text{Lab}} \pm \left[ V_r^2 - V_C^2 \sin^2 \theta_{\text{Lab}} \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

e que o ângulo máximo no laboratório ( $\theta_{\text{max}}$ ) para o resíduo, é dado

por:

$$\theta_{\max} = \arcsin \left[ \frac{V_{\max}}{V_c} \right] \quad (3.22)$$

para  $V_c > V_{\max}$ .

As quantidades cinemáticas de interesse, com relação aos resíduos de evaporação, são os centróides e as larguras das distribuições de energias (ou velocidades), que podem ser derivados a partir de algumas considerações cinemáticas.

Com o objetivo de simular uma evaporação sequencial, assume-se que as distribuições angulares no centro de massa para todas as partículas emitidas, são isotrópicas. Assim sendo, o teorema do limite central permite afirmar que as distribuições de probabilidades para  $V_r$  são gaussianas da forma:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{CM} dV_r} = KV_r^2 \exp \left[ -\frac{V_r^2}{2S^2} \right] \quad (3.23)$$

sendo "k" uma constante de normalização e "S" um desvio padrão que depende em detalhes do mecanismo de reação, e que pode ser considerado como um parâmetro empírico.

Transformando a expressão 3.23 para o referencial de laboratório e usando a equação 3.21, tem-se uma expressão Maxwelliana do tipo:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{CM} dV_R} = RV_R^2 \exp \left[ -\frac{V_r^2 \sin^2 \theta_{Lab}}{2S^2} \right] \times \exp \left[ -\frac{\left[ V_R - V_c \cos \theta_{Lab} \right]^2}{2S^2} \right] \quad (3.24)$$

Pode-se notar nessa expressão que a dependência da velocidade com relação à quantidade  $(1/V_R^2)(d^2\sigma/d\Omega_{Lab} dV_R)$  é gaussiana, o que resulta que o termo  $V_c \cos \theta_{Lab}$  é o centróide da curva gaussiana, ou seja, a velocidade média dos resíduos de evaporação ( $V_R = V_c \cos \theta_{Lab}$ ).

É importante ressaltar que a dependência da velocidade

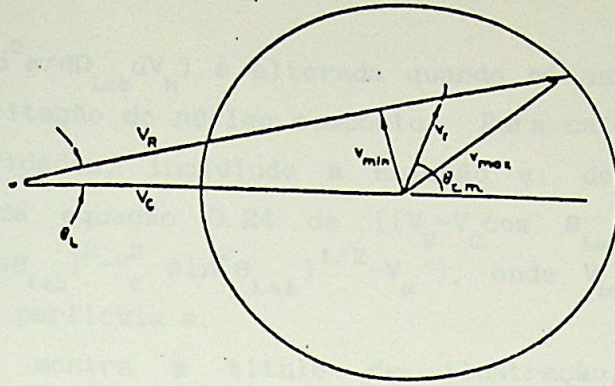


Figura 3.2. Diagrama de velocidades, indicando os limites extremos das velocidades dos resíduos de evaporação nos referenciais de laboratório e de centro de massa.

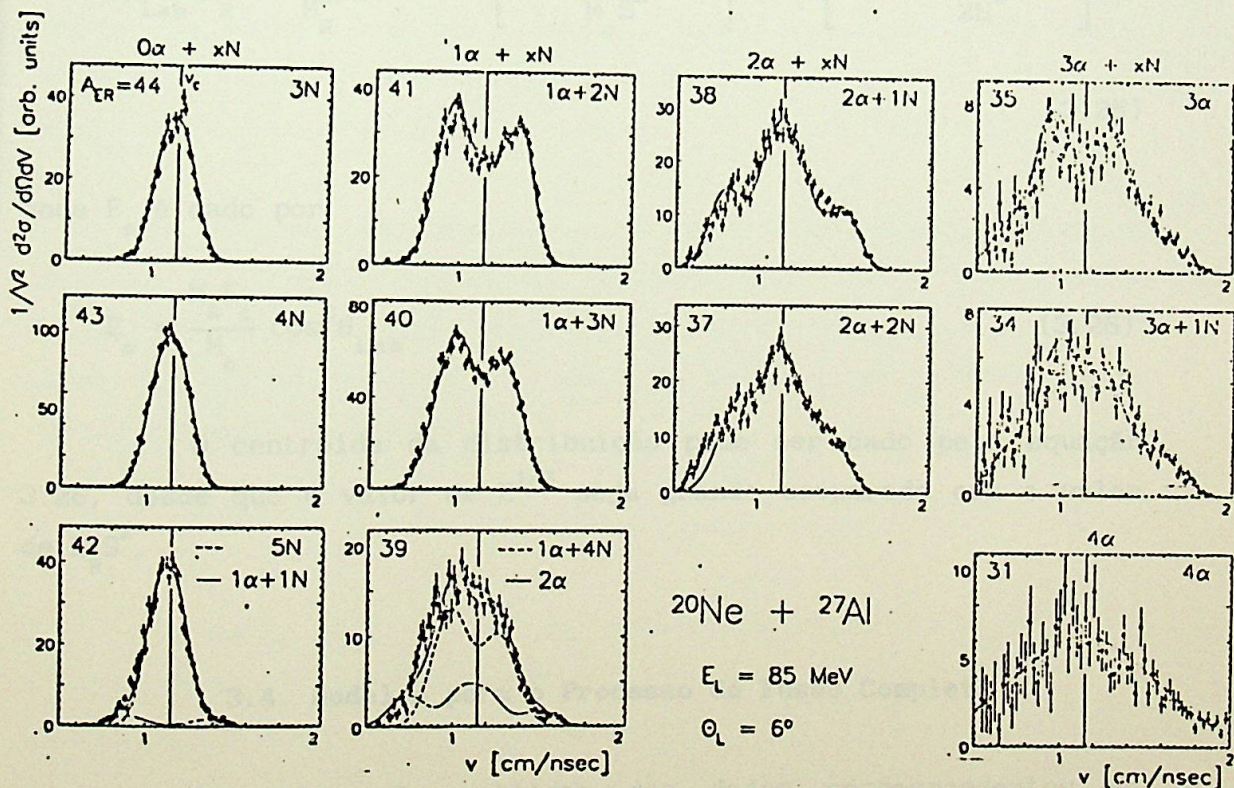


Figura 3.3. Espectros de velocidades dos resíduos de evaporação do sistema  $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$ . As linhas verticais correspondem à velocidade  $V_{NC} \cos\theta_{Lab}$ .

com a quantidade  $(1/V_R^2)(d^2\sigma/d\Omega_{Lab} dV_R)$  é alterada quando há emissão de partículas  $\alpha$  na desexcitação do núcleo composto. Para calcular a distribuição de velocidades, incluindo a emissão  $\alpha$ , deve-se alterar a exponencial da equação 3.24 de  $((V_R - V_C \cos \theta_{Lab})^2 - V_C^2 \sin^2 \theta_{Lab})$  para  $((V_R - V_C \cos \theta_{Lab})^2 - V_C^2 \sin^2 \theta_{Lab})^{1/2} - V_\alpha'$ , onde  $V_\alpha'$  é a energia cinética média da partícula  $\alpha$ .

A figura 3.3 mostra à título de ilustração, as distribuições de velocidades para os resíduos de evaporação do sistema  $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{A}$ ; na energia  $E_{Lab} = 85 \text{ MeV}^{(35)}$ .

As distribuições de probabilidades para os resíduos de evaporação podem também ser expressas em termos das energias cinéticas dos resíduos ( $E_R$ ) e da energia do núcleo composto ( $E_c$ ). Para tanto, podemos reescrever a equação 3.24, chegando-se a seguinte expressão:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{Lab} dE_R} = \frac{K(2E_R)^{1/2}}{M_R^{1/2}} \exp\left[-\frac{E_c \sin^2 \theta_{Lab}}{M_c S^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(E_R^{1/2} - E_o^{1/2})^2}{2S^2}\right] \quad (3.25)$$

onde  $E_o$  é dado por:

$$E_o = \frac{M_R E_c}{M_c} \cos^2 \theta_{Lab} \quad (3.26)$$

O centróide da distribuição pode ser dado pela equação 3.26, desde que o valor de  $E^{1/2}$  seja grande comparado com o valor de  $M_R S^2$ .

### 3.4. Modelos para o Processo de Fusão Completa

As informações obtidas dos dados correspondentes ao processo de fusão de uma quantidade apreciável de sistemas<sup>(22,23,36)</sup>, mostraram que tais sistemas apresentam algumas características em comum com relação à seção de choque de fusão

$(\sigma_{Fus})$ .

O comportamento experimental de  $\sigma_{Fus}$  em termos do inverso da energia do centro de massa ( $1/E_{CM}$ ) (isto é, a função de excitação), apresenta três regiões diferentes (figura 3.4).

- região I (de baixas energias): compreende uma extensão em torno de 1.5 a 2 vezes a energia da barreira Coulombiana, no qual  $\sigma_{Fus}$  praticamente acompanha a tendência da seção de choque total de reação ( $\sigma_{Rea}$ ), sugerindo ser governada pelas características do canal de entrada, i. e, pela penetração da barreira de interação;

- região II (de energias intermediárias): para tal intervalo de energia,  $\sigma_{Fus}$  se desvia nitidamente do comportamento de  $\sigma_{Rea}$  podendo atingir um valor máximo ( $\sigma_{Fus}^{max}$ ). Neste caso, algum fator impõe uma limitação ao processo de fusão, destinando parte do fluxo total de reação para outros canais competitivos, (como por exemplo: reações de transferência, processos muito inelásticos, etc.);

- região III (de altas energias): essa região é governada por valores de momento angular elevados, que são associados ao limite da gota líquida<sup>22)</sup>, onde existe a indicação de uma forte inibição de  $\sigma_{Fus}$  devido ao predomínio do processo de fissão nuclear.

Tais informações, associadas à descrição fenomenológica do processo de fusão, sugeriram modelos que foram basicamente descritos através da competição entre as características macroscópicas do canal de entrada e/ou da natureza de formação do núcleo composto.

### 3.4.1. - O Modelo da Distância Crítica

Também denominado de modelo de Glas e Mosel<sup>37)</sup>, é fundamentalmente unidimensional e baseado nas características macroscópicas do canal de entrada.

Na interação entre os núcleos assume-se um potencial esfericamente simétrico, onde a energia potencial correspondente é dada pela soma das contribuições Coulombiana, centrífuga e nuclear, que são funções dependentes exclusivamente da separação radial dos

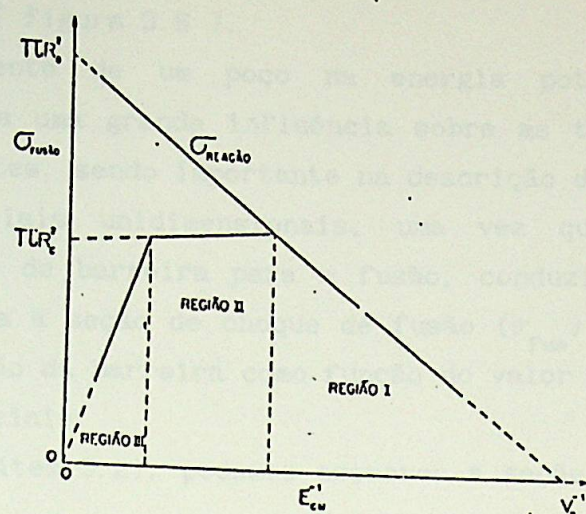


Figura 3.4. Representação esquemática das seções de choque total de reação e fusão em função do inverso da energia de bombardeio no referencial de centro de massa.

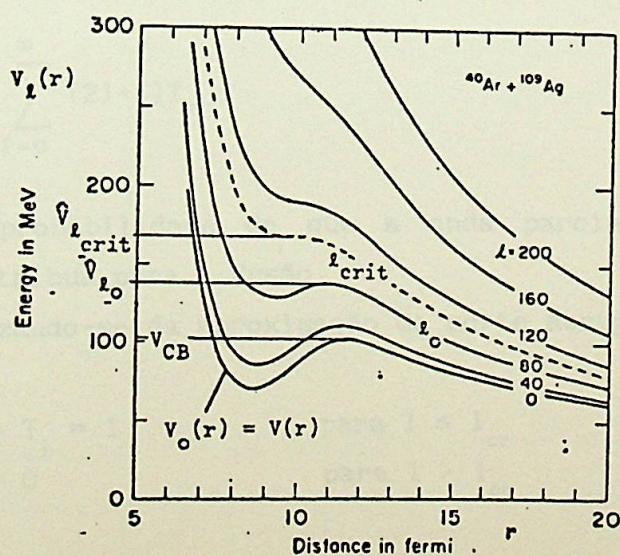


Figura 3.5. Energia potencial de interação em função da separação radial nuclear e do momento angular.

núcleos interagentes ( figura 3.5 ).

O aparecimento de um poço na energia potencial de interação, proporciona uma grande influência sobre as trajetórias dos núcleos interagentes, sendo importante na descrição dos modelos de fusão com potenciais unidimensionais, uma vez que pode-se introduzir o conceito de barreira para a fusão, conduzindo a uma expressão simples para a seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ) e escrita em termos de penetração da barreira como função do valor do momento angular das ondas parciais.

Como já citado (item 3.2), podemos escrever a seção de choque total de reação por:

$$\sigma_{Rea} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_l \quad (3.27)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda reduzido ( $\lambda^2 = \hbar^2/2l+1$ ) e os coeficientes  $T_l$  descrevem os coeficientes de penetrabilidade da barreira e são determinados a partir de cálculos de potenciais ópticos.

Analogamente, a seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ) pode ser escrita como:

$$\sigma_{Fus} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T_{Fl} \quad (3.28)$$

onde  $T_{Fl}$  é a probabilidade de que a onda parcial com momento angular "l" contribua para a fusão.

Utilizando-se da aproximação de corte abrupto, tem-se:

$$\begin{aligned} T_{Fl} &= T_l = 1 && \text{para } l \leq l_{cr} \\ T_{Fl} &= 0 && \text{para } l > l_{cr} \end{aligned}$$

sendo " $l_{cr}$ " o momento angular crítico, ou seja, o máximo momento angular que o núcleo composto-suporta.

Assim sendo, a expressão 3.28 se reduz a:

$$\sigma_{\text{Fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{cr}}} (2l+1) = \pi\lambda^2 (l_{\text{cr}} + 1)^2 \quad (3.29)$$

Por outro lado, pode-se obter os termos  $T_l$  em função da energia ( $E$ ), aproximando-se a barreira de interação por uma barreira parabólica invertida com frequência dependente de " $l$ ", onde a altura da barreira  $V_{B_l}$  é dada por:  $V_{B_l} = V_B + \hbar^2 l(l+1)/2\mu R_{B_l}^2$ , sendo  $R_{B_l}$  o raio da barreira. Fazendo-se isso, temos:

$$T_l = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{2\pi(V_{B_l} - E)}{\hbar W_l} \right] \right\}^{-1} \quad (3.30)$$

onde  $\hbar W_l$  é a largura da barreira de interação.

Fazendo-se ainda a simplificação de que  $\hbar W_l = \hbar W = \text{constante}$ , e inserindo a expressão 3.30 de  $T_l$  na equação 3.28, temos:

$$\sigma_{\text{Fus}} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{cr}}} (2l+1) \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{2\pi(V_{B_l} - E)}{\hbar W} \right] \right\}^{-1} \quad (3.31)$$

Admitindo-se que para as reações envolvendo íons pesados, o número de ondas parciais é grande, pode-se substituir a somatória da equação 3.31 por uma integral, e efetuando-se a integração, obtém-se:

$$\sigma_{\text{Fus}} = \frac{\hbar W R_B^2}{2E} \ln \left\{ \frac{1 + \exp \left[ \frac{2\pi(E - V_B)}{\hbar W} \right]}{1 + \exp \left[ \frac{2\pi(E - V_B - (E - V_{\text{cr}}) R_{\text{cr}}^2)}{\hbar W} \right]} \right\} \quad (3.32)$$

onde  $R_{\text{cr}}$  é a distância crítica de separação entre os núcleos para que ocorra a fusão, e  $V_{\text{cr}}$  é a altura do potencial correspondente  $R_{\text{cr}}$ .

Através de alguns estudos sistemáticos<sup>38,39)</sup>, os valores de  $R_B$  e  $R_{\text{cr}}$  foram determinados e resumidos na seguinte forma:

$$R_B = r_B (A_T^{1/3} + A_P^{1/3}), \quad \text{com } r_B = 1.4 \text{ fm}$$

$$R_{cr} = r_{cr} (A_T^{1/3} + A_P^{1/3}), \quad \text{com } r_{cr} = (1.0 \pm 0.07) \text{ fm.}$$

A equação 3.32 para  $\sigma_{Fus}$  abrange as regiões I, II e III (figura 3.4), e se reduz analiticamente em:

- baixas energias (região I):

$$\sigma_{Fus} = \pi R_B^2 \left[ 1 - \frac{V_B}{E_{CM}} \right] \text{ para } E_{CM} \ll \frac{V_B - \left( \frac{R_{cr}}{R_B} \right)^2 V_{cr}}{1 - \left( \frac{R_{cr}}{R_B} \right)^2} \quad (3.33)$$

- altas energias (regiões II e III):

$$\sigma_{Fus} = \pi R_B^2 \left[ 1 - \frac{V_{cr}}{E_{CM}} \right] \text{ para } E_{CM} \gg \frac{V_B - \left( \frac{R_{cr}}{R_B} \right)^2 V_{cr}}{1 - \left( \frac{R_{cr}}{R_B} \right)^2} \quad (3.34)$$

Os parâmetros altura da barreira de fusão  $V_B$  e raio da barreira  $R_B$  em baixas energias e  $V_{cr}$  e  $R_{cr}$  em altas energias, podem ser associados aos maiores momentos angulares que contribuem para a fusão para cada região de energia, ou seja, aos valores de  $l_{max}$  e  $l_{cr}$ , respectivamente. Utilizando-se das expressões 3.33, 3.34 e 3.29, tem-se:

$$l_{max} (l_{max} + 1) = \frac{2\mu R_B^2}{\hbar^2} (E - V_B) \quad (3.35)$$

$$l_{cr} (l_{cr} + 1) = \frac{2\mu R_{cr}^2}{\hbar^2} (E - V_{cr})$$

Podemos dizer, então, que em baixas energias a contribuição das ondas parciais ao processo de fusão são aquelas com valores até o momento angular  $l=l_{max}$ , sendo que em energias

mais altas a somatória sobre as ondas parciais, na determinação de  $\sigma_{Fus}$ , vai até o valor  $l=l_{cr}$ .

### 3.4.2. O Modelo de Atrito de Superfície (The Surface Friction Model<sup>40)</sup>)

Esse modelo, que é baseado na teoria do movimento Browniano, é derivado da equação multi-dimensional de Fokker-Planck<sup>41,42)</sup>, juntamente com a inclusão dos graus de liberdades de deformações quadrupolares.

Para o cálculo da fusão, a equação clássica de movimento, resultante dos primeiros termos da equação de Fokker-Planck, pode ser obtida através da correspondente Lagrangiana do movimento e da função dissipação de Rayleigh<sup>43)</sup>.

O potencial conservativo de interação utilizado no modelo, consiste de uma parte coulombiana e uma parte nuclear, onde a interação coulombiana considerada é aquela correspondente à interação pontual de carga monopolo-monopolo e monopolo-quadrupolo.

O potencial nuclear utilizado no cálculo da seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ), é dado segundo a prescrição de Gross e Kalinowski<sup>44)</sup> e modificado de tal forma que leva em consideração os efeitos de deformação nuclear.

Esses efeitos são incorporados ao potencial nuclear, primeiro, introduzindo no argumento do mesmo, uma distância de superfície, uma vez que pode-se assumir o atrito como um fenômeno de superfície e, segundo, multiplicando-o pelo termo de correlação de curvatura<sup>40)</sup>.

Nesse modelo clássico, as trajetórias correspondentes aos momentos angulares iguais ou menores que o momento angular crítico ( $l_{cr}$ ), irão contribuir para a formação de um sistema composto termodinamicamente equilibrado.

Por ser um modelo puramente clássico, verifica-se que o mesmo descreve razoavelmente bem o comportamento de  $\sigma_{Fus}$ , para sistemas pesados, sendo que, esse fato não é observado quando sistemas mais leves participam da reação.

### 3.4.3. Modelos Baseados na Limitação Imposta pelo Núcleo Composto

Pelo fato de que, os modelos existentes baseados na limitação imposta pelo canal de entrada (ex: modelo da distância crítica) não conseguiram explicar a sistemática de comportamento da seção de choque de fusão ( $\sigma_{\text{Fus}}$ ) para muitos sistemas, sugeriu-se que talvez algumas características do núcleo composto estariam influenciando a fusão completa.

Aumentando-se a energia de bombardeio, o canal de entrada pode fazer com que o sistema composto apresente momentos angulares maiores do que aqueles que o mesmo pode suportar, sendo que as ondas parciais com tais momentos angulares não contribuem para a fusão, logo  $\sigma_{\text{Fus}}$  estaria sendo limitado pela chamada linha de Yrast do núcleo composto.

A linha de Yrast define os estados de maior momento angular de um núcleo, para uma certa energia de excitação. Os estados de Yrast podem ser relacionados aos estados nucleares para os quais toda energia de excitação é do tipo rotacional, ou seja, é devida à excitação dos graus de liberdade coletivos, não existindo, portanto, a excitação dos graus de liberdade intrínsecos. Geralmente, as linhas de Yrast são calculadas, considerando-se o núcleo um rotor rígido com um momento de inércia (para um núcleo esférico)  $I=2mAR^2/5$ , sendo  $m$  a massa de um nucleon e  $R=r_0A^{1/3}$  o raio do núcleo, assim sendo:

$$E_y^* = \frac{\hbar^2}{2I} l_{cr} (l_{cr} + 1) \quad (3.36)$$

Assumindo-se que o núcleo composto não poderia ser formado na linha de Yrast, uma vez que a densidade de níveis é baixa, foi sugerida a idéia da linha estatística de Yrast<sup>45)</sup> e do modelo de superposição de níveis<sup>46)</sup>.

No modelo da linha estatística de Yrast, se faz a suposição de que é necessário uma energia interna mínima adicional

e não coletiva para que se tenha uma densidade de níveis adequada, através desse fato, tem-se:

$$E_{Ey}^* = \frac{\hbar^2}{2I} l_{cr} (l_{cr} + 1) + \Delta Q \quad (3.37)$$

onde  $\Delta Q$  é a energia interna.

Utilizando-se o valor de  $l_{cr}$  da expressão 3.29, e lembrando-se que  $E_{Ey}^* = E_{CM} + Q$ , onde  $Q$  é a variação de energia de ligação para formar o núcleo composto, podemos determinar o valor de  $\sigma_{Fus}$  com a ajuda da equação 3.37, ou seja:

$$\sigma_{Fus} = \frac{\pi I}{u} \left[ 1 + \frac{(Q - \Delta Q)}{E_{CM}} \right] \quad (3.38)$$

Os valores de  $\Delta Q$  e  $r_0$  obtidos por ajustes sistemáticos dos dados de  $\sigma_{Fus}(E)$  para vários sistemas, se mostraram praticamente constantes, com  $\Delta Q = 10$  MeV e  $r_0 = 1,2$  fm. Entretanto, recentemente, Civitarese et al.<sup>47)</sup> encontraram um valor empírico para  $\Delta Q$ , sendo  $\Delta Q = 0.27A_{NC}$ , onde  $A_{NC}$  é a massa do núcleo composto em questão.

A aplicação desses modelos na determinação de  $\sigma_{Fus}(E)$  requer que a linha de Yrast ou o momento de inércia ( $I$ ) do núcleo composto sejam bem determinados. Contudo, já que essas informações experimentais nem sempre são disponíveis, as previsões da linha de Yrast são feitas com base na aproximação do rotor rígido, o que pode acarretar incertezas no cálculo de  $\sigma_{Fus}(E)$ .

A fim de se evitar tais incertezas, Vandenbosh et al.<sup>46)</sup> sugeriram que na energia onde o núcleo composto é populado deveria haver uma superposição entre os níveis para todos os valores de momento angular que contribuem para a fusão. Em outras palavras, deve-se ter a seguinte condição:  $\Gamma_J/D_J \geq 1$ , sendo  $\Gamma_J$  e  $D_J$ , respectivamente, a largura e o espaçamento médio dos níveis no núcleo composto, com momento angular  $J$ .

A largura  $\Gamma_J$  pode ser estimada por uma descrição empírica, ou seja:

$$\Gamma_J = 14 \exp \left[ - 4.96 \sqrt{\frac{A_{NC}}{E^*}} \right] \quad (3.39)$$

e o valor de  $D_J$  é dado por  $1/\rho_J$ , onde  $\rho_J$  é a densidade de níveis nucleares expressa pela equação 3.15.

## CAPÍTULO 4 - ANÁLISE DE DADOS

No capítulo 2, foi descrito o método utilizado na redução para se determinar as seções de choque absolutas correspondentes às reações observadas para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ .

A consistência desses resultados pode ser verificada através de uma análise com base nas teorias e sistemáticas existentes na literatura.

Neste capítulo discutiremos, essencialmente, os dados referentes ao espalhamento elástico, processos de fusão completa e os processos que denominaremos de "não fusão".

### 4.1. Análise do Espalhamento Elástico

Os dados experimentais correspondentes ao espalhamento elástico nas energias de bombardeio 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV para os sistemas  ${}^9\text{Be} + ({}^{10,11}\text{B}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})$ , foram ajustados com base em cálculos teóricos através de um programa de modelo óptico. Neste caso, o código PTOLEMY<sup>12)</sup> foi utilizado.

No ajuste dos dados, foram utilizados como valores iniciais para os parâmetros de potencial óptico, os valores encontrados na literatura referentes aos sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ <sup>15)</sup>,  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ <sup>13)</sup> e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ <sup>14)</sup>.

Foram feitos vários ajustes por mínimos quadrados desses parâmetros, a fim de se obter a melhor concordância entre as distribuições angulares experimentais e teóricas, onde:

- inicialmente consideramos uma geometria fixa (parâmetros "r" e "a") e idêntica para os potenciais real e imaginário. Neste caso, foram feitos ajustes com e sem dependência (quadrática) com relação à energia nas profundidades dos potenciais. Um ajuste simultâneo para todas energias de bombardeio foi imposto;

-um outro ajuste, no qual todos os parâmetros foram deixados simultaneamente livres (sem nenhum vínculo), foi efetuado para cada energia em questão.

Nas figuras 4.1 e 4.2 apresentamos os dados experimentais referentes ao espalhamento elástico com os

respectivos ajustes teóricos finais. Os parâmetros ópticos, bem como os valores das seções de choque total de reação ( $\sigma_{\text{Rea}}$ ) obtidos, são apresentados nas tabelas 4.1 e 4.2. Os dados experimentais e os ajustes teóricos são apresentados na forma  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{R}}$ , onde  $\sigma_{\text{R}}$  corresponde a seção de choque para o espalhamento Rutherford<sup>11)</sup>.

Os valores de  $\sigma_{\text{Rea}}$  para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  nas energias de laboratório de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV (tabela 4.2), se mostraram apreciavelmente diferentes da seção de choque total de fusão ( $\sigma_{\text{Fus}}$ ), principalmente em baixas energias (ver figuras 4.15 e 4.16 - item 4.2.2). Como o valor de  $\sigma_{\text{Rea}}$  é dado pela somatória da contribuição de todos os processos nucleares envolvidos na colisão, a diferença entre os valores de  $\sigma_{\text{Rea}}$  e  $\sigma_{\text{Fus}}$ , refletirá a importância dos outros processos que podem estar competindo com o processo de fusão completa.

Vale ressaltar que a competição com os outros processos nucleares (denominados "não fusão"), foi levada em conta nesse trabalho (item 4.3). Entretanto, lembramos que uma contribuição talvez muito importante na determinação experimental de  $\sigma_{\text{Rea}}$ , pode ser o processo de fragmentação do  ${}^9\text{Be}$  em duas alfas e um nêutron, competindo com o processo de fusão completa. Tal processo não foi investigado nesse trabalho, pois necessita um arranjo experimental dedicado. Para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^9\text{Be}$ , cujo estudo em altas energias é encontrado na literatura<sup>48)</sup>, os valores de  $\sigma_{\text{Fus}}$  obtidos experimentalmente, se mostraram bem abaixo dos valores de  $\sigma_{\text{Rea}}$  calculados (figura 4.3), sugerindo que a quebra do  ${}^9\text{Be}$  em  $2\alpha + 1n$  pode contribuir significativamente nessa discrepância.

Outro processo não estudado em detalhes neste trabalho, o espalhamento inelástico, que não deve ser um processo expressivo na composição de  $\sigma_{\text{Rea}}$ , principalmente nas energias mais elevadas.

Sabe-se que o valor de  $\sigma_{\text{Rea}}$  é determinado principalmente a partir dos dados referentes ao espalhamento elástico em ângulos dianteiros. Entretanto, como nossos dados experimentais cobrem o intervalo  $\theta_{\text{Lab}} \geq 12^\circ$  ( $\theta_{\text{CM}} \geq 24^\circ$ ), os valores encontrados de  $\sigma_{\text{Rea}}$  podem apresentár pequenos erros sistemáticos.

Pode-se observar na figura 4.2 que os dados referentes ao

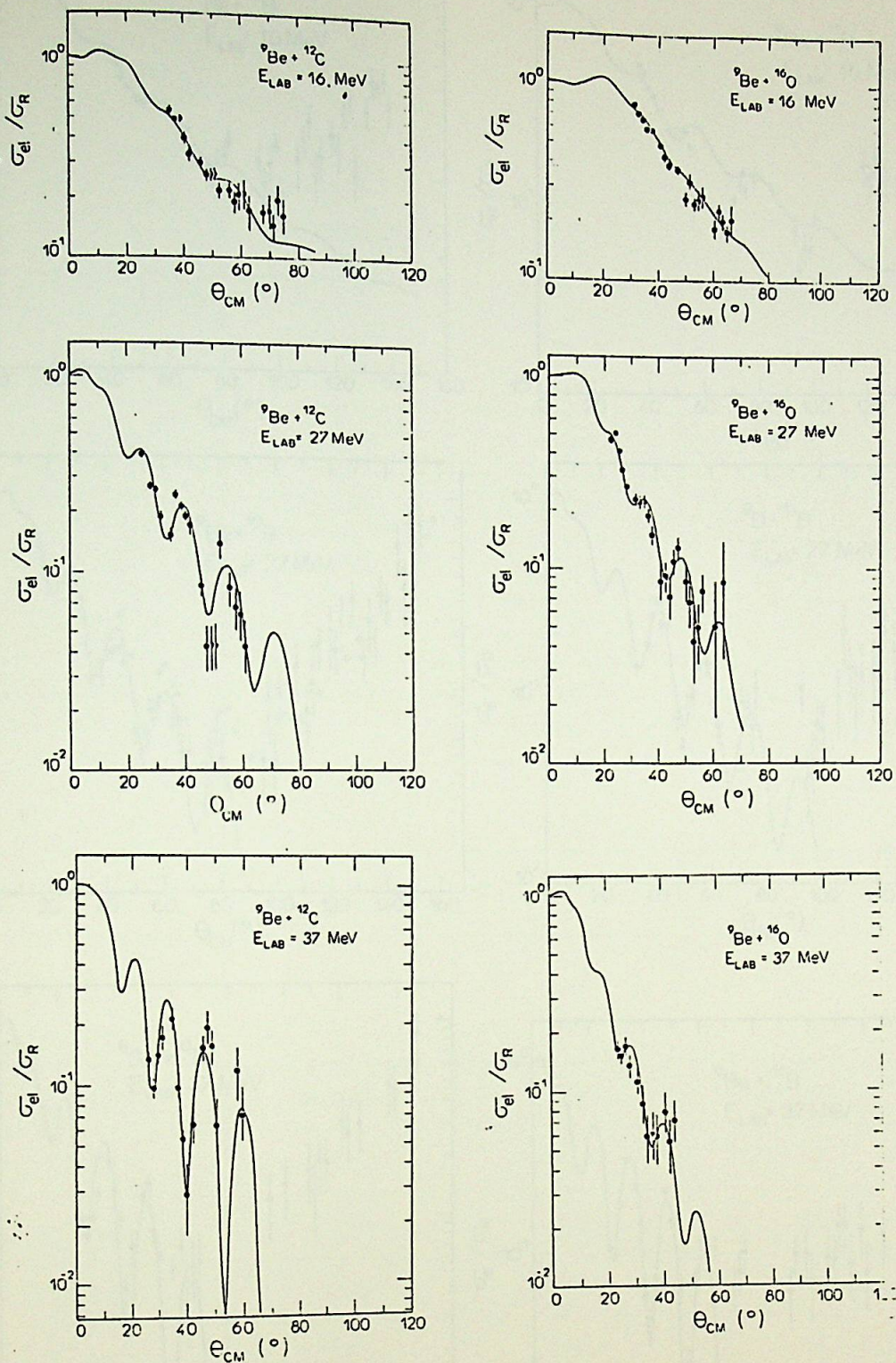


Figura 4.1. Distribuições angulares do espalhamento elástico, para as reações  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$ . As curvas são os ajustes teóricos feitos pelo programa PTOLEMY.

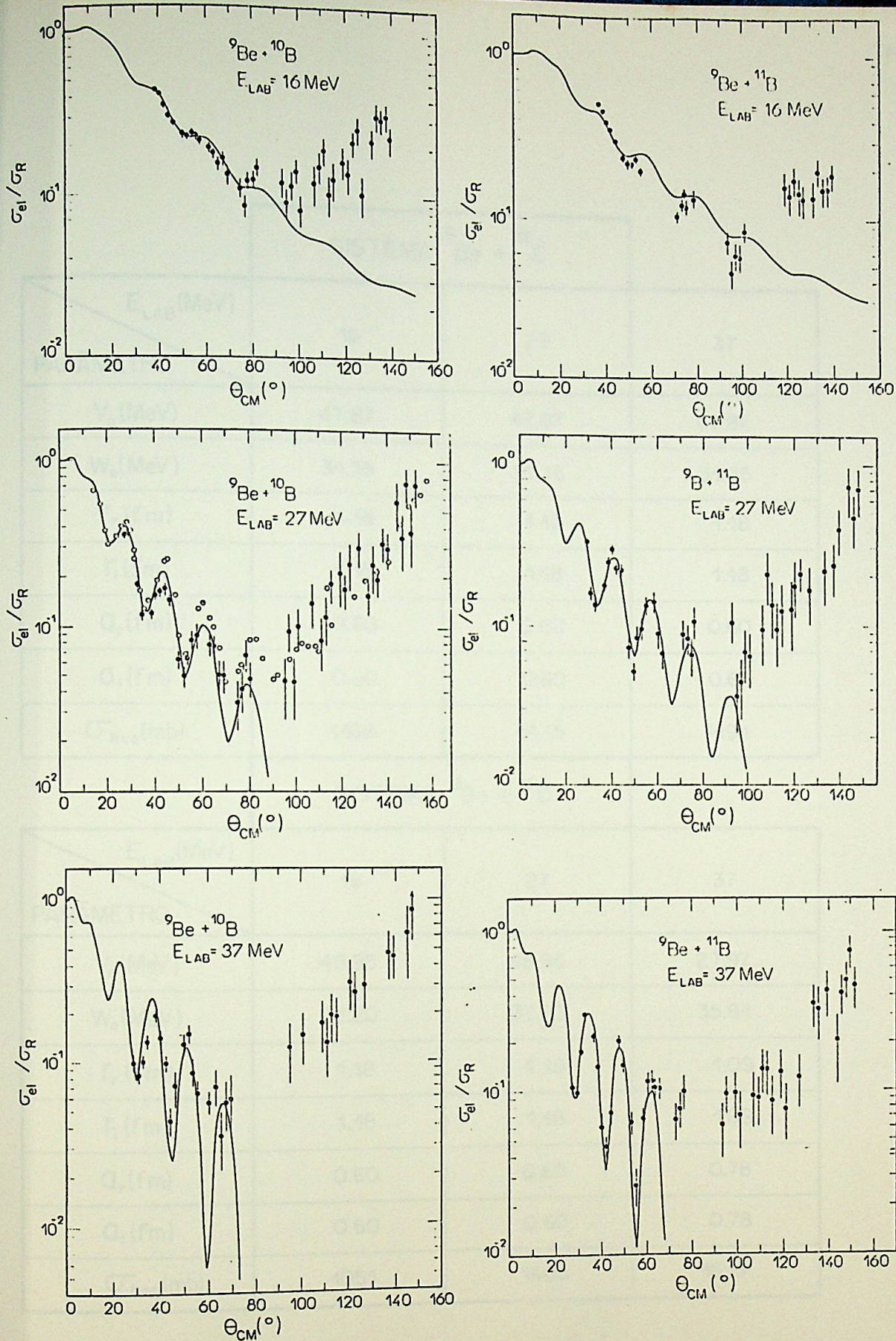


Figura 4.2. Distribuições angulares do espalhamento elástico, para as reações  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ . As curvas sólidas são os ajustes feitos pelo programa PTOLEMY, os círculos abertos (sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ ,  $E_{LAB} = 27 \text{ MeV}$ ) são os dados encontrados na literatura para a reação  ${}^9\text{Be}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^9\text{Be}^{15}$ , na energia  $E_{CM} = 14.2 \text{ MeV}$ .

		SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$		
$E_{\text{LAB}}$ (MeV)		16	27	37
PARÂMETRO				
$V_0$ (MeV)		47.87	47.87	47.87
$W_0$ (MeV)		31.35	31.35	31.35
$r_r$ (fm)		1.18	1.18	1.18
$r_i$ (fm)		1.18	1.18	1.18
$Q_r$ (fm)		0.60	0.60	0.60
$Q_i$ (fm)		0.60	0.60	0.60
$\sigma_{\text{RCC}}$ (mb)		1168	1415	1491
		SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$		
$E_{\text{LAB}}$ (MeV)		16	27	37
PARÂMETRO				
$V_0$ (MeV)		48.95	48.95	27.97
$W_0$ (MeV)		32.20	32.20	35.81
$r_r$ (fm)		1.18	1.18	1.09
$r_i$ (fm)		1.18	1.18	1.09
$Q_r$ (fm)		0.60	0.60	0.78
$Q_i$ (fm)		0.60	0.60	0.78
$\sigma_{\text{RCC}}$ (mb)		1051	1405	1515

Tabela 4.1. Parâmetros de Modelo Óptico e valores das seções de choque totais da reação, obtidos através do código PTOLEMY, para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{O}$  nas energias 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV.

		SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$		
$E_{\text{LAB}}$ (MeV)		16	27	37
PARÂMETRO				
$V_0$ (MeV)		61.78	61.78	61.78
$W_0$ (MeV)		55.18	55.18	55.18
$r_r$ (fm)		1.05	1.05	1.05
$r_i$ (fm)		1.05	1.05	1.05
$a_r$ (fm)		0.68	0.68	0.68
$a_i$ (fm)		0.68	0.68	0.68
$\sigma_{\text{Rca}}$ (mb)		1196	1418	1477
		SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$		
$E_{\text{LAB}}$ (MeV)		16	27	37
PARÂMETRO				
$V_0$ (MeV)		94.90	94.90	94.90
$W_0$ (MeV)		71.12	71.12	71.12
$r_r$ (fm)		1.08	1.08	1.08
$r_i$ (fm)		1.08	1.08	1.08
$a_r$ (fm)		0.59	0.59	0.59
$a_i$ (fm)		0.59	0.59	0.59
$\sigma_{\text{Rca}}$ (mb)		1197	1418	1478

Tabela 4.2. Parâmetros de Modelo Óptico e valores das seções de choque totais de reação, obtidos através do código PTOLEMY, para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  nas energias 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV.

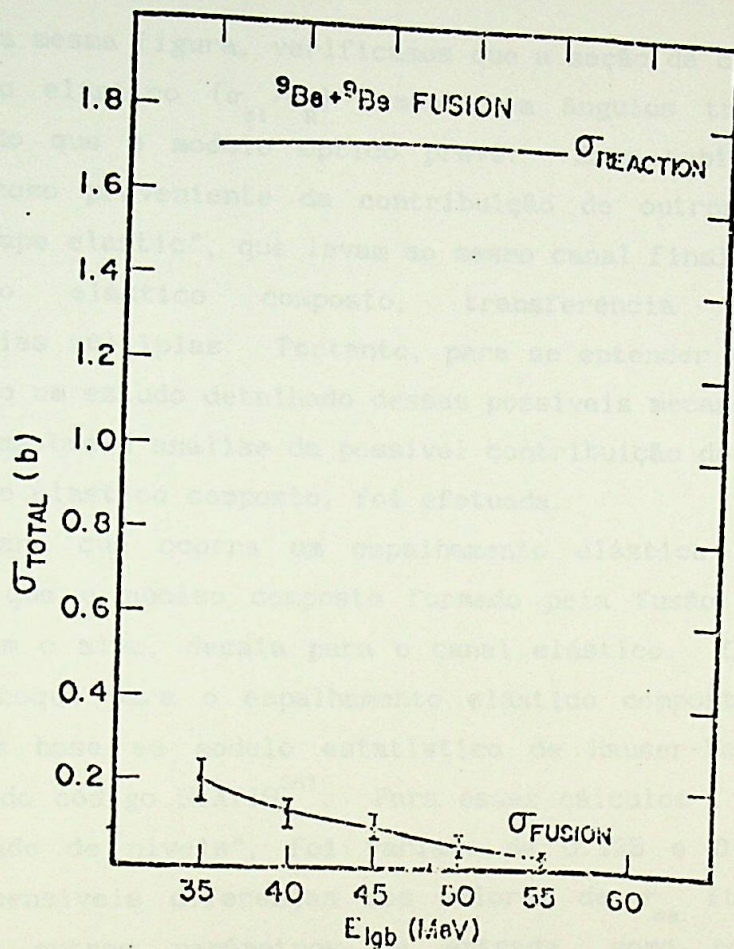


Figura 4.3. Seção de choque total de fusão em função da energia de laboratório, para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^9\text{Be}$ . Os valores da seção de choque de reação foram calculados usando-se o Modelo Óptico.

espalhamento elástico obtidos neste trabalho, para o sistema  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$  na energia  $E_{\text{Lab}}=27$  MeV ( $E_{\text{cm}}=14.2$  MeV), estão em boa concordância com os dados encontrados na literatura para o mesmo sistema<sup>15)</sup>.

Na mesma figura, verificamos que a seção de choque para o espalhamento elástico ( $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{R}}$ ) aumenta em ângulos traseiros, ao contrário do que o modelo óptico prevê. Essa subida pode ser entendida como proveniente da contribuição de outros processos, além do "shape elastic", que levam ao mesmo canal final, tais como: espalhamento elástico composto, transferência elástica e transferências múltiplas. Portanto, para se entender esse efeito, é necessário um estudo detalhado desses possíveis mecanismos.

Uma breve análise da possível contribuição do processo de espalhamento elástico composto, foi efetuada.

Para que ocorra um espalhamento elástico composto, é necessário que o núcleo composto formado pela fusão completa do projétil com o alvo, decaia para o canal elástico. O cálculo da seção de choque para o espalhamento elástico composto ( $\sigma_{\text{ce}}$ ) foi efetuado em base ao modelo estatístico de Hauser-Feshbach, por intermédio do código STATIS<sup>36)</sup>. Para esses cálculos, o parâmetro de "densidade de níveis", foi variado de 0.125 e 0.182, o que acarretou sensíveis diferenças nos valores de  $\sigma_{\text{ce}}$  (tabela 4.3). Variando-se outros parâmetros de entrada, como por exemplo: coeficientes de transmissão ( $T_1$ ), o valor de  $\sigma_{\text{ce}}$  também varia sensivelmente. Entretanto, o parâmetro  $T_1$  foi mantido fixo a fim de reproduzir o valor de  $\sigma_{\text{Fus}}$  experimental, na estimativa de  $\sigma_{\text{ce}}$ .

As distribuições angulares referentes ao espalhamento elástico composto ( $\sigma_{\text{ce}}/\sigma_{\text{R}}$  vs  $\theta_{\text{cm}}$ ) foram ajustadas (renormalizadas) aos dados experimentais do espalhamento elástico em ângulos traseiros, onde obteve-se um fator de normalização  $N=(\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{R}})/(\sigma_{\text{ce}}/\sigma_{\text{R}})$  para cada valor de densidade de níveis (0.125 e 0.182) e para cada energia de bombardeio em questão (16 MeV, 27 MeV e 37 MeV) (tabela 4.3). Os pequenos valores das constantes de normalização, nos levaria a supor que o processo de espalhamento elástico composto poderia ter uma grande contribuição pelo efeito de subida dos valores de  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{R}}$  em ângulos traseiros. Da tabela

E <sub>LAB</sub> (MeV)	SISTEMA <sup>9</sup> Be + <sup>10</sup> B		SISTEMA <sup>9</sup> Be + <sup>11</sup> B		
	PARÂMETRO "DENK"	$\sigma_{CE}$ (TOTAL) (mb)	FATOR NORM. N	$\sigma_{CE}$ (TOTAL) (mb)	FATOR NORM. N
16	0.125	0.19	8.00	0.09	2.70
	0.182	0.04	62.00	0.02	14.00
27	0.125	1.38	1.10	2.61	0.54
	0.182	0.33	10.00	0.72	2.50
37	0.125	3.45	0.78	9.20	0.19
	0.182	0.94	4.80	3.24	0.84

Tabela 4.3. Valores das seções de choque totais teóricas do espalhamento elástico composto ( $\sigma_{CE}$ ), obtidos pelo código STATIS, bem como os respectivos coeficientes de normalização  $N = (\sigma_{el} / \sigma_R) / (\sigma_{CE} / \sigma_R)$  utilizados nos ajustes das distribuições angulares experimentais do espalhamento elástico, com relação às previsões teóricas, para os sistemas <sup>9</sup>Be + <sup>10,11</sup>B.

4.3, observa-se que os valores de  $\sigma$  para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  são maiores que para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ , indicando uma contribuição possivelmente maior do processo de espalhamento elástico composto para o primeiro sistema. Observa-se também que a maior seção de choque para este processo é obtida para a energia de 37 MeV. Com base nos fatores de normalização (N) da tabela 4.3, supõe-se então que na energia de bombardeio de 37 MeV, a subida de  $\sigma_{el}/\sigma_R$  em ângulos traseiros, possa ser explicada pela contribuição do processo de espalhamento elástico composto. Os mesmos valores de N empregados para essa energia, foram usados para as demais energias de bombardeio (16 MeV e 27 MeV). Assim sendo, para essas duas energias, as distribuições angulares teóricas ( $\sigma_{ce}/\sigma_R$  vs  $\theta_{CM}$ ) se mostraram abaixo das distribuições angulares experimentais ( $\sigma/\sigma_R$  vs  $\theta_{CM}$ ), sugerindo então que outros processos (transferência elástica, transferências múltiplas) podem apresentar uma contribuição mais importante, quando comparados com o espalhamento elástico composto, à medida que a energia de bombardeio diminui.

Na figura 4.4, podemos ver os ajustes finais dos dados referentes ao espalhamento elástico na energia de 37 MeV, assumindo-se o que foi sugerido anteriormente.

Para o sistema  ${}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{B}$ , também foi estimada a contribuição do processo de espalhamento elástico composto, com um valor de  $\sigma_{ce} = 4.5 \text{ mb}^3$ . Considerou-se que este processo pode ser o maior responsável no aumento da seção de choque para o espalhamento elástico em ângulos traseiros, sendo que os ajustes finais dos dados são apresentados na figura 4.5. Neste caso, em se tratando de um canal simétrico, e com conseqüente distribuição angular simétrica em relação a  $\theta_{CM} = 90^\circ$ , o efeito maior deve aparecer em torno da região  $\theta_{CM} = 90^\circ$ .

#### 4.2. Análise do Processo de Fusão Completa

As seções de choque de fusão e dos processos de "não fusão" para os sistemas estudados foram estimadas experimentalmente, tendo-se como um dos fatores importantes, a

4.3, observa-se que os valores de  $\sigma_{ce}$  para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  são maiores que para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ , indicando uma contribuição possivelmente maior do processo de espalhamento elástico composto para o primeiro sistema. Observa-se também que a maior seção de choque para este processo é obtida para a energia de 37 MeV. Com base nos fatores de normalização (N) da tabela 4.3, supõe-se então que na energia de bombardeio de 37 MeV, a subida de  $\sigma_{el}/\sigma_R$  em ângulos traseiros, possa ser explicada pela contribuição do processo de espalhamento elástico composto. Os mesmos valores de N empregados para essa energia, foram usados para as demais energias de bombardeio (16 MeV e 27 MeV). Assim sendo, para essas duas energias, as distribuições angulares teóricas ( $\sigma_{ce}/\sigma_R$  vs  $\theta_{CM}$ ) se mostraram abaixo das distribuições angulares experimentais ( $\sigma/\sigma_R$  vs  $\theta_{CM}$ ), sugerindo então que outros processos (transferência elástica, transferências múltiplas) podem apresentar uma contribuição mais importante, quando comparados com o espalhamento elástico composto, à medida que a energia de bombardeio diminui.

Na figura 4.4, podemos ver os ajustes finais dos dados referentes ao espalhamento elástico na energia de 37 MeV, assumindo-se o que foi sugerido anteriormente.

Para o sistema  ${}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{B}$ , também foi estimada a contribuição do processo de espalhamento elástico composto, com um valor de  $\sigma_{ce} = 4.5 \text{ mb}^3$ . Considerou-se que este processo pode ser o maior responsável no aumento da seção de choque para o espalhamento elástico em ângulos traseiros, sendo que os ajustes finais dos dados são apresentados na figura 4.5. Neste caso, em se tratando de um canal simétrico, e com conseqüente distribuição angular simétrica em relação a  $\theta_{CM} = 90^\circ$ , o efeito maior deve aparecer em torno da região  $\theta_{CM} = 90^\circ$ .

#### 4.2. Análise do Processo de Fusão Completa

As seções de choque de fusão e dos processos de "não fusão" para os sistemas estudados foram estimadas experimentalmente, tendo-se como um dos fatores importantes, a

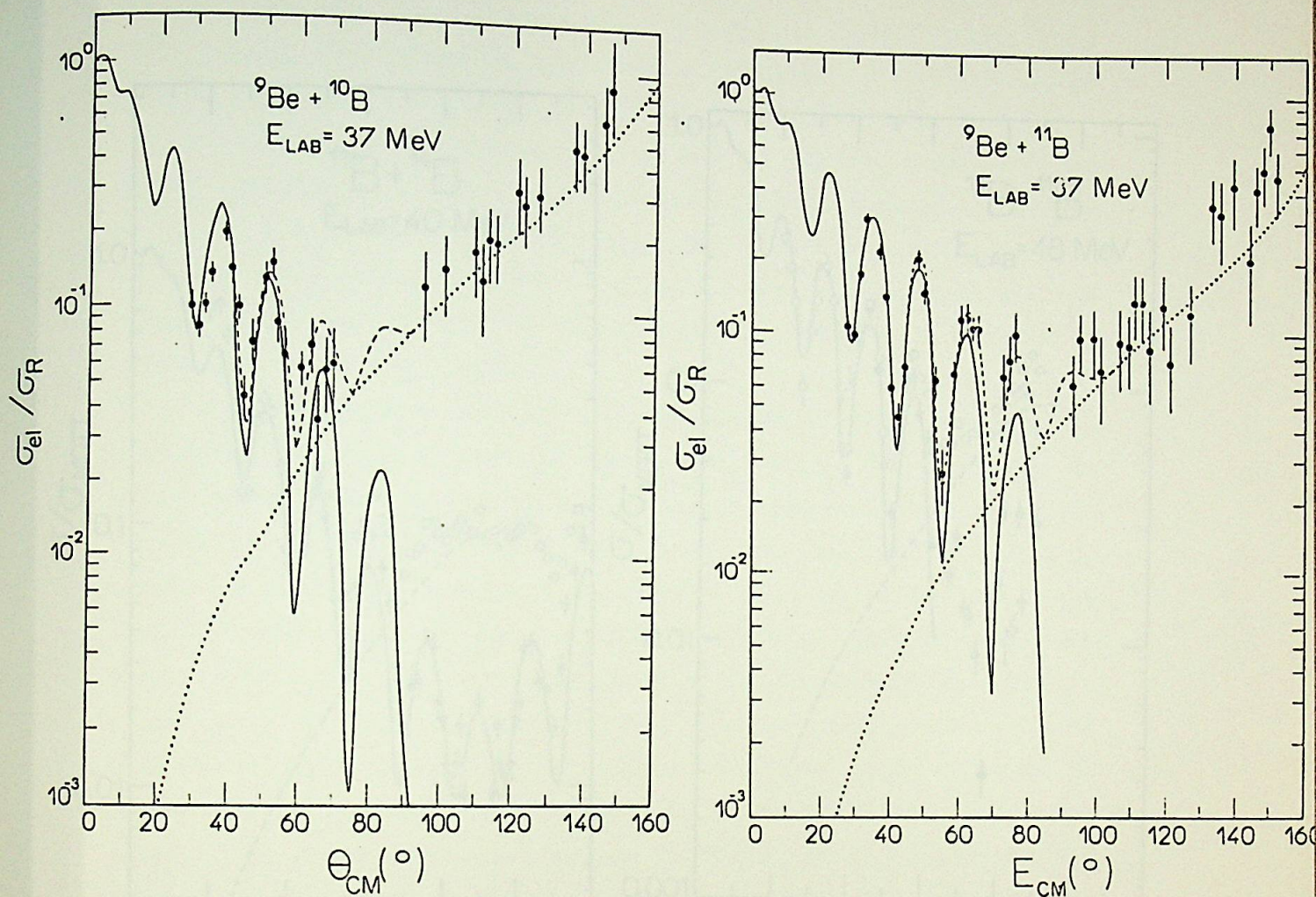


Figura 4.4. Distribuições angulares do espalhamento elástico para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ , na energia  $E_{\text{Lab}} = 37$  MeV. As linhas sólidas são os ajustes teóricos dados pelo PTOLEMY, as linhas pontilhadas são as distribuições angulares do espalhamento elástico composto, para esses sistemas, previstas pelo código STATIS e as linhas tracejadas representam a somas dos dois ajustes.

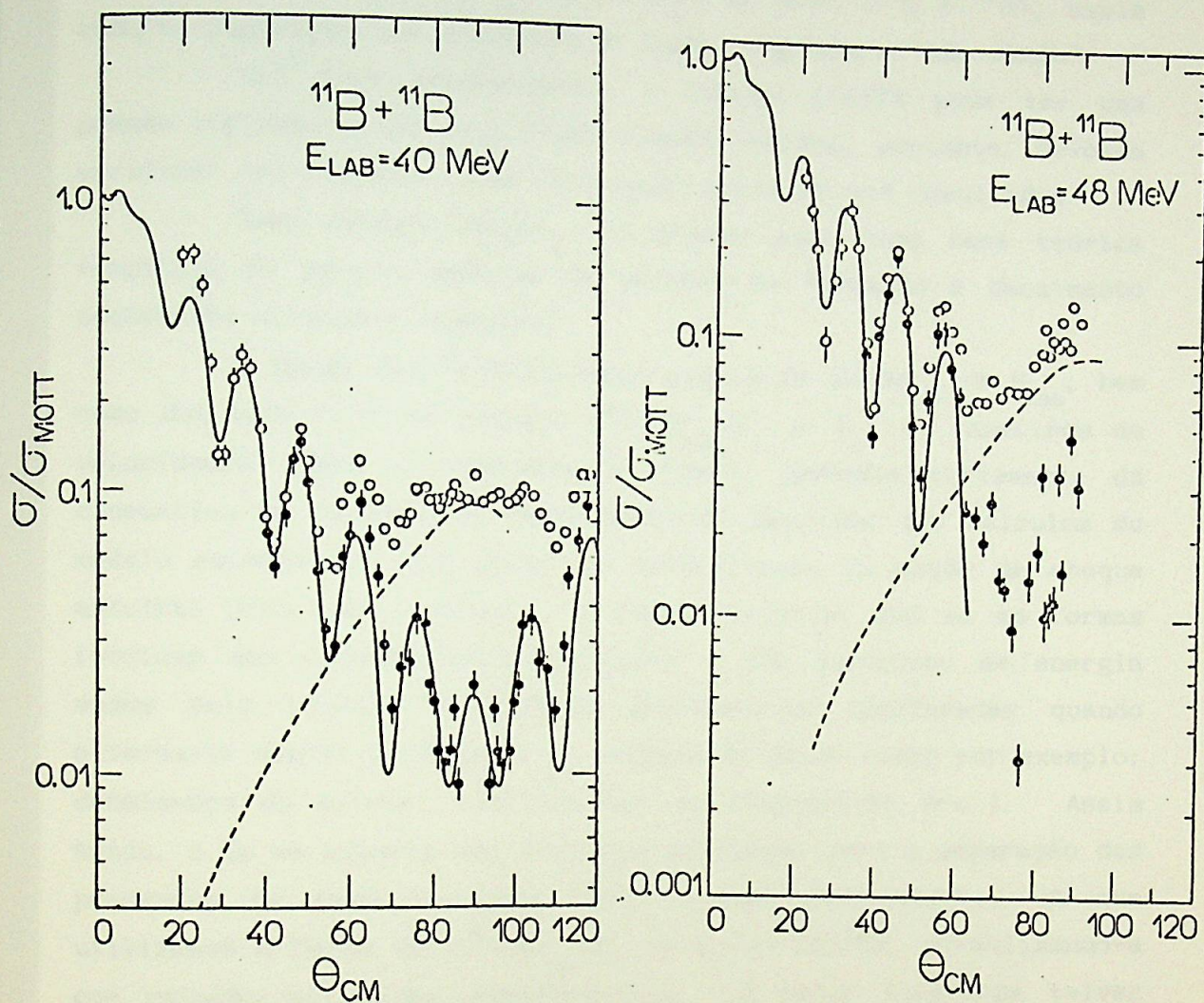


Figura 4.5. Distribuições angulares do espalhamento elástico, já subtraído o "espalhamento elástico composto". Os pontos abertos são os dados sem subtração, os pontos fechados são os dados subtraídos, a curva cheia e o ajuste feito com o modelo óptico e a curva tracejada representa o "espalhamento elástico composto".

análise cinemática prevista pelo modelo estatístico e o código LILITA<sup>9)</sup>. Neste trabalho, as previsões teóricas foram utilizadas na avaliação dos eventos que podem provir da fusão do projétil (<sup>9</sup>Be) com os contaminantes encontrados no alvo (<sup>12</sup>C e <sup>16</sup>O), assim como na separação dos processos de fusão completa e "não fusão".

Com este procedimento, o código LILITA pode ter uma grande influência nos resultados finais obtidos, portanto, devemos verificar até que ponto sua utilização afeta nossos resultados.

Esse código também é utilizado aqui como base teórica (capítulo 3) para a análise do processo de formação e decaimento seqüencial do núcleo composto.

A forma das distribuições angulares  $d\sigma/d\theta_{\text{Lab}}$  vs  $\theta_{\text{Lab}}$ , bem como dos espectros de energia  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  vs  $E_T$  (ou espectros de velocidades) para os resíduos de fusão, dependem fortemente da cinemática do processo e muito menos de detalhes dos cálculos do modelo estatístico empregados na determinação da seção de choque absoluta para cada resíduo. É fácil verificar que as formas teóricas das distribuições angulares e dos espectros de energia dados pelo LILITA, permanecem praticamente inalteradas quando alteram-se alguns parâmetros de entrada do mesmo (como por exemplo: densidades de níveis, coeficientes de transmissão etc.). Assim sendo, é de se esperar que o método utilizado para a separação dos processos de fusão e "não fusão", seja satisfatório, já que utilizamos a forma de  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  vs  $E_T$  do LILITA, normalizando-a com relação aos dados experimentais. A maior incerteza talvez cometida por esse método, provém do fator de normalização. é de se esperar também que a forma de  $d\sigma/d\theta_{\text{Lab}}$  vs  $\theta_{\text{Lab}}$  para cada resíduo e a total, ajustem satisfatoriamente os dados experimentais.

Para a subtração dos eventos provenientes da fusão do <sup>9</sup>Be com os contaminantes <sup>12</sup>C e <sup>16</sup>O, com relação aos provenientes da fusão do <sup>9</sup>Be com <sup>10</sup>B e <sup>11</sup>B, torna-se muito importante estimar corretamente os valores de seções de choque de fusão para os sistemas <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C e <sup>9</sup>Be + <sup>16</sup>O serem subtraídos. Para tanto, utilizaram-se valores de seções de choque totais de fusão experimentais, encontrados na literatura<sup>13,14)</sup>, proporcionando resultados mais consistentes, pois inclusive o método experimental

utilizados nesses trabalhos, é equivalente ao nosso. Contudo, como a subtração dos eventos é feita para cada resíduo de evaporação, os dados resultantes apresentam incertezas um pouco maiores, pois o peso da contribuição de cada resíduo na seção de choque total de fusão pode sofrer alterações, se alterar os parâmetros de entrada do LILITA citados anteriormente. Desta forma pode-se favorecer ou inibir alguns canais de decaimento do núcleo composto formado. Lembramos, entretanto, que as quantidades de contaminantes presentes nos alvos de  $^{10,11}\text{B}$ , eram pequenas.

De uma maneira geral, podemos considerar, com base em todos esses aspectos, que a utilização do código LILITA para a análise dos processos de fusão e "não fusão" para os sistemas estudados, é satisfatória.

#### 4.2.1. Decaimento Seqüencial

Os canais energeticamente disponíveis para o decaimento dos núcleos compostos ( $^{19}\text{F}$  e  $^{20}\text{F}$ ) são apresentados nas figuras 4.6 e 4.7. A partir dessas figuras, nota-se que existem limiares de energia, abaixo dos quais resíduos provenientes da evaporação de um certo número de partículas, podem ou não serem formados.

Os núcleos compostos  $^{19}\text{F}$  e  $^{20}\text{F}$  podem ser formados com máximas energias de excitação, no referencial do centro de massa, iguais a 43.6 MeV e 38.0 MeV, respectivamente, que correspondem ao máximo de energia de bombardeio utilizado ( $E_{\text{Lab}}=40$  Mev). Pode-se observar, somente em base às considerações energéticas, que os resíduos mais prováveis no decaimento dos núcleos compostos, são aqueles com números atômicos entre 5 e 9, sendo que os demais resíduos ( $Z=2$ ,  $Z=3$  e  $Z=4$ ) apresentam pouca contribuição, pois existem poucos canais abertos que levam à esses resíduos. Devemos nos lembrar que esse tipo de consideração, não leva em conta a probabilidade de decaimento do núcleo composto para um dado canal final, determinada através do modelo estatístico de Hauser-Feshbach<sup>32)</sup>.

Através de uma análise dos espectros multicanais de energia experimentais dos elementos com número atômico entre 3 e 9,

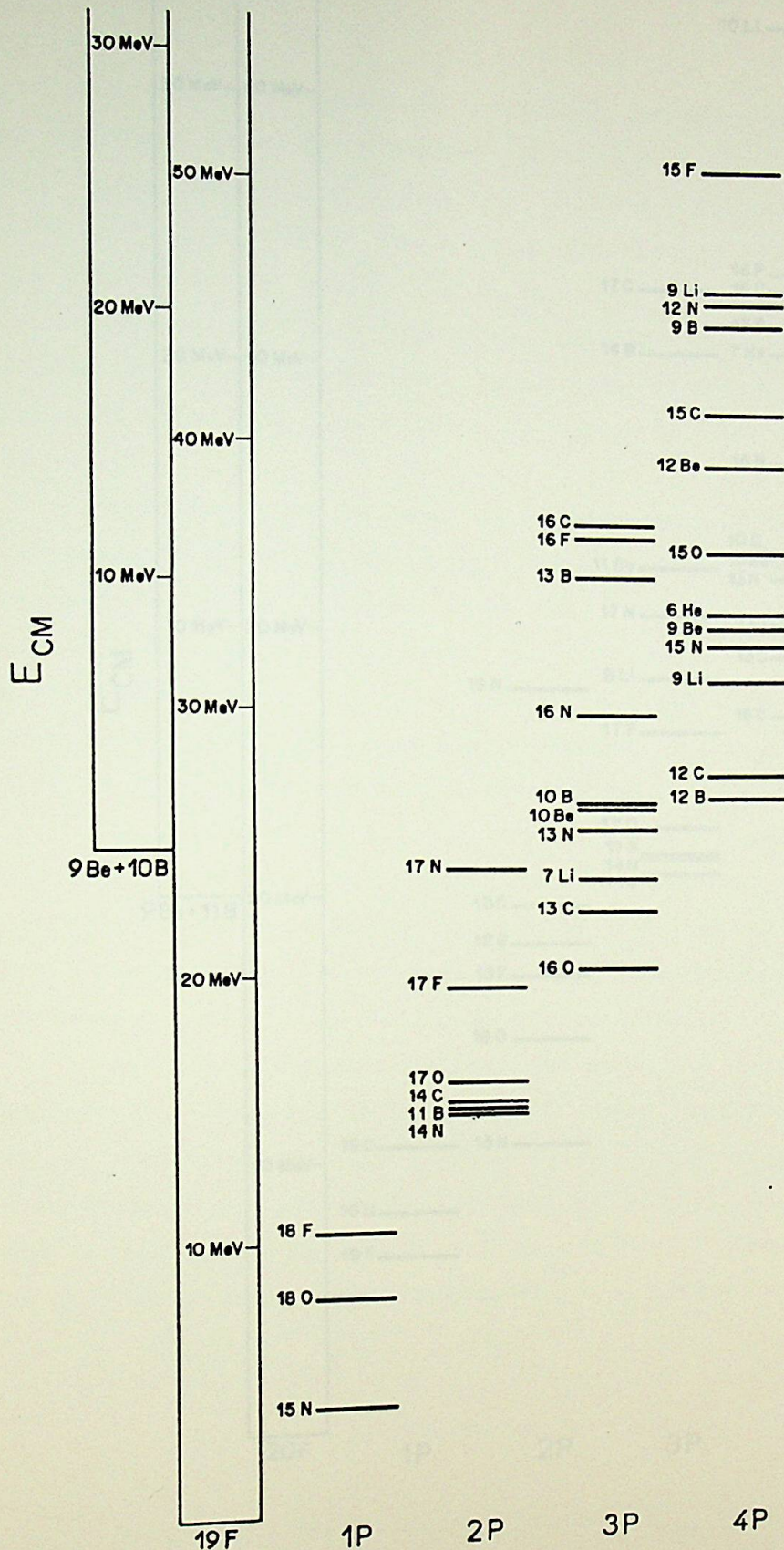


Figura 4.6. Esquema dos possíveis núcleos residuais provenientes do decaimento do núcleo composto  $^{19}\text{F}$ . Esses núcleos foram agrupados de acordo com o número de partículas leves (P) que são emitidas (n, p ou  $\alpha$ ).

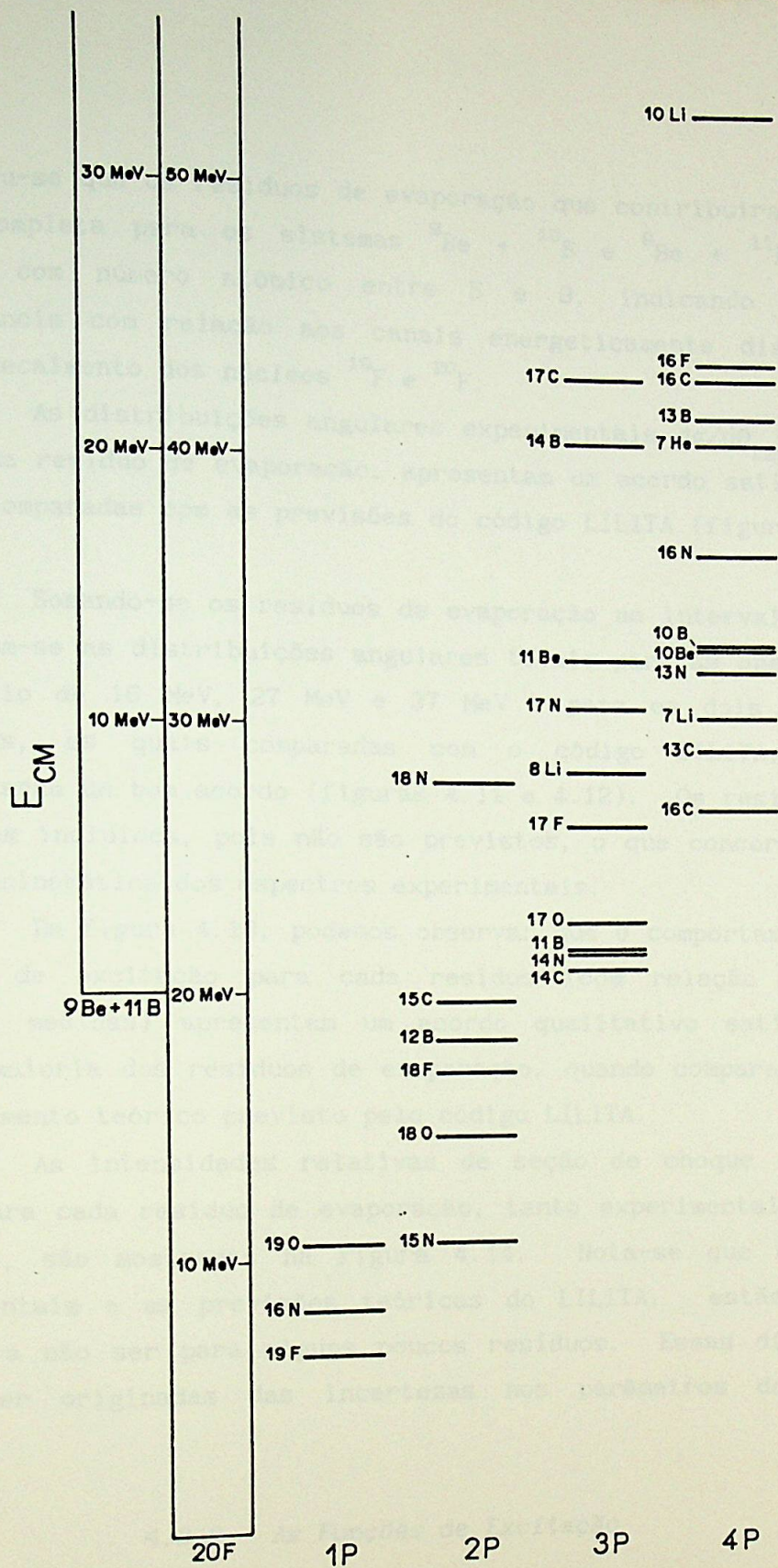


Figura 4.7. Ídem à figura 4.6.  
(Decaimento do núcleo composto  $^{20}\text{F}$ ).

constatou-se que os resíduos de evaporação que contribuíram para a fusão completa para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ , foram aqueles com número atômico entre 5 e 9, indicando uma boa concordância com relação aos canais energeticamente disponíveis para o decaimento dos núcleos  ${}^{19}\text{F}$  e  ${}^{20}\text{F}$ .

As distribuições angulares experimentais  $d\sigma/d\theta_{\text{Lab}}$  vs  $\theta_{\text{Lab}}$  para cada resíduo de evaporação, apresentam um acordo satisfatório quando comparadas com as previsões do código LILITA (figuras 4.8 a 4.10).

Somando-se os resíduos de evaporação no intervalo  $5 \leq Z \leq 9$ , obtiveram-se as distribuições angulares totais para as energias de bombardeio de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV e para os dois sistemas estudados, as quais comparadas com o código LILITA, também apresentaram um bom acordo (figuras 4.11 e 4.12). Os resíduos  $Z \leq 4$  não foram incluídos, pois não são previstos, o que concorda com a análise cinemática dos espectros experimentais.

Da figura 4.13, podemos observar que o comportamento das funções de excitação para cada resíduo (com relação às três energias medidas) apresentam um acordo qualitativo satisfatório para a maioria dos resíduos de evaporação, quando comparado com o comportamento teórico previsto pelo código LILITA.

As intensidades relativas de seção de choque total de fusão para cada resíduo de evaporação, tanto experimentais quanto teóricas, são mostradas na figura 4.14. Nota-se que os dados experimentais e as previsões teóricas do LILITA, estão em bom acordo, a não ser para alguns poucos resíduos. Essas diferenças podem ser originadas das incertezas nos parâmetros do código LILITA.

#### 4.2.2 - As Funções de Excitação

As funções de excitação ( $\sigma$  vs  $1/E_{\text{CM}}$ ) para os sistemas  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$ , são apresentadas nas figuras 4.15 e 4.16. Os valores de seção de choque total de fusão (vide tabela 2.3) foram determinados conforme a descrição feita no item 2.6.3 do capítulo 2.

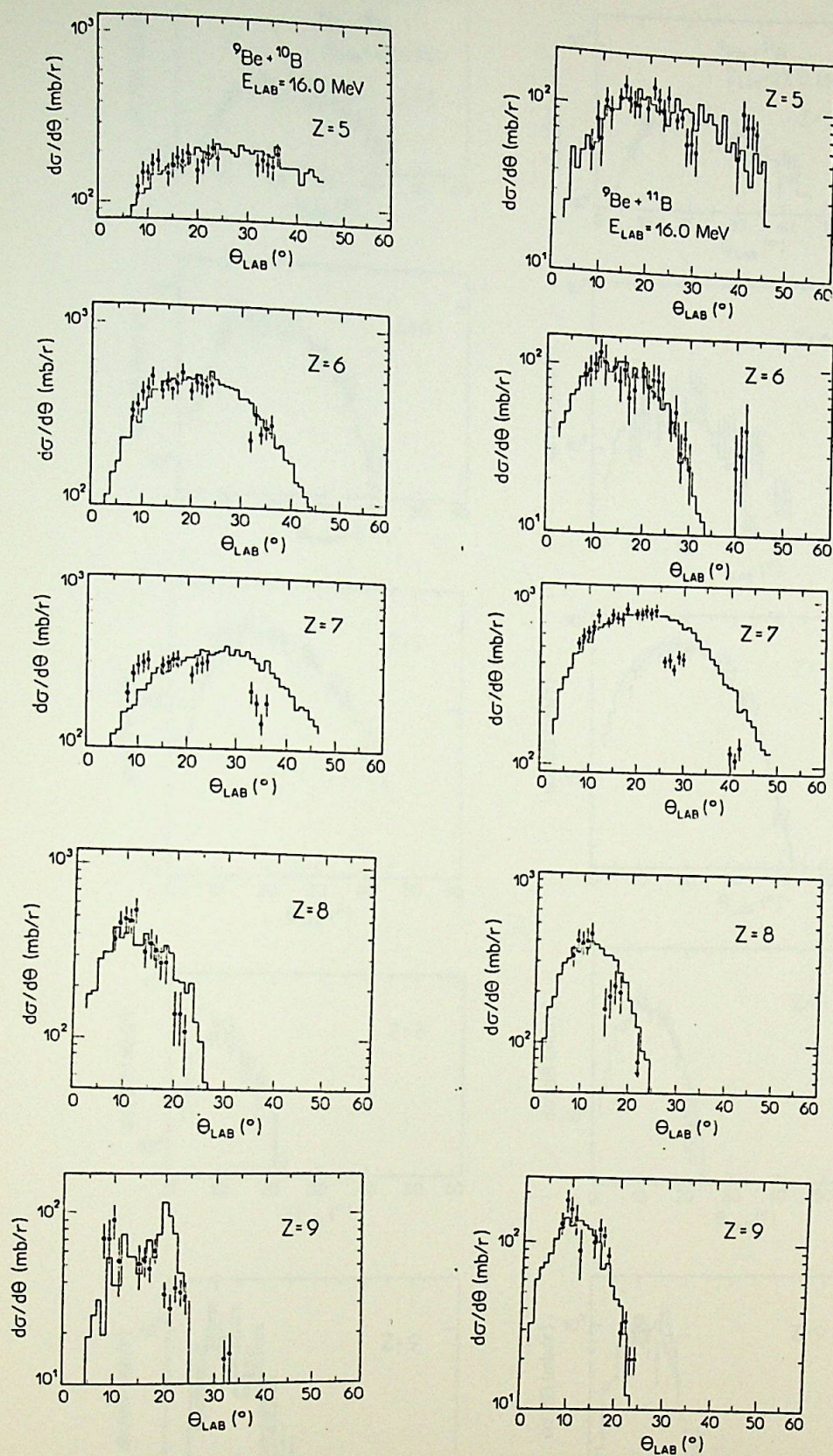


Figura 4.8. Distribuições angulares para os resíduos de evaporação (sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ ). Os histogramas são as previsões do modelo estatístico (código LILITA),  $E_{Lab} = 16$  MeV.

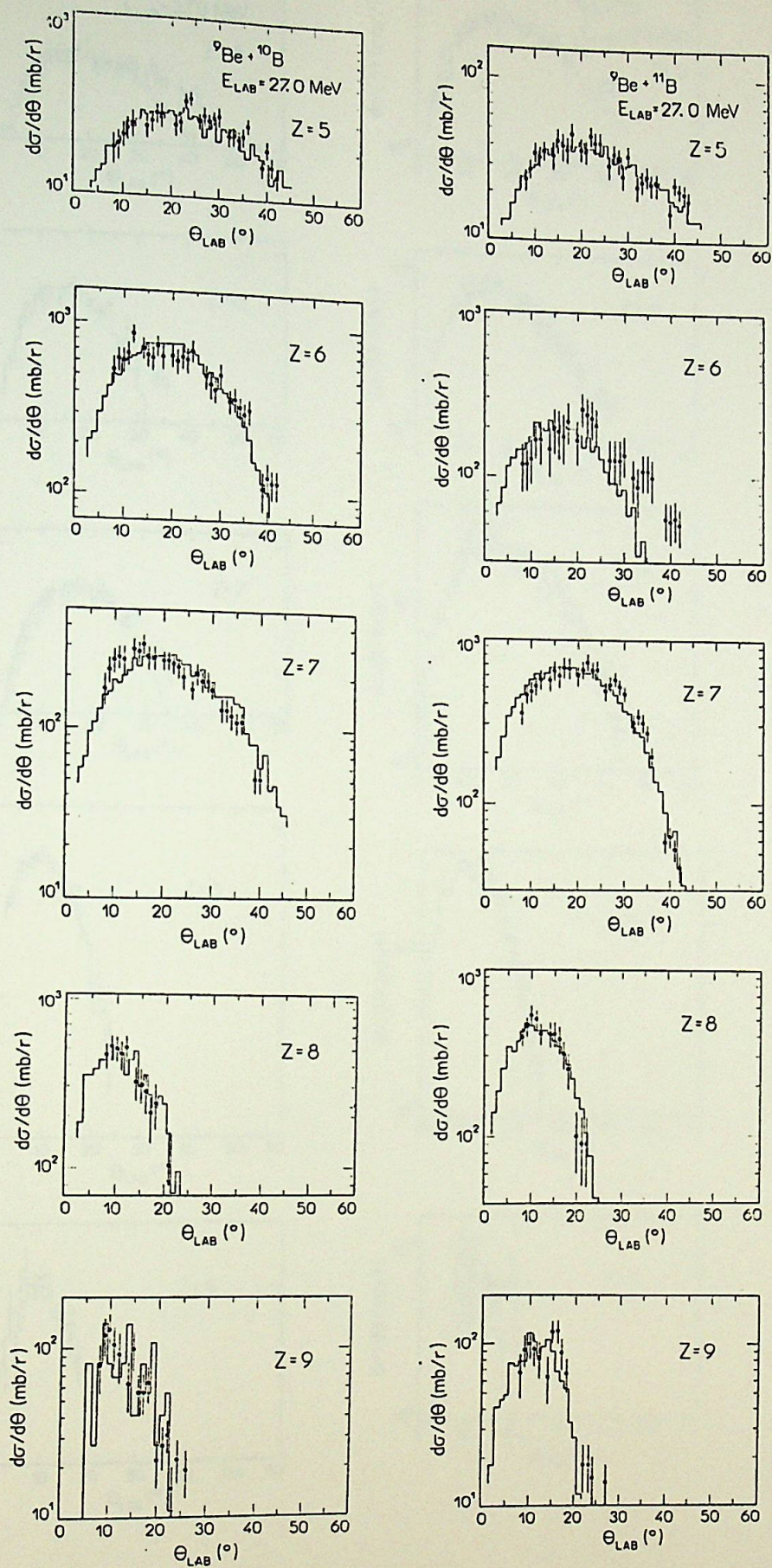


Figura 4.9. Ídem á figura 4.8.  
 $E_{Lab} = 27$  MeV.

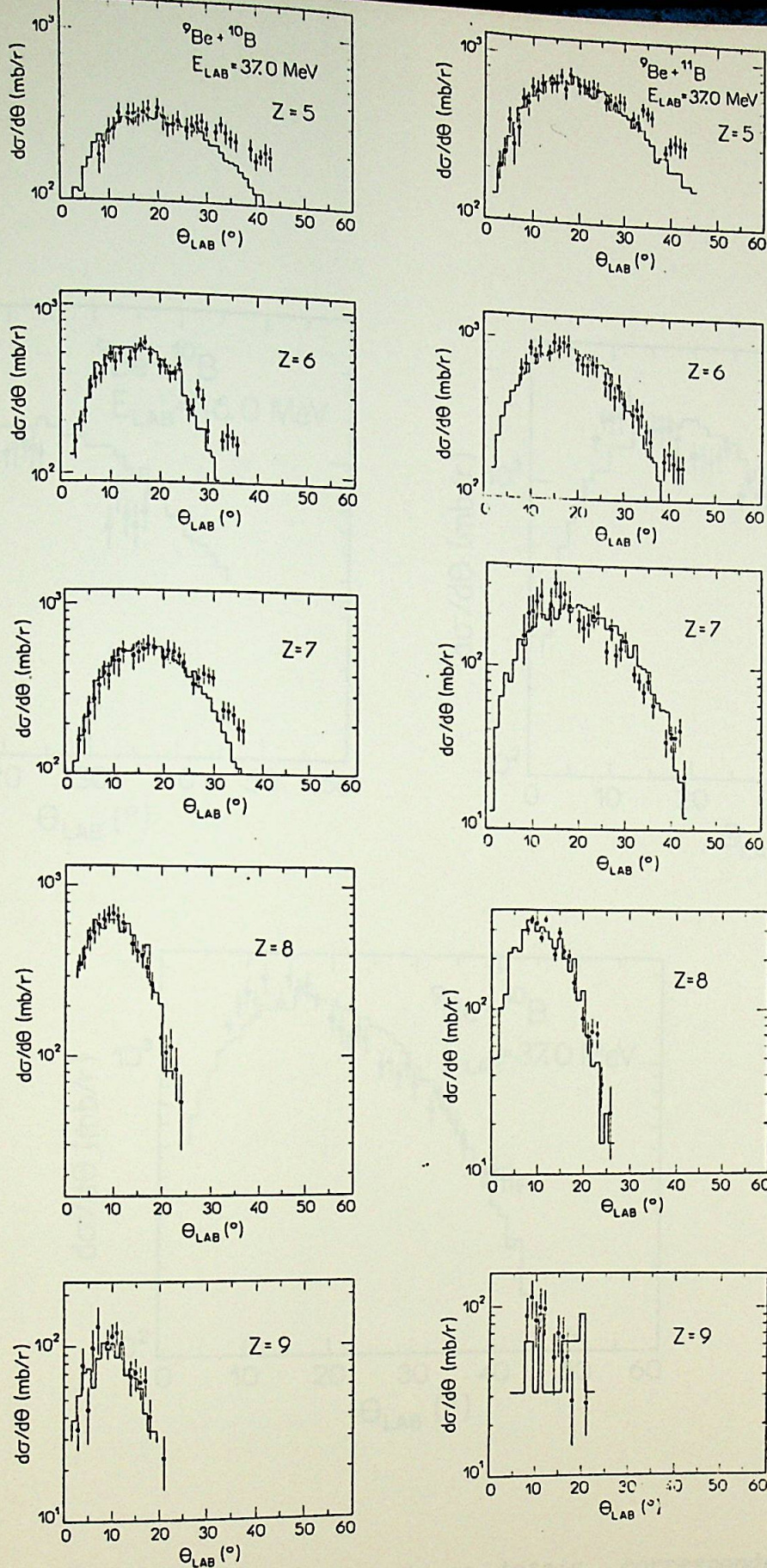


Figura 4.10. Ídem á figura 4.8.  
 $E_{Lab} = 37$  MeV.

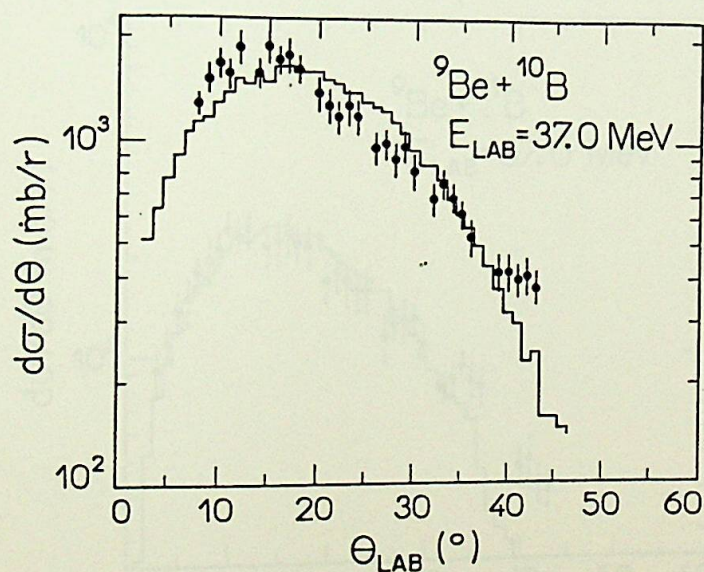
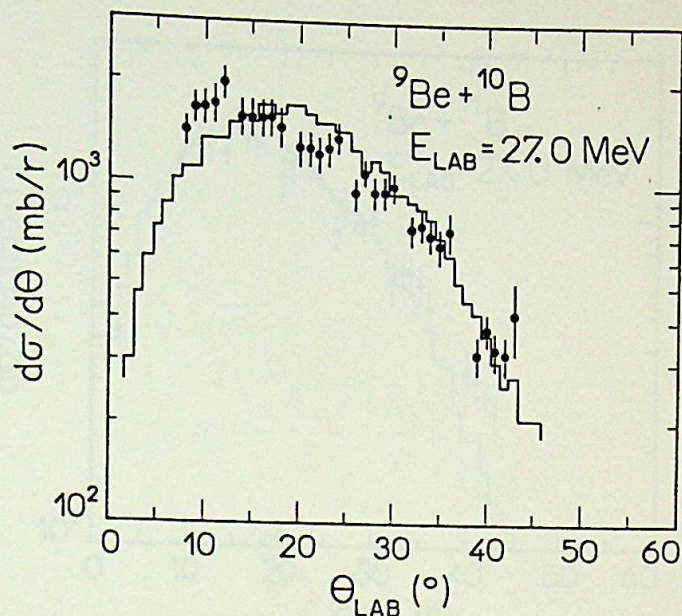
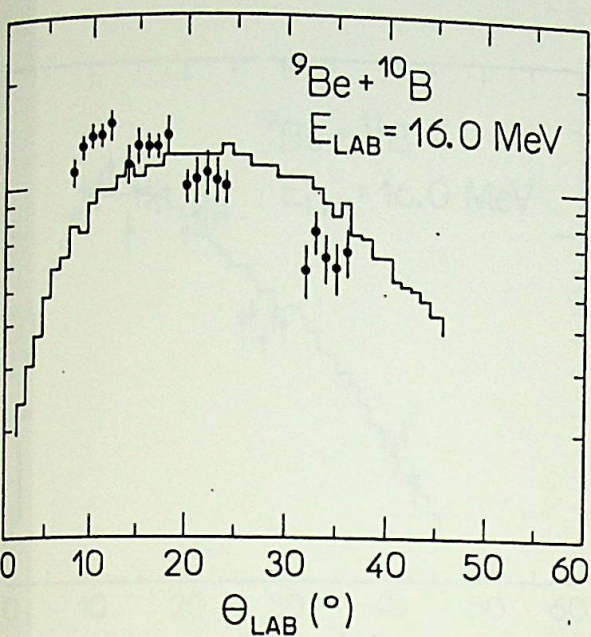


Figura 4.11. Distribuições angulares totais, correspondentes ao processo de fusão, para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  nas energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV. Os histogramas são as previsões do modelo estatístico (Código LILITA).

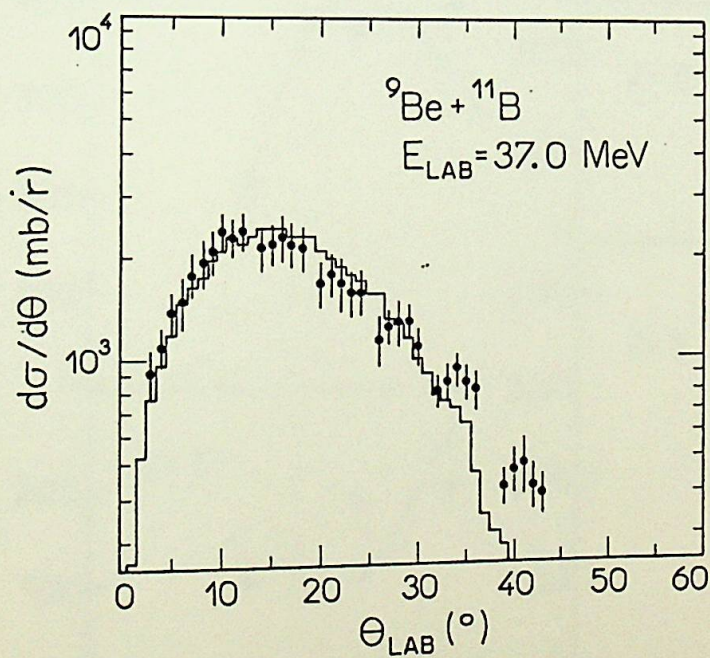
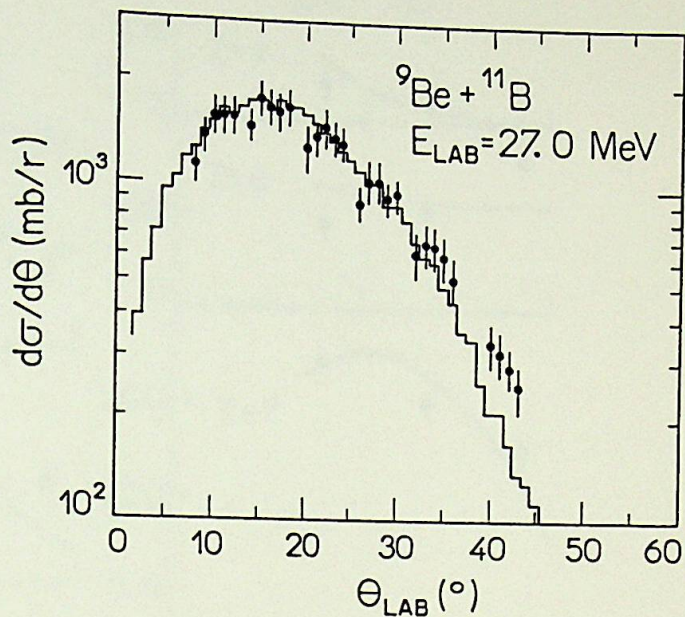
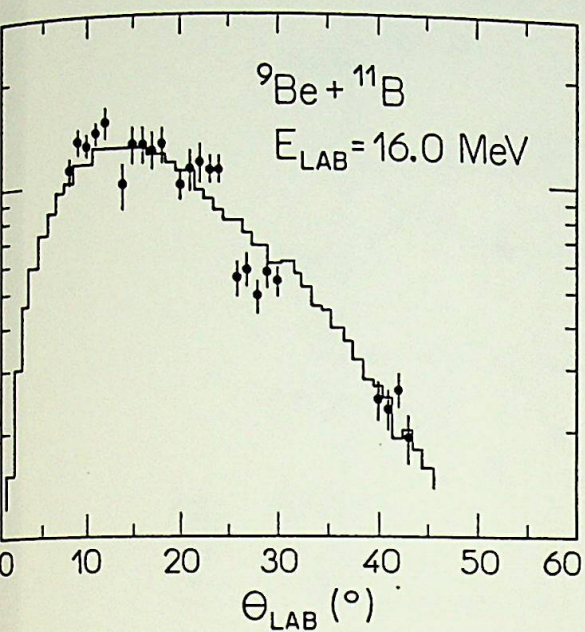


Figura 4.12. Ídem á figura 4.11.  
 Sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

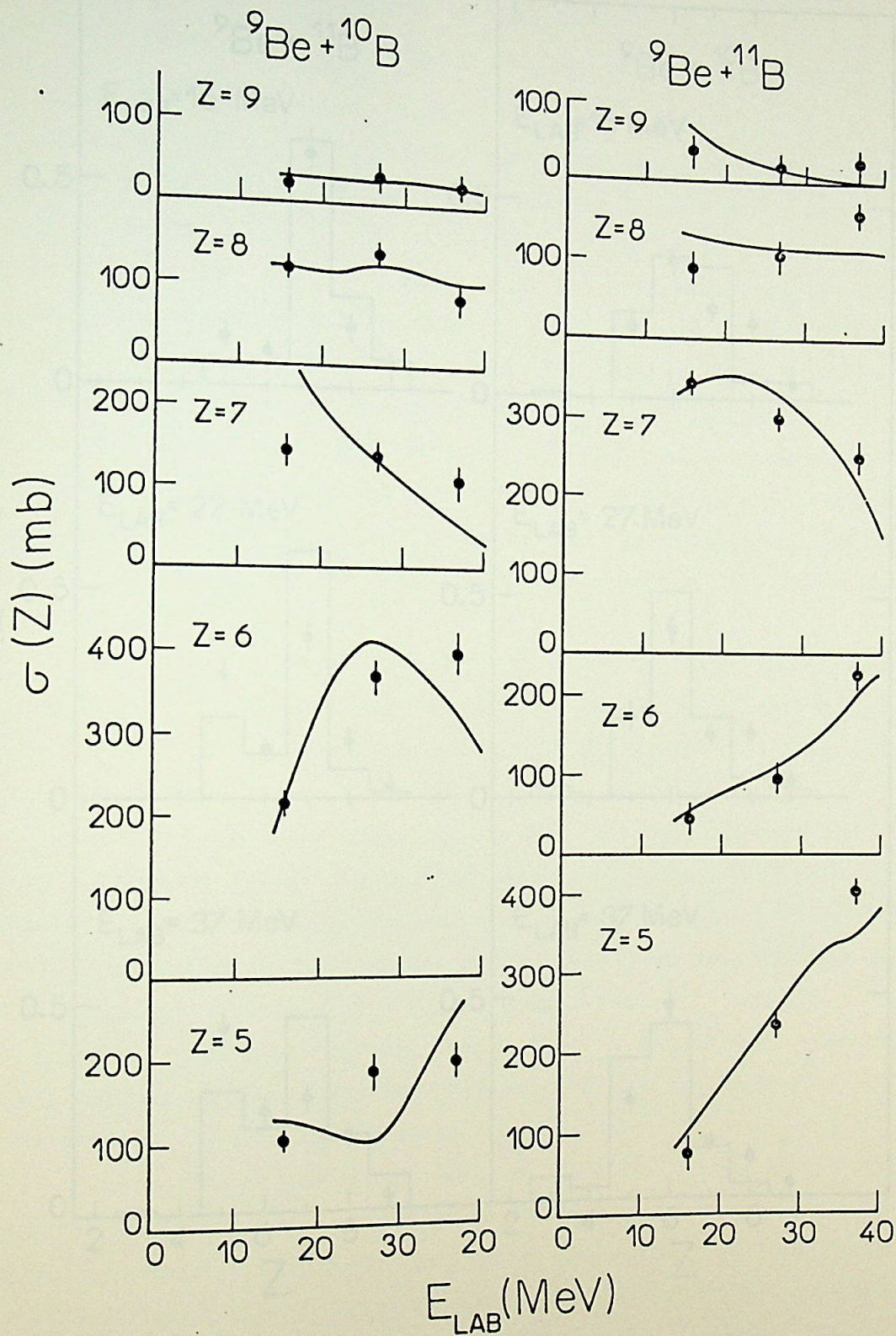


Figura 4.13. Funções de excitação correspondentes aos resíduos de evaporação produzidos nas reações  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ . As curvas sólidas são as previsões do LILITA.

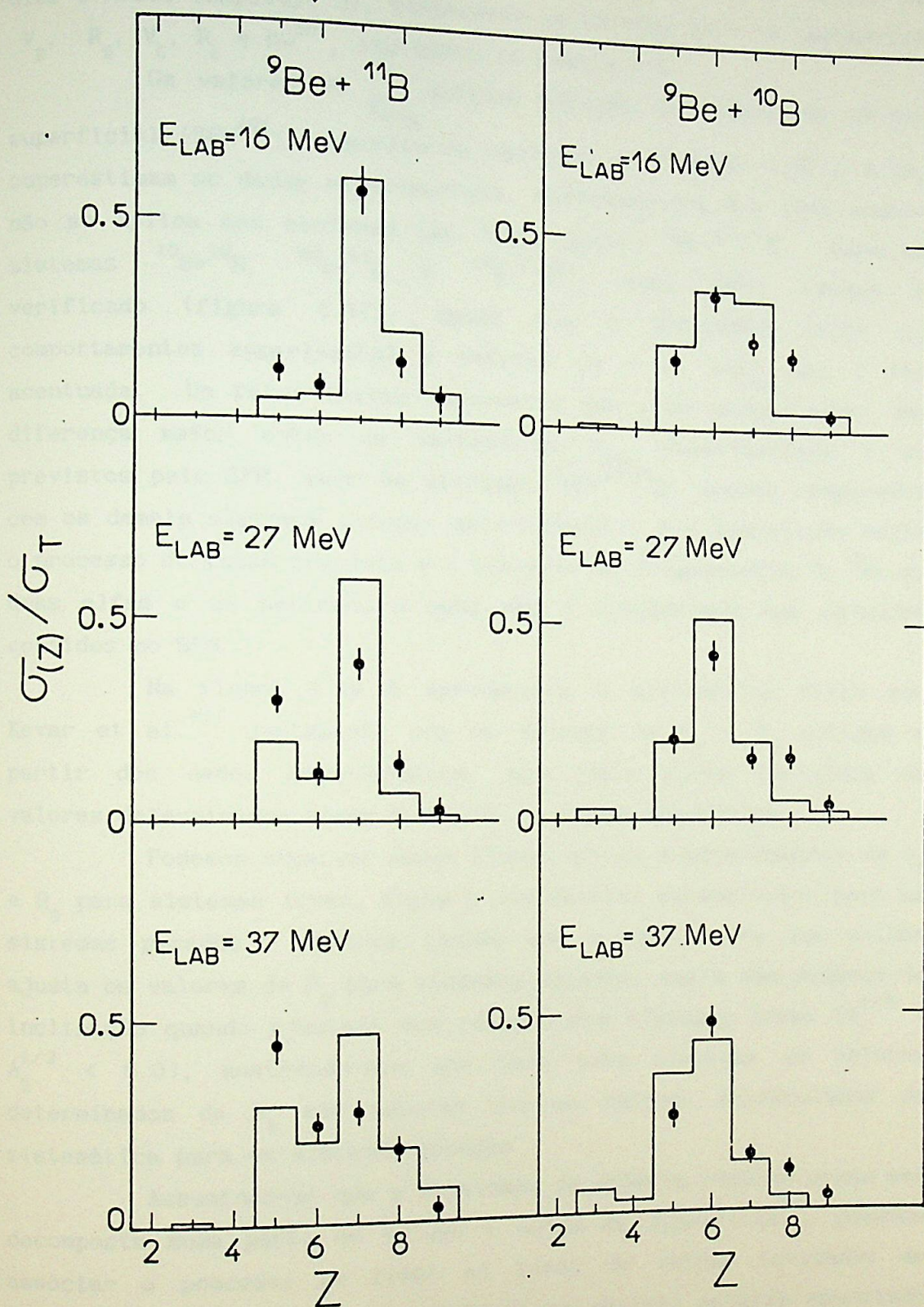


Figura 4.14. Intensidades relativas experimentais dos resíduos de evaporação (sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ ), em comparação com o código LILITA (histogramas), para as energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV.

O ajuste dessas funções de excitação, com o modelo de Glas e Mosel (capítulo 3), forneceram os valores para os parâmetros  $V_B$ ,  $R_B$ ,  $V_C$ ,  $R_C$  e  $\hbar\omega^{50}$ , indicados na tabela 4.4.

Os valores de  $\sigma_{Fus}$  obtidos através do modelo de atrito superficial (SFM<sup>40</sup>), descrito no capítulo 3, figuras 4.15 e 4.16, superestimam os dados experimentais, mostrando-nos que esse modelo não se aplica aos sistemas tão leves quanto  ${}^9\text{Be}+{}^{10,11}\text{B}$ . Para os sistemas  ${}^{10}\text{B}+{}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{B}+{}^{11}\text{B}$  e  ${}^{11}\text{B}+{}^{11}\text{B}^{3)}$ , esse fato também é verificado (figura 4.17), sendo que a diferença entre os comportamentos experimental e teórico de  $\sigma$  vs  $1/E_{CM}$  não é tão acentuada. Um fator talvez importante que pode proporcionar uma diferença maior entre os valores de  $\sigma_{Fus}$  experimentais e os previstos pelo SFM para os sistemas  ${}^9\text{Be}+{}^{10,11}\text{B}$ , quando comparados com os demais sistemas citados anteriormente, é a competição entre o processo de fusão completa e o processo de fragmentação do  ${}^9\text{Be}$  em duas alfas e um nêutron, a qual não é considerada nos cálculos contidos no SFM.

Na figura 4.18 é apresentada a sistemática feita por Kovar et al.<sup>51)</sup> juntamente com os valores de  $V_B$  e  $R_B$  obtidos a partir dos dados experimentais, nos quais foram incluídos os valores determinados nesse trabalho, e alguns anteriores.

Podemos observar nessa figura que os comportamentos de  $V_B$  e  $R_B$  para sistemas leves, fogem à sistemática estabelecida para os sistemas pesados. Nota-se também que a reta média que melhor ajusta os valores de  $R_B$  para sistemas pesados, sofre uma mudança de inclinação quando ajustada com relação aos sistemas leves ( $A_1^{1/3} + A_2^{1/3} < 5.0$ ), mostrando-nos que para tais sistemas os valores determinados de  $R_B$  são menores que os valores extrapolados da sistemática para os sistemas pesados.

Assumindo-se que a densidade de matéria nuclear possa ser decomposta numa parte de volume e outra de superfície<sup>5)</sup>, pode-se associar o processo de fusão ao termo de volume (oriundos de colisões frontais), enquanto à superfície nuclear estaria associada aos processos diretos (processos periféricos). Desta forma, podemos estabelecer uma correlação entre a mudança de comportamento da reta média de melhor ajuste dos valores de  $R_B$  e o número de

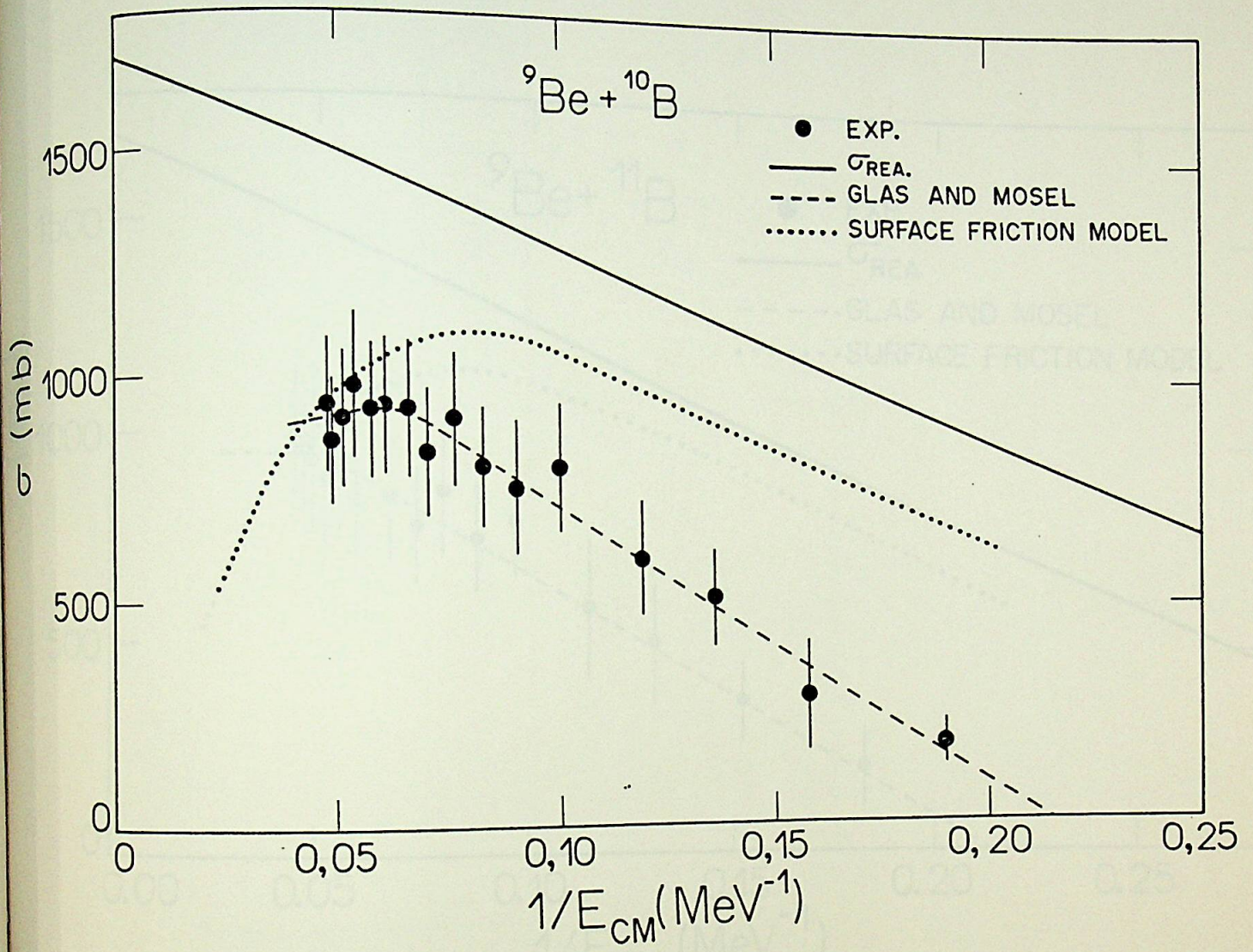


Figura 4.15. Função de excitação ( $\sigma$  vs  $1/E_{\text{CM}}$ ) para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ .

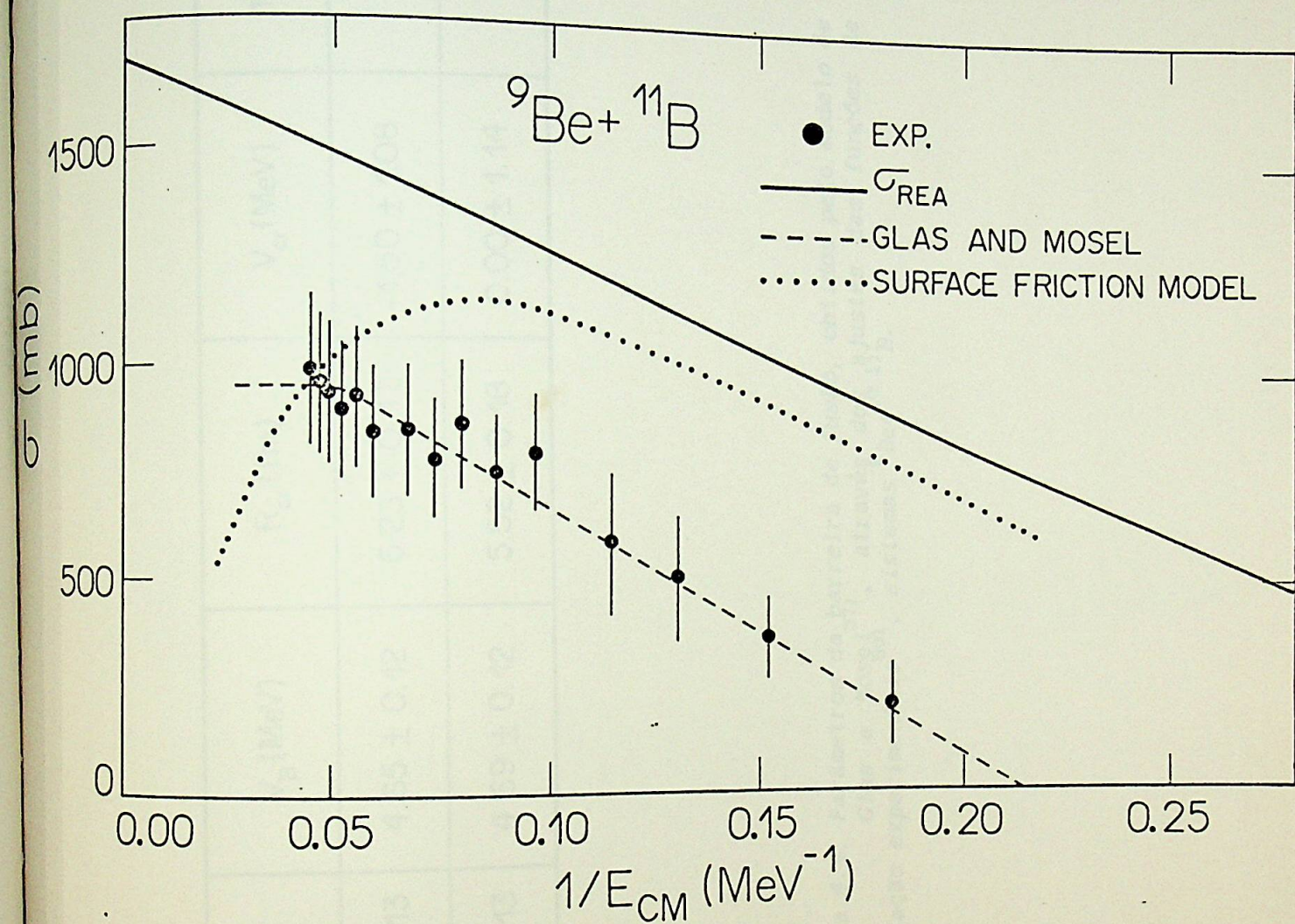


Figura 4.16. Função de excitação ( $\sigma$  vs  $1/E_{\text{CM}}$ ) para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

SISTEMA	$R_B$ (fm)	$V_B$ (MeV)	$R_{cr}$ (fm)	$V_{cr}$ (MeV)	$\hbar W$ (MeV)
${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$	$6.53 \pm 0.13$	$4.65 \pm 0.12$	$5.23 \pm 0.17$	$-1.50 \pm 1.08$	2.50
${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	$6.35 \pm 0.13$	$4.69 \pm 0.12$	$5.52 \pm 0.18$	$0.00 \pm 1.14$	2.50

Tabela 4.4. Parâmetros da barreira de fusão, obtidos pelo modelo de Glas e Mosele<sup>37)</sup>, através dos ajustes das funções de excitação experimentais<sup>50)</sup>, sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ .

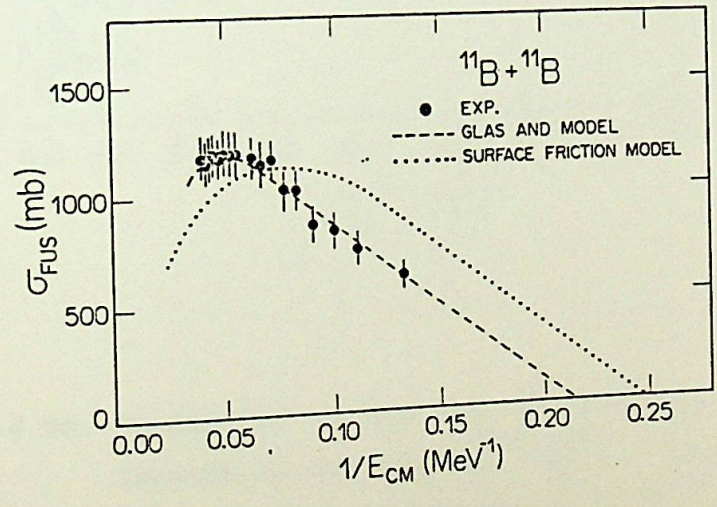
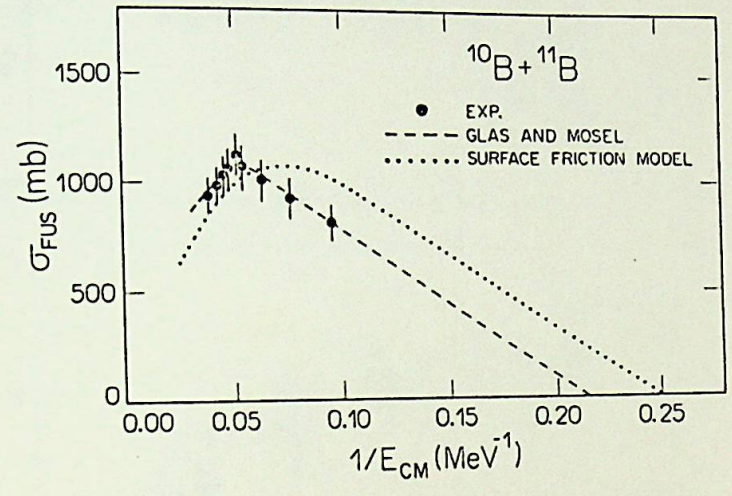
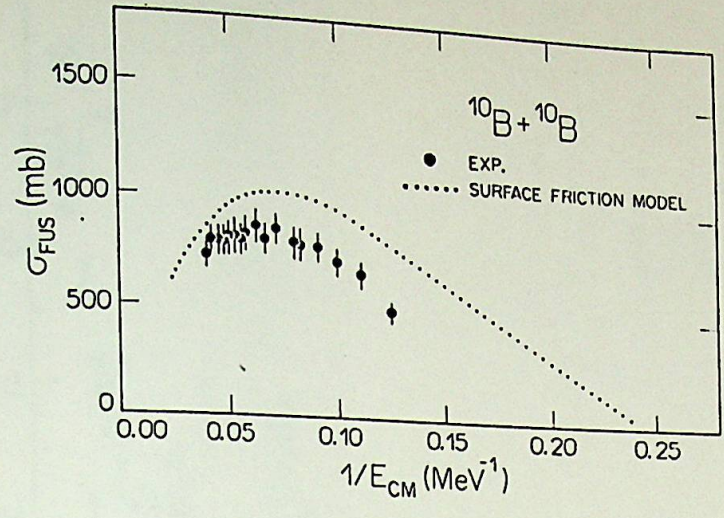


Figura 4.17. Funções de excitação referentes aos sistemas  $^{10}\text{B} + ^{10,11}\text{B}$ .

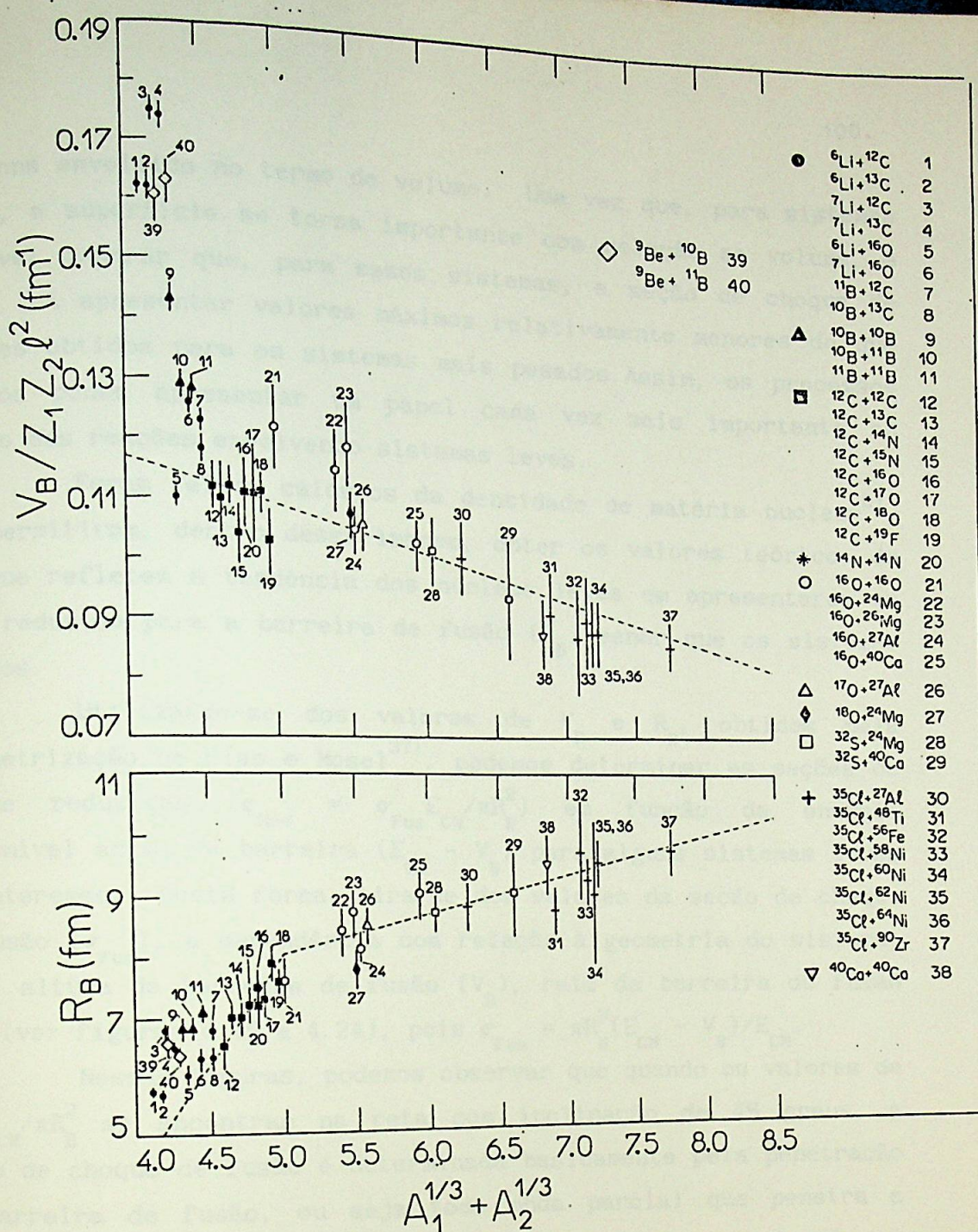


Figura 4.18. Parâmetros da barreira de fusão,  $R_B$  e  $V_B$ , em função do tamanho do sistema ( $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ ). As linhas tracejadas são os ajustes lineares feitos por Kovar et al.<sup>51)</sup>

nucleons envolvido no termo de volume. Uma vez que, para sistemas leves, a superfície se torna importante com relação ao volume, é razoável esperar que, para esses sistemas, a seção de choque de fusão irá apresentar valores máximos relativamente menores do que aqueles obtidos para os sistemas mais pesados. Assim, os processos diretos podem apresentar um papel cada vez mais importante no estudo das reações envolvendo sistemas leves.

Foram feitos cálculos da densidade de matéria nuclear<sup>5)</sup>, que permitiram, dentro dessa imagem, obter os valores teóricos de  $R_B$ , que refletem a tendência dos núcleos leves em apresentarem um raio reduzido para a barreira de fusão ( $R_B$ ) menor que os sistemas pesados.

Utilizando-se dos valores de  $V_B$  e  $R_B$ , obtidos pela parametrização de Glas e Mosel<sup>37)</sup>, podemos determinar as seções de choque reduzidas ( $\sigma_{Red} = \sigma_{Fus} E_{CM} / \pi R_B^2$ ) em função da energia disponível acima da barreira ( $E_{CM} - V_B$ ) para alguns sistemas leves de interesse. Desta forma, tira-se dos valores da seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ), a dependência com relação à geometria do sistema, i.e., altura da barreira de fusão ( $V_B$ ), raio da barreira de fusão ( $R_B$ ) (ver figuras 4.19 a 4.24), pois  $\sigma_{Fus} = \pi R_B^2 (E_{CM} - V_B) / E_{CM}$ .

Nessas figuras, podemos observar que quando os valores de  $\sigma_{Fus} E_{CM} / \pi R_B^2$  se encontram na reta com inclinação de 45 graus, a seção de choque de fusão é determinada basicamente pela penetração da barreira de fusão, ou seja toda onda parcial que penetra a barreira contribui para o processo de fusão. Quando o comportamento de  $\sigma_{Fus} E_{CM} / \pi R_B^2$  se desvia da reta em 45 graus para uma reta de menor inclinação, podemos interpretar que, uma determinada onda parcial, após penetrar a barreira de fusão, pode ou não contribuir para o processo de fusão. A mudança da inclinação poderia então estar associada à um aumento de competição de processos inelásticos.

Da figura 4.19 observa-se que o comportamento da seção de choque de fusão para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  é determinado basicamente pela penetração da barreira de fusão, sendo que o primeiro sistema apresenta uma tendência de mudança de inclinação com relação à reta de 45°.



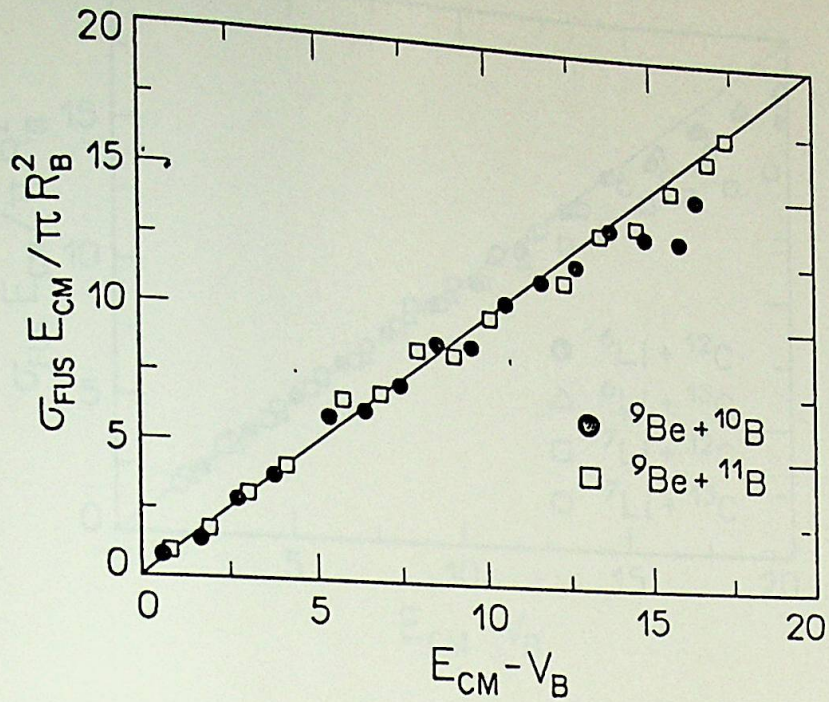


Figura 4.19. Seção de choque reduzida  $\sigma_{\text{FUS}} E_{\text{CM}} / \pi R_B^2$  em função da energia  $(E_{\text{CM}} - V_B)$ , para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ . A linha sólida é a reta cuja inclinação corresponde a  $45^\circ$ .

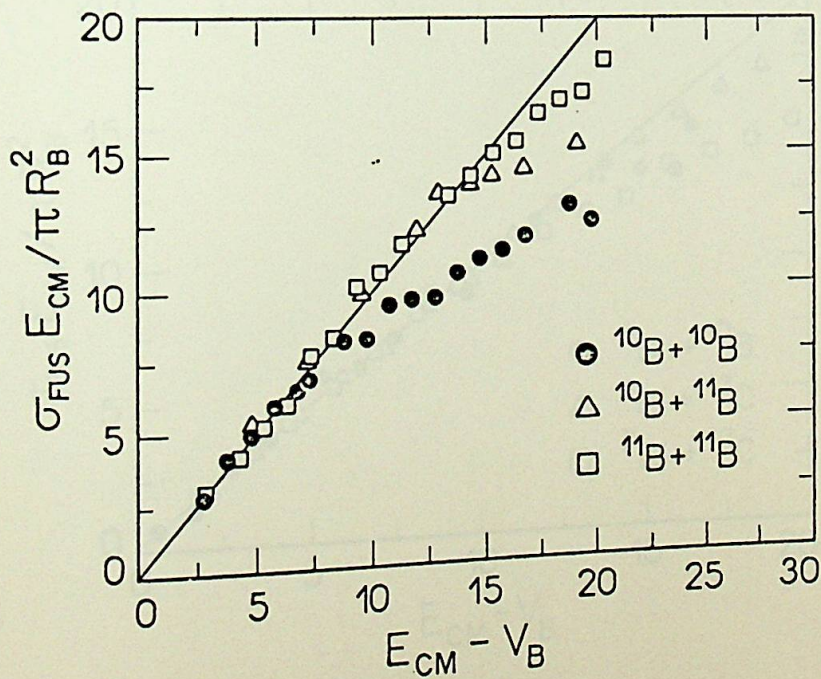


Figura 4.20. Ídem à figura 4.19. Sistemas  ${}^{10,11}\text{B} + {}^{10,11}\text{B}$ .

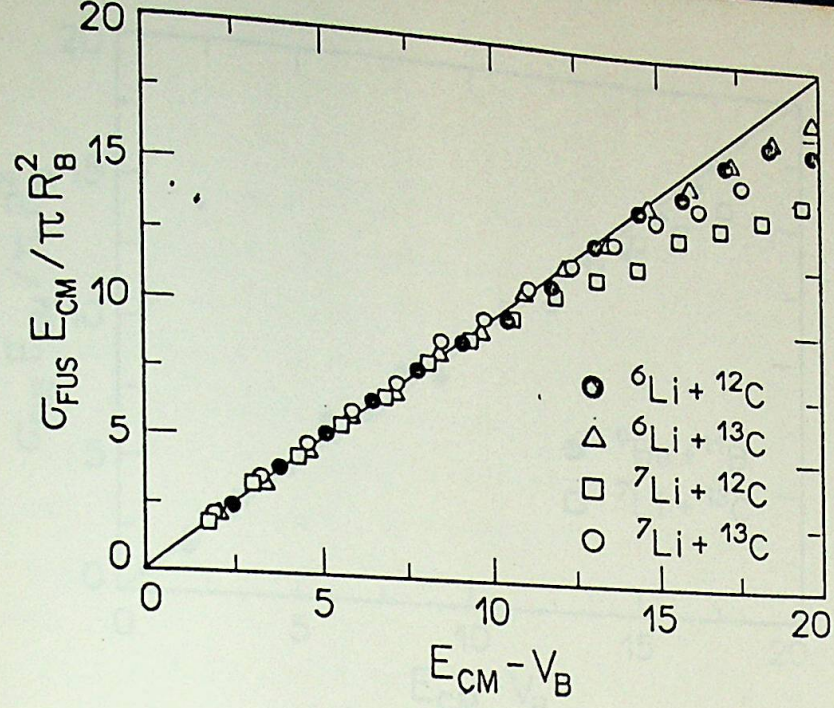


Figura 4.21. Ídem á figura 4.19.  
Sistemas  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{12,13}\text{C}$ .

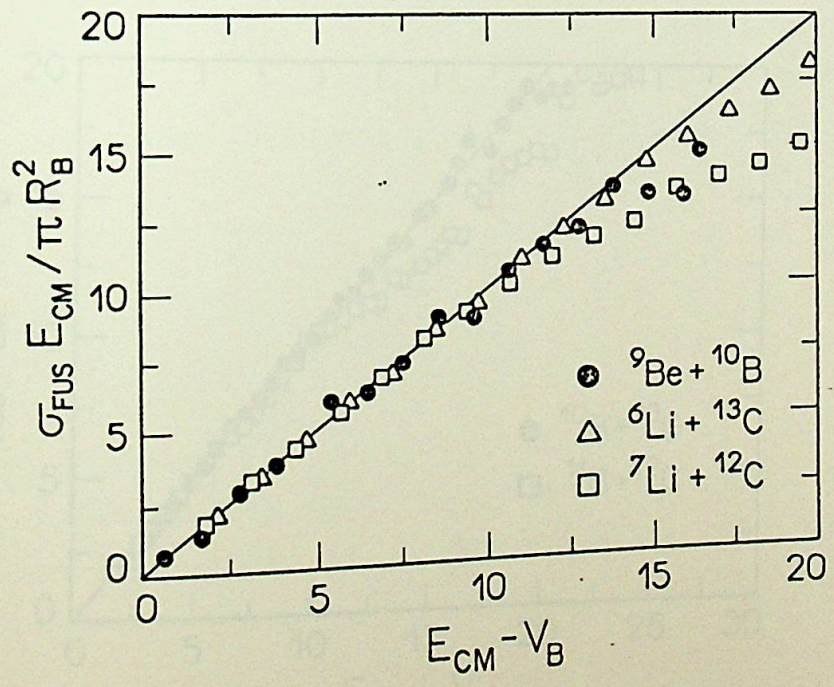


Figura 4.22. Ídem á figura 4.19.  
Sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ ,  ${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C}$  e  ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ , (núcleo composto  ${}^{19}\text{F}$ ).

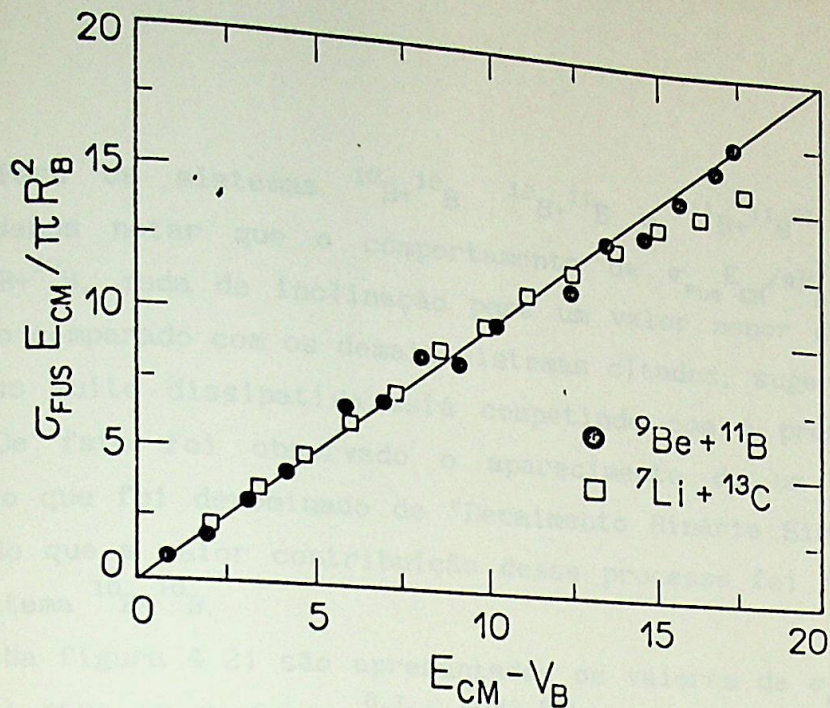


Figura 4.23. Ídem á figura 4.19.  
Sistemas  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$  e  $^7\text{Li} + ^{13}\text{C}$ , (núcleo composto  $^{20}\text{F}$ ).

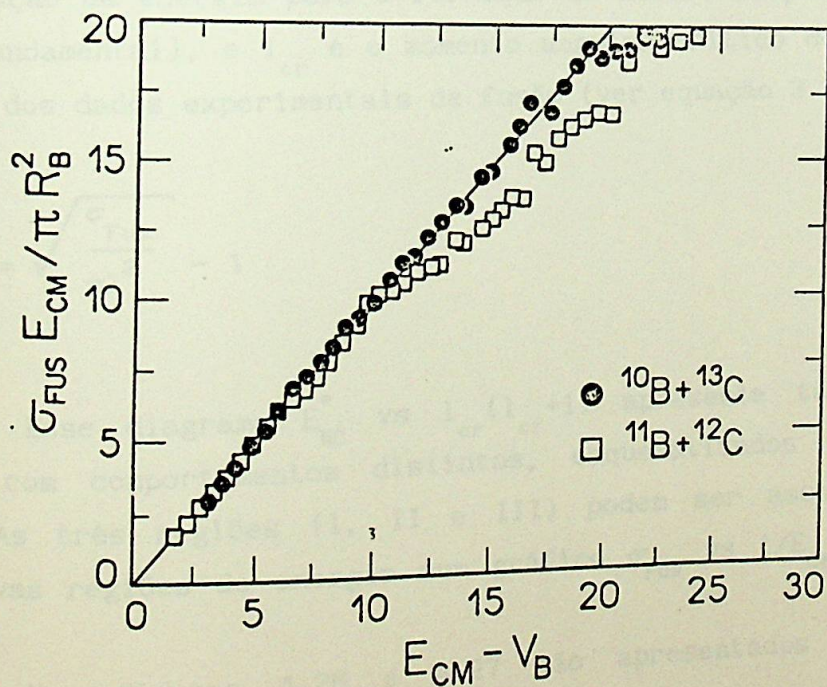


Figura 4.24. Ídem á figura 4.19.  
Sistemas  $^{10}\text{B} + ^{13}\text{C}$  e  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ , (núcleo composto  $^{23}\text{Na}$ ).

Para os sistemas  $^{10}\text{B}+^{10}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}+^{11}\text{B}$  e  $^{11}\text{B}+^{11}\text{B}^{(3)}$  (figura 4.20), podemos notar que o comportamento de  $\sigma_{\text{Fus}} E_{\text{CM}} / \pi R_{\text{B}}^2$  para o sistema  $^{10}\text{B}+^{10}\text{B}$ , muda de inclinação para um valor menor de  $(E_{\text{CM}} - V_{\text{B}})$ , quando comparado com os demais sistemas citados, sugerindo que um processo muito dissipativo está competindo com o processo de fusão. De fato foi observado o aparecimento de um processo dissipativo que foi denominado de "Decaimento Binário Simétrico - DBS", sendo que a maior contribuição desse processo foi observada para o sistema  $^{10}\text{B}+^{10}\text{B}$ .

Na figura 4.21 são apresentados os valores de  $\sigma_{\text{Fus}} E_{\text{CM}} / \pi R_{\text{B}}^2$  vs  $(E_{\text{CM}} - V_{\text{B}})$  para os sistemas  $^{6,7}\text{Li}+^{12,13}\text{C}^{(52)}$ . Da mesma forma, nas figuras 4.22 a 4.24, são mostrados o comportamento de  $\sigma_{\text{Red}}$  vs  $(E_{\text{CM}} - V_{\text{B}})$  para os sistemas  $\text{Be} + \text{B}$ ,  $\text{Li} + \text{C}$  e  $\text{B} + \text{C}^{(53)}$ , cujos números atômicos (Z) de massa (A) são iguais. Dessas figuras podemos avaliar a importância dos processos que competem com o processo de fusão completa.

Os dados de fusão podem também ser apresentados em um diagrama do tipo  $E_{\text{NC}}^*$  vs  $l_{\text{cr}}(l_{\text{cr}} + 1)$ , onde  $E_{\text{NC}}^*$  é a energia de excitação com o qual o núcleo composto é formado ( $E_{\text{NC}}^* = E_{\text{CM}} + Q$ , sendo Q a variação da energia para a formação do núcleo composto no seu estado fundamental), e  $l_{\text{cr}}$  é o momento angular crítico determinado a partir dos dados experimentais de fusão (ver equação 3.29):

$$l_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{Fus}}}{\pi \lambda^2}} - 1 \quad (4.1)$$

Esse diagrama  $E_{\text{NC}}^*$  vs  $l_{\text{cr}}(l_{\text{cr}} + 1)$  apresenta também três regiões com comportamentos distintos, esquematizados na figura 4.25. As três regiões (I, II e III) podem ser associadas às respectivas regiões de energia num gráfico  $\sigma_{\text{Fus}}$  vs  $1/E_{\text{CM}}$  (figura 3.4).

Nas figuras 4.26 e 4.27 são apresentados os dados experimentais para os dois sistemas estudados, bem como as curvas referentes ao momento angular rasante ( $l_{\text{gr}}$ ), às linhas de Yrast (Yrast line) e às linhas estatísticas de Yrast com  $\Delta Q = 10$  MeV e

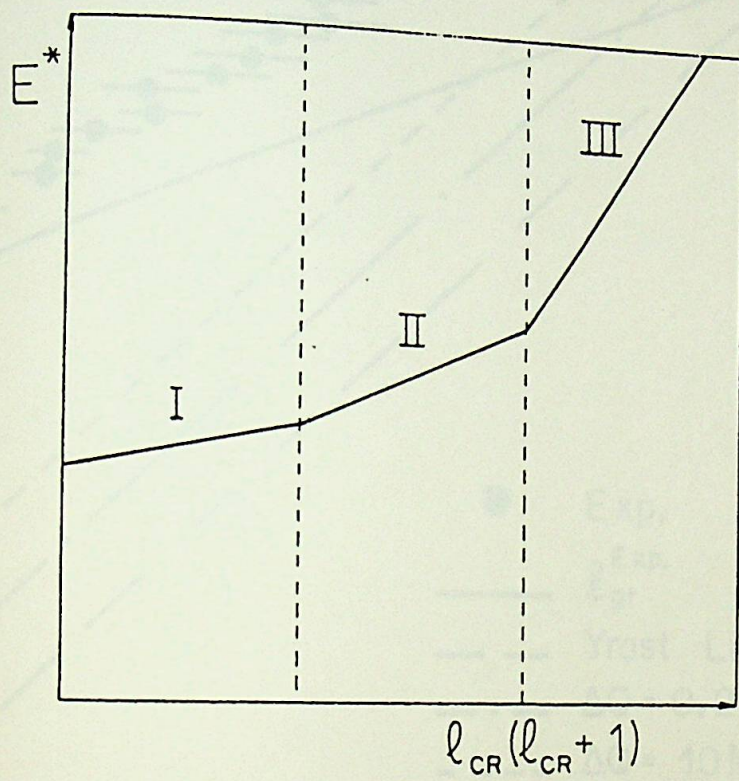


Figura 4.25. Ilustração esquemática da energia de excitação ( $E^*$ ) em função do momento angular crítico ( $l_{cr}(l_{cr} + 1)$ ).

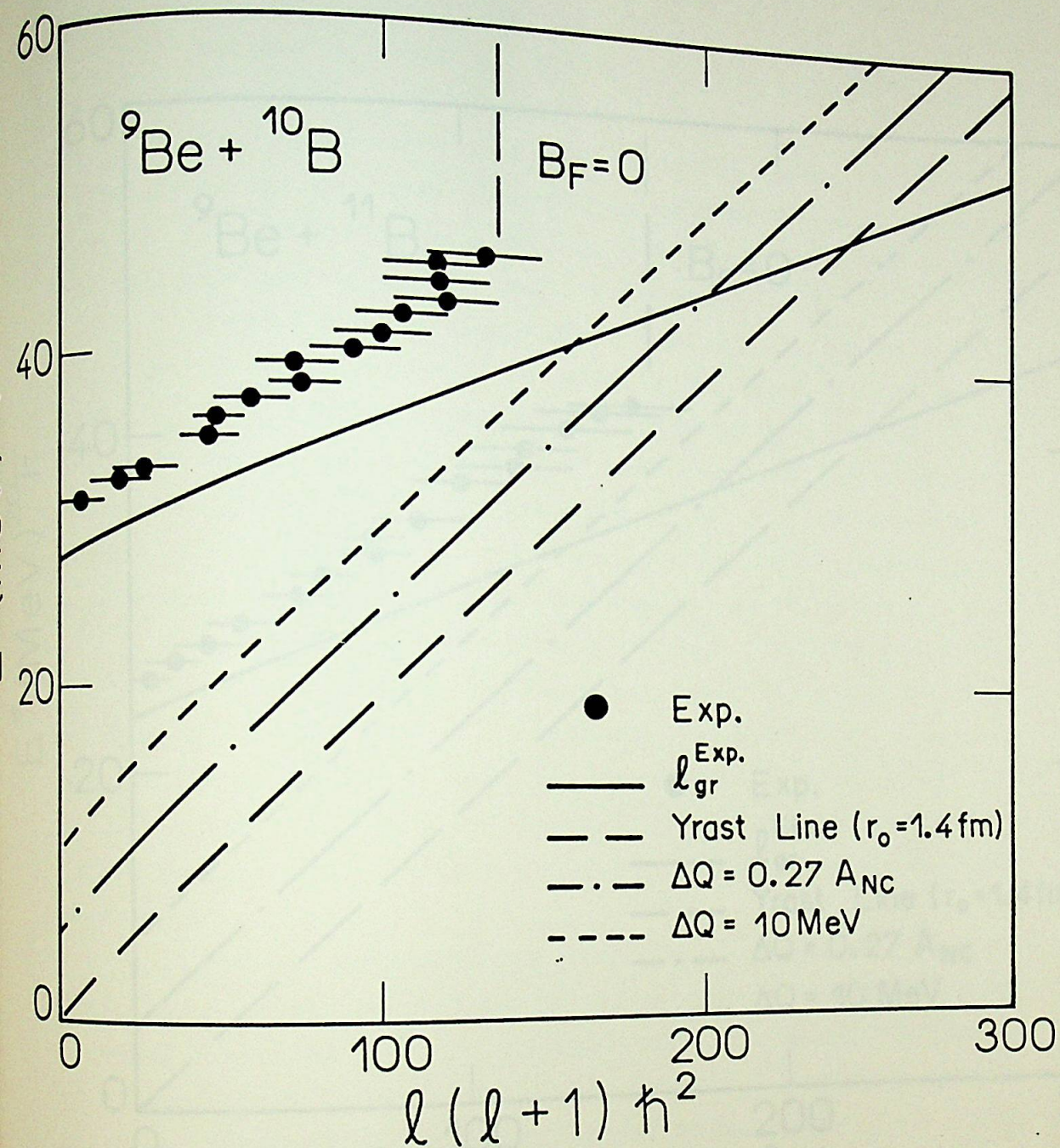


Figura 4.26. Diagrama  $E^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr} + 1)\hbar^2$ , sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ .

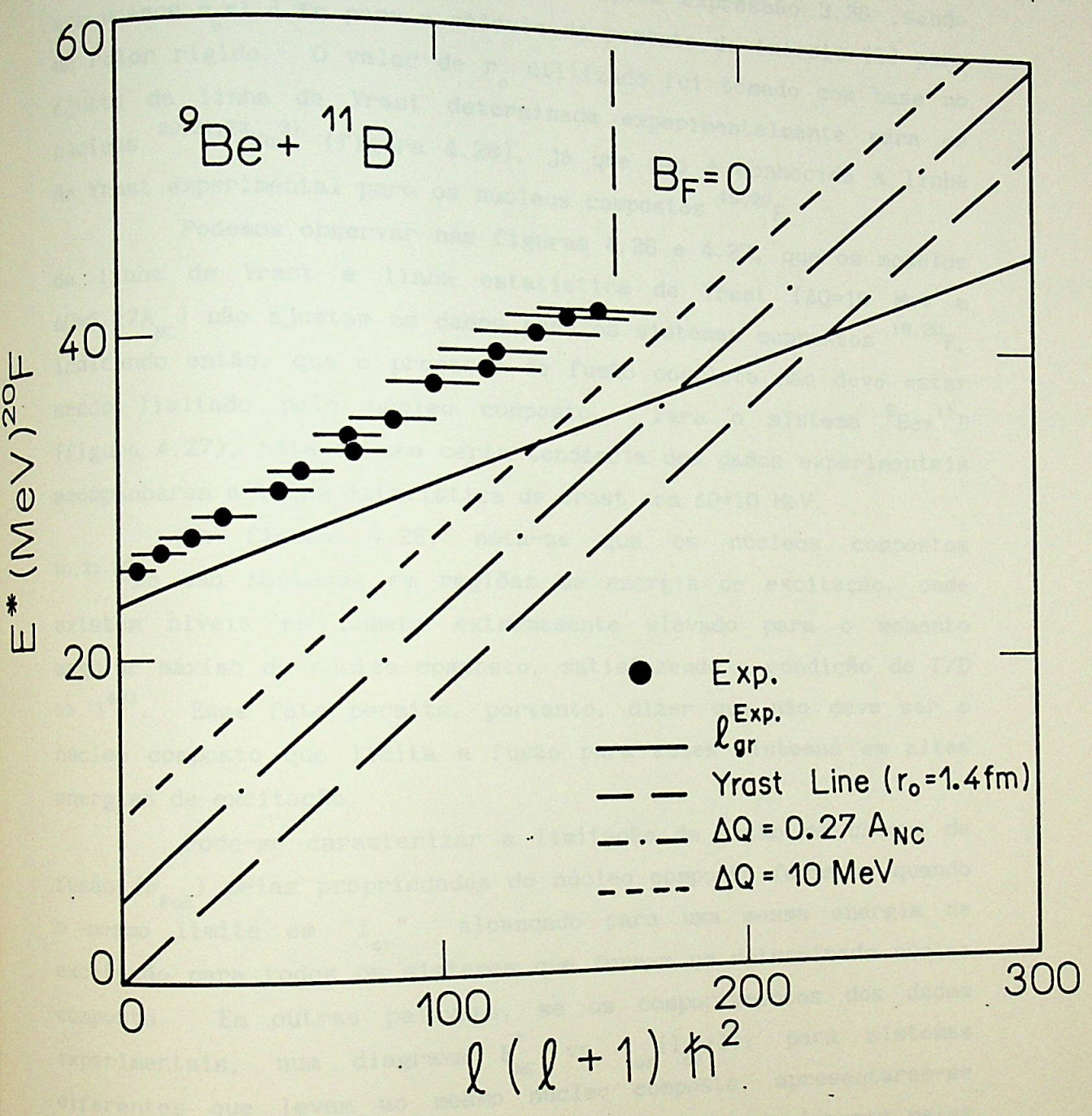


Figura 4.27. Diagrama  $E^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr} + 1)\hbar^2$ , sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

$\Delta Q = 0.27 A_{NC}$ . A curva correspondente ao momento angular rasante foi obtida através da relação  $l_{gr} = (\sigma_{Rea} / \pi \lambda^2)^{1/2} - 1$ .

A linha de Yrast foi obtida pela expressão 3.36, sendo que usamos  $r_0 = 1.4$  fm para o cálculo do momento de inércia (I) para um rotor rígido. O valor de  $r_0$  utilizado foi tomado com base no ajuste da linha de Yrast determinada experimentalmente para os núcleos  $^{20,21,22}\text{Ne}^{3+}$  (figura 4.28), já que não é conhecida a linha de Yrast experimental para os núcleos compostos  $^{19,20}\text{F}$ .

Podemos observar nas figuras 4.26 e 4.27, que os modelos da linha de Yrast e linha estatística de Yrast ( $\Delta Q = 10$  MeV e  $\Delta Q = 0.27 A_{NC}$ ) não ajustam os dados para os sistemas compostos  $^{19,20}\text{F}$ , indicando então, que o processo de fusão completa não deve estar sendo limitado pelo núcleo composto. Para o sistema  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$  (figura 4.27), nota-se uma certa tendência dos dados experimentais acompanharem a linha estatística de Yrast com  $\Delta Q = 10$  MeV.

Da figura 4.28, nota-se que os núcleos compostos  $^{20,21,22}\text{Ne}$  são formados em regiões de energia de excitação, onde existem níveis em número extremamente elevado para o momento angular máximo do núcleo composto, satisfazendo a condição de  $\Gamma/D \gg 1^{46}$ . Esse fato permite, portanto, dizer que não deve ser o núcleo composto que limita a fusão para esses sistemas em altas energias de excitação.

Pode-se caracterizar a limitação da seção de choque de fusão ( $\sigma_{Fus}$ ) pelas propriedades do núcleo composto formado, quando o mesmo limite em " $l_{cr}$ " alcançado para uma mesma energia de excitação para todos os sistemas que formam um determinado núcleo composto. Em outras palavras, se os comportamentos dos dados experimentais, num diagrama  $E_{NC}^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr} + 1)$ , para sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto, apresentarem-se coincidentes, sugere-se que a limitação em  $\sigma_{Fus}$  seja imposta pelas propriedades do núcleo composto formado.

Na figura 4.29 são apresentados os diagramas  $E_{NC}^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr} + 1)$  para vários sistemas leves. Para os sistemas  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  e  $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$  ( $^{54}$ ), que levam ao núcleo composto  $^{22}\text{Na}$ , observa-se que os dois sistemas encontram-se sobre a mesma linha de população e, portanto, esse comportamento mostra uma limitação imposta pelo

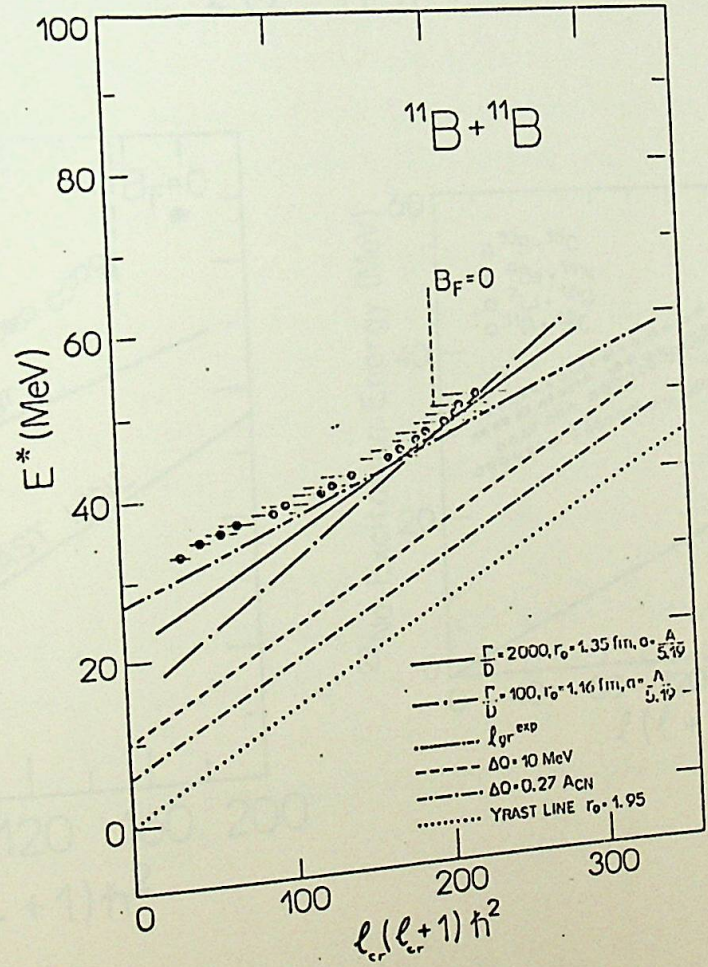
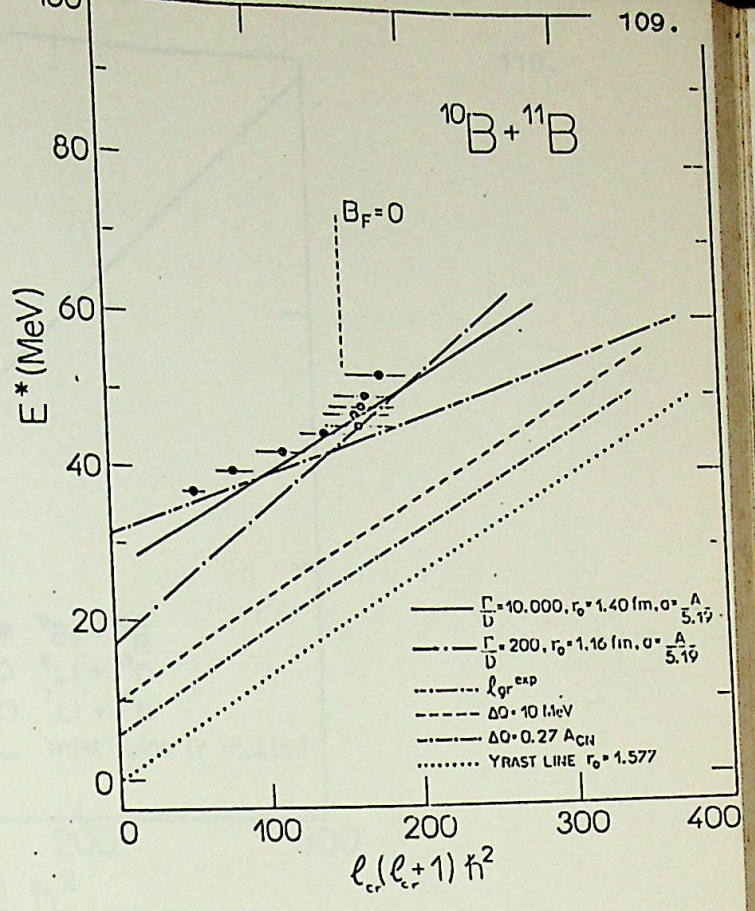
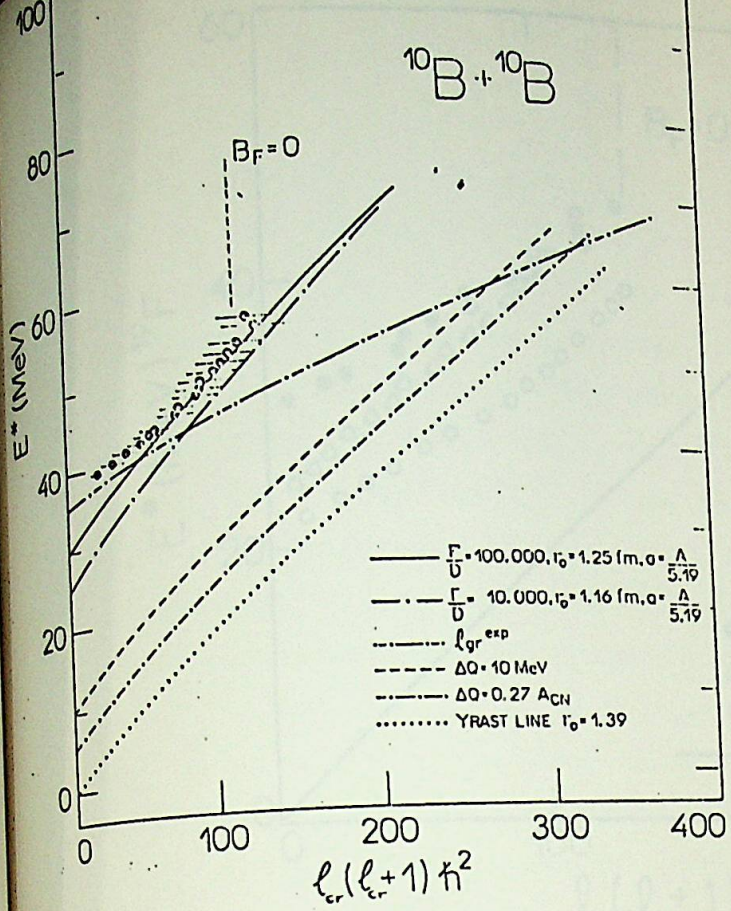


Figura 4.28. Diagrama  $E^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr}+1)\hbar^2$ , sistemas  $^{10,11}\text{Be} + ^{10,11}\text{B}$ .

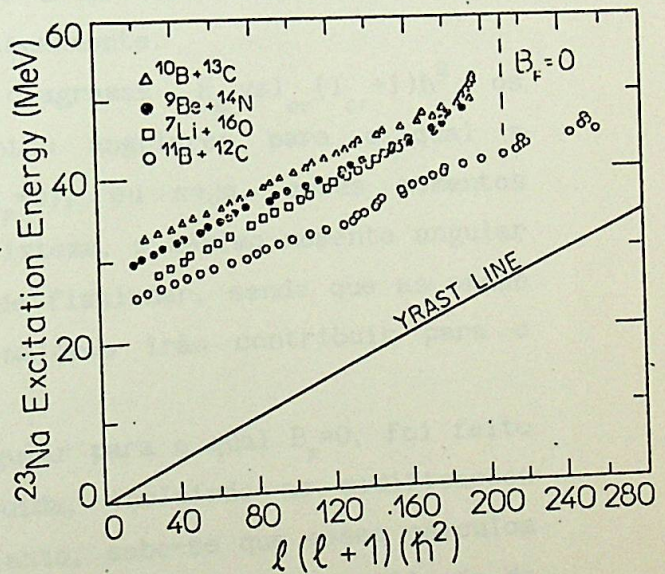
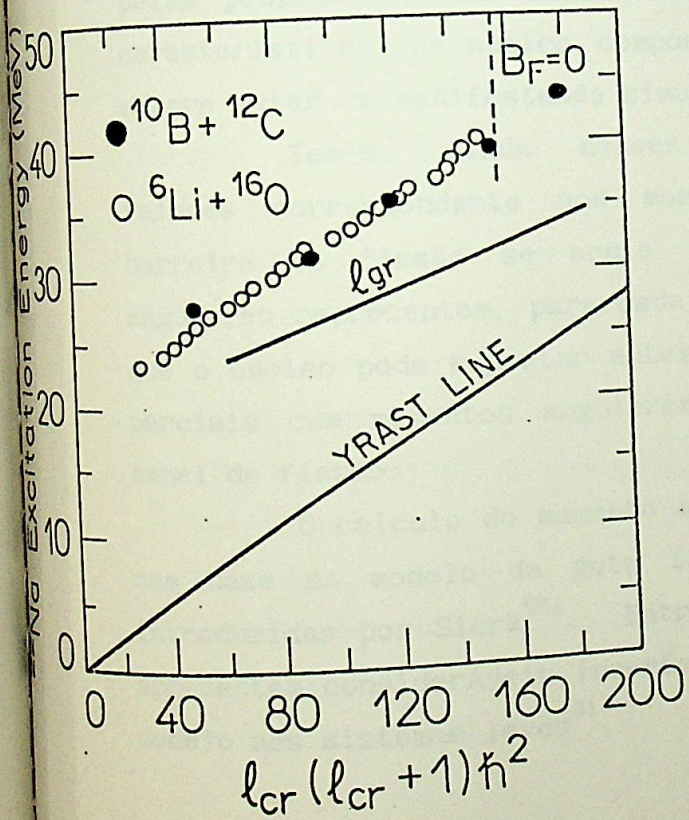
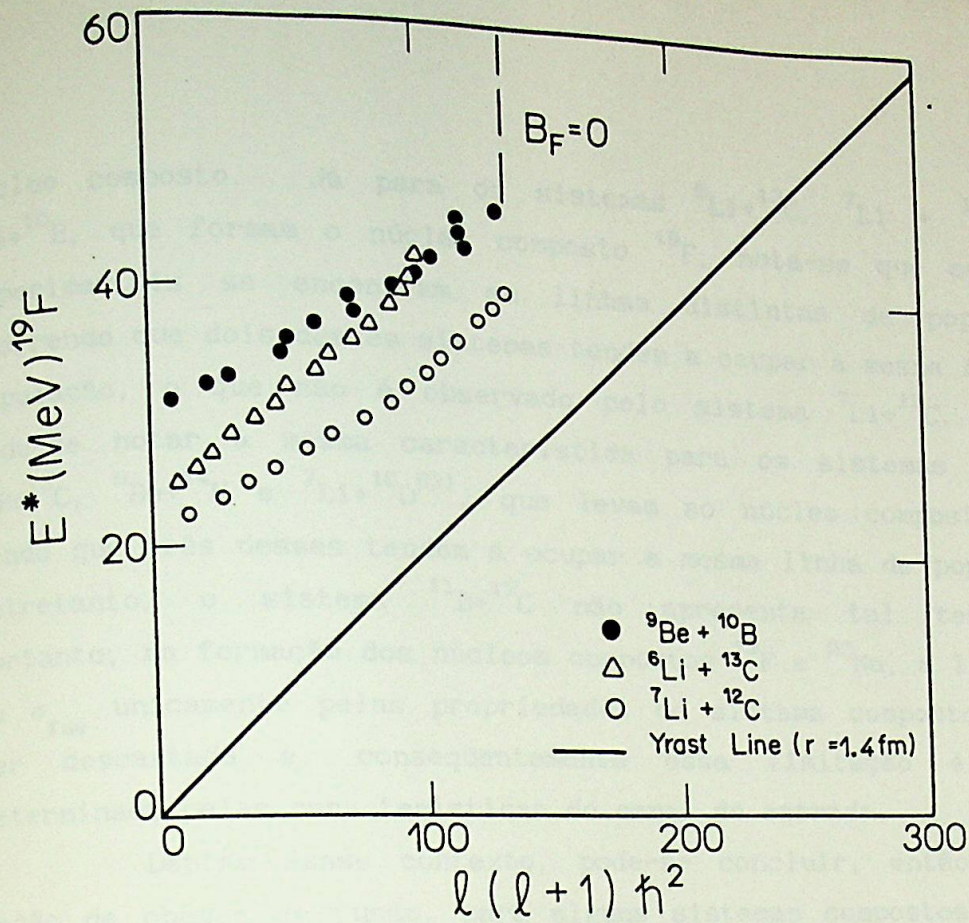


Figura 4.29. Linhas de população dos núcleos compostos  $^{19}\text{F}$  (sistemas  $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$  e  $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ ),  $^{22}\text{Na}$  (sistemas  $^{10}\text{B} + ^{13}\text{C}$ ,  $^{9}\text{Be} + ^{14}\text{N}$ ,  $^{7}\text{Li} + ^{16}\text{O}$  e  $^{6}\text{Li} + ^{16}\text{O}$ ) e  $^{19}\text{F}$  (sistemas  $^{9}\text{Be} + ^{10}\text{B}$ ,  $^{6}\text{Li} + ^{13}\text{C}$  e  $^{7}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ).

núcleo composto. Já para os sistemas  ${}^6\text{Li}+{}^{13}\text{C}$ ,  ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ <sup>52)</sup> e  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$ , que formam o núcleo composto  ${}^{19}\text{F}$ , nota-se que os dados experimentais se encontram em linhas distintas de população, ocorrendo que dois desses sistemas tendem a ocupar a mesma linha de população, o que não é observado pelo sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ . Ainda pode-se notar a mesma característica para os sistemas  ${}^{10}\text{B}+{}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{B}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^9\text{Be}+{}^{14}\text{N}$  e  ${}^7\text{Li}+{}^{16}\text{O}$ <sup>53)</sup>, que levam ao núcleo composto  ${}^{23}\text{Na}$ , sendo que três desses tendem a ocupar a mesma linha de população, entretanto, o sistema  ${}^{11}\text{B}+{}^{12}\text{C}$  não apresenta tal tendência. Portanto, na formação dos núcleos compostos  ${}^{19}\text{F}$  e  ${}^{23}\text{Na}$ , a limitação da  $\sigma_{\text{Fus}}$  unicamente pelas propriedades do sistema composto parece ser descartada e, conseqüentemente essa limitação é também determinada pelas características do canal de entrada.

Dentro desse contexto, pode-se concluir, então, que a seção de choque de fusão, para alguns sistemas compostos, sugere ser limitada ora pelas características do núcleo composto e ora pelas propriedades do canal de entrada e, que talvez tanto as características do núcleo composto e do canal de entrada devem sempre estar se manifestando simultaneamente.

Tem-se ainda nesses diagramas  $E_{\text{NC}}^* v s l_{\text{cr}} (l_{\text{cr}} + 1) \hbar^2$  os valores correspondente aos momentos angulares para o qual a barreira de fissão se anula ( $B_{\text{F}}=0$ ), ou seja, esses momentos angulares representam, para cada sistema, o máximo momento angular que o núcleo pode suportar antes de fissionar, sendo que as ondas parciais com momentos angulares maiores irão contribuir para o canal de fissão.

O cálculo do momento angular para o qual  $B_{\text{F}}=0$ , foi feito com base no modelo da gota líquida, incluindo as modificações introduzidas por Sierk<sup>55)</sup>. Entretanto, sabe-se que esses cálculos apresentam consideráveis incertezas devido à não aplicabilidade do modelo aos sistemas leves<sup>3)</sup>.

### 4.3. Análise do Processo de "Não Fusão"

O processo denominado inicialmente de "não fusão", observado nos elementos com números atômicos  $Z=5$ ,  $Z=6$  e  $Z=7$  para o sistema  ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$  e nos elementos com  $Z=5$  e  $Z=6$  para o sistema  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$ , foi determinado utilizando-se a forma do espectro de energia teórico prevista pelo código LILITA<sup>9)</sup>. A normalização foi feita com relação ao espectro experimental, onde a porção do espectro correspondente à "não fusão" foi obtida pela subtração dos espectros experimental e teórico (ver figuras 2.17 e 2.18, item 2.6.3).

O procedimento aplicado para a normalização do espectro de energia teórico  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  vs  $E_T$  com relação ao experimental, na separação dos eventos referentes à fusão e "não fusão", foi ajustar as magnitudes  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  teórica e experimental tomando-se como base a parte de baixa energia do espectro experimental, já que a fusão é o processo mais inelástico possível em uma dada reação e que a porção do espectro correspondente aos processos menos dissipativos que a fusão é dada para valores maiores de energia  $E_T$ . Assim sendo, é de se esperar que o fator de normalização empregado no ajuste das magnitudes  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$  seja obtido levando-se em conta somente a parte do espectro experimental destinada ao processo de fusão.

Caracterizando-se a porção do espectro de energia subtraído correspondente ao processo de "não fusão", foi possível determinar a seção de choque diferencial  $(d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}})_Z$  para cada elemento com número atômico  $Z$  em questão, através da integral seção de choque diferencial  $d^2\sigma/d\Omega_{\text{Lab}} dE_T$ . Também foi possível obter o centróide ( $E_c$ ) do espectro energia após a subtração, assumindo uma forma gaussiana  $(\exp(-(E_T - E_c)^2 / \Delta E))$  com uma largura  $\Delta E$  (figuras 2.17e 2.18).

#### 4.3.1. A Cinemática do Processo - Diagramas de Velocidade

Determinados os valores de  $E_c$  que correspondem aos

centróides dos espectros de energia associados ao processo de "não fusão", calcularam-se as velocidades ( $V_c$ ) no referencial do laboratório para cada ângulo  $\theta_{\text{Lab}}$ . Para se obter os valores de  $V_c$ , necessitamos conhecer a massa da partícula e, como em nossas medidas os produtos de reação foram identificados pelo número atômico  $Z$ , torna-se necessário fazer uma estimativa do número de massa  $A$ .

Através dos valores de  $V_c$ , é possível fazer uma análise cinemática do processo, que permite caracterizar se esse processo é binário ou não. A partir das figuras 4.30 e 4.31, podemos observar que o processo de "não fusão" é binário e, portanto, não pertence à fusão.

É de se esperar que os processos que denominamos de "não fusão", sejam processos muito inelástico ("deep-inelastic"), "orbiting" e reações de transferência.

Admitindo-se que o processo de "não fusão" se deve às reações de transferência, "stripping" ou "pick-up" das partículas nêutron ( $n$ ), próton ( $p$ ), alfa ( $\alpha$ ), dêuteron ( ${}^2\text{H}$ ) e trítio ( ${}^3\text{H}$ ), podemos caracterizar a massa  $A$ , bem como o número atômico  $Z$  dos produtos da reação, para os dois sistemas estudados.

Em uma reação de transferência, a forma da seção de choque  $d^2\sigma/d\Omega dQ$  em função do " $Q$ " da reação, é do tipo gaussiana<sup>56)</sup>, ou seja:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dQ} \propto \exp\left[-\frac{(Q-Q_{\text{opt}})^2}{\Delta Q}\right] \quad (4.2)$$

onde  $\Delta Q$  é a largura da gaussiana e  $Q_{\text{opt}}$  é o valor de " $Q$ " correspondente à cinemática de melhor acoplamento entre a trajetória da partícula incidente e a trajetória da partícula emergente.

O valor de  $Q_{\text{opt}}$  é determinado pela equação<sup>56)</sup>

$$Q_{\text{opt}} = \left[ \frac{Z_E Z_A}{Z_P Z_A} - 1 \right] \frac{Z_P Z_A e^2}{r_1} + \frac{\Delta M m_1 V_1^2}{r_1} - \frac{\Delta M V_1^2}{2} \quad (4.3)$$

com:

$$V_1 = \left[ \frac{2(E_{CM} - V_B)(A_P + A_A)}{A_P A_A} \right]^{1/2} \quad (4.4)$$

onde: -  $\Delta M$  é a massa transferida;

-  $\hbar m_1$  é a projeção do momento angular da partícula transferida, que geralmente é considerada igual a zero;

-  $r_1$  é a distância entre a partícula transferida e o caroço no núcleo inicial;

- os índices P, A, E e R correspondem, respectivamente, às partículas projétil, alvo, emergente e de recuo;

-  $V_B = e^2 Z_P Z_A / R$ , com  $e^2 = 1.44 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$  e  $R = 1.4(A_P^{1/3} + A_A^{1/3}) \text{ fm}$ .

Utilizando-se da expressão para  $Q_{opt}$ , calcularam-se tais valores de "Q" para a energia de 37 MeV e para as várias reações de transferência relativas às partículas transferidas citadas anteriormente (tabela 4.5). Através desses valores, determinou-se a cinemática para esses processos com os valores de "Q" obtidos, usando-se o código HEEWEE<sup>57)</sup>.

Nas figuras 2.17 e 2.18, observam-se as posições dos valores de energias cinéticas obtidas para os valores de  $Q_{opt}$  correspondentes às possíveis reações de transferência que levam a um mesmo número atômico Z, indicadas pelas setas rotuladas, onde cada rótulo equivale à uma dada reação com um certo valor de  $Q_{opt}$  (tabela 4.5).

Da tabela 4.5, podemos notar que o elemento Boro (Z=5), correspondente às reações 3B e 5B, corresponde ao recuo, observado num ângulo de centro de massa ( $\theta_{CM}$ ) dianteiro, o que equivale dizer que o elemento Berílio (Z=4) é a partícula emergente num ângulo  $\theta_{CM}$  traseiro. Analogamente, observa-se também que o elemento Carbono (Z=6), reações 2C, 3C e 4C, e que o elemento Nitrogênio (Z=7), reação 1N, são as partículas de recuo, sendo os elementos Lítio (Z=3) e Hélio (Z=2) as respectivas partículas emergentes. Assim sendo, analisando-se os espectros de energia  $d^2\sigma/d\Omega_{Lab} dE_T$  vs  $E_T$  referentes às partículas emergentes Z=4, Z=3 e Z=2, nos ângulos

SISTEMA E ENERGIA DE BOMBARDEIO	PARTÍCULA TRANSFERIDA	STRIPPING (S) OU PICK-UP (P)	REAÇÃO	RÓTULO DA REAÇÃO	$Q_{gg}$ (MeV)	$Q_{opt}$ (MeV)
${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ $E_{LAB} = 37\text{MeV}$	n	S	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Be}){}^{11}\text{B}$	3B	9.79	-2.77
		P	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{Be})9\text{B}$	5B	-1.62	-2.80
	P	S	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Li}){}^{11}\text{C}$	4C	-8.20	-3.24
		P	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{Be})9\text{Be}$	4B	0.0	-2.80
	$\alpha$	S	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^5\text{He}){}^{14}\text{N}$	—	9.15	-8.34
		P	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{13}\text{C})6\text{Li}$	1C	6.19	-7.95
	${}^2\text{H}$	S	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$	3C	8.49	-5.32
		P	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{11}\text{B})8\text{Be}$	2B	9.79	-4.98
	${}^3\text{H}$	S	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^6\text{Li}){}^{13}\text{C}$	2C	6.19	-6.70
		P	${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{12}\text{B})7\text{Be}$	1B	-5.74	-6.54
${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ $E_{LAB} = 37\text{MeV}$	n	S	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Be}){}^{12}\text{B}$	3B	1.70	-2.82
		P	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{Be}){}^{10}\text{B}$	5B	-4.64	-2.88
	P	S	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Li}){}^{12}\text{C}$	4C	-0.93	-3.28
		P	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{Be}){}^{10}\text{Be}$	4B	-4.64	-2.88
	$\alpha$	S	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^5\text{He}){}^{15}\text{N}$	1N	8.63	-8.46
		P	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{13}\text{C}){}^7\text{Li}$	1C	1.98	-8.54
	${}^2\text{H}$	S	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^7\text{Li}){}^{13}\text{C}$	3C	1.98	-5.40
		P	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{11}\text{B})9\text{Be}$	2B	0.0	-5.19
	${}^3\text{H}$	S	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^6\text{Li}){}^{14}\text{C}$	2C	2.91	-6.81
		P	${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^{12}\text{B})8\text{Be}$	1B	1.70	-6.92

Tabela 4.5. Valores de " $Q_{opt}$ " calculados para as reações de transferência, "stripping" e "pick-up" das partículas  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  na energia de 37 MeV. Os rótulos das reações referem-se aos valores de energias cinéticas, indicados pelas setas nas figuras 2.17 e 2.18, capítulo 2, para os respectivos valores de " $Q_{opt}$ ".

medidos em laboratório, é de se esperar que esses espectros apresentem as contribuições correspondentes às várias reações citadas, levando-se em conta as diferentes magnitudes relativas. Essa análise dos eventos com número atômico  $Z=3$  e  $Z=4$ , não permitiu caracterizar univocamente nenhum processo específico referente às reações de transferência 5B, 2C, 3C, e 4C.

Sabe-se também que a seção de choque diferencial para uma reação de transferência, diminui sensivelmente à medida que aumenta-se o ângulo  $\theta_{CM}$  (relação exponencial<sup>57</sup>). Esse fato sugere, portanto, que as reações citadas anteriormente (associadas ao recuo), devem apresentar contribuições insignificantes, já que quando observam-se os elementos Boro, Carbono e Nitrogênio num ângulo  $\theta_{CM}$  dianteiro, estamos observando Berílio, Lítio e Hélio, respectivamente, num ângulo  $\theta_{CM}$  muito grande. Entretanto, o fator de conversão (G) do ângulo sólido  $\Omega_{Lab}$  para  $\Omega_{CM}$ , pode alterar significativamente essa relação.

Calculamos também as energias de ligação de partículas que podem ser transferidas (n, p,  $\alpha$ ,  $^2H$  e  $^3H$ ), com relação aos elementos  $^9Be$ ,  $^{10}B$  e  $^{11}B$  (tabela 4.6).

A partir desses cálculos, contidos na tabela 4.6, pode-se ter uma noção do favorecimento energético ou não de se transferir uma dada partícula de um certo elemento.

Com base nessas análises qualitativas, juntamente com a observação das posições rotuladas referentes às energias cinéticas das partículas Boro, Carbono e Nitrogênio, em relação à posição do centróide de energia ( $E_c$ ), figuras 2.17 e 21.8, pode-se sugerir que parte do espectro pode ser derivado de algumas reações de transferência.

Utilizando-se de todos os aspectos evidenciados até agora nesse item, não foi possível concluir qual ou quais reação(es) contribui(em) predominantemente para o processo denominado de "não fusão", devido à ausência da informação sobre o número de massa A dos produtos de tais processos.

Adotando-se, então, um valor médio de A para cada elemento com número atômico Z em questão e, compatível com as possíveis reações sugeridas (reações de transferência,

PARTÍCULA TRANSFERIDA	ELEMENTO QUE TRANSFERE	ENERGIA DE LIGAÇÃO DA PARTÍCULA (MeV)
NEUTRÔN	${}^9\text{Be}$	1.67
	${}^{10}\text{B}$	8.44
	${}^{11}\text{B}$	11.45
PRÓTON	${}^9\text{Be}$	16.89
	${}^{10}\text{B}$	6.59
	${}^{11}\text{B}$	11.23
ALFA	${}^9\text{Be}$	2.47
	${}^{10}\text{B}$	4.46
	${}^{11}\text{B}$	8.66
DEUTERÔN	${}^9\text{Be}$	16.70
	${}^{10}\text{B}$	6.03
	${}^{11}\text{B}$	15.82
TRÍTIO	${}^9\text{Be}$	17.69
	${}^{10}\text{B}$	18.67
	${}^{11}\text{B}$	11.22

Tabela 4.6. Valores de energias de ligações das partículas nêutron, próton, alfa, dêuteron e trítio nos elementos  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  e  ${}^{11}\text{B}$ .

deep-inelastic, orbiting), pode-se fazer uma análise qualitativa da cinemática do processo de "não fusão", através da relação dos valores de  $V_c$  em um diagrama de velocidades (figuras 4.30 e 4.31).

Os valores médios de A adotados foram:

- sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$

Z=5 — A=10.5

Z=6 — A=13.0

- sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$

Z=5 — A=11.0

Z=6 — A=13.0

Z=7 — A=14.5

Das figuras 4.30 e 4.31, nota-se que os valores de  $V_c$  no referencial do laboratório, quando graficados em um diagrama de velocidades, estão dispostos em um círculo centrado na velocidade do núcleo composto ( $V_{NC}$ ), onde o raio desse círculo representa o módulo da velocidade do fragmento no referencial do centro de massa ( $V_{ECM}$ ). Este fato sugere, então, a ocorrência de um processo binário com um valor bem definido de "Q" e com decaimento independente do ângulo de laboratório.

O valor de "Q" obtido a partir do balanceamento energético da reação, ou seja:

$$- Q = E_{CM} - E_{rel} \quad (4.5)$$

onde  $E_{CM}$  é a energia do centro de massa e  $E_{rel}$  é a energia cinética relativa total dos produtos da reação, com relação ao referencial do centro de massa. Tem-se:

$$E_{rel} = E_{ECM} + E_{RCM} \quad (4.6)$$

sendo,  $E_{iCM}$  a energia cinética de cada produto de reação referente ao processo binário, onde o índice (E) equivale à partícula detectada com valor de velocidade igual a  $V_{ECM}$ , e o índice (R)

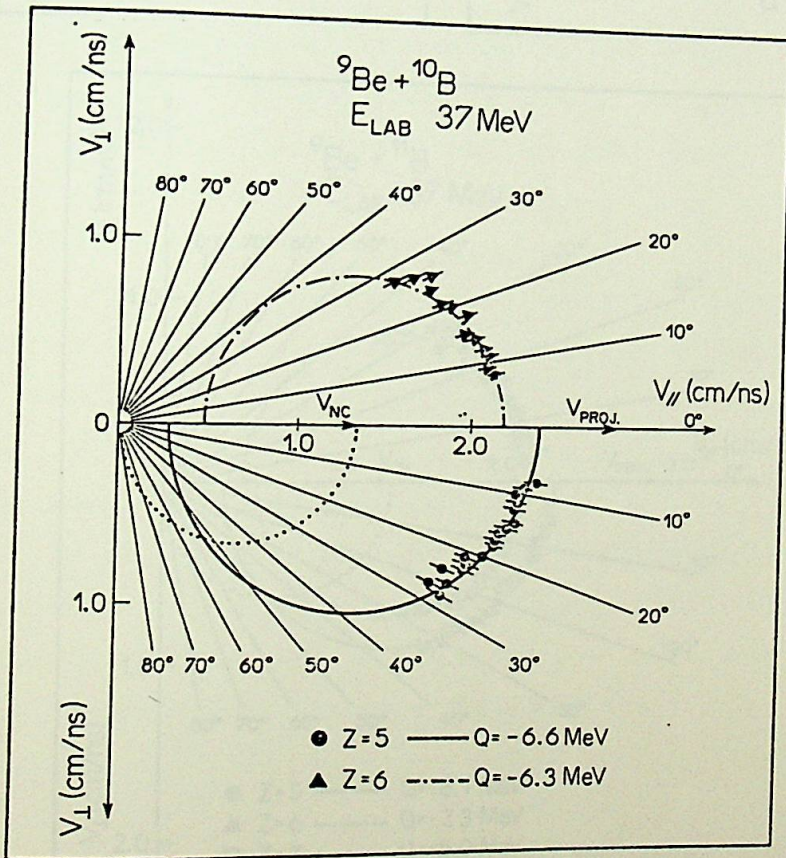
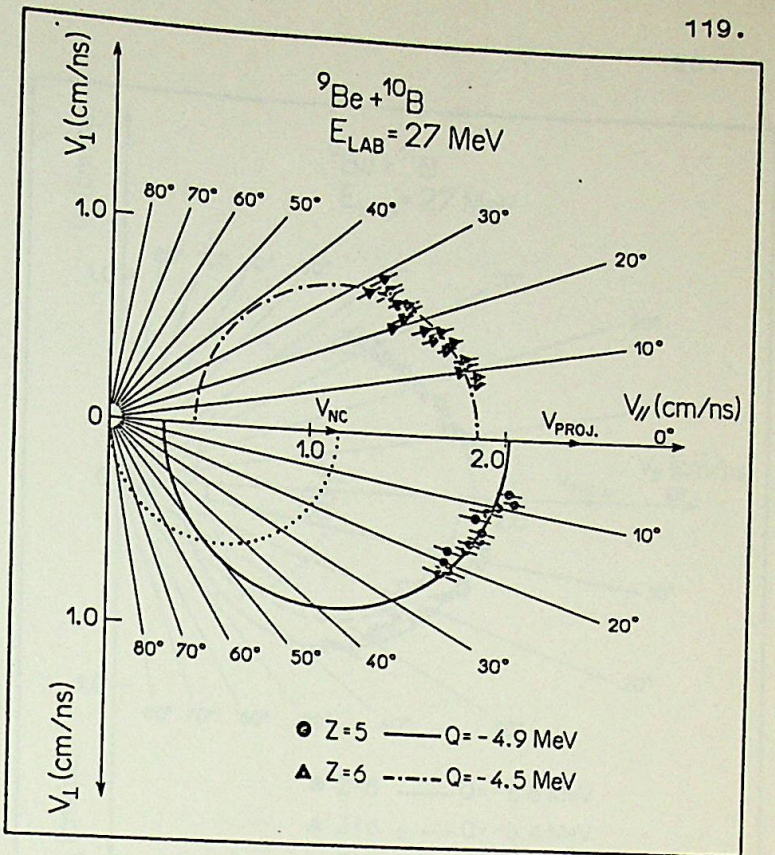
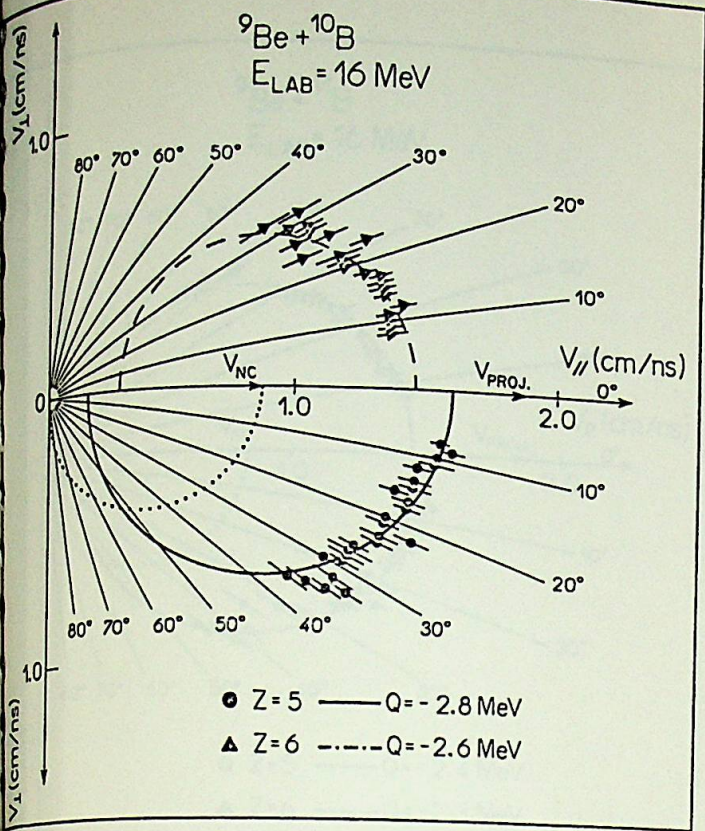


Figura 4.30. Diagramas de velocidades referentes aos elementos Z=5 e Z=6 provenientes dos processos periféricos binários, para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ , nas com os respectivos valores de "Q", para as energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV. A linha pontilhada corresponde às velocidades dos resíduos de evaporação do núcleo composto ( $V_{\text{CN}} \cos \theta_{\text{Lab}}$ ).

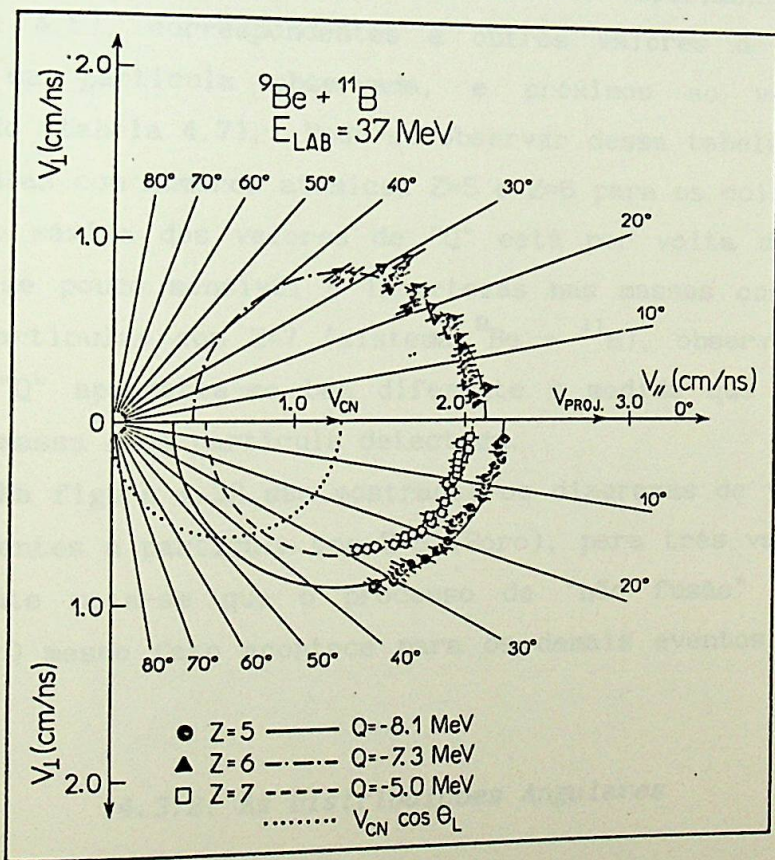
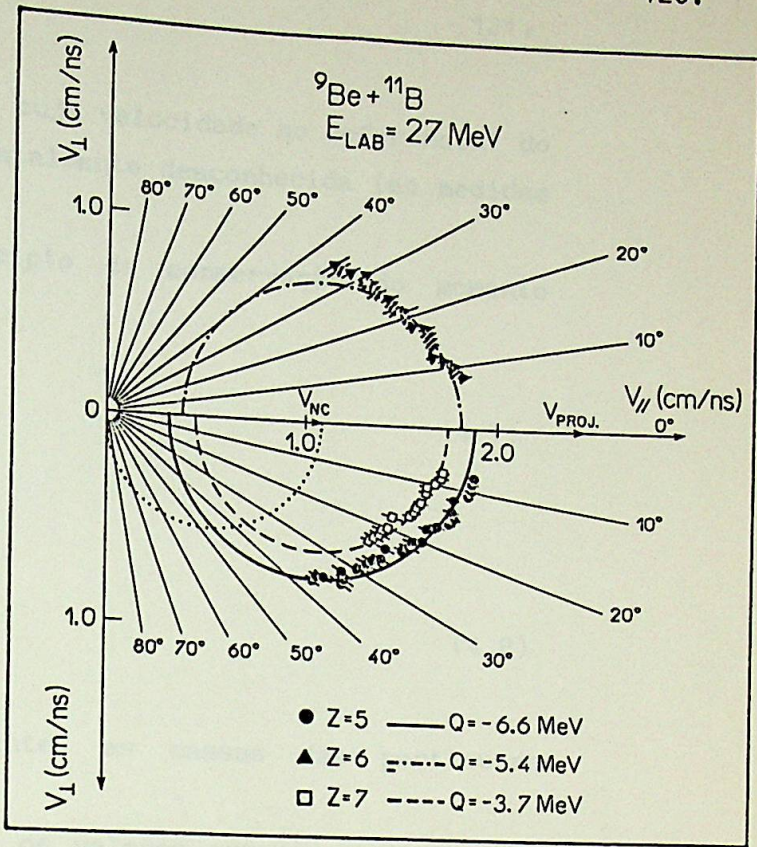
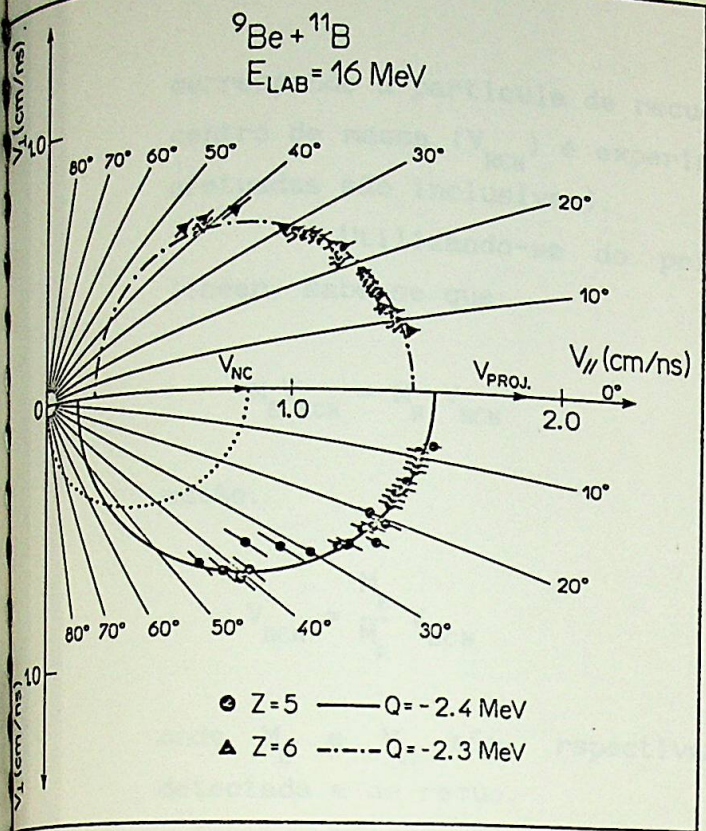


Figura 4.31. Ídem à figura 4.30. Elementos Z=5, Z=6 e Z=7. Sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

corresponde à partícula de recuo, cuja velocidade no referencial do centro de massa ( $V_{RCM}$ ) é experimentalmente desconhecida (as medidas efetuadas são inclusivas).

Utilizando-se do princípio da conservação do momento linear, sabe-se que:

$$M_E V_{ECM} = M_R V_{RCM} \quad (4.7)$$

então:

$$V_{RCM} = \frac{M_E}{M_R} V_{ECM} \quad (4.8)$$

onde  $M_E$  e  $M_R$  são, respectivamente, as massas das partículas detectada e de recuo.

Foram calculados também os valores experimentais de "Q" (expressão 4.5), correspondentes a outros valores do número de massa A da partícula observada, e próximos ao valor médio considerado (tabela 4.7). Pode-se observar dessa tabela que, para as partículas com números atômicos Z=5 e Z=6 para os dois sistemas, a variação máxima dos valores de "Q" está por volta de 1.0 MeV, mostrando-se pouco sensível à incertezas nas massas consideradas. Para as partículas com Z=7 (sistema  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$ ), observa-se que o valor de "Q" apresenta-se bem diferente à medida que varia-se o número de massa A da partícula detectada.

Na figura 4.32 são mostrados os diagramas de velocidades correspondentes à partícula com Z=5 (Boro), para três valores de A e, novamente nota-se que o processo de "não fusão" é do tipo binário. O mesmo fato acontece para os demais eventos com Z=6 e Z=7.

#### 4.3.2. As Distribuições Angulares

As distribuições angulares referentes ao processo de "não fusão", medidas nas energias de:  $E_{Lab} = 16$  MeV,  $E_{Lab} = 27$  MeV e  $E_{Lab} = 37$  MeV, foram ajustadas utilizando-se a relação clássica derivada do modelo de Polo de Regge<sup>58)</sup>, e aplicada para um sistema

SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$			
PROCESSO BINÁRIO:		Nº ATÔMICO Z DA PARTÍCULA DETECTADA:	
${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^A\text{B})({}^{19-A})\text{Be};$		Z=5	
Nº DE MASSA (A)	VALORES DE "Q <sub>EXP</sub> " (MeV)		
	E <sub>LAB</sub> =16 MeV	E <sub>LAB</sub> =27 MeV	E <sub>LAB</sub> =37 MeV
9.0	-2.7 ± 0.4	-4.6 ± 0.7	-6.2 ± 0.9
10.0	-2.8 ± 0.4	-4.5 ± 0.7	-6.6 ± 1.0
10.5	-2.8 ± 0.4	-4.9 ± 0.7	-6.6 ± 1.0
11.0	-2.8 ± 0.4	-4.5 ± 0.7	-6.6 ± 1.0
12.0	-2.8 ± 0.4	-4.5 ± 0.7	-6.4 ± 1.0
13.0	-2.5 ± 0.4	-4.2 ± 0.6	-5.6 ± 0.8
PROCESSO BINÁRIO:		Nº ATÔMICO Z DA PARTÍCULA DETECTADA:	
${}^{10}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^A\text{C})({}^{19-A})\text{Li};$		Z=6	
Nº DE MASSA (A)	VALORES DE "Q <sub>EXP</sub> " (MeV)		
	E <sub>LAB</sub> =16 MeV	E <sub>LAB</sub> =27 MeV	E <sub>LAB</sub> =37 MeV
11	-2.8 ± 0.4	-4.6 ± 0.7	-6.7 ± 1.0
12	-2.6 ± 0.4	-4.6 ± 0.7	-6.8 ± 1.0
13	-2.4 ± 0.4	-4.5 ± 0.7	-6.3 ± 0.9
14	-2.0 ± 0.3	-3.8 ± 0.6	-5.7 ± 0.9

SISTEMA ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$			
PROCESSO BINÁRIO:		Nº ATÔMICO Z DA PARTÍCULA DETECTADA:	
${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^A\text{B})({}^{20-A})\text{Be};$		Z=5	
Nº DE MASSA (A)	VALORES DE "Q <sub>EXP</sub> " (MeV)		
	E <sub>LAB</sub> =16 MeV	E <sub>LAB</sub> =27 MeV	E <sub>LAB</sub> =37 MeV
9.0	-2.5 ± 0.4	-6.3 ± 0.9	-7.6 ± 1.1
10.0	-2.5 ± 0.4	-6.6 ± 1.0	-7.9 ± 1.2
11.0	-2.4 ± 0.4	-6.6 ± 1.0	-8.1 ± 1.2
12.0	-2.5 ± 0.4	-6.7 ± 1.0	-8.1 ± 1.2
13.0	-2.3 ± 0.3	-6.6 ± 1.0	-7.9 ± 1.2
PROCESSO BINÁRIO:		Nº ATÔMICO Z DA PARTÍCULA DETECTADA:	
${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^A\text{C})({}^{20-A})\text{Li};$		Z=6	
Nº DE MASSA (A)	VALORES DE "Q <sub>EXP</sub> " (MeV)		
	E <sub>LAB</sub> =16 MeV	E <sub>LAB</sub> =27 MeV	E <sub>LAB</sub> =37 MeV
11.0	-2.5 ± 0.4	-5.1 ± 0.8	-7.4 ± 1.1
12.0	-2.4 ± 0.4	-4.3 ± 0.8	-7.6 ± 1.1
13.0	-2.3 ± 0.3	-5.4 ± 0.8	-7.3 ± 1.1
14.0	-2.0 ± 0.3	-5.0 ± 0.8	-6.9 ± 1.0
PROCESSO BINÁRIO:		Nº ATÔMICO Z DA PARTÍCULA DETECTADA:	
${}^{11}\text{B}({}^9\text{Be}, {}^A\text{N})({}^{20-A})\text{He};$		Z=7	
Nº DE MASSA (A)	VALORES DE "Q <sub>EXP</sub> " (MeV)		
	E <sub>LAB</sub> =16 MeV	E <sub>LAB</sub> =27 MeV	E <sub>LAB</sub> =37 MeV
13.0	—	-4.5 ± 0.7	-6.1 ± 0.9
14.0	—	-4.0 ± 0.6	-5.4 ± 0.8
14.5	—	-3.7 ± 0.6	-5.0 ± 0.8
15.0	—	-3.4 ± 0.5	-4.6 ± 0.7
16.0	—	-1.9 ± 0.3	-2.5 ± 0.4

Tabela 4.7. Valores experimentais do "Q" das reações, correspondentes aos elementos Z=5, Z=6 e Z=7, para vários valores do número de massa A do elemento em questão (sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ ,  $E_{\text{Lab}} = 16 \text{ MeV}$ ,  $E_{\text{Lab}} = 27 \text{ MeV}$  e  $E_{\text{Lab}} = 37 \text{ MeV}$ ).

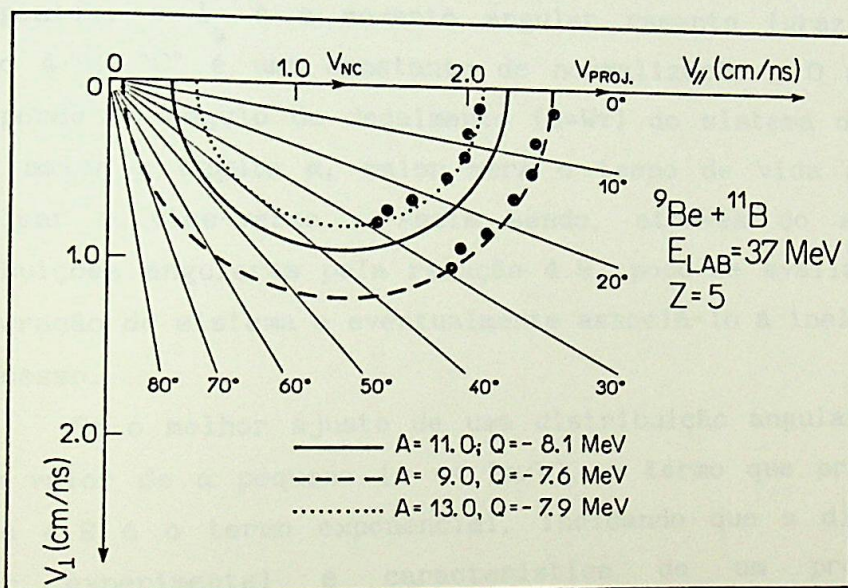
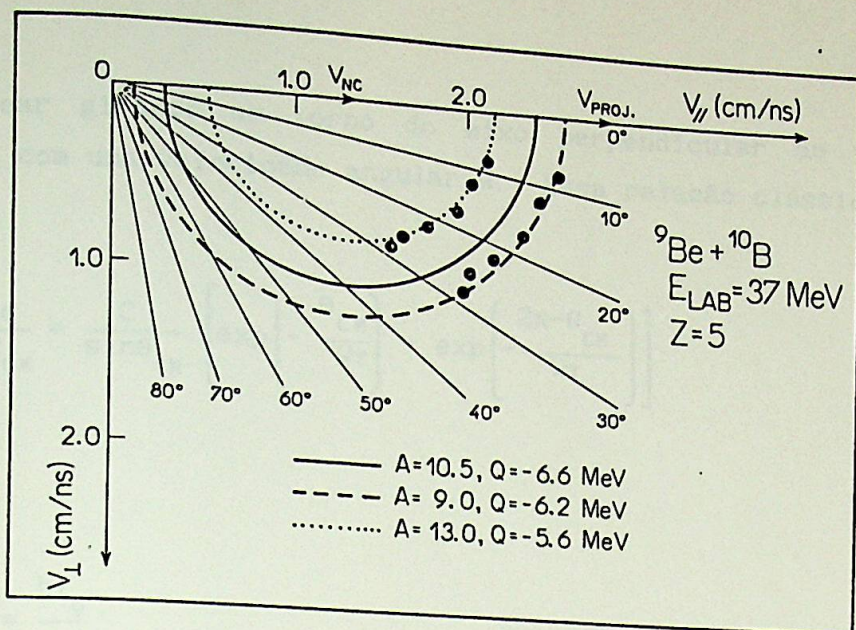


Figura 4.32. Diagramas de velocidades correspondentes á algumas massas em questão, para os elementos com número atômico  $Z=5$  (sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ ). Os pontos cheios são os dados experimentais, onde foram graficados apenas alguns pontos.



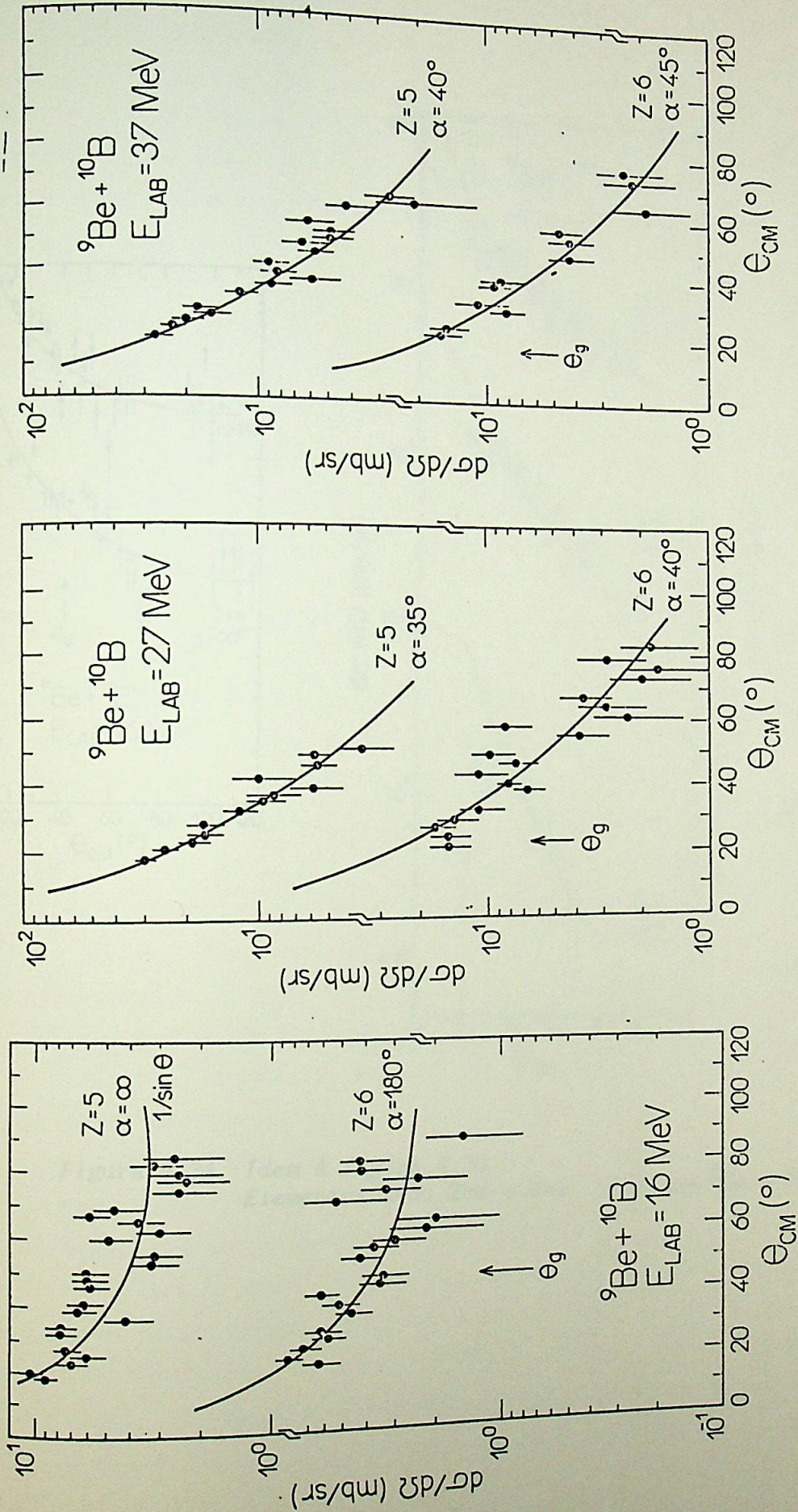


Figura 4.33. Distribuições angulares experimentais ( $d\sigma/d\Omega$  vs  $\theta_{CM}$ ) correspondentes aos elementos  $Z=5$  e  $Z=6$  provenientes do processo de "não fusão", para o sistema  $\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  nas energias de 16 MeV, 27 eV e 37 MeV. As curvas sólidas são os ajustes teóricos obtidos pela equação 4.9, com os respectivos valores dos ângulos de decaimento ( $\alpha$ ) do sistema dinuclear.

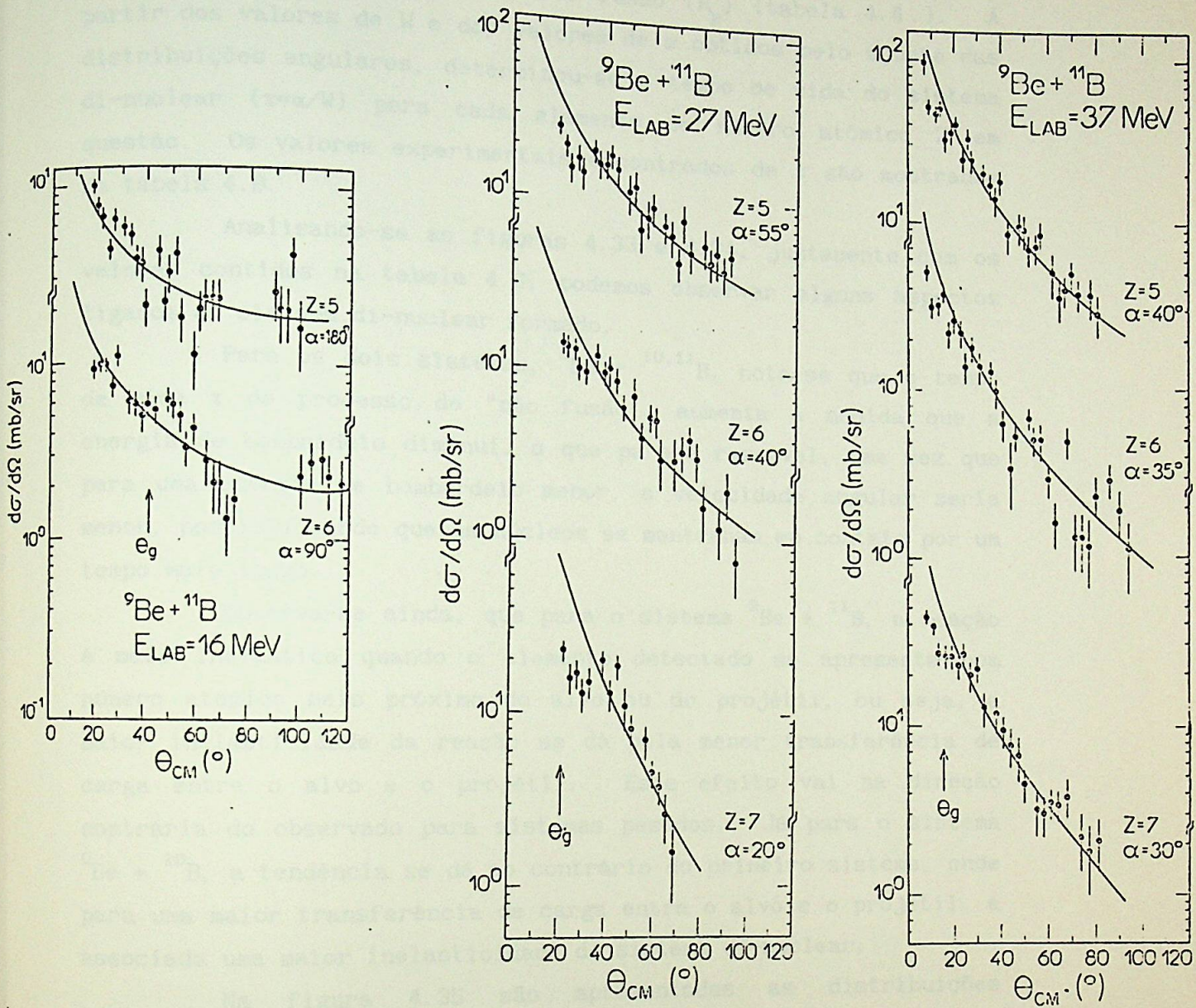


Figura 4.34. Ídem á figura 4.33.  
Elementos  $Z=5$ ,  $Z=6$  e  $Z=7$ . Sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

Para calcular a velocidade angular  $W$  do sistema di-nuclear (expressão 4.10), o valor de  $R_g$  adotado foi aquele obtido para o raio da barreira de fusão ( $R_B$ ) (tabela 4.4). A partir dos valores de  $W$  e dos valores de  $\alpha$  obtidos pelo ajuste das distribuições angulares, determinou-se o tempo de vida do sistema di-nuclear ( $\tau = \alpha/W$ ) para cada elemento de número atômico  $Z$  em questão. Os valores experimentais encontrados de  $\tau$  são mostrados na tabela 4.8.

Analisando-se as figuras 4.33 e 4.34, juntamente com os valores contidos na tabela 4.8, podemos observar alguns aspectos ligados ao sistema di-nuclear formado.

Para os dois sistemas,  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ , nota-se que o tempo de vida  $\tau$  do processo de "não fusão", aumenta à medida que a energia de bombardeio diminui, o que parece razoável, uma vez que para uma energia de bombardeio menor, a velocidade angular seria menor, possibilitando que os núcleos se mantenham em contato por um tempo mais longo.

Observa-se ainda, que para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ , a reação é mais inelástica quando o elemento detectado se apresenta com número atômico mais próximo do alvo ou do projétil, ou seja, a maior inelasticidade da reação se dá pela menor transferência de carga entre o alvo e o projétil. Este efeito vai na direção contrária do observado para sistemas pesados. Já para o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ , a tendência se dá ao contrário do primeiro sistema, onde para uma maior transferência de carga entre o alvo e o projétil, é associada uma maior inelasticidade do sistema di-nuclear.

Na figura 4.35 são apresentadas as distribuições angulares experimentais ajustadas pela expressão 4.9, com os respectivos valores de  $\alpha$  obtidos dos ajustes, referentes aos sistemas leves  ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{B}$  e  ${}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{B}^{(3)}$  e para cada elemento observado correspondente ao processo de "não fusão".

Para o sistema  ${}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{B}$ , observa-se que as distribuições angulares para alguns elementos (Carbono e Nitrogênio), se mostram melhores ajustadas, em duas regiões distintas, para valores de  $\alpha$  diferentes. A região angular mais dianteira ( $\theta_{\text{CM}} < 50^\circ$ ) é ajustada com um valor de  $\alpha$  menor que para a região angular traseira ( $\theta_{\text{CM}} >$

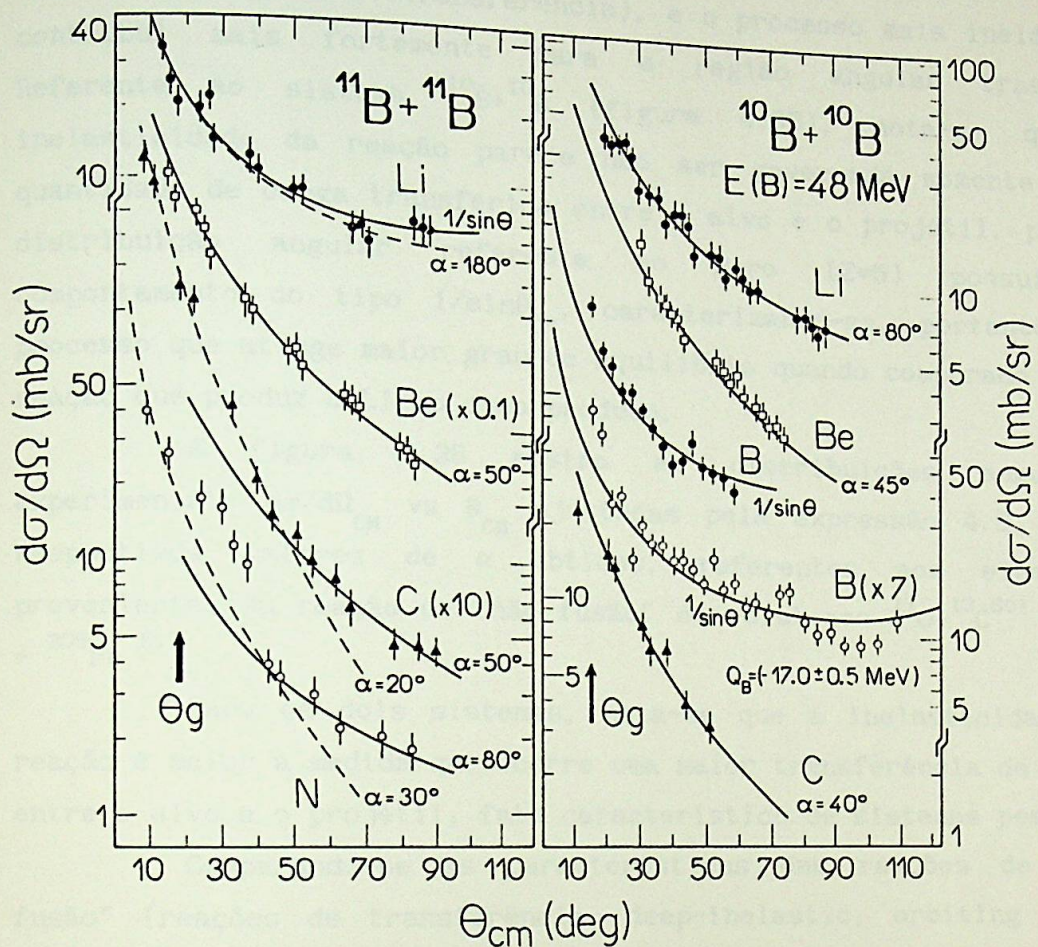


Figura 4.35. Distribuições angulares experimentais, bem como os respectivos ajustes teóricos (equação 4.9) e os valores de  $\alpha$ , correspondentes aos processos periféricos dissipativos (sistemas  $^{10}\text{B} + ^{10}\text{B}$  e  $^{11}\text{B} + ^{11}\text{B}$ ).

50°). Esse fato sugere que processos com tempos de vida diferentes, contribuem simultaneamente para o processo de "não fusão", sendo que o processo mais rápido governa a região angular dianteira (reações de transferência), e o processo mais inelástico contribui mais fortemente para a região angular traseira. Referente ao sistema  $^{10}\text{B}+^{10}\text{B}$  (figura 4.35), nota-se que a inelasticidade da reação parece não ser governada somente pela quantidade de carga transferida entre o alvo e o projétil, pois a distribuição angular referente ao Boro ( $Z=5$ ) possui um comportamento do tipo  $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ , caracterizando-se, portanto, um processo que atinge maior grau de equilíbrio quando comparado com a reação que produz o Lítio como produto.

A figura 4.36 mostra as distribuições angulares experimentais  $d\sigma/d\Omega_{\text{CM}}$  vs  $\theta_{\text{CM}}$  ajustadas pela expressão 4.9, e os respectivos valores de  $\alpha$  obtidos, referentes aos elementos provenientes da reação de "não fusão" dos sistemas  $^{17}\text{O}+^{13}\text{C}^{(60)}$  e  $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}^{(61)}$ .

Para os dois sistemas, nota-se que a inelasticidade da reação é maior à medida que ocorre uma maior transferência de massa entre o alvo e o projétil, fato característico de sistemas pesados.

Comparando-se as características das reações de "não fusão" (reações de transferência, deep-inelastic, orbiting etc.) referentes aos sistemas nucleares citados nesse trabalho, observa-se que quando se trata de colisões entre sistemas leves, essa sistemática é violada, pois a inelasticidade ou o tempo de vida do sistema di-nuclear formado, não está associada exclusivamente à quantidade de massa ou carga que é transferida entre o projétil e o alvo.

Considerando-se os tempos de vida  $\tau$  encontrados, referentes às partículas  $Z=5$ ,  $Z=6$  e  $Z=7$  provenientes do processo de "não fusão", para os sistemas  $^9\text{Be}+^{10,11}\text{B}$  (tabela 4.8), pode-se notar que tais valores de tempo correspondem ao intervalo de  $\tau \approx 10^{-22}$  segundos até  $\tau \approx 10^{-21}$  segundos. Essa escala de tempo é comparável ao tempo de duração de processos periféricos no caso de sistemas pesados. Entretanto, a diferença encontrada mais marcante, estaria associada à vida média do núcleo composto ( $\tau_{\Gamma} \approx$

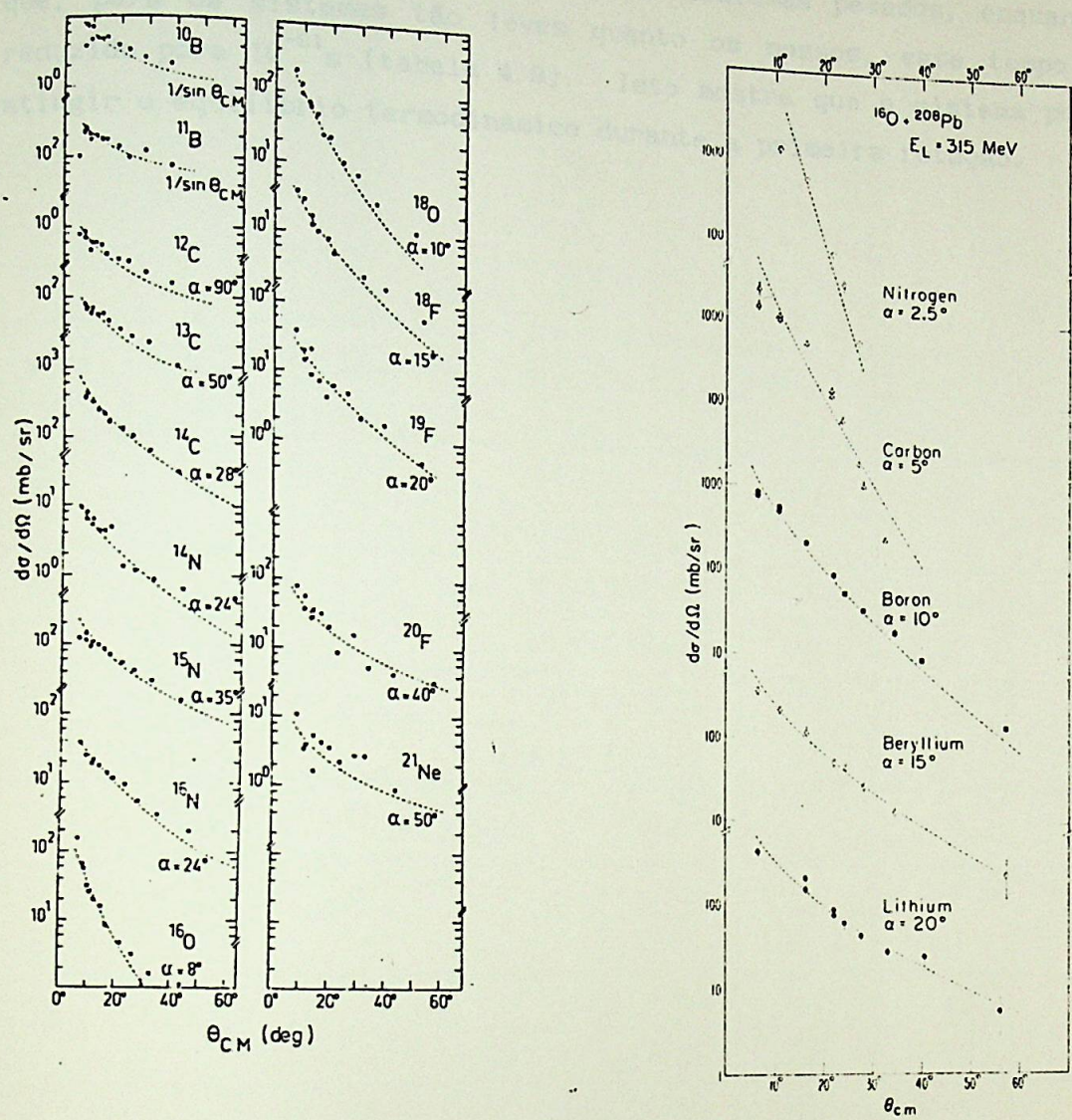


Figura 4.36. Ídem á figura 4.35.  
 (Sistemas  $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C}$  e  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ).

$\hbar/\Gamma$ ) que é da ordem de  $10^{-16}$  s, para os sistemas pesados, enquanto que, para os sistemas tão leves quanto os nossos, esse tempo é reduzido para  $10^{-21}$  s (tabela 4.8). Isto mostra que o sistema pode atingir o equilíbrio termodinâmico durante a primeira rotação.

SISTEMA  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	$W \times 10^{21}$ (s <sup>-1</sup> )	$2\pi/\omega \times 10^{22}$ (s)	ELEMENTO (Z)	ÂNG. $\alpha$ (DEG)	$t_r \times 10^{22}$ (s)	$\hbar/\Gamma$ $10^{-16}$ s
10	1.76	3.57	BORO (Z=5)	00	>10	2.99
			CARBONO (Z=6)	180	>10	
27	2.85	2.22	BORO (Z=5)	35	2.16	1.49
			CARBONO (Z=6)	40	2.46	
37	3.25	1.78	BORO (Z=5)	40	1.95	1.21
			CARBONO (Z=6)	45	2.22	

SISTEMA  ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	$W \times 10^{21}$ (s <sup>-1</sup> )	$2\pi/\omega \times 10^{22}$ (s)	ELEMENTO (Z)	ÂNG. $\alpha$ (DEG)	$t_r \times 10^{22}$ (s)	$\hbar/\Gamma$ $10^{-16}$ s
10	3.98	3.17	BORO (Z=5)	180	>10	2.99
			CARBONO (Z=6)	90	7.93	
27	3.69	2.03	BORO (Z=5)	55	3.71	2.01
			CARBONO (Z=6)	40	2.26	
			NITROGÊNIO (Z=7)	20	1.18	
37	3.62	1.64	BORO (Z=5)	40	1.83	1.54
			CARBONO (Z=6)	35	1.60	
			NITROGÊNIO (Z=7)	30	1.37	

Tabela 4.8. Valores dos tempos de vida ( $t_r$ ) dos sistemas dinâmicos, referentes ao processo de "decoerência", para os sistemas  ${}^9\text{Be}+{}^{10}\text{B}$  e  ${}^9\text{Be}+{}^{11}\text{B}$ , nas energias de 10, 27 e 37 MeV.  $t_r$  é o tempo de vida média ( $t_r$ ) do sistema composto tal calculado segundo a expressão  $t_r = \hbar/\Gamma$ , onde  $\Gamma$  é dada pela equação 3.34 (capítulo 3).

SISTEMA  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$ 

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	$W \times 10^{21}$ ( $s^{-1}$ )	$2\pi/W \times 10^{-21}$ (s)	ELEMENTO (Z)	ÂNG. $\alpha$ (DEG.)	$\tau \times 10^{-22}$ (s)	$\tau_{\Gamma} = \hbar/\Gamma$ $\times 10^{-21}$ (s)
16	1.76	3.57	BORO (Z=5)	00	>10	1.99
			CARBONO (Z=6)	180	>10	
27	2.83	2.22	BORO (Z=5)	35	2.16	1.49
			CARBONO (Z=6)	40	2.46	
37	3.53	1.78	BORO (Z=5)	40	1.98	1.21
			CARBONO (Z=6)	45	2.22	

SISTEMA  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ 

$E_{\text{LAB}}$ (MeV)	$W \times 10^{21}$ ( $s^{-1}$ )	$2\pi/W \times 10^{-21}$ (s)	ELEMENTO (Z)	ÂNG. $\alpha$ (DEG.)	$\tau \times 10^{-22}$ (s)	$\tau_{\Gamma} = \hbar/\Gamma$ $\times 10^{-21}$ (s)
16	1.98	3.17	BORO (Z=5)	180	>10	2.93
			CARBONO (Z=6)	90	7.93	
27	3.09	2.03	BORO (Z=5)	55	3.11	2.01
			CARBONO (Z=6)	40	2.26	
			NITROGÊNIO (Z=7)	20	1.13	
37	3.82	1.64	BORO (Z=5)	40	1.83	1.54
			CARBONO (Z=6)	35	1.60	
			NITROGÊNIO (Z=7)	30	1.37	

Tabela 4.8. Valores dos tempos de vida ( $\tau$ ) dos sistemas dinucleares, referentes ao processo de "não fusão", para os elementos Z=5, Z=6 e Z=7 (reações  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ , nas energias de 16 MeV, 27 MeV e 37 MeV). O tempo de vida média ( $\tau_{\Gamma}$ ) do núcleo composto foi calculado segundo a expressão:  $\tau_{\Gamma} \approx \hbar/\Gamma$ , onde  $\Gamma$  é dado pela equação 3.54 (capítulo 3).

## CAPÍTULO 5. CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS FINAIS

A partir das análises elaboradas sobre os dados referentes ao espalhamento elástico, à fusão completa e aos processos de "não fusão" para os sistemas  ${}^9\text{Be} + {}^{10,11}\text{B}$ , podemos concluir e comentar alguns aspectos interessantes observados e associá-los às sistemáticas dos sistemas leves.

Quanto ao espalhamento elástico, a subida da seção de choque ( $\sigma_{el}/\sigma_R$ ) em ângulos traseiros, é tratada apenas em base à possível contribuição do processo de espalhamento elástico composto, onde sugere-se que esse processo poderia ser responsável pelo efeito, somente em energias mais elavadas. Nas energias mais baixas, outros processos (transferência elástica, transferências múltiplas etc.) devem contribuir significativamente na subida dos valores de  $\sigma_{el}/\sigma_R$  em ângulos traseiros. Entretanto, para um entendimento mais amplo e claro desse efeito, é necessário um estudo detalhado, onde deve-se considerar todos os possíveis processos relevantes que podem contribuir para a seção de choque elástica, sendo fundamental, portanto, efetuar cálculos de seção de choque elástica que envolvam canais acoplados<sup>62,63</sup>.

Verificou-se também, através dos ajustes das distribuições angulares experimentais, usando-se o código PTOLEMY<sup>12</sup>), que os valores obtidos para as profundidades do potencial ( $V_0$  e  $W_0$  - tabela 4.2), apresentaram-se elevados, e que os valores encontrados das seções de choque totais de reação ( $\sigma_{Rea}$ ), foram bem diferentes quando comparados com os valores das seções de choque de fusão, principalmente em baixas energias (figuras 4.15 e 4.16). Esse fato mostra que, para sistemas leves, como os estudados por nós, o comportamento da seção de choque de fusão em baixas energias, pode diferir significativamente da seção de choque de reação (região I), sugerindo que a competição entre a fusão completa e os processos periféricos, já é muito acentuada. Os processos que poderiam estar competindo fortemente com a fusão, nessas energias baixas, seriam a fragmentação do projétil  ${}^9\text{Be}$  e/ou o espalhamento inelástico, uma vez que nesse trabalho foi verificado que os demais processos periféricos estudados, não têm

uma influência drástica (comparar os valores de seções de choque encontrados para a fusão e "não fusão", tabelas 2.3 e 2.4). Nas reações envolvendo o  ${}^9\text{Be}$ , é, então, importante fazer medidas de seção de choque para a produção do  ${}^8\text{Be}$ , a partir das medidas de coincidência das duas alfas provenientes da fragmentação do elemento ( ${}^9\text{Be} \rightarrow n + {}^8\text{Be} \rightarrow n + \alpha + \alpha$ ), e determinar a contribuição desse canal na seção de choque total de reação.

Por outro lado, medidas da seção de choque para o espalhamento elástico em ângulos bem dianteiros, torna-se muito importante, já que eles determinam a seção de choque total de reação ( $\sigma_{\text{Rea}}$ ).

Com relação aos dados referentes à fusão completa, foi observado que as distribuições angulares experimentais para cada resíduo de evaporação, bem como as distribuições angulares totais, apresentaram em bom acordo quando comparadas com as previsões do código LILITA<sup>9)</sup>.

Os valores da altura da barreira de fusão ( $V_B$ ) e raio da barreira ( $R_B$ ), determinados pelos ajustes das funções de excitação<sup>50)</sup> (modelo de Glas e Mosel<sup>37)</sup>) para os dois sistemas, fogem da sistemática existente para os sistemas pesados (sistemática de Kovar et al.<sup>51)</sup>). Isto indica que nessa região de massa, além das grandezas macroscópicas, os efeitos da estrutura nuclear dos núcleos interagentes, possivelmente apresentam um papel importante. Observa-se ainda das funções de excitação (figuras 4.15 e 4.16), que o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  não atingiu a região II, para as energias de bombardeio em questão, e que o sistema  ${}^9\text{Be} + {}^{10}\text{B}$  indica uma pequena tendência de saturação da seção de choque de fusão. Esse fato também pode ser verificado através do comportamento da seção de choque reduzida  $\sigma_{\text{Fus}} E_{\text{CM}} / \pi R_B^2$  em função de  $(E_{\text{CM}} - V_B)$ , para os nossos sistemas e para os demais citados nesse trabalho. Comparando-se os sistemas  $\text{Be} + \text{B}$  e  $\text{B} + \text{B}$  (figuras 4.19 e 4.20), podemos sugerir que a limitação da seção de choque de fusão na região II, observado no sistema  $\text{B} + \text{B}$ , estaria associada à uma acentuada competição com processos muito inelástico. Entretanto, para os sistemas  $\text{Be} + \text{B}$ , as contribuições dos processos periféricos não se mostraram tão acentuadas, e com valores de "Q" não tão

negativos. Convém ressaltar que, neste caso estamos com energia de bombardeio ligeiramente inferiores.

A análise feita em base aos diagramas  $E^*$  vs  $l_{cr}(l_{cr} + 1)$ , mostrou que para alguns sistemas a seção de choque de fusão é determinada pelas características do núcleo composto, e enquanto para os demais sistemas, a seção de choque de fusão pode ser definida, basicamente, pelas propriedades do canal de entrada. Isto indica que, tanto as características do núcleo composto e/ou do canal de entrada são altamente relevantes, simultaneamente, na limitação de  $\sigma_{Fus}$ . Ainda com relação a esses diagramas, verificou-se que os valores dos momentos angulares para os quais a barreira de fissão se anula ( $B_F=0$ ), estão próximos aos valores limites encontrados para  $J_{cr}$ , principalmente para os sistemas que atingem mais rapidamente a saturação. Convém lembrar, que não é de se esperar que o modelo da gota líquida<sup>55)</sup> forneça resultados satisfatórios para sistemas leves<sup>3)</sup>, entretanto, esses valores podem servir de guia.

Através de uma análise cinemática dos processos periféricos denominados de "não fusão", verificou-se que esses processos são binários e, portanto, não correspondem a resíduos de evaporação. Os valores de "Q" característicos a esses processos, foram determinados a partir dos diagramas de velocidades (figuras 4.30 e 4.31 - equação 4.5), onde admitiu-se uma certa massa média para cada elemento de número atômico Z em questão, com base nos processos que possivelmente poderiam contribuir. Lembramos que essa análise cinemática, não é suficiente para identificar o mecanismo responsável pelos produtos derivados das reações periféricas.

Utilizando-se da expressão clássica<sup>59)</sup> dada pela equação 4.9, para ajustar as distribuições angulares referentes ao processo de "não fusão", obtiveram-se os valores dos ângulos de decaimento ( $\alpha$ ) dos sistemas dinucleares. Juntamente com os valores calculados das velocidades angulares de rotação W (equação 4.10), determinaram-se seus respectivos tempos de vida ( $\tau$ ) (tabela 4.8). Nota-se que a escala de tempo inferida para esses sistemas dinucleares formados, variam numa região entre  $\approx 10^{-22}$  s,

característicos de reações diretas, e  $\approx 10^{-21}$  s, tempo característico de processos muito inelásticos, isso, segundo a classificação feita para sistemas pesados, onde o tempo de vida média ( $\tau_f$ ) do núcleo composto, é da ordem de  $10^{-17}$  s.

Para os nossos sistemas ( $^9\text{Be} + ^{10,11}\text{B}$ ), o tempo de vida calculado do núcleo composto, se mostrou da ordem de  $10^{-21}$  s. Esse fato sugere que, torna-se difícil, para sistemas leves, caracterizar o processo unicamente a partir do tempo de interação, já que os tempos necessários para a formação e decaimento do núcleo composto, e os característicos à formação de um sistema dinuclear, são compatíveis.

A sistemática existente para processos dissipativos, no caso de sistemas pesados, mostra que há uma correlação direta entre o ângulo de decaimento ( $\alpha$ ) do sistema dinuclear, seu tempo de vida ( $\tau$ ), e a quantidade de massa transferida no processo<sup>60,61,64</sup> (figura 4.36). Uma outra característica observada para os sistemas pesados, diz respeito à relação entre o valor de "Q" da reação e o ângulo  $\alpha$ , a qual mostra que o ângulo  $\alpha$  é maior quanto mais negativo é o valor de "Q", ou seja, quanto mais inelástico é o processo (figura 5.1). No entanto, quando sistemas leves são envolvidos em uma colisão, essas correlações não são verificadas (ver figuras 4.33 a 4.35 e tabelas 4.7 e 4.8).

Com base nas principais conclusões e comentários feitos nesse capítulo, parece ficar evidente que os estudos das reações entre íons leves, mostram-se conflitantes com as sistemáticas e modelos existentes na literatura para os sistemas pesados. O comportamento desses sistemas pesados, tem encontrado explicações nos modelos com base apenas em considerações macroscópicas. As discrepâncias encontradas nos sistemas leves sugerem, portanto, que os efeitos da estrutura nuclear, possuem um papel relevante na caracterização da dinâmica desses processos nucleares.

Assim sendo, a identificação exata dos produtos da reação nuclear, é de extrema importância para uma análise cinemática completa e precisa dos processos de "não fusão". Para tanto, medidas que permitem identificar simultaneamente os números atômicos (Z) e de massa (A) dos eventos provenientes da colisão

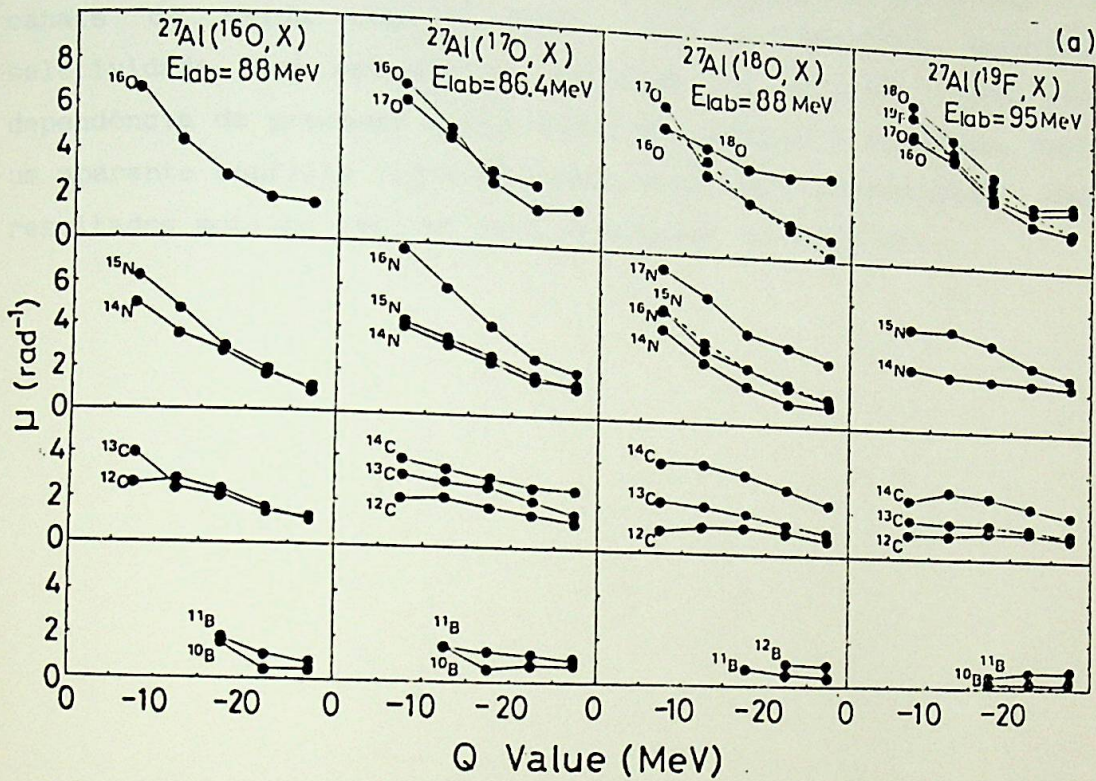


Figura 5.1. Os coeficientes  $\mu = \alpha^{-1}$ , graficados em função do valor de "Q", para os sistemas  $^{16-18}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ , na energia de  $\approx 5 \text{ MeV/nucleon}^{64}$ .

nuclear, devem ser realizadas. A inclusão de medidas de coincidência, se torna necessária a fim de caracterizar o processo primário. Por outro lado, dados recentes obtidos por Dünnweber et al.<sup>65)</sup>, relativos ao sistema  $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ , mostram que esses processos binários altamente inelásticos apresentam no caso de canais de entrada com  $T_z=0$ , uma forte seletividade para estados com paridade natural, unicamente para canais de saída com Z par. Os canais de saída com Z ímpar, em contrapartida apresentam seletividade para estados com paridade não natural. Essa forte dependência do processo com o canal de entrada e de saída, mostra um aparente conflito com o processo totalmente equilibrado. Estes resultados motivam estudos mais detalhados do problema.

## REFERÊNCIAS

1. O. Sala and G. Spalek  
Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213.
2. L.A.B. Tessaroto et al.  
Proc. Int. Ion. Eng. Congress, ISIAL-83, Kyoto (1983).
3. M.M. Coimbra  
Tese de Doutorado - IFUSP (1988).
4. N. Carlin Filho  
Tese de Doutorado - IFUSP (1987).
5. N. Added  
Tese de Mestrado - IFUSP (1987).
6. R. Meigikos dos Anjos  
Tese de Mestrado - IFUSP (1987).
7. V. Guimarães  
Tese de Mestrado - IFUSP (1988).
8. S.D. Paciornik et al.  
"Migração de um sistema de aquisição de dados estocásticos em Física Nuclear de um ambiente Honeywell/IBM para ambiente VAX/780 e hardware adicional"  
Anais do 5º Simpósio de Usuários Digital (1987).
9. J. Gomez del Campo and R.G. Stokstad  
Monte Carlo Code LILITA, ORNL, TM - 7295 - Unpublished.
10. R. Liguori Neto  
Tese de Mestrado - IFUSP (1980).
11. G.R. Satchler  
Introduction to Nuclear Reactions (1980).
12. PTOLEMY - M.M. MacFarlane and S.C. Pieper  
ANL 76 - 11 - Rev. 1.
13. L. Jarczyk, B. Kamys, A. Magieira, J. Sromicki, A. Strzalkonski, G. Willim and Z. Wróbel  
Nucl. Phys. A369 (1981) 191.
14. Z.E. Switkowski, Shiu-Chin Wu, J.C. Overley and C.A. Barnes  
Nucl. Phys. A288 (1977) 236.
15. J. Sromicki et al.  
Nucl. Phys. A406 (1983) 390.
16. R. Liguori Neto  
Programa FITADISIT - comunicação particular.

17. H. Morgenstern et al.  
Phys.Lett. 52 (1984) 1104.
18. A. Szanto de Toledo  
Rev.Bras.Fís., Vol. especial (1981) 198.
19. A. Szanto de Toledo  
Palestra apresentada na II Escola de Verão de Física Nuclear  
"Jorge André Swieca" (1985).
20. W.J. Swiatecki  
Phys. Scripta 24 (1981) 113.
21. W.J. Swiatecki  
Nucl.Phys. A376 (1982) 275.
22. J.R. Bikerlund and J.R. Huizenga  
Ann.Rev.Nucl. and Part.Sci. 33 (1983) 265.
23. M. Losano, J.I. Escudero and G. Madurga  
Academic Press (1981).
24. J. Wilczynski  
Nucl.Phys. A216 (1973) 386.
25. R.D. Wood and D.S. Saxon  
Phys.Rev. 95 (1954) 572.
26. D.A. Bromley  
Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 1.  
  
R. Bass  
Nuclear Reactions with Heavy Ions, Vol. 1 (1980).
27. N. Bohr  
Nature 137 (1936) 344.
28. B.W. Allardyce et al.  
Nucl.Phys. 85 (1965) 193.
29. T.D. Thomas  
Ann.Rev.Nucl.Sci. 18 (1968) 343.
30. H.A. Bethe  
Rev.Mod.Phys. 9 (1937) 53.
31. V.F. Weisskopf  
Phys.Rev. 52 (1977) 295.
32. W. Hauser and H. Feshbach  
Phys.Rev. 87 (1972) 1366.
33. A. Gilbert and A.G.W. Cameron  
Can. Jour. of Phys. 43 (1965) 1496.

34. U. Facchini, E. Saetta-Menichella  
En.Nucl. 15 (1968) 54.
35. H. Morgenstern et al.  
Z.Phys. A - Atoms and Nuclei 313 (1983) 39.
36. J.R. Bikerlund et al.  
Phys.Report 56 (1979) 107.
37. D. Glas and U. Mosel  
Phys.Rev. C10 (1974) 2620.  
Nucl.Phys. A237 (1975) 429.
38. H.H. Gutbrod, W.C. Winn and M. Blann  
Nucl.Phys. A213 (1973) 267.
39. J. Galin et al.  
Phys.Rev. C9 (1974) 1018.
40. P. Fröbrich  
Phys.Report 6 (1984) 337.
41. P. Mazur and I. Oppenheim  
Physica 50 (1970) 241.
42. D.H.E. Gross  
Z.Physik A291 (1979) 145.
43. P. Fröbrich, B. Strock and M. Duranal  
Nucl.Phys. A406 (1983) 557.
44. D.H.E. Gross and H. Kalinowski  
Phys.Report 45C (1978) 175.
45. S.M. Lee, T. Matsuse and A. Arima  
Phys.Rev.Lett. 45 (1980) 165.
46. R. Vandenbosch and J. Lazzarini  
Phys.Rev. C23 (1981) 1074.
47. O. Civitarese et al.  
Phys.Report B125 (1985) 22.
48. A.R. Omar, J.S. Eck, T.R. Ophel and J.R. Leigh  
Phys.Rev. C30 (1984) 1516.
49. STATIS - R.G. Stokstad  
Wright Nuclear Structure Laboratory  
Yale University - Internal Report 52 (1972).
50. R. Liguori Neto  
Programa GMFITSMIN - comunicação particular.
51. D.G. Kovar  
Phys.Rev. C20 (1979) 1305.

52. L.C. Dennis et al.  
Phys.Rev. C26 (1982) 981.
53. J.F. Mateja, A.D. Frawley, R.A. Porker and K. Sartor  
Phys.Rev. C33 (1986) 1307.
54. J.F. Mateja et al.  
Phys.Rev. C30 (1984) 134.
55. A. Sierk  
Phys.Rev. C33 (1986) 2039.
56. D.M. Brink  
Phys.Lett. 40B (1972) 37.
57. D.L. Hendrie  
Programa HEEWEE (Program of relativistic Kinetics for two  
Particle Reaction) - University of Washington (1986).
58. T. Regge  
Nuovo Cim. 8 (1959) 671.
59. J. Barrete et al.  
Nucl.Phys. A279 (1977) 125.
60. C. Beck, F. Haas, R.M. Freeman, B. Heush, J.P. Coffin, G.  
Guillaume, F. Rami and P. Wagner  
Nucl.Phys. A442 (1985) 320.
61. C.K. Gelbke et al.  
Phys.Lett. 42 (1978) 313.
62. R. Lichtenthäler Filho  
Tese de Doutorado - IFUSP (1988).
63. M. Mayumi Obuti  
Tese de Mestrado - IFUSP (1989).
64. M. Sato et al.  
Phys.Rev. C27 (1983) 2621.
65. W. Dünneberger et al.  
Phys.Rev.Lett. 169B (1986) 153.