

Aos meus pais.

A Martha.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. Juan Carlos Acquadro Quacchia pela orientação, apoio e colaboração nesse trabalho, a quem tomo como exemplo de perseverança e força de vontade.

Agradeço ao Dirceu Pereira pelo apoio e colaboração nesse trabalho, a quem considero, no campo científico, um irmão mais velho.

Agradeço ao Dr. Oscar Sala, diretor do Departamento de Física Nuclear, pelas facilidades concedidas para o uso do laboratório, assim como, pelas discussões e sugestões proveitosas.

Agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de S. Paulo, que deu suporte financeiro para a execução desse trabalho.

Agradeço aos demais elementos que integram o grupo de íons pesados do Laboratório Pelletron: Arthur, Edilson, Emílio, Pimenta e em particular ao Raphael, pela participação na montagem experimental, na tomada de dados e discussões nas várias fases desse projeto.

Agradeço ao pessoal que forneceu suporte técnico para a execução desse trabalho, em particular ao Luís Marcos, Sr. Mario Capello, Mario Celso, Messias, Udo, Virgilio e ao pessoal componente das oficinas mecânicas ligadas ao laboratório.

Agradeço ao Hélio Dias pelo companheirismo demonstrado durante o período em que convivi no laboratório.

Agradeço ao Mário, Adilson, Jaime, Verena e Wagner que deram suporte técnico e científico para o desenvolvimento da parte computacional desse trabalho.

Agradeço à Ivone pelo trabalho de datilografia, assim como a todos que contribuíram direta ou indiretamente para a concretização desse trabalho.

## RESUMO

Um sistema de identificação de massas de produtos de reações nucleares entre íons pesados foi construído e o seu desempenho testado.

A medida do número de massa é feita através da medida do tempo de voo dos íons numa distância conhecida e a energia desses íons. A medida do instante inicial de voo é feita pelos sinais gerados por um cintilador plástico fino acoplado a uma fotomultiplicadora rápida. O sinal de término de voo e a energia dos íons é dado por um detector de barreira de superfície.

Uma calibração angular do sistema foi feita utilizando-se o espalhamento elástico de íons de  $^{16}\text{O}$  num alvo de ouro natural, na energia incidente de 36,0 MeV.

Além disso, o desempenho do sistema na identificação das massas foi testado utilizando-se a reação  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , na energia de 30,75 MeV. As massas 20,23,24,26 e 27 u.m.a. foram identificadas. Algumas características dessa reação foram obtidas utilizando-se de uma aproximação clássica para a análise.

O sistema permite a identificação de até 40 u.m.a..

## ABSTRACT

A mass identification system for products of nuclear reactions between heavy ions was constructed and its performance tested.

The measurement of the mass number is effected by measuring the time of flight of the ions over a known distance and their energies. The start signal of the time of flight system is provided by signals generated in a thin plastic foil coupled to a fast photomultiplier and the stop signal and the energy are provided by a solid state detector.

The angular alignment of the system was verified by the elastic scattering of oxygen ions on a natural gold target at an incident energy of 36.0 MeV.

The mass identification performance of the system was tested using  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$  reaction at a laboratory energy of 30.75 MeV. The reaction products masses of 20, 23, 24, 26 and 27 a.m.u. were identified. Some features of a classical approach to the analysis of the reaction were seen.

The system is able to identify masses as heavy as 40 a.m.u..

# S U M Á R I O

I - INTRODUÇÃO	1
II - Descrição do Sistema	3
1) Parte mecânica	7
1a) Câmara de alvos	7
1b) Sistema de colimação do feixe	14
1c) Sistema de suporte de alvos	14
1d) Sistema de medida de tempo de voo	16
1e) Sistema de vácuo	17
2) Sistema de detecção do tempo de voo e a energia dos ions	19
3a) Eletrônica associada à determinação do tempo de voo dos ions e à sua energia	26
3b) Eletrônica associada à conversão análogo-digital dos sinais de energia e tempo de voo e armazenamento desses sinais	36
3c) Redução dos dados experimentais	38
III - 1) Medidas efetuadas e resultados obtidos	50
2) Análise dos dados obtidos na reação $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$	71
IV - Conclusões	89
V - Referências Bibliográficas	92

## I - INTRODUÇÃO

Reações nucleares entre íons pesados, em regiões de energias incidentes superiores à altura máxima da barreira coulombiana, apresentam comumente uma grande variedade de canais abertos de saída e conseqüentemente uma grande variedade de produtos de reações. Esses produtos devem ser identificados para uma melhor compreensão dessas reações. A identificação consiste na determinação do número de massa, do número atômico e da energia desses íons produtos.

O presente trabalho descreve um sistema de identificação do número de massa dos íons produtos dessas reações. Essa identificação se dá através da medida da velocidade e da energia desses íons. A medida da velocidade é feita medindo-se o tempo de voo desses íons para percorrer uma distância conhecida. A massa é então obtida utilizando-se a relação não relativística entre a energia cinética e a velocidade desses íons.

O sistema de identificação de massas é descrito, na sua composição mecânica e eletrônica, no capítulo II.

Foi utilizada a reação  $^{16}\text{O}({}^{197}\text{Au}, {}^{197}\text{Au})^{16}\text{O}$ , na energia incidente de 36,0 MeV, onde o espalhamento elástico segue a lei de Rutherford, para a aferição dos ângulos de medida do sistema de medida do tempo de voo. Os resultados dessa aferição encontram-se no capítulo III.

Para testar o desempenho do sistema na identificação das massas foi estudada a reação  $^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ , na energia de 30,75 MeV no laboratório, e os íons produtos dessa reação identificados. Os dados obtidos, assim como uma análise desses dados encontram-se também no capítulo III.

Além disso, uma síntese dos resultados obtidos e comentários sobre o desempenho do sistema são feitos no capítulo IV.

O presente sistema de identificação das massas encontra-se instalado na canalização de 45<sup>o</sup>, na ala experimental, "A", do laboratório "Pelletron", descrito na referência 1.

## II - DESCRIÇÃO DO SISTEMA

O sistema identificador de massas permite medir simultaneamente a energia dos ions e o tempo que esses demoram para percorrer uma determinada distância. A massa é então obtida com a seguinte expressão:

$$m = \frac{2}{d^2} \cdot E \cdot t^2 \tag{1}$$

onde, m = massa do íon; E = energia cinética do íon; d = distância de vôo; t = tempo de vôo para percorrer a distância de vôo d.

A correção para a medida do número de massa devida à inclusão de efeitos relativísticos na região de energia do acelerador é desprezível (menor que 0,5% para prótons com a máxima energia possível).

Genericamente, um sistema de tempo de vôo poderia ser esquematizado como na figura 1.

O detetor D<sub>1</sub> é tal que permite a passagem do íon através dele, emitindo um sinal indicativo do início da medida do tempo de vôo. O detetor D<sub>2</sub>, separado do detetor D<sub>1</sub> pela distância de vôo, fornece um sinal indicativo do término do tempo de vôo assim como de sua energia.

Para íons leves, os detetores D<sub>1</sub> e D<sub>2</sub> são detetores de barreira de superfície (ref.2). O detetor D<sub>1</sub> é do tipo transmissão, fino, que permite obter informação também do número atômico. A informação do número atômico é obtida através das medidas da perda de energia no detetor D<sub>1</sub> e da energia no detetor D<sub>2</sub>.

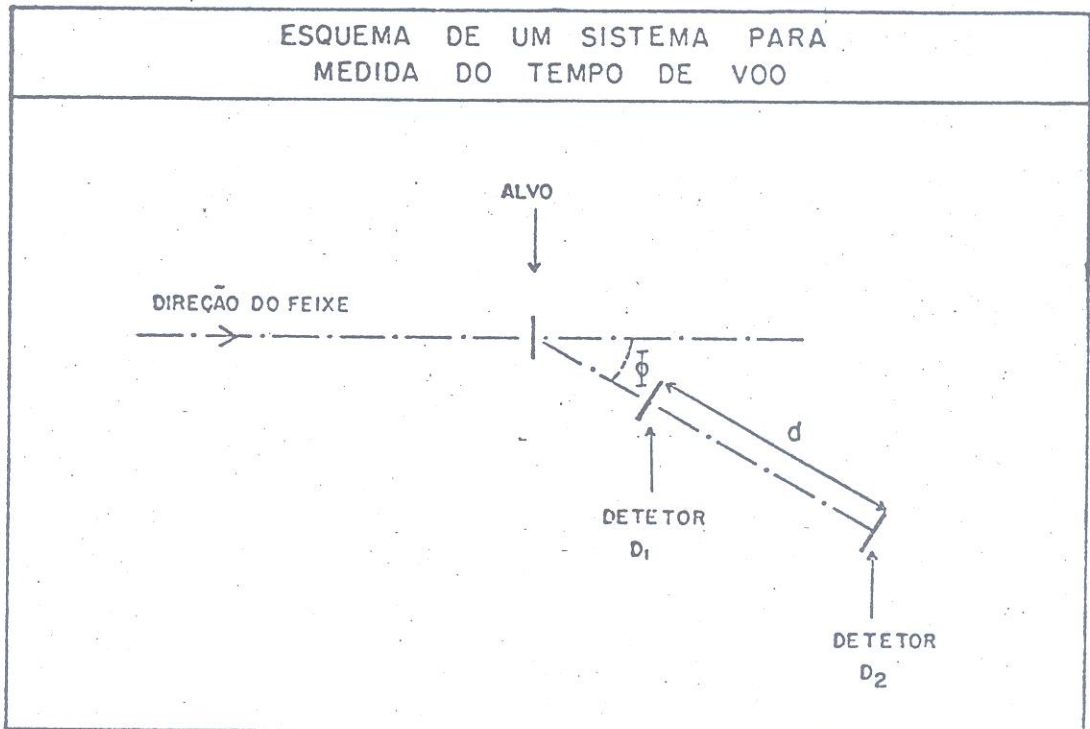


FIG. 1 - Esquema de um sistema de medida de tempo de vôo dos íons; D<sub>1</sub> é um detetor do início de vôo, d é a distância de vôo, D<sub>2</sub> é o detetor do término de vôo e da energia do íon,  $\phi$  é o ângulo de medida no laboratório.

O sistema de tempo de vôo desenvolvido e aqui descrito foi baseado na idéia original de M.L.Muga e outros (ref.3), posteriormente desenvolvido por C.K.Gelbke e outros (ref.4), além de T.M.Cormier e outros (ref.5), e consiste em substituir o detetor D<sub>1</sub> por uma folha de plástico cintilador suficientemente fina para permitir a passagem de íons pesados.

A folha de plástico cintilador é acoplada opticamente por um espelho semi-esférico a uma fotomultiplicadora (figura 2). Um desenho esquemático do sistema pode ser visto na figura 2.

A resolução na determinação do número de massa dos íons é afetada pelas incertezas nas medidas de:

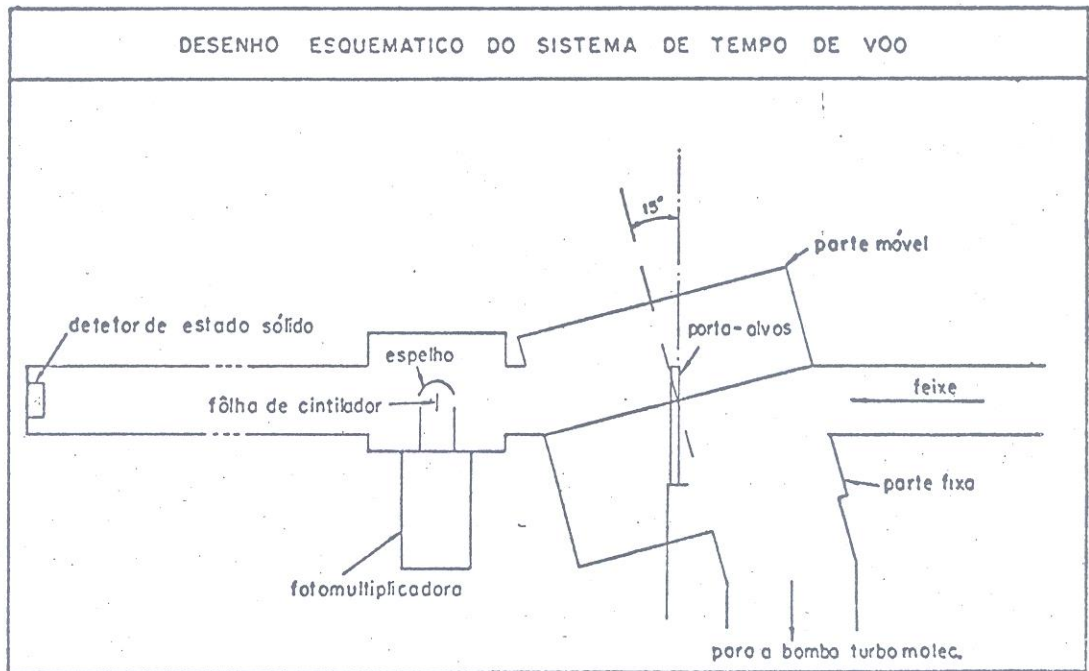


FIG. 2 - Esquema do sistema de tempo de voo desenvolvido. A figura mostra o sistema no ângulo de medida de  $0^\circ$ . Partículas espalhadas pelo alvo atravessam a folha de cintilador, gerando o sinal de início da contagem do tempo de voo, e se dirigem ao detetor de estado sólido, onde são gerados os sinais de término de tempo de voo e energia dos íons. O ângulo de medida é variado, girando-se a câmara de alvos.

- i) energia cinética dos íons;
- ii) tempo de voo desses íons.

Além disso, existe uma imprecisão na distância de voo dos íons devido às possíveis trajetórias causadas pelo ângulo sólido de detecção. Essas incertezas se relacionam com a incerteza na determinação dos números de massa pela expressão 1, de onde obtemos:

$$\frac{\Delta m}{m} = \left[ \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 + \left( 2 \cdot \frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left( 2 \cdot \frac{\Delta d}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

onde:  $\Delta$  representa a incerteza associada à variável que o acompanha;  $\frac{\Delta d}{d}$  a resolução relativa na distância de vôo;  $\frac{\Delta t}{t}$  a resolução na determinação do tempo de vôo;  $\frac{\Delta E}{E}$  a resolução na medida da energia cinética dos íons;  $\frac{\Delta m}{m}$  a resolução na medida do número de massa.

Por essa expressão vê-se claramente que a resolução na determinação do número de massa é fortemente dependente da resolução na determinação do tempo de vôo,  $\frac{\Delta t}{t}$  e na determinação da distância de vôo,  $\frac{\Delta d}{d}$ .

Para tornar mínimas essas quantidades é necessário aumentar a distância de vôo,  $d$ , e conseqüentemente aumentar o tempo de vôo. O aumento nessa distância é limitado pelo ângulo sólido de detecção do sistema pois não se pode aumentar demasiadamente a área útil do detetor de barreira de superfície. Torna-se necessário então diminuir a imprecisão na medida de tempo de vôo,  $\Delta t$ , para se obter uma boa resolução na identificação do número de massa.

A resolução na distância de vôo depende essencialmente das diferentes trajetórias permitidas pela geometria do sistema de detecção. Pelas razões dadas anteriormente, a distância de vôo foi tomada da ordem de várias dezenas de centímetros (76,0cm) o que acarreta uma incerteza da ordem de 0,005% no termo  $\Delta d/d$ , para o ângulo sólido utilizado, que é desprezível perante as outras resoluções.

Para essas condições a resolução em massa depende principalmente das resoluções das medidas da energia e de tempo. A resolução em energia é da ordem de 1% para íons pesados (ref.5); assim sendo, deve-se ter uma resolução na medida do tempo da ordem de 0,5%.

## II.1) PARTE MECÂNICA

O sistema de tempo de voo desenvolvido e aqui descrito está localizado no término de canalização de  $45^\circ$  na área experimental "A" do laboratório Pelletron (ref. 1).

O sistema é constituído basicamente de duas partes principais:

- i) a câmara de alvos, que está acoplada diretamente à canalização do feixe e contém o suporte de alvos, as fendas de definição e monitoração do feixe;
- ii) o conjunto de detetores que consta de uma câmara para a determinação do instante inicial de voo, o sistema de determinação do instante final de voo e a energia do íon. Esse conjunto está acoplado à câmara de alvos.

Um desenho de montagem é mostrado na figura 3.

### II.1a) CÂMARA DE ALVOS

A câmara de alvos foi construída com um tubo de aço inoxidável de 200mm de diâmetro e 250mm de altura. Ela foi dividida em duas partes; uma fixa à canalização e a outra móvel.

A parte fixa à canalização contém o conjunto de portaalvos, os monitores e o coletor de feixe.

Na parte móvel encontra-se o sistema de detecção de tempo de voo e energia dos íons, acoplado à câmara por um tubo de aço inoxidável, designados tubo de voo.

O acesso ao interior da câmara se dá por uma tampa localizada na parte superior da mesma.

CÂMARA PARA A MEDIDA DO TEMPO DE VÔO DE ÍONS PESADOS. CORTE LONGITUDINAL

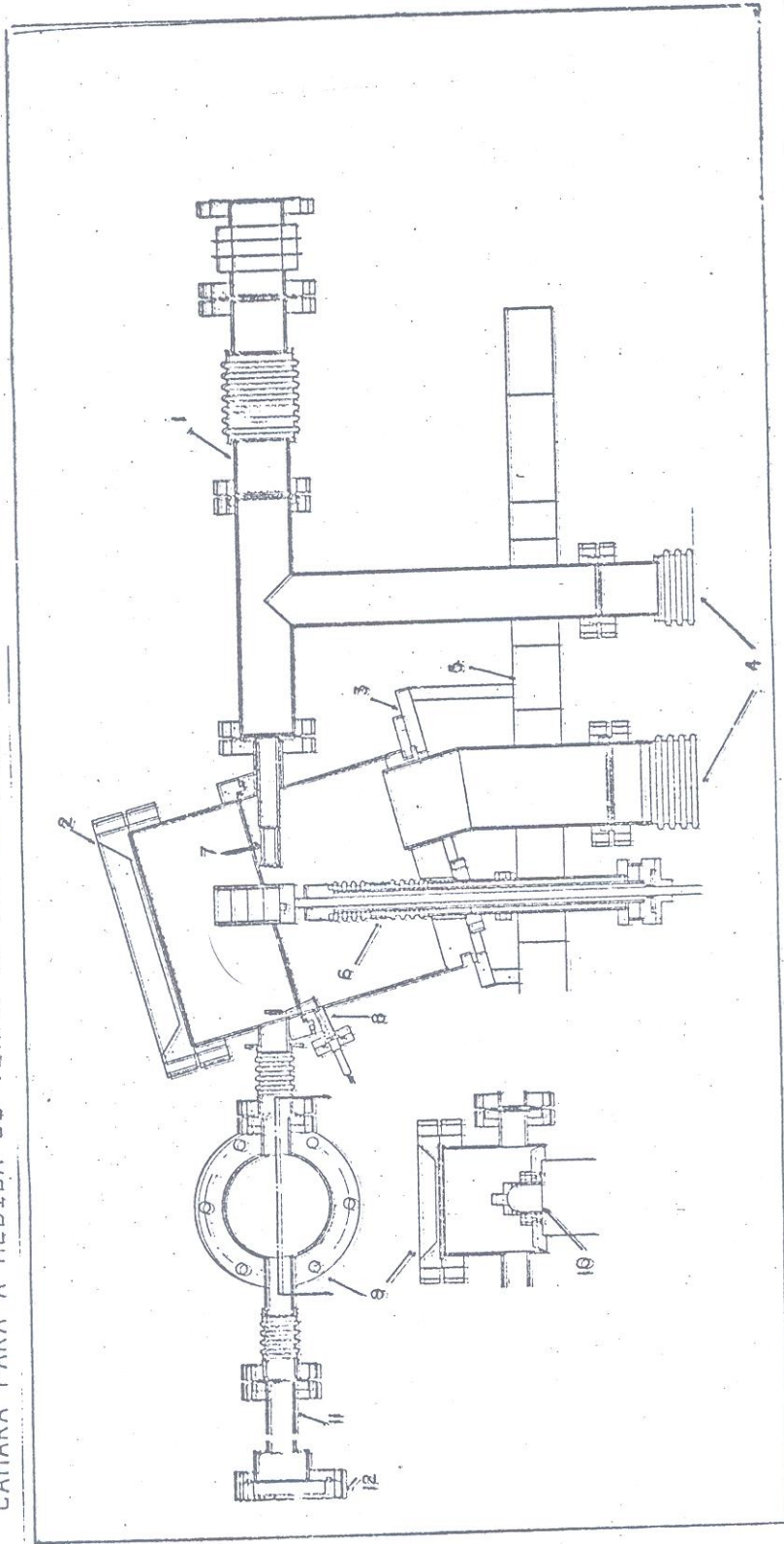


FIG. 3 - Desenho mecânico de montagem da câmara de medida de tempo de voo, incluindo o sistema de porta alvos, a câmara do cintilador e a câmara de alvos. Na figura são indicados: 1) tubo de acoplamento da câmara ao acelerador; 2) câmara de alvos; 3) suporte da câmara de alvos; 4) saídas para bombeamento de vácuo; 5) mesa de apoio da câmara; 6) torre de suporte de alvos; 7) suporte do colimador de saída do feixe; 8) sede do monitor; 9) câmara da folha de plástico cintilador; 10) espelho semi-esférico; 11) tubo de voo; 12) sede do detector de barreira de superfície.

Como o tubo que contém o sistema de detecção tem um comprimento de 93,0cm, ele foi acoplado externamente à câmara, na sua parte móvel. Dessa maneira é possível variar o ângulo de detecção do sistema.

A divisão da câmara foi feita num corte normal ao eixo de simetria para possibilitar a rotação entre as duas partes.

Como, em geral, medidas em ângulos dianteiros são importantes na determinação das seções de choque entre íons pesados, o sistema de detecção deve poder tomar o menor ângulo de medida possível. Fixou-se esse ângulo em  $0^\circ$ .

Dessa maneira, como o tubo de vôo está fixo à parte móvel da câmara e a canalização do feixe à parte fixa, a solução tomada foi inclinar-se o eixo de simetria da câmara. O ângulo de inclinação da câmara foi o menor possível dentro das limitações dos acoplamentos mecânicos existentes e vale  $15^\circ 16'$ . Como ver-se-á, esse ângulo limita o intervalo angular de medidas do sistema.

Para a medida do ângulo de rotação da câmara em torno do seu eixo de simetria, ela possui uma escala graduada e um nônio que possibilita a medida desse ângulo com uma precisão de  $0,1^\circ$ .

Com o conhecimento desse ângulo é possível determinar o ângulo de espalhamento no sistema de laboratório. Para isso, consideremos a figura 4a, onde o tubo de vôo encontra-se na direção de incidência do feixe. Tomando:  $\alpha$ , ângulo de inclinação do eixo de simetria da câmara em relação à perpendicular local;  $\vec{j}$ , direção do feixe incidente;  $\vec{k}$ , direção da perpendicular local;  $\vec{i}$ , vetor ortonormal a  $\vec{j}$  e  $\vec{k}$ ;  $\vec{e}_1$ , direção do eixo de simetria da câmara;  $\vec{e}_2$ , vetor perpendicular a  $\vec{e}_1$  e coincidente com  $\vec{i}$  quando o tubo de vôo encontra-se em  $0^\circ$ ;  $\vec{e}_3$ , vetor ortonormal a  $\vec{e}_1$  e  $\vec{e}_2$ ;  $\theta$ , ângulo de rotação da câmara em torno do seu eixo de simetria;  $\vec{e}_4$ ,

figura 4

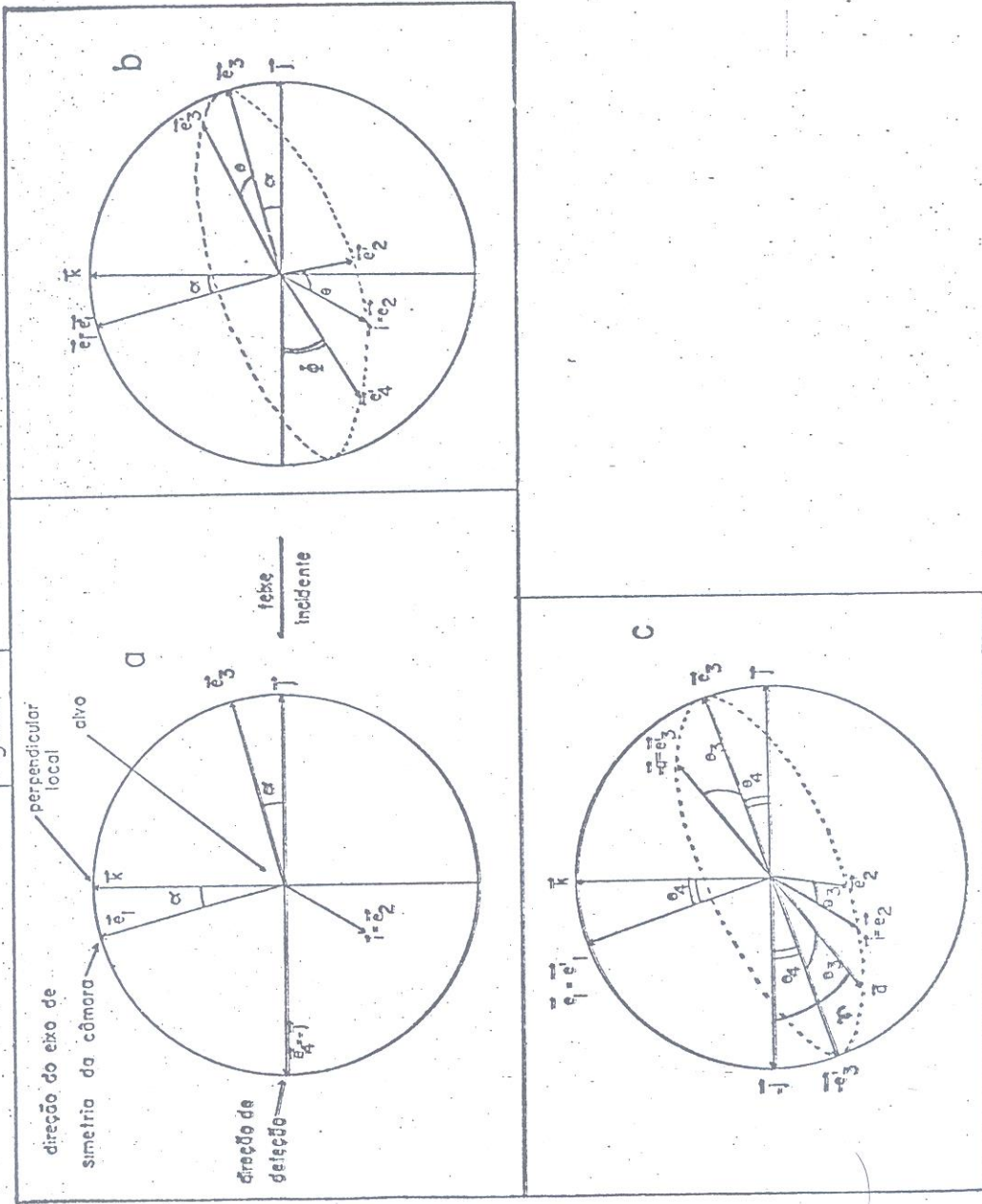


FIG. 4 - As figuras a e b mostram o sistema de detecção (eixo  $\vec{e}_4, \vec{e}_3$ ) nos ângulos de medida de  $0^\circ$  e  $\theta$ ; a figura c mostra a disposição do sistema de monitoração (eixo  $\vec{a}$ ). As bases  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3; \vec{e}'_1, \vec{e}'_2, \vec{e}'_3$ ;  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  são ortonormais;  $\alpha$  é o ângulo de inclinação da câmara,  $\theta$  é o ângulo de rotação de câmara;  $\theta_3$  é o ângulo de medida no laboratório;  $\theta_4$  e  $\theta$  são os ângulos para o posicionamento do monitor.  $\lambda$  é o ângulo de medida do monitor no laboratório.

direção de detecção, forma um ângulo de  $\pi/2-\alpha$  com  $\vec{e}_1$ ;  $\Phi$ , ângulo do sistema de detecção no laboratório.

Quando  $\theta=0^\circ$  tem-se  $\Phi=0^\circ$  e  $\vec{e}_4=-\vec{j}$ .

A figura 4b mostra o sistema quando a câmara é girada de um ângulo  $\theta$ .

Nessas condições, consideremos os novos eixos  $\vec{e}'_1, \vec{e}'_2, \vec{e}'_3$  que correspondem aos eixos  $\vec{e}_1, \vec{e}_2$  e  $\vec{e}_3$  girados de um ângulo  $\theta$ .

As bases  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3; \vec{i}, \vec{j}, \vec{k}; \vec{e}'_1, \vec{e}'_2, \vec{e}'_3$ , são tomadas ortnormalizadas.

Nessas condições:

$$\vec{e}'_1 = \vec{e}_1 \tag{3.1}$$

$\vec{e}'_2$ : está deslocado de um ângulo  $\theta$  de  $e_2$ ;

$\vec{e}'_3$ : está deslocado de um ângulo  $\theta$  de  $e_3$ ;

$\vec{e}'_4$ : está deslocado de um ângulo  $\Phi$  de  $e_4$ .

Expressando  $\vec{e}_4$  na base  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$  temos:

$$\vec{e}_4 = \text{sen}(\alpha) \cdot \vec{e}_1 - \text{cos}(\alpha) \cdot \vec{e}_3 \tag{3.2}$$

que implica na mesma relação para  $\vec{e}'_4$  expresso na base  $\vec{e}'_1, \vec{e}'_2, \vec{e}'_3$ :

$$\vec{e}'_4 = \text{sen}(\alpha) \cdot \vec{e}'_1 - \text{cos}(\alpha) \cdot \vec{e}'_3 \tag{3.3}$$

O ângulo  $\Phi$ , que é o ângulo de detecção no sistema de laboratório, pode ser obtido a partir do produto escalar dos dois:  $\vec{e}_4$  e  $\vec{e}'_4$  (figura 4b). Para isso expressa-se  $\vec{e}'_3$

na base  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ :

$$\vec{e}'_3 = \text{cos}(\theta) \cdot \vec{e}_3 - \text{sen}(\theta) \cdot \vec{e}_2 \tag{3.4}$$

e através dessa expressão e da expressão 3.1, expressa-se  $\vec{e}'_4$  na base  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ :

$$\vec{e}'_4 = \text{sen}(\alpha) \cdot \vec{e}_1 + \text{cos}(\alpha) \cdot \text{sen}(\theta) \vec{e}_2 - \text{cos}(\alpha) \cdot \text{cos}(\theta) \cdot \vec{e}_3 \tag{3.5}$$

Efetuada o produto escalar  $\vec{e}_4$  e  $\vec{e}'_4$  tem-se:

$$\vec{e}_4 \cdot \vec{e}'_4 = \cos(\phi) = \text{sen}^2(\alpha) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos(\theta) \quad (3.6)$$

que é a expressão que relaciona o ângulo medido de rotação da câmara com o ângulo de medida no laboratório.

Da expressão 3.6 advém:

$$\phi = \text{arc cos} \left[ \text{sen}^2(\alpha) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos(\theta) \right] \quad (3.7)$$

onde  $\phi$  é dado em função do ângulo de rotação da câmara,  $\theta$ , e do ângulo de inclinação do eixo de simetria dessa em relação à perpendicular local,  $\alpha$ .

O ângulo máximo de detecção dessa câmara é obtido quando  $\theta$  é igual a  $180^\circ$ . Nessas condições, o ângulo máximo de medida  $\phi^m$  é dado por:

$$\phi^m = \text{arc cos} \left[ \text{sen}^2(\alpha) - \cos^2(\alpha) \right] = (180^\circ - 2\alpha)^\circ \quad (3.8)$$

Portanto, quanto menor o ângulo de inclinação do eixo de simetria da câmara em relação à perpendicular local, maior o alcance angular do sistema, justificando o menor valor desse ângulo tomado na construção do sistema.

A câmara dispõe ainda de duas saídas que possibilitam a colocação de monitores, que são posicionados simetricamente em relação à direção de incidência do feixe. No extremo de cada saída podem ser colocados detetores de barreira de superfície, que estão direcionados para o centro geométrico dos alvos, na linha do feixe.

Os monitores foram posicionados conforme a figura 4c, onde:  $\vec{a}$  = direção definida pelo monitor e o centro dos alvos na linha do feixe;  $\theta_3 = 12^\circ$ ;  $\theta_4 = 23^\circ$ .

O ângulo formado pelos monitores e o centro do alvo com a direção de incidência do feixe,  $\gamma$ , é obtido de maneira análoga à feita anteriormente. Tem-se:

$$\vec{a} = -\cos(\theta_4) \cdot \cos(\theta_3) \cdot \vec{j} + \cos(\theta_4) \cdot \sin(\theta_3) \cdot \vec{i} + \sin(\theta_4) \cdot \vec{k} \quad (4.1)$$

e

$$\vec{a} \cdot \vec{e}_4 = \cos(\gamma) = \cos(\theta_4) \cdot \cos(\theta_3) \quad (4.2)$$

Substituindo os valores de  $\theta_3$  e  $\theta_4$  na expressão 4.2, tem-se:  $\gamma = 25,8^\circ$ .

O conhecimento desse ângulo é importante para a determinação de seções de choque absolutas, pois normaliza-se a taxa de contagens medida pela taxa de contagens no monitor. O ângulo sólido do monitor é atualmente de  $80 \times 10^{-4}$  sr.

A câmara permite ainda a instalação de um coletor de feixe posicionado na linha de incidência do feixe. O sinal proveniente desse coletor é levado ao exterior da câmara. Esse sinal fornece uma informação qualitativa do feixe pois, devido às dimensões internas da câmara, não foi possível a instalação de um supressor de elétrons.

Todo o conjunto formado pela câmara de alvos e o sistema de detecção está apoiado numa peça de ferro. Essa peça tem sua superfície superior paralela à base da câmara e a inferior fixa numa mesa de ferro. Essa mesa permite efetuarmos ajustes para o alinhamento da câmara.

Todo o sistema é isolado eletricamente para evitar malhas de terra.

## II.1b) SISTEMA DE COLIMAÇÃO DO FEIXE

O feixe é colimado com a utilização de dois conjuntos de fendas. O primeiro pode ter sua abertura modificada sem quebra de vácuo. O segundo é interno à câmara e pode ser removido através da tampa de acesso. Além desse conjunto de colimadores existe uma fenda posterior com diâmetro maior com a finalidade de evitar que partículas espalhadas nos colimadores atinjam o alvo ou o sistema de detecção.

Todos os colimadores foram feitos de tântalo.

A divergência angular máxima do feixe incidindo sobre o alvo é totalmente limitada por esses colimadores e é da ordem de alguns poucos décimos de grau.

A área iluminada pelo feixe é também determinada pelas fendas de colimação e é de aproximadamente  $8 \text{ mm}^2$ .

Para tornar máxima a quantidade de feixe que atinge o alvo foram instalados defletores magnéticos e quadrupolos que permitem correções na trajetória do feixe, assim como podem focalizá-lo no centro do alvo. Um esquema da canalização do feixe e a disposição dos defletores, focalizadores magnéticos bem como as fendas encontra-se na figura 5.

A incerteza no ângulo de medida devido à distância entre o alvo e o detetor de energia e a região iluminada pelo feixe no alvo é de aproximadamente 3 minutos de grau.

## II.1c) SISTEMA DE SUPORTE DE ALVOS

O sistema construído, por simplicidade, visa somente a utilização de alvos sólidos. Esses alvos são feitos de películas

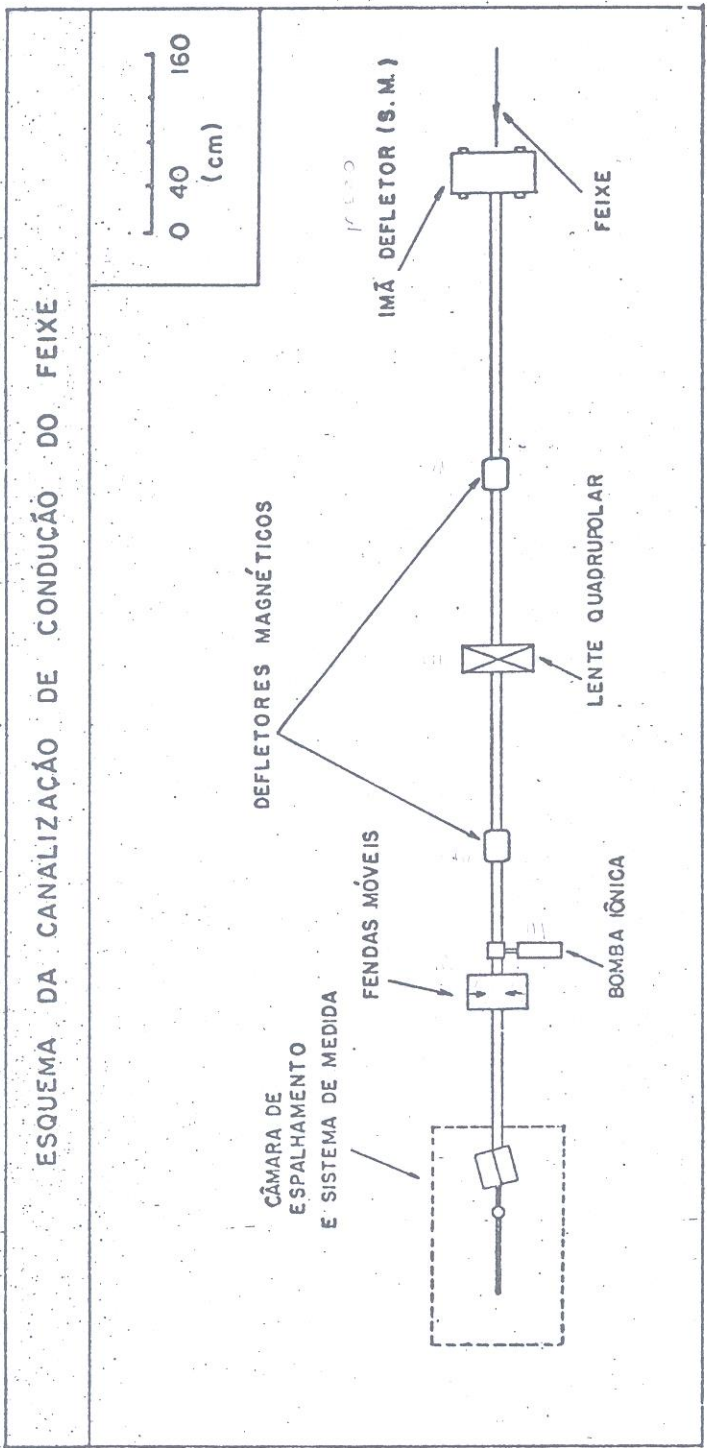


FIG. 5 - A figura esquematiza a disposição dos defletores, focalizadores e fendas de colimação que constituem o conjunto de condução do feixe para a câmara de alvos.

delgadas preparadas por técnicas de evaporação ou deposição e são fixados em suportes. A área disponível para o alvo nesses suportes é de 80 mm<sup>2</sup>. Essas películas devem ser uniformes na região iluminada pelo feixe, devem ter composição química determinada e espessura escolhida.

O suporte de alvos consiste de um quadro que pode conter até três alvos simultaneamente, permitindo trocá-los sem quebra de vácuo. O quadro está preso numa barra que permite girar o plano do alvo em relação à direção de incidência do feixe sem quebra de vácuo. O ângulo de rotação é medido externamente.

Independentemente do movimento de rotação, o suporte pode ser deslocado no sentido vertical, de modo a trocar o alvo exposto ao feixe. Esse movimento é permitido por tubos sanfona dos finos que prendem o suporte de alvos à parte fixa da câmara. O alvo escolhido é posicionado na linha do feixe com o uso de espaçadores que distendem ou comprimem os tubos sanfona-dos. A figura 3 mostra um desenho em corte desse sistema (peça nº6).

## II.1d) SISTEMA DE MEDIDA DE TEMPO DE VÔO

O sistema de detecção de tempo de vôo consta essencialmente de um tubo no início do qual existe uma câmara para a determinação do instante inicial de vôo, e no término dele, uma sede para a instalação do detetor de barreira de superfície. O detetor de barreira de superfície fornecerá o instante final de vôo e a energia do íon.

A câmara de determinação do instante inicial de vôo foi construída com um tubo de 100mm de diâmetro e 90mm de comprimento. O acesso a essa câmara é feito através de uma tampa colocada na sua parte posterior. Na outra extremidade exis-

te um orifício utilizado como sede do espelho semi-esférico e acoplamento para a fixação da fotomultiplicadora. Esse acoplamento permite a vedação para vácuo do sistema.

O espelho semi-esférico consiste de uma peça de dura-alumínio que permite a passagem dos íons através de dois orifícios num dos seus diâmetros. Ao longo do seu eixo de simetria existe um orifício através do qual é fixado o suporte da folha de plástico cintilador. A fixação do espelho à câmara de determinação do instante inicial de vôo foi feita por um suporte que permite os ajustes necessários para o alinhamento do espelho na direção de incidência do feixe e que garante a reprodutibilidade de sua posição após sua movimentação.

Essa câmara é sustentada por um suporte fixo numa viga de alumínio, presa diretamente na parte superior móvel da câmara de alvos. Esse suporte permite efetuar os ajustes necessários para o alinhamento da câmara na direção de incidência do feixe.

Ao final do tubo de vôo existe uma peça construída para portar o detetor de barreira de superfície. Ela permite também a instalação do sistema de refrigeração e medida de temperatura. A necessidade da refrigeração do detetor de barreira de superfície será discutida posteriormente.

## II.1e) SISTEMA DE VÁCUO

Partículas carregadas são distinguidas principalmente pela grande magnitude de sua interação com o meio em que se encontra presente. No nosso caso trabalha-se com íons em movimento e portanto é necessário que o ambiente esteja isento de partículas que possam modificar de uma maneira aleatória a energia ("STRAGGLING") e a trajetória dessas partículas, provocando dis-

persões nas medidas a serem efetuadas. Para evitar isso, bastaria atingirmos a região de pressão dita molecular. Essa região entretanto, não é favorável às unidades de detecção, tais como o detetor de barreira de superfície (conforme ref.2).

Como ainda o sistema de medida de tempo de voo deve ser conectado com o acelerador, onde a pressão é tipicamente da ordem de  $10^{-8}$  torr, é necessário que o sistema trabalhe na região de pressão dita de alto vácuo.

Para atingir-se essa região, vários cuidados com a construção do sistema foram tomados:

- i) utilização de aço inoxidável em praticamente todas as partes mecânicas, exceção feita às partes de isolamento elétrica e guarnições de borracha;
- ii) as vedações nas junções foram feitas com guarnições de alumínio ou de "vitor" que apresentam baixa pressão de vapor.

Procurou-se também diminuir ao máximo os estrangulamentos para bombeamento que aumentam a impedância do sistema, diminuindo a eficiência desse bombeamento. Para evacuar o sistema é utilizada uma bomba do tipo "turbo-molecular" TVP-250, da marca "Pfeiffer", cuja capacidade de bombeamento é de 250 m<sup>3</sup>/h e atua no intervalo de pressão atmosférica a alto vácuo. Essa bomba já contém consigo um sistema de pré-vácuo e sua principal qualidade é a ausência de vapores orgânicos que possam contaminar o sistema. O acoplamento mecânico entre ela e o sistema é feito por tubos sanfonados.

Devido à presença, no sistema, de películas delgadas é necessário efetuar a sua pré-evacuação muito lentamente. Para isso, dispõe-se de uma bomba mecânica auxiliar, cujo bombeamento é controlado. Para a pressurização do sistema dispõe-se de uma

entrada que permite injetar nitrogênio gasoso controladamente. Evita-se assim, a presença de umidade e vapores no sistema, mantendo-o sempre limpo.

## II.2) SISTEMA DE DETECÇÃO DO TEMPO DE VÔO E A ENERGIA DOS ÍONS

Conforme já descrito anteriormente, o sistema de detecção consta de:

- a) medida do instante inicial de vôo;
- b) medida do instante final de vôo e a energia dos íons.

### a) Medida do instante inicial de vôo

Para a determinação do instante inicial de vôo, o sistema construído consta de uma folha fina de plástico cintilador suportada por um aro preso a uma haste. Essa folha encontra-se acoplada opticamente a um espelho semi-esférico em cujo foco encontra-se o centro geométrico da folha de plástico e a linha de incidência dos íons.

Dessa maneira, quando o íon atravessa a folha, a luz produzida é refletida para o fotocatodo de uma fotomultiplicadora, que encontra-se na extremidade do espelho.

Essencialmente, esse sistema deve ter as seguintes características:

- i) mínima perda de energia da partícula transiente e consequentemente mínimo alargamento energético devido a essa perda;
- ii) alta razão de altura de pulso e ruído de fundo para fins de discriminação do instante inicial de vôo;

- iii) pequeno tempo de subida dos pulsos provenientes da fotomultiplicadora;
- iv) máxima eficiência de detecção (transparência total) para partículas que incidem na folha.

A necessidade de se impor as condições ii) e iii) será explicada posteriormente.

Para satisfazer as condições acima é necessário que a folha de plástico tenha a mínima espessura possível, seja constituída de elementos de baixo número atômico e tenha uma alta taxa de conversão de energia captada pela folha em ftons com comprimentos de onda adequados para a sensibilidade da fotomultiplicadora. Essas condições são preenchidas por uma família de soluções de plásticos cintiladores, onde se sobressai como o de mais rápida resposta o "NE-111", conforme resultados apresentados na referência 6. Essas folhas são formadas utilizando-se como solvente para o plástico uma solução de acetato de amila e etila. A quantidade de soluto é muito pequena em relação à de solvente e portanto a transferência de energia do íon incidente é praticamente para o solvente. A energia é então transferida para o soluto, que decai emitindo ftons no comprimento de onda adequado. O tempo de formação desses ftons dependerá do tempo envolvido no processo de transferência de energia do solvente para o plástico cintilador e o tempo de decaimento das moléculas do soluto. Para o plástico cintilador NE-111 esses tempos são da ordem de poucos nanosegundos para espessuras onde a transparência é total para ions pesados, conforme resultados obtidos por Gelbke e outros (ref.4) e Batsch e Moszynski (ref.6). Uma espessura de aproximadamente  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  é suficiente para produzir sinais de amplitudes que permitam uma boa discriminação temporal e conse-

quentemente uma boa resolução na medida do tempo. Essa espessura é suficientemente baixa para permitir a passagem dos íons produtos de reação. Espessuras menores afetam a discriminação pois diminuem demasiadamente o número de ftons formados, diminuindo a relação altura do sinal para ruído. Discutir-se-á posteriormente a influência do ruído na discriminação dos sinais.

A homogeneidade da folha também é importante pois folhas inomogêneas aumentam a dispersão no tempo de vôo das partículas. Além disso, acarretam também numa dispersão do número de ftons formados e portanto alturas de sinais diferentes para as mesmas condições do íon incidente.

Para confeccionar as folhas de plástico cintilador utiliza-se um método similar ao da referência 8, que consiste em se preparar uma solução de acetato de etila (92% em volume) e acetato de amila (8% em volume) com 1,0g de plástico NE-111 para cada 9,0 ml de solução. Espera-se a diluição do soluto na solução e o líquido formado é gotejado em água destilada. Na superfície da água aparece um filme sólido flutuante que apresenta um padrão de interferência luminosa colorido (ref.9). As cores são proporcionais à espessura da camada de plástico formada, conforme observou-se por meio de medidas de perda de energia de partículas alfa provenientes de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  e detetadas por um detector de barreira de superfície. Dessa maneira é possível determinar a espessura das folhas assim como escolher zonas homogêneas do filme flutuante.

A folha escolhida é depositada num aro e o conjunto é submetido aos vapores do solvente, que tem o efeito de torná-lo aderente ao aro assim como diminuir as tensões produzidas na folha quando colhida pelo aro.

A folha é então fixa no espelho com sua superfície normal à incidência do feixe.

Esse espelho foi construído de alumínio pois esse material apresenta duas vantagens:

- i) boa reflexão para os comprimentos de onda dos ftons gerados pela folha (ref.10);
- ii) facilidade de construção.

Sua superfície interna foi polida até tornar-se espelhada. O diâmetro do espelho foi tornado o menor possível para que diferentes trajetórias dos ftons no interior do espelho tenham a menor dispersão do seu tempo de coleção no fotocatodo da fotomultiplicadora. Foi utilizada uma fotomultiplicadora do tipo "RCA - 8575", descrita na referência 11. Para obter máxima formação de fotoelétrons no fotocatodo e mínima dispersão na coleção dos elétrons formados pelo processo de multiplicação na fotomultiplicadora, deve-se aplicar a ela a máxima tensão possível. Para essa fotomultiplicadora a tensão máxima é de 3000 V negativos, que implica num tempo de trânsito dos elétrons do fotocatodo ao anodo de 30 ns e num tempo de subida do sinal gerado de 3 ns.

A fotomultiplicadora é blindada magneticamente para tornar mínimos os efeitos do campo magnético externo, que alteram a trajetória dos elétrons e modificam a sua focalização. Além disso, como o fotocatodo é mantido numa tensão alta, ele foi mantido isolado eletricamente da câmara para evitar faiscamentos.

#### b) Medida do instante final de vôo e a energia dos íons

A detecção do instante final de vôo e a energia são feitos por um detetor de barreira de superfície. O detetor é formado por uma junção "p-n", sendo que o contato elétrico é feito no lado "p" por um filme de ouro fino e do lado "n" por um filme

de alumínio fino (ref.2). A junção é reversamente polarizada.

Nessas condições, um íon incidente no detetor produz pares eletron-lacuna que são coletados formando uma corrente que é utilizada simultaneamente para formar os sinais de energia e fim de tempo de voo.

O sinal de energia é proporcional ao número total de cargas coletadas na junção do detetor.

Para a determinação do instante final de voo, o sinal do detetor de barreira deve satisfazer as seguintes condições:

- i) alta razão de altura do sinal pela altura do ruído
- ii) mínimo tempo possível de subida do sinal temporal.

A razão da imposição dessas condições será discutida posteriormente.

Para a formação de um sinal rápido, proveniente do detetor de barreira de superfície, é necessário que o tempo de coleção das cargas geradas na junção seja o mínimo possível; deve-se então diminuir a capacitância intrínseca do detetor. Para diminuí-la, aumenta-se a tensão de polarização na junção conforme os resultados obtidos na referência 12. Além disso, um aumento na tensão de polarização irá diminuir o tempo de coleção das cargas na junção, pois penetrará mais facilmente no plasma que é gerado pelo íon, devido à grande produção de pares eletron-lacuna, conforme referência 13.

Com o aumento da tensão de polarização, a corrente reversa na junção também aumenta podendo inclusive atingir a zona de avalanche, destruindo o detetor. A expressão que representa o comportamento da corrente inversa na junção é (ref.15)

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.1)$$

onde:  $I_s$  é a corrente de saturação reversa na junção;  $q$  é a carga elétrica dos portadores;  $V$  é a tensão aplicada na junção;  $K$  é a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura na junção.

Uma análise dessa expressão mostra que a corrente da junção diminui para uma diminuição da temperatura, o que comprova os resultados obtidos por Calligaris e outros (ref.14). Portanto, uma diminuição da temperatura na junção irá diminuir a corrente reversa na junção. Além disso, o ruído eletrônico devido à geração térmica de pares na junção será diminuída. Utilizou-se para refrigerá-lo um elemento que apresenta um efeito termoelétrico de condução de calor (efeito "Peltier"). Esse elemento possui as seguintes vantagens:

- i) alta taxa de conversão de energia elétrica em energia para troca de calor em baixas potências;
- ii) um controle de temperatura estável atingindo até temperaturas de  $-30^{\circ}\text{C}$ , suficiente para os fins propostos;
- iii) fácil manejo e pequenas proporções.

Uma precaução necessária é mantê-lo isolado eletricamente do detetor para não haver malhas de terra entre a sua fonte de alimentação e o detetor.

O detetor assim refrigerado é envolvido por uma máscara térmica, mantida à mesma temperatura do detetor, que evita a transmissão de calor do meio ambiente ao detetor. Essas transmissões acarretam numa variação de temperatura no detetor que variam a corrente inversa na junção e alteram o sinal de energia dos íons, piorando a resolução em energia, conforme resultados do trabalho de Calligaris.

A refrigeração do elemento "Peltier" é feita por um sistema de circulação de água. Um esquema da montagem do detetor

de barreira e o sistema de refrigeração pode ser visto na figura 6.

A temperatura na junção é medida com um termopar cuja precisão nessa medida é de  $0,2^{\circ}\text{C}$ .

A resolução em energia do detetor melhorou com sua refrigeração.

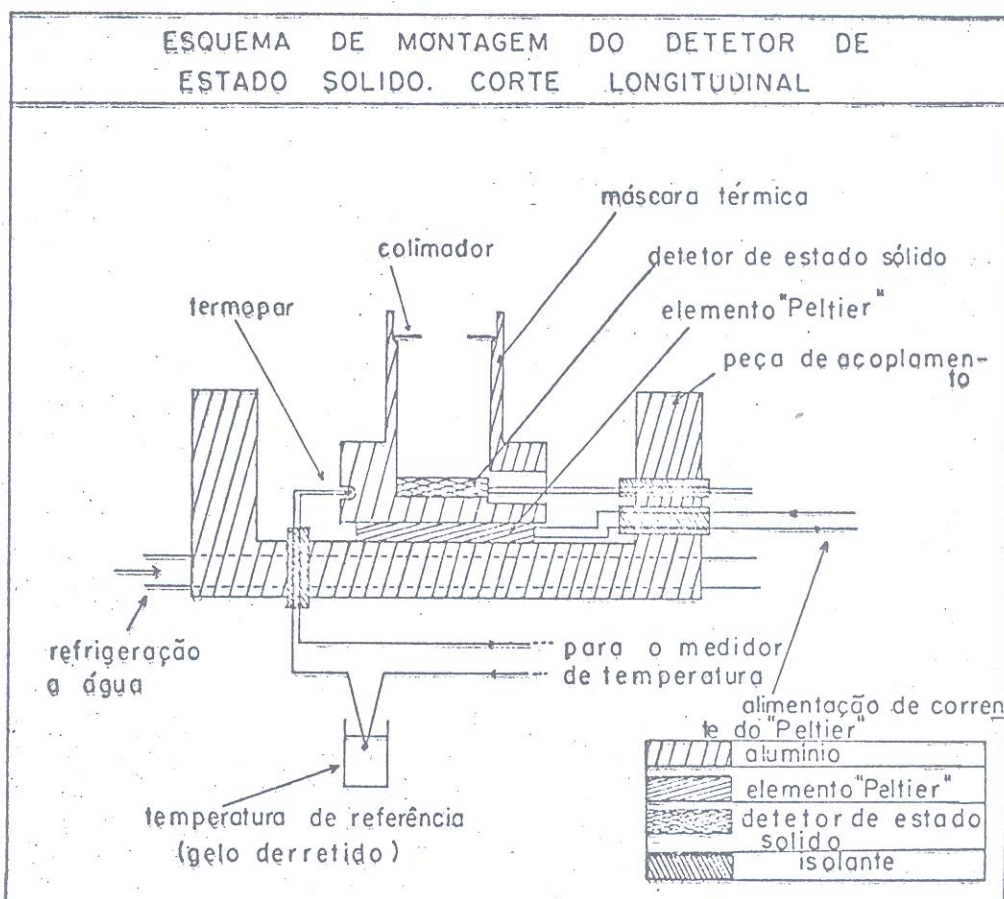


FIG. 6 - Detetor de barreira de superfície montado juntamente com o sistema de refrigeração e medidas de temperatura. Esse conjunto é montado na peça nº 12 (fig.3).

### II.3a) ELETRÔNICA ASSOCIADA À DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE VÔO DOS IONS E À SUA ENERGIA

A eletrônica utilizada pode ser separada em duas partes distintas:

- a) eletrônica "rápida" associada às determinações dos instantes inicial e final de vôo;
- b) eletrônica "lenta" associada ao sinal de energia dos ions.

Os termos "rápido" e "lento" referem-se a tempos da ordem de nanosegundos e microsegundos respectivamente.

#### a) Eletrônica rápida

Para analisar as condições que devem satisfazer os sinais a serem discriminados e o modo de discriminação adequado, será discutido inicialmente o caso de um sinal de tempo ideal. Esse sinal deve ser uma função do tipo degrau, que não deixa dúvidas a respeito do instante em que foi gerado. A discriminação desse instante é trivial, bastando para isso fixar-se um nível de tensão constante e inferior à amplitude mínima dos sinais a serem discriminados. Como discutido anteriormente, os sinais oriundos dos detetores apresentam um tempo de subida não nulo que introduz uma incerteza na medida desse tempo.

Para a análise dos diversos circuitos de discriminação será suposto que todos os sinais de um mesmo detetor têm o mesmo tempo de subida. Além disso, os sinais serão aproximados por segmentos de reta para simplificação da análise. Essa aproximação não é válida nas bordas dos sinais.

A figura 7 mostra um esquema dos sinais assim aproximados ilustrando o modo de discriminação a nível de tensão constante.

ESQUEMA DOS MODOS DE DISCRIMI-  
NAÇÃO

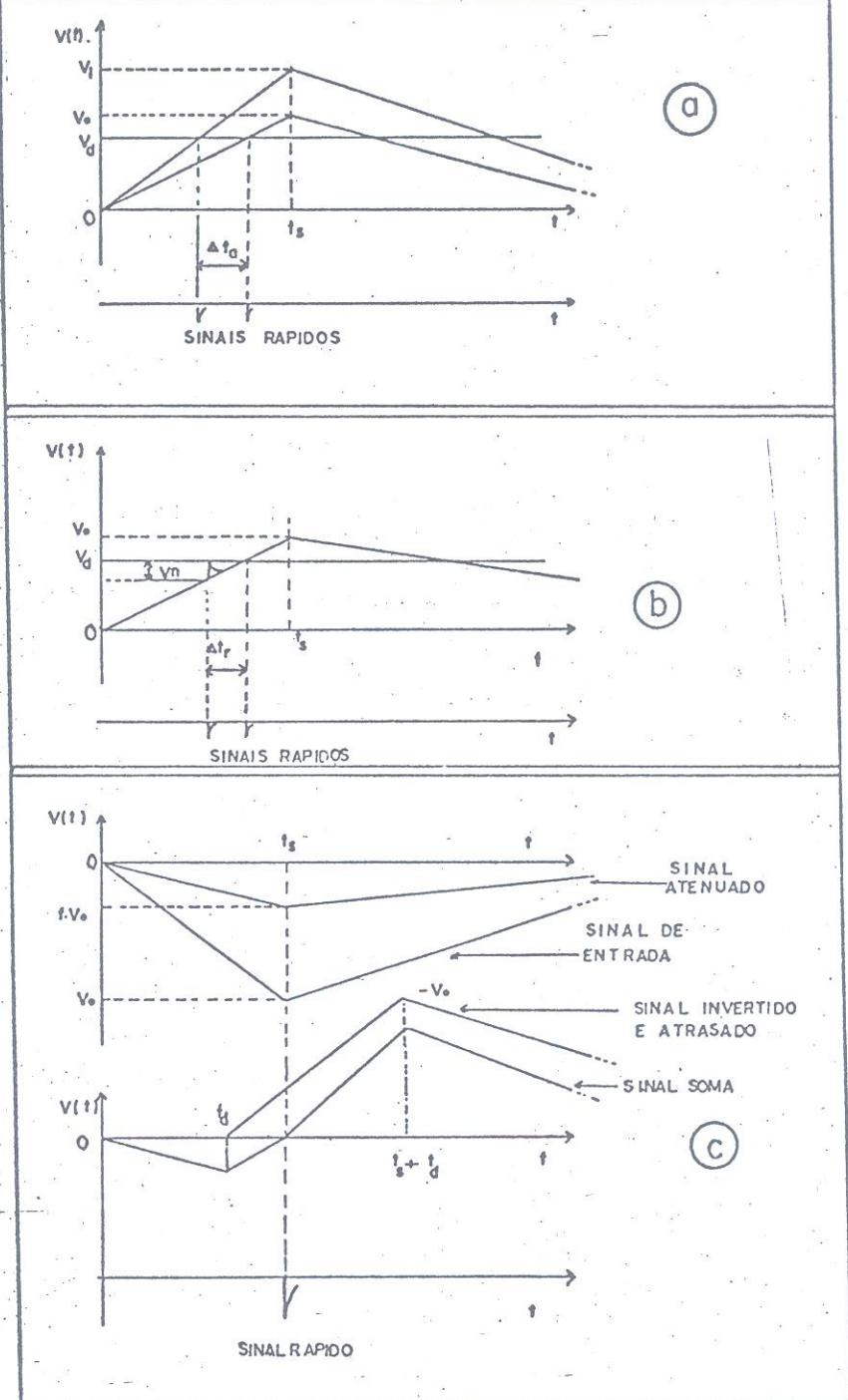


FIG. 7 - A figura mostra o esquema de funcionamento dos modos de discriminação possíveis, discutidos no texto. As figs. a e b mostram os efeitos da diferença na amplitude dos sinais no modo de discriminação a nível de tensão constante. A fig. c mostra o modo de funcionamento do discriminador a fração constante.  $V_1, V_0, f.V$  são amplitudes de sinais,  $V_d$  é o nível de tensão de discriminação,  $V_N$  é a amplitude do ruído eletrônico;  $t_s$  é o tempo de subida do sinal,  $\Delta t_a$  e  $\Delta t_r$  são variações no tempo de discriminação no modo de discriminação de nível de tensão constante;  $t_d$  é um tempo de atraso.

No caso de dois sinais com tempos de subida iguais, haverá uma diferença no tempo de discriminação devida à diferença de amplitude entre eles, como pode ser visto na figura 7a. A diferença nessa discriminação é dada por:

$$\Delta t_a = t_s \cdot V_d \cdot \left( \frac{1}{V_0} - \frac{1}{V_1} \right) \quad (6.1)$$

onde:  $t_s$  é o tempo de subida dos sinais;  $V_d$  é a tensão de discriminação;  $V_0$  e  $V_1$  a amplitude dos sinais;  $\Delta t_a$  o andeço ("walk") na discriminação dos sinais devido às diferenças em suas amplitudes.

Vê-se claramente que:

- a) a imprecisão nesse método é proporcional ao tempo de subida do sinal e portanto deve-se diminuí-lo ao máximo;
- b) a tensão de discriminação deve ser a menor possível;
- c) as amplitudes dos sinais devem ser as maiores possíveis em relação ao nível de discriminação.

Além do efeito do andeço ("walk") nesse modo de discriminação, deve-se considerar o efeito do ruído eletrônico na região de frequências mais altas que as frequências que compõe o sinal, pois serão essas que irão influir mais no instante da discriminação.

Para analisar quantitativamente o efeito do ruído considere-se a figura 7b.

A diferença em tempo na discriminação devido ao ruído é dada por:

$$t_r = \left( \frac{V_n}{V_0} \right) t_s \quad (6.2)$$

onde:  $V_n$  é a altura máxima do ruído;  $t_s$  o tempo de subida do sinal;  $V_o$  a amplitude do sinal e  $\Delta t_r$  a variação no tempo de discriminação do sinal.

Vê-se claramente que para tornar mínima essa variação  $\Delta t_r$ , deve-se aumentar a razão entre as amplitudes do sinal e do ruído, além de diminuir o tempo de subida do sinal. Considerou-se, nesse caso, que o tempo de subida do ruído é nulo.

Nesse tipo de discriminação um sinal padrão é formado no instante de cruzamento do sinal com o nível de discriminação.

Além desse método, existe o método de discriminação a fração constante, que consiste em tratar o sinal de entrada de maneira a gerar um sinal que cruze o eixo dos tempos no mesmo instante, independente de sua amplitude de entrada. Ele baseia-se na idéia original de Gedcke e McDonald (ref.16) que consiste em dividir o sinal de entrada em dois; um deles é atenuado de uma fração constante de sua amplitude, o outro é invertido e atrasado de uma quantidade tal que o sinal soma vai a zero no instante em que o sinal inicial encontra-se em sua máxima amplitude. Um esquema desse método pode ser visto na figura 7c.

Nesse caso, o sinal soma é dado por:

$$V(t) = \begin{cases} \frac{-fV_o}{t_s} \cdot t ; & t < t_d \\ \frac{V_o}{t_s} \left[ (t+t_d) - ft \right] ; & t_d \leq t \leq t_r \end{cases} \quad (6.3)$$

onde:  $V_o$  é a amplitude do sinal;  $t_s$  o tempo de subida do sinal;  $t_d$  o tempo de atraso do sinal invertido;  $f$  a fração escolhida para atenuação.

O atraso nesse caso é obtido impondo-se  $V(t)=0$  na expressão 6.3 o que implica em:

$$t_d = t_s(1-f) \quad (6.4)$$

Na realidade, como o sinal não possui o comportamento linearizado do exemplo, pois o sinal tem variações em sua derivada, deve haver uma compensação com a mudança apropriada do atraso. Nesse circuito, após ter sido escolhido o atraso e a fração correspondente, o sinal soma cruzará o eixo dos tempos sempre num tempo  $t_s$  depois do sinal ter iniciado, independente de sua amplitude.

O problema principal nesse circuito discriminador é que o sinal soma formado tem uma derivada menor que a do sinal do detetor de um fator  $(1-f)$ . Isso implica que o ruído eletrônico tem uma influência maior nesse modo de discriminação, pois o sinal padrão é gerado no instante de cruzamento do sinal soma com o eixo dos tempos. Nesse caso, a imprecisão acarretada pelo ruído é dada por:

$$\Delta t_r = \frac{V_n t_s}{V_o (1-f)} \quad (6.5)$$

expressão análoga à expressão (6.2).

Nota-se que a imprecisão devida ao ruído eletrônico aumenta devido ao fator  $(1-f)$ . Deve-se tornar a fração  $f$  menor possível, de acordo com essa expressão. Ao mesmo tempo, se a fração escolhida for muito pequena o sinal atenuado pode se tornar comparável ao ruído diminuindo o desempenho do circuito.

Baseando-se nas discussões feitas acima, pode-se agora analisar a eletrônica associada à determinação do tempo de voo dos íons.

O sinal gerado pela fotomultiplicadora, quando um íon

atravessa a folha, já é suficientemente alto, não necessitando de maiores ampliações.

Os sinais gerados pelo detetor de barreira de superfície possuem amplitudes demasiadamente pequenas para fins de discriminação, devendo ser amplificados. Devido às características temporais desses sinais, os pré-amplificadores e amplificadores utilizados devem ter boa fidelidade de resposta em frequências altas. Utilizou-se um pré-amplificador especial que apresentou tempos de subida para os sinais do detetor de barreira, inferiores a 3ns. Esse pré-amplificador permite a utilização do sinal para a formação do sinal de energia.

O amplificador utilizado também manteve o tempo de subida do sinal, somente aumentando a sua amplitude.

Dessa maneira os sinais, provenientes do detetor de barreira de superfície e da fotomultiplicadora têm amplitudes dentro do intervalo de trabalho dos discriminadores e tempo de subida da ordem de 3ns.

Para os sinais da fotomultiplicadora, que apresentam um espectro de energia largo (fig. 8), devido ao processo probabilístico de geração de fotoelétrons no fotocátodo e sua multiplicação, o método mais indicado é a discriminação com o modo de fração constante. Esse método forneceu uma resolução em tempo pelo menos duas vezes melhor que o modo de discriminação a nível de tensão constante, independentemente do modo de discriminação do instante final de voo.

Foram feitos estudos da resolução em tempo de vários circuitos e modos de discriminação no sinal de tempo final de voo e os resultados encontram-se na tabela 1.

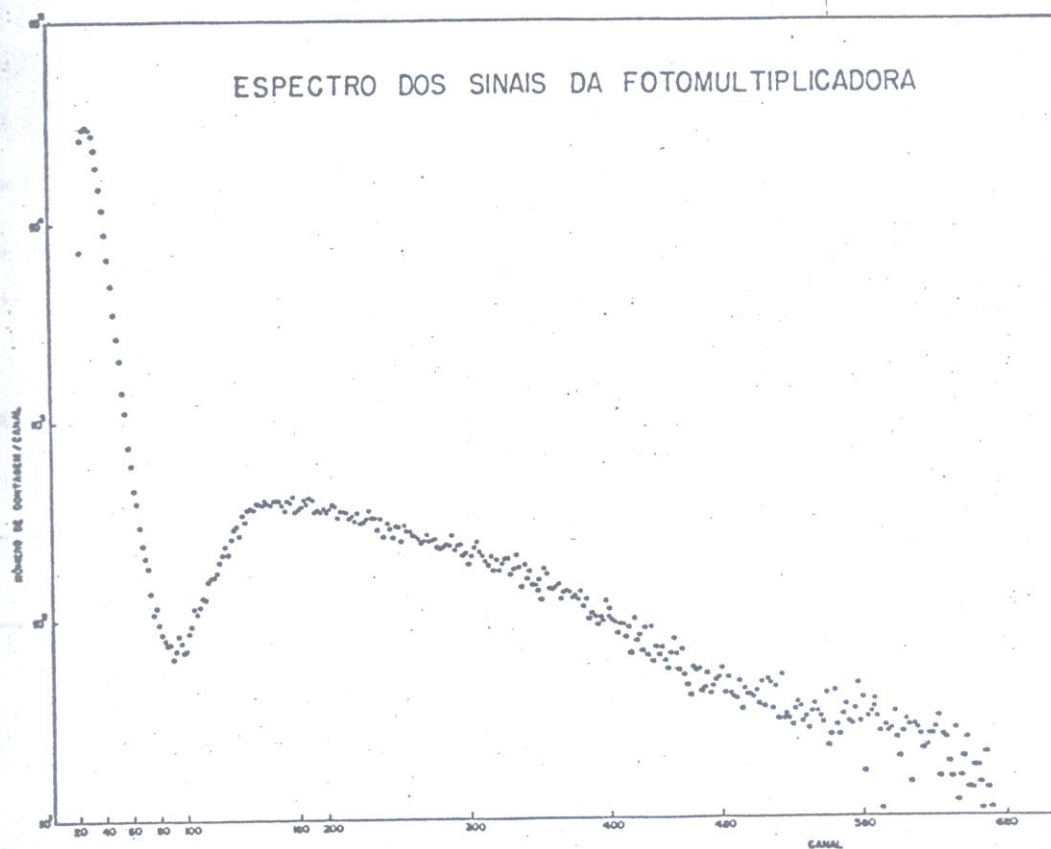


FIG. 8 - Espectro dos sinais lineares da fotomultiplicadora proporcionais ao número de fótons coletados pelo fotocátodo.

TABELA 1

CONDIÇÕES DE ELETRÔNICA		RESOLUÇÃO
FOTOMULTIPLICADORA	BARREIRA	(PS)
C.F.	C.F.T.D. (f=0,3)	650
C.F.	C.F.T.D. (f=0,2)	650
C.F.	C.F.T.D.	620
** C.F.	C.F.T.D.	570
** C.F.	C.F.	600
** C.F.	D.D.	550
** C.F.	C.F.	600
** C.F.D.	C.F.D.	500
** C.F.D.	L.E.	400

A tabela 1 mostra vários modos de discriminação utilizados e a resolução obtida. As siglas significam: f - fração tomada no modo de discriminação a fração constante; C.F. - "Constant Fraction", 451, Ortec; C.F.T.D. - "Constant Fraction Timing Discriminator", 453, Ortec; L.E. - "Leading Edge", T105/N, EG & G; C.F.D. - "Constant Fraction Discriminator", ref. 17 ; \*\* - detetor de barreira refrigerado, abaixo de  $-10^{\circ}\text{C}$ .

Um esquema genérico da eletrônica "rápida" utilizada se encontra na figura 9.

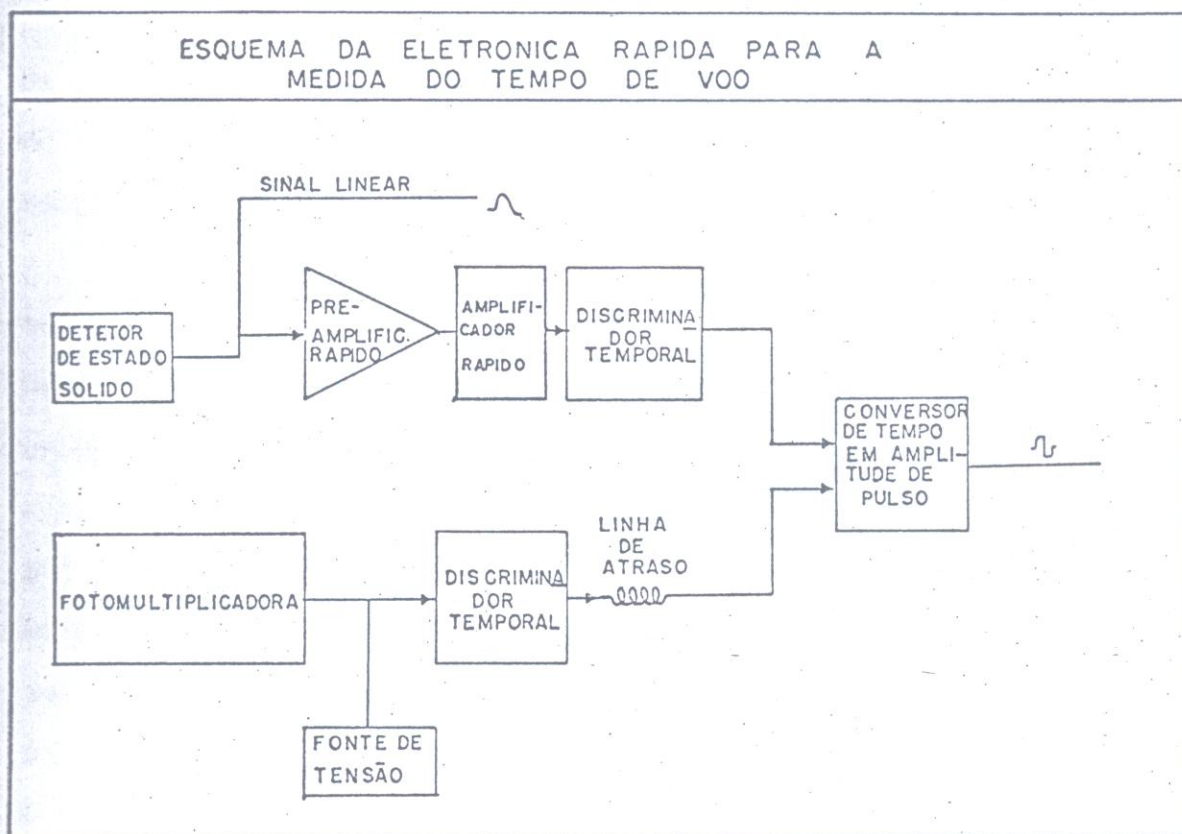


FIG. 9 - Circuito simplificado, geral, de eletrônica rápida associada à medição do tempo de voo dos íons. Os vários discriminadores temporais usados são discutidos no texto.

Para o detetor de barreira de superfície, o melhor resultado foi obtido utilizando-se o discriminador a nível constante. Deve-se atribuir esse resultado a:

i) A resolução foi sempre medida com íons que sofriam espalhamento elástico e portanto apresentam pouca variação da amplitude dos sinais no detetor de barreira de superfície, tornando mínima a imprecisão devido a essa variação;

ii) O ruído eletrônico afeta mais o modo de discriminação a fração constante, podendo ser o responsável pela pior resolução com esse modo.

Os sinais discriminados são introduzidos num conversor de tempo em amplitude de pulso, conforme descrito em seu manual de instruções (ref.18). Ele gera um sinal proporcional à diferença de tempo entre ambos.

Foi introduzido nesse circuito um atraso entre o instante inicial de vôo e o final, de maneira que o disparo do conversor de tempo em altura de pulso seja feito somente por partículas que tenham atravessado a folha e atingido o detetor de barreira de superfície. Com isso evita-se o disparo do conversor por partículas que atinjam a folha, produzindo um sinal na fotomultiplicadora mas que não atingem o detetor de estado sólido, gerando um tempo de espera no conversor, que irá aumentar o tempo morto do circuito e portanto diminuir a eficiência do mesmo. O atraso é considerado facilmente na redução dos dados experimentais, como se verá a seguir.

#### b) Eletrônica "lenta"

Para a formação do sinal de energia proveniente do detetor de barreira de superfície, utiliza-se um pré-amplificador e um amplificador convencionais. Sua principal característica é

gerar um sinal proporcional à carga total liberada na junção pelo íon.

Esse sinal, juntamente com o sinal do conversor de intervalo de tempo em amplitude de pulso, são tratados com uma eletrônica padrão, cuja função é:

- i) torná-los coincidentes temporalmente;
- ii) garantir que eles só possam ser analisados em pares;
- iii) gerar um sinal proveniente dessa coincidência.

Um esquema da eletrônica lenta pode ser visto na figura 10.

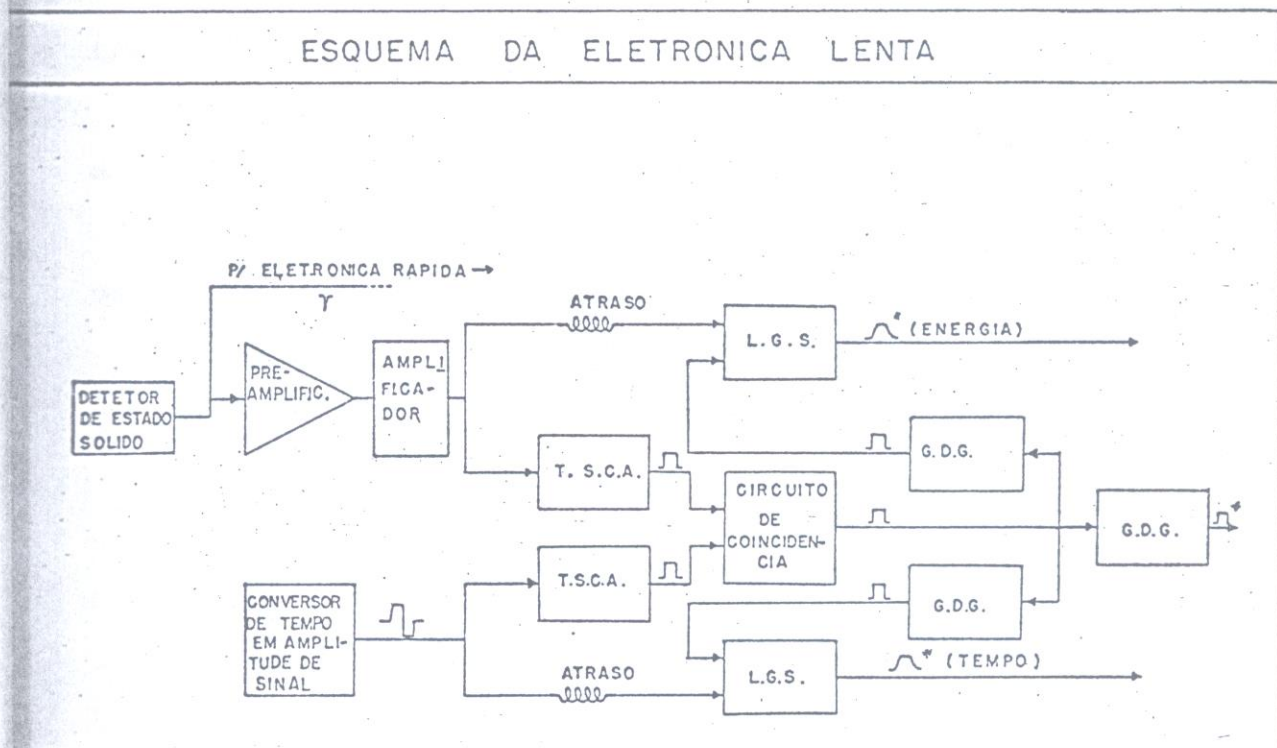


FIG. 10 - Eletrônica "Lenta" associada às medidas de energia e tempo de vôo dos íons. O circuito inibe sinais de energia e tempo não coincidentes. Os nomes abreviados são de módulos padrão da Ortec que significam:

T.S.C.A. - "Timing Single Channel Analyser"; L.G.S. - "Linear Gate Stretcher"; G.D.G. - "Gate and Delay Generator".

### II.3b) ELETRÔNICA ASSOCIADA À CONVERSÃO ANÁLOGO-DIGITAL DOS SINAIS DE ENERGIA E TEMPO DE VÔO E ARMAZENAMENTO DESSES SINAIS.

Os sinais de energia e tempo devem ser armazenados para análises posteriores. Para isso, eles são digitalizados em conversores análogo-digitais (ref.19) e armazenados num computador IBM/360.

Para isso, eles devem ser tratados de maneira a garantir:

- i) a conversão de cada um independentemente, respeitando as limitações impostas pelo conversor análogo-digital;
- ii) a conversão de um par de sinais de energia e tempo;
- iii) a conversão de um dado par deve ocorrer somente quando o par anterior tiver sido lido e armazenado;
- iv) os sinais componentes do par devem ter uma ordem para a leitura e armazenamento, além de permitir a distinção entre os sinais para futuras manipulações.

Os itens i) e ii) são preenchidos pela eletrônica "lenta" que gera os sinais com a forma de pulso correta para a conversão e os mantém em coincidência, além de não permitir a leitura de um único elemento do par.

Além disso, o computador tem ligado em linha uma interface que permite o acesso ao usuário através de uma matriz de fiação lógica. Essa matriz permite que se controle o fluxo

de informação entre os conversores análogo-digitais e o computador. Nesse caso ela satisfaz os itens iii) e iv) anteriores. É possível ainda, armazenar outros dados concomitantemente aos pares energia e tempo de vôo.

Um esquema desse sistema de aquisição de dados encontra-se na figura 11.

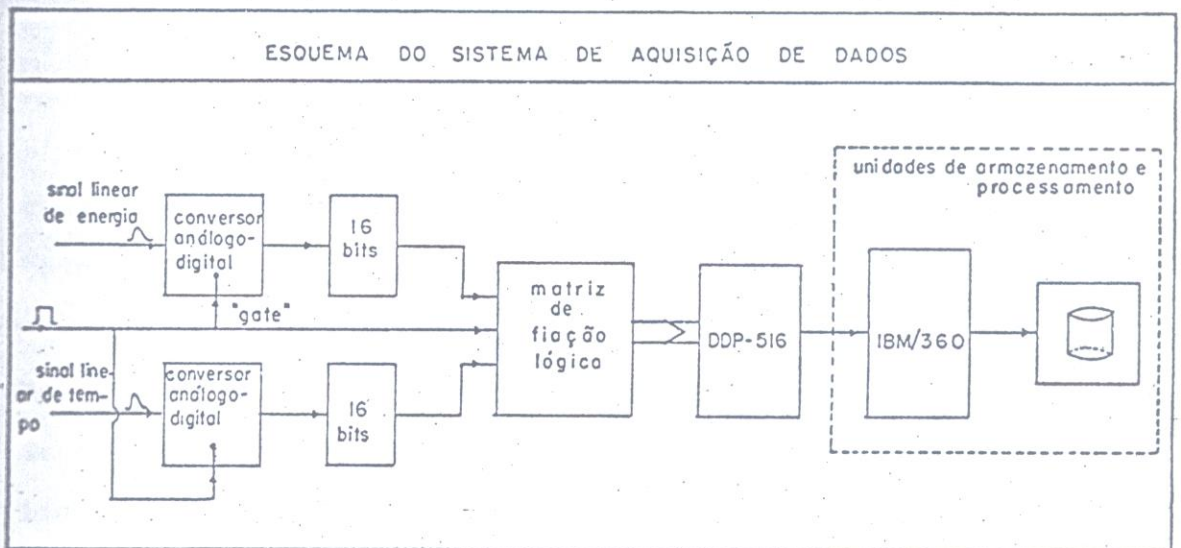


FIG. 11 - Figura esquemática do modo de conversão e armazenamento dos sinais correspondentes às medidas de energia e tempo de vôo dos íons.

### II.3c) REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Os dados obtidos a partir dos sinais de energia e tempo são armazenados de maneira sequencial, numa unidade de armazenamento do computador. Os dados podem ser arquivados e/ou tratados diretamente após sua tomada.

A partir desse dados, as massas podem ser identificadas com o uso de dois métodos:

- 1) Obtenção do espectro bidimensional de energia-tempo de vôo dos íons;
- 2) Obtenção do espectro bidimensional de energia-massa dos íons.

Os espectros bidimensionais formados tem 256 canais em cada eixo e só podem ter uma representação de oito símbolos para cada ponto, devido à limitação da quantidade de memória disponível no computador. Esses oito símbolos são escolhidos de maneira a formar curvas de nível que possam delimitar regiões representativas das populações desses canais. Através dos espectros bidimensionais é possível traçar uma envoltória na região de interesse e projetar essa região em qualquer um de seus eixos.

Os sinais armazenados no espectro bidimensional energia-tempo são  $x$  e  $y$  onde:

$$x = \beta E \tag{7.1}$$

$$y = \gamma(t_0 - t) \tag{7.2}$$

onde  $E$  é a energia cinética do íon;  $\gamma, \beta$  são constantes de proporcionalidade que dependem do ganho dos amplificadores e modos de conversão análogo-digital;  $x$  o sinal digitalizado proporcional à energia;  $t_0$  o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão dos sinais mais o atraso introduzido;  $t$  o tempo de vôo real das partículas;  $y$  o sinal digitalizado proporcional à diferen

ça  $t_0 - t$ .

Com o uso das expressões acima e da expressão 1 obtem-se:

$$y = \alpha \left( t_0 - \frac{d}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{E}} \right) \quad (7.3)$$

de onde se obtém ainda:

$$y = \alpha \left[ t_0 - \frac{\alpha \sqrt{\beta}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{x}} \right] \quad (7.4)$$

Tomando:

$$T_0 = \alpha t_0 \quad \text{e} \quad K = \frac{\alpha \sqrt{\beta}}{\sqrt{2}} \quad (7.5)$$

podemos expressar a equação 7.4 como:

$$y = T_0 - K \cdot \left( \frac{m}{x} \right)^{1/2} \quad (7.6)$$

A expressão 7.6 representa a função que relaciona os sinais digitalizados e armazenados,  $x$  e  $y$ . Esses sinais formam hipérbolas que diferem entre si através da dependência com a massa das partículas. Um espectro típico desse modo de conversão e armazenamento encontra-se na figura 12. Foi escolhida para a obtenção desse espectro a reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  na energia de laboratório de 30,75 MeV, por razões que serão dadas posteriormente. Nesse espectro o pico elástico é facilmente distinguido dos demais pela alta taxa de ocupação dos canais que são por ele populados, determinando assim a faixa correspondente à massa 16 u.m.a..

Para determinar as massas, utilizando esse modo de con

ESPECTRO BIDIMENSIONAL DE ENERGIA-TEMPO DE VOO DOS ÍONS PRODUTOS DA REAÇÃO  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  NA ENERGIA DE  $E_{\text{lab}} = 30,75 \text{ MeV}$



FIG. 12 - Gráfico bidimensional de energia-tempo de voo dos íons. Os símbolos representam o número de contagens em cada canal. Pode-se distinguir visualmente as faixas correspondentes às massas identificadas. A região delimitada por linhas verticais representa a região de rebatimento.

versão dos dados, escolhe-se regiões de alta densidade de população para cada massa, em regiões de energias próximas. Essas regiões são delimitadas, e o conteúdo desse intervalo projetado no eixo dos tempos (y). Nesse rebatimento, considera-se uma energia média para todas as massas e utiliza-se a expressão 7.6 para identificá-las. Tentativamente é feito um ajuste dessa expressão, considerando as possíveis massas produtos da reação sendo estudada. Um exemplo típico desse método é mostrado na figura 13, correspondente ao rebatimento da região delimitada na figura 12.

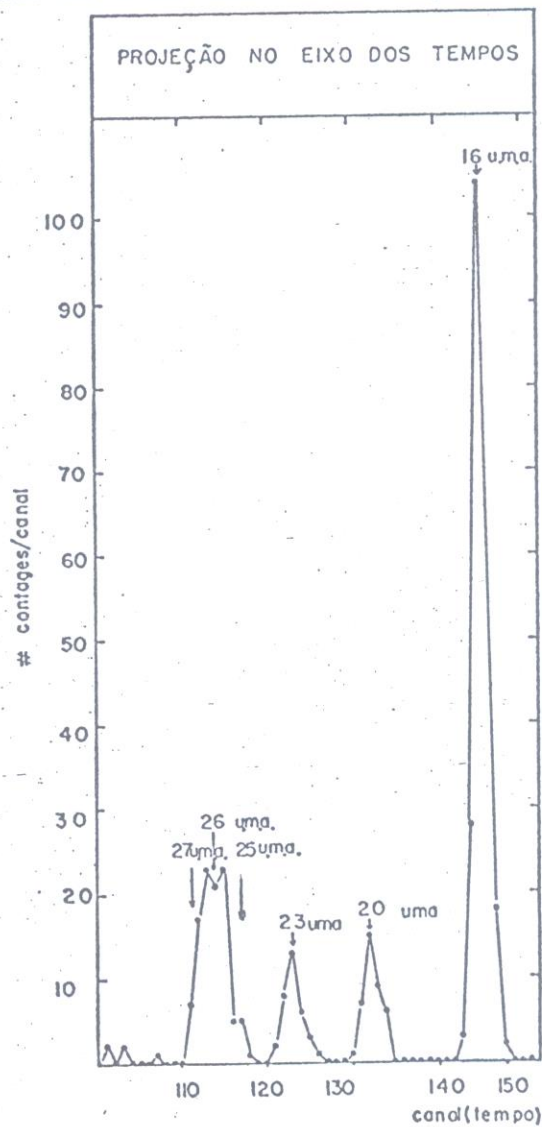


FIG. 13 - Gráfico da projeção no eixo dos tempos do espectro bidimensional da figura 12. A projeção corresponde ao intervalo de energia entre os canais 108 e 113. São indicadas as massas identificadas.

No exemplo foram identificadas as massas 16, 20, 23, 25, 26 e 27 u.m.a.

Esse método somente fornece uma informação qualitativa das massas existentes no decaimento da reação estudada, pois é necessário tomar-se uma janela suficientemente aberta para obter-se uma boa estatística no espectro rebatido, reduzindo a validade da aproximação que considera uma energia média na expressão 7.6.

Para identificar as massas quantitativamente, escolheu-se pontos no espectro bidimensional que correspondem a pontos máximos locais para uma faixa bem definida. Definindo

$$z = \frac{1}{(x)^{1/2}} \tag{7.7}$$

e substituindo-se na expressão 7.6 temos:

$$y = T_0 - K.z.(m)^{1/2} \tag{7.8}$$

Considerando-se que os parâmetros  $T_0$  e  $K$  não variam, é possível determinar as massas partindo-se do conhecimento da massa do Oxigênio elasticamente espalhado. Determina-se então os parâmetros  $T_0$  e  $K$  e pode-se construir as retas que correspondem à expressão 7.8 para cada massa. As curvas obtidas encontram-se na figura 14, para todas as massas possíveis nessa reação. Através dessas curvas pudemos identificar como produtos de decaimento do núcleo  $^{28}\text{Si}$  as massas 20, 23, 24, 26 e 27 u.m.a. além do  $^{16}\text{O}$ , embora devido à resolução em massas, exista uma superposição em algumas delas.

Nesse ajuste observou-se que:

- a) o parâmetro  $T_0$  é o mesmo para todas as massas den-

tro de 0,3%;

b) O parâmetro K varia de aproximadamente 1,5% nessa faixa de massas como pode ser visto na figura 14.

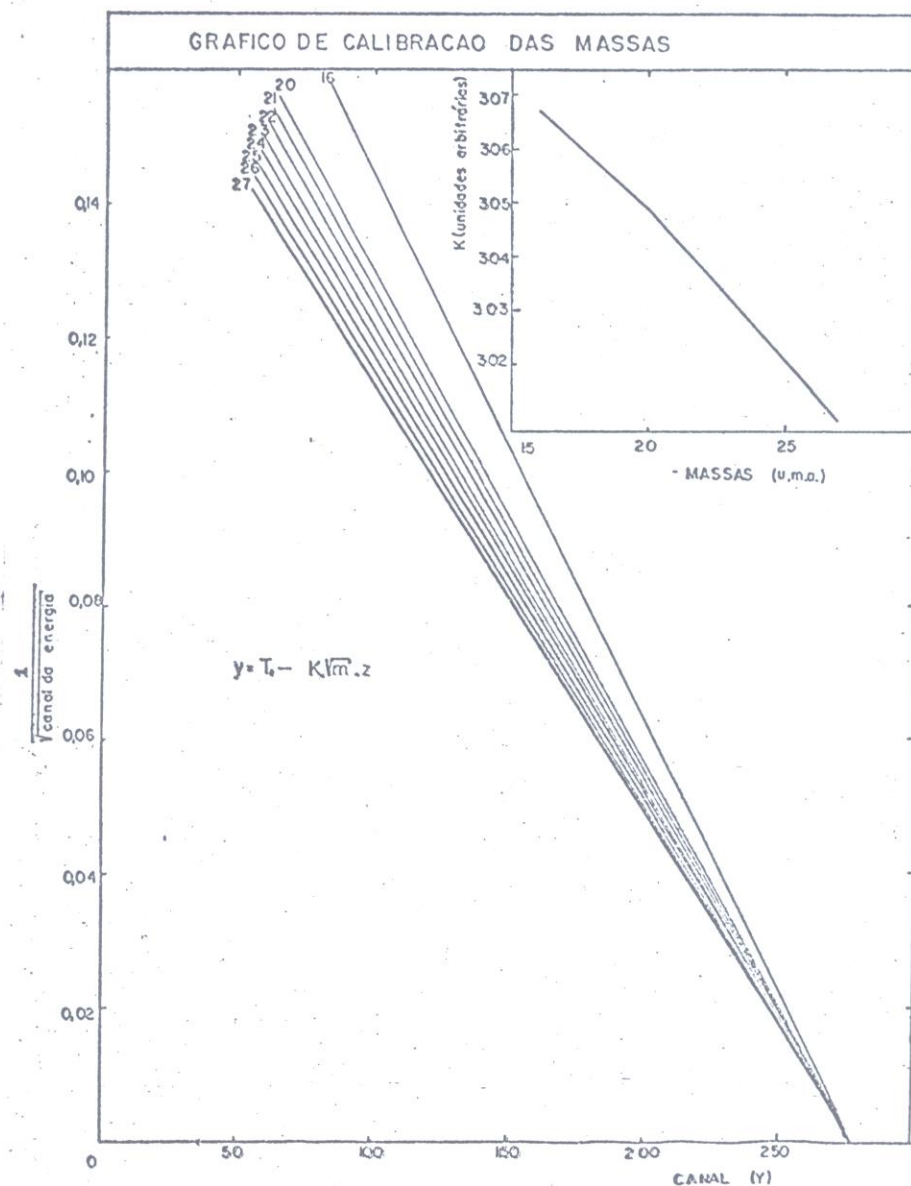


FIG. 14 - As retas representam a função  $y = T_0 - K(m)^{1/2} \cdot z$  (expressão 7.8) definida no texto. A figura no topo representa a variação do parâmetro K em função da massa das partículas.

Esse comportamento do parâmetro K pode ser entendido levando-se em consideração que a resposta do detetor de barreira

de superfície, para íons pesados, não é linear, devido ao número muito grande de cargas elétricas geradas no detetor que criam uma blindagem no campo elétrico, aumentando o tempo de coleção dessas cargas (ref. 13). Além disso, o sinal de energia também sofre uma diminuição conforme resultados da referência 20. O parâmetro  $K$  varia compensando essa não linearidade.

O segundo método consiste em construir o espectro bidimensional de massa-energia dos íons. Para determinar as massas, podemos utilizar a expressão 7.6, reescrevendo-a da seguinte maneira:

$$m = K^2 \cdot (y - T_0)^2 \cdot x \quad (7.9)$$

onde vê-se claramente a proporcionalidade entre  $m$  e o produto  $x(y - T_0)^2$ .

O método consiste em construir essa função a partir dos dados  $(x, y)$  obtidos, montando-se um espectro bidimensional onde a identificação das massas se faz de maneira direta, pois um dos eixos é proporcional à massa.

Para a construção desse espectro foi utilizado o modo de conversão de energia e tempo de voo em 1024 canais por eixo, pois a resolução no modo de conversão análogo-digital afeta a resolução das massas.

Pode-se entender isso pela expressão 7.9, considerando-se que:

$$(y - T_0) = m_T \cdot \frac{V(y - T_0)}{V_0} \quad (7.10a)$$

$$x = m_x \cdot \frac{V(x)}{V_0} \quad (7.10b)$$

onde  $m_T$  e  $m_x$  são os modos de conversão dos sinais de tensão proporcionais a  $V(T_0 - y)$  e a  $V(x)$ ;  $V_0$  é a tensão máxima permitida para conversão.

A expressão 7.9 pode ser escrita em função dos modos de conversão dados pela expressão 7.10 da seguinte maneira:

$$m = K \cdot m_x \cdot m_T^2 \cdot \frac{V^2(T_0 - y) \cdot V(x)}{V_0^3} \quad (7.11)$$

A imprecisão na medida da massa devida às imprecisões nas medidas e nos modos de conversão é dada por:

$$\frac{\Delta m}{m} = \left\{ \left[ \frac{\Delta V(x)}{V(x)} \right]^2 + 4 \cdot \left[ \frac{\Delta V(T_0 - y)}{V(T_0 - y)} \right]^2 + \left[ \frac{\Delta m_x}{m_x} \right]^2 + 4 \cdot \left[ \frac{\Delta m_T}{m_T} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (7.12)$$

onde  $\Delta$  representa a imprecisão na variável que acompanha.

Como, em geral,  $\frac{\Delta V(x)}{V(x)} \cong 0,01$ ;  $\frac{\Delta V(T_0 - y)}{V(T_0 - y)} \cong 0,01$  temos:

$$\frac{\Delta m}{m} \cong \left\{ 5,0 \times 10^{-4} + \left[ \frac{1}{m_x} \right]^2 + \left[ \frac{2}{m_T} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (7.13)$$

onde foi considerado que a imprecisão no modo de conversão é de 1 canal, para todos os modos considerados.

O ideal seria então ter-se o maior número de canais disponíveis para a conversão dos sinais, pois a imprecisão na medida das massas é inversamente proporcional ao número de canais disponíveis para conversão. Na prática dispõe-se de 1.024 canais.

Vê-se claramente que é necessário um número de canais duas vezes maior para a conversão do sinal do tempo de voo que para a conversão do sinal da energia, para acarretar na mesma contribuição para a imprecisão da medida das massas.

No modo de conversão de 256 canais, o erro na medida do tempo é da ordem das incertezas experimentais nas medidas de energia, tornando-o inconveniente.

É necessário então utilizar-se um modo de conversão com maior número de canais e o modo escolhido foi o com 1024 canais em cada eixo. Esse modo não permite a montagem do espectro bidimensional diretamente devido à memória disponível no computador. Esses dados são armazenados temporariamente e monta-se o espectro bidimensional de energia-massa em 256 canais em cada eixo, mantendo-se a resolução no modo de conversão. Isso é possível pois as massas encontram-se, em geral, suficientemente próximas, permitindo que uma janela de 256 canais englobe todas elas.

A massa é obtida da expressão 7.9 onde  $T_0$  é determinado através da análise de um espectro bidimensional de energia-tempo, no modo de conversão de 256 canais em cada eixo. O espectro assim tomado é acompanhado visualmente pois pode ser exposto numa tela. O fator  $T_0$  é obtido fazendo-se o ajuste da expressão 7.6 para o espectro energia-tempo assim tomado e transformando-o no  $T_0$  adequado para o modo de conversão em 1024 canais, multiplicando-o por um fator 4. O fator  $T_0$  obtido é primeiramente testado, montando-se um espectro unidimensional de massas. Se esse fator for o correto, as massas aparecem nitidamente separadas. Confirmado esse valor, controlou-se o espectro de energia-massas de 256 canais em cada eixo. Um espectro típico de energia-massa no modo de 256 canais em cada eixo encontra-se na figura 15. Esse espectro foi rebatido no eixo das massas e encontra-se na figura 16. Esse rebatimento pode ser comparado com a montagem do espectro das massas unidimensional no modo de

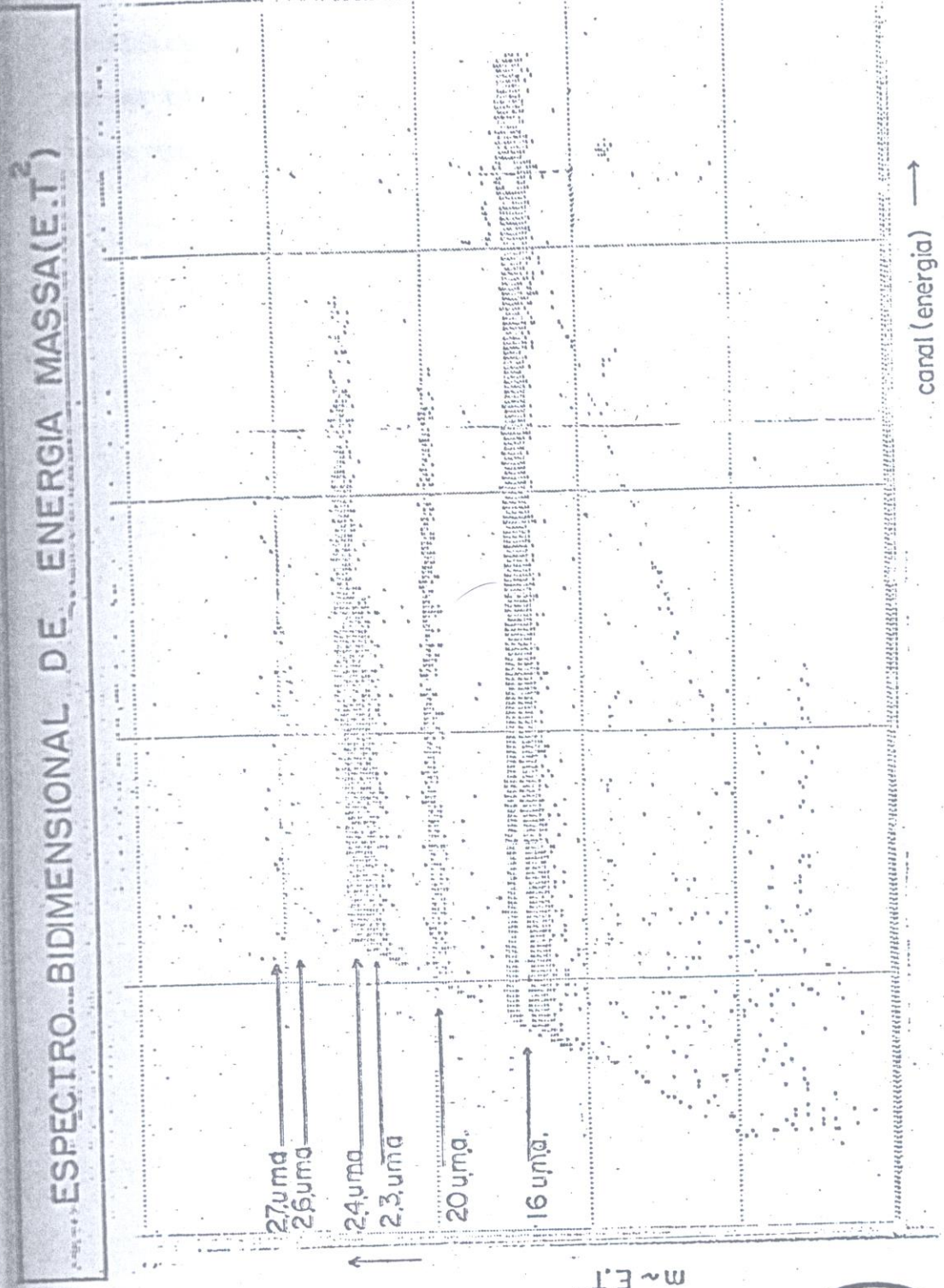


FIG. 15 - Espectro bidimensional energia-massa (256 x 256 canais) dos íons. Notar-se as faixas horizontais correspondentes às várias massas. A faixa mais densa corresponde à massa 16u.m.a.. Os símbolos usados representam o número de contagens em cada canal.



1024 canais, encontrado na figura 17. Vê-se claramente que a identificação em massa de ambos é muito boa, permitindo identificar-se todas as massas produtos da reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ . Além disso, ambos apresentam a mesma resolução nessa identificação.

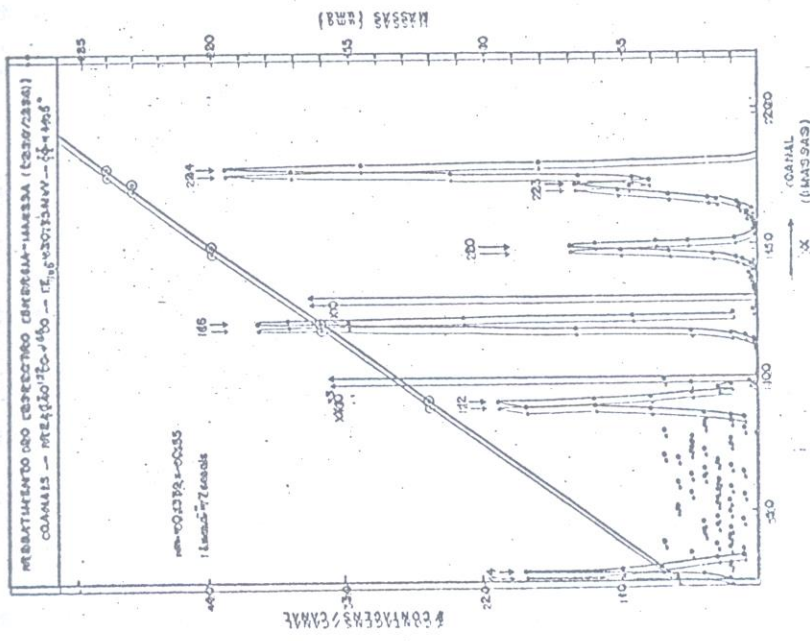


FIG. 16 - Espectro das massas rebatido do espectro Energia-Massa de 256 x 256 canais. A linha sólida é somente um guia visual. A figura mostra também a reta de calibração das massas e as massas identificadas.

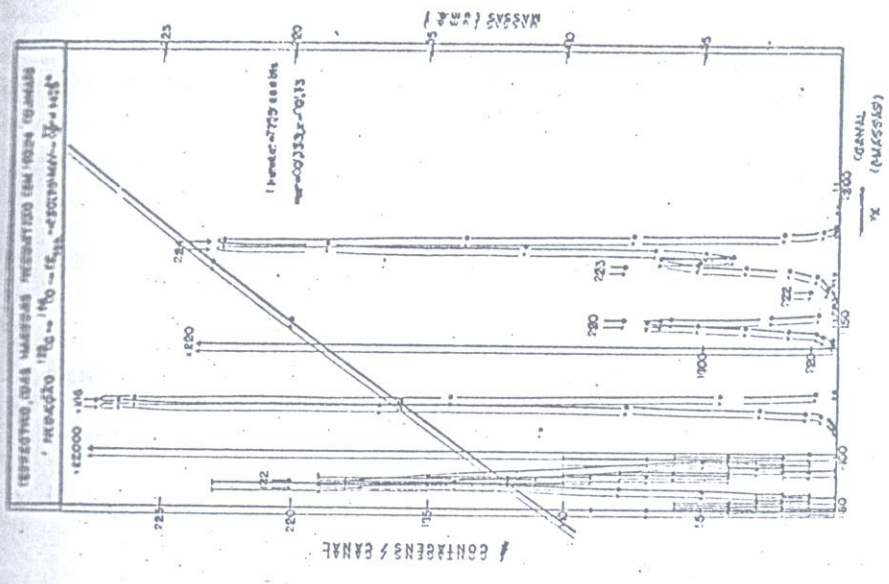


FIG. 17 - Espectro das massas rebatido do espectro Energia-Massa de 1024 canais. As linhas sólidas são guias visuais. Pode-se, com parando essa figura com a figura 16, notar que ambas apresentam a mesma resolução na identificação das massas.

### III.1- MEDIDAS EFETUADAS E RESULTADOS OBTIDOS

Para se determinar a confiabilidade e a acuracidade do sistema de identificação do número de massa, foram tomadas basicamente duas séries de medidas:

- i) medidas para a calibração angular do sistema de detecção;
- ii) medidas do número de massa de produtos de reações nucleares conhecidas, assim como dos parâmetros que influenciam essa determinação.

#### 1) MEDIDAS PARA A CALIBRAÇÃO ANGULAR DO SISTEMA DE DETECÇÃO

Para aferir a medida dos ângulos de rotação da câmara de tempo de voo foi utilizada uma reação nuclear. Na escolha dessa reação considerou-se os seguintes aspectos:

- a) no canal de interesse medido, a dependência angular da distribuição do núcleo espalhado deve ser bem conhecida;
- b) a identificação desse canal deve ser simples e isolada da contribuição de outros canais.

Além dessas características principais, deve-se considerar a simplicidade na detecção, no manejo e montagem da experiência.

A reação escolhida foi:  $^{16}\text{O}(^{197}\text{Au}, ^{197}\text{Au})^{16}\text{O}$ . Utilizou-se feixe de  $^{16}\text{O}$  na energia de incidência de 36,0 MeV, e um alvo de  $^{197}\text{Au}$  de 70  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  evaporado sobre um alvo de  $^{12}\text{C}$  de 30  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . O sistema de detecção consta de um detetor de barreira de superfície fixo à câmara, com a finalidade de monitoração do feixe e um detetor de barreira de superfície, colocado no extremo do tubo de voo. O ângulo sólido apresentado pelo detetor móvel

foi de  $1,0 \times 10^{-4}$  sr.

A barreira coulombiana entre os núcleos, no sistema de centro de massa é dada aproximadamente por:

$$V_{BC} \cong (Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2) \cdot \left[ r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \right]^{-1} \quad (8.1)$$

onde:  $V_{BC}$  é a altura da barreira coulombiana;  $A_i, Z_i$  o número de massa e atômico do núcleo  $i$ , respectivamente,  $i=1,2$ ; 1 é o núcleo incidente, 2 o núcleo alvo;  $r_0 \cong 1,4$  fm, raio nuclear tomado para um único nucleon.

Essa expressão é válida aproximadamente para distâncias onde os núcleos não se interpenetram e  $r_0$  é tomada aproximado com finalidades de cálculo.

Nessas condições, a barreira coulombiana para esses núcleos é de 78 MeV.

Considerando-os esféricos, a distância de separação entre seus centros, quando as superfícies se tocam, é avaliada em 11,7 fm. Como a energia cinética, no sistema de centro-de-massa é de 33,0 MeV, portanto, 2 vezes menor que a altura da barreira coulombiana, espera-se que os núcleos permaneçam fora dos limites de ação das forças nucleares, mesmo para colisões frontais.

Conforme as referências 21 e 22, espera-se que, uma análise clássica possa fornecer resultados qualitativos. Calculou-se para a reação estudada o raio clássico de mínima aproximação com a utilização da expressão:

$$r_{\min} = \left( \frac{e^2 \cdot Z_1 \cdot Z_2}{2 \cdot E} \right) \cdot \left[ 1 + \left[ 1 + \left( \frac{2 \cdot E \cdot b}{e^2 \cdot Z_1 \cdot Z_2} \right)^2 \right]^{1/2} \right] \quad (8.2)$$

onde:  $r_{\min}$  é a distância de mínima aproximação;  $E$  a energia cinética

tica no sistema de centro de massa;  $b$  o parâmetro de impacto da colisão.

Para a distância de mínima aproximação ( $b=0$ ), isto é incidência frontal, tem-se  $r_{\min}=27,3$  fm. Espera-se portanto que:

$$r_{\min}(b) \geq 27,3 \text{ fm} \quad (8.3)$$

Nessas condições espera-se que, tanto reações nucleares de fusão ou diretas, devidas a interações de superfície, sejam desprezíveis e que somente interações eletromagnéticas sejam relevantes nessa reação. Dessas interações, a predominante é a elástica. Se a sua magnitude for muito maior que a magnitude das transições multipolares nos ângulos de interesse, vale a lei de Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) = \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2 e}{E_{\text{LAB}}}\right)^2 \cdot \left(\frac{m_1+m_2}{m_1}\right)^2 \cdot \frac{(1,296)}{\sin^4(\theta_{\text{CM}}/2)} \quad (8.4)$$

onde  $\theta_{\text{CM}}$  é o ângulo de medida no sistema de centro de massa.

A dependência angular dessa distribuição é bem conhecida, sua identificação é simples pois a taxa de população do canal elástico é muito maior que os outros canais, em ângulos frontais. Além disso, é possível distinguir a presença de contaminantes de baixo número atômico no alvo, que podem introduzir erros nas medidas.

Nessa condições, foram tomadas medidas nos seguintes ângulos de rotação da câmara de alvos:  $90,0^\circ$ ;  $80,0^\circ$ ;  $70,0^\circ$ ;  $60,0^\circ$ ;  $50,0^\circ$ ;  $40,0^\circ$ ;  $30,0^\circ$ ;  $20,0^\circ$ ;  $15,0^\circ$ ;  $12,0^\circ$ ;  $-12,0^\circ$ ;  $-15,0^\circ$ ;  $-20,0^\circ$ ; e  $-30,0^\circ$ .

Para essa reação, a seção de choque pode ser expressa por (ref. 24):

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{LAB}}(\phi) = 1.296 \left( \frac{Z_1 \cdot Z_2}{E_{\text{LAB}}} \right)^2 \left[ \frac{1}{\text{sen}^4(\phi/2)} - 2 \cdot \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^2 \dots \right] \text{ mb/sr} \quad (8.5)$$

No nosso caso  $\left( \frac{M_1}{M_2} \right) = \frac{16}{197} \cong 8.12 \times 10^{-2}$  e portanto,  $2 \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^2 = 1.3 \times 10^{-2}$ , que é muito menor que o primeiro termo  $\frac{1}{\text{sen}^4(\phi/2)}$

Pode-se desprezar esse fator pois ele representa no máximo 0,3% do valor total da seção de choque, para o ângulo de medida de  $90^\circ$ , sendo menor em ângulos mais frontais.

Nessas condições a expressão 8.5 se reduz a:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{LAB}}(\phi) = a \cdot \frac{1}{\text{sen}^4(\phi/2)} \quad (8.6)$$

$$\text{onde } a = 1.296 \left( \frac{Z_1 \cdot Z_2}{E_{\text{LAB}}} \right)^2$$

Para expressar a seção de choque no laboratório em função do ângulo de medida da rotação da câmara utilizou-se a expressão 3.6, reescrita da seguinte forma:

$$\text{sen}^2(\phi/2) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\theta)] \cdot \cos^2(\alpha) \quad (8.7)$$

que permite escrevermos a seção de choque da expressão 8.6 como:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{LAB}}(\theta) = a/4 \cdot \frac{1}{\cos^4 \alpha \cdot [1 - \cos\theta]^2} \quad (8.8)$$

Para relacionar o número de contagens com a seção de choque no ângulo de medida utiliza-se a seguinte expressão:

$$N(\theta) = N_a \cdot N_f \cdot \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{LAB}}(\theta) \cdot \Delta\Omega \quad (8.9)$$

onde  $N(\theta)$  é o número de contagens detetadas no ângulo  $\theta$  correspondente ao canal de reação de interesse;  $N_a$  o número de núcleos presentes no alvo por  $\text{cm}^2$ ;  $N_f$  o número de partículas presentes no feixe;  $\Delta\Omega$  o ângulo sólido apresentado pelo detetor ao alvo.

Para o monitor a expressão 8.9 se reduz a:

$$N_M(\theta_M) = N_a \cdot N_f \cdot \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{LAB}}(\theta_M) \cdot \Delta\Omega_M \quad (8.10)$$

Tomando-se a razão das expressões 8.10 e 8.9 tem-se:

$$\frac{N(\theta)}{N_M(\theta_M)} = \left\{ \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{LAB}}(\theta) \right\} / \left\{ \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{LAB}}(\theta_M) \right\} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_M} \quad (8.11)$$

que não depende do número de partículas presentes no alvo e da taxa de íons do feixe.

Essa expressão pode ser reescrita como:

$$\frac{N(\theta)}{N_M(\theta_M)} = \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_M} \cdot \left( \frac{1 - \cos(\theta_M)}{1 - \cos(\theta)} \right)^2 \quad (8.12)$$

que escreve-se ainda:

$$\frac{N(\theta)}{N_M(\theta_M)} = \frac{b}{(1 - \cos(\theta))^2} \quad (8.13)$$

onde  $b$  é constante e vale:

$$b = \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_M} \cdot (1 - \cos(\theta_M))^2$$

Finalmente, pode-se escreve-la como sendo:

$$\left[ \frac{N_M(\theta_M)}{N(\theta)} \right]^{1/2} = c \cdot [1 - \cos \theta] \quad (8.14)$$

onde  $c = (b)^{-1/2}$ .

É interessante notar que essa formula independe do ângulo de inclinação da câmara em relação à direção de incidência do feixe.

Para se determinar a relação entre o ângulo  $\theta$ , teórico, e o ângulo de medida,  $\theta_0$ , supusemos que entre ambos existe um erro sistemático,  $\Delta\theta$ , de maneira que:

$$\theta = \theta_0 + \Delta\theta \quad (8.15)$$

A expressão 8.14 se torna então:

$$\left( \frac{N_M(\theta_M)}{N(\theta)} \right)^{1/2} = c \left[ 1 - \cos(\theta_0) \cdot \cos(\Delta\theta) + \sin(\theta_0) \cdot \sin(\Delta\theta) \right] \quad (8.16)$$

Essa expressão foi ajustada aos dados experimentais e o coeficiente de correlação múltipla encontrado foi 0.999, o que indica um ótimo ajuste. O valor de  $\Delta\theta$  encontrado foi:

$\Delta\theta = 0,14^\circ$  e o erro na medida de  $\theta$  foi  $0,08^\circ$ . Dessa maneira, o ângulo  $\theta$  se relaciona com o ângulo medido como:

$$\theta = (\theta_0 + 0,14^\circ) \pm 0,08^\circ.$$

Um gráfico da função  $\left( \frac{N_M(\theta_M)}{N(\theta)} \right)^{1/2}$  em função do ângulo  $\theta$  pode ser visto na figura 18 e comparado com os pontos experimentais, representados por triângulos. Os erros experimentais

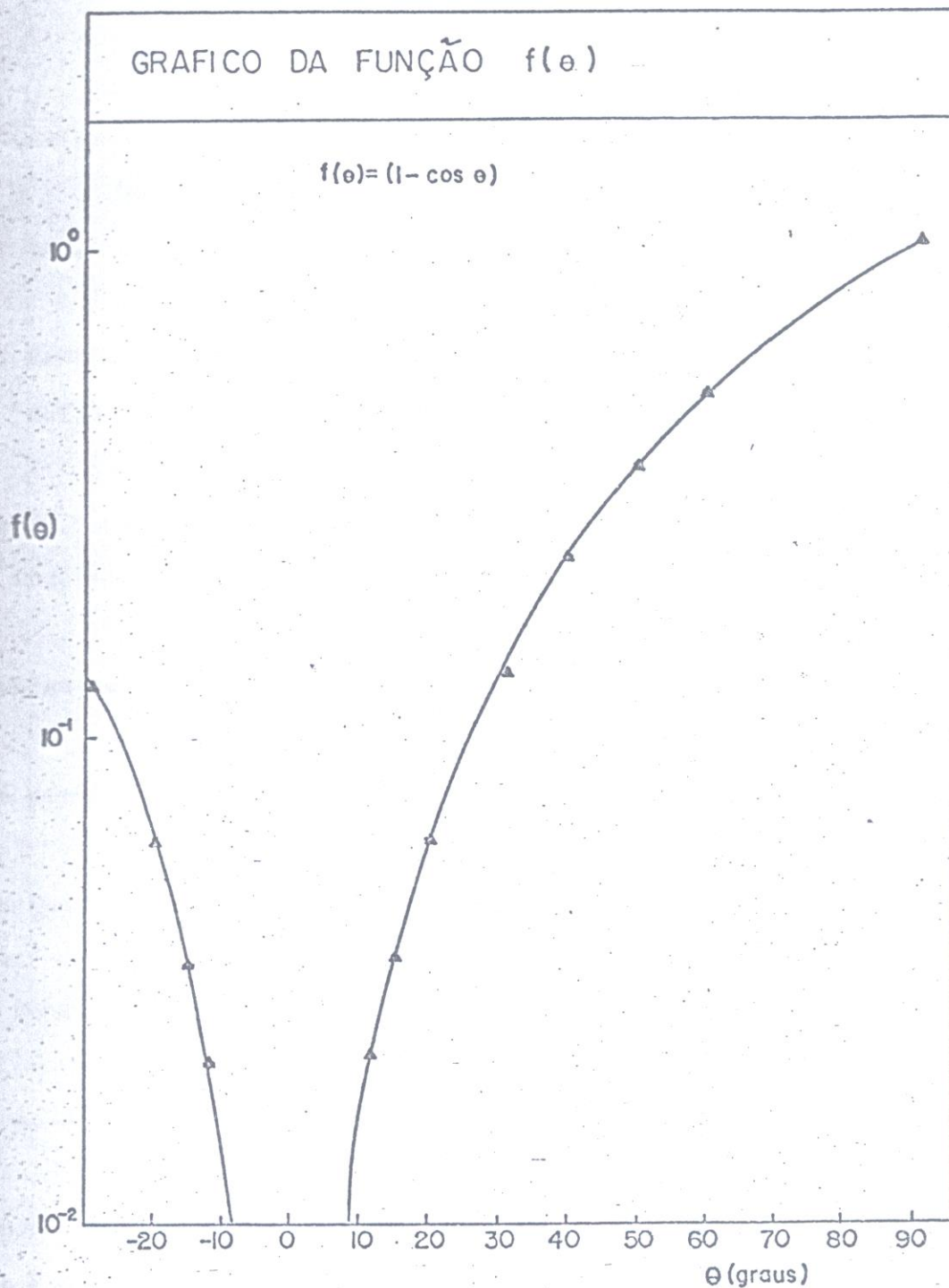


FIG. 18 - A figura mostra o comportamento da função  $f(\theta)$  (linha contínua) e os pontos experimentais (representados por  $\triangle$ ). As barras de erro estão contidas nos pontos experimentais.

encontram-se inseridos nos próprios pontos.

Nessa figura vê-se claramente que a distribuição angular segue a lei de Rutherford até o ângulo medido de  $90^\circ$ .

#### 11) MEDIDAS DO NÚMERO DE MASSA DE PRODUTOS DE REAÇÕES CONHECIDAS ASSIM COMO DOS PARÂMETROS QUE INFLUENCIAM ESSA DETERMINAÇÃO.

Para verificar o desempenho do sistema de identificação do número de massa, foi escolhida uma reação tendo em vista as seguintes considerações:

- a) deve apresentar canais de saída com fragmentos de diversas massas, cujas seções de choque sejam favorecidas;
- b) deve apresentar resultados numa região de energia que permita comparações posteriores.

As reações que satisfazem a condição a) são reações entre íons pesados em energias que permitam a fusão do núcleo projetil com o núcleo alvo e posterior decaimento do núcleo composto formado.

A reação escolhida foi  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\text{X})$ , intensamente estudada conforme referência 25,26,27,28,29 e 30, que apresentam medidas utilizando-se técnicas de medida de tempo de voo, perda de energia ( $\Delta E-E$ ), detecção de partículas leves produtos de evaporação e medidas de emissão " $\gamma$ " decorrentes de processo de desexcitação dos núcleos residuais.

Para estudar essa reação utilizou-se um alvo de Carbono de  $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$  e incidiu-se projéteis de  $^{16}\text{O}$  com energia cinética de 30,75 MeV, que corresponde a uma energia cinética de 13,2 MeV no sistema de centro de massa. Essa energia é suficiente para permitir a interpenetração dos núcleos para momentos angulares, relativos baixos e conseqüente formação do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$ ,

pois a barreira coulombiana para essa reação é de aproximadamente 10 MeV.

Classicamente, o momento angular que corresponde à situação em que os núcleos, considerados para efeitos de análise como esferas rígidas, se tocam é dado pela expressão 8.2. Considerando-se que:

$$l = b \cdot p_{\infty} \quad (8.17)$$

e tomando-se

$$r_{\min} = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (8.18)$$

obtem-se que o momento angular de toque é de aproximadamente 7 unidades de  $\hbar$  ( $\hbar = \text{constante de Planck} / 2\pi$ ).

Considerando-se essa aproximação clássica e que a fusão nuclear ocorre sempre que os núcleos se toquem, isto é, os núcleos atinjam o intervalo de ação das forças nucleares (modelo de "sharp cutt-off") espera-se para a seção de choque clássica:

$$\sigma_P = \pi \cdot \chi^2 \cdot l_t^2 \quad (8.19)$$

conforme resultados da referência 31, onde  $\chi^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu E}$ ;  $l_t$  é o momento angular de toque.

Calculou-se, para a reação estudada, a seção de choque de fusão total de 0.33 b, que devido à simplicidade e condições do modelo, que não considera efeitos quânticos e a difusividade do potencial nuclear, pode ser considerada como a seção de cho-

que mínima para a formação do núcleo composto.

De fato, os resultados obtidos na referência 27 dão uma seção de choque de fusão de aproximadamente  $0.7b$ , para essa energia. Essa seção de choque está em torno de um ponto de máximo relativo para a seção de choque de fusão, conforme resultados de mesma referência anterior e das referências 26 e 29.

Essa seção de choque é suficientemente alta para se esperar uma boa população dos canais de decaimento por fragmentos pesados, decorrentes da evaporação de núcleos leves do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$ .

Para se determinar as seções de choque diferenciais absolutas tomamos uma distribuição angular do espalhamento elástico dessa reação. Os ângulos de medida no sistema de laboratório foram:  $8,0^\circ$ ,  $10,0^\circ$ ;  $12,0^\circ$ ;  $14,0^\circ$ ;  $16,0^\circ$ ;  $18,0^\circ$ ;  $20,0^\circ$ ;  $22,0^\circ$ ;  $24,0^\circ$ ;  $26,0^\circ$  e  $28,0^\circ$ .

As medidas foram normalizadas por um detetor fixo em  $15,0^\circ$ . A normalização se fez através da expressão:

$$\frac{N(\phi)}{N_M(\phi_M)} = \left\{ \left[ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\text{LAB}} (\phi) \right] / \left[ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Big|_{\text{LAB}} (\phi_M) \right] \right\} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_M} \quad (8.19)$$

análoga à expressão 8.11.

O comportamento da distribuição angular elástica é determinado pelas medidas tomadas a não ser por uma constante multiplicativa que representa a razão de ângulos sólidos e a seção de choque no ângulo de medida do monitor. Para determinarmos esse deslocamento consideramos que em ângulos frontais o espalhamento deve se aproximar do espalhamento de Rutherford, apesar das flutuações na seção de choque elástica.

A razão da seção de choque elástica e a seção de choque de Rutherford, expressa no sistema de centro de massa é dado por:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi_{CM})}{\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi_{CM}) \right|_{\text{Ruth.}}} = \frac{N(\phi)}{N_M(\phi_M)} \cdot \rho(\phi) \cdot \delta \quad (8.20)$$

onde

$$\rho(\phi) = \frac{\cos(\phi_{CM} - \phi)}{\sin^2(\phi_{CM})} - \frac{\sin^2(\phi) \sin^2\left(\frac{\phi_{CM}}{2}\right)}{2}$$

$$\delta = \left[ \frac{E_{\text{LAB}} \cdot A_2}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot (A_1 + A_2)} \right]^2 \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega} \cdot \left( \frac{1}{1,296} \right) \cdot \left[ \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_M(\phi_M) \right]$$

sendo  $\delta$  uma constante.

Basta considerar que a seção de choque elástica se aproxima da seção de choque de Rutherford para ângulos frontais, isto é, a razão dada pela expressão 8.20 vai a 1, para obtermos a magnitude da seção de choque elástica em todos os ângulos medidos.

O erro atribuído a essa estimativa foi de 10%, que é da ordem de grandeza das flutuações nas amplitudes da razão da seção de choque elástica para a seção de choque de Rutherford em ângulos frontais.

A distribuição angular assim obtida encontra-se na figura 19. Tendo como base essa distribuição é possível se obter as seções de choque absolutas de cada massa, normalizando as contagens dessa massa pelo número de contagens no canal elástico.

Assim, a seção de choque é dada por:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi) \right|_{\text{PR}} = \left( \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi) \right|_{\text{LAB}} \right) \cdot \frac{N_{\text{PR}}(\phi)}{N(\phi)} \quad (8.21)$$

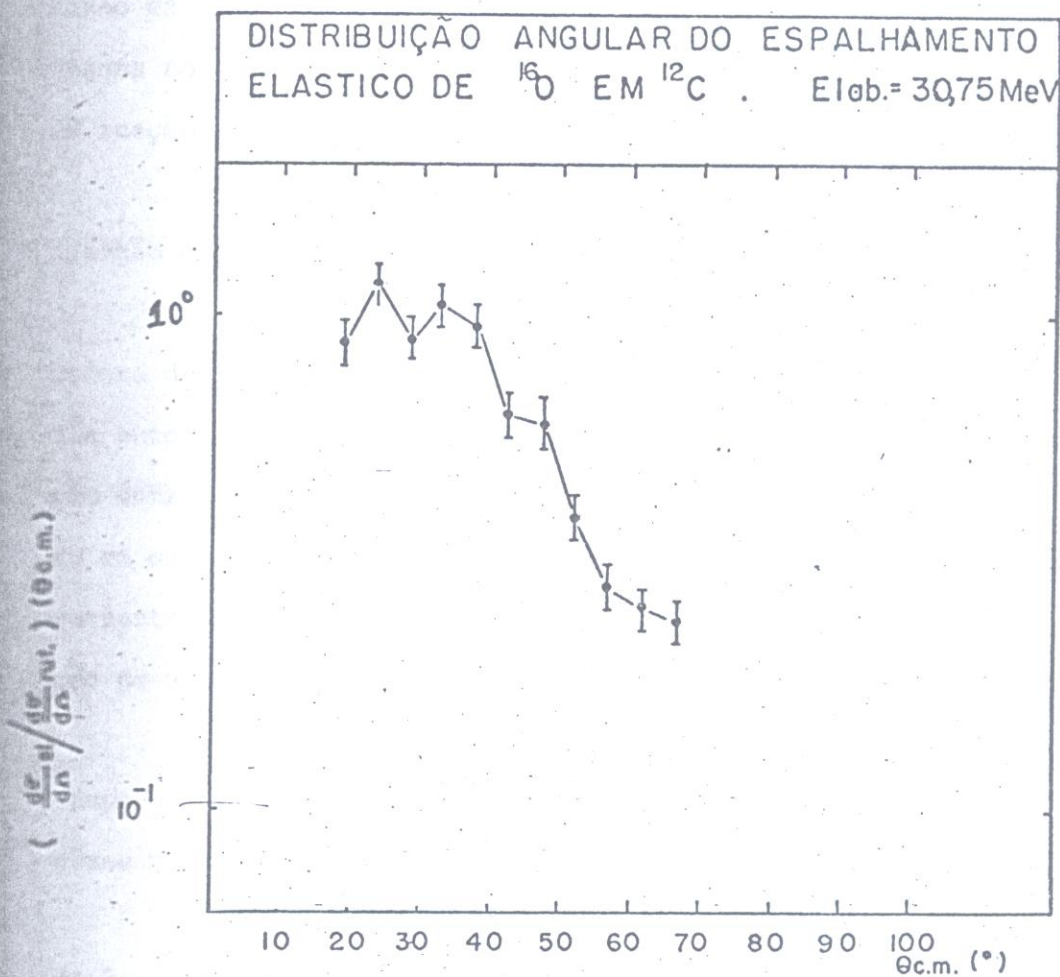


FIG. 19 - A figura mostra o comportamento da seção de choque elástica de  $^{16}\text{O}$  no alvo de Carbono. A normalização foi feita considerando-se que para ângulos frontais a seção de choque elástica se aproxima da seção de choque de Rutherford. A linha sólida é somente um guia visual.

onde  $N_{PR}(\phi)$  é o número de contagens de uma massa produto de reação.

Dessa expressão vê-se claramente que basta medirmos a razão da taxa de contagens para uma dada massa e da taxa de contagens no canal elástico que podemos determinar a seção de choque de reação para essa massa no laboratório.

A folha de plástico cintilador utilizada para a identificação das massas nessa reação tinha uma espessura de  $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

Um espectro típico dos sinais gerados pela fotomultiplicadora devido à perda de energia dos íons que atravessam essa folha encontra-se na figura 8. Pode-se notar claramente uma distinção entre um pico bem definido em baixas energias e um mais difuso em energias mais altas. O pico em energias mais baixas é decorrente do ruído eletrônico, facilmente suprimido com a utilização de um discriminador inferior.

O detetor de barreira de superfície foi mantido a uma temperatura de  $-13^\circ\text{C}$  que permitiu polarizá-lo a uma tensão duas vezes maior que a tensão nominal.

A resolução na medida do tempo de voo obtida nessas condições foi de 0.5lns. Um espectro típico do tempo de voo dos íons, tomado em melhores condições de resolução encontra-se na figura 20. Um espectro típico da energia das partículas detetadas encontra-se na figura 21. A resolução em energia obtida para o pico elástico, incluindo os "stragglings" das partículas no alvo e na folha de plástico cintilador, foi de 1,8%.

Na figura 12 mostra-se um espectro bidimensional energia-tempo no modo de conversão de  $256 \times 256$  canais.

Visualmente, pode-se distinguir várias faixas correspondentes às massas presentes no decaimento do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$ . Pelo fato de utilizarmos o modo de conversão de  $256 \times 256$  canais,

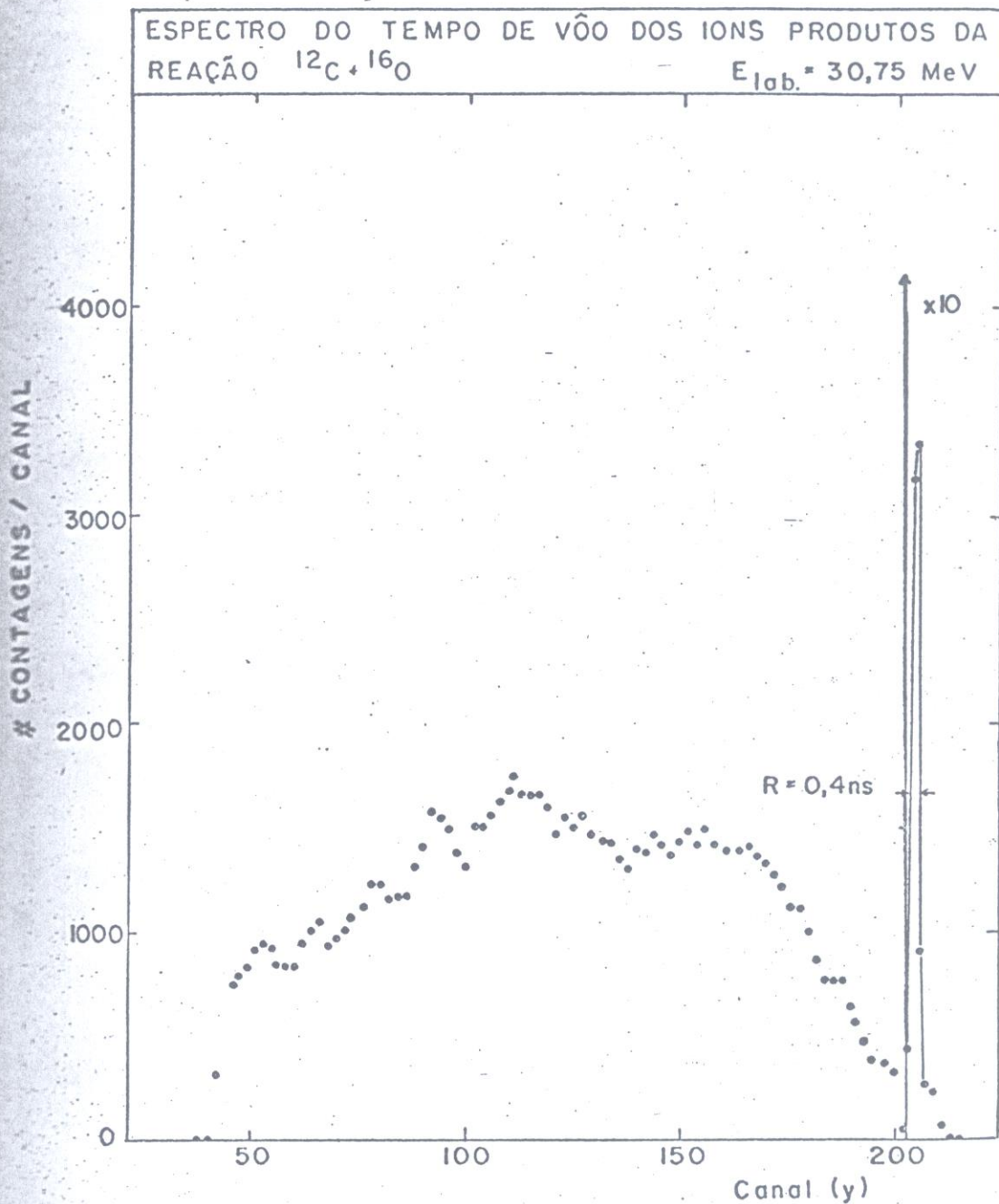


FIG. 20 - A figura mostra o espectro do tempo de vôo dos íons com um atraso entre os sinais de início e término de vôo. O pico mais pronunciado corresponde aos íons de  $^{16}\text{O}$  elasticamente espalhados pelo alvo de Carbono.

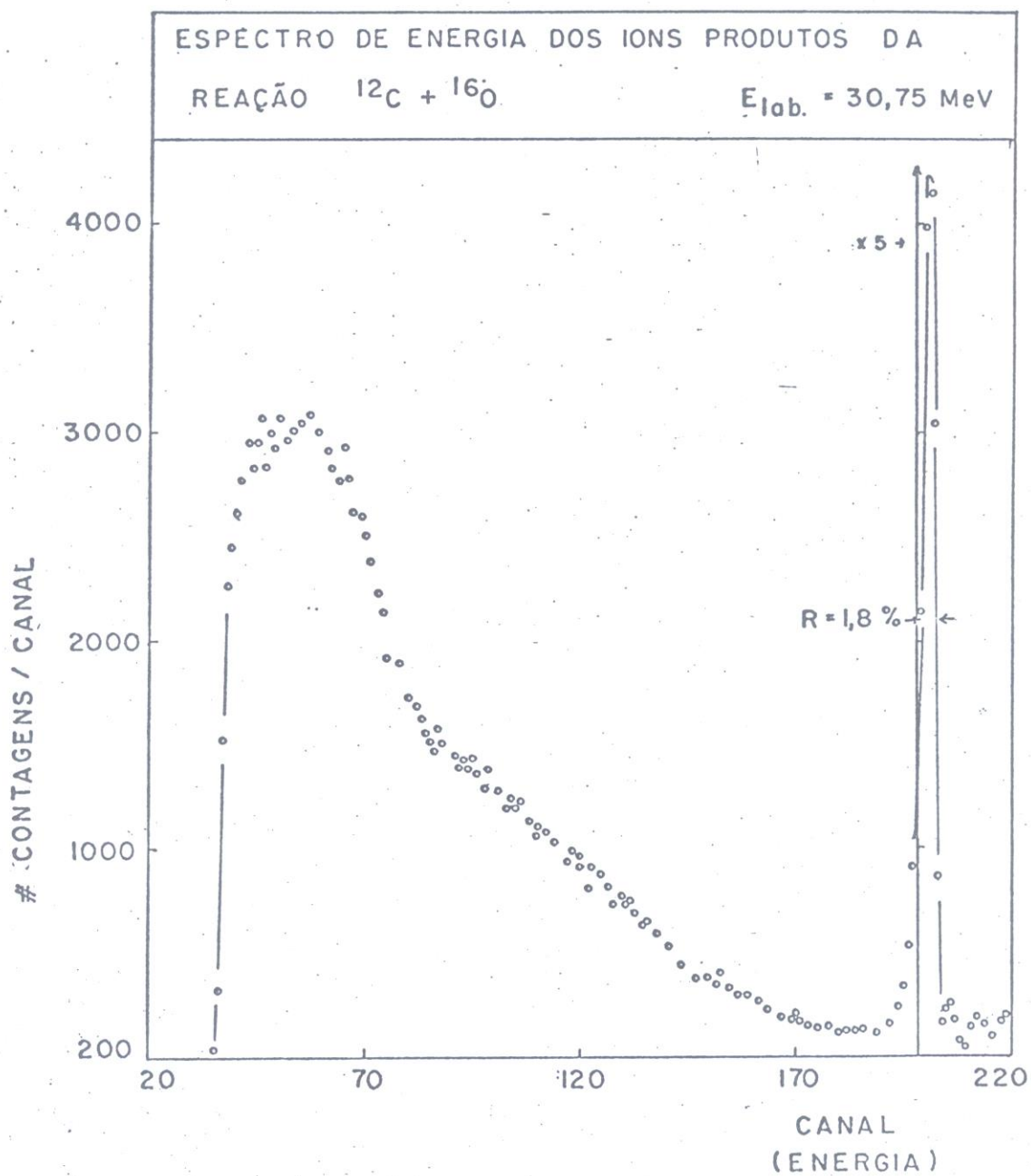


FIG. 21 - A figura mostra um espectro típico da energia dos íons. A resolução medida engloba os "straggling" da energia no alvo e na folha de plástico cintilador. As linhas sólidas são guias visuais.

algumas faixas se sobrepuseram e para separá-las foi utilizada a calibração descrita no item II-3C, onde foi visto que as curvas podem ser descritas pela expressão 7.6. Para determinar as contagens de cada massa isoladamente, considerou-se na expressão 7.6 que uma dada massa está contida no intervalo:

$$m - 1/2 \leq m \leq m + 1/2$$

Dessa maneira, foi medida uma distribuição angular das massas produtos de reação nos ângulos, no sistema de laboratório de:  $6,0^\circ$ ;  $7,9^\circ$ ;  $9,8^\circ$ ;  $11,8^\circ$ ;  $13,7^\circ$ ;  $15,7^\circ$  e  $17,6^\circ$ .

As massas identificadas nesses espectros foram: 16,20, 23, 24, 26 e 27 u.m.a.. A distribuição angular dessas massas é mostrada na figura 22. A distribuição angular somada sobre todas as massas encontra-se na figura 23.

Para se analisar as contribuições de cada massa para a seção de choque total de fusão, um gráfico da razão do número de contagens de cada massa pela soma das contagens de todas as massas, em cada ângulo, foi feito e encontra-se na figura 24.

Pode-se ver claramente que as massas mais pesadas (26 e 27 u.m.a.) contribuem fortemente em ângulos dianteiros e as mais leves (20, 23 e 24 u.m.a.) em ângulos maiores. Esse comportamento é compatível com as restrições cinemáticas impostas a essa reação, pois massas em torno do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$  correspondem à evaporação de partículas leves (prótons ou neutrons) que defletem fracamente o núcleo residual limitando o intervalo angular de sua detecção.

Para comparar os resultados obtidos com o sistema de medida de tempo de voo utilizou-se os dados obtidos na referência 26, onde foi obtida a distribuição angular dos resíduos de evaporação, pesados, para essa reação na energia de laboratório de

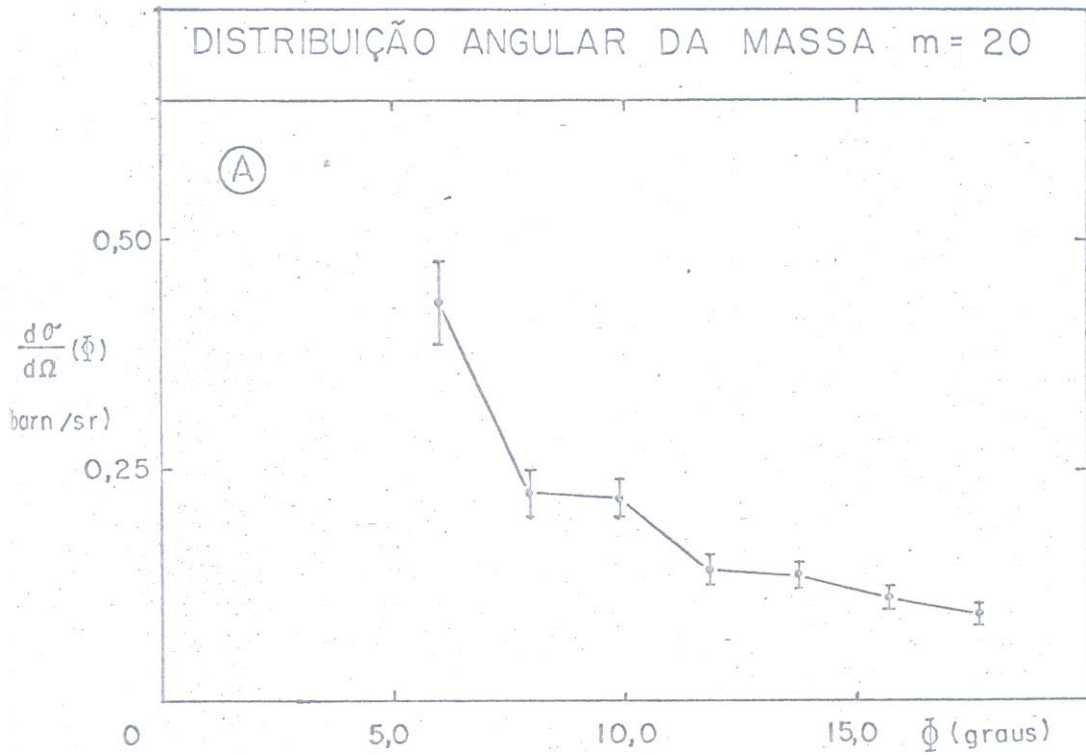
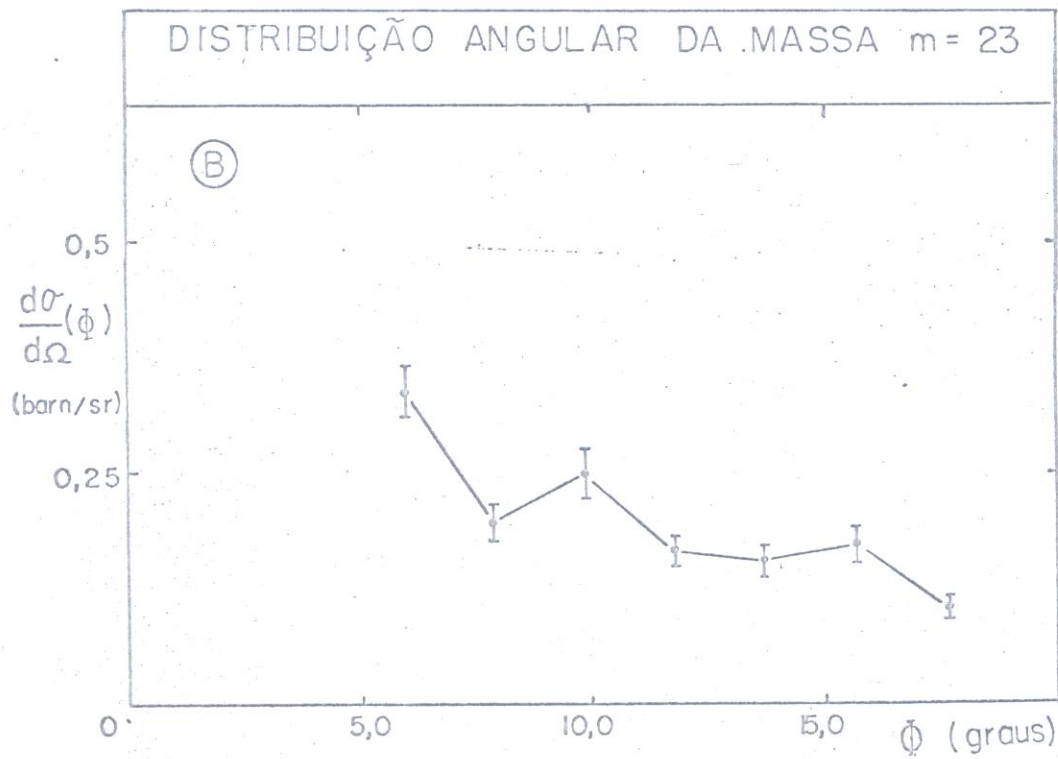
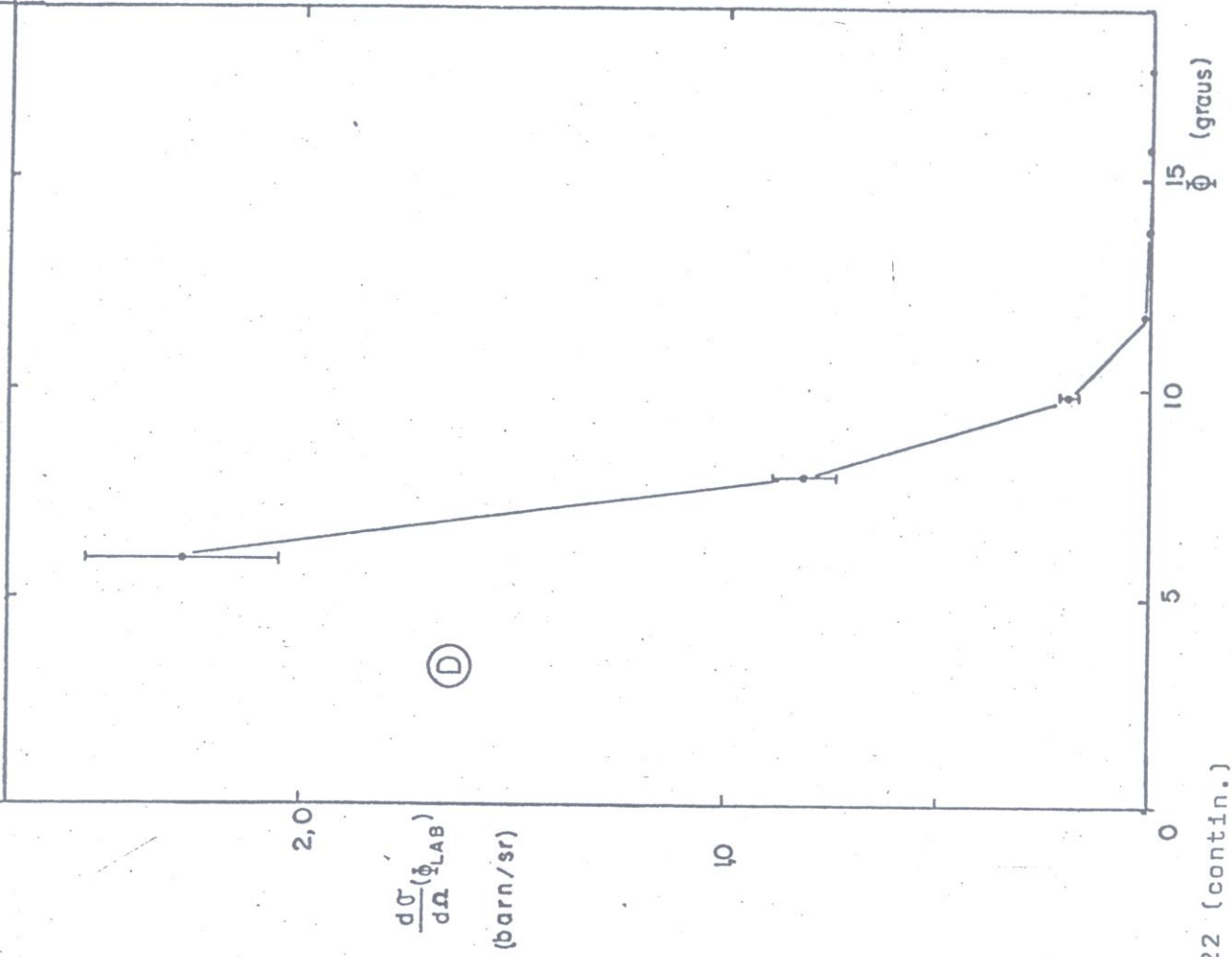


FIG. 22 - As figuras 22 a,b,c,d e e mostram as distribuições angulares das massas 20,23,24,26 e 27, respectivamente, produtos da reação  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , na energia  $E_{\text{lab}}=30,75$  MeV. As linhas sólidas são um guia visual;  $\phi$  é o ângulo de medição no sistema de laboratório.

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DA MASSA m=26



DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DA MASSA m=24

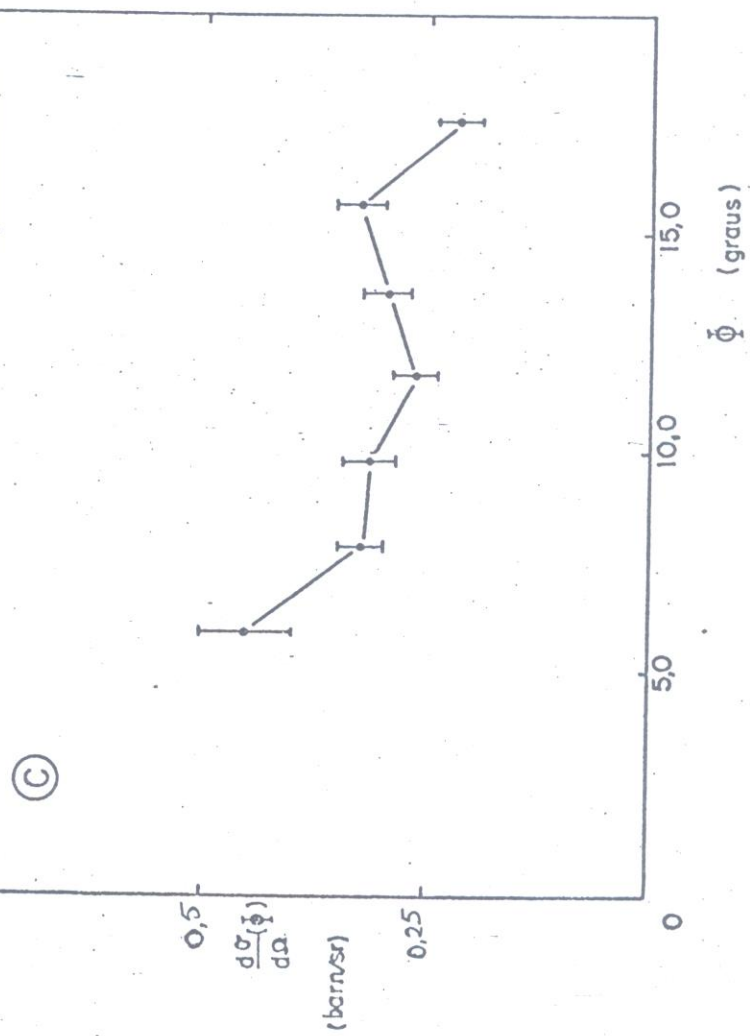


FIG. 22 (contin.)

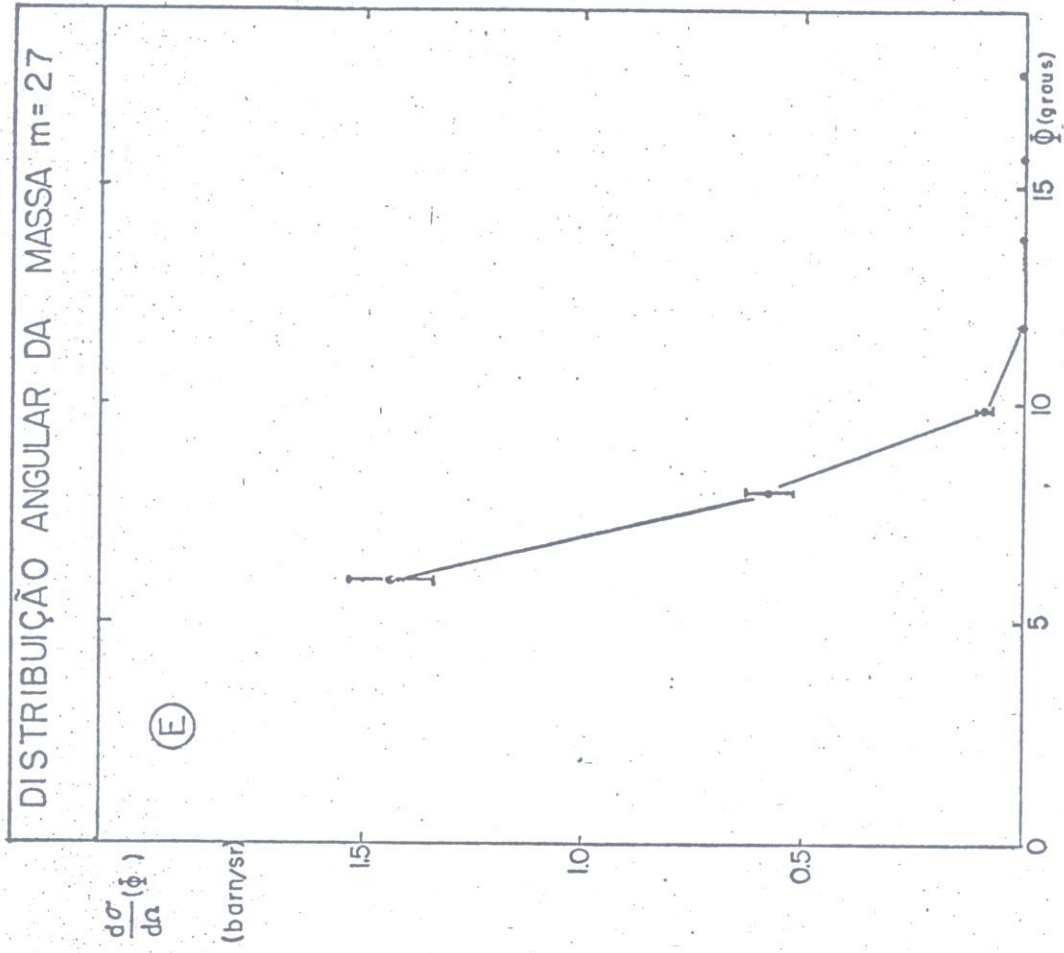


FIG. 22 (contin.)

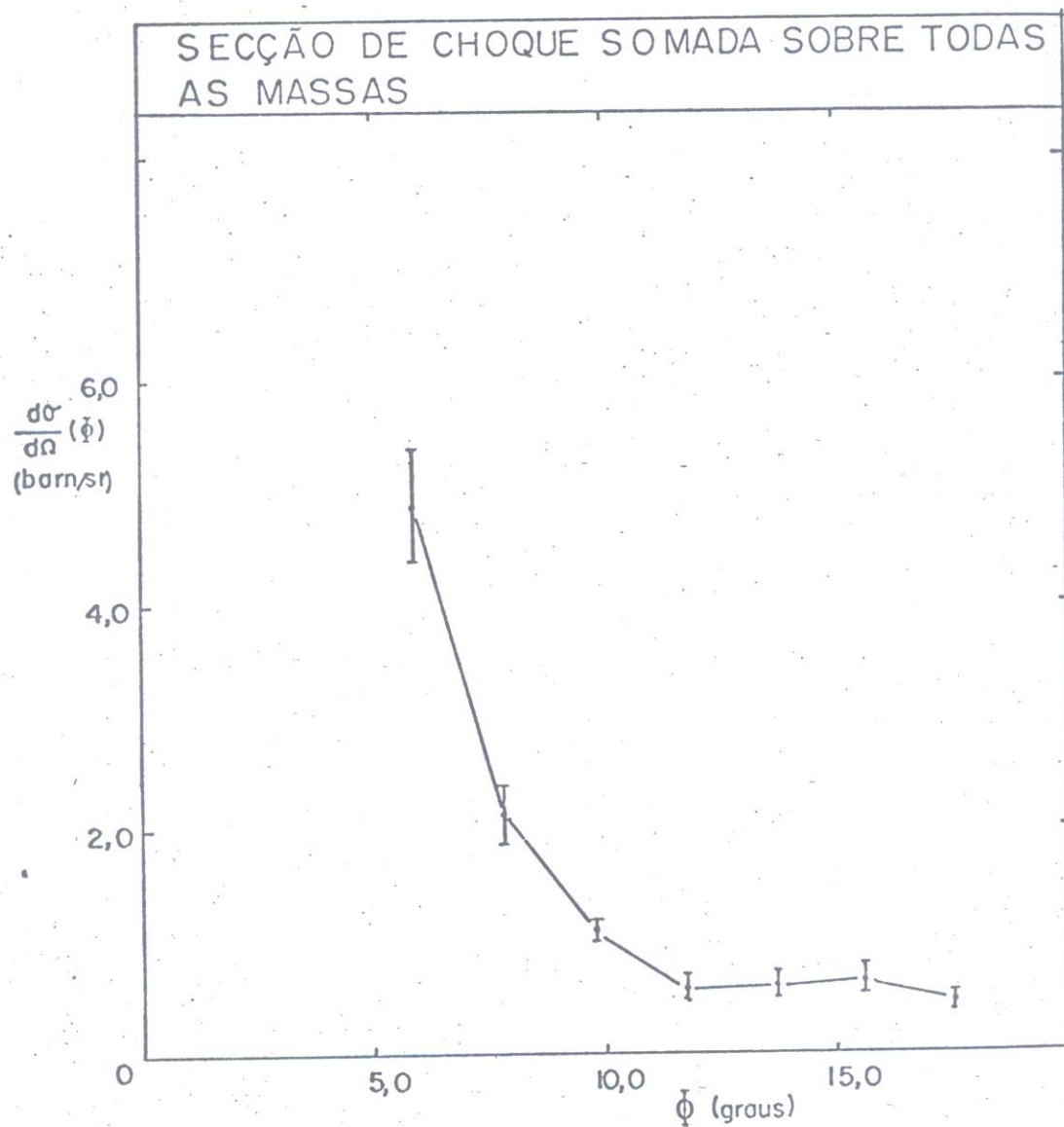


FIG. 23 - A figura mostra a distribuição angular da seção de choque somada sobre todas as massas produtos da reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , na energia 30,75 MeV. A linha cheia é um guia visual.

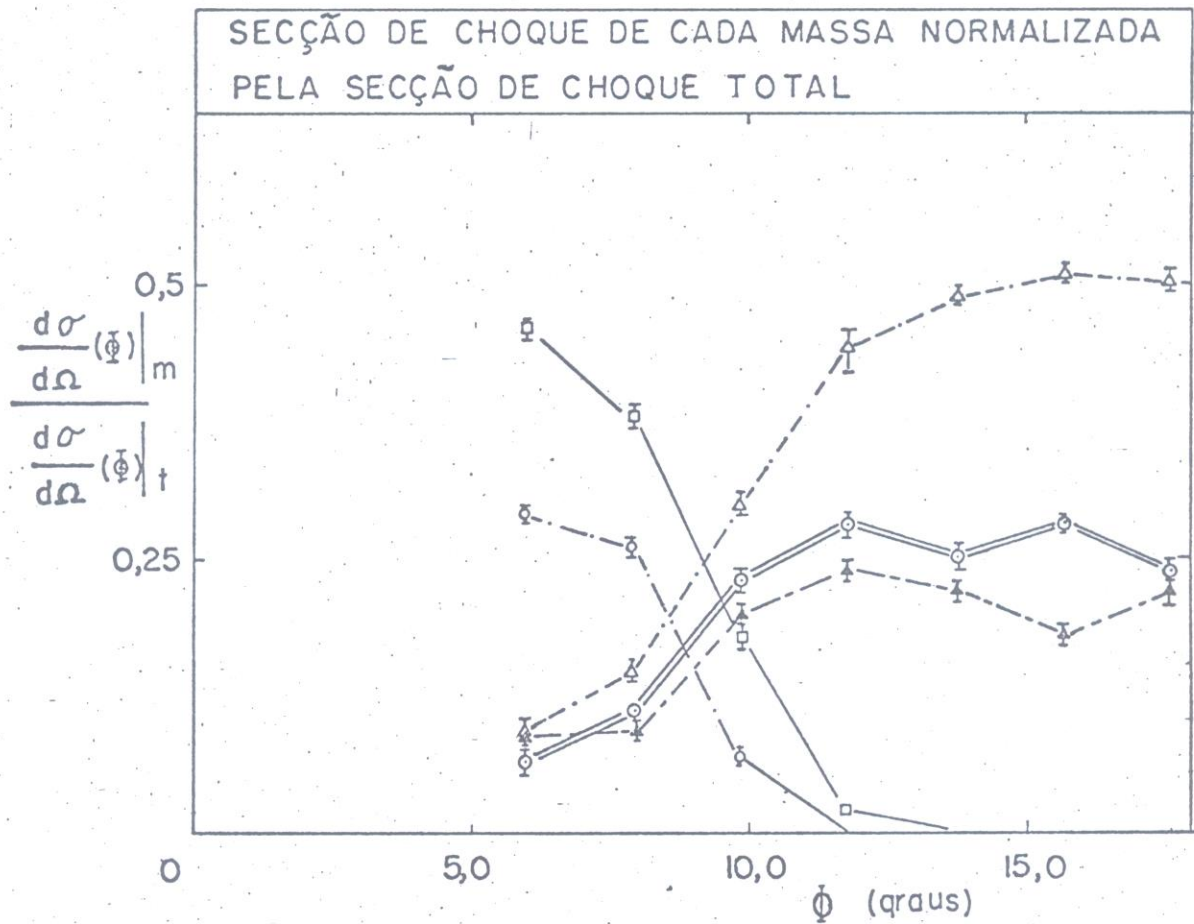


FIG. 24 - A figura mostra o comportamento da contribuição da seção de choque de cada massa para a seção de choque total. As linhas são guias visuais. Os pontos experimentais de cada massa são indicados por:

- .....○..... 27 u.m.a.;
- 26 u.m.a.;
- △-·-·- 24 u.m.a.;
- =○=○=○= 23 u.m.a.;
- ▲-·-·- 20 u.m.a.;

29,5 MeV.

Os produtos foram medidos utilizando-se técnicas de medida de perda de energia ( $E-\Delta E$ ) com um contador proporcional. Esse gráfico foi transcrito na figura 25 onde também se encontram os pontos experimentais obtidos nessa série de medidas.

Apesar da diferença na energia incidente do  $^{16}\text{O}$ , pode-se notar uma boa concordância entre os nossos dados e os obtidos na referência 26.

As discrepâncias obtidas são corriqueiras em dados de íons pesados. As contribuições individuais de cada massa não podem ser comparadas pois são identificados principalmente os números atômicos dos produtos de reação nessa referência, independentemente de sua massa.

### III.2 ANÁLISE DOS DADOS OBTIDOS NA REAÇÃO $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$

Na tentativa de se compreender melhor o mecanismo que governa essa reação uma análise dos espectros em energia de cada massa foi feita. Os espectros em energia encontram-se graficados na figura 26. Nesses espectros são mostradas duas retas. A reta designada 1 indica a calibração em energia dos espectros e foi calculada a partir do conhecimento da energia do pico elástico, considerando-se a perda de energia na folha de plástico cintilador, e a energia do canal zero. A reta 2 corresponde a energia de saída da partícula do alvo antes de atravessar a folha de cintilador e é a soma da energia dada pela reta 1 mais a perda de energia para a partícula identificada na folha de plástico cintilador. Para se calcular a perda de energia na folha para os diversos fragmentos de reação utilizou-se a fórmula:

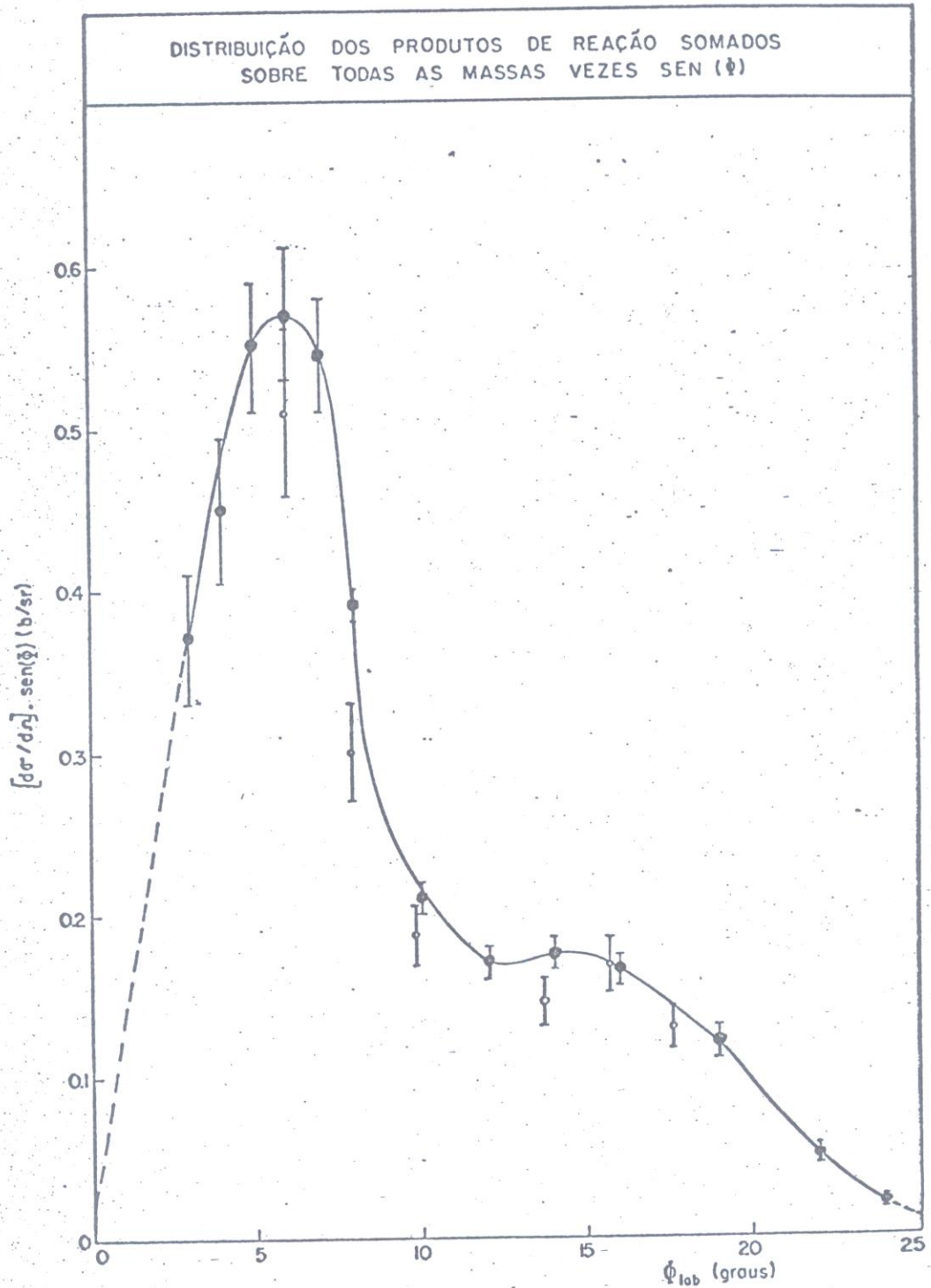


FIG. 25 - A figura mostra a distribuição angular dos produtos da reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  na energia incidente de 30,75 MeV, somadas sobre todas as massas vezes  $\text{sen}(\phi)$ . Os pontos experimentais representados por bolas cheias e ligados por uma curva sólida são tirados da referência 26. Os pontos experimentais desse trabalho são representados por bolas vazias.

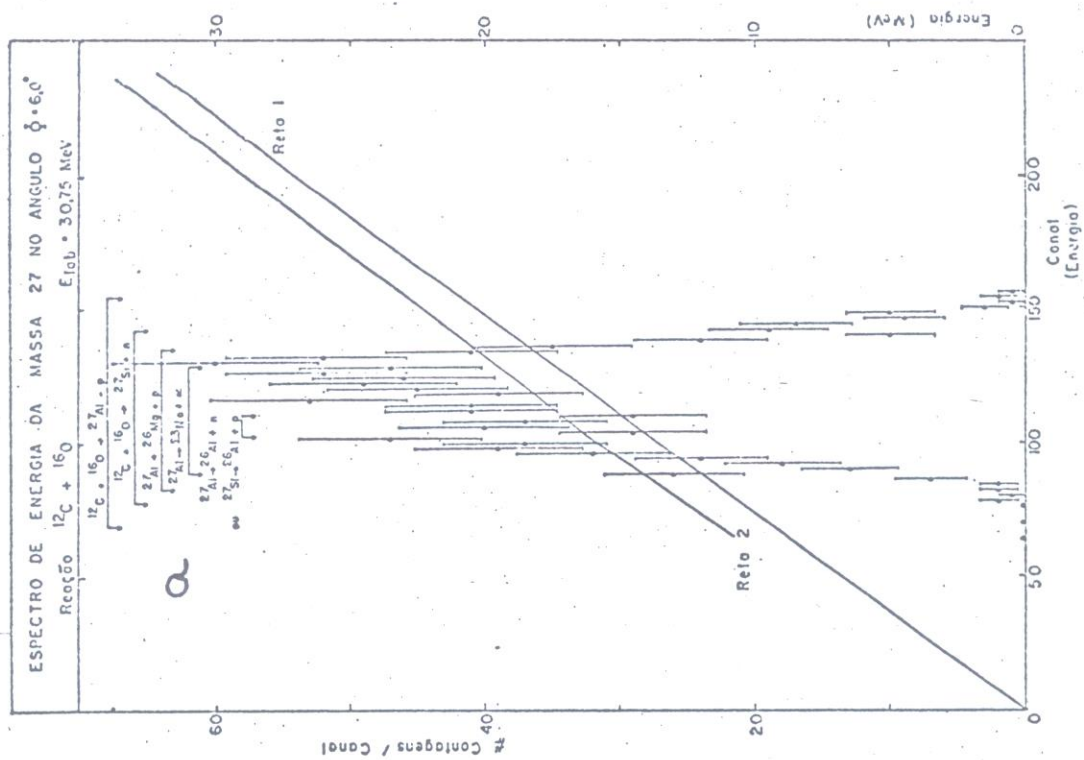
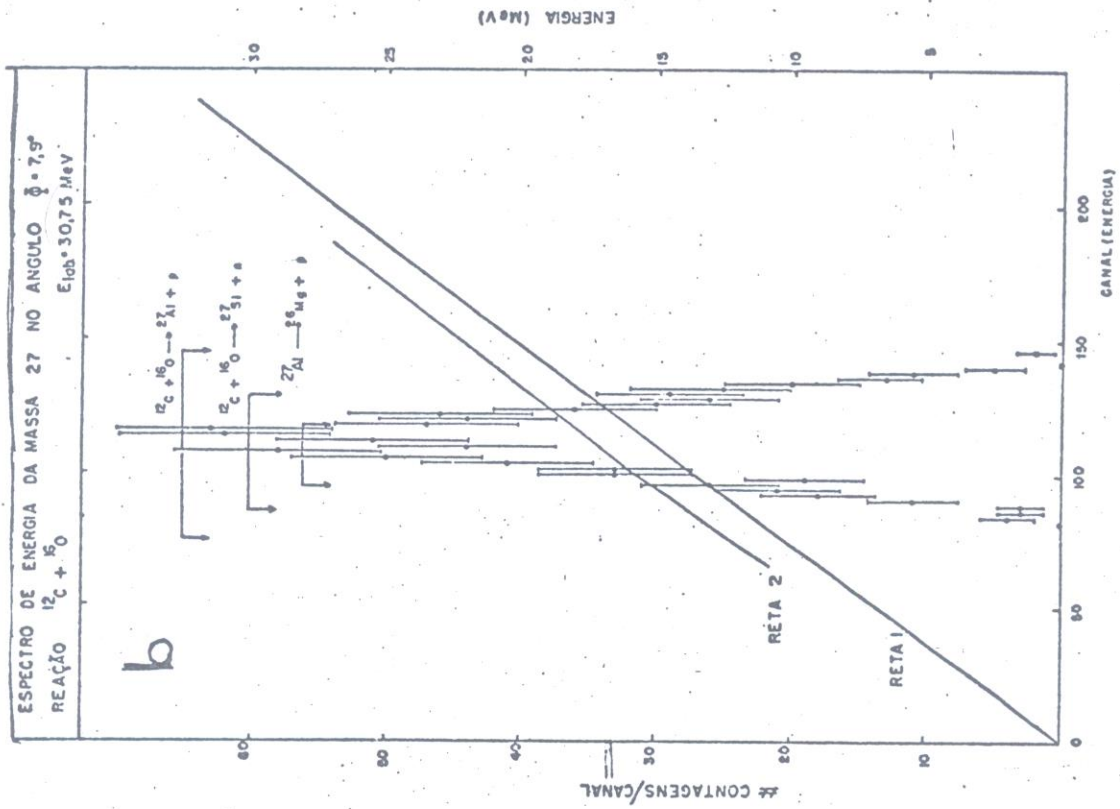


FIG. 26 - As figuras 26 a,b,c,d,e,f,g,h,i,j,k e l mostram os espectros de energias mais significativos medidos na reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ,  $E_{\text{lab}} = 30,75 \text{ MeV}$ . A reta 1 mostra a calibração em energia do espec (continua)

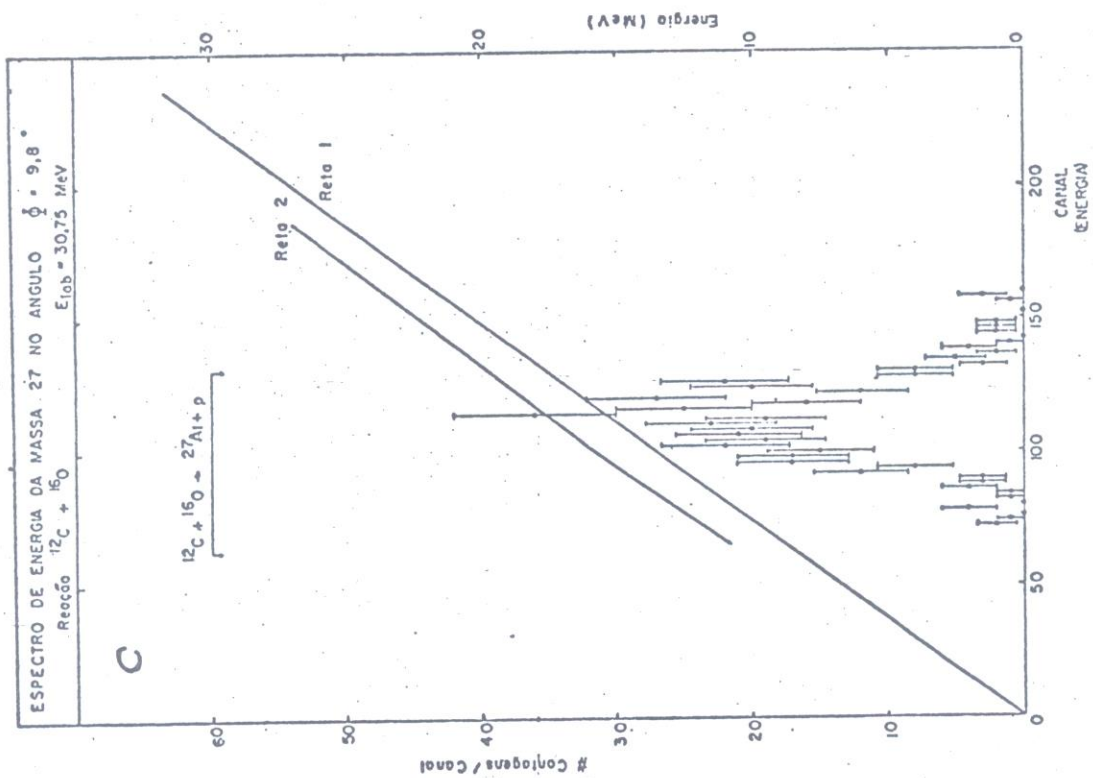
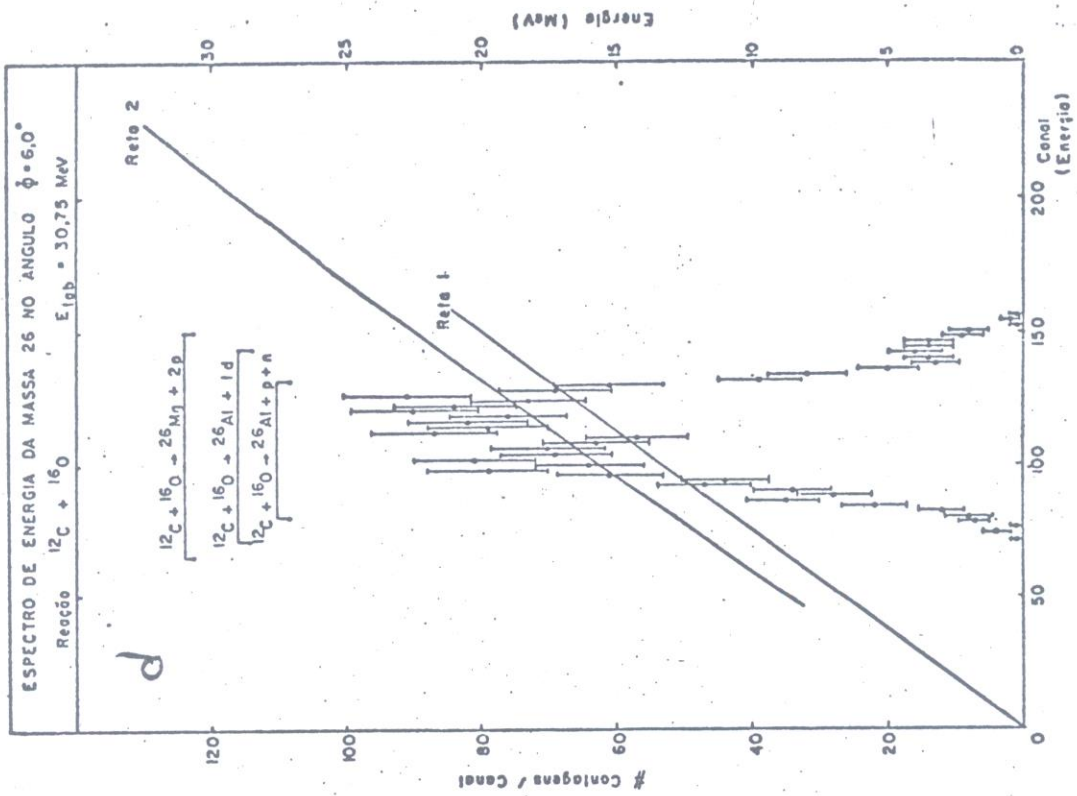


FIG. 26 (continua.) - tro. A reta 2 é calculada a partir da reta 1, somando a perda de energia dos íons na folha de plástico cintilador e representa a energia cinética de saída dos íons após a reação. Os intervalos mostrados nas figuras são calculados (continua)

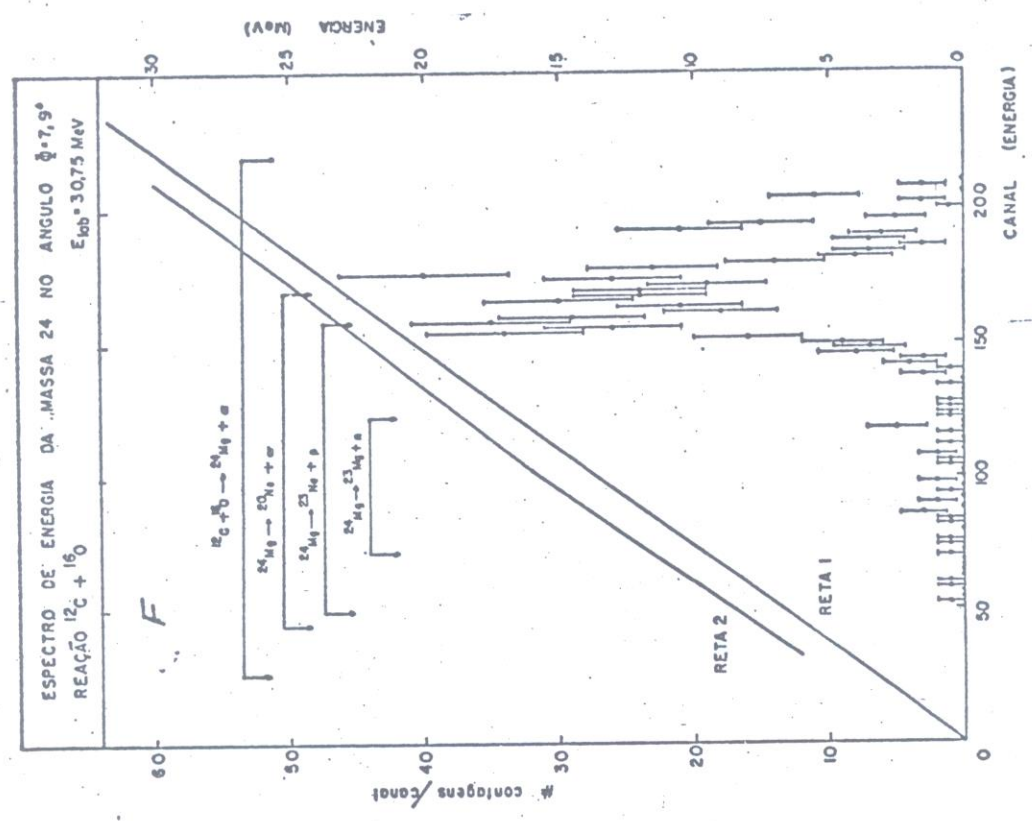
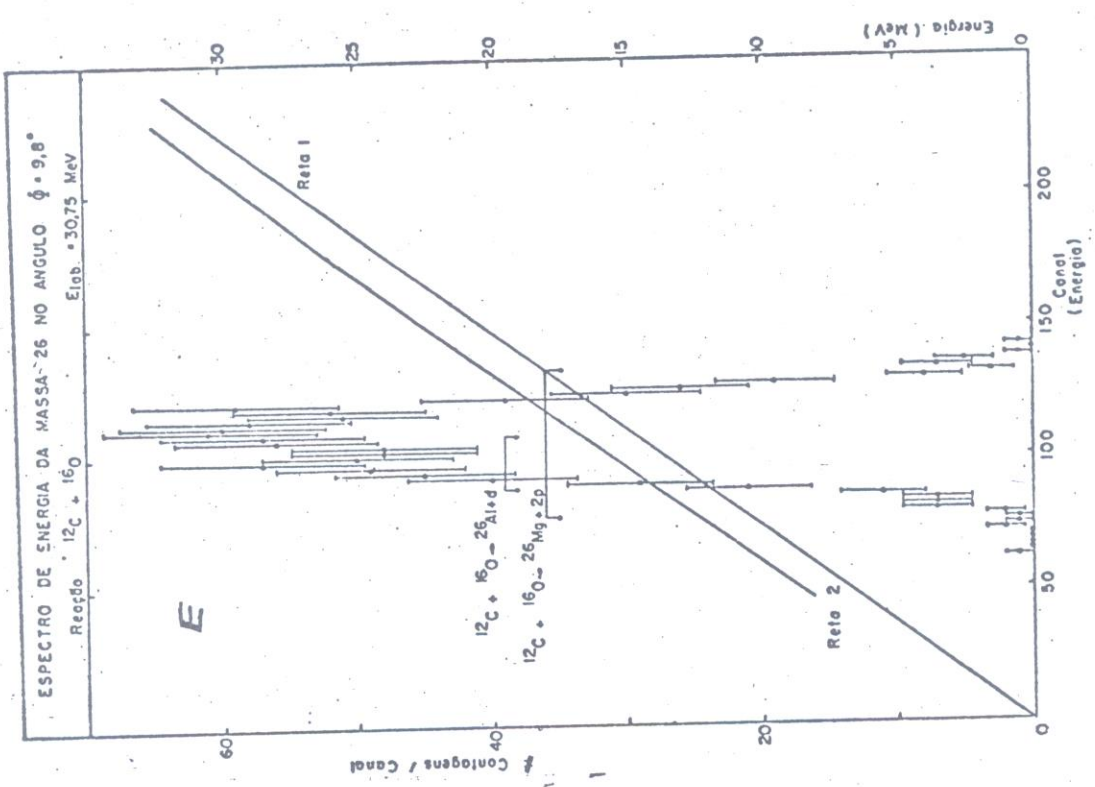


FIG. 26 (continua.) - dos pelas curvas obtidas na figura 27.

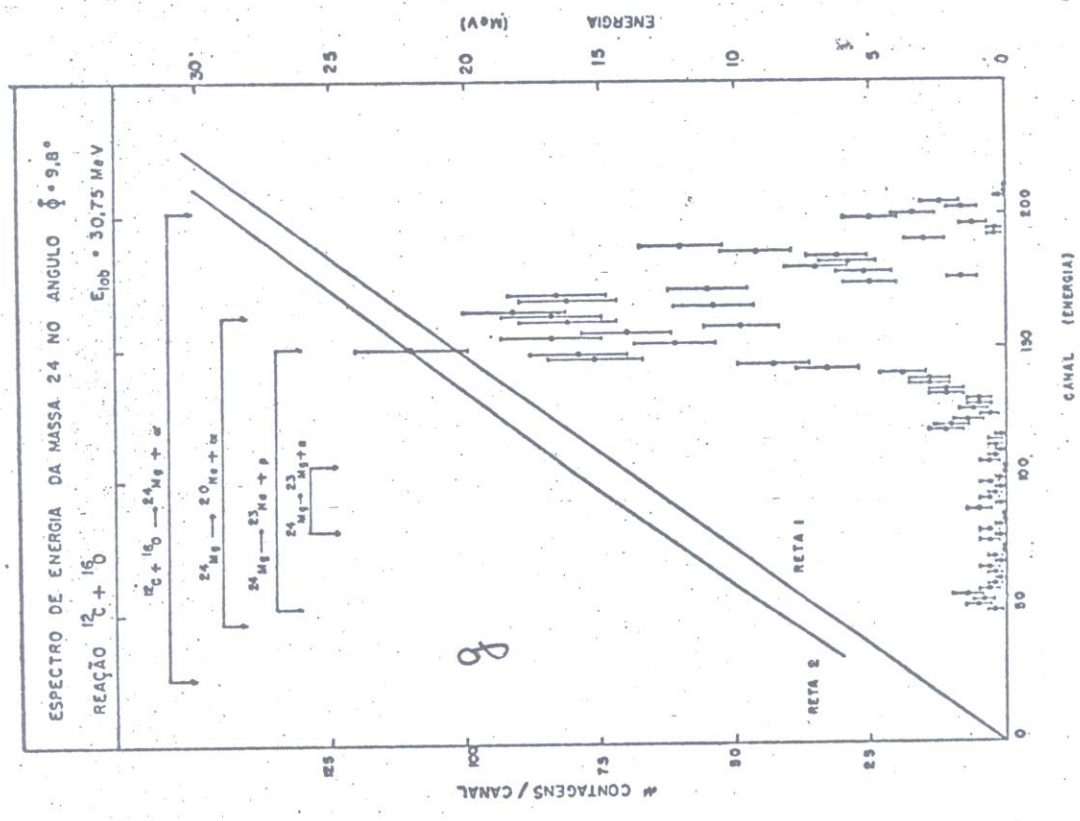
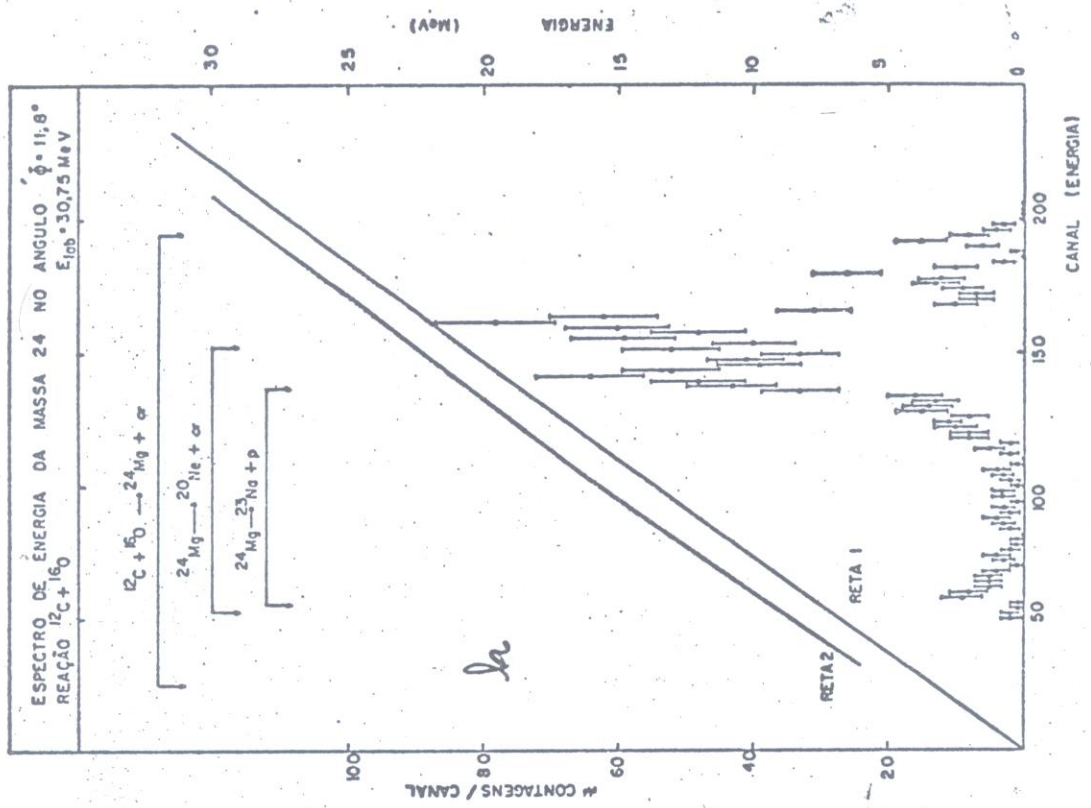


FIG. 26 (contin.)

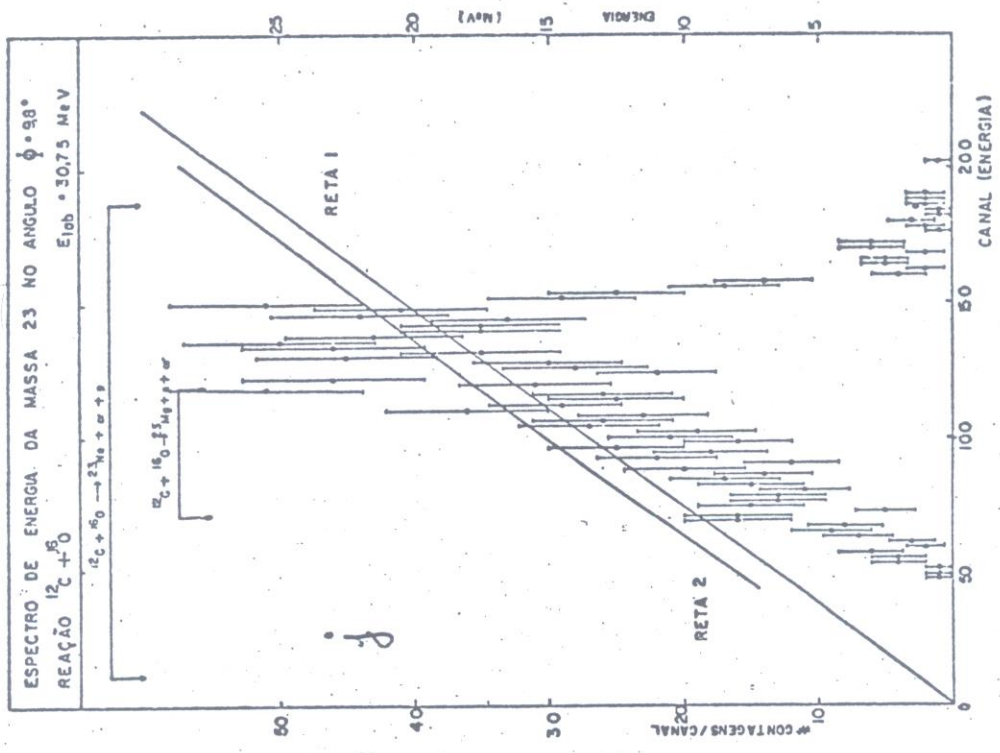
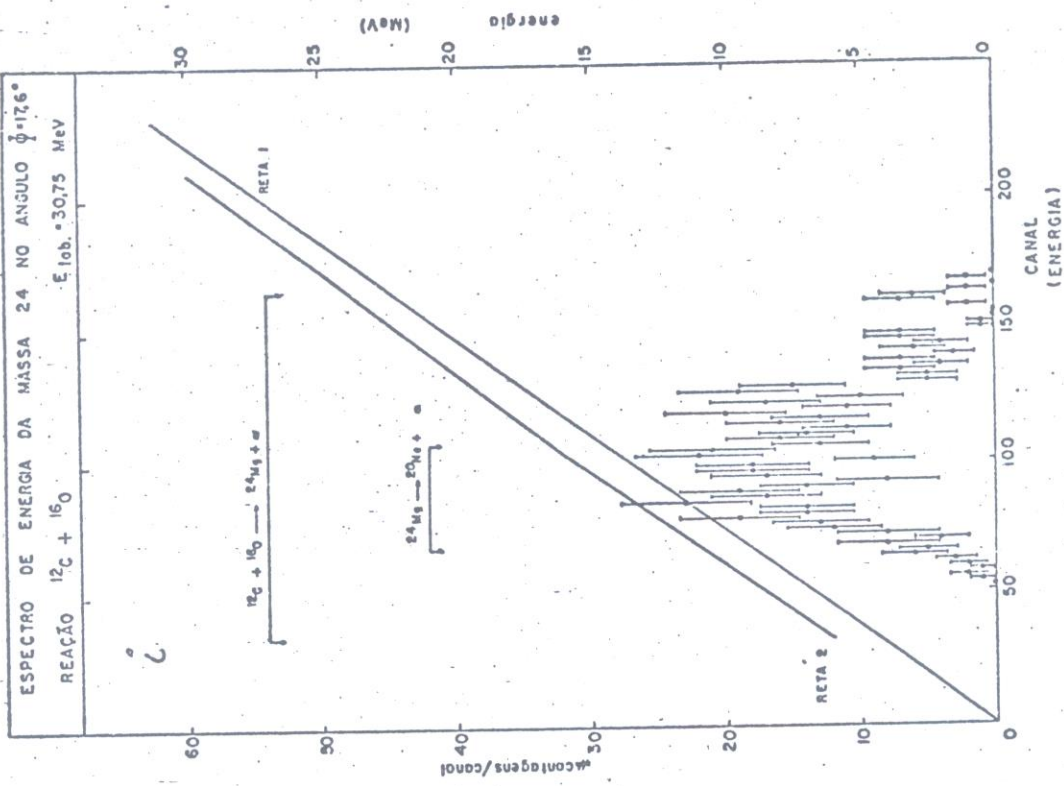


FIG. 26 (contin.)

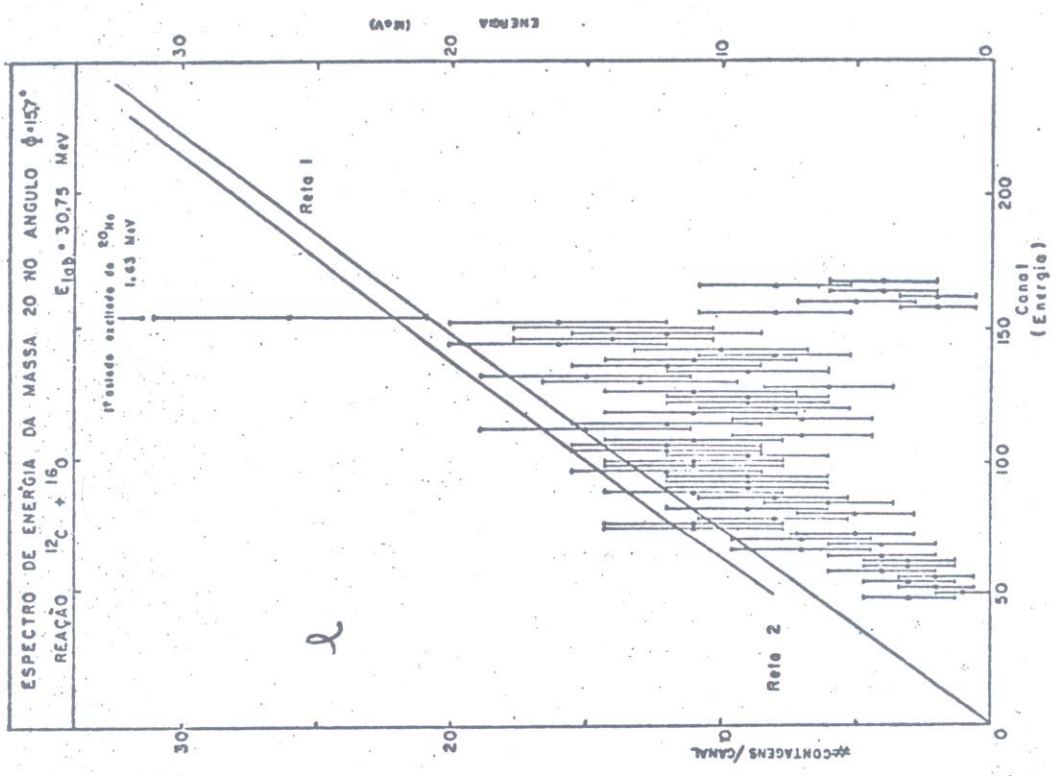
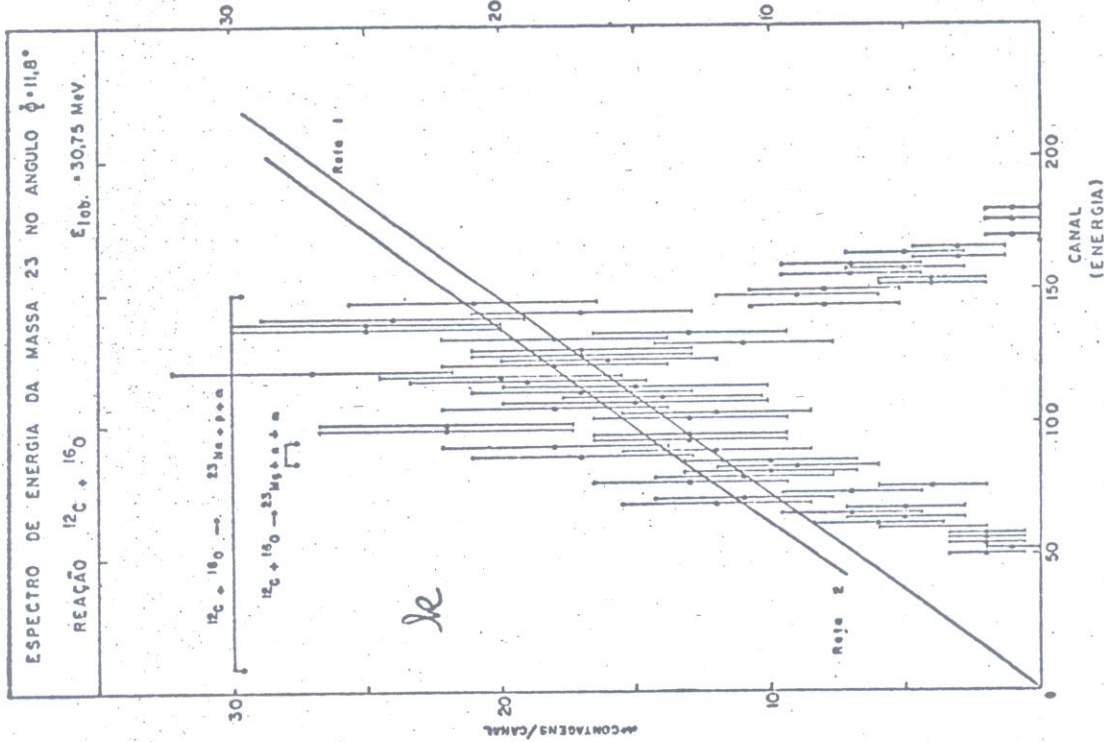


FIG. 26 (contin.)

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \gamma^2 Z^2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{proton}} \quad (8.21)$$

onde:

$\gamma Z$  é a carga efetiva do ion;  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{proton}}$  é a perda de energia do proton num material;  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}$  é a perda de energia do ion no mesmo material para a mesma velocidade que o proton.

Essa formula é encontrada na referência 33.

Dessa expressão podemos obter:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{(\gamma Z)_{\text{ion}}^2}{(\gamma Z)_{\text{oxig}}^2} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{oxig}} \quad (8.22)$$

A partir dessa expressão podemos, com o conhecimento da perda de energia do oxigênio na folha de plástico, obter a perda de energia dos ions produtos de reação.

Para se obter a perda de energia do  $^{16}\text{O}$  foram utilizadas as tabelas da referência 32. O fator  $\gamma$  é encontrado na referência 33.

Para se determinar a perda de energia é necessário que se conheça a carga dos ions, que no caso não é identificada. Verificou-se que a diferença de uma unidade de carga na carga total assumida dos ions alterava a calibração em energia em 0,2 MeV que corresponde a aproximadamente um canal; portanto, pode-se assumir uma única reta de calibração para cada massa. Além disso, as tabelas de perda de energia para ions pesados podem introduzir erros no cálculo da perda de energia, conforme foi observado comparando-se as medidas de perda de energia na folha de plástico cintilador de ions de  $^{16}\text{O}$  e de partículas  $\alpha$  provenientes de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$ . Desvios como esse já foram determinados anteriormente

(ref.28). Não foi possível estimar o erro devido à extrapolação da perda de energia do oxigênio para outros íons, feita pela expressão 8.22. Espera-se que a extrapolação da perda de energia do  $^{16}\text{O}$  reproduza melhor as perdas para íons pesados que a extrapolação de perda de energia do próton pois o  $^{16}\text{O}$  apresenta características de interação de íons pesados.

Para energias baixas a calibração não é confiável pois, além da grande perda de energia das partículas no alvo e na folha de plástico aumentando as distorções nos cálculos, existe uma não linearidade na resposta em energia do detetor (ref. 20).

Além da calibração em energia dos espectros foi feito, para cada massa, um gráfico da energia cinética de saída das partículas pesadas em função da diferença de massas da reação ( $Q$ ), ou de outra maneira, da energia de excitação do núcleo pesado (figura 27).

Para o decaimento do núcleo composto em três corpos esse espectro deve ser interpretado como o limite máximo da energia de saída do núcleo pesado, conforme resultados na referência 34.

Além dessas informações é interessante conhecer o ângulo máximo de saída do núcleo residual. Uma tabela mostrando esses ângulos para os canais de saída de partícula dessa reação foi feita (Tabela II).

A massa 27 u.m.a. presente no decaimento do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$  pode ser decorrente da evaporação de próton ou nêutron formando o  $^{27}\text{Al}$  ou  $^{27}\text{Si}$ , respectivamente. Conforme tabela II, o alcance angular máximo do núcleo residual  $^{27}\text{Si}$  é menor que o  $^{27}\text{Al}$  e no ângulo medido de  $9,8^\circ$  só é possível haver o núcleo  $^{27}\text{Al}$ . Além disso, nota-se na figura 27 intervalo de energias ci

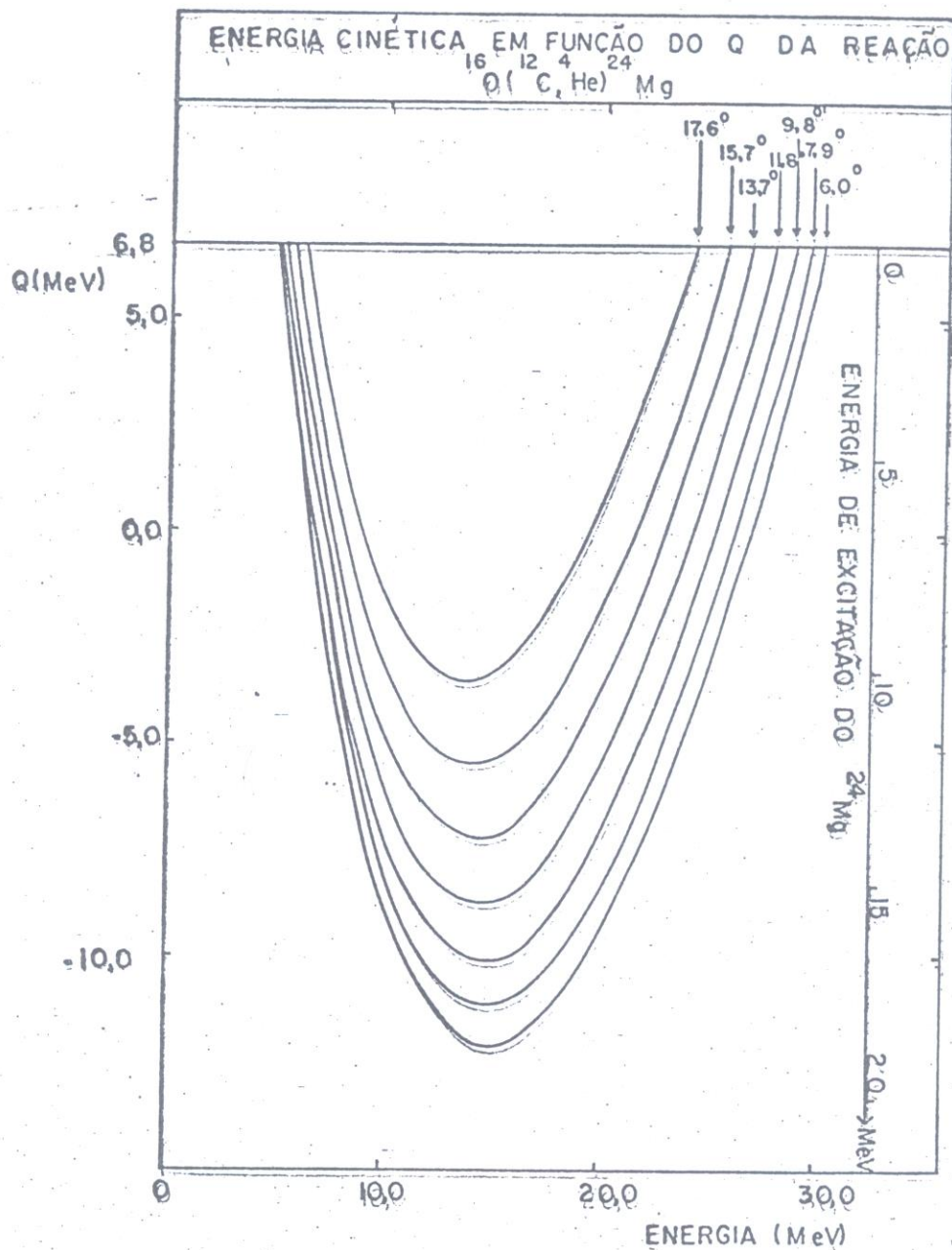


FIG. 27 - A figura mostra um gráfico da energia de excitação do núcleo residual  $^{24}_{12}\text{Mg}$  na reação  $^{16}_8\text{O} (^{12}_6\text{C}, ^{24}_{12}\text{Mg}) \alpha$ , na energia de 30,75 MeV, em função da energia cinética da partícula  $^{24}_{12}\text{Mg}$ , nos ângulos medidos, indicados na figura.

TABELA I I

	CANAL DE SAÍDA	ÂNGULO DE SAÍDA
		MÁXIMO (LAB)
$^{12}\text{C} + ^{16}\text{O} \rightarrow$ $E_{\text{LAB}} = 30,75 \text{ MeV}$	$^{27}\text{Al} + \text{p}$	11,3
	$^{27}\text{Si} + \text{n}$	9,4
	$^{26}\text{Al} + (\text{p}+\text{n})$	8,8
	$^{26}\text{Mg} + 2\text{p}$	12,1
	$^{26}\text{Al} + \text{d}$	10,4
	$^{24}\text{Mg} + \alpha$	25,8
	$^{23}\text{Na} + (\text{p}+\alpha)$	18,6
	$^{23}\text{Mg} + (\text{n}+\alpha)$	11,9
	$^{23}\text{Mg} + ^5\text{He}$	10,1
	$^{20}\text{Ne} + (2\alpha)$	29,4
	$^{23}\text{Na} + ^5\text{Li}$	16,2

néticas permitidas pelo Q da reação é maior para o  $^{27}\text{Al}$  que o  $^{27}\text{Si}$ , para um dado ângulo no laboratório. Observou-se que existe uma população fora do intervalo cinemático permitido para o  $^{27}\text{Si}$ , em todos os ângulos indicando a presença de  $^{27}\text{Al}$ , em todos os espectros (fig. 26 a,b,c). A população dos níveis do  $^{27}\text{Al}$  e do  $^{27}\text{Si}$  se dá principalmente em torno da máxima energia de excitação possível, em todos os ângulos. Pode-se notar, no espectro de energia da massa 27, no ângulo medido de  $6,0^\circ$  (fig. 26.a) que existem canais de decaimento populados acima do limiar energético de emissão subsequente de partícula e próton, que iriam formar os núcleos  $^{23}\text{Na}$  e  $^{26}\text{Mg}$ , respectivamente. No caso do decaimento subsequente de prótons há uma diminuição na população dos níveis compreendidos nesse limite, indicando:

- i) que a massa 27 tem um forte componente do  $^{27}\text{Al}$ ;
- ii) que o posterior decaimento de prótons do  $^{27}\text{Al}$  é relevante indicando a existência do  $^{26}\text{Mg}$ .

O canal de emissão subsequente de partículas  $\alpha$  não parece influenciar na população dos estados do  $^{27}\text{Al}$ .

Analisando a massa 26 u.m.a. nota-se que a presença de canais de 2 prótons no decaimento do  $^{28}\text{Si}$ , formando o  $^{26}\text{Mg}$ , está evidenciada no ângulo de  $11,8^\circ$ , pois é o único canal aberto nesse ângulo. Nota-se ainda que o  $^{26}\text{Mg}$ , que possui um intervalo de energias cinéticas maior que os outros produtos componentes da massa 26 u.m.a., está presente em todos os ângulos, com alta taxa de população.

Para se comparar a contribuição relativa das massas 26 e 27 u.m.a. no decaimento do núcleo composto, foi calculada a razão da seção de choque de cada massa pela soma das seções de choque de ambas. Os resultados encontram-se graficados na figura 28. Nota-se, por esse gráfico, que o  $^{28}\text{Si}$  preferencialmente, decai com evaporação de 2 partículas leves, prótons ou neutrons. No ângulo de  $11,8^\circ$  não existe contribuição da massa 27 u.m.a.

No caso da massa 24 u.m.a., essa só pode ser decorrente do decaimento do  $^{28}\text{Si}$  através de uma partícula  $\alpha$ , o que coincide com os limites energéticos existentes para essa reação, mostrados na figura 27.

Nesse espectro, nota-se que a população dos níveis do  $^{24}\text{Mg}$  decresce abruptamente quando a energia de excitação do  $^{24}\text{Mg}$  atinge o limiar energético de subsequente emissão de prótons, indicando que a formação da massa 23 u.m.a., tem uma forte componente da emissão de partículas  $\alpha$  e prótons, nessa ordem, formando o  $^{23}\text{Na}$ . De fato, nota-se, nos espectros em energia da massa 23 u.m.a., que existe uma população presente em todos os espec

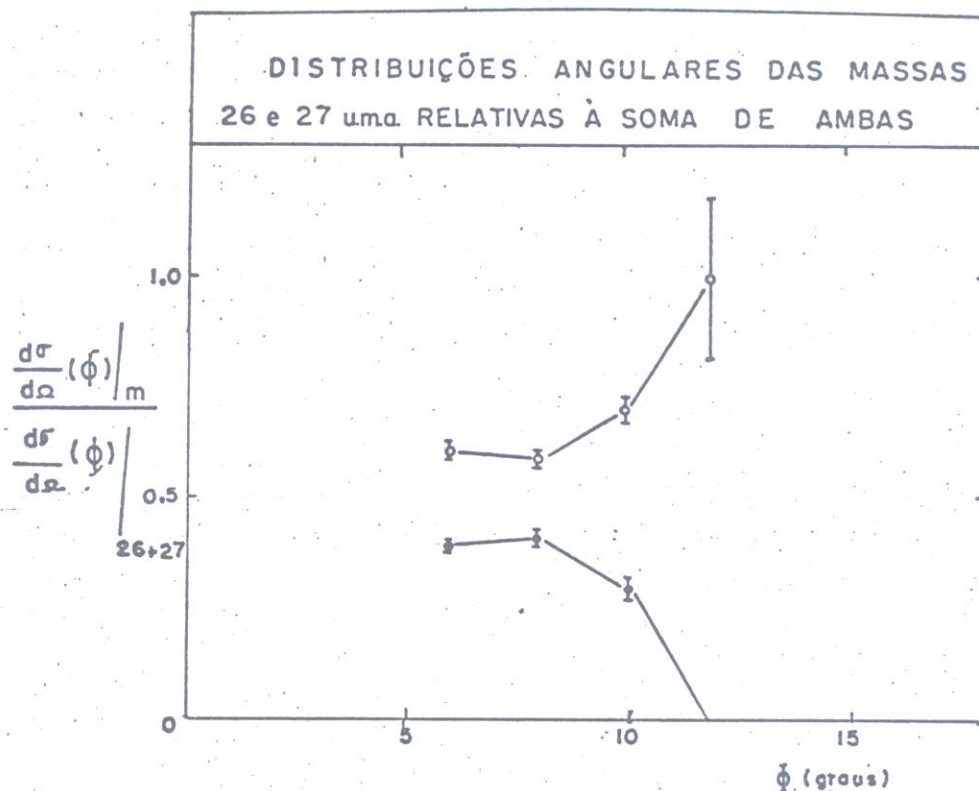


FIG. 28 - A figura mostra a distribuição angular das massas 26 e 27 u.m.a. relativas à soma de ambas. As linhas cheias são guias visuais. As bolas cheias e vazias representam a razão das massas 27 e 26 u.m.a. para o total, respectivamente.

tros do  $^{23}\text{Na}$ , pois seu intervalo cinemático é maior que os outros íons que contribuem para essa massa.

A massa 23 u.m.a. é populada em regiões que não existem mais canais de decaimento subsequentes.

Nos espectros em energia (fig.26), nota-se que, a população dos níveis do  $^{24}\text{Mg}$  se dá principalmente nas regiões de e-

nergia de excitação do estado fundamental até a energia de aproximadamente 12.0 MeV. Nessa região de energia o único canal aberto para emissão é através de partículas  $\alpha$ , decaindo para o  $^{20}\text{Ne}$ . Esse canal não introduz, aparentemente, variações na população dos níveis do  $^{24}\text{Mg}$ .

A massa 20 u.m.a. só pode ser formada através do decaimento de 2 partículas do núcleo  $^{28}\text{Si}$ , ou por intermédio da transferência de uma partícula  $\alpha$  do  $^{12}\text{C}$  para o  $^{16}\text{O}$  (reação de "pick-up"). Nesse caso, o problema se reduz a 2 corpos e pode-se observar os estados populados do  $^{20}\text{Ne}$ . Nota-se que alguns espectros da massa 20 (fig. 26) apresentam um pico pronunciado nos ângulos de  $7,9^\circ$ ;  $9,8^\circ$ ;  $15,7^\circ$  e  $17,6^\circ$  que correspondem ao primeiro estado excitado do  $^{20}\text{Ne}$  na reação  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}^*$ , evidenciando que uma componente da seção de choque de reação é devida a reações diretas.

A magnitude dessas contribuições nessa massa não ultrapassa 20%, sendo portanto, muito pequena em relação à seção de choque de reação nos ângulos medidos.

Um esquema geral dos possíveis decaimentos do núcleo composto  $^{28}\text{Si}$  pode ser visto na figura 29. Os canais que evidenciam uma maior população são indicados com linhas cheias.

Comparando-se os resultados obtidos com o sistema de identificação de massa e os resultados obtidos com os sistemas de identificação de carga, nas referências 26 e 27, onde os produtos identificados foram: Ne, Na, Mg, Al e Si, na referência 26. Vê-se, então, que com o sistema de identificação de massa e um estudo das condições cinemáticas da reação pode-se dizer que os núcleos certamente presentes na identificação são  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$  e  $^{27}\text{Al}$ , que concordam com os resultados obtidos com

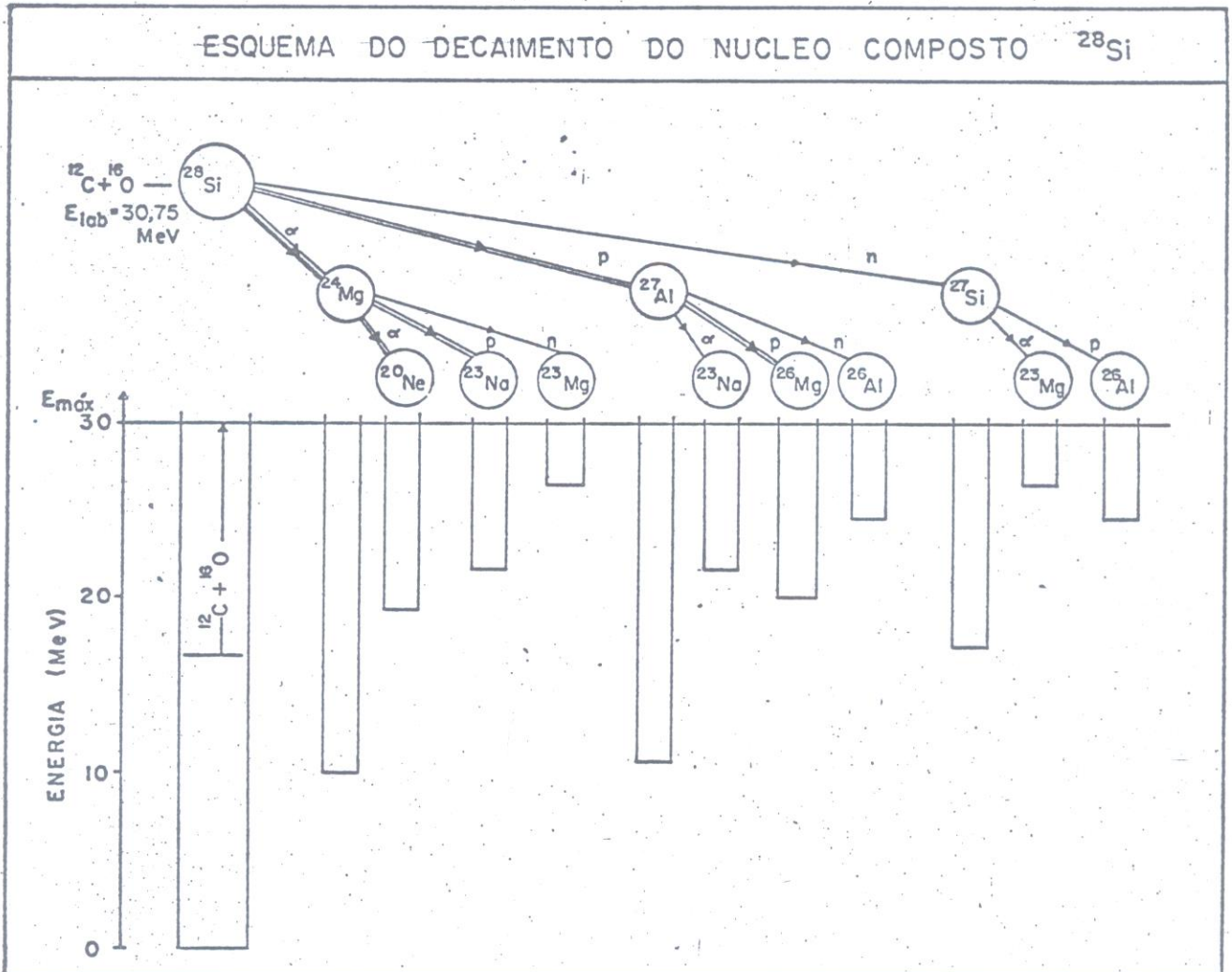


FIG. 29 - A figura representa um desenho esquemático dos decaimen-  
 tos do núcleo  $^{28}\text{Si}$  formado na reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , na energi-  
 a de 30,75 MeV. A intensidade dos decaimentos, confor-  
 me o estudo feito no texto é mostrada pelo número de li-  
 nhas que unem o núcleo pai  $^{28}\text{Si}$  aos núcleos filhos. A  
 profundidade dos poços de potencial associados aos nú-  
 cleos indicam as possíveis energias de excitação de ca-  
 da núcleo filho.

sistemas identificadores de carga.

Além disso, é possível obter-se informação sobre a sequência de evaporação de núcleos leves.

#### DISCUSSÃO QUALITATIVA DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DA REAÇÃO $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

Foi visto classicamente que a formação do núcleo composto é possível até um momento angular de  $7\hbar$ . Supondo-se agora que o núcleo evapore partículas e tomando-se um modelo clássico para essa evaporação tentar-se-á explicar qualitativamente os possíveis decaimentos do núcleo composto.

Para isso, será utilizada a fórmula clássica da seção de choque diferencial para a formação do núcleo composto:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2\pi \lambda^2 \ell \quad \ell \leq \ell_t \quad (8.23)$$

Essa expressão é uma função linear do momento angular  $\ell$  e mostra que a probabilidade de formação do núcleo composto é maior quanto maior for o momento angular relativo.

Considerando-se a expressão 8.23 pode-se calcular a probabilidade de formação do núcleo composto com momentos angulares entre  $\ell_t/2\hbar$  e  $\ell_t\hbar$ , que é de 75%.

Por outro lado, considerando-se que o próton seja evaporado deixando o núcleo residual no estado fundamental, e que essa emissão ocorra na superfície, o momento angular máximo que o próton irá carregar será de  $3,4\hbar$ . Para a partícula  $\alpha$  esse momento angular é de  $6,8\hbar$ .

Por meio desses cálculos vê-se que a desexcitação do núcleo composto diretamente através da emissão de partículas  $\alpha$  é possível, populando inclusive o estado fundamental do  $^{24}\text{Mg,Co}$

mo foi medido. O decaimento do  $^{28}\text{Si}$  através de prótons não é suficiente para desexcitar totalmente a maioria dos núcleos  $^{28}\text{Si}$  foram levando-o para o núcleo  $^{27}\text{Al}(J^\pi=5/2^+)$ , sendo necessário para isso o posterior decaimento por transições eletromagnéticas ou por partículas. Isso explica a alta população obtida nas energias de excitação máximas do  $^{27}\text{Al}$  decorrentes do decaimento do núcleo  $^{28}\text{Si}$  através do canal de prótons, assim como da maior população da massa 26 presente no decaimento do  $^{28}\text{Si}$ .

Para se explicar o duplo decaimento de partículas  $\alpha$  do  $^{28}\text{Si}$  é necessário supor que na primeira emissão a partícula tenha pouco momento angular e portanto pouco momento linear, deixando o núcleo residual  $^{24}\text{Mg}$  com energia de excitação e momento angular suficiente para posterior emissão de outra partícula  $\alpha$ . Espera-se então que em ângulos dianteiros a população do  $^{24}\text{Mg}$  sofra um decréscimo análogo ao obtido para a emissão de prótons em ângulos mais traseiros. A emissão subsequente, desses prótons do  $^{27}\text{Al}$  é possível porque esses podem levar pouco momento angular no decaimento assim como a emissão de prótons ou nêutrons juntamente com uma partícula  $\alpha$ .

Embora as análises feitas sejam puramente clássicas, elas conseguem dar uma visão qualitativa dos possíveis decaimentos do núcleo  $^{28}\text{Si}$ , nessa reação.

#### IV - CONCLUSÕES

O sistema identificador de massas foi construído e instalado, apresentando-se quanto a sua parte mecânica facilmente operável. O intervalo angular de operação é de  $0^\circ$  a  $150^\circ$ , no sistema de medida do laboratório.

As folhas de plástico cintilador, que compõem o sistema de determinação do instante inicial de voo são facilmente construídas, com controle em sua espessura de aproximadamente 20%, podendo ser previamente feitas e armazenadas.

O conjunto de porta-alvos do sistema pode conter até 3 alvos simultaneamente e os suportes de alvo seguem o padrão do laboratório.

Para efetuar a calibração angular do sistema utilizou-se o espalhamento elástico de  $^{16}\text{O}$  em  $^{197}\text{Au}$ , na energia de 36,0 MeV, que segue a lei de Rutherford. O ângulo medido no sistema assim aferido se relaciona com o ângulo real pela expressão:  $\theta = \theta_m + 0,14^\circ$ , onde  $\theta$  é o ângulo real e  $\theta_m$  é o ângulo medido. A precisão na medida desse ângulo é de  $0,8^\circ$ .

Obteve-se com o sistema, uma resolução na medida do tempo de voo de 0,4ns num tempo de voo de íons de  $^{16}\text{O}$  de 40ns, o que corresponde a uma resolução relativa de 1,0%.

A resolução em energia obtida, para esse mesmo íon, incluindo os "stragglings" de energia na folha de plástico cintilador e no alvo foi de 1,8%.

Essas resoluções nas medidas do tempo de voo e da energia dos íons resultam numa resolução relativa na medida das massas de 2,5%, aproximadamente. Essa resolução permite a identificação de núcleos com massas de até 40 u.m.a..

Para se poder identificar massas mais pesadas, o sistema de determinação dos instantes de voo devem ser modificados por sistemas que apresentam um tempo de resposta menor, e consequentemente uma eletrônica mais rápida que a descrita nesse trabalho. Uma das possibilidades é a utilização de folhas de carbono finas, de aproximadamente  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de espessura, que liberam elétrons na passagem dos íons. Esses elétrons são acelerados e coletados, gerando sinais com tempos de subida inferiores a  $1 \text{ ns}$ , que apresentam uma resolução na medida do tempo de voo inferior a  $0,1 \text{ ns}$  (ref.: 7).

Para se verificar o desempenho do sistema na identificação das massas, estudou-se a reação  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ , na energia de  $30,75 \text{ MeV}$ . Os produtos dessa reação foram totalmente identificados e, nos ângulos medidos, a maior massa identificada foi  $27 \text{ u.m.a.}$

Um estudo dessa reação foi feito, utilizando-se considerações cinemáticas. Pode-se identificar a presença de alguns isôbaros nesse caso particular, pois as energias envolvidas nos diferentes canais, que contribuem para a mesma massa, são diferentes.

Além disso, pode-se tirar informações sobre a taxa de ocupação dos níveis do núcleo residual, no caso do decaimento do núcleo composto,  $^{28}\text{Si}$ , em dois corpos. Essa taxa de ocupação ainda dá informação sobre a sequência do decaimento quando o núcleo composto decai em três corpos.

Esse estudo não permite identificar completamente os vários isôbaros presentes na reação. É necessário, para a completa identificação, utilizar-se um identificador do número atômico que nas regiões de núcleos e energias possíveis no laboratório,

permitem a plena identificação dos íons produtos de reação (ref. 7).

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- Oscar Sala e George Spalek - Nuclear Instruments and Methods, 122 (1974) 213.
- 2- Manual de Instruções: "Surface Barrier Detectors - Instruction Manual", Ortec, Inc..
- 3- M.L. Muga, D.J. Burnsed, W.E. Steeger and H.E. Taylor - Nuclear Instruments and Methods, 83 (1970) 135.
- 4- C.K. Gelbke, K.D. Hildenbrand and R. Bock - Nuclear Instruments and Methods, 95 (1971) 397.
- 5- T.M. Cormier, R.S. Galik, E.R. Cosman and A.J. Lazarrini - Nuclear Instruments and Methods, 119 (1974) 145.
- 6- T. Batsch and M. Moszynski - Nuclear Instruments and Methods, 123 (1975) 341.
- 7- Fred S. Goulding and Bernard G. Harvey, Annual Review of Nuclear Science, 25, 167, 240 (1975).
- 8- M.L. Muga, D.J. Burnsed and W.E. Steeger - Nuclear Instruments and Methods, 104 (1972) 605.
- 9- M.M. Fowler and R.C. Jared - Nuclear Instruments and Methods, 122 (1974) 213.
- 10- "Theory and Practice of Scintillation Counting" - Pergamon Press, New York, 1964, J.B. Birks.
- 11- Manual de Instruções da Fotomultiplicadora RCA-8575 - "Fotomultiplier Tube RCA-8575".
- 12- "Semiconductor Radiation Detectors" - Application Information, Philips, 448, secção 2.3
- 13- Raymond N. Williams and Ewan M. Lawson - Nuclear Instruments and Methods, 120 (1974) 261.

- 14- F. Calligaris, P. Ciuti, I. Gabrielli and R. Giacomich - Nuclear Instruments and Methods, 112 (1973) 591.
- 15- "Pulse and Digital Circuits" - McGraw Hill, pg. 554; Jacob Millman e Hebert Taub, 1956.
- 16- D.A. Gedcke and W.J. McDonald - Nuclear Instruments and Methods, 58 (1968) 253.
- 17- Manual de Instruções dos Módulos "Constant Fraction Discriminator", Munique, Alemanha (comunicação privada).
- 18- Manual de Instruções do Módulo "Time to Pulse Height Converter", 437A, Ortec, Inc..
- 19- Manual de Instruções "NS-622 Analog to Digital Converter (ADC) and ADC Section of NS-633 Pulse Height Analyser Instruction Manual", Northern Scientific, Inc..
- 20- A. Ratkowski - Nuclear Instruments and Methods, 130 (1975) 533.
- 21- Norman K. Glendenning - Reviews of Modern Physics, v.47 n.3, Jul 1975.
- 22- W. Noremborg and H.A. Weidnmüller - "Introduction to the Theory of Heavy Ions Collisions" - Lectures Notes in Physics, nº 51, Springer Verlag.
- 23- W. Noremborg and H.A. Weidenmüller - "Introduction to the Theory of Heavy Ions Collisions" - Lectures Notes in Physics, nº 51, Springer Verlag, Cap. 3.
- 24- J.B. Marion and F.C. Young - "Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables", pg. 154, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968.
- 25- P.P. Simgh, D. Simk and P. Schwandt; R.E. Malmim and R.H. Siemssen - Proceedings of the Symposium Held at Argonne National Laboratory, March 1971, pg. 195.

- 26- W. Kuhn and S.M. Lee - Physics Letters, v.64B, n. 4 (1976) 408.
- 27- P. Sperr et al. - Physical Review Letters, v.36, n.8 (1976) 405.
- 28- A. Weielinger et al. - Nuclear Physics, A263 (1976) 511.
- 29- M.L. Halbert et al. - Physical Review, v. 162, n. 4 (1967) 899.
- 30- J.J. Kolata, R.M. Freeman et al. - Physics Letters, v. 65B, n. 4 (1976) 333.
- 31- W. Noremberg and H.A. Weidenmüller - "Introduction to the Theory of Heavy Ions Collisions" - Lectures Notes in Physics, nº 51, pg. 51, Springer Verlag.
- 32- L.C. Northcliffe and R.F. Schilling - Nuclear Data, A7 (1970) 233.
- 33- J.B. Marion and F.C. Young - "Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables", pg. 26 e 27, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1968.
- 34- L. Landau e E. Lifchitz - Teoria do Campo, Editora Hemus, pg. 47.