T. 450

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP
305M810T0450

FUSÃO NUCLEAR E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$

DIRCEU PEREIRA

Tese de Doutoramento apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Orientador:
Prof. Oscar Sala

São Paulo
1979

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
450
INSTITUTO DE FÍSICA

AGRADECIMENTOS

O autor deseja fazer os seguintes agradecimentos:

- Ao Professor Oscar Sala, pela orientação e apoio durante todas as fases do projeto. E também por todo o apoio dado durante a minha iniciação científica.

- Ao Professor Juan Carlos Acquadro, por seu esforço na implantação de um grupo experimental para estudo com íons pesados. E um destaque especial por sua participação em todas as fases deste projeto.

- Aos "meninos" do grupo: Nilson Dias Vieira Junior, Emilio Cadavid Delgado, Newton Pimenta, Edilson Crema e Raphael Liguori Neto, pela ajuda valiosa durante a tomada de dados.

- Ao Professor Trentino Polga, pelo trabalho de manutenção no Acelerador Pelletron, e também pela ajuda, que foi essencial, no projeto da lógica para armazenamento dos pulsos E e ΔE.

- A Adilson Teles e Mario Ferraretto, pelas contribuições valiosas no projeto de construção de espectros biparamétricos no computador IBM/360-44.

- Ao Senhor Mario Cappello, pelas discussões valiosas no projeto e construção do identificador de partículas E-ΔE.

- A Jaime Tsuruta, pela colaboração na implantação do código de evaporação "Alice".

- A Marina Tokumaru, pela amizade e também pela dedicação e paciência na datilografia deste trabalho.

Com estas pessoas divido os méritos deste trabalho, e nunca as falhas.

R E S U M O

Neste trabalho são apresentadas medidas das secções de choque de fusão nuclear para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, nas energias de bombardeio do feixe de ^{16}O de 45.6 MeV e 49 MeV. Também foram calculadas, através do estudo do espalhamento elástico de ^{16}O por ^{27}Al (modelo óptico), as secções de choque de reação na faixa de energia de bombardeio de 30 MeV a 45.6 MeV.

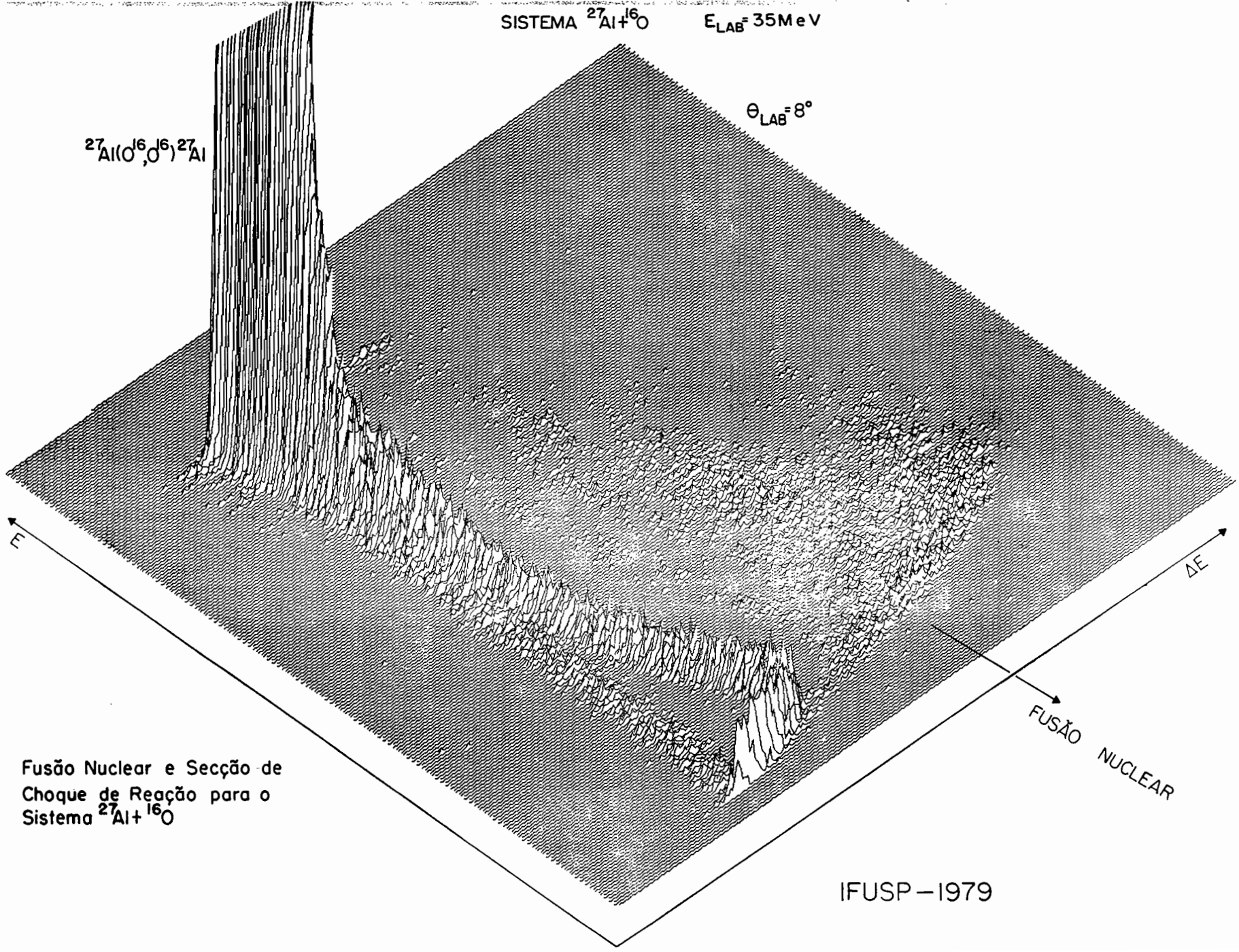
Na energia de bombardeio de 45.6 MeV, foi feito um estudo da contribuição de outros tipos de reações, para a secção de choque total de reação. Neste esquema, foi detetada experimentalmente a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$.

Os dados da secção de choque de fusão nuclear foram comparados com o modelo de Glas e Mosel, e foram obtidos valores do momento angular crítico (ℓ_{cr}). Contribuições de processos como emissão de pré-equilíbrio e fissão nuclear foram calculadas com o uso do código de evaporação "Alice".

A B S T R A C T

In this work we present cross-section measurements for nuclear fusion in the ^{27}Al + ^{16}O system, at ^{16}O bombarding energies of 45.6 MeV and 49 MeV. With the aid of the optical model, the elastic scattering of ^{16}O by ^{27}Al was used to calculate reaction cross-section from 30 MeV to 45.6 MeV. At 45.6 MeV contributions by reaction mechanisms other than fusion were studied,

The nuclear fusion cross-sections were compared with the model of Glas and Mosel and values of the critical angular momentum (ℓ_{cr}) extracted at the above cited energies. Contributions by fusion and pre-equilibrium emission were calculated with the code "Alice".



Fusão Nuclear e Secção de Choque de Reação para o Sistema $^{27}Al+^{16}O$

IFUSP – 1979

ÍNDICE

pág.

I. INTRODUÇÃO 1

II. PARTE EXPERIMENTAL 3

II-1. FEIXE DE PARTÍCULAS 3

II-2. TRANSPORTE DO FEIXE E ACELERADOR PELLETRON 3

II-3. CÂMARA DE ESPALHAMENTO E ALVOS 6

II-4. DETETORES 9

II-4a. MEDIDAS DOS ESPECTROS DE ENERGIA .. 9

II-4b. MEDIDAS COM O TELESCÓPIO E-ΔE 11

II-5. ELETRÔNICA 16

II-5a. ELETRÔNICAS UTILIZADAS PARA MEDIDAS DOS ESPECTROS DE ENERGIA COM O TELESCÓPIO E-ΔE 16

II-5b. ARMAZENAMENTO DOS PULSOS E E ΔE ... 19

III. RESUMO TEÓRICO 20

III-1. PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS DAS REAÇÕES COM ÍONS PESADOS 20

III-2. COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO 24

III-3. ESTIMATIVA PARA A SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO 28

III-4. FUSÃO NUCLEAR DO PONTO DE VISTA DO MODELO DE GLAS E MOSEL 35

III-5. FUSÃO NUCLEAR - DINÂMICA DO PROCESSO 38

IV. MEDIDAS, PROCESSAMENTO DE DADOS E RESULTADOS 40

IV-1. FUSÃO NUCLEAR NO SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$ (E_{LAB} = = 45.6 MeV E 49 MeV) 40

IV-1a. DISTRIBUIÇÕES ANGULARES E NORMALIZAÇÃO DAS MEDIDAS 40

IV-1b. SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR NAS ENERGIAS DE 45.6 MeV E 49 MeV . 46

pág.

IV-2. REAÇÃO $^{27}Al(^{16}O,C)$ 49

IV-2a. DISTRIBUIÇÃO ANGULAR PARA E_{LAB} = = 45.6 MeV 49

IV-2b. SECÇÃO DE CHOQUE EM 45.6 MeV E CURVA DE EXCITAÇÃO EM $\theta_{LAB} = 8^o$ (40 MeV $\leq \theta_{LAB} \leq$ 59 MeV) 51

IV-3. ESPALHAMENTO ELÁSTICO E INELÁSTICO DE ^{16}O EM ^{27}Al 52

IV-3a. DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO 52

IV-3b. ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ^{16}O EM ^{27}Al (E_{LAB} = 45.6 MeV) 56

V. SUMÁRIO DOS RESULTADOS E ANÁLISE 58

V-1. PARÂMETROS OBTIDOS DA SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR E O MODELO DE GLAS E MOSEL . 58

V-2. COMENTÁRIOS SOBRE O CONJUNTO DE DADOS DE SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$ 61

V-3. FUSÃO NUCLEAR E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$ 63

V-4. CÁLCULOS SOBRE OUTROS PROCESSOS DIFERENTES DA FUSÃO NUCLEAR 67

V-5. REAÇÃO $^{27}Al(^{16}O,C)$ 70

VI. CONCLUSÕES FINAIS 72

REFERÊNCIAS 74

I - INTRODUÇÃO

A Fusão Nuclear entre alvo e projétil tem sido, nos últimos anos, o tipo de reação nuclear com íons pesados a ser mais estudado, pois este tipo de reação predomina, em termos de secção de choque total de reação, numa faixa grande de energias de bombardeio (Ba 77). Por outro lado, o estudo de outros tipos de reação tem bastante interesse quando se quer compreender melhor o que acontece na interação de sistemas pesados. Experimentalmente, isto significa estudar os canais abertos mais importantes. Estes estudos têm sido a preocupação maior do grupo de íons pesados do Laboratório Pelletron.

A formação deste grupo deu-se por volta de 1974 com o desenvolvimento de técnicas experimentais para identificação de produtos de reações com íons pesados. Sendo assim, foi construído um telescópio E-ΔE (Subsecção II-4c), onde ΔE é um contador proporcional e E, um detetor de estado sólido. Além disso, foi desenvolvida toda a estrutura do sistema de aquisição de dados associada ao uso deste instrumento (Ac 75). Todo o aparato experimental foi testado (Pe 78), em 1976, com a reação de fusão $^{12}C + ^{16}O$, e a reação de transferência de um próton $^{27}Al(^{16}O,^{15}N)^{28}Si$. As primeiras medidas da secção de choque de fusão para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$ se iniciaram logo depois, sendo concluídas no início de 1978. A utilização do aparato experimental (Subsecção II-4b) foi feita de tal maneira a se poder detetar simultaneamente outras reações, como é o caso da reação $^{27}Al(^{16}O,C)$.

Paralelamente, foram medidas distribuições angulares dos espalhamentos elástico (Cr 79) e inelástico (Subsecção IV-3). Todo este conjunto de informações, associadas às já existentes (Da 75) (Ko 76) (Ba 77) (Co 76) (Ei 77), deu-nos uma melhor compreensão do que acontece na interação de ^{16}O e ^{27}Al.

Nossas medidas foram feitas na faixa de energia do feixe incidente (^{16}O) de 30 a 59 MeV (Secção IV), sendo que na energia de 45.6 MeV foi feito um estudo mais detalhado, segundo o esquema descrito acima.

Do ponto de vista de análise dos dados experimentais foi implantado no computador IBM/360-44 o código de evaporação "Alice", de autoria de M. Blann (Bl 78). Com isto pôde-se obter para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$ estimativas das secções de choque: de fissão, de emissão de pré-equilíbrio e total de reação.

A determinação mais refinada da secção de choque de reação foi analisada, utilizando-se o modelo óptico nas distribuições angulares do espalhamento elástico (Cr 79). Com os ajustes feitos, foram calculados os coeficientes de transmissão e, subseqüentemente, a secção de choque total de reação em várias energias (Subsecção IV-3a).

II - PARTE EXPERIMENTAL

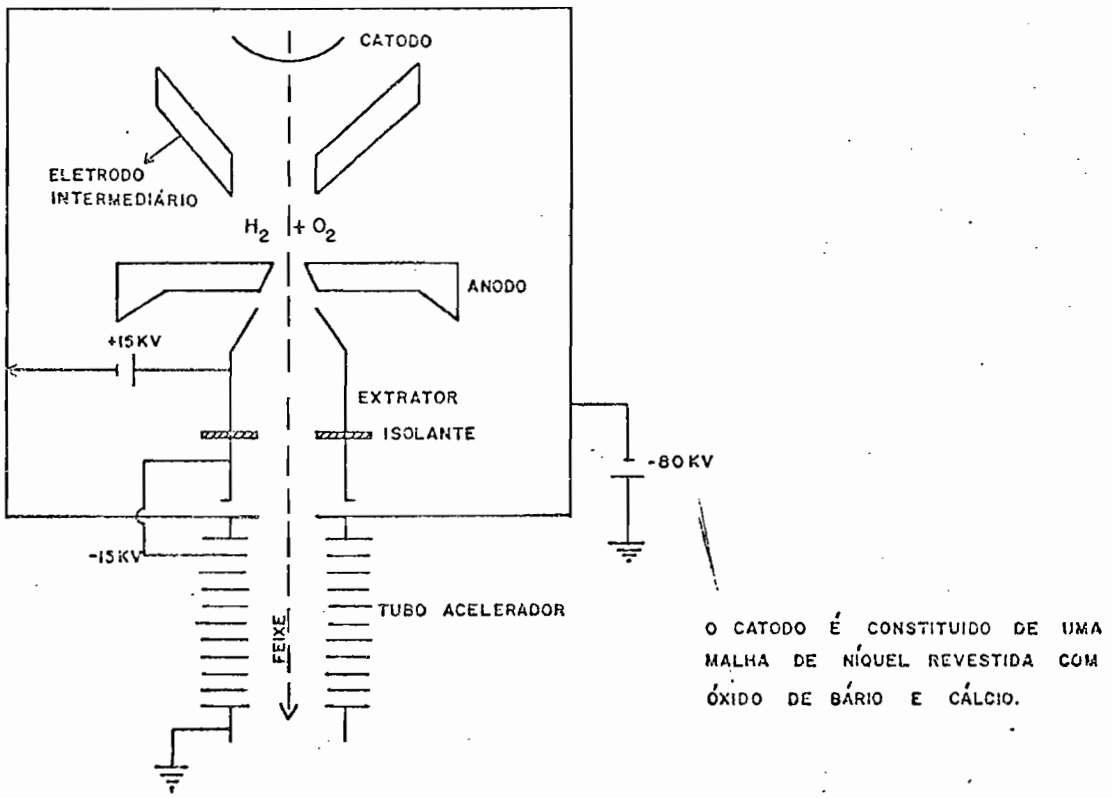
II-1. FEIXE DE PARTÍCULAS ($^{16}O^-$)

O uso do acelerador Pelletron (Sa 74) do tipo "tandem" exige a injeção de íons negativos; para tanto, foi utilizada uma fonte do tipo duoplasmatron (La 65), cujo esquema se encontra na Figura II-1. Neste tipo de fonte de íons, o plasma, que é constituído por íons positivos e negativos, é formado a partir da emissão de elétrons provenientes de um filamento aquecido (catodo). O confinamento do plasma, na região do eletrodo intermediário (swichen), é conseguido pela ação de um campo magnético produzido por ímãs permanentes.
O gás utilizado para a formação do plasma é composto por uma mistura de H_2 e O_2 , na proporção em pressão de 100:1, sendo a pressão total da ordem de 600 militorrs. Os íons negativos ($^{16}O^-$) são então extraídos através de um pequeno orifício ($\sim$ 1.5mm de diâmetro), localizado no anodo, pela ação de um eletrodo de extração. A partir daí, o feixe de íons ($^{16}O^-$) é energizado e focalizado pela ação de um tubo pré-acelerador polarizado com tensão de -80KV, com relação ao plano terra (Vide esquema das polarizações - Figura II-1). Este fato garante condição óptica adequada para se iniciar o transporte do feixe até a entrada do acelerador Pelletron.

II-2. TRANSPORTE DO FEIXE E ACELERADOR PELLETRON (Figura II-2)

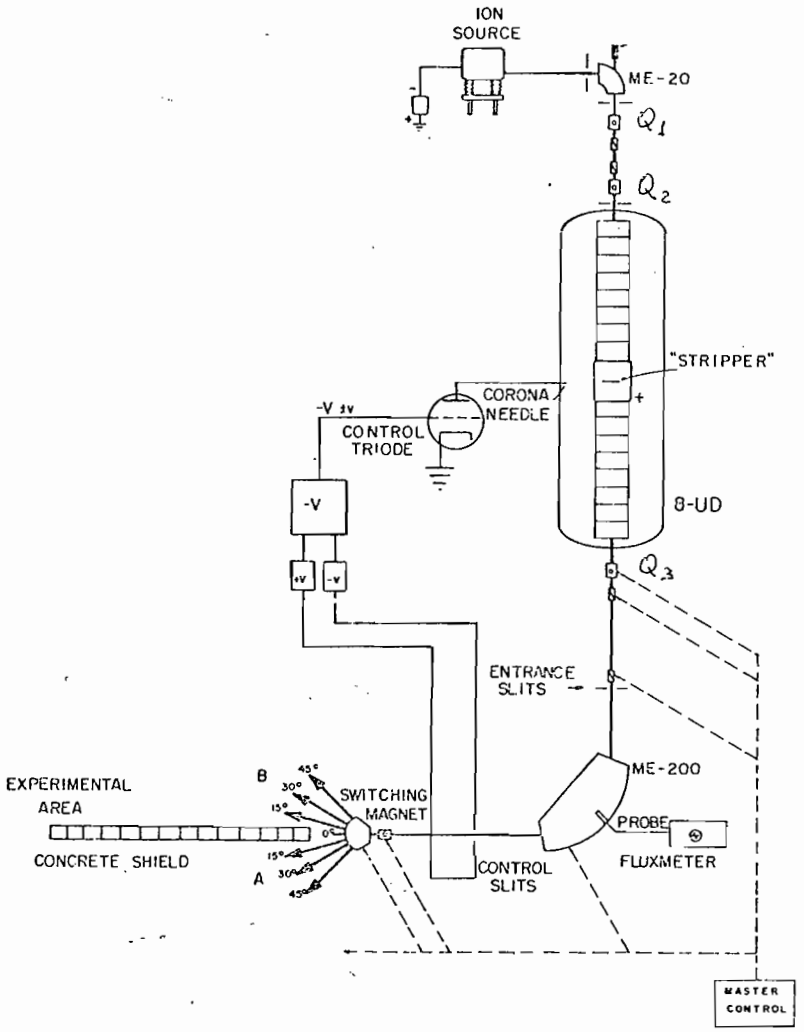
O feixe de $^{16}O^-$, produzido na fonte duoplasmatron, é inicialmente defletido de 90° pela ação de um eletroímã (ME-20), sendo então focalizado por dois dubletos de quadrupolos magnéticos (Q_1 e Q_2) e injetado no acelerador Pelletron. Este acelerador acelera em dois estágios o feixe injetado. No primeiro estágio, o feixe negativo adquire uma energia igual a V(MeV), onde V é o potencial do terminal dado em megavolts.

FIGURA II-1



Esquema da fonte de íons (Duoplasmatron)

FIGURA II-2



Acelerador Pelletron e equipamentos periféricos

No segundo estágio, ocorre a troca de carga de íon no "stripper", que é constituído por uma folha de carbono de espessura aproximada de $10\mu g/cm^2$. Como o feixe passa a ser constituído por íons positivos, este é novamente acelerado pelo mesmo potencial V. Sendo assim, a energia total do íon, na saída do acelerador, é igual a:

$$E_{total} = (Z+1) \times V(MeV) \qquad (II-1)$$

onde V é dado em megavolts

Z é o estado de carga do íon na saída do "stripper"

Na expressão (II-1) não está incluída a energia de injeção do feixe ($\sim$ 80 keV).

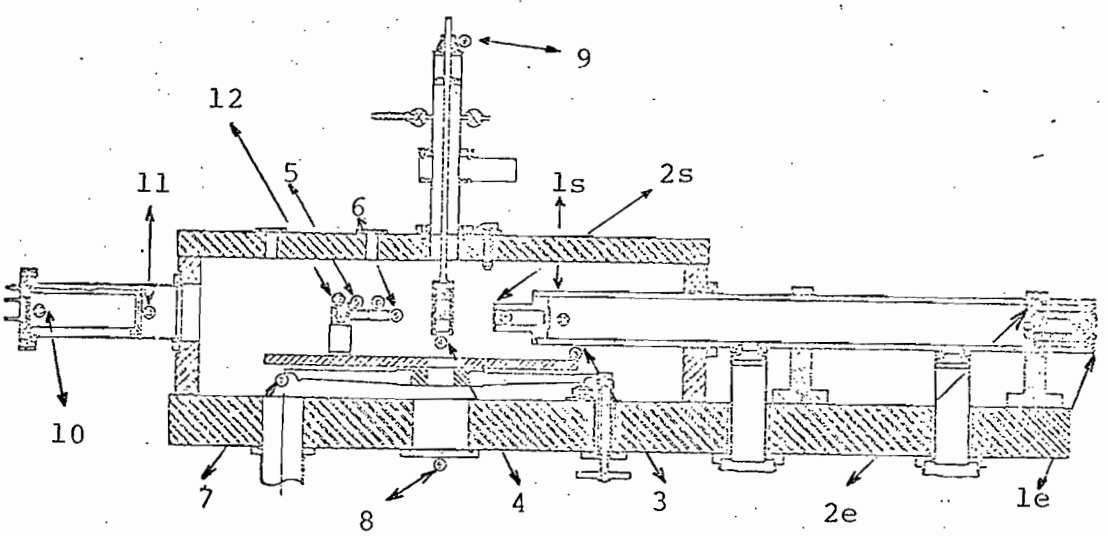
Seguindo o processo de transporte do feixe, o mesmo é novamente focalizado por um dubleto de quadrupolo magnético (Q_3), sendo então injetado na câmara de um outro analisador eletroímã (ME-200). Neste estágio, o feixe é novamente defletido de 90° e é feita a análise do mesmo. Esta análise (Ro 76) corresponde à determinação do tipo de íon e de sua respectiva energia. Outra função associada ao eletroímã ME-200 é a de controlar a energia do feixe proveniente do acelerador (Pe 75). Como fase final no transporte do feixe, o mesmo é defletido pela ação de um outro eletroímã (switching-magnet), que o dirige para a canalização a ser utilizada na experiência.

II-3. CÂMARA DE ESPALHAMENTO E ALVOS

II-3a. CÂMARA DE ESPALHAMENTO

Nas experiências feitas foi utilizada uma câmara de espalhamento de 1m de diâmetro (Figura II-3), localizada na extremidade da canalização 30-B do Laboratório do acelerador Pelletron. Em operação, a pressão de trabalho em seu

FIGURA II-3



Corte vertical da câmara de espalhamento

1 e 2) 1E e 2E, 1S e 2S = fendas de entrada e saída para definição do feixe

3) suporte dos detetores

4) porta-alvos

5 e 6) colimadores dos detetores

7) escala graduada para leitura do ângulo de observação (θ_{LAB})

8) conetores BNC para conexão com os detetores

9) leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo

10) coletor de feixe

11) supressão eletrônica

12) montagem dos detetores de barreira de superfície

interior é da ordem de 10^{-6} torr utilizando-se uma bomba do tipo turbo-molecular. Um sistema de porta-alvos, montado no centro da câmara, permite a mudança de até 4 alvos sem quebra do vácuo na mesma. A definição geométrica do feixe antes de tocar o alvo é feita por dois conjuntos de colimadores. Cada conjunto é constituído por duas fendas circulares de tântalo, com aberturas de 2.5 e 3.0mm e espaçamento de 1m entre os dois conjuntos. Com esta montagem, consegue-se no alvo uma imagem do feixe aproximadamente circular, de 2.5mm de diâmetro.

Esta câmara de espalhamento permite a montagem de detetores do tipo barreira de superfície, com posicionamento angular mínimo de 10° entre os mesmos. No momento, só é possível montar um telescópio (E-ΔE) usando contador proporcional. A precisão de leitura da posição angular dos detetores é de 1 minuto.

II-3b. ALVOS

Nas experiências realizadas foram utilizados alvos de ^{27}Al de espessuras diferentes, conforme mostra a Tabela abaixo:

TABELA II-1

Experiência	Espessura
Grupo I: Espalhamento elástico e inelástico	$\sim$ 70μg/cm^2 (self-supporting)
Grupo II: Fusão nuclear e reação $^{27}Al(^{16}O,C)$	$\sim$ 14μg/cm^2 com cobertura de ouro de $\sim$ 0.5μg/cm^2

A técnica utilizada na confecção dos alvos foi a de evaporação em vácuo de Alumínio metálico (∿ 99.9%), pela passagem de corrente elétrica em um cadinho de tungstênio. Pelo mesmo processo foi feita a camada fina de ouro nos alvos de ^{27}Al, utilizados nas experiências do grupo II (Tabela II-1). A presença do ouro nos alvos foi utilizada na normalização dos dados experimentais (Subsecção IV-a).

A presença de contaminantes nos alvos pôde ser, na maioria, detetada pela análise de espectros de energia dos produtos de reação (Figura II-4). Além disso, foi feita uma análise suplementar* nos alvos de ^{27}Al para se detetar o grau de contaminação de ^{28}Si. O ^{28}Si não pode ser detetado pela análise dos espectros (Figura II-4), por não se ter suficiente resolução em energia para separar os picos correspondentes às reações $^{27}Al(^{16}O,^{16}O)^{27}Al$ e $^{28}Si(^{16}O,^{16}O)^{28}Si$. Os resultados desta análise suplementar mostraram um teor de contaminação de ^{28}Si inferior a 0.1%. Para se determinar a influência dos dados experimentais dos contaminantes ^{12}C e ^{16}O, foram utilizados ainda alvos de ^{12}C (∿ 10μg/cm^2) e de ^{16}O (∿ 10μg/cm^2). Este último alvo foi conseguido pela oxidação de um alvo de lantânio.

II-4. DETETORES

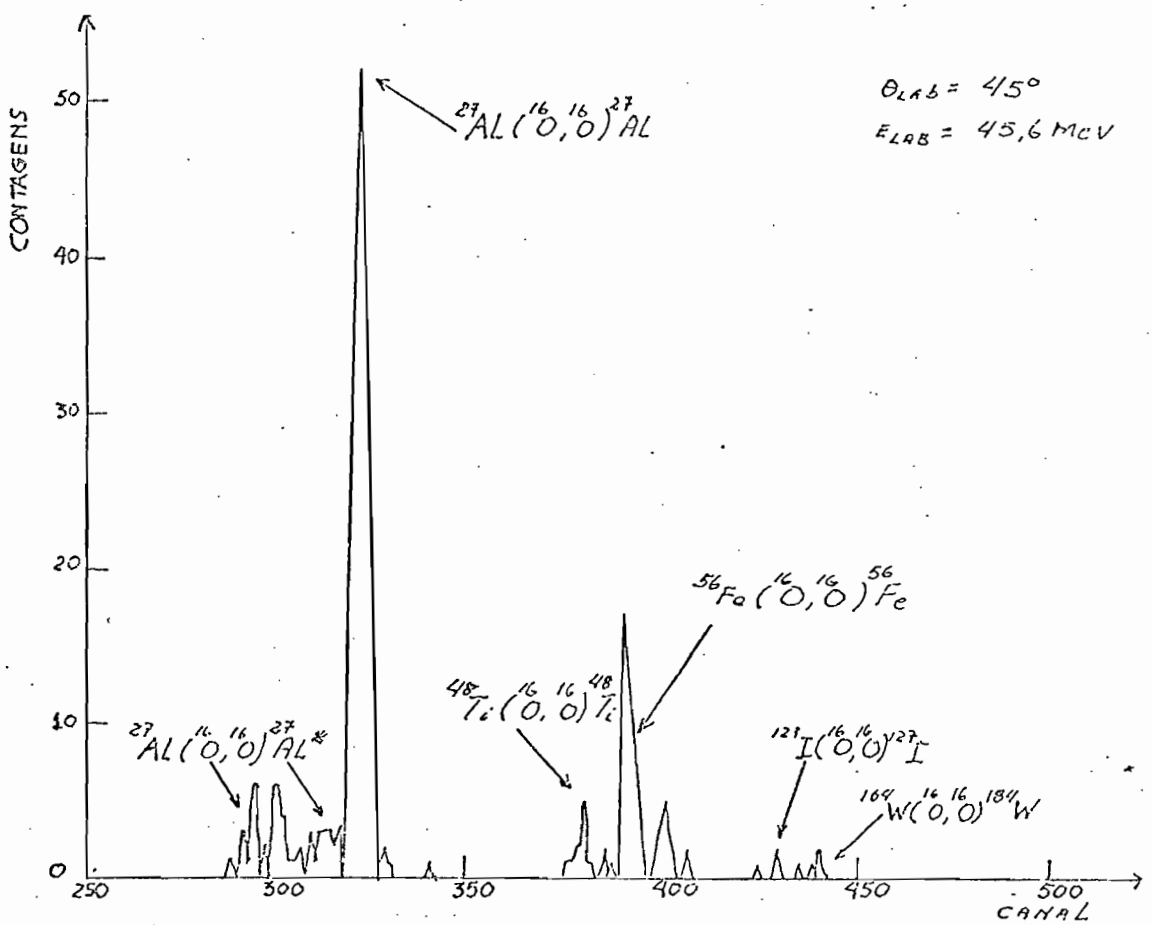
II-4a. MEDIDAS DOS ESPECTROS DE ENERGIA

Nas experiências do grupo I (espalhamento elástico e inelástico), os produtos das reações foram identificadas pela análise dos espectros de energia (Figura II-4). Para isso, foram utilizados 4 detetores de barreira de superfície de espessura nominal igual a 100μm, com intervalo angular de 10° entre eles (Cr 79). Além disso, foi utilizado mais um detetor (∿ 100μm), fixo na posição θ_{LAB} ∿ 15°, para normalização das medidas feitas.

---

* *Análise pelo método de espectroscopia de emissão e microssonda eletrônica, feita no Instituto de Pesquisas Tecnológicas - São Paulo.*

FIGURA II-4



Espectro de energia típico para a reação ^{27}Al + ^{16}O, em ângulo traseiro ($\theta_{LAB} = 45^{o}$)

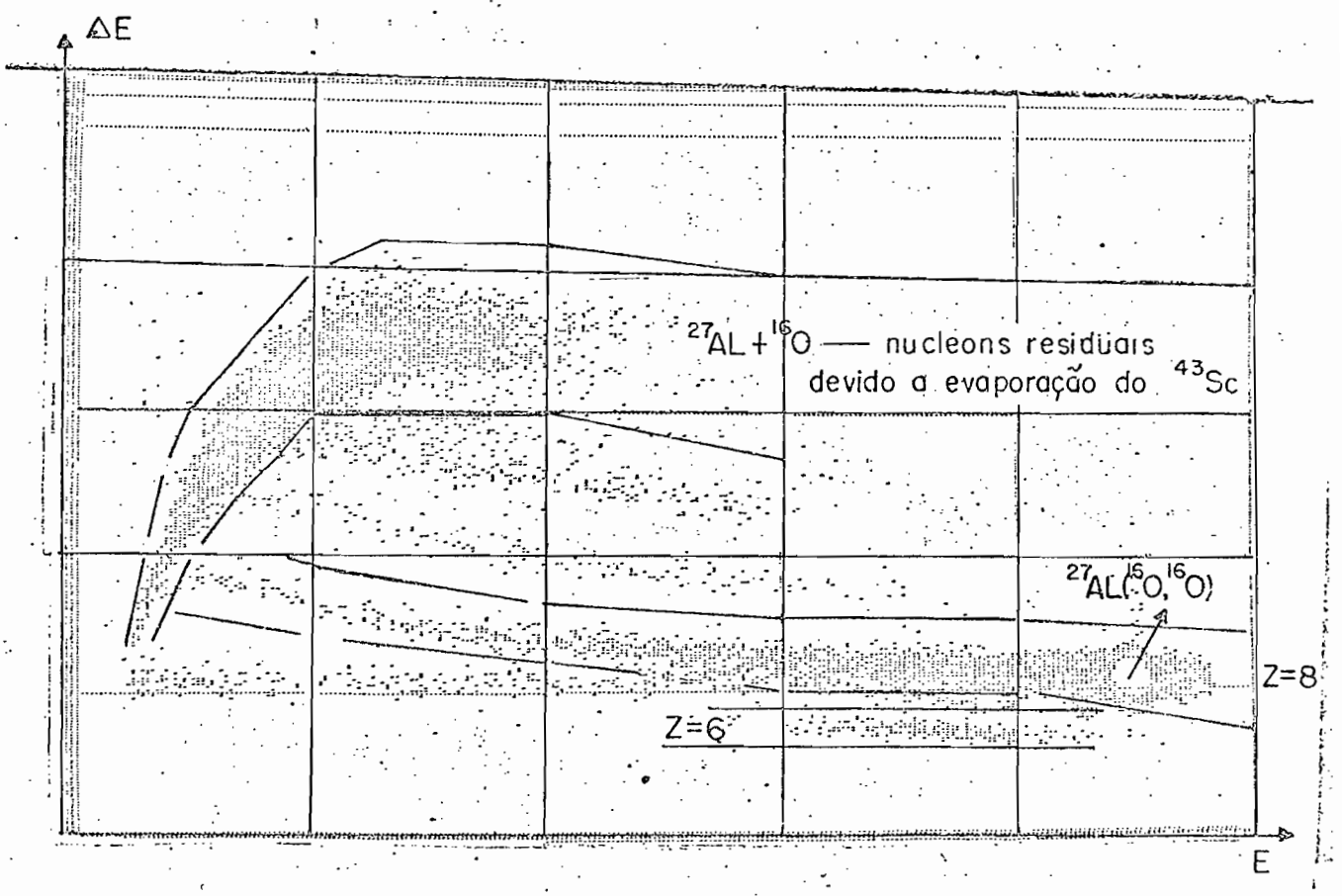
II-4b. MEDIDAS COM O TELESCÓPIO E-ΔE

Nas experiências do grupo II (fusão nuclear e reação $^{27}Al(^{16}O,C)$), foi utilizado um telescópio E-ΔE, para identificação dos produtos de reações. Neste telescópio (Subsecção II-4c), o contador é um detetor de barreira de superfície (espessura ∿ 100μm), e o detetor ΔE é um contador proporcional (Pe 78). No estudo do sistema $^{27}Al + ^{16}O$, mediu-se a secção de choque de fusão pela deteção dos núcleos residuais, provenientes do processo de evaporação do núcleo composto (^{43}Sc). Para tanto, foi feita a análise dos espectros biparamétricos E Vs ΔE (Figura II-5). Com essa análise não foi possível uma identificação do número atômico daqueles núcleos residuais, embora estes constituam de per si um grupo perfeitamente separável dos produtos mais leves da reação (Figura II-5). A mesma observação pode ser feita para a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$, onde o grupo tomado pelos núcleos de carbono detetados não se mistura com os demais produtos de reação detetados (Figura II-5).

II-4c. PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DO TELESCÓPIO E-ΔE

O esquema do telescópio E-ΔE encontra-se na Figura II-6. O contador proporcional (ΔE), de forma cilíndrica, tem um comprimento efetivo de 69mm e um diâmetro de 21,5mm. O fio do contador tem 20μm de diâmetro e é constituído de tungstênio com uma cobertura superficial de ouro. Este fio é envolto por um anel de guarda em forma de calha, com o objetivo de se restringir a coleção de carga a uma região de campo elétrico homogêneo. A função do detetor de estado sólido (E) é a de medir a energia remanescente da partícula, depois que esta perde uma energia (ΔE) no contador proporcional.
O gás utilizado no contador proporcional é uma mistura, em pressão, de 90% de Argônio e 10% de metano (P-10). Com o uso

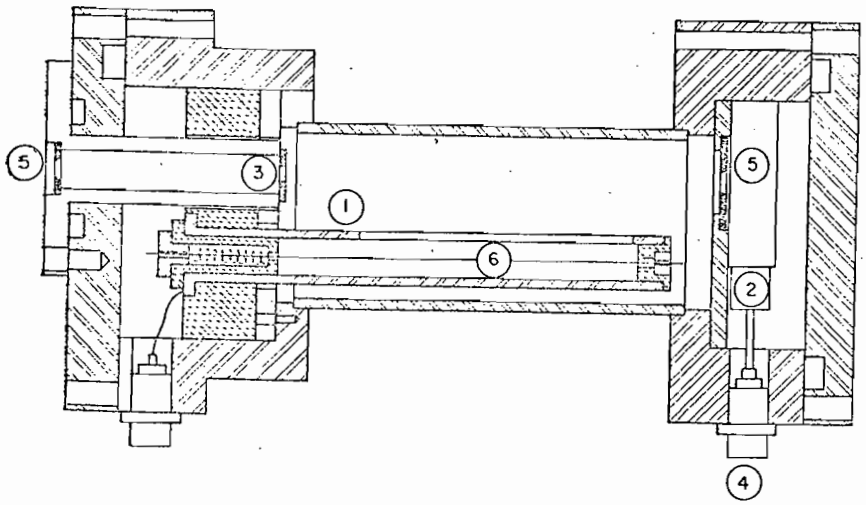
FIGURA II-5



Espectro biparamétrico E Vs ΔE (256 x 256)

1) *Reação* $^{27}Al + ^{16}O$, $E_{LAB}(^{16}O) = 45.6$ *MeV*
2) *Ângulo de observação* $(\theta_{LAB}) = 20^{o}$
3) *Região (1), separada mais acima, corresponde ao grupo de núcleos residuais resultantes da evaporação do núcleo composto* (^{43}Sc)
4) *Região (2), Z = 8, corresponde à região de partículas de Oxigênio detetadas, destacando o espalhamento elástico*
5) *Região (3), Z = 6, corresponde às partículas de Carbono detetadas, devido em sua quase totalidade à reação* $^{27}Al(^{16}O,C)$
6) *Entre as regiões (2) e (3) as partículas detetadas correspondem, principalmente, às reações de fusão* $^{12}C + ^{16}O$ *e* $^{16}O + ^{16}O$ $(^{12}C$ *e* $^{16}O \rightarrow$ *contaminantes presentes no alvo)*

FIGURA II-6



Vista em corte vertical do telescópio E-ΔE

1) *anel de guarda*
2) *detetor de estado sólido (E)*
3) *janela de entrada*
4) *conetores "Microdot" para o fio, calha e detetor de estado sólido*
5) *colimadores*
6) *fio de tungstênio com cobertura de ouro*

de um manostato*, um fluxo contínuo de gás é mantido no contador, e a pressão é mantida constante dentro de ± 0.2 torr. Para se medir a secção de choque de fusão para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, a pressão utilizada foi de ∿ 15 torr, que corresponde a se utilizar um detetor equivalente de Silício, de 1.5μm de espessura. A fenda de entrada do telescópio é constituída de um plástico denominado "Vyns" (Fo 75). A espessura desta janela é da ordem de 30μs/cm^2, que se traduz numa perda de energia de 200keV para um íon de ^{16}O de 20 MeV. O ângulo sólido subentendido entre o telescópio (E-ΔE) e o alvo é de, aproximadamente, 10^{-4} esferoradianos.

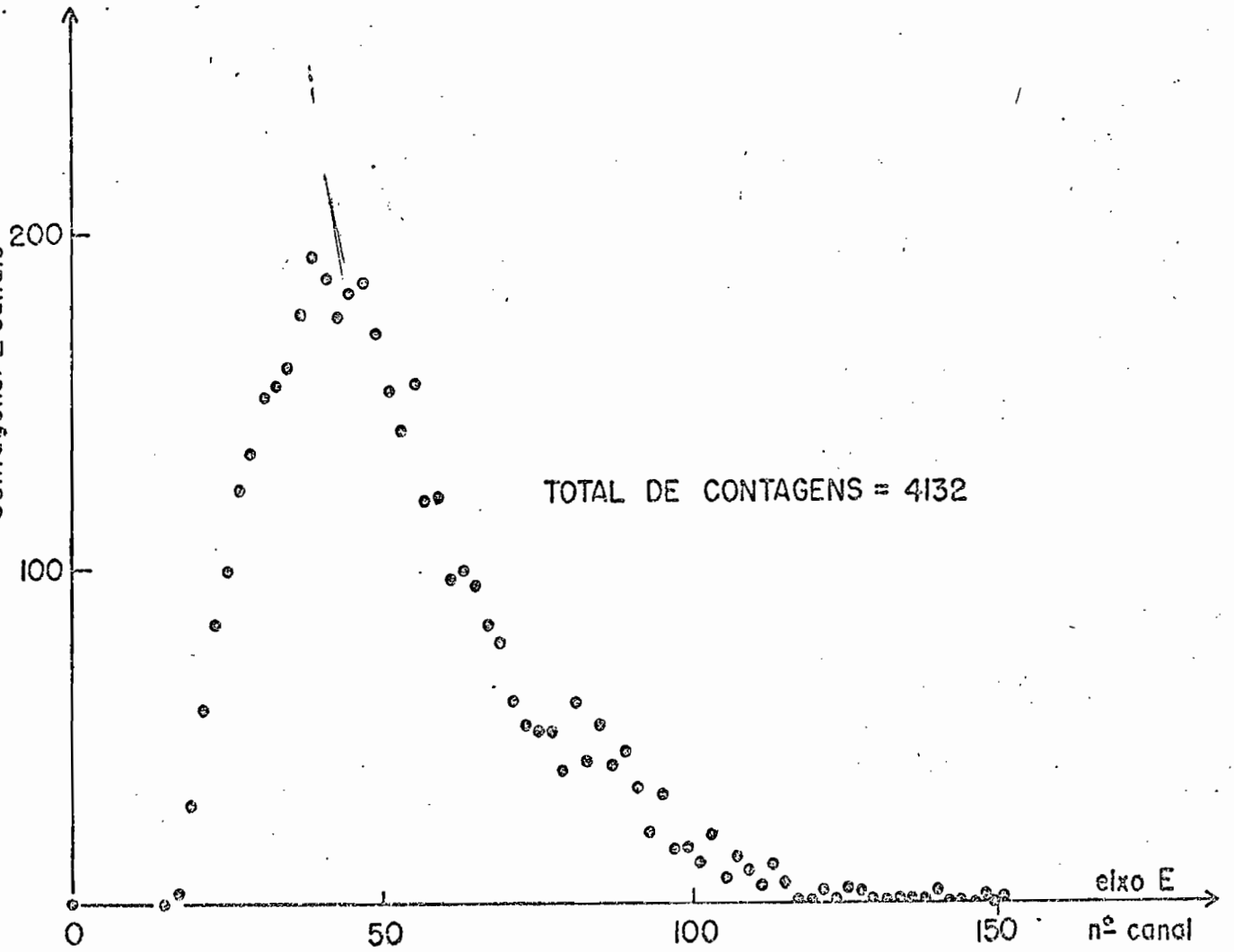
II-5. ESPECTROS BIPARAMÉTRICOS (E Vs ΔE)

Os espectros biparamétricos (E Vs ΔE) são construídos no computador IBM/360-44 com os parâmetros E e ΔE medidos simultaneamente. Estes parâmetros, após serem processados por um circuito eletrônico convencional de coincidência (Subsecção II-5a), são armazenados, evento por evento, num computador Honeywell DDP-516 , com o uso de uma interface desenvolvida no Laboratório Pelletron (Po 73). Estes dados são, então, transferidos para um segundo computador IBM/360-44 de porte bem maior que o primeiro. Neste estágio, o espectro biparamétrico é construído num processo "fora de linha", sendo em seguida armazenado em fita magnética. Um conjunto de códigos de computação foi desenvolvido para se fazer a análise desses espectros. Com esses códigos é possível selecionar regiões de interesse do espectro biparamétrico e projetá-las em um ou em ambos os eixos de parametrização. Uma projeção no eixo E do grupo dos núcleos residuais provenientes da evaporação de ^{43}Sc, formado na reação $^{27}Al + ^{16}O$, é mostrada na Figura II-7.

---

* *Produto da "Manostat Corporation", 20 North-Moore Street, New York B, N.Y., E.U.A..*

FIGURA II-7



1) *Espectro correspondente à projeção no eixo E dos núcleos residuais devido à evaporação do núcleo composto (Figura II-5)*

2) *Ângulo de observação* $\theta_{LAB} = 20^{o}$

3) *Energia do feixe incidente* (^{16}O) $E_{LAB} = 45.6$ *MeV*

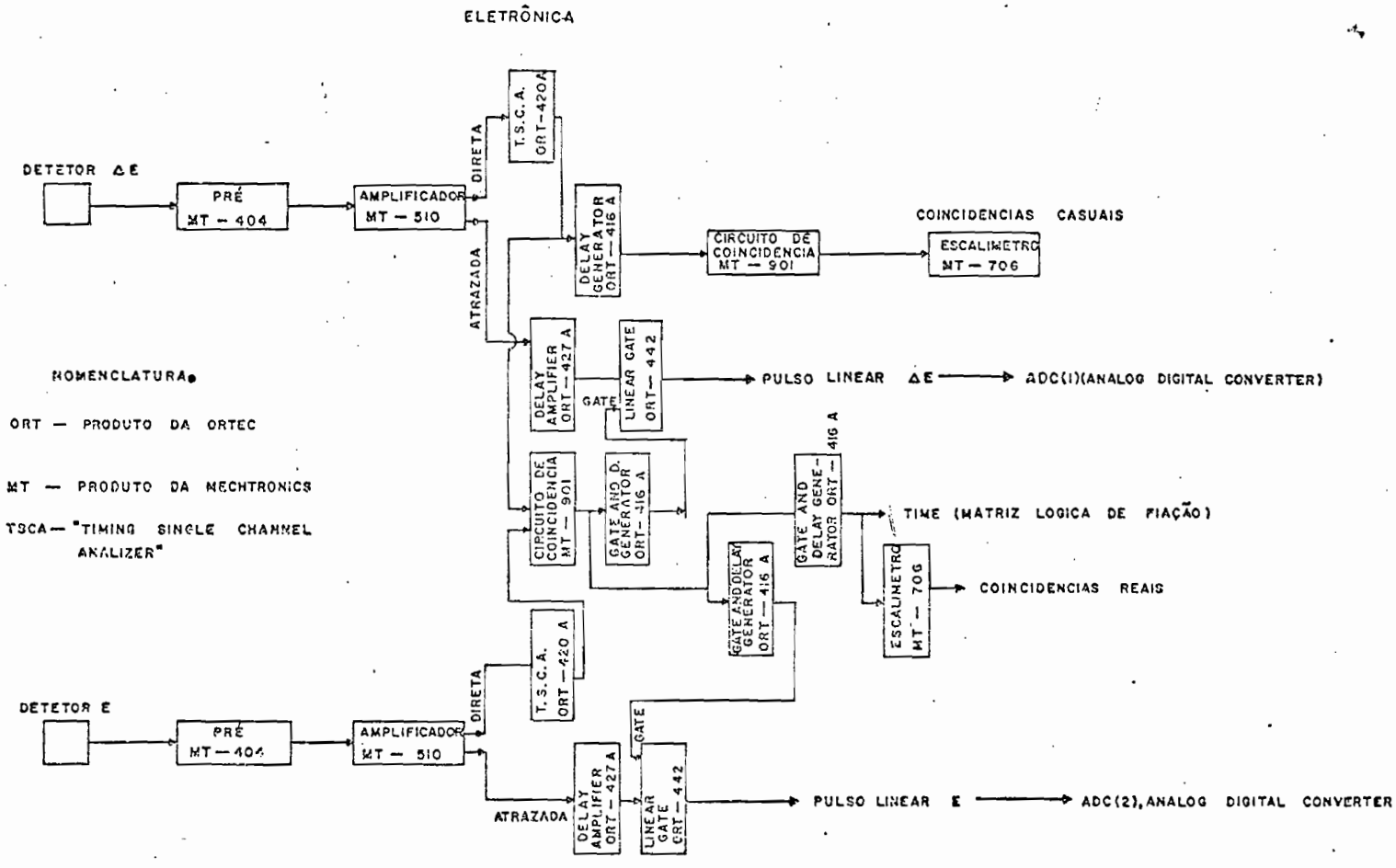
II-5. ELETRÔNICA

II-5a. ELETRÔNICAS UTILIZADAS PARA MEDIDAS DOS ESPECTROS DE ENERGIA E COM O TELESCÓPIO E-ΔE

Para medidas dos espectros (Subsecção II-4c), foi utilizada uma eletrônica bem simples (Cr 75), constituída basicamente por um pré-amplificador e um amplificador. Os pulsos digitalizados num ADC ("Analog-Digital Converter") são armazenados no computador Honeywell DDP-516. No caso de medidas com o telescópio (E-ΔE), a eletrônica utilizada é mais complicada e se encontra esquematizada na Figura II-8. Nessa eletrônica, é feita a coincidência dos sinais E e ΔE, após terem os mesmos passado por estágios de pré- e amplificação. A coincidência desses pulsos é feita no circuito (MT-901) com o ajuste em tempo dos mesmos, feito com 2 circuitos "Timing-Single Channel Analyzer". A saída do circuito de coincidência, depois de passar por um circuito "Gate and Delay Generator", serve de "Gate" para 2 circuitos do tipo "Linear Gate". As saídas desses circuitos dão os pulsos lineares E e ΔE, e as entradas dos mesmos são provenientes das saídas atrasadas dos amplificadores.

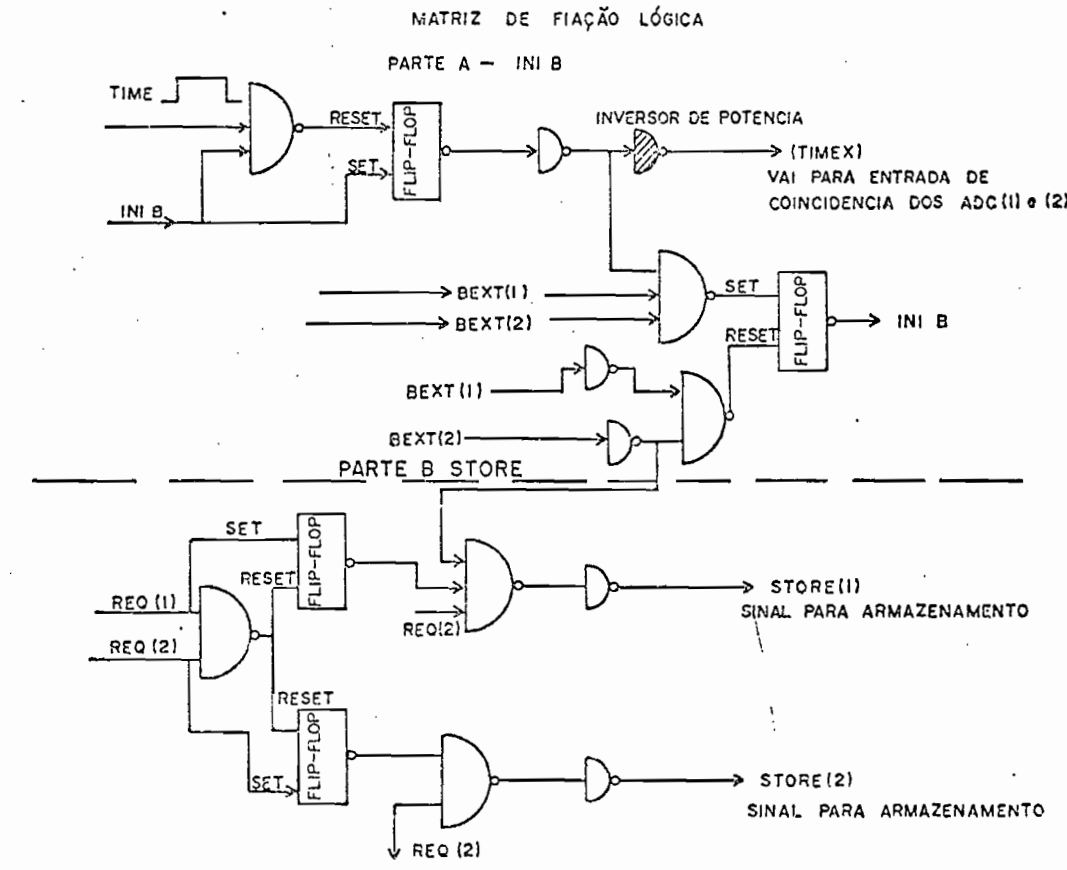
São utilizados ainda 2 circuitos do tipo "Delayed-Amplifier", para ajuste em tempo dos sinais provenientes das saídas atrasadas dos amplificadores. Os pulsos lineares, em coincidência E e ΔE, seguem então para o processo de digitalização em 2 circuitos ADC. A eletrônica utilizada ainda fornece medidas em escalímetros do número de coincidências reais e casuais. Além disso, é extraído da mesma um pulso denominado "Time", em coincidência com os sinais lineares E e ΔE. Este pulso serve de acoplamento entre esta eletrônica e a parte lógica da matriz de fiação (Vide Subsecção II-5b).

FIGURA II-8



Circuito de coincidência para os pulsos E e ΔE

FIGURA II-9



NOMENCLATURA

BEXT(1) ⟶	SINAL	QUE	PERDURA	DURANTE	O	TEMPO	DE	CONVERSÃO	E	LEITURA	DO	ADC(1)	
BEXT(2) ⟶	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"	ADC(2)	
REQ(1) ⟶	"	"	"	ENQUANTO	O	ADC(1)	ESTÁ	SENDO	LIDO	PELO	COMPUTADOR	DDP-516	
REQ(2) ⟶	"	"	"	"	"	ADC(2)	"	"	"	"	"	"	"

Circuito lógico para armazenamento dos parâmetros E e ΔE

II-5b. ARMAZENAMENTO DOS PULSOS E E ΔE

A coincidência analógica dos sinais E e ΔE não garante o armazenamento coerente dos mesmos no computador Honeywell DDP-516. Este fato é devido aos tempos de digitalização do pulso nos circuitos ADC serem dependentes da altura dos mesmos. Sendo assim, foi desenvolvido um circuito lógico, que possibilita o armazenamento dos pulsos de maneira coerente. Este circuito (Figura II-9) consta basicamente de 2 partes principais: "Inib" e "Store".

A parte da lógica "Inib" funciona num processo de realimentação, tendo como ponto de partida o pulso "Time" (Subsecção II-5a). A função da "Inib" é a de não permitir que, enquanto os circuitos ADC estiverem ocupados, um novo pulso "Time" consiga liberá-los. A liberação dos circuitos ADC é feita por um outro pulso denominado "Timex", que surge quando estes circuitos estiverem desocupados. Este pulso atua na entrada de coincidência dos circuitos ADC.

A segunda parte da lógica ("Store") não permite que a desocupação de um circuito ADC interrompa o processo de digitalização do outro. Esta parte funciona a partir dos sinais lógicos "Bext" e "Req". Estes sinais surgem quando um circuito ADC está digitalizando ou sendo lido pelo computador Honeywell, respectivamente. A lógica formada por estes sinais gera coerentemente os sinais lógicos "Store", utilizados para armazenamento dos pulsos E e ΔE.

III - RESUMO TEÓRICO

III-1. PROPRIEDADES GEOMÉTRICAS DAS REAÇÕES COM ÍONS PESADOS

As reações nucleares com íons pesados apresentam características próprias em relação àquelas com íons leves. Dentre estas características, as principais são:

(i) - forte interação coulombiana

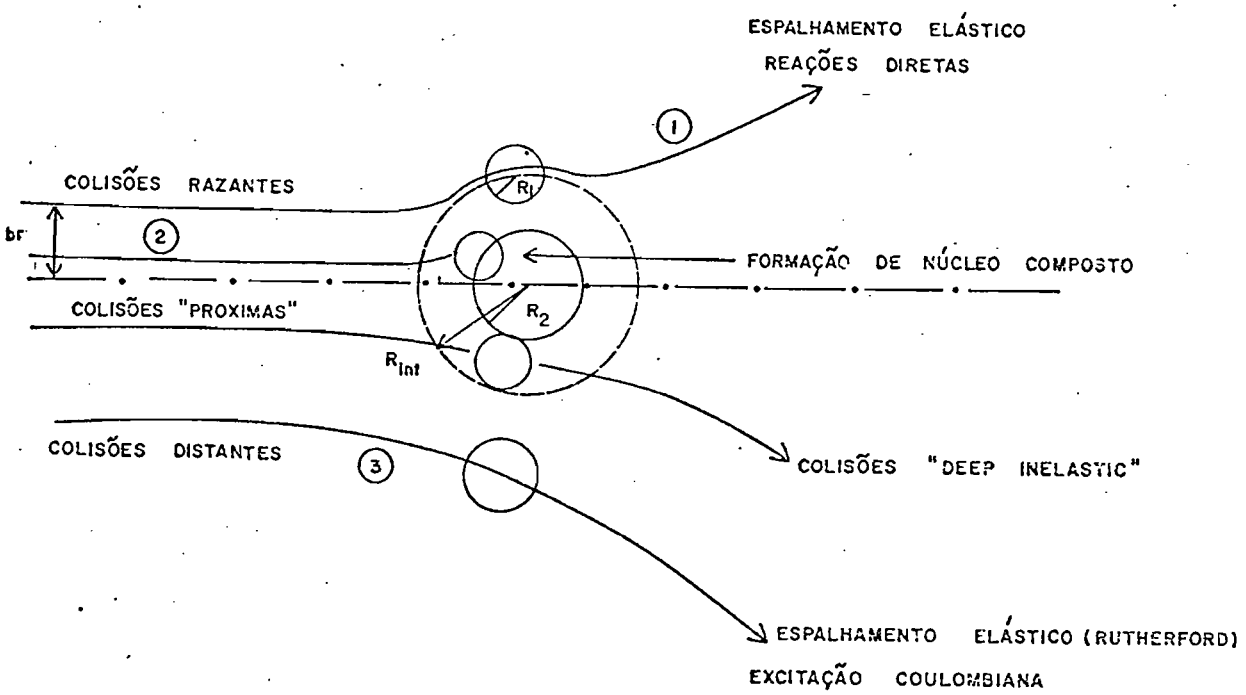
(ii) - forte absorção

(iii)- comprimento de onda (λ) pequeno, comparado com uma dimensão típica da região efetiva de interação (por exemplo, o raio de interação (R_{int}))

A característica (iii) leva-nos a pensar em órbitas para os sistemas pesados interagentes, enquanto que o fato de sistemas pesados terem difusibilidades pequenas, comparadas aos raios nucleares, nos leva a pensar em dimensões típicas que possam caracterizar a interação. Sendo assim, é razoável pensar-se em um esquema geométrico para este tipo de interação (Figura III-1).

As colisões rasantes (órbita 1), indicadas na Figura III-1, dentro deste esquema, estariam ligadas às reações nucleares de superfície como: transferência de 1 ou mais núcleons de um sistema para o outro, processos inelásticos envolvendo pequenas transferências de energia etc.. Estes tipos de reações ocorrem num tempo comparável com o tempo de colisão. Por outro lado, as interações que envolvem pequenos parâmetros de impactos (br), (órbita 2), requerem tempos maiores de interação. Dentre essas interações, assume particular importância a formação do núcleo composto ou fusão completa (nuclear) para os sistemas interagentes. Finalmente, as colisões distantes (órbita 3) (Figura III-1) estariam ligadas às interações de longo alcance (coulombianas), sendo as contribuições neste sentido voltadas principalmente para o espalhamento elástico e excitação coulombiana.

FIGURA III-1



Esquema visual de uma interação com íons pesados

Baseado na Figura III-1, teríamos, num quadro puramente clássico, a seguinte expressão para o momento angular (ℓ) envolvido na interação:

$$\ell = p \times br \qquad \text{(III-1)}$$

onde p é a quantidade de movimento.

No limite quântico:

$$\ell \rightarrow \ell + \frac{1}{2}$$

$$p \rightarrow \frac{h}{\lambda}$$

onde λ = comprimento de onda
h = constante de Planck

Sendo assim, dentro agora de um esquema semi-clássico, o parâmetro de impacto (br) teria a expressão:

$$br = \frac{\ell\lambda}{h} \qquad \text{(III-2)}$$

Do ponto de vista da interação em si, em termos da dimensão (R_{int}) que caracterizaria a região efetiva de interação, uma visão geométrica é mostrada na Figura III-2.

A área hachurada (ΔA), indicada na Figura III-2, corresponde, dentro desse esquema geométrico, à diferença, em termos de secção de choque de interação, entre as contribuições de momentos angulares consecutivos (ℓ e ℓ+1) e é igual a:

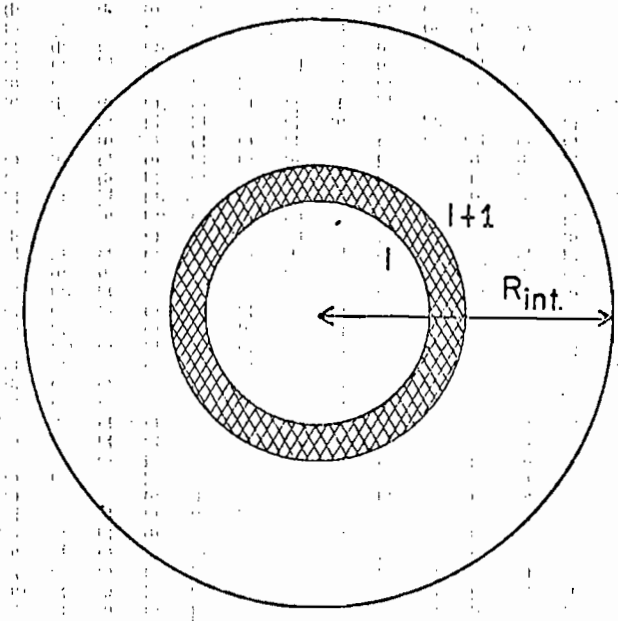
$$\Delta A = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2\ell+1) \qquad \text{(III-3a)}$$

Em termos de ondas parciais, ℓ, teríamos a seguinte expressão para a secção de choque total:

$$\sigma_{max} \rightarrow \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \qquad \text{(III-3b)}$$

$\sigma_{\ell,max}$ → secção de choque de interação total para a onda parcial (ℓ) = $\pi \lambda\!\!\!^{-2} (2\ell+1)$ (III-3c)

FIGURA III-2



$R_{int.}$ ⟶ raio da região efetiva da interação

Região efetiva de interação e secção de choque de interação

Surgem então, destas "especulações" geométricas sobre interações com íons pesados, as seguintes propriedades:

i) Como $\lambda << R_{int}$ (propriedade (ii) Subsecção III-1), significa que numa interação com íons pesados muitas ondas parciais participam da mesma na região efetiva de interação (onde ocorrem efetivamente as reações nucleares);

ii) Como $\lambda \propto \frac{1}{\sqrt{E_{CM}}}$, à medida que a energia de bombardeio aumenta mais e mais ondas parciais passam a participar da região efetiva de interação (R_{int}).

III-2. COEFICIENTES DE TRANSMISSÃO E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO

O coeficiente de transmissão T_ℓ, para uma onda parcial ℓ envolvida na interação, é definido pela relação:

$$T_\ell = \frac{\sigma_{r,\ell}}{\sigma_{\ell max}} \qquad \text{(III-3)}$$

onde $\sigma_{\ell max}$ = secção de choque total de interação

$\sigma_{r,\ell}$ = secção de choque total de reação para uma onda parcial ℓ, entendendo por reação o que acontece na interação fora o espalhamento elástico

Utilizando-se a equação (III-3a), obtemos a seguinte expressão para $\sigma_{\ell,r}$:

$$\sigma_{\ell,r} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2\ell+1) \times T_\ell \qquad \text{(III-4)}$$

Sendo assim, a secção de choque total de rea-

ção fica sendo igual a:

$$\sigma_{r,total} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\ell=0}^{\infty} T_\ell (2\ell+1) \qquad \text{(III-5)}$$

Levando-se, ainda, em conta que as "reações" acontecem numa região efetiva caracterizada por R_{int}, teríamos a seguinte aproximação para $\sigma_{r,total}$:

$$\sigma_{r,total} \simeq \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} T_\ell (2\ell+1) \qquad \text{(III-6)}$$

("Sharp-cuttoff model")

onde ℓ_{max} → máximo momento angular que contribui para a interação

$$T_\ell \rightarrow \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{max} \\ 0 & \ell > \ell_{max} \end{cases}$$

Na realidade, a expressão (III-5) pode ser deduzida num esquema quântico pelo tratamento do problema em termos da matriz S. Neste tratamento, os termos desta matriz associados ao espalhamento elástico S_ℓ são definidos da seguinte maneira:

$$S_\ell = \eta_\ell \, e^{i\delta_\ell(k)} \qquad \text{(III-7)}$$

onde η_ℓ → coeficiente de deflexão

δ_ℓ → deslocamento de fase ("phase-shift")

k → número de onda $= \frac{2\pi}{\lambda}$

Dentro deste formalismo, levando-se em conta a unitariedade da matriz S, os coeficientes de transmissão T_ℓ estão relacionados com os termos S_ℓ da seguinte maneira:

$$T_\ell = 1 - |S_\ell|^2 = 1 - |\eta_\ell|^2 \qquad \text{(III-8)}$$

E a secção de choque total de reação, definida anteriormente como o que acontece na interação menos o espalhamento elástico, fica igual a:

$$\sigma_{r,t} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_\ell =$$

$$= \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-|\eta_\ell|^2) \qquad \text{(III-9)}$$

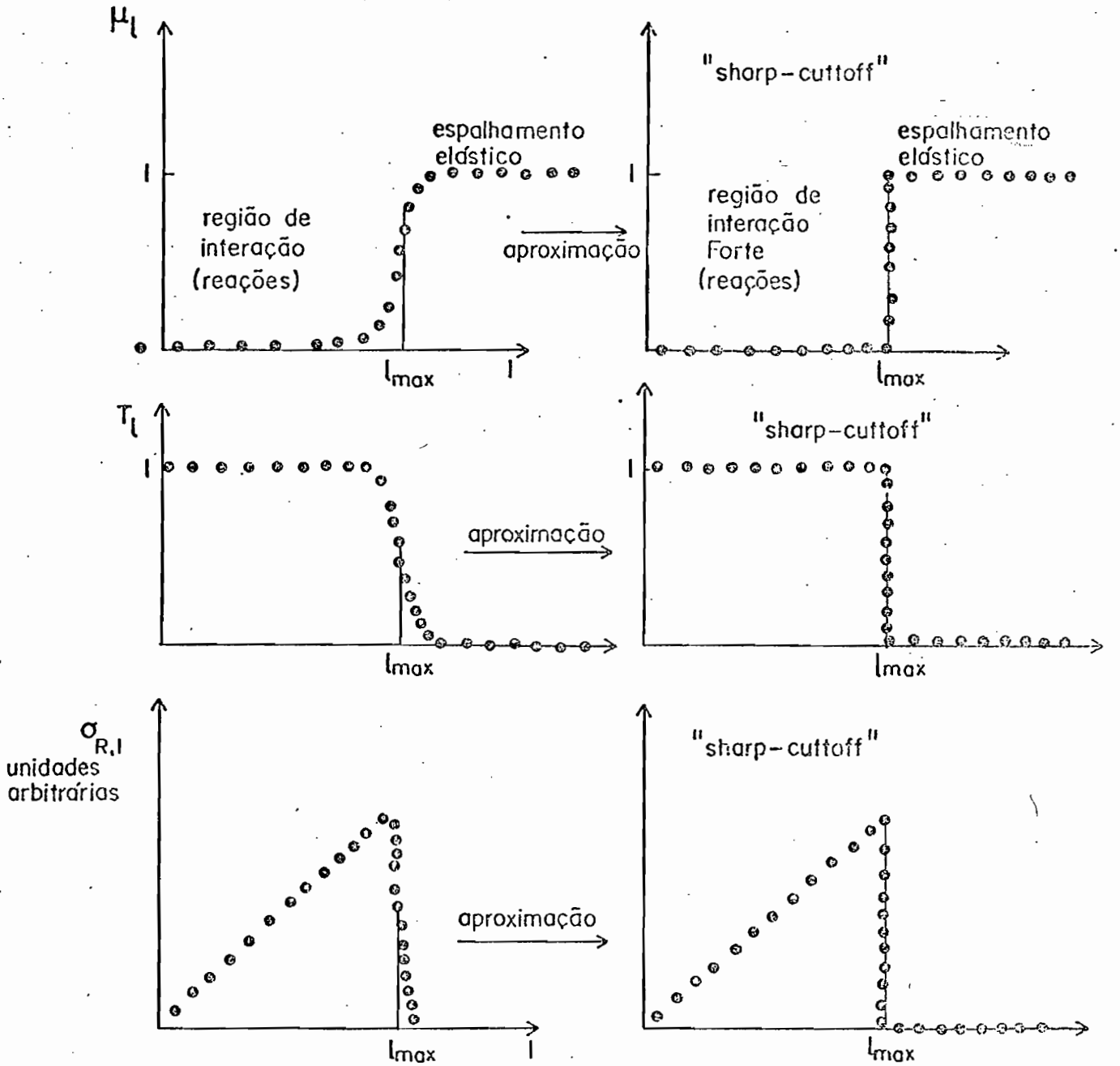
Este resultado não é específico às reações com íons pesados. Da análise, porém, de dados experimentais de espalhamento de íons pesados (Cr 79) verificam-se as seguintes propriedades para os coeficientes η_ℓ e T_ℓ, devido à forte absorção em reações com íons pesados:

i) $\eta_\ell \rightarrow$ aproximadamente zero para $\ell \leq \ell_{max}$, indicando que nesta região predominam as reações nucleares (Figura III-3a)

ii) $T_\ell \rightarrow$ aproximadamente igual a 1 para $\ell \leq \ell_{max}$ e zero para $\ell > \ell_{max}$ (Figura III-3c), o que indica que, para $\ell < \ell_{max}$, as ondas parciais envolvidas são absorvidas com a ocorrência de reações nucleares

iii) De i) e ii) surge a conclusão de que σ_ℓ é aproximadamente diferente de zero para

FIGURA III-3



Aproximação pelo "Sharp-Cuttoff Model" dos parâmetros η_ℓ, T_ℓ *e* $\sigma_{r,\ell}$

$\ell \leq \ell_{max}$ (região efetiva de interações nucleares (Figura III-3a)

iv) Das propriedades i), ii) e iii) têm-se as seguintes aproximações para T_ℓ, η_ℓ e $\sigma_{r,\ell}$ (Figura III-3b):

$$T_\ell = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{max} \\ 0 & \ell > \ell_{max} \end{cases}$$

$$\eta_\ell = \begin{cases} 0 & \ell < \ell_{max} \\ 1 & \ell > \ell_{max} \end{cases}$$

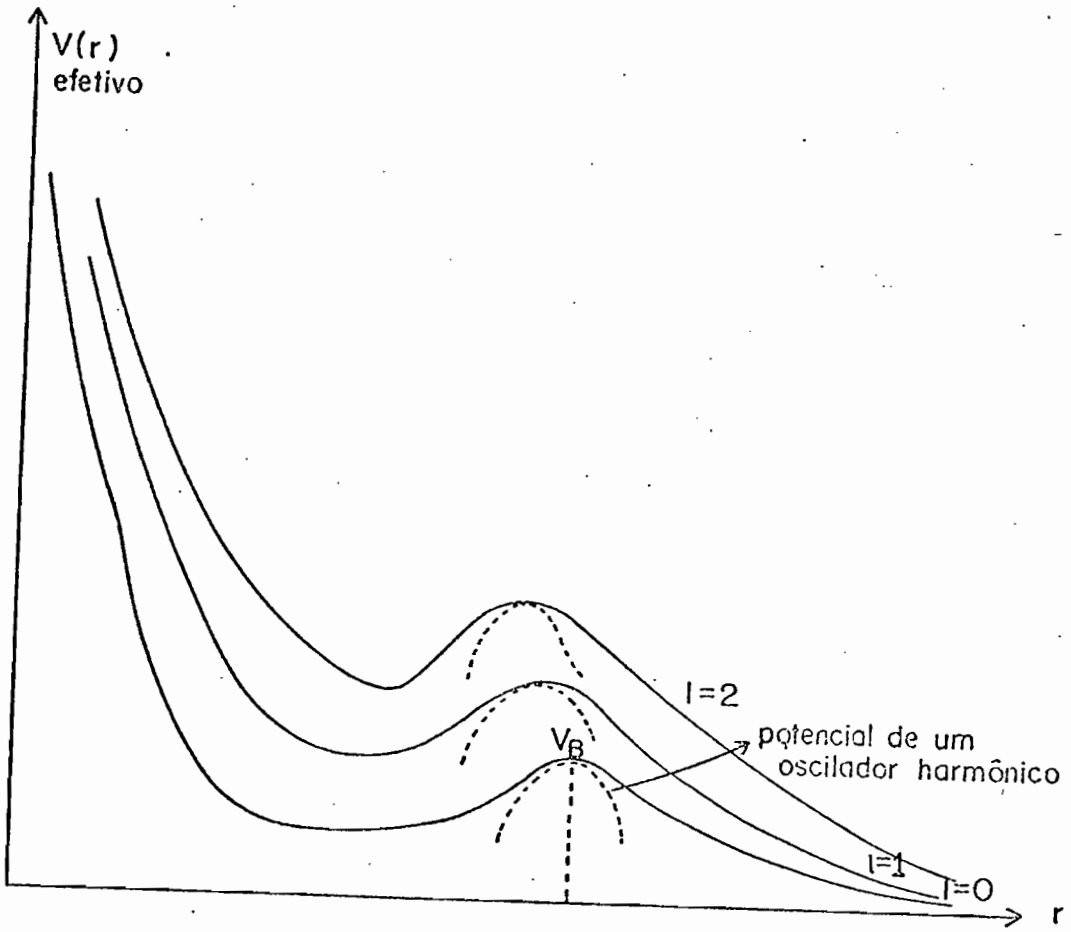
$$\sigma_{r,\ell} \begin{cases} \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2\ell+1) & \ell \geq \ell_{max} \\ 0 & \ell < \ell_{max} \end{cases}$$

III-3. ESTIMATIVAS PARA A SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO

Conforme visto pela relação (III-9), o cálculo dos coeficientes de transmissão T_ℓ leva-nos à determinação da secção de choque total de reação. Os ajustes de distribuições angulares de espalhamento elástico, utilizando-se o modelo óptico, fornecem esses coeficientes. Para tanto, é utilizado um potencial para a interação constituído de uma parte real e uma parte imaginária. Estes potenciais são do tipo "Wood-Saxon", e o potencial imaginário é utilizado para caracterizar a absorção. Muito embora seja uma abstração admitir-se que um potencial "congelado" possa descrever a interação durante todo o processo, o cálculo do ponto de vista da equação de Schrödinger é exato.

Dentro do espírito de se falar em um potencial "congelado" para se descrever a interação, existem cálculos mais simples para a secção de choque total de reação, como o do trabalho de Wong et al. (Wo 73). Neste sentido, pode-se pensar num potencial efetivo, ilustrado na Figura III-4, para a interação.

FIGURA III-4



Potencial efetivo para interação de íons pesados e aproximação por potencial de oscilador harmônico na região da barreira

No cálculo dos coeficientes de transmissão T_ℓ, supõe-se que a barreira, indicada na Figura III-4, possa ser aproximada por um potencial de oscilador harmônico invertido. Neste sentido, o cálculo dos coeficientes de transmissão é exato e tem a seguinte expressão:

$$T_\ell = \frac{1}{1 + \exp|2\pi(V_{B,\ell} - E_{CM})/\hbar\omega_\ell|} \qquad \text{(III-10)}$$

onde E_{CM} → energia de bombardeio no sistema de centro de massa

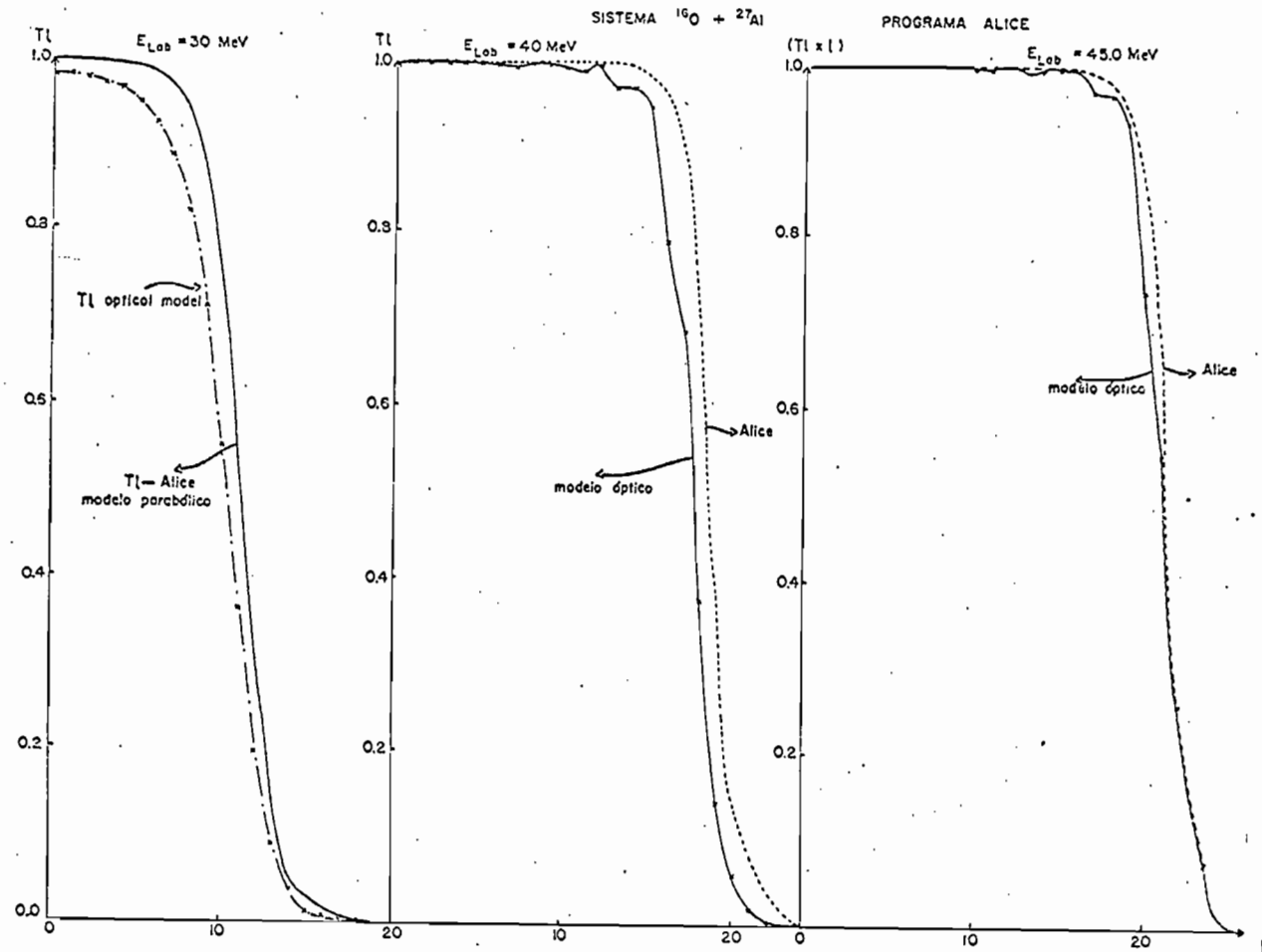
$\hbar\omega_\ell$ → termo característico do potencial do oscilador harmônico utilizado para representar a barreira de potencial

$V_{B,\ell}$ → potencial da barreira para a onda parcial ℓ

Cálculos para o coeficiente T_ℓ, feitos pelo programa "Alice" (Bl 78), para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, utilizando este modelo, encontram-se esquematizados na Figura III-5. Nesta Figura, também estão esquematizados os cálculos dos T_ℓ, obtidos por ajustes de distribuições angulares de espalhamento elástico (Cr 79), onde foi utilizado o modelo óptico. De maneira geral, os resultados não são discrepantes, muito embora, como era de se esperar, certas estruturas nos T_ℓ obtidas do cálculo pelo modelo óptico não apareçam nos cálculos utilizando o modelo acima.

Por outro lado, a observação de efeitos de difração no espalhamento elástico de íons pesados levou Frahn (Fr 72) e colaboradores a uma visão para este tipo de interação em termos de óptica clássica. Sendo assim, neste tipo de análise, foi notado que a expansão em ondas parciais, obtida no modelo de absorção forte, se reduz a fórmulas que descrevem o espalhamento elástico num quadro puramente clássico da difração de Fresnel. Estas considerações se apli-

FIGURA III-5



Cálculos dos coeficientes de transmissão utilizando o modelo parabólico ("Alice") e ajustes de distribuições angulares do espalhamento elástico com o modelo óptico (Cr 79)

cam no limite de campos coulombianos fortes e energias relativamente altas. Neste modelo, a razão da secção de choque de espalhamento ($\sigma_{e\ell}(\theta)$) para a secção de choque de Rutherford ($\sigma_{Ruth}(\theta)$) é dada por:

$$\frac{\sigma_{e\ell}(\theta)}{\sigma_{Ruth}(\theta)} = \frac{1}{2}\left|\frac{1}{2} - S(y)\right|^2 + \left|\frac{1}{2} - C(y)\right|^2 \qquad \text{(III-11)}$$

onde $S(y)$ e $C(y)$ são as integrais de Fresnel de argumento y igual a:

$$y = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \operatorname{cosec} \frac{1}{2}\theta_{1/4} \quad \operatorname{sen}\left|\frac{1}{2}\theta - \theta_{1/4}\right|^2$$

Nesta expressão, o ângulo $\theta_{1/4}$ ("quarter-point") é definido como o ângulo onde a razão $\frac{\sigma_{e\ell}(\theta)}{\sigma_{Ruth}\ \theta}$ assume o valor 0.25. O momento angular (ℓ_{max}) e o raio de interação R_{int} estão relacionados com $\theta_{1/4}$ da seguinte maneira:

$$\ell_{max} = n \operatorname{cotg} \frac{1}{2}\theta_{1/4} \qquad \text{(III-12a)}$$

$$R_{int} = n^2\left|1 + \cos\frac{1}{2}\theta_{1/4}\right| \qquad \text{(III-12b)}$$

onde $n \rightarrow$ parâmetro de Sommerfield

Sendo assim, a secção de choque total de reação fica igual a:

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} (2\ell+1) = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \left| \ell_{max}+1 \right|^2 =$$

$$= \pi\lambda^2 \left| n^2 \operatorname{cotg} \frac{1}{2} \theta_{1/4} + 1 \right|^2 \qquad \text{(III-13)}$$

onde os coeficientes de transmissão no modelo de absorção forte são considerados (Figura III-3):

$$T_\ell = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{max} \\ 0 & \ell \geq \ell_{max} \end{cases} \qquad \text{(III-14)}$$

Na Figura III-6 encontram-se os cálculos da secção de choque de reação para o sistema $^{27}Al + {}^{16}O$, em função da energia, utilizando os três modelos citados até aqui:

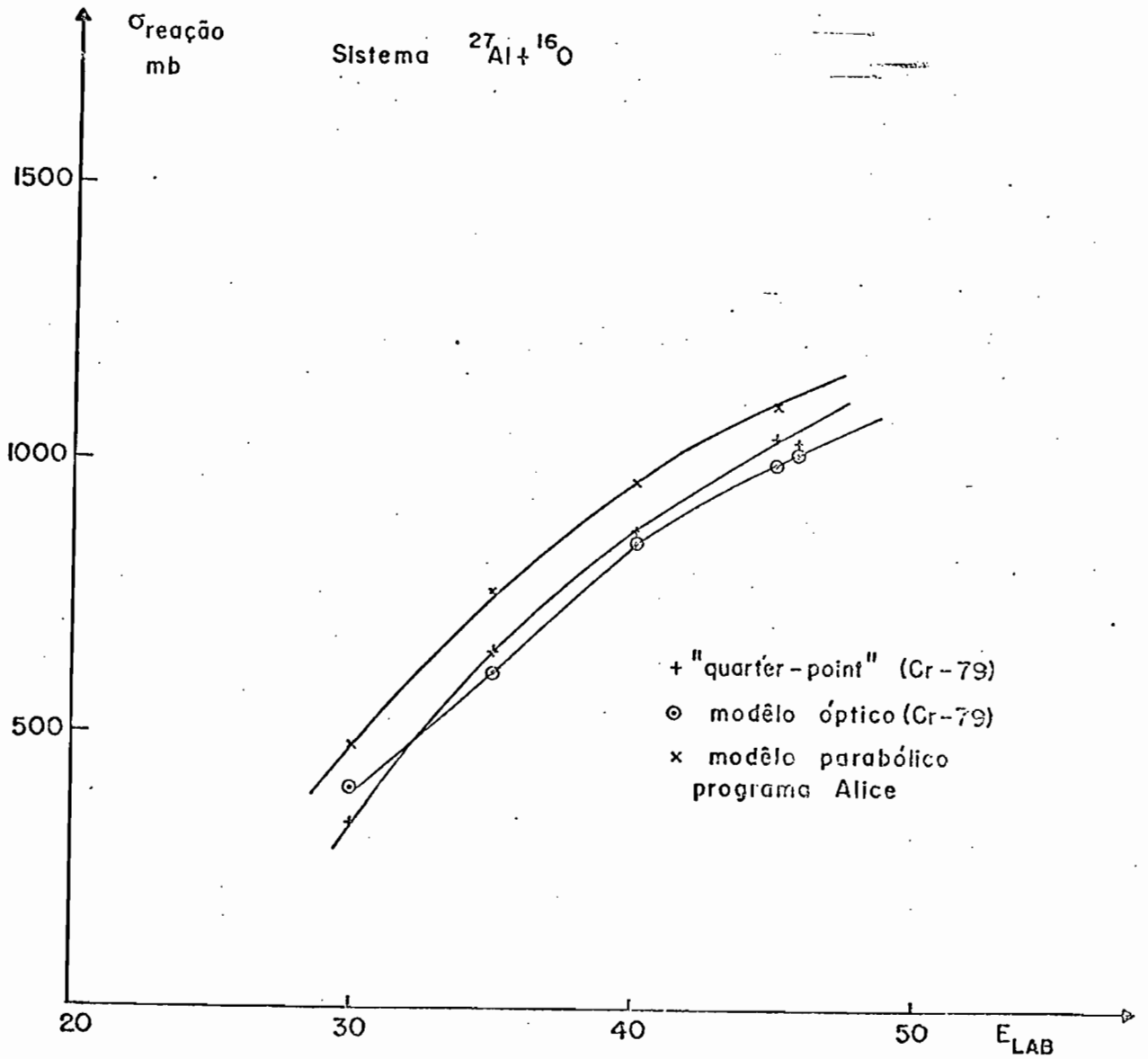
i) modelo óptico (Cr 79)

ii) modelo da barreira parabólica

iii) modelo de Frahn (determinação de $\theta_{1/4}$)

Nota-se, na Figura III-6, que os resultados obtidos pelos 3 métodos não são muito discrepantes.

FIGURA III-6



Cálculo da secção de choque de reação para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, utilizando três modelos diferentes

III-4. FUSÃO NUCLEAR DO PONTO DE VISTA DO MODELO DE GLAS E MOSEL

Dentro dos aspectos de reações com íons pesados discutidos até aqui, a fusão nuclear, sendo um processo de reação dos mais importantes a ser levado em conta num esquema de absorção forte, levou Glas e Mosel (Gl 75) a formularem a seguinte expressão para a secção de choque de fusão:

$$\sigma_{fusão} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \times T_\ell \times P_\ell \qquad \text{(III-15)}$$

onde ℓ_{cr} → é o máximo momento angular para o qual ocorre a fusão nuclear

P_ℓ → probabilidade de ocorrência da fusão nuclear, definida como: $P_\ell = 1 \;,\; \ell \leq \ell_{cr}$

$P_\ell = 0 \;,\; \ell > \ell_{cr}$

T_ℓ → coeficientes de transmissão calculados segundo o modelo da barreira parabólica (fórmula III-10)

Na realidade, a idéia da existência de um momento angular crítico está associada, baseado no argumento de Galin (Ga 74), a uma distância crítica R_{cr}. Dentro deste esquema baseado em considerações geométricas, a distância crítica R_{cr} é vista como uma distância mínima, onde as forças nucleares se fazem sentir a ponto de contrabalançar a barreira centrífuga (repulsiva) e a repulsão coulombiana. Com isto, os núcleos interagentes podem ficar unidos a ponto de formar a fusão nuclear. A conclusão do trabalho de Galin, ao analisar dados experimentais de secções de choque de fusão nuclear, leva ao seguinte valor de R_{cr}:

$$R_{cr} = 1{,}007(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fermis} \qquad \text{(III-16)}$$

onde A_1 → número de massa do projétil

A_2 → número de massa do alvo

O valor de ℓ_{cr} e R_{cr} estão relacionados da seguinte maneira:

$$E = V_{\ell=0}(R_{cr}) + \frac{h^2 \ell_{cr}(\ell_{cr}+1)}{2\mu R_{cr}^2} \qquad \text{(III-17)}$$

(Conservação da energia)

Com estas idéias, a fórmula da secção de choque de fusão (σ_f) fica igual a:

$$\sigma_f = (\hbar\omega J_B/2\mu E)\,\ell n\left[\frac{1+\exp|2\pi(E-V_B/h\omega)|}{1+\exp\left|2\pi(E-V_B-J_{cr}(E-V_{cr})/J_B)/h\omega\right|}\right] \qquad \text{(III-18)}$$

(Expressão de Glas e Mosel)

onde: i) $J_B = \mu R_B^2$

ii) $J_{cr} = \mu R_{cr}^2$

iii) μ → massa reduzida

iv) $R_B = R_{B,\ell}$ (considerado constante)

v) $\hbar\omega_\ell = \hbar\omega$ (considerado constante)

Para energias altas $E \gg \dfrac{V_B - \frac{J_{cr}}{J_B} V_{cr}}{1 - \frac{J_{cr}}{J_B}}$ a ex-

pressão (III-18) assume a aproximação:

$$\sigma_{fusão} \rightarrow \pi R_{cr}^2 \left| 1 - \frac{V_{cr}}{E} \right| \qquad \text{(III-19)}$$

Para energias intermediárias $E << \dfrac{V_B - \dfrac{J_{cr}}{J_B} V_{cr}}{1 - \dfrac{J_{cr}}{J_B}}$,

teremos:

$$\sigma_{fusão} \rightarrow \pi R_B^2 \left| 1 - \frac{V_B}{E} \right| \qquad \text{(III-20)}$$

Sendo assim, a fórmula de Glas e Mosel explicou e tem explicado vários dados de secção de choque de fusão, e houve verdadeira "corrida" em termos de obtenção de uma sistemática para os valores R_{cr}, R_B, V_B, V_{cr} etc.. Dentro deste esquema chegou-se à conclusão de que:

$$R_B \rightarrow 1{,}4\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

dados em energias intermediárias (Gu 73)

R_{cr} → Os valores obtidos de dados experimentais (altas energias) concordam, em sua maioria, com a previsão de Galin; entretanto, várias exceções já foram encontradas (Ko 76).

Por outro lado, ajustes dados pela equação de Glas e Mosel são bastante bons em termos dos dados experimentais; entretanto, oscilações encontradas nas secções de choque de fusão, em função da energia, para sistemas mais leves ($^{12}C + {}^{16}O$, $^{16}O + {}^{16}O$, $^{12}C + {}^{12}C$) não puderam ser explica-

das dentro deste esquema simples. Os valores de V_B (potencial da barreira de fusão), determinados através de dados experimentais, têm sido utilizados para se obterem parâmetros de vários "potenciais" utilizados para explicar o processo de interação com íons pesados (Gu 73).

III-5. FUSÃO NUCLEAR - DINÂMICA DO PROCESSO

A idéia de se utilizar um potencial "congelado" para se descrever a interação de íons pesados, para explicar a fusão nuclear, tem sido objeto de várias discussões. A crítica maior ao se utilizarem as fórmulas previstas pelo modelo de Glas e Mosel se fundamenta no fato de que a dinâmica do processo estaria totalmente negligenciada. Neste esquema, processos envolvidos na interação que levam a perdas de energia e momento angular ℓ, antes da formação do núcleo composto, tornam impossível pensar-se num potencial "congelado" para se descrever o processo. As idéias neste sentido evoluíram para modelos (Ba 74, Gr 74), que, num quadro clássico, descrevem a interação com as chamadas forças de atrito. Estes modelos ganharam força ao se detetarem experimentalmente reações de transferências envolvendo grandes perdas de energias relativas (Wi 75). Nos dias de hoje, estes modelos são alvo, também, de críticas baseadas (Sc 77), principalmente, em cálculos de Broglia et al. (Br 76). Nestes cálculos, fica demonstrado que os tempos para mudança dos elementos de matriz são comparáveis àqueles relacionados com as mudanças das coordenadas relativas envolvidas na interação (processo não adiabático, em contraste com os modelos de atrito).

Neste sentido, falar-se em forças de atrito para descrever o processo de perda de energia num processo adiabático fica carente de uma sustentação mais forte. Por outro lado, os argumentos baseados nos cálculos de Broglia et al. devem ser vistos em contraste com deformações dinâmicas

nos íons pesados interagentes, as quais evoluem lentamente no tempo. A importância deste último mecanismo, que gera perda de energia, tem sido ressaltada por vários autores (Bo 75, De 77).

Todas estas dificuldades para se tratar o problema da interação entre íons pesados, do ponto de vista dinâmico, renovaram o interesse por cálculos do tipo TDHF ("Time dependent Hartree-Fock"). Com isto, espera-se distinguir ambigüidades entre os graus de liberdade intrínsecos e coletivos, envolvidos na interação de íons pesados. Estes cálculos estão em desenvolvimento (Sc 77) e envolvem uma complexidade muito grande em termos de uso de computadores.

Do ponto de vista realístico, os "ajustes" fornecidos pelo modelo de Glas e Mosel devem ser vistos, a nosso ver, com várias médias sobre diferentes aspectos das colisões de íons pesados. E o uso de um potencial, dentro deste esquema, deve ser olhado com muita reserva, não se esperando que todos os detalhes neste tipo de interação possam ser explicados.

IV - MEDIDAS, PROCESSAMENTO DOS DADOS E RESULTADOS

IV-1. FUSÃO NUCLEAR NO SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$ (E_{LAB} = 45.6 MeV E 49 MeV)

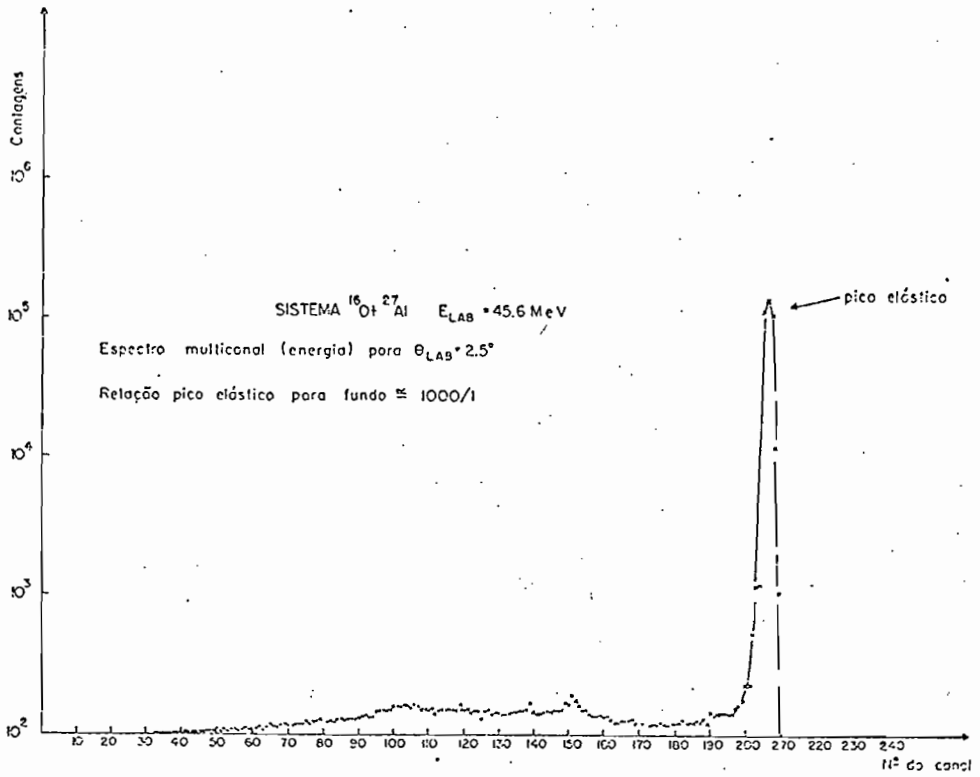
IV-1a. DISTRIBUIÇÕES ANGULARES E NORMALIZAÇÃO DAS MEDIDAS

Foram obtidas distribuições angulares dos resíduos de evaporação do núcleo composto (^{43}Sc), nas energias de bombardeio do feixe de ^{16}O de 45.6 MeV e 49 MeV. Estas distribuições foram medidas num intervalo de ângulos de observação (θ_{LAB}) de 2.5° até 30° (Figura IV-1). A acentuada subida nestas distribuições observadas em ângulos dianteiros provém do fato de (Ei 77) os núcleos residuais detetados terem velocidades e massas aproximadamente iguais àquelas do núcleo composto. Em outras palavras, as partículas leves, (α, p, d etc.) emitidas pelo núcleo composto carregam relativamente pouco momentum, dando pequenos desvios da direção $\theta_{LAB} = 0°$ para os núcleos residuais correspondentes. Uma dificuldade experimental, neste tipo de medida, é devida à forte contribuição do espalhamento coulombiano em ângulos dianteiros. Este fato pode gerar o problema do empilhamento de pulsos, principalmente no contador proporcional, cujos pulsos são de longa duração. Sendo assim, foram utilizados em ângulos bem dianteiros ($\theta_{LAB} \sim 2.5°$) feixes de intensidade bem baixa, estimada em 100×10^{-12} ampères.

Um outro aspecto bastante importante refere-se à colimação do feixe incidente no alvo. Como é sabido (Ba 77), o uso de colimadores para definição geométrica do feixe incidente implica que parte do mesmo é espalhado e sofre degradação em energia ao se chocar com os colimadores. As partículas espalhadas do feixe podem atingir o telescópio E-ΔE e gerar uma taxa alta de coincidências casuais, principalmente em ângulos de observação dianteiros. Para minimizar este problema, o feixe de partículas (^{16}O) foi muito bem focalizado desde a entrada do acelerador Pelletron, e teve sua direção

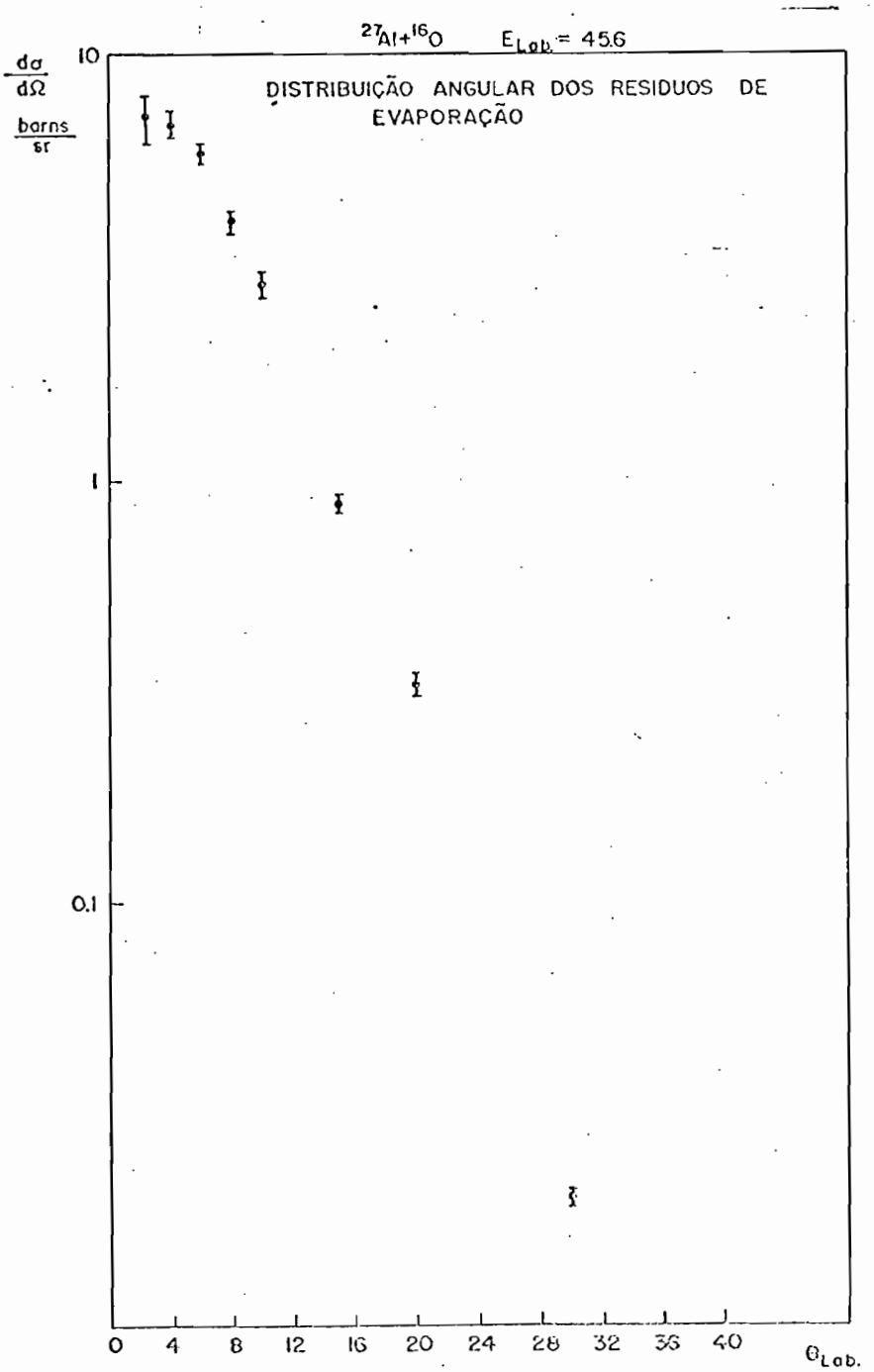
muito bem definida pelo uso de fendas, antes de ser analisado pelo eletroímã ME-200 (Subsecção II-2). Por outro lado, houve muito cuidado na construção dos colimadores de entrada da câmara de espalhamento (Subsecção II-3), no que se refere à precisão e acabamento. Uma medida da qualidade do feixe incidente no alvo pode ser vista na Figura IV-1, onde é mostrado um espectro multicanal do detetor E (telescópio E-ΔE), no qual a relação pico elástico para fundo obtida é de, aproximadamente, 1000 para 1.

FIGURA IV-1



Espectro do detetor E no ângulo de observação $\theta_{LAB} = 2.5^o$

FIGURA IV-2

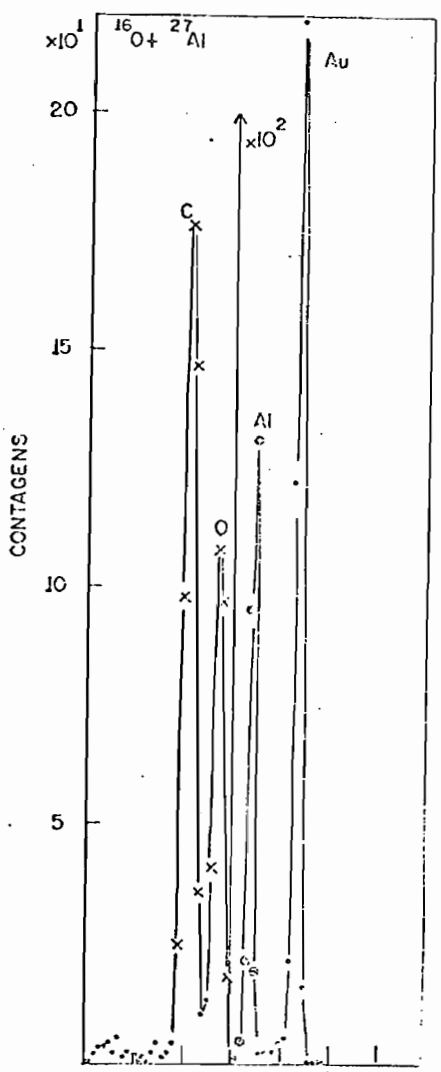


Distribuição angular dos resíduos de evaporação

- Erros nos pontos experimentais de origem estatística

Conforme descrito na Subsecção II-3b, foram utilizados, nestas experiências, alvos de ^{27}Al com uma leve camada de ouro. Sendo assim, a normalização dos dados experimentais pôde ser feita em relação ao pico correspondente ao espalhamento elástico de ^{16}O em Au, observado no espectro do monitor (Figura IV-3).

FIGURA IV-3



Espectro do monitor

i) Espectro típico do monitor - energia de bombardeio de 27.5 MeV (^{16}O)

ii) Posicionamento angular do monitor $\theta_{LAB} \approx 15^o$

iii) Alvo de ^{27}Al com cobertura de ouro (Au)

iv) Presença no alvo (iii) dos contaminantes ^{12}C e ^{16}O

Matematicamente, a expressão que fornece a secção de choque diferencial $\sigma_f(\theta_{LAB})$ dos núcleos residuais detetados é dada por:

$$\sigma_f(\theta_{LAB}) = \frac{Y_f}{Y_m} \times \underbrace{\left|\left[\frac{E_{Al}}{E_{Au}}\right]^{-1} \times \frac{\Omega_m}{\Omega_{E-\Delta E}} \times \sigma_m(E_{LAB})\right|}_{N_1} \qquad \text{(IV-1)}$$

onde Y_f → contagem do grupo de núcleos residuais, detetados no ângulo de observação θ (Vide análise do espectro biparamétrico E Vs ΔE, Subsecção II-1)

Y_m → total de contagens correspondente à área do pico do espalhamento elástico de ^{16}O em Au (espectro do monitor, Figura IV-3)

E_{Al} → espessura do alvo de Al

E_{Au} → espessura da camada de ouro no alvo de Al

Ω_m → ângulo sólido subentendido entre o monitor e o alvo

$\Omega_{E-\Delta E}$ → ângulo sólido subentendido entre o telescópio E-ΔE e o alvo

$\sigma_m(E_{LAB})$ → secção de choque diferencial de espalhamento elástico, no ângulo de observação do monitor ($\theta_{LAB} \sim 15^o$), de ^{16}O em Au

O termo entre parênteses na expressão (IV-1) foi determinado em uma experiência independente, feita na energia de bombardeio (E_{LAB}) = 27.5 e no ângulo de observação $\theta_{LAB} = 15^o$ para o telescópio E-ΔE. Nessas condições, o espalhamento elástico de ^{16}O em Al também pode ser considerado coulombiano (Cr 79). Sendo assim, a expressão de N_1 nesta energia é dada por:

$$N_1' = \left|\frac{E_{Al}}{E_{Au}}\right|^{-1} \times \frac{\Omega_m}{\Omega_{E-\Delta E}}\ \sigma_m(27.5\ \text{MeV}) = \frac{Y_m'}{Y_{E-\Delta E}} \times \left|\frac{1}{\sigma^c_{Au}}\right|^{-1} \qquad \text{(IV-2)}$$

onde Y_m' → total de contagens correspondente à área do pico elástico de ^{16}O em Au (espectro do monitor)

$\sigma_m(27.5\ \text{MeV})$ → secção de choque diferencial do espalhamento elástico de ^{16}O em Au, na energia de bombardeio de 27.5 MeV (coulombiana)

σ^c_{Au} → secção de choque diferencial do espalhamento elástico de ^{16}O em Al, na energia de bombardeio de 27.5 MeV (considerada coulombiana)

Como o espalhamento elástico de ^{16}O em Au pode ser considerado sempre coulombiano*, na faixa de energias investigada, temos no ângulo fixo do monitor que:

$$\sigma_m(E_{LAB}) = \sigma_m(27.5) \times \left|\frac{27.5}{E_{LAB}}\right|^2 \qquad \text{(IV-3)}$$

onde E_{LAB} é dado em MeV.

Substituindo as expressões (IV-2) e (IV-3) em (IV-1), temos finalmente a seguinte expressão para o cálculo da secção de choque diferencial de fusão, na energia de bombardeio E_{LAB}:

$$\sigma_f = \frac{Y_f}{Y_m} \times N_1' \left|\frac{27.5}{E_{LAB}}\right|^2 \qquad \text{(IV-4)}$$

---

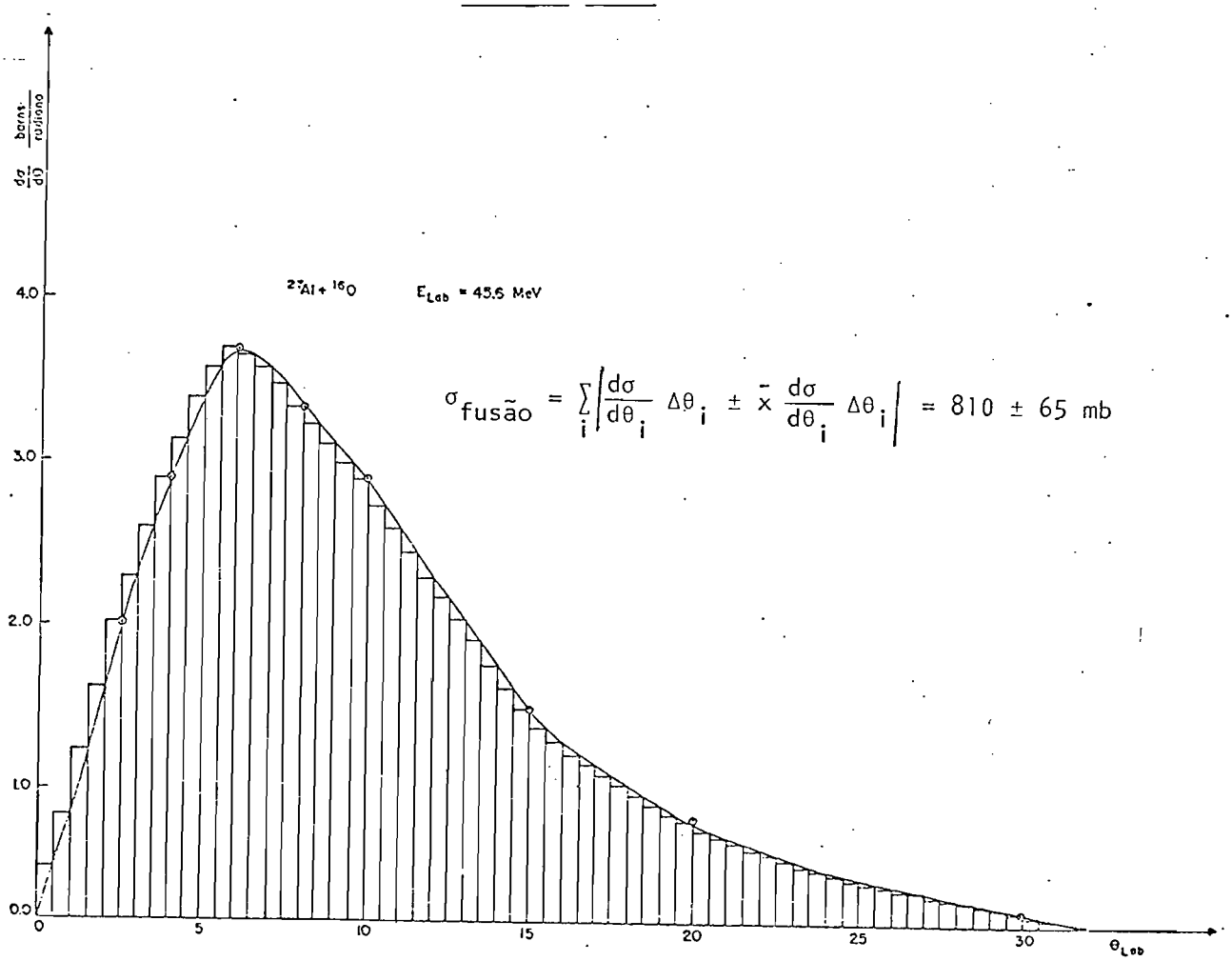
* *A barreira coulombiana para a interação de ^{16}O e Au é da ordem de 90 MeV.*

IV-1b. SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR NAS ENERGIAS DE 45.6 E 49 MeV

O cálculo das secções de choque de fusão nuclear foi feito integrando-se a área definida pela "curva" $\frac{d\sigma}{d\theta_{LAB}}$, obtida dos dados experimentais, e o eixo dos ângulos de observação (θ_{LAB}) (Figura IV-4), onde

$$\frac{d\sigma}{d\theta_{LAB}} = 2\pi \operatorname{sen}\theta_{LAB} \times \sigma_f \quad , \quad \sigma_f \rightarrow \text{proveniente dos dados experimentais}$$

FIGURA IV-4



Cálculo da secção de choque de fusão

i) A "curva" traçada pelos pontos experimentais é apenas um guia visual

ii) $\bar{x}$ → erro experimental médio dos pontos experimentais (fórmula IV-5)

Os resultados desses cálculos encontram-se na Tabela abaixo.

TABELA IV-1

SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$

E_{LAB} MeV	σ_f ($\sigma_{fusão}$) mb
45.6	810 ± 65
49.0	860 ± 69

Os erros indicados (Δ_f) na Tabela IV-1 foram estimados percentualmente da seguinte maneira:

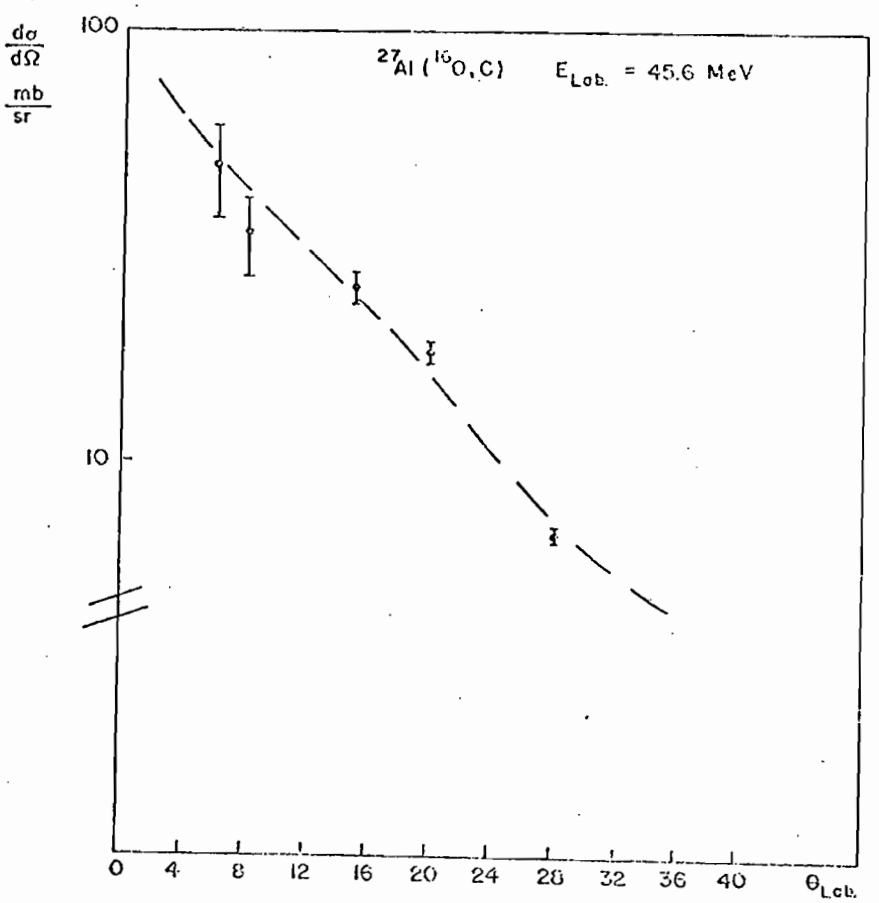
$$\bar{x} = \frac{\Delta_f(total)}{\sigma_{fusão}} = \sqrt{\left|\frac{\sigma_{est}}{\sigma_{fusão}}\right|^2 + \left|\frac{\sigma_{fundo}}{\sigma_{fusão}}\right|^2} \qquad \text{(IV-5)}$$

onde $\frac{\sigma_{est}}{\sigma_{fusão}}$ → erro estatístico percentual médio dos pontos experimentais

σ_{fundo} → erro médio percentual nos pontos experimentais devido à deteção de núcleos residuais provenientes das reações de fusão $^{12}C + ^{16}O$ e $^{16}O + ^{16}O$ (^{12}C e ^{16}O, contaminantes presentes no alvo) (Figura IV-3). IV-2

Este erro foi estimado ao se bombardearem alvos de ^{12}C e ^{16}O (Subsecção II-3b), separadamente, e com a correspondente normalização no espectro do monitor das áreas subentendidas pelos picos de espalhamento elástico em ^{12}C e ^{16}O. A contribuição deste erro chega a ser, no máximo, igual a 3% da secção de choque de fusão calculada para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$.

FIGURA IV-5



Distribuição angular da reação $^{27}Al(^{16}O,C)$

i) Os erros indicados nos pontos experimentais são de origem estatística

ii) A "curva" traçada pelos pontos experimentais é apenas um guia visual

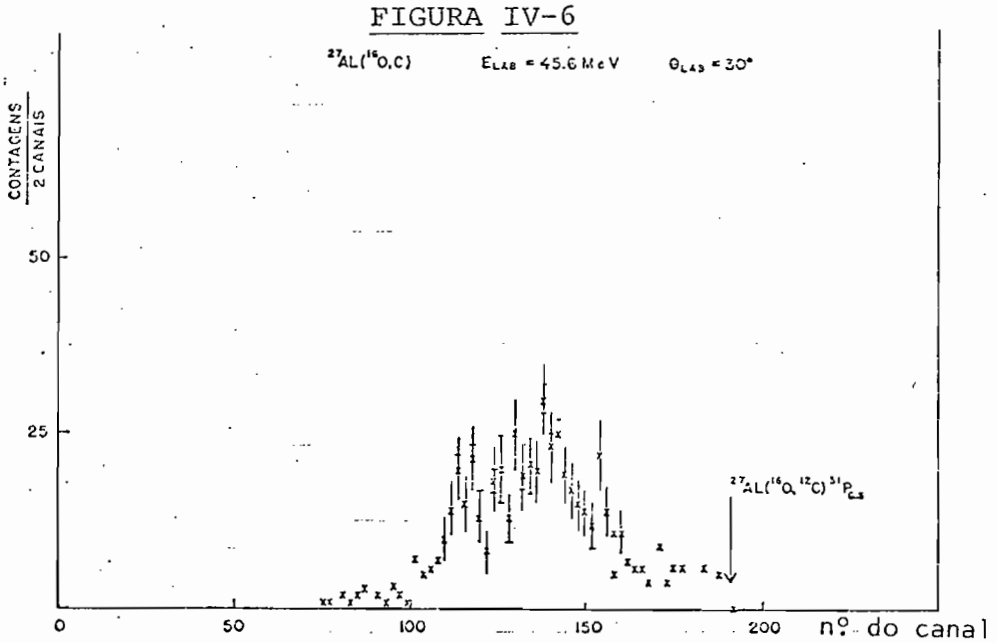
Outros tipos de erros, associados à absorção dos núcleos residuais no alvo e no gás do telescópio E-ΔE, foram considerados desprezíveis. Isto porque, em experiências feitas com alvos de ^{27}Al de várias espessuras e pressões diferentes no contador proporcional, não houve mudança nos valores experimentais (distribuição angular) dentro dos erros estatísticos.

IV-2. REAÇÃO $^{27}Al(^{16}O,C)$

IV-2a. DISTRIBUIÇÃO ANGULAR PARA E_{LAB} = 45.6 MeV

Foi obtida uma distribuição angular (Figura IV-5) para esta reação, na energia do feixe incidente de 45.6 MeV e no intervalo de ângulo de observação (θ_{LAB}) de 6° a 30°. Um espectro típico para esta reação (θ_{LAB}) = 30° encontra-se na Figura IV-6 e mostra uma distribuição larga, o que indica que esta reação não apresenta seletividade na população de níveis do núcleo residual.

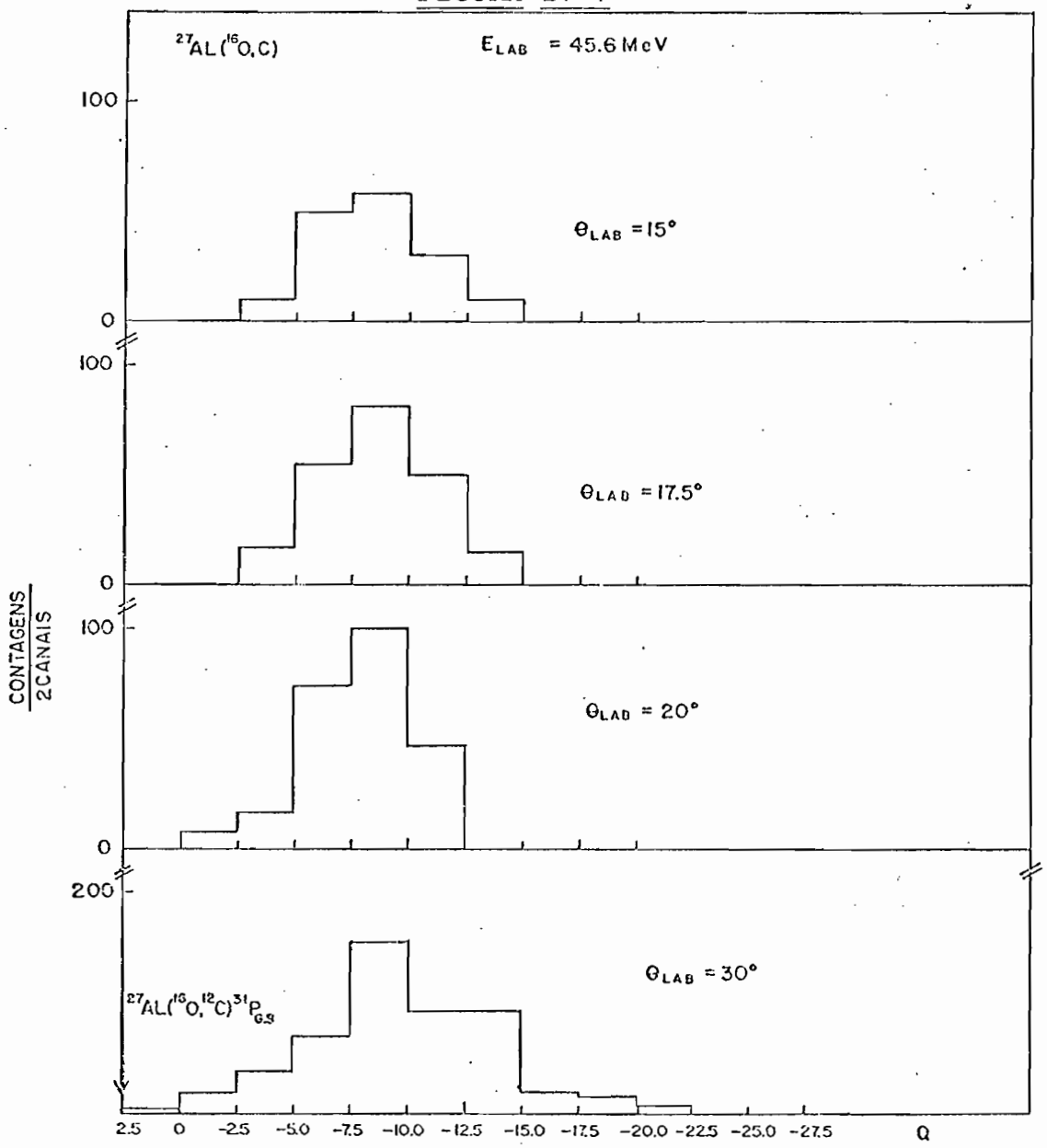
FIGURA IV-6



Espectro obtido pelo rebatimento no eixo E, no espectro biparamétrico E Vs ΔE, do grupo de partículas Z = 6

Foram feitos, ainda, nos diversos ângulos de observação (Figura IV-7), para um intervalo em energia nos espectros de 2.5 MeV, histogramas que mostram uma insensibilidade do valor mais provável de Q (Co 76). Em reações do tipo direto, o que se observa normalmente é uma dependência grande do valor de Q ($Q_{ótimo}$) em função de ângulo θ_{LAB}, para uma energia fixa de bombardeio.

FIGURA IV-7



Histogramas em função do valor de Q para a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E

No cálculo dos valores de Q para esta reação, foi pressuposto que a partícula de Carbono detetada tem massa igual a 12 u.m.a.. Esta hipótese carece de análise, pois com o uso do telescópio (E-ΔE) (Pe 78) não se tem resolução suficiente para uma separação de isótopos na região Z = 6 (Figura II-1). Mas em experiência relativamente recente (Ha 77) esta reação foi estudada na energia de bombardeio de 65.6 MeV, com identificação de massa do Carbono detetado e feita ainda a coincidência desta com partículas α. As principais conclusões deste trabalho são as seguintes:

i) Na reação $^{27}Al(^{16}O,C)$ ocorre, em sua quase totalidade, a transferência de 4 núcleons (2 prótons e 2 nêutrons) do ^{16}O para ^{27}Al.

ii) O núcleo residual (^{31}P) excitado emite uma partícula α sem ter ainda atingido o equilíbrio ("pre-equilibrium decays").

iii) O processo (i) acontece preferencialmente para valores de Q bem negativos ("deep-transfer reaction").

Estudos para reação (Co 76) também foram realizados, utilizando a técnica de tempo de vôo para identificação dos produtos de reação; e as partículas de C detetadas têm, em sua maioria, massa igual a 12 u.m.a.. Foi verificado também que esta reação ocorre preferencialmente para valores de Q bem negativos (experiência sobre "deep-inelastic" no sistema $^{27}Al + ^{16}O$).

IV-2b. SECÇÃO DE CHOQUE EM 45.6 MeV E CURVA DE EXCITAÇÃO EM $\theta_{LAB} = 8^{o}$ (40 MeV $\leq E_{LAB} \leq$ 59 MeV)

A secção de choque para a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$ foi obtida na energia de bombardeio (^{16}O) de 45.6 MeV. Para tanto, foi adotado um procedimento semelhante ao discutido na Subsecção IV-1b. Os resultados deste cálculo encontram-se esquematizados a seguir:

REAÇÃO $^{27}Al(^{16}O,C)$

E_{LAB} MeV	σ (Secção de choque) mb
45.6	10 ± 2

O erro indicado na Tabela IV-2 é de origem estatística. Ele corresponde ao erro percentual estatístico médio nos pontos experimentais da distribuição angular.

As contribuições dos contaminantes ^{16}O e ^{12}C no alvo de ^{27}Al, nos dados experimentais, foram determinados por experiências independentes, feitas em alvos de ^{16}O e ^{12}C (Subsecção IV-1b). Estas contribuições foram consideradas desprezíveis dentro dos erros estatísticos.

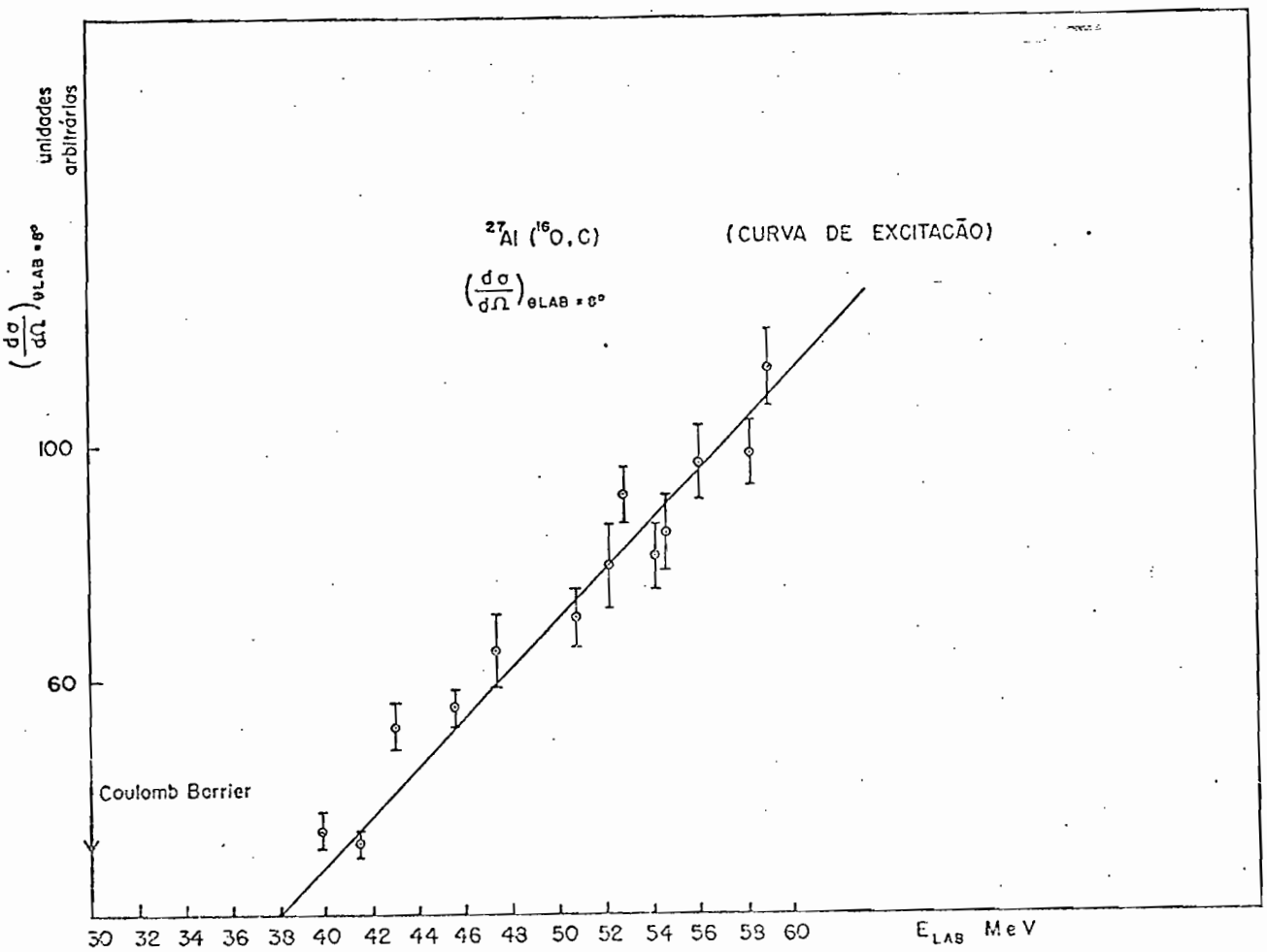
Uma curva de excitação no ângulo de observação $\theta_{LAB} = 8^{o}$ é mostrada na Figura IV-8. Esta curva de excitação foi feita na faixa de energia de bombardeio de 40 MeV a 59 MeV.

IV-3. ESPALHAMENTO ELÁSTICO E INELÁSTICO DE ^{16}O EM ^{27}Al

IV.3a. DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DO ESPALHAMENTO ELÁSTICO E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO

Distribuições angulares para o espalhamento elástico de ^{16}O em ^{27}Al foram obtidas nas energias de bombardeio de 30, 35, 40, 45 e 45.6 MeV. O procedimento para o tratamento dos dados experimentais e os correspondentes ajustes com o modelo óptico encontram-se descritos na tese de Mestrado de Edilson Crema (Cr 79).

FIGURA IV-8



Curva de excitação na faixa de energia de bombardeio de 40 a 59 MeV, no ângulo de observação $\theta_{LAB} = 8^o$

i) Os erros nos pontos experimentais são de origem estatística

ii) A reta traçada nesta Figura é apenas um guia visual

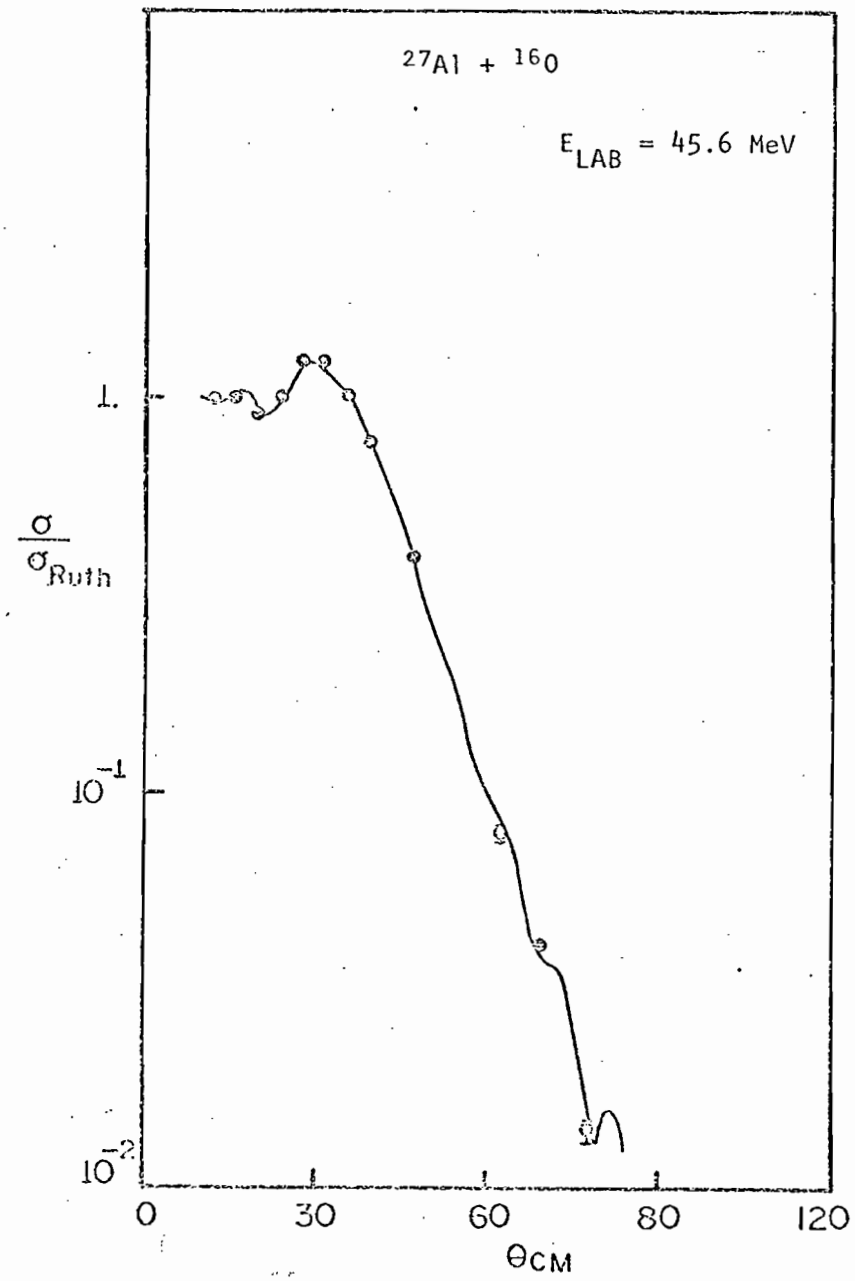
iii) Nesta Figura está indicada a barreira coulombiana E_c *para o sistema* $^{27}Al + {}^{16}O$ *(*$E_c \sim 30$ *MeV), calculada com o valor* $R_0 = 1,4fm$) ($R_c = R_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$)

$R_c \rightarrow$ *raio da barreira coulombiana e*

A_1 *e* $A_2 \rightarrow$ *massas do projétil e alvo, respectivamente*

Na Figura IV-9, encontra-se a distribuição angular do espalhamento elástico de ^{16}O em ^{27}Al, na energia de bombardeio de 45.6 MeV, e o correspondente ajuste pelo modelo óptico (Cr 79).

FIGURA IV-9



Distribuição angular para o espalhamento elástico de ^{16}O em ^{27}Al e o correspondente ajuste pelo modelo óptico (Cr 79)

As secções de choque totais de reação foram calculadas pelos coeficientes de transmissão, obtidas dos ajustes do modelo óptico das distribuições angulares e com o uso da fórmula:

$$\sigma(\text{reação}) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell}(2\ell+1)T_{\ell} \qquad \text{(Subsecção III-2)} \qquad \text{(IV-3)}$$

onde T_{ℓ} → coeficientes de transmissão

ℓ → momento angular

λ → comprimento de onda no canal de entrada da reação

Os resultados destes cálculos encontram-se esquematizados na Tabela abaixo:

TABELA IV-1

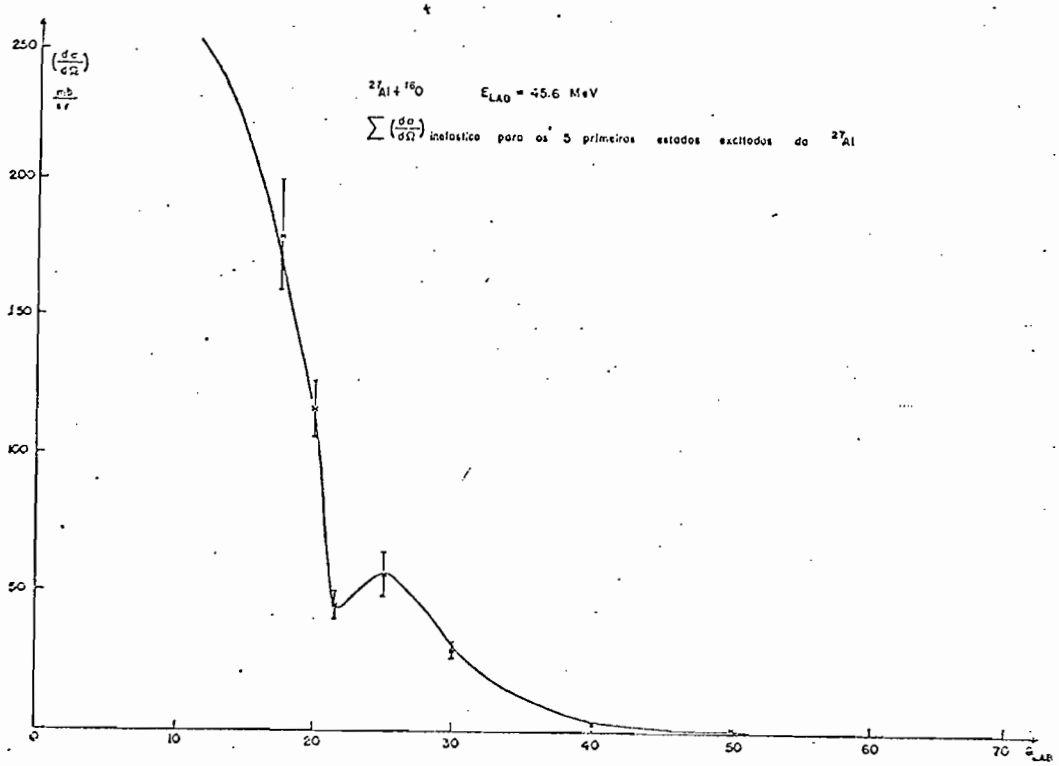
SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO NO SISTEMA $^{27}Al + {}^{16}O$

E_{LAB} MeV	$\sigma_{r,total}$ mb
30	400
35	648
40	848
45	984
45.6	1003

IV-3b. ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ^{16}O EM ^{27}Al (E_{LAB} = 45.6 MeV)

A obtenção da distribuição angular (E_{LAB}= 45.6 MeV) do espalhamento inelástico de ^{16}O em ^{27}Al (Figura IV-10) foi feita pela análise de espectros de energia obtidos no estudo do espalhamento elástico (Cr 79) (Figura II-4).

FIGURA IV-10



Distribuição angular para a reação $^{27}Al(^{16}O,^{16}O)^{27}Al^*$

i) Os erros indicados nos pontos experimentais são de origem estatística

ii) A "curva" traçada na figura serve de guia visual

iii) O intervalo angular em que se mediu a distribuição foi de $17.5^o \leq \theta_{LAB} \leq 50^o$

Não foi possível realizar medidas em ângulos mais dianteiros, por causa da superposição com o pico elástico e os picos dos contaminantes ^{12}C e ^{16}O.

Na análise destes espectros houve identificação de vários estados populados no núcleo de ^{27}Al. Na obtenção da distribuição angular do espalhamento inelástico, não houve a preocupação de se fazer um estudo espectroscópico da reação. Sendo assim, a distribuição angular (Figura IV-10) corresponde à excitação dos 5 primeiros estados excitados no núcleo de ^{27}Al.

A secção de choque total de espalhamento elástico foi obtida seguindo-se o mesmo processo descrito na Subsecção IV-1b, e o resultado deste cálculo encontra-se esquematizado abaixo.

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ^{16}O EM ^{27}Al

E_{LAB}	σ (Secção de choque) mb
45.6	115 ± 17

O erro na secção de choque obtida é de origem puramente estatística, e corresponde ao erro médio percentual nos pontos experimentais da distribuição angular (Figura IV-10).

V - SUMÁRIO DOS RESULTADOS E ANÁLISE

V-1. PARÂMETROS OBTIDOS DA SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR E O MODELO DE GLAS E MOSEL

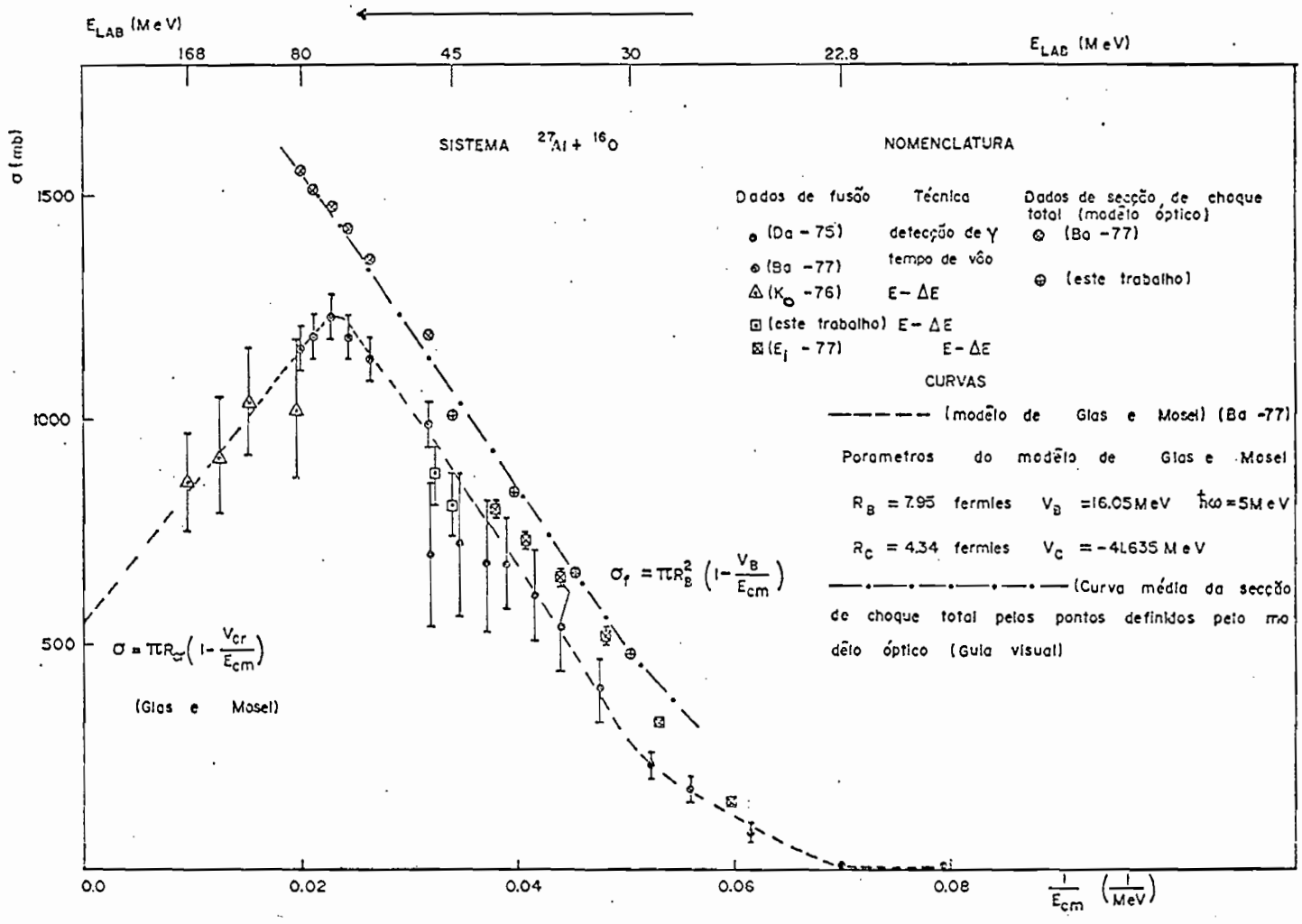
Quando se mede experimentalmente a secção de choque de fusão nuclear, os parâmetros que podem ser obtidos estão associados à faixa, em termos de energias de bombardeio, em que as medidas são feitas. Neste sentido, conforme visto no Capítulo III, funções de excitação da secção de choque de fusão nuclear em energias de bombardeio, altas ou intermediárias, fornecem, respectivamente, os parâmetros R_C e V_C ou V_B e R_B, sendo que R_C e V_C correspondem a distância e potencial críticos, e R_B e V_B correspondem a distância e potencial da barreira de fusão nuclear. Por outro lado, medidas isoladas de secção de choque de fusão nuclear fornecem, num esquema de absorção forte ("Sharp-Cuttoff Model"), o momento angular crítico (ℓ_{CR}) (Gl 76). Este parâmetro, conforme visto no Capítulo III, está associado a uma "distância" mínima de interação, onde, dentro de um esquema geométrico, ainda ocorre a fusão nuclear. Neste sentido, conforme observado em certas situações experimentais (Ko 76), onde a secção de choque de fusão nuclear satura ou decresce com o aumento da energia de bombardeio, as seguintes conclusões podem ser levantadas:

i) Uma vez que, dentro de uma visão geométrica para a interação, com o aumento de energia de bombardeio mais ondas parciais participam da interação, uma saturação ou decréscimo na secção de choque de fusão deve corresponder a um limite para o momento angular do núcleo composto. Em outras palavras, começa a aparecer a limitação de não se poder ter núcleos compostos com momentos angulares tão elevados.

ii) Como a secção de choque total de reação aumenta com a energia (Capítulo III), válida a condição (i), outros canais abertos de reações devem ficar mais importantes.

A fim de resumirmos todas estas observações, na Figura V-1 encontra-se esquematizado o conjunto de informa

FIGURA V-1



a) Conjunto de informações sobre secção de choque de fusão nuclear para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$

b) Curva-ajuste pelo modelo de Glas e Mosel e curva média pelos pontos de secção de choque total de reação (modelo óptico)

ções existentes até o momento de medidas de secção de choque de fusão para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$. A este conjunto estão acrescentadas as medidas apresentadas neste trabalho (Capítulo IV). Nesta Figura encontra-se esquematizada a curva-ajuste dada pelo modelo de Glas e Mosel. Na mesma Figura é mostrada também a curva média pelos pontos de secção de choque total de reação obtidos por ajustes de distribuições angulares de espalhamento elástico (modelo óptico). Nesta última parte, também estão esquematizadas as contribuições deste trabalho.

Baseado na Figura V-1, as seguintes conclusões podem ser obtidas:

i) O dado de R_B (distância da barreira de fusão), obtida pelo ajuste pelo modelo de Glas e Mosel, está dentro da sistemática iniciada por Gutbrod et al. (Gu 73); entretanto, o valor do raio crítico (R_c) foge ao valor previsto por Galin (Ga 73).

ii) O fato de o potencial crítico de ajuste (V_c) ser bastante negativo é típico de reações com íons mais leves. Este fato está ligado à interação coulombiana (repulsiva) para estes íons não ser forte o suficiente, comparada com a interação nuclear (atrativa) (Ba 77).

iii) A secção de choque de fusão é da ordem de 80 a 90% da secção de choque total de reação (modelo óptico) para energias de bombardeio de até, aproximadamente, 80 MeV. A partir daí começa haver o decréscimo da secção de choque de fusão nuclear.

iv) O máximo valor de ℓ_{CR}, obtido dos dados em alta energia (Ba 77), é da ordem de 29 unidades de $\hbar$, devendo corresponder este ao máximo momento angular que o núcleo composto (^{43}Sc) pode suportar. As nossas medidas (E_{LAB} = 49 MeV e 45.6 MeV) encontram-se numa faixa intermediária de energias de bombardeio, e os seguintes valores de ℓ_{CR} podem ser deduzidos:

TABELA V-1

FUSÃO NUCLEAR $^{27}Al + ^{16}O$

E_{LAB} (MeV)	ℓ_{CR} ("Sharp-Cuttoff Model") (Unidades de $\hbar$)
45.6	17.9 ± 0.9
49.0	18.5 ± 0.9

Portanto, nesta faixa de energia, os valores de ℓ_{CR} deduzidos estão ainda longe do máximo deduzido (Ba 77). Por outro lado, nossas medidas de secção de choque de fusão nuclear (Capítulo IV), provenientes de distribuições angulares num intervalo grande de ângulos de observação (θ_{LAB}), e com critério rigoroso no que diz respeito aos erros experimentais, levam a valores de ℓ_{CR} deduzidos com precisão de, aproximadamente, 5%.

V-2. COMENTÁRIOS SOBRE O CONJUNTO DE DADOS DE SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$

A curva-ajuste pelo modelo de Glas e Mosel (Figura V-1) foi obtida baseada em dados de secção de choque de fusão nuclear obtidos até meados de 1977 (Ba 77). Estes dados envolvem energias de bombardeio que vão de 20 MeV até 168 MeV, e foram obtidos com técnicas de deteção diferentes conforme indicado na Figura V-1. A partir dessa época, foram obtidos, além dos nossos, outros dados em energias mais baixas (Ei 77), com técnica de deteção idêntica àquela utilizada por nós (Capítulo III). Estes últimos dados e os nossos se sobrepõem àqueles obtidos por Dauk et al. (Da 75), onde foi utilizada a deteção de raios j, provenientes de núcleos residuais após o estágio de evaporação de partículas

leves pelo núcleo composto. Estes dados foram obtidos numa faixa de energia de bombardeio que vai de 20 MeV até, aproximadamente,, 50 MeV e são afetados por erros que chegam até a 30%. Os dados de Dauk et al. (Da 75) estão sistematicamente abaixo dos nossos e dos obtidos por Eizen et al. (Ei 77). No trabalho de Eizen et al., este fato é notado e é apresentada a conclusão de que, com o uso da técnica de deteção de raios-γ, processos envolvendo somente o decaimento do núcleo composto por emissão de partículas leves seriam importantes e não poderiam ser levados em conta com a técnica de deteção utilizada por Dauk et al.. A aparente discrepância entre estes dados não pode, a nosso ver, levar a conclusões idênticas àquelas apresentadas por Eizen et al., pois os dados apresentados por Dauk et al. são afetados por erros grandes; e nos dados de Eizen et al., os erros experimentais estimados são extremamente pequenos ($\sim$ 2%). Quanto a este último aspecto, nós acreditamos que estes erros experimentais estimados não correspondam à realidade, baseados no seguinte motivo:

Nós utilizamos técnica de deteção idêntica à do trabalho de Eizen et al., e foram medidas distribuições angulares dos resíduos de evaporação numa faixa maior de ângulos de observação (θ_{LAB}). Além do mais, chegamos a medir em ângulos bem dianteiros ($\theta_{LAB} \sim 2.5\%$), o que não é feito em nenhum outro conjunto de dados apresentado. Devem ser levados em conta, ainda, os cuidados que tivemos no tratamento dos dados. Com todos estes aspectos, os erros experimentais estimados em nossas medidas são da ordem de 10%.

Na parte de alta energia, aparentemente não existem discrepâncias entre os dados de Kozub et al. (Ko 76) e de Back et al. (Ba 77). Estes dados foram obtidos com técnicas diferentes (Figura V-1), e os dados de Kozub et al., obtidos com a técnica de deteção (E-ΔE), possuem erros bem maiores que aqueles apresentados por Back et al.. Estes últimos dados foram obtidos com o uso da técnica de tempo de vôo (Vi 79).

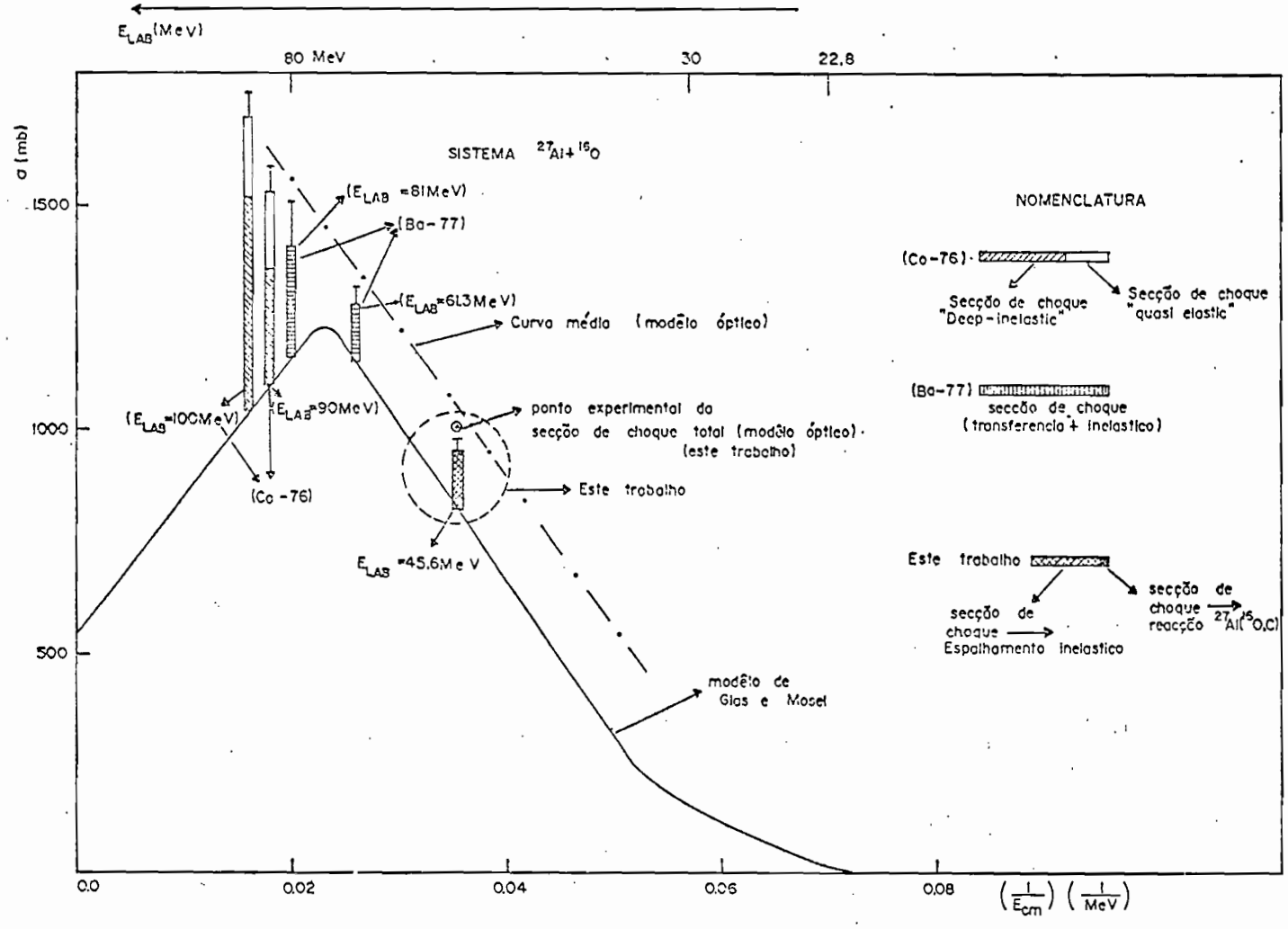
V-3. FUSÃO NUCLEAR E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO PARA O SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$

A fim de estudarmos o problema da fusão nuclear e secção de choque de reação para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, vamos fixar-nos na Figura V-2. Nesta Figura, estão resumidos os dados de reações nucleares diferentes da fusão nuclear, além da curva-ajuste pelo modelo de Glas e Mosel (Figura V-1) e a curva média pelos pontos de secção de choque total de reação (modelo óptico) (Figura V-1). Na Figura V-2, estão esquematizadas também as contribuições deste trabalho.

Na parte de alta energia (acima de 80 MeV), onde secção de choque de fusão nuclear começa a decrescer com o aumento de energia (E_{LAB}), existem dados obtidos por Cormier et al. (Co 76) para outros tipos de reações. Estes dados, obtidos com a técnica de identificação por tempo de vôo (Vi 79), correspondem, em sua maioria, a reações do tipo "deep-inelastic". Neste tipo de reação, conforme visto no Capítulo IV, ocorre grande perda de energia relativa, com eventual transferência de alguns núcleons entre o núcleo-alvo e o projétil. Além deste tipo de reação, foi verificada a ocorrência de reações com perdas de energias relativas bem menores, as quais o autor denomina processos "quasi-elastic". Fixando-se na Figura V-2, é fácil notar que o processo "deep-inelastic" aumenta com a energia bem mais que o processo "quasi elastic". Por outro lado, estes dois processos somados chegam a ser da ordem de 50% da secção de choque de fusão nuclear nestas energias.

O processo "deep-inelastic", que começa a se tornar importante à medida que a secção de choque de fusão nuclear diminui, supõe-se (Co 76) que ocorra em situações particulares. Em outras palavras, uma vez alcançando o valor máximo de momento angular para o núcleo composto (ℓ_{CR}), a faixa entre ℓ_{CR} e ℓ_{max} seria ocupada, principalmente, por estas reações. Num esquema geométrico (Capítulo III), estas reações ocorreriam em colisões mais rasantes envolvendo os íons interagentes.

FIGURA V-2



Modelo de Glas e Mosel e secção de choque total de reação para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$
(Observe as reações diferentes da fusão nuclear)

O processo "deep-inelastic", devido a grande perda de energia relativa, não corresponde a reações do tipo direta. Como é sabido, este último tipo de reação ocorre num único passo, com pequenas perdas de energias. Com isto, as reações do tipo "deep-inelastic", que envolvem uma série maior de colisões entre os núcleons interagentes, ocorrem num tempo de interação maior que as diretas. Baseado nisto, as reações do tipo "deep-inelastic" devem guardar muito pouco, em termos de memória, do canal de entrada da reação.

Em energias mais baixas, existem mais dados de processos diferentes da fusão nuclear. Estes dados foram obtidos por Back et al. (Ba 77) nas energias de bombardeio (^{16}O) de 81 e 61.3 MeV. Infelizmente, estes dados não são tão explícitos como os obtidos por Cormier et al.. Simplesmente foram somados todos os processos que envolvem transferências de alguns núcleons ou espalhamento inelástico, não havendo muito mais informações experimentais sobre estes tipos de reações. Entretanto, somada esta secção de choque à secção de choque de fusão nuclear, os valores encontrados ficam bem próximos da secção de choque total de reação (modelo óptico) (Figura V-2).

A contribuição do nosso trabalho, neste tipo de estudo, foi feita na energia de bombardeio de 45.6 MeV (Figura V-2). Com a medida do espalhamento inelástico para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$ (Capítulo V), verificou-se ser este canal o mais importante dentre as reações diferentes da fusão nuclear. Neste tipo de experiência, não foi feito um estudo espectroscópico, em termos de níveis populados, no núcleo ^{27}Al por meio desta reação. Mas foi verificado dos dados experimentais que, aproximadamente, os cinco primeiros níveis do ^{27}Al são populados. Por outro lado, foi detetada experimentalmente (Capítulo V) a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$. Esta reação com características próprias (Capítulo V) ocorre em porcentagem bem menor que o espalhamento inelástico. A fim de sintetizarmos estas observações, vamos concentrar-nos na Tabela V-2.

TABELA V-2

SISTEMA $^{27}Al + ^{16}O$ (E_{LAB} = 45.6 MeV)

(Dados experimentais deste trabalho)

$\sigma_{r,total}$ (modelo óptico) mb	σ_f (fusão nuclear) mb	σ (inelástico) mb	$\sigma\|^{27}Al(^{16}O,C)\|$ mb
1004	810 ± 65	115 ± 23	10 ± 2
	81%	11.5%	1%

Se somarmos os processos diferentes da fusão nuclear à secção de choque da mesma, o resultado obtido concorda dentro de 6% com a secção de choque total de reação (modelo óptico). Se levarmos em conta os erros experimentais ocorre a superposição entre estes dois valores. Devemos salientar, ainda, que o valor da secção de choque calculado pelo modelo óptico é bem próximo daquele calculado pelo método do "quarter-point" (Capítulo III).

Nós não chegamos a medir processos diretos de transferência para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$, nesta faixa de energia. Entretanto, existem dados para as reações $^{27}Al(^{16}O,^{15}N)$ e $^{27}Al(^{16}O,^{17}F)$ (processos diretos) (Ba 75) na energia de bombardeio (^{16}O) de 45.0 MeV. Os resultados encontrados mostram ser, em termos de secção de choque, aproximadamente uma ordem de grandeza menor que o menor valor apresentado na Tabela V-2 (reação $^{27}Al(^{16}O,C)$). Com estas considerações, fica a contribuição deste trabalho quanto à importância de canais abertos diferentes da fusão nuclear na energia de 45.6 MeV. Esta energia corresponde, aproximadamente, a 1.5 vezes a energia da barreira coulombiana para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$.

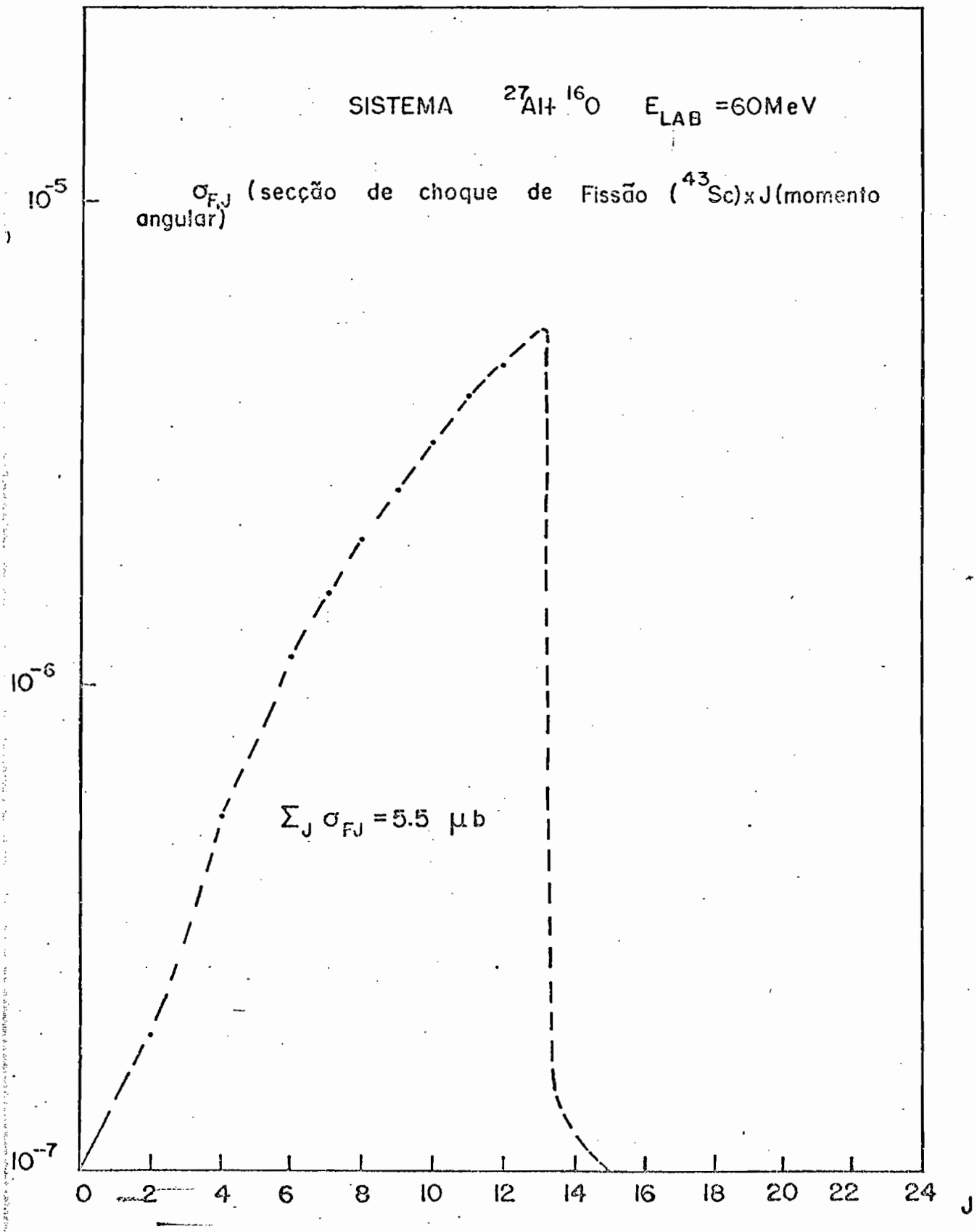
V-4. CÁLCULOS SOBRE OUTROS PROCESSOS DIFERENTES DA FUSÃO NUCLEAR

Conforme visto no Capítulo III, o processo de fusão nuclear não é fácil de ser estudado teoricamente fora de um esquema geométrico. Esta mesma observação deve ser feita em relação a processos do tipo "deep-inelastic". Por outro lado, estudos teóricos sobre o espalhamento inelástico de ^{16}O em ^{27}Al não são simples, visto o núcleo de ^{27}Al ter uma estrutura complicada, em termos dos níveis de energia encontrados experimentalmente. Até os dias de hoje, este núcleo tem sido alvo de estudos teóricos e experimentais para se entender melhor a sua estrutura (Si 77).

Independentemente destes aspectos, pode-se aprender mais algumas coisas sobre a interação de ^{16}O e ^{27}Al, com cálculos relativamente simples. Neste sentido, podemos calcular com o programa "Alice" (Bl 78) a contribuição de outros processos distintos dos que foram discutidos até aqui para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$. Como é sabido, em reações com íons pesados assume particular importância a fissão nuclear em processos que envolvem altas energias de excitação. Com íons leves, este fato não é marcante, como pode ser visto na Figura V-2. Entretanto, podemos fazer uma estimativa da secção de choque de fissão nuclear para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$. Estes cálculos (programa "Alice") estão baseados no modelo semiclássico do fissionamento de um núcleo girante, proposto por Cohen et al. (Co 74), e se encontram esquematizados na Figura V-3. Por esta Figura, podemos ver que, numa energia de bombardeio de 60 MeV, o processo de fissão nuclear é desprezível em comparação aos outros processos discutidos até aqui. Este fato concorda com os dados experimentais encontrados para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$ (Figura V-2), onde não foi detetado, experimentalmente, o processo de fissionamento do núcleo de ^{43}Sc (Co 76) (Ba 77).

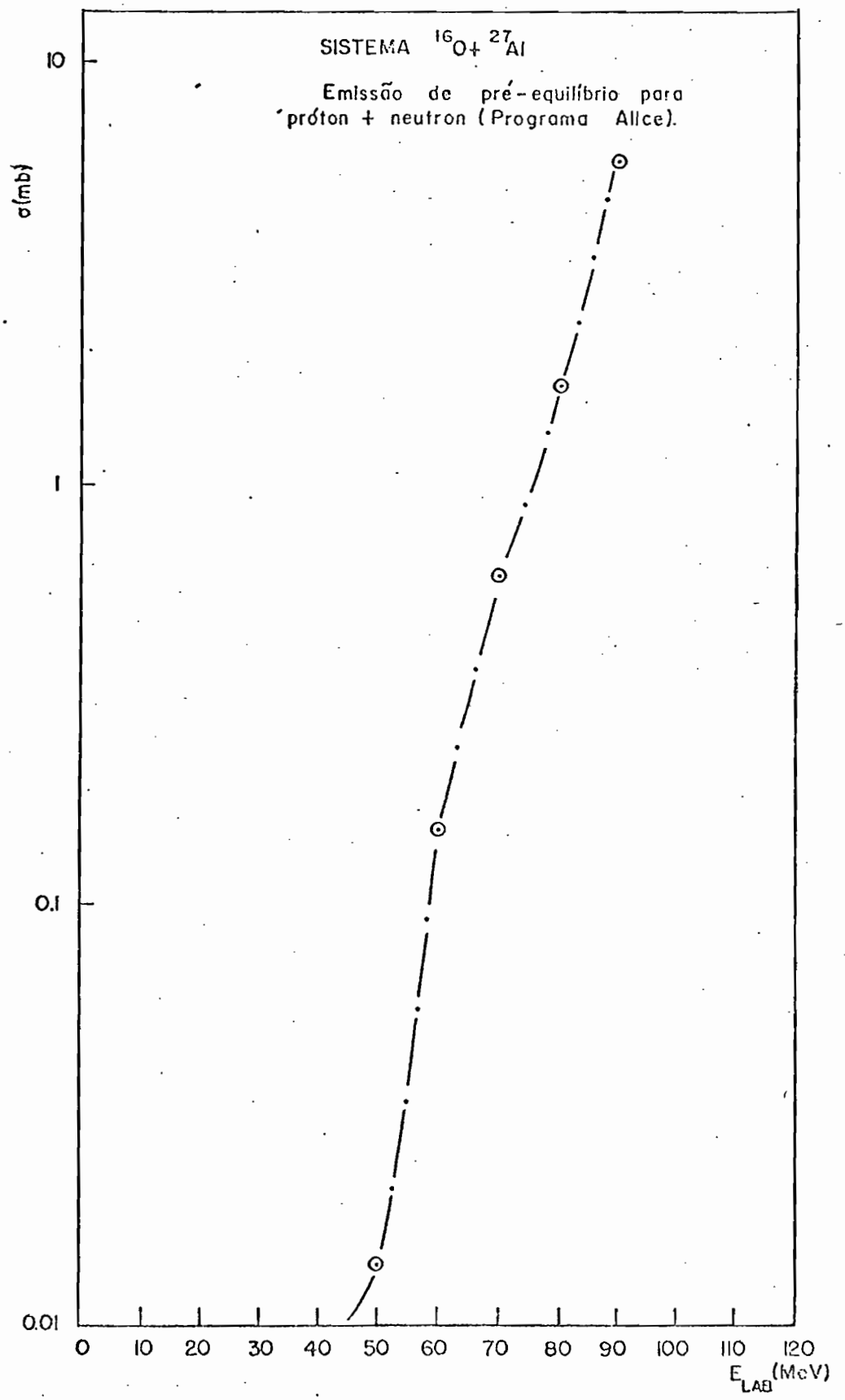
Por outro lado, existe o processo de emissão de partículas leves, na interação entre dois íons pesados, an

FIGURA V-3



Cálculo do programa "Alice" para a secção de choque de fissão para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$ (E_{LAB} = 60 MeV)

FIGURA V-4



Cálculo do programa "Alice" para a secção de choque e emissão de 1 próton e 1 nêutron, no estágio de pré-equilíbrio, em função da energia de bombardeio

tes da formação do núcleo composto. Este processo é denominado emissão de pré-equilíbrio e se distingue do processo direto ao dar ênfase à emissão de partículas (nêutron ou próton) via interações núcleon-núcleon. Cálculos para estes processos são relativamente simples e se baseiam na interação de um núcleon e um gás de férmions. Nestes cálculos utilizam-se potenciais ópticos para descrever a interação núcleon-núcleon (Bl 75). Os resultados destes cálculos utilizando o programa "Alice" estão esquematizados na Figura V-4. Também neste caso é desprezível a contribuição deste processo, numa faixa grande de energias de bombardeio, na interação de $^{16}O + ^{27}Al$. Estes cálculos referem-se à emissão de 1 próton mais 1 nêutron, no estágio de pré-equilíbrio.

Portanto, esses cálculos simples mostram que resultados experimentais, principalmente no caso de reações com perdas grandes de energias relativas, precisam ser mais estudados teoricamente.

V-5. REAÇÃO $^{27}Al(^{16}O,C)$

Nós gostaríamos de dar certa ênfase à deteção experimental da reação $^{27}Al(^{16}O,C)$. Esta reação tem a característica (Capítulo V) de ocorrer, preferencialmente, para valores de Q bem negativos, comparados com a energia relativa disponível. Por outro lado, ela tem a característica de apresentar espectros (Capítulo III), onde o valor de $Q_{ótimo}$ não é nada sensível à mudança do ângulo de observação (θ_{LAB}). Este fato é contraditório em relação a reações diretas, onde a existência do valor de $Q_{ótimo}$ é decorrente do "casamento" dos momentos angulares nos canais de entrada e saída e bastante dependente do ângulo de observação (θ_{LAB}). Portanto, esta reação não parece, baseado nesses aspectos, ter muita lembrança do canal de entrada da reação. Em síntese, as seguintes "especulações" podem ser feitas em relação à reação $^{27}Al(^{16}O,C)$:

i) Esta reação não pode ser explicada por emissão de pré-equilíbrio de nêutrons e prótons, baseado no que foi discutido na Secção V-3.

ii) A sua principal característica, em termos de ocorrer preferencialmente para valores de Q bem negativos, foi observada também em energias bem mais altas (trabalho de Cormier et al. (Co 76) sobre "deep-inelastic" no sistema $^{27}Al + ^{16}O$). Nestas energias, esta reação é uma das mais prováveis fora a fusão nuclear.

iii) A distribuição angular (E_{LAB} = 45.6 MeV) (Capítulo III) é bem parecida com aquela, para a mesma reação, obtida por Cormier et al. em alta energia. Com isto, a curva de excitação obtida por nós em ângulo dianteiro* ($\theta_{LAB} \sim 8^{o}$), pode ser tida como a indicação de que a secção de choque desta reação aumenta bastante com a energia de bombardeio.

iv) Observados os aspectos discutidos em i, ii e iii, a ocorrência desta reação em energias relativamente baixas deve ser mais bem investigada, tanto teórica quanto experimentalmente. Com isto, talvez se possa compreender melhor o processo de interação entre ^{16}O e ^{27}Al, numa faixa grande de energias de bombardeio, ao se tentar unir todas as evidências experimentais observadas.

---

* *Conforme visto no Capítulo IV, a distribuição angular para a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$ tem subida acentuada em ângulos dianteiros de observação.*

VI - CONCLUSÕES FINAIS

O estudo da interação de ^{16}O e ^{27}Al, apresentado neste trabalho, permitiu-nos chegar a uma série de pré-conclusões, discutidas no Capítulo V. Gostaríamos, neste Capítulo, de fazer uma extensão a essas conclusões, com o objetivo de, ao se fazerem novas medidas, aprendermos mais sobre esta interação.

Dos resultados e análise apresentados no Capítulo V, com as contribuições deste trabalho, fica clara a necessidade de novas medidas, principalmente na parte de reações distintas da fusão nuclear para o sistema $^{27}Al + ^{16}O$. Acreditamos que, assim procedendo, poderemos compreender melhor as diferentes reações observadas experimentalmente em energias de bombardeio tão distintas. Neste sentido, a contribuição deste trabalho, no que se refere à deteção da reação $^{27}Al(^{16}O,C)$, em energia relativamente baixa, sugere um estudo melhor da mesma em função da energia de bombardeio. Com isto, talvez possamos evoluir na compreensão de reações com perdas grandes de energias relativas, observadas principalmente para altas energias de bombardeio (Capítulo V).

Por outro lado, foi verificado, experimentalmente nas energias altas, o espalhamento fortemente inelástico, envolvendo valores de Q bastante negativos (Co 76). Este tipo de reação ocorre nessas energias com aproximadamente igual importância que a reação $^{27}Al(^{16}O,C)$. Sendo assim, seria interessante pesquisar experimentalmente este tipo de reação em energias mais baixas. Este tipo de estudo, entretanto, não é nada simples experimentalmente, pois envolve a deteção de partículas de ^{16}O com energias relativamente baixas (Ba 77). Estas partículas podem-se confundir com outras partículas de ^{16}O, provenientes do espalhamento do feixe incidente (^{16}O) no sistema de colimação para definição do feixe (Subsecção IV-1). Nós pensamos que podemos eliminar este problema, trabalhando sem colimadores para definição do feixe incidente (^{16}O). Os primeiros testes neste sentido já foram iniciados, e os resultados obtidos são bastante promissores.

Num esquema mais amplo, mais informações são necessárias para um estudo mais profundo de reações com íons pesados. A identificação de massa ao produto de reação detetado assume grande importância neste contexto. Assim sendo, foi construído (Vi 79), pelo grupo de íons pesados do Laboratório Pelletron, um sistema de identificação de massa pela técnica de tempo de vôo. Com isto pretendemos estender nossos estudos na interação de ^{16}O e ^{27}Al, com mais estas informações adicionais.

Finalmente, é de interesse deste grupo estender o tipo de estudo que tem sido feito no sistema $^{27}Al + ^{16}O$ para outros sistemas, nesta mesma faixa de massas, a fim de obtermos uma sistemática que nos permita uma melhor compreensão destes processos.

REFERÊNCIAS

Ac 75 - J.C. Acquadro, D. Pereira e O. Sala - Annual Report 1975, Departamento de Física Nuclear da Universidade de São Paulo, 129 (1975)

Ba 74 - R. Bass - Nuclear Physics A231, 45 (1974)

Ba 75 - J.B. Ball, Ole Hansen, J.S. Larsen, D. Sinclair e F. Videback - Nuclear Physics A244, 341 (1975)

Ba 77 - B.B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen, E. Michelsen e Tai-Kuang-Hsi - Nuclear Physics A285, 317 (1977)

Bl 75 - M. Blann - Annual Review of Nuclear Science 25, 123 (1975)

Bl 78 - M. Blann: Código de evaporação "Alice". Versão julho de 1978 - Nuclear Structure Research Laboratory, University of Rochester, Rochester, N.Y., E.U.A.

Bo 75 - J.P. Bondorf, J.R. Huisenga, M.I. Sobel e D. Sperber - Physical Review C11, 1265 (1975)

Br 76 - R.A. Broglia, C.H. Dasso e A. Winther - Physical Review Letters B61, 113 (1976)

Co 74 - S. Cohen - Annals of Physics 82, 557 (1974)

Co 76 - T.M. Cormier, A.J. Lazzarin, M.A. Neuhaunsen, A. Sperduto, K. van Bibber, F. Videback, G. Young, E.B. Blum, L. Herreid e W. Thoms - Physical Review C13, 682 (1976)

Cr 79 - Edilson Crema - Tese de Mestrado, IFUSP (1979)

Da 75 - J. Dauk, K.D. Lieb e A.M. Kleinfeld - Nuclear Physics A241, 170 (1975)

De 75 - H.H. Deubler e K. Dietrich - Nuclear Physics A277, 493 (1975)

Ei 77 - J. Eizen, I. Tserruya, Y. Eyal, Z. Fraenkel e M.H. Hillman - Nuclear Physics A291, 459 (1977)

Fo 75 - M.M. Fowler e R.C. Jared - Nuclear Instruments and Methods 124, 341 (1975)

Fr 72 - W.E. Frahn - Annals of Physics 72, 524 (1972)

Ga 74 - J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rosset, U. Schotthaver-Voos e X. Tarrago - Physical Review C9, 1126 (1974)

Gl 75 - D. Glas e U. Mosel - Nuclear Physics A237, 429 (1975)

Gr 74 - D.H.E. Gross e A. Kalinousky - Physics Letters 48B, 302 (1974)

Gu 73 - H.H, Gutbrod, W.G. Winn e M. Blann - Nuclear Physics A213, 267 (1973)

Ha 77 - J.W. Harris, T.M. Cormier, D.V. Gersaman, L.L. Lee, R.L. McGeath e J.P. Wurm - Physical Review Letters 38, 1460 (1977)

Ko 76 - R.L. Kozub, N.A. Lu, I.M. Miller e D. Logan - Physical Review C11, 1497 (1976)

La 65 - A.P. Lawrenc - Nuclear Instruments and Methods 32, 357 (1965)

Pe 78 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala e N.D. Vieira Junior - Revista Brasileira de Física, vol. 8, 165 (1978)

Po 73 - T. Polga, S.D. Paciornik e C.Z. Mammana - 2º Simpósio sobre Treinamento de Físicos em Computação, São Paulo (1973)

Ro 76 - V.H. Rotberg, D. Pereira, M.N. Rao e O. Sala - Revista Brasileira de Física, vol. 6, nº 3 (1976)

Sa 74 - O. Sala e G. Spalek - Nuclear Instruments and Methods 122, 213 (1974)

Sc 77 - W.V. Schöder e J.R. Huisenga - Annual Review of Nuclear Science 27, 465 (1977)

Si 77 - R.P. Singhal, A. Johnston, W.A.G. Lespie e E.W. Less - Nuclear Physics A279, 29 (1977)

Vi 79 - Nilson Dias Vieira Junior - Tese de Mestrado, IFUSP (1979)

Wi 75 - J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, J.S. Larsen, J.C. Acquadro e P.R. Christensen - Nuclear Physics A244, 147 (1975)

Wo 73 - C.Y. Wong - Physical Review Letters 31, 766 (1973)