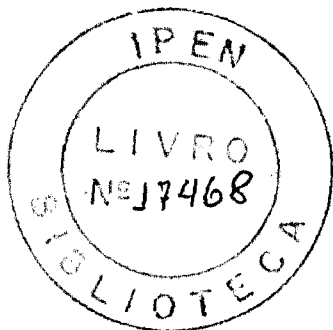


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Do Prof. Cel. Durvaldo, através de quem obtive
os primeiros conhecimentos de laboratório de
Física Nuclear no curso de Dosimetria e Pro-
teção Radiológica em 1974 no IME.

Hugo

UM ESTUDO DA REAÇÃO $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$



HUGO REUTERS SCHELIN

Dissertação de Mestrado
Apresentada no Instituto
de Física da Universidade
de São Paulo

Orientador : - Profa.Dra. ELIZABETH FARRELLY PESSO

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
I. P. E. N.

SÃO PAULO

1970

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos,

ã Professora Elizabeth Farrelly Pessoa pela eficiente orientação,
ao Professor Ross Alan Douglas, que propôs esta experiência, pelas discussões e pelo incentivo dado durante toda a realização deste trabalho,
ao Professor William Richard Wylie, pelos ensinamentos e pela ajuda na parte experimental,
ã Professora Ewa Wanda Cybulska, pelas sugestões e ajuda dada durante a realização deste trabalho,
aos colegas Kanzo Nakayama e Luiz Marcos F. Fagundes, pela ajuda nos períodos de máquina,
aos professores e colegas da Universidade Estadual de Maringá, que sempre me apoiaram durante esses anos,
ao Professor Joseph Max Cohenca, pelo programa de ajustes e de Hauser-Feshbach,
aos Professores Juan Carlos Acquadro e Dirceu Pereira, pela manutenção e funcionamento eficiente do acelerador,
ao Professor Oscar Sala, pelas facilidades oferecidas no Laboratório do Acelerador Pelletron,
ao Senhor Mário Capello e ao pessoal da Oficina Mecânica, pela ajuda na montagem de peças,
ao pessoal do SEMA e ao pessoal da Eletrônica, pela assistência.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro do P.I.C.D., C.N.Pq e F.I.N.E.P.

R E S U M O

Usando o sistema de tempo de voo do Acelerador Pelletron da USP, foram obtidos espectros de nêutrons oriundos da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. Foram identificados grupos de nêutrons que deixam o ^{13}N no estado fundamental (n_0), primeiro estado excitado (n_1) e no segundo e terceiro estados excitados ($n_2 + n_3$; não resolvidos pelo sistema de tempo de voo). Foram medidas distribuições angulares entre 0 e 150° para energias de dêuteron incidentes $E_{\text{LAB}} = 7,0 \text{ MeV}$, 9,1 MeV e 13,0 MeV. Além disso, foi também medida uma curva de excitação com $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$, no intervalo de $E_{\text{dêuteron}} = 10,6$ a 13,0 MeV, em passos de 200 keV. A análise teórica foi feita apenas para o grupo de nêutrons n_0 usando cálculos de DWBA e Hauser-Feshbach (H.F.), dos quais se deduziu um fator espectroscópico e um fator de redução, respectivamente. As contribuições dos mecanismos diretos (DWBA) e de núcleo composto (H.F.) foram deduzidas e discutidas. Além disso, foram extraídas as contribuições relativas dos mecanismos de núcleo composto e interação direta usando-se a teoria de flutuações (tipo Ericson) o que concorda com os resultados anteriores.

A B S T R A C T

Using the time of flight facilities of the university of São Paulo 8 UD Pelletron Accelerator, spectra for the neutrons originating from the bombardment of ^{12}C by deuterons leaving the residual nucleus ^{13}N in the ground state (n_0), 1st excited state (n_1) and second and third excited states, ($n_2 + n_3$; unresolved) were obtained. Measurements of the angular distribution of the above neutron groups were made at deuteron bombarding energies of 7,0 MeV, 9,1 MeV and 13,0 MeV in the range of angles from 0°_{LAB} to 150°_{LAB} . In addition an excitation curve at $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ was measured for incident deuteron energies between $E_{\text{LAB}} = 10,6$ MeV and $E_{\text{LAB}} = 13,0$ MeV in intervals of 200 keV. An analysis of the data for the n_0 group of neutrons using the DWBA and Hauser-Feshbach (H.F.) theories was made. A spectroscopic factor and a H.F. reduction factor was extracted from the analysis and the relative contributions of the direct reaction mechanism (stripping) and the compound nucleus mechanism (statistical treatment) is discussed. In addition, Ericson type fluctuation analysis was made and the energy averaged compound nucleus differential cross section obtained agreed with the results of the energy averaged statistical treatment.

S U M Á R I O

	pág.
I.1. INTRODUÇÃO	1
II. ARRANJO EXPERIMENTAL	
II.1. O Acelerador, o Sistema de Pulsação e o Transporte de Feixe	3
II.2. A Câmara de Espalhamento e Detetores	5
II.3. Sistema Eletrônico de Tempo de Voo	9
II.4. Eficiência de Detecção	18
II.5. O Alvo	19
III. PROCESSAMENTO DOS DADOS	
III.1. Os Espectros	21
III.2. Correções nos Espectros Medidos em Ân- gulos Menores do que 15°	25
III.3. Cálculo das seções de Choque Differen- ciais	27
III.4. Cálculo dos Parâmetros	28
III.5. Incertezas nas Seções de Choque Differen- ciais	30
IV. APRESENTAÇÃO DOS DADOS	32
V. ANÁLISE TEÓRICA DOS DADOS	
V.1. Resumo Teórico	37
V.2. A Teoria DWBA para Reações de "Stripping" tipo (d,n)	38
V.3. A Teoria Estatística de Reações Nucleares.	41
V.4. Análise dos Dados	42

V.4.1. Método de DWBA	44
V.4.2. Núcleo Composto	50
V.4.3. Comparação com os Dados Experimen- tais	54
V.5. Análise de Flutuações	56
VI. CONCLUSÕES	61
REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA	63

Capítulo I

INTRODUÇÃO

As contribuições dos mecanismos de núcleo composto e interação direta têm sido muito estudadas para reações envolvendo núcleos pesados. Por outro lado, no caso de reações com núcleos leves aparecem dificuldades na análise das contribuições dos mecanismos em virtude da problemática envolvida na obtenção dos potenciais ópticos. Assim, cada núcleo leve que é estudado é um caso particular. Esse é o caso do núcleo ^{12}C que além de ser leve é bastante deformado e difícil de ser analisado pelo modelo óptico.

Com a finalidade de se estender o trabalho iniciado por P.E. Hodgson e D. Wilmore com reações de dêuterons de 1 a 5 MeV sobre ^{12}C (Ho 66), foram feitas medidas de seções de choque da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ na região da energia do dêuteron incidente de 7 a 13 MeV. Nessa região de energia existem poucas medidas da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ e entre essas há algumas que são precárias, pois as técnicas de detecção de nêutrons rápidos apresentam muitas dificuldades.

Das medidas existentes, as que melhor se enquadram no tipo de análise que nos propomos a fazer são:

- a) quatro distribuições angulares tomadas em $E_d = 7, 8, 9$ e 12 MeV, além de uma curva de excitação entre $E_d = 3,6$ a 12 MeV para o grupo n_0 , obtidas por J. R. Davis e G.U.Din (Da 72). A detecção dos nêutrons foi feita por técnicas de recuo de prótons sem uso de tempo de vôo;
- b) uma distribuição angular em $E_d = 11,8$ MeV para os grupos de nêutrons n_0, n_1 e $n_2 + n_3$, obtidas por G. S. Mutchler et al (Mu 71), empregando técnicas de tempo de vôo;
- c) uma distribuição angular em $E_d = 11$ MeV para os grupos de nêutrons n_0 e n_1 , obtida por Petersen et al (Pe 72), empregando técnicas de tempo de vôo.

Foi observado nestes trabalhos que as seções de

choque diferenciais obtidas por Davis em 12 MeV tinham valores que diferem das de Mutchler em 11,8 MeV por um fator maior do que 2. Além disso, Davis em sua análise obteve uma contribuição do mecanismo de núcleo composto maior do que o valor existente para energias mais baixas, um resultado oposto àquele indicado por Hodgson (Ho 66).

Decidiu-se então que seria conveniente a realização de novas medidas nessas regiões, as quais eram possíveis no Acelerador Pelletron da USP.

Foram tomadas três distribuições angulares da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ em $E_d = 7,0$ MeV, 9,1 MeV e 13,0 MeV e uma curva de excitação em $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ no intervalo de energia $E_d = 10,6$ a 13,0 MeV em passos de 200 keV. Os nêutrons foram detetados através da técnica de tempo de voo e nos espectros foram identificados os grupos n_0 , n_1 e os grupos $(n_2 + n_3)$ não resolvidos pelo nosso sistema.

As análises foram feitas visando-se determinar as contribuições dos mecanismos de núcleo composto e de interação direta nessa região de energia. Para isso foram usadas a teoria estatística de Hauser-Feshbach e a aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA). Para complementar foi feita uma análise de flutuações tipo Ericson.

Como não é possível analisar os estados não ligados n_1 e $n_2 + n_3$ pelo programa DWUCK-4, somente foi feito o tratamento teórico para o grupo n_0 .

Capítulo II

ARRANJO EXPERIMENTAL

11.1 - O ACELERADOR, O SISTEMA DE PULSAÇÃO E O TRANSPORTE DE FEIXE

A trajetória do feixe de íons no acelerador tandem Pelletron 8 UD da Universidade de São Paulo, desde a fonte de íons até a câmara de espalhamento, está representada esquematicamente na fig. 1.

A fonte de íons ① utilizada para a obtenção do feixe de dêuterons é do tipo duoplasmatron de extração direta (Ro 75). Ao sair da fonte de íons, um feixe contínuo de carga negativa e energia de 80 keV, passa por um sistema constituído por duas placas defletoras, horizontais e paralelas, de 27 cm de comprimento, 5 cm de largura e separadas de 2 cm entre si (chopper 1) ②. Este sistema produz interrupções periódicas no feixe tornando-o pulsado. A parte do feixe transmitida através das placas é constituída de pulsos de largura da ordem de 35 ns com uma frequência de 2,638 MHz fornecida por um oscilador mestre (Cy 78 e Wy 79) ③. Em seguida, o feixe é desviado por um eletroímã analisador de 90° denominado ME-20 ($ME/Z^2 = 20$) ④, para depois entrar no agrupador de feixe (buncher) ⑤. Esse reduz a largura dos pulsos para 1 a 2 ns, através de uma modulação de velocidade dos íons, de tal maneira que resulta em uma focalização em tempo do pulso de íons no alvo, sem perda apreciável da intensidade do feixe pulsado. O feixe de íons é então acelerado pelo potencial V_{tandem} do terminal ao entrar no tubo acelerador. Ao atravessar o terminal, o feixe passa por uma folha de carbono fina ⑥, que causa uma troca de cargas dos íons negativos, tornando-o positivo, sendo então novamente acelerado pelo potencial V_{tandem} . Com a finalidade de reduzir ainda mais a largura do pulso existe um segundo defletor (chopper 2)

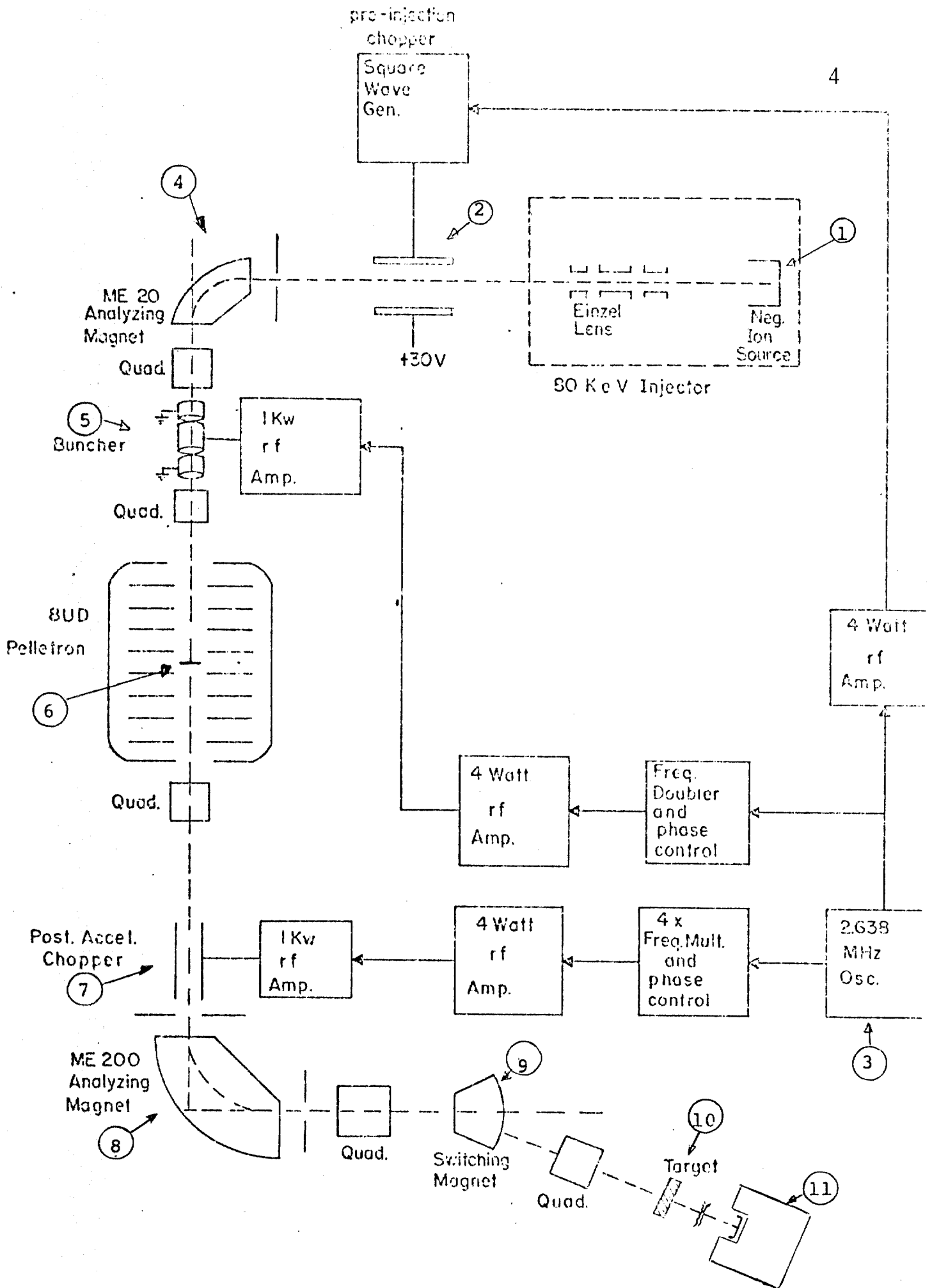


Fig.1 - SISTEMA DE TEMPO DE VÔO NO ACELERADOR PELLETRON

⑦, situado logo após o tandem e que consiste de um par de placas paralelas de 50 cm por 4 cm separadas de 1,5 cm. Este defletor corta as "asas" do pulso, resultando em uma redução da largura do pulso para até 1 ns. No presente caso, resolução suficiente foi obtida sem esse defletor, sendo portanto dispensado. O feixe passa então por um eletroímã analisador de dupla focalização denominado ME-200 ⑧ e é defletido de 90°. Este eletroímã também define e controla a energia do feixe e separa os estados iônicos das partículas. A seguir o feixe é desviado por um ímã defletor ⑨ para a canalização utilizada (45°-B) e após ter sido refocalizado no alvo ⑩ é parado num copo de Faraday cercado por uma caixa cúbica de chumbo com água dentro (sumidouro) ⑪.

11.2 - A CÂMARA DE ESPALHAMENTO E DETETORES

A câmara de espalhamento utilizada foi construída pelo próprio grupo (Ka 76). Tem forma cilíndrica, com 22 cm de diâmetro e 12 cm de altura. É constituída de paredes finas de aço inoxidável de 1 mm de espessura com a finalidade de minimizar o espalhamento dos nêutrons a serem detetados (fig. 2).

Uma torre localizada no centro da câmara, comporta até quatro alvos simultaneamente e pode ser deslocada verticalmente para a troca dos mesmos sem alteração do vácuo.

No centro superior da câmara há um visor de 9 cm de diâmetro, o qual possibilita a verificação visual da torre quando deslocada.

Na entrada da câmara o feixe é colimado por um disco de tântalo com abertura circular de 5 mm de diâmetro si-

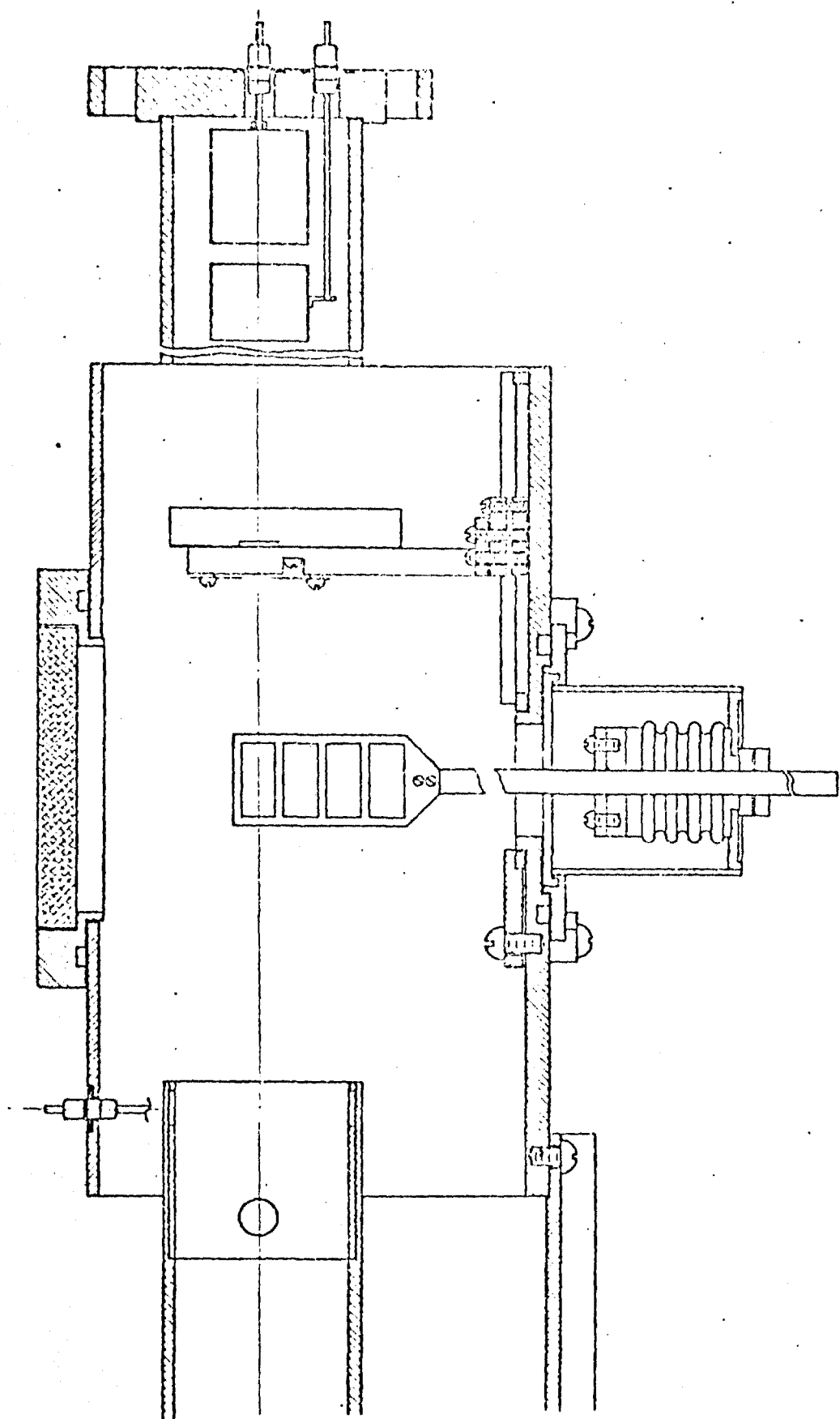


Fig.2 - Detalhes da Câmara de espalhamento

tuado a 7 cm do alvo.

Distante 1,5 m atrás do centro da câmara, onde termina a canalização, fica o copo de Faraday onde o feixe é coletado (fig.3). A corrente secundária neste ponto foi reduzida com a utilização de supressores elétricos e magnéticos, permitindo uma medida precisa da corrente incidente no alvo.

A fim de minimizar a radiação de fundo foram tomados os seguintes cuidados:

- a) - evitou-se ao máximo possível que qualquer porção do feixe atingisse as partes do sistema de transporte na sala experimental, principalmente o colimador da entrada da câmara. Assim sendo, maximizou-se a razão da corrente do feixe do copo de Faraday em relação à do colimador, conseguindo-se mantê-la em torno de 50 para 1 ou mais.
- b) - construiu-se uma blindagem cúbica de 40 cm de lado, contendo água e cercada por uma parede de chumbo de 5 cm de espessura colocada no final da canalização para blindar o copo de Faraday.
- c) - o detetor de nêutrons (um cintilador líquido NE 213 acoplado a uma fotomultiplicadora RTC 58 AVP) foi blindado magneticamente com chapas de ferro netic e conetic. Em volta desse há uma blindagem de chumbo de 5 cm de espessura e envolvendo todo o conjunto, um cilindro de parafina "dopada" com borax de 39 cm de diâmetro por 77 cm de comprimento, como mostrado na fig. 3. O envoltório de chumbo blindava o detetor p raios γ gerados nas reações $(d, n \gamma)$ e também os espalhados, enquanto que o de parafina termaliza e absorve os nêutrons espalhados na sala experimental. Ambas as blindagens servem para reduzir o fundo no espectro de nêutrons da reação de interesse.

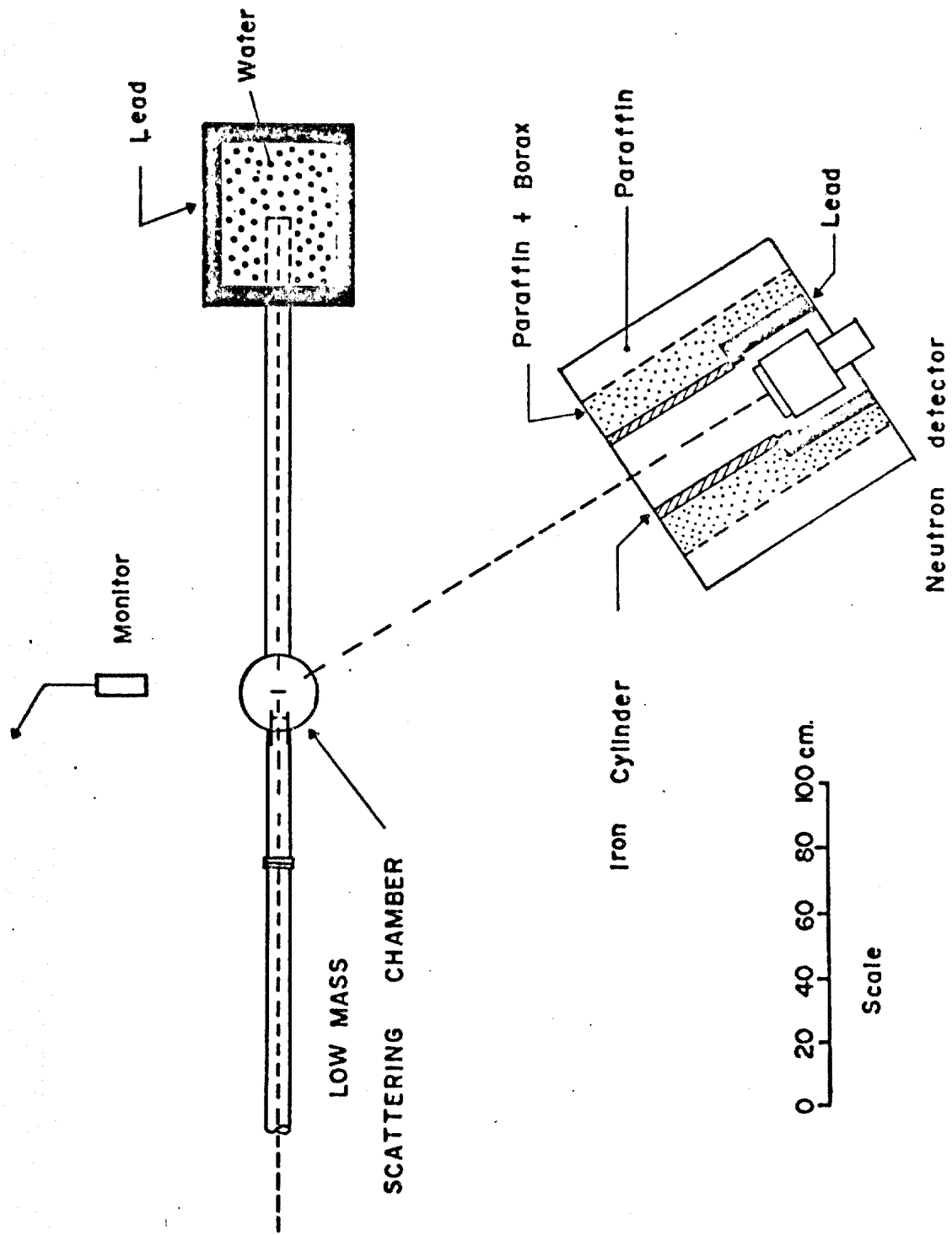


Fig. 3 - SISTEMA DE DETEÇÃO E BLINDAGENS

Com a finalidade de colimar os nêutrons rápidos que entram no detetor, foi colocada na parte da blindagem de parafina que precede o cintilador, um tubo de ferro de 1,8 cm de parede e 45 cm de comprimento.

Comparando os espectros obtidos com e sem as blindagens verificou-se que elas reduzem o fundo praticamente a zero.

O detetor blindado está montado sobre um carrinho, o qual pode ser deslocado sobre um par de trilhos até uma distância de 6 m do alvo. Os trilhos, por sua vez, podem girar em torno de um eixo vertical situado no centro do alvo, em ângulos de 0 a 170°, posicionados e medidos remotamente da sala de controle.

Um detetor monitor NE 111 foi colocado a 90° em relação ao feixe incidente e a 50 cm do alvo. Consiste de um cintilador plástico acoplado opticamente a uma válvula fotomultiplicadora.

11.3 - SISTEMA ELETRÔNICO DE TEMPO DE VÔO

O diagrama em blocos da fig.4 mostra o sistema eletrônico usado no presente trabalho para a obtenção dos espectros de tempo de vôo dos nêutrons detetados.

O sistema é constituído basicamente de seis partes, a saber:

- A - Um cintilador (registra os eventos de nêutrons e raios gama) acoplado a uma fotomultiplicadora (transforma um pulso de luz em um pulso elétrico).
- B - O sistema de tempo de vôo. Por meio deste sistema são iden-

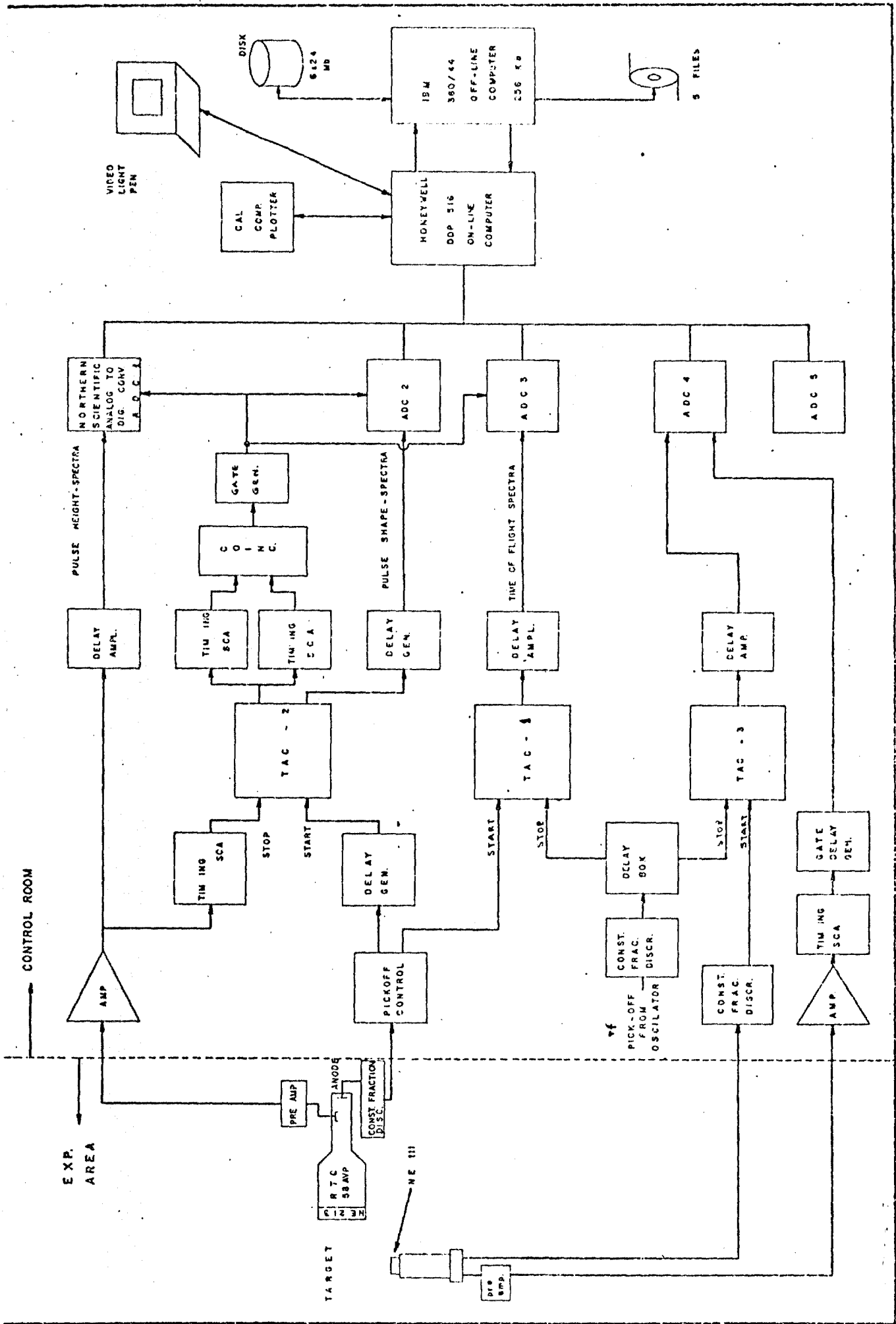


Fig.4 - Diagrama em blocos do sistema eletrônico de tempo de voo

- tificados os grupos de nêutrons que provêm da reação nuclear. Esta identificação é feita através da medição do tempo que cada nêutron leva para chegar ao detetor, ou seja, de sua energia cinética.
- C - O circuito para medir e controlar o valor do "bias" dos nêutrons. Este nível é necessário para determinar a eficiência de detecção dos nêutrons.
 - D - O circuito de discriminação pela forma de pulso. Neste circuito são utilizadas as propriedades intrínsecas do cintilador, obtendo-se assim uma resposta diferente para nêutrons e para raios gama. A partir desta característica pode-se eliminar os raios gama que acompanham as reações do tipo (d,n).
 - E - O detetor monitor. Usado para monitorar as medidas experimentais.
 - F - O armazenamento de dados para posterior análise através de programas de computador.

A) O detetor cintilador acoplado à fotomultiplicadora

Como o nome sugere, um cintilador é uma substância que uma vez excitada, volta ao estado inicial, por meio da emissão de um pulso de luz. A forma deste pulso depende da composição do cintilador e da maneira como esse foi excitado.

Para nêutrons existe um líquido orgânico, com nome comercial NE 213, que possui excelentes propriedades de detecção, como por exemplo, resposta rápida e eficiência relativamente boa.

O cintilador NE 213 também é sensível a raios gama. Porém possui a propriedade de produzir cintilações, cujas

componentes lentas são cerca de duas vezes mais intensas para nêutrons do que para raios gama que deixam uma energia comparável no cintilador. Dessa maneira pode-se distinguir os nêutrons dos raios gama e eliminar os últimos do espectro quando necessário.

A interação dos nêutrons com o cintilador é dominada pelo espalhamento elástico com os núcleos de hidrogênio e carbono da matéria orgânica do NE 213. Em tal processo, esses núcleos adquirem energias de recuo que são transferidas ao resto do próprio cintilador, excitando-o. A intensidade total de luz emitida depende da energia que o nêutron (ou raio gama) deposita no detetor. Os processos pelos quais a radiação gama interage com a matéria do cintilador são: o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. Estes processos produzem elétrons que excitam o cintilador por perda de energia no mesmo. Na matéria orgânica o processo dominante é o Compton; contudo, é possível observar-se picos fotoelétricos de raios gama de energias muito baixas.

Uma válvula fotomultiplicadora (tipo RTC 58 AVP) é acoplada opticamente ao cintilador com um líquido transparente de alta viscosidade, assegurando dessa maneira a melhor utilização da luminosidade. Esta válvula converte o pulso de luz em um pulso de corrente elétrica e possui ainda uma resposta rápida e um ganho suficientemente amplo. Dessa maneira pode-se ver com facilidade o fotopico de raios gama de 60 keV de uma fonte radioativa de ^{241}Am . A tensão necessária entre o cátodo e o ânodo da fotomultiplicadora é de 1800V.

B) O sistema de tempo de voo

O sistema de tempo de voo é baseado numa unidade eletrônica chamada "Conversor de Tempo em Amplitude de Pulso", a qual será referida simplesmente com o nome de TAC.

Um pulso lógico é usado para iniciar a ação do TAC-1 (pulso de partida) e um outro pulso lógico para pará-lo (pulso de parada).

O tempo máximo utilizado entre os sinais de partida e de parada é variável. Para o nosso caso, escolhemos um valor de 400 ns, sendo a frequência do oscilador mestre de 2,638 MHz, correspondendo a um período de 380 ns.

O oscilador mestre que dirige o amplificador do "chopper" também dirige um discriminador tipo "constant fraction". O discriminador converte a voltagem senoidal em pulsos lógicos padrões (-1/2 volt, 10 ns de largura), que vão para a entrada "stop" (parada) do TAC. O amplificador do "chopper" amplifica a voltagem do oscilador e dirige as placas do defletor que pulsa o feixe. Os nêutrons e raios gama que interagem com o cintilador, produzem um pulso negativo e não linear no ânodo da fotomultiplicadora, que é convertido em um pulso lógico padrão por um outro discriminador. O TAC inicia a análise de um evento com um pulso do detetor e pára quando chega um pulso do oscilador que está em fase com o pulso do detetor. A amplitude em voltagem do pulso de saída do TAC é proporcional à diferença em tempo entre o pulso do detetor e o do oscilador. Cada pulso do detetor produzido pelo feixe pulsado tem uma relação fixa em tempo (ou fase) relativa aos pulsos do oscilador. A diferença de tempo entre os pulsos do oscilador e os pulsos do detetor varia com a trajetória de voo e a velocidade dos nêutrons.

A saída do TAC revela uma série de picos num analisador multicanal, cada um correspondendo a um grupo de nêutrons de uma dada energia, constituindo o nosso espectro de tempo de voo.

A identificação das energias no espectro é feita a partir da calibração do tempo em nanosegundos/canal do TAC. Esta foi feita por meio de um "time mark generator" (modelo Tektronix 184), o qual fornece dois trens de onda; um deles com período de 10 ns e que dá a partida no TAC, e um outro com período de 50 ns. Os dois colocados em coincidência com os pulsos aleatórios da placa da fotomultiplicadora dão a parada no TAC. A saída do TAC revela no analisador multicanal, picos da largura de um canal, separados de 50 ns entre si. Pela contagem do número de canais entre os picos tem-se o número de nanosegundos por canal. Usando o pico de raios gama do espectro como referência em tempo é então possível calcular a energia de nêutrons em qualquer canal.

C) O circuito de controle de "bias" dos nêutrons

Esta parte do sistema fornece a informação auxiliar necessária para a obtenção dos valores das seções de choque. Essa informação é o menor valor da energia dos nêutrons que o circuito de tempo de voo pode analisar e é necessária no cálculo da eficiência de detecção do sistema.

O espectro de tempo de voo é registrado em coincidência com um sinal de um portão (gate), que é tirado do dinodo nº 9 da fotomultiplicadora. Este dinodo foi escolhido porque fornece pulsos de amplitude proporcional à intensidade dos

pulsos de luz que saem do cintilador, e, além disso, por terem amplitude em voltagem suficientemente grande para serem analisados eletronicamente. A carga desses pulsos proporcionais é integrada num pré-amplificador e depois de ser ainda mais ampliificada (sempre conservando a proporcionalidade), produz um pulso lógico através de um discriminador integral. Um potenciômetro de precisão (helipot), que determina o nível mínimo de discriminação, pode ser calibrado (Cy 78) em termos de alturas de pulsos os quais correspondem a energias conhecidas de nêutrons. Normalmente o nível de discriminação escolhido permanece fixo durante a experiência. A estabilidade do nível pode ser verificada constantemente durante a experiência, comparando-o com o valor do potenciômetro de precisão necessário para cortar os raios gama de 60 keV da fonte radioativa ^{241}Am . Foram feitas numerosas medidas para que se pudesse confiar na linearidade e estabilidade do sistema de discriminação utilizando raios gama de várias fontes radioativas (Cy 78).

D) Discriminação pela forma de pulso

A componente lenta de luz emitida pelo líquido NE 213 tem intensidade diferente, se essa foi originada por um nêutron ou por um raio gama, que depositam a mesma energia no cintilador. O pulso integrado do dinodo nº 9 terá então um tempo de subida diferente, dependendo se o evento registrado no cintilador provir de um nêutron ou de um raio gama. Se estes pulsos, depois de ampliificados, estiverem sujeitos à ação de um discriminador sensível ao tempo de subida do pulso (Timing Single Channel Analyser TSCA), os pulsos lógicos que saem desta u-

nidade terão uma pequena diferença em tempo de trânsito entre eles, dependendo^{de} estarem associados com nêutrons ou com raios gama. A conversão desta diferença em tempo em altura de pulsos, necessita apenas de um segundo TAC (TAC-2). Assim, a resposta deste TAC-2, quando iniciada pelos pulsos lógicos correspondentes aos pulsos da placa fotomultiplicadora (item B) e parada pelos pulsos lógicos da TSCA (correspondentes aos pulsos do di-nodo nº 9), consistirá de duas faixas de alturas de pulsos com uma separação perceptível entre elas. Esta separação entre as faixas é devida à diferença em tempo de subida entre os nêutrons e os raios gama. Dois circuitos discriminadores tipo janela, produzem pulsos padrões, onde um deles corresponde a pulsos de nêutrons somente e o outro a pulsos de raios gama. Cada um destes pulsos padrões pode ser colocado em coincidência com o portão linear do ítem C, permitindo a flexibilidade de se admitir a entrada somente de nêutrons ou de raios gama no espectro de tempo de vôo. Na coleta de dados para as reações (d,n) os raios gama foram rejeitados nos espectros. Já no ajuste do sistema de pulsação do feixe de dêutrons, os nêutrons é que foram rejeitados; isto porque a intensidade dos raios gama é bem maior, permitindo que o tempo para o ajuste fique drasticamente reduzido.

Observou-se no espectro de nêutrons que quanto mais baixo era o "bias" dos nêutrons, menos efetiva se tornava a discriminação contra os raios gama. A eliminação completa dos raios gama, sem perda de nêutrons, para a reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, foi conseguida com um "bias" de nêutrons de 2,0 MeV (Wy 79).

Durante a experiência fomos obrigados a colocar raios gama propositalmente, afim de obter uma referência em tempo, necessária para a identificação dos grupos de nêutrons através dos cálculos cinemáticos (ver os espectros na seção de análise de dados).

E) O monitor

Um monitor de nêutrons, que consiste de um cintilador plástico NE 111, foi colocado a 90° em relação à direção do feixe incidente. Com exceção da parte do circuito de discriminação pela forma do pulso (esta propriedade não existe para este plástico), o circuito eletrônico era similar ao de tempo de vôo descrito acima. O espectro do monitor era constantemente observado num analisador multicanal a fim de garantir que a resolução em tempo do sistema de pulsação do feixe fosse sempre otimizada; caso contrário a refocalização do feixe pulsado de dêuterons era feita novamente. Além disso o monitor servia ainda para confirmar se as condições do alvo não haviam sido alteradas durante a experiência.

F) O armazenamento de dados

Os espectros de tempo de vôo eram transferidos para a memória de um computador Honeywell DDP-516, utilizado no modo multicanal. Os mesmos podiam ainda ser observados em uma estação de exibição, onde através de um tabuleiro de funções e de um estigmascópio podia-se realizar operações sobre os mesmos. O DDP-516, por sua vez, está acoplado a um computador IBM/360/44, o qual grava os dados em disco, para depois serem transferidos para uma fita magnética. Os espectros podiam ainda ser extraídos através de uma graficadora ligada ao DDP-516.

11.4 - EFICIÊNCIA DE DETEÇÃO

A eficiência de detecção de nêutrons é um parâmetro importante nos cálculos das seções de choque. Ela é composta de uma parte intrínseca calculada para o nosso cintilador líquido NE 213 que tem forma cilíndrica com 12,7 cm de diâmetro por 5,08 cm de espessura. O cálculo foi feito usando-se a fórmula de Kane (E159, Di65). Além disso, o valor da eficiência intrínseca deve ser multiplicado por um fator $(1 - B/E_n)$, onde B é o valor de "bias" (em MeV) dos nêutrons, escolhido no sistema eletrônico (item 11-3C) e E_n é a energia dos nêutrons detectados correspondente a essa eficiência $\epsilon(E_n)$.

O programa "KANEFF" (Pe 76) foi utilizado para calcular a eficiência intrínseca de Kane.

Uma discussão detalhada sobre a determinação da eficiência total para o nosso sistema foi feita por Cybulska em (Cy 78).

A curva de eficiência em função da energia (Cy 78) foi ampliada para energias de nêutrons até 14 MeV, utilizando-se as seções de choque de espalhamento elástico para carbono e hidrogênio obtidas em (Gu 76).

11.5 - O ALVO

O alvo de ^{12}C consiste de um filme de poliestireno $(\text{CH})_8$ autosustentado. O mesmo foi obtido de um estireno, que por meio de um processo de polimerização tornou-se adequado para o nosso uso.

A medida da espessura foi feita através do método da perda de energia de partículas carregadas no alvo, descrito em (Ap 74). Utilizou-se como fonte o ^{241}Am , que emite partículas alfa de energia de 5,486 MeV. Foram feitas medidas de espessura antes e depois da tomada de dados. A incerteza na espessura era de 6,5% e 11,5% para os alvos de 2,02 e 1,08 mg/cm^2 , respectivamente. Além disso uma incerteza de no máximo 5% foi introduzida na medida da espessura devido à não uniformidade do alvo e aparelhos de medida.

Usando-se os valores de "stopping-power" da tabela de Williams et al (Wi 66) calculou-se as espessuras dos alvos em unidades de energia (keV) para as energias do feixe de deuteron incidentes utilizadas.

Para fins de cálculo de seção de choque determinou-se também o número de núcleos de $^{12}\text{C}/\text{cm}^2$, N , usando-se a relação

$$N = \frac{\text{espessura do alvo } (\text{g}/\text{cm}^2)}{A(\text{gramas/mol}) \times \frac{1}{6,02 \times 10^{23}} (\text{mol/moléculas})} \times N' \left(\frac{\text{núcleos de } ^{12}\text{C}}{\text{molécula}} \right) \quad (11 - 1)$$

para caso do alvo de poliestireno $(\text{CH})_8$, tem-se

$$A = 104 \quad \text{e} \quad N' = 8$$

Os resultados dos cálculos estão resumidos na tabela 1.

TABELA I
ESPESSURA DOS ALVOS UTILIZADOS

Alvo nº	Ed (MeV)	Espessura (mg/cm ²)	Espessura (keV)	Número de núcleos de ¹² C/cm ²
1	7,0	2,02 ± 6,5%	187,66	9,35 × 10 ¹⁹
1	9,1	2,02 ± 6,5%	154,33	
2	10,0	1,08 ± 11,5%	76,03	5,00 × 10 ¹⁹
2	11,0	1,08 ± 11,5%	70,52	
2	12,0	1,08 ± 11,5%	65,77	
2	13,0	1,08 ± 11,5%	61,72	

Capítulo III

PROCESSAMENTO DOS DADOS

Neste capítulo será mostrado como foram obtidos os dados experimentais, basicamente constituídos de espectros de tempo de voo. A partir destes espectros foram calculadas as seções de choque de cada um dos grupos de nêutrons identificados, que são os grupos n_0 , n_1 e (n_2+n_3) dos nêutrons provenientes da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$.

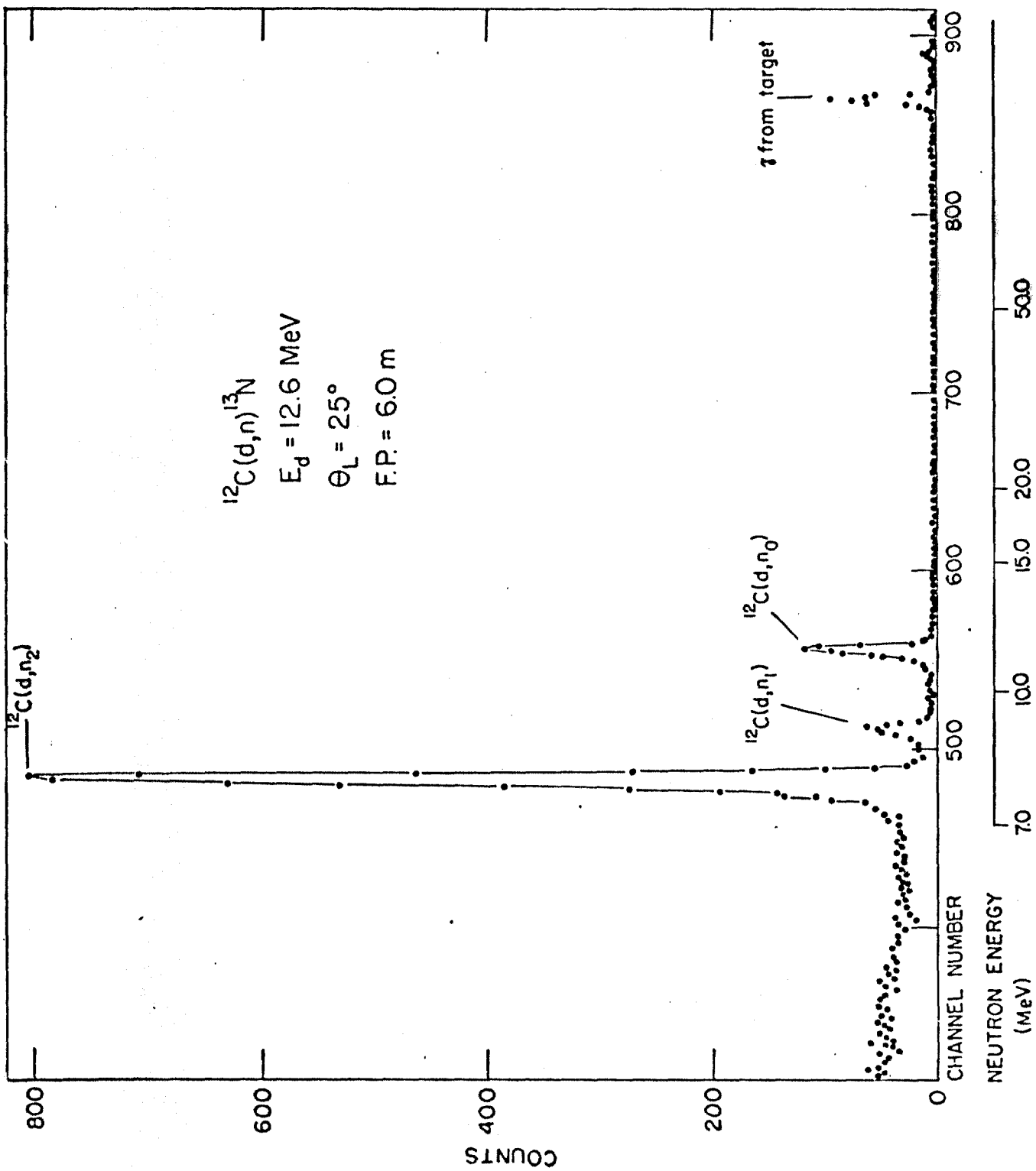
III.1 - OS ESPECTROS

A fig. 5, mostra um espectro típico de tempo de voo da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, medido na energia $E_d = 12,6$ MeV e posição angular do detetor $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$. A identificação dos três picos que aparecem foi feita através da relação entre a cinemática da reação e o tempo de voo associado, usando o programa "KINET" (Pe 76). Estes picos correspondem a grupos de nêutrons que deixam ^{13}N nos seguintes estados:

- i) fundamental (n_0);
- ii) primeiro estado excitado (n_1);
- iii) segundo e terceiro estados excitados ($n_2 + n_3$).

A proximidade em energia do segundo e terceiro estados excitados do ^{13}N (0,04 MeV), não permite que os grupos de nêutrons n_2 e n_3 sejam resolvidos pelo nosso sistema. Por isso eles são referidos como $(n_2 + n_3)$. Os raios γ na figura provêm do alvo e como a sua velocidade é constante (3,34 ns/m = velocidade da luz) irão sempre cair no mesmo lugar do espectro. Dessa forma eles podem ser utilizados como referência em tempo para fins de calibração da energia dos nêutrons no espectro.

Para ângulos menores do que 25° , em virtude de problemas de espaço, não é possível colocar a blindagem de chum-



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
 I. P. E. N.

Fig. 5 - ESPECTRO DE TEMPO DE VOO DA REAÇÃO $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ EM 25° PARA $E_d = 12,6 \text{ MeV}$.

bo + água em volta do copo de Faraday e em consequência disso os espectros têm um fundo bem mais pronunciado.

Dois espectros sem a blindagem de chumbo + água em $\theta_{\text{LAB}} = 0^\circ$ são mostrados nas figuras 6a e 6b. Esses espectros foram tomados com o alvo (alvo + fundo) e sem o alvo (fundo apenas), respectivamente. Foram identificados para esses casos picos de raios gama provenientes do copo de Faraday, os quais com a blindagem de chumbo eram eliminados. Aparecem ainda picos estranhos que provavelmente são grupos de nêutrons provenientes das reações do feixe "parado" com resíduos de carbono e oxigênio depositados no copo de Faraday. Além disso os nêutrons que são espalhados na sala experimental pelo copo de Faraday, não tendo correlação em tempo com o pulso de dêuterons que lhes deu origem na reação, aparecem como um fundo raso em todo o espectro.

Para esses ângulos ($\theta_{\text{LAB}} < 25^\circ$), a eliminação do fundo foi feita utilizando-se o programa "SPECOR" (Pe 76), o qual subtrai o espectro "fundo" do espectro "alvo + fundo" canal por canal e coloca o espectro resultante numa outra fita magnética "SPECOR" para posterior análise.

Um fundo com energia contínua aparece nos espectros (continuum). Este provém da quebra do dêuteron incidente, pois a sua energia de ligação é de somente 2,224 MeV.

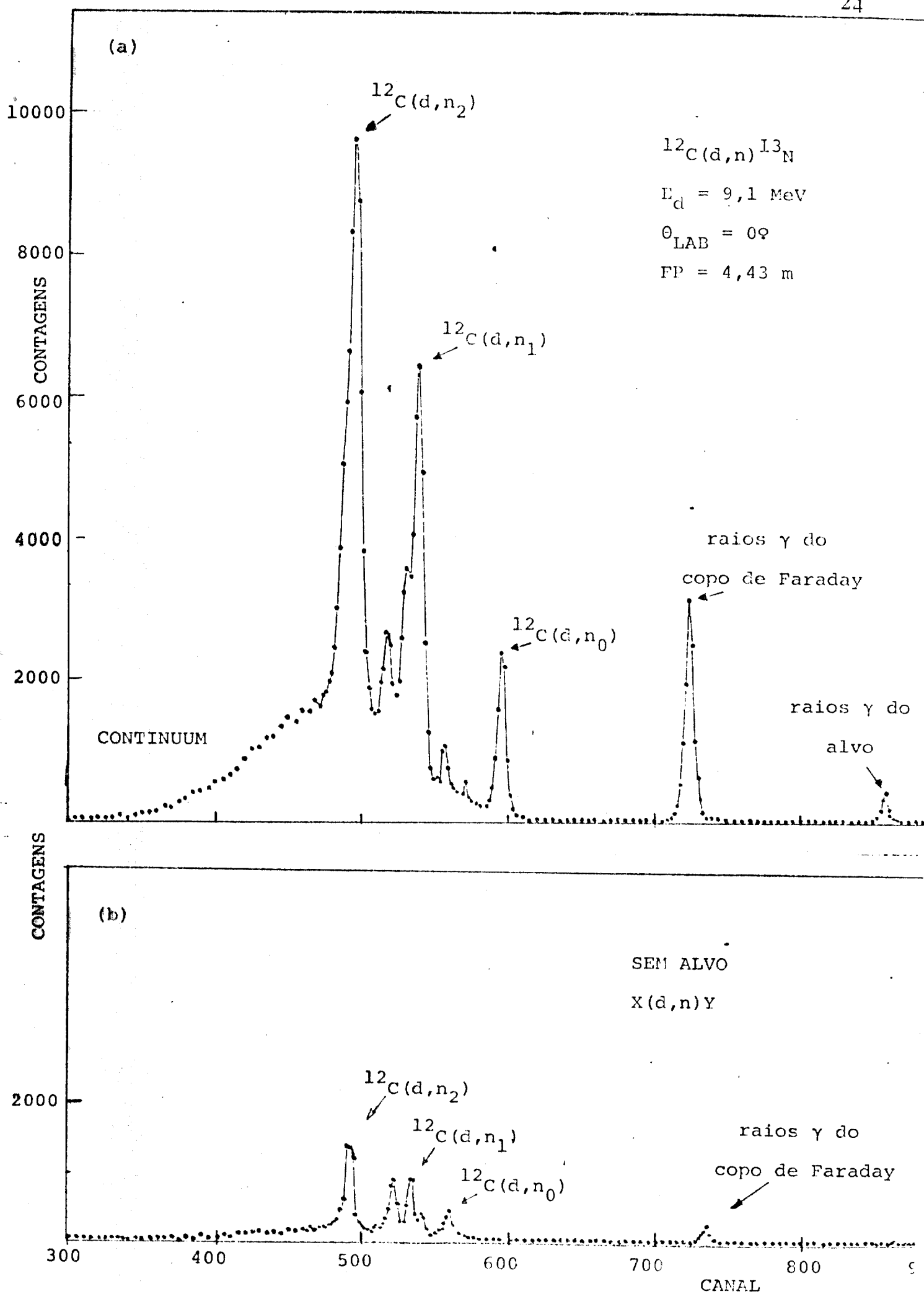


Fig.6 - Espectro de tempo de voo da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ em 0° para

III.2 - CORREÇÕES NOS ESPECTROS MEDIDOS EM ÂNGULOS MENORES DO QUE 15°

Depois de realizadas as medidas dos espectros de tempo de vôo de nêutrons nas três energias acima referidas (7,0, 9,1 e 13,0 MeV), verificou-se que nos ângulos menores do que 15° havia uma redução drástica e sistemática, a qual, em princípio, não tinha explicação física. Descobriu-se então que entre o alvo e o detetor havia alguns obstáculos que diminuíram a intensidade dos nêutrons produzidos no alvo e detetados pelo detetor de cintilação NE 213.

A posição angular do detetor e os obstáculos para esses ângulos eram:

- i) 0° - uma flange de 9 mm de espessura que suporta o copo de Faraday.
- ii) 5° - as paredes da parte do sistema de vácuo que liga a câmara com o copo de Faraday, com espessura efetiva de 18,2 mm.
- iii) 10° - as paredes citadas acima, parte de uma flange (16,2 cm além do alvo) e um anel de aço do suporte da câmara, cujas espessuras efetivas somam 45 mm.

Para ângulos maiores do que 12° já não há mais obstáculos que devam ser levados em conta.

As correções foram feitas através da fórmula de absorção:

$$I = I_0 e^{-\sigma N x} \quad (\text{III} - 1)$$

onde

I_0 é a intensidade do feixe de nêutrons incidente no obstáculo que deveria ser detetado;

- I é a intensidade do feixe de nêutrons após o obstáculo que é detetado;
- σ é a seção de choque dos nêutrons do material que constitui o obstáculo. Para o nosso caso, os obstáculos eram essencialmente constituídos de aço inoxidável, sendo portanto tomada a seção de choque dos nêutrons em ^{56}Fe (BNL 325, second edition, 1958, pg 158);
- N é o número de núcleos do obstáculo (^{56}Fe no caso) e é obtido pela relação

$$N = \frac{\frac{\rho (\text{g/cm}^3)}{M (\text{g})}}{6,02 \times 10^{23} (\text{núcleos})} \quad (\text{III} - 2)$$

onde ρ é a densidade (7,84 g/cm³ para o ^{56}Fe) e M = massa atômica (56g para o ^{56}Fe); resultando $N = 8,43 \times 10^{22}$ núcleos/cm³;

- X é a espessura do obstáculo.

Os fatores de atenuação dos nêutrons obtidos por este método são:

- i) 1,3 para 0°
- ii) 1,6 para 5°
- iii) 4,0 para 10°

III.3 - CÁLCULOS DAS SEÇÕES DE CHOQUE DIFERENCIAIS

A fórmula convencional usada para os cálculos de seções de choque a partir das áreas dos picos nos espectros de tempo de voo é:

$$Y = N n (\frac{d\sigma}{d\Omega}) \epsilon_{TOT} d\Omega \quad (III - 3)$$

onde

- a) Y denominado rendimento, representa o número de nêutrons de uma dada energia (área do pico), registrado durante um certo tempo necessário para se ter uma determinada carga no alvo (tempo de integração da carga).
- b) n é o número de dêuterons incidentes no alvo durante o tempo necessário para acumular tal integração de carga.
- c) N é o número de núcleos de ^{12}C por cm^2 no alvo (ver seção 11-5).
- d) $d\Omega$ é o ângulo sólido subtendido pela face do detetor de nêutrons referente à posição do alvo.
- e) $\epsilon_{TOT} = \epsilon_{KANE} (1 - B/E_n)$ é a eficiência total de detecção para os nêutrons de energia E_n .

Manipulando a eq. III-3 para a forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Y}{N n_0 d\Omega \epsilon_{TOT}} \quad (III - 4)$$

temos a seção de choque em função de E_n (ou E_D) para o θ_{LAB} constante, ou em função de θ_{LAB} (ou θ_{CM}) para E_n (ou E_D) constante.

Após a determinação dos parâmetros (a + e), utilizamos o programa "NEUTRON CROSS SECTIONS" (Pe 76) para obter

os valores de $d\sigma/d\Omega$. A listagem deste programa contém as seguintes quantidades: energias dos dêuterons incidentes no sistema de referência do laboratório (LAB) energias dos nêutrons espalhados no LAB e sistema de referência do centro de massa (CM), ângulos de espalhamento e seções de choque diferenciais no LAB e CM. Além disso, a listagem inclui o valor da eficiência intrínseca ϵ_{KANE} para cada energia de nêutrons espalhados.

III.4 - CÁLCULO DOS PARÂMETROS (a + e; III-2)

a) Rendimento dos nêutrons, Y .

As áreas dos picos dos grupos de nêutrons, detetados durante o tempo de integração, foram calculadas através do programa "PEAK-FIT" (Pe 76). Este programa ajusta o pico a uma curva gaussiana, além de subtrair e ajustar o fundo abaixo do pico, minimizando o χ^2 . Nos casos em que os picos não eram bem gaussianos foi feita uma correção manual em suas "asas". Este procedimento é relativamente simples, uma vez que a listagem do programa inclui, além dos gráficos, uma tabela numérica dos dados e do melhor ajuste. O programa fornece ainda os erros nos cálculos das áreas e os valores obtidos de χ^2 por grau de liberdade.

- b) Número de dêuterons incidentes durante o tempo de integração do feixe, n .

No integrador de feixe (Brookhaven Instruments Corporation, MODEL 1000) é possível ler diretamente o valor da carga total depositada no alvo durante a acumulação de um espectro. Os valores de carga em nossa coleta de dados variaram entre 8 a 144 μC . Esta variação dependia da intensidade de nêutrons no espectro. Uma vez que um dêuteron tem carga $+e$, onde e é a carga do elétron, torna-se fácil calcular o número de dêuterons que incidem no alvo durante o tempo de integração.

- c) Número de núcleos de ^{12}C por cm^2 no alvo, N (ver seção 11-5).
- d) O ângulo sólido subtendido pelo detetor, $d\Omega$.

Para as trajetórias de vôo usadas na experiência, entre 4 e 6 m, é válida a relação

$$d\Omega = S/r^2 \quad (111 - 5)$$

onde S é a área da face do cintilador e r é a trajetória de vôo, isto é, a distância entre o alvo e o cintilador.

- e) Eficiência de detecção de nêutrons, ϵ_{TOT} .

A determinação da eficiência total do sistema em função da energia dos nêutrons foi discutida detalhadamente na seção 11 - 4.

III.5 - INCERTEZAS NAS SEÇÕES DE CHOQUE DIFERENCIAIS

As contribuições para as incertezas no cálculo das seções de choque provêm dos parâmetros (a + e) da eq. (III-2). As estimativas obtidas foram as seguintes:

a) γ : 1 - 13%

Resulta do cálculo das áreas dos picos sem o fundo, levando em conta o erro estatístico, o erro devido ao ajuste do pico e do fundo. É calculado pelo programa "Peak - Fit".

b) n: 2%

Erro no integrador do feixe.

c) N: 6,5% para o alvo de $2,02 \text{ mg/cm}^2$ e 11,5% para o alvo de $1,08 \text{ mg/cm}^2$.

Provém da incerteza na espessura do alvo (ver seção II-5).

d) $d\Omega$: < 1%

Erro na medida da trajetória de voo e diâmetro do cintilador NE 213.

e) ϵ_{TOT} : 2%

Provém das incertezas nas seções de choque de espalhamento dos prótons no hidrogênio e carbono e das incertezas na determinação do "bias", Ref (Cy 78).

Dos cálculos de propagação dos desvios acima re-

sultaram os seguintes erros absolutos: 7 a 9% para as seções de choque das distribuições angulares em 7 e 9,1 MeV, 12 a 18% na distribuição angular em 13 MeV e na curva de excitação.

Capítulo IV

APRESENTAÇÃO DOS DADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados dos processamentos dos dados experimentais, conforme explicado no capítulo III.

A fig. 7 mostra a curva de excitação, da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ para os três grupos n_0 , n_1 , e $(n_2 + n_3)$, tomada em incrementos de 200 KeV, para energia de dêuterons no intervalo entre 10,6 e 13 MeV, com o detetor de nêutrons fixo em um ângulo de $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$.

A fig. 8 mostra as três distribuições angulares obtidas da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ para os três grupos n_0 , n_1 e $(n_2 + n_3)$, nas energias de dêuterons de (a) 7,0 MeV, (b) 9,1 MeV e (c) 13,0 MeV. O intervalo angular tomado foi de 0° a 150° , em passos $\sim 5^\circ$ para ângulos até 25° e passos de $\sim 15^\circ$ para ângulos entre 25° e 150° .

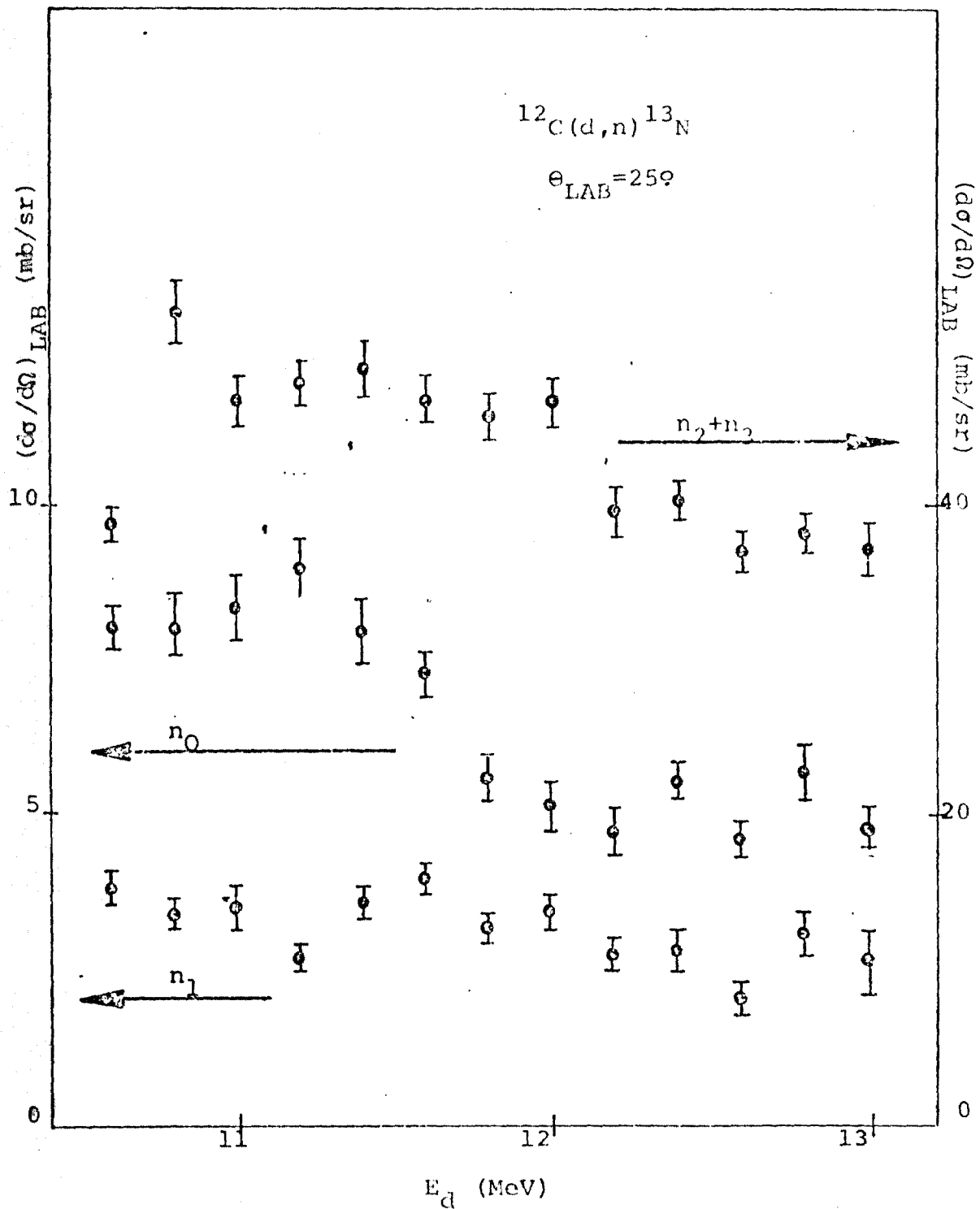


Fig.7 - Curva de excitação para a reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ em $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ para $E_d = 10,6$ a 13 MeV; grupos n_0 , n_1 e n_2+n_3 .

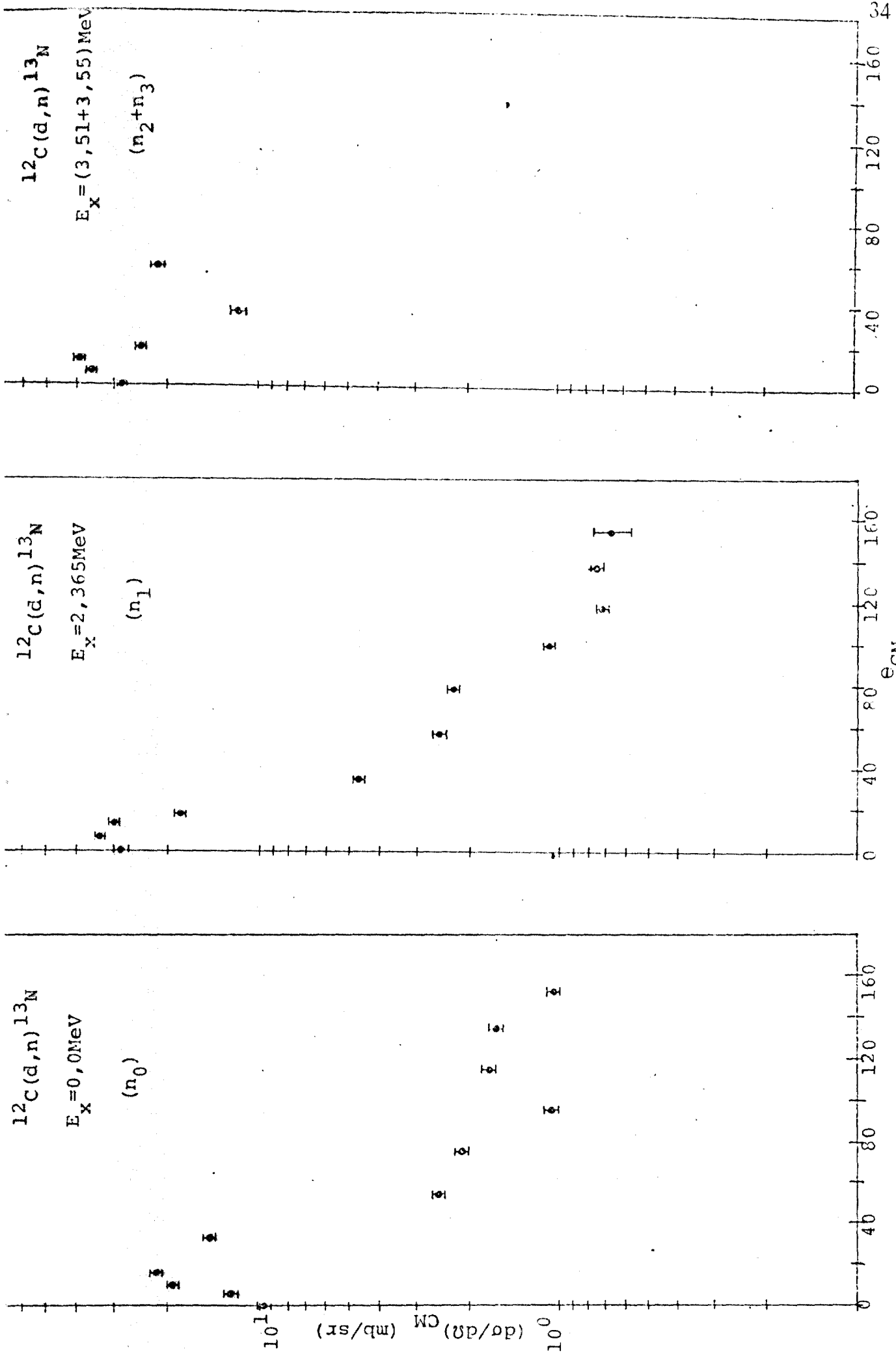


Fig. 8a- Distribuição angular dos nêutrons emitidos na reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ para $E_d = 7 \text{ MeV}$.

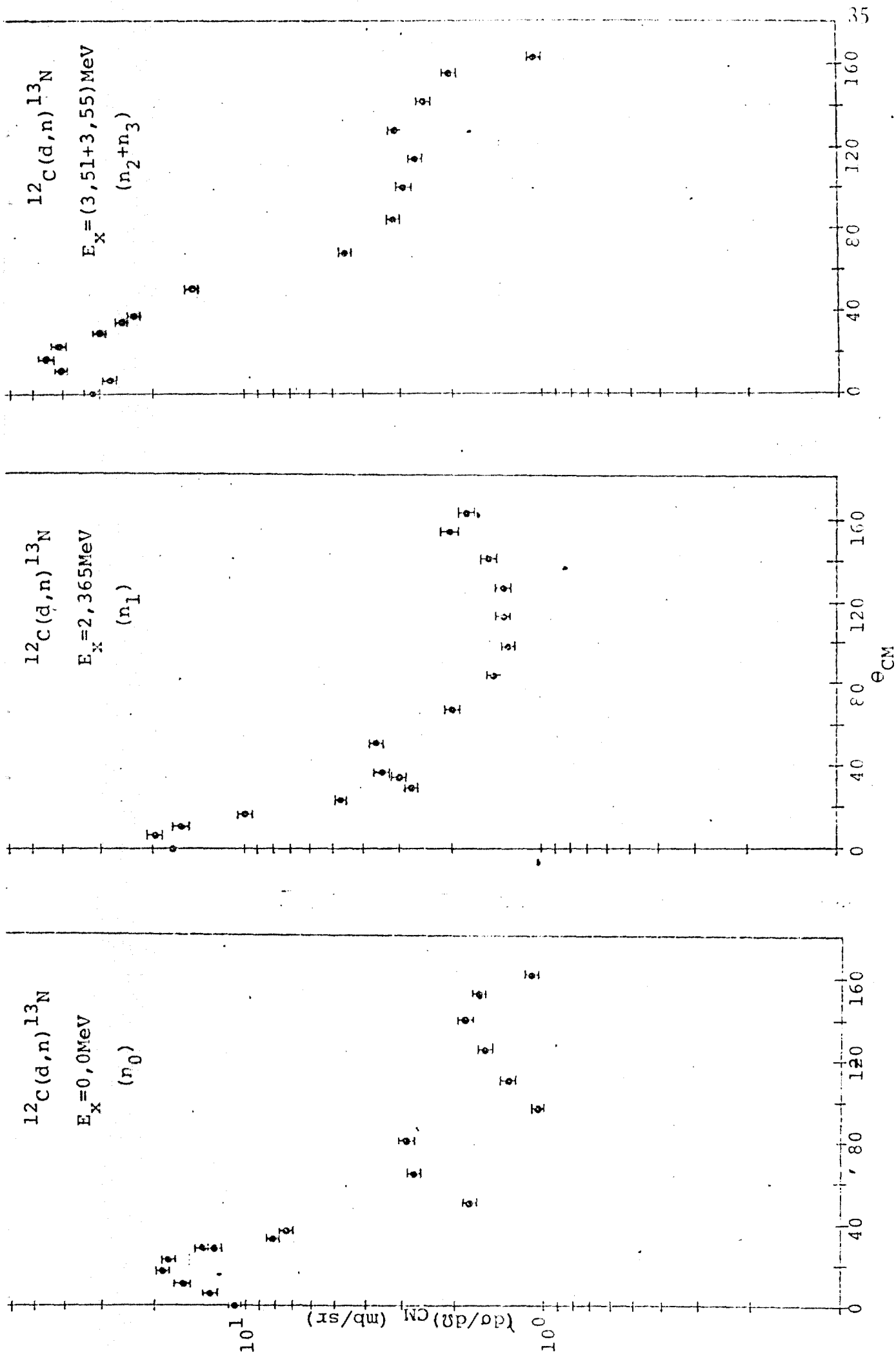


Fig. 6b- Distribuição angular dos nêutrons emitidos na reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ para $E_d = 9,1\text{MeV}$.

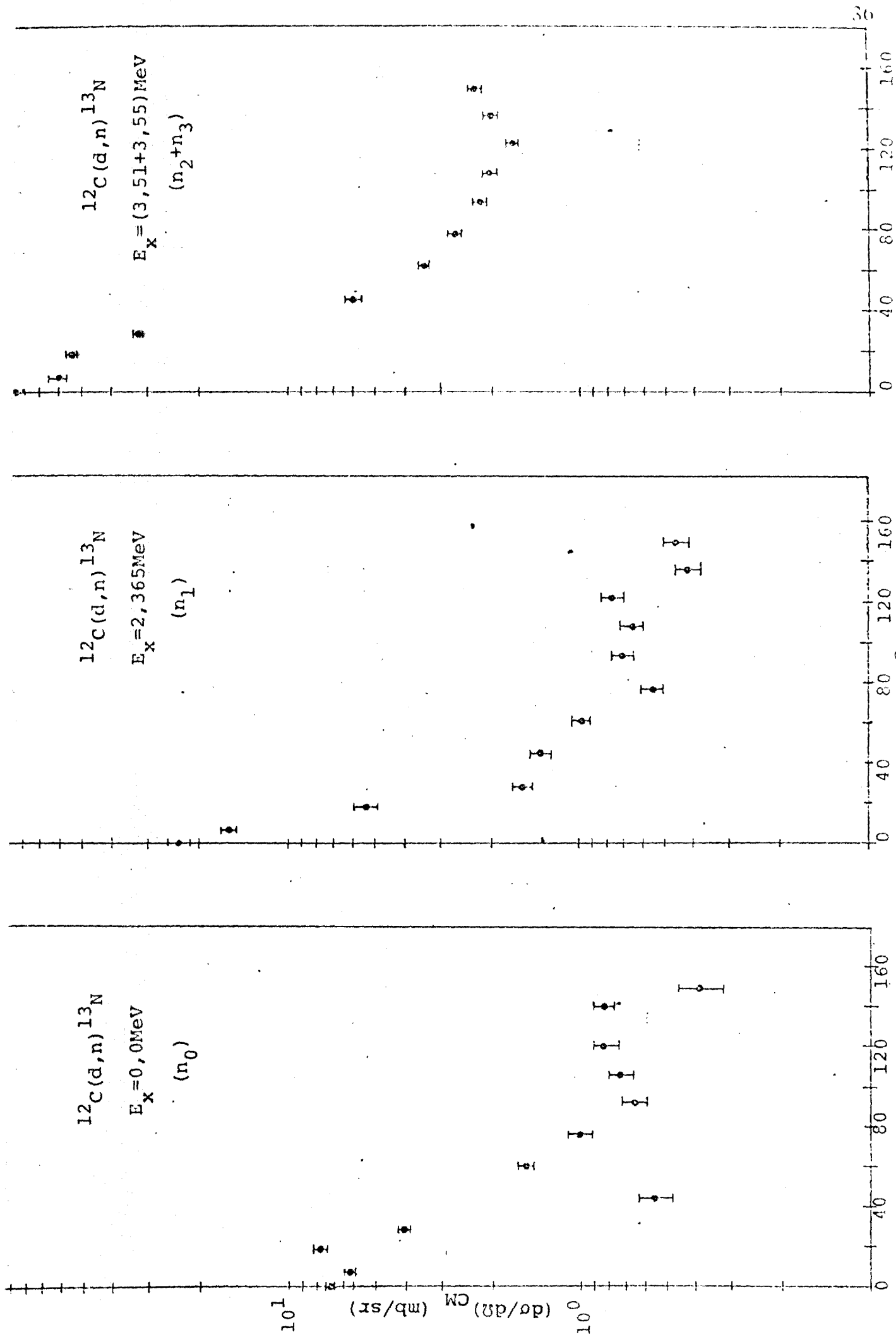


Fig.8c- Distribuição angular dos nêutrons emitidos na reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ para $E_d = 13$ MeV.

Capítulo V

ANÁLISE TEÓRICA DOS DADOS

V.1 - RESUMO TEÓRICO

As reações nucleares têm sido divididas em dois grandes grupos que são as reações de núcleo composto e as reações diretas. No primeiro grupo, a partícula incidente é capturada pelo núcleo alvo formando um sistema em um estado metaestável (núcleo composto), que após algum tempo relativamente longo ($\sim 10^{-18}$ s) desintegra-se dando origem aos produtos de reação. No segundo grupo (reações diretas), o núcleon incidente interage com o núcleo alvo somente no instante de sua passagem ($\sim 10^{-22}$ s) produzindo os produtos de reação sem formar um estado intermediário.

Em uma reação nuclear estes dois mecanismos podem contribuir para a reação em um determinado canal. Porém mesmo que as partículas resultantes de uma interação direta sejam emitidas imediatamente e as partículas do núcleo composto mais tarde, devemos levar em conta a possibilidade de interferência entre os dois processos. Essa interferência ocorre da noção de que as partículas podem ser representadas por pacotes de onda e o princípio da incerteza diz que a resolução em tempo do pacote (Δt) é inversamente proporcional à resolução em energia do feixe (ΔE). Essa resolução em energia do feixe ΔE usualmente é muito menor do que a largura em energia de ressonância do núcleo composto Γ para que essa possa ser definida. Assim a resolução em tempo do pacote de onda é muito maior do que o tempo de vida do estado composto e portanto as ondas associadas às partículas emergentes que provêm dos mecanismos de interação direta ou de núcleo composto podem se superpor coerentemente.

Diante da impossibilidade de se distinguir por meios experimentais entre estes dois processos a seção de choque contém contribuições de ambos os processos. Segundo Austern "a

separação destes dois mecanismos é freqüentemente um tanto arbitrária e tende a ser dirigida por questões de gosto e conveniência" (Au 70).

As reações diretas podem ser analisadas pela teoria de ondas distorcidas, enquanto que as reações de núcleo composto pela teoria estatística de Hauser-Feshbach. A fim de evitar complicações na análise devido ao termo de interferência, pode-se tomar médias em energia das seções de choque; este procedimento assegura um valor zero para o termo de interferência (Ho 71).

Um resumo da teoria de ondas distorcidas e da teoria estatística de Hauser-Feshbach é apresentado em seguida.

V.2 - A TEORIA DWBA (Aproximação de Born de Ondas Distorcidas) PARA REAÇÕES DE "STRIPPING" TIPO (d,n)

O elemento de matriz de transição para uma reação de "stripping" pode ser calculado através da teoria de perturbações supondo que o acoplamento entre o canal elástico e o canal da reação de "stripping" seja fraco. A seção de choque obtida dessa maneira tem então a forma (Ho 71)

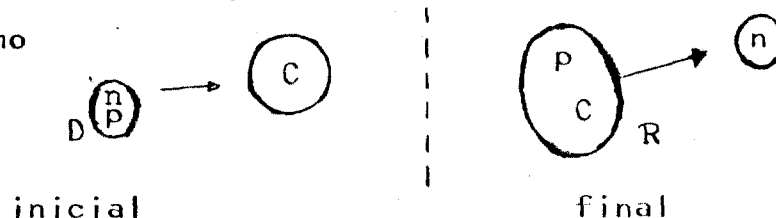
$$\frac{d\sigma(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j})}{d\Omega} = \frac{M_{\alpha} k_{\beta j}}{M_{\beta} k_{\alpha i}} |f(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j})|^2 \quad (V - 1)$$

onde a amplitude da reação na aproximação de Born é

$$f(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j}) = \frac{M_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_{\beta j}(\vec{k}_{\beta j}) | U_{\beta} - \bar{H}_{\beta} | \Phi_{\alpha i}(\vec{k}_{\alpha i}) \rangle \quad (V - 2)$$

onde H é a hamiltoniana total no estado final, \bar{H} a forma assintótica; $\phi_{\beta j}(k_{\beta j})$ e $\phi_{\alpha i}(k_{\alpha i})$ são autofunções de \bar{H} , isto é as soluções assintóticas do sistema.

Para uma reação do tipo (d,n) esquematicamente representada como



a hamiltoniana total para o estado final é:

$$H_{\beta} = T_{nR} + T_{pC} + V_{pn} + V_{pC} + V_{nC} \quad (V - 3)$$

A hamiltoniana assintótica do estado final do sistema pode ser escrita como

$$\bar{H}_{\beta} = T_{nR} + T_{pC} + V_{pC} + \bar{V}_{nR} \quad (V - 4)$$

onde T são as energias cinéticas relativas. Assim, a parte da hamiltoniana que representa a perturbação é escrita como

$$H_{TOT} - H_{FINAL} = H_{\beta} - \bar{H}_{\beta} = V_{pn} + V_{nC} - \bar{V}_{nR} \quad (V - 5)$$

onde V são os potenciais de interação. Os índices p , n , C e R correspondem a próton, nêutron, "caroço" (alvo) e núcleo residual, respectivamente. Dessa maneira (V-2) fica

$$f(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j}) = \frac{M_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \langle \phi_{\beta j}(\vec{k}_{\beta j}) | V_{pn} + V_{nC} - \bar{V}_{nR} | \phi_{\alpha i}(\vec{k}_{\alpha i}) \rangle \quad (V - 6)$$

Uma aproximação importante é supor que o "caroço" C permanece inerte e que sua configuração não se altera durante o processo. Assim, somente o próton interage com o alvo e temos $V_{nC} \approx \bar{V}_{nR}$, implicando que $V_{nC} - \bar{V}_{nR}$ é desprezível. Dessa maneira

$$f(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j}) \rightarrow \frac{M_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \langle \phi_{\beta j}(\vec{k}_{\beta j}) | v_{pn} | \phi_{\alpha i}(\vec{k}_{\alpha i}) \rangle \quad (V-7)$$

Escrevendo $\phi_{\alpha i}(k_{\alpha i})$ como o produto de uma função de onda que representa o estado do dêuteron incidente e a função de onda do núcleo alvo T e $\phi_{\beta j}(k_{\beta j})$ como o produto da função de onda do nêutron e a função de onda do núcleo residual, temos

$$f(\vec{k}_{\alpha i}, \vec{k}_{\beta j}) = \frac{M_{\beta}}{2\pi\hbar^2} \int f_{kn}^{(-)*}(\vec{r}'_n) \chi_S^{\mu*}(n) \psi_{JR}^{MR*}(R; \xi, \vec{r}_p, \vec{s}_p) v_{pn} f_{kd}^{(+)}(\vec{r}_d) \times \\ \phi_d(\vec{r}_p - \vec{r}_n) \chi_S^{\mu}(d) \psi_{JT}^{MT}(T; \xi) d\vec{r}_p d\vec{r}_n d\xi \quad (V-8)$$

onde $\phi_d(\vec{r}_p - \vec{r}_n)$ é a função de onda interna do dêuteron e χ são funções de onda de spin.

Expandindo-se a função de onda do núcleo residual ψ_{JR}^{MR} em termos das funções de onda do núcleo alvo e as funções de onda do próton ligado, pode-se calcular a integral sobre as coordenadas internas ξ . Dessa maneira

$$\int \psi_{JR}^{MR*}(R; \xi, \vec{r}_p, \vec{s}_p) \psi_{JT}^{MT}(T; \xi) d\xi = \sum_{\substack{J_L \lambda \\ M_T}} \theta_{JL R_L}(\vec{r}_p) \{i^L Y_L^{\lambda}(\vec{r}_p)\}^* \times \\ \chi_r^s(s_p) (JTMTjmj | JRMR) (L\lambda s_{\mu} | J_m) \quad (V-9)$$

onde θ_{JL} são as larguras reduzidas.

A seção de choque para a reação de "stripping" fica então $d\sigma/d\Omega = \sum_{JL} S_{JL} |B(E, \theta)|^2$ onde $(V-10)$

$$B(E, \theta) = \frac{(M_{\alpha} M_{\beta})^{1/2}}{2\pi\hbar^2} \left(\frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}}\right)^{1/2} \sum_{\substack{J_L \lambda \\ M_T}} \int f_{kn}^{(-)*}(\vec{r}'_n) \chi_S^{\mu*}(n) R_L(\vec{r}_p) i^L Y_L^{\lambda}(\vec{r}_p) \times \\ \chi_S^{\mu}(s_p) (JTMTjmj | JRMR) (L\lambda s_{\mu} | J_m) v_{np} f_{kd}(\vec{r}_p, \vec{r}_n) \chi_S^{\mu}(d) d\vec{r}_p d\vec{r}_n$$

$$e \quad S_{JL} = \theta_{JL}^2 \quad (V-11)$$

$$S_{JL} = \theta_{JL}^2 \quad (V-12)$$

onde S_{JL} é denominado fator espectroscópico.

Admitindo que um único (J, L) contribua (alvo com spin zero), teremos:

$$d\sigma/d\Omega = S_{JL} F_{JL}(E, \theta) \quad (V-13)$$

Neste produto, o fator espectroscópico contém a informação sobre

a estrutura nuclear dos estados inicial e final, enquanto que a função $F_{JL}(\theta)$ depende da dinâmica da reação.

V.3 - A TEORIA ESTATÍSTICA DE REAÇÕES NUCLEARES

As seções de choque das contribuições de núcleo composto para a reação podem ser calculadas pela teoria estatística de Hauser e Feshbach. Baseando-se neste método obtém-se a expressão da seção de choque média sobre os estados de momento angular (Ho 71)

$$\sigma_{\alpha\beta}(\theta) = \pi \lambda_{\alpha}^2 \sum_{JPj\ell j'\ell'} \frac{2\ell+1}{(2i+1)(2I+1)} A_J(j\ell, j'\ell'; \theta) \frac{T_{\alpha\ell j}^J T_{\beta\ell' j'}^J}{\sum_{\alpha\ell j} T_{\alpha\ell j}^J}$$

com

$$A_J(j\ell, j'\ell'; \theta) = \sum_{mm'} |C_{mm0}^{Jj\ell}|^2 |C_{mm'}^{Jj\ell'}|^2 |Y_{\ell'}^{m'}(\theta, \phi)|^2$$

onde

(V - 15)

α e β representam os canais de entrada e saída respectivamente;

i e I representam os spins da partícula incidente e do núcleo alvo no canal α , respectivamente;

$J=i+I$ representa o spin do canal α ;

ℓ representa o momento angular orbital no canal α ;

m é a componente z de ℓ ;

$T_{\alpha\ell j}^J$ São os coeficientes de transmissão correspondentes ao canal $\alpha_{\ell j}$ e calculados a partir do potencial óptico;

$\sum_{\alpha\ell j} T_{\alpha\ell j}^J$ é o coeficiente de transmissão total que leva em conta todos os canais e corresponde à largura total do nível do núcleo composto.

Na expressão acima admitiu-se que as funções de onda dos níveis tinham fases incoerentes. Quando não é esse o caso, a expressão acima deve ser multiplicada por um fator de flutuação de largura. Este fator pode ser calculado admitindo-se que a distribuição de níveis no núcleo composto tenha a forma de uma distribuição de Porter-Thomas (Po 56), resultando

$$W_{\alpha\beta} = (1+2\delta_{\alpha\beta}) (\Sigma_i T_i) \int_0^{\infty} (1+2xT_{\alpha})^{-1} (1+T_{\beta}^2/x)^{-1} \prod_i (1+2xT_i)^{-1/2} dx \quad (V - 16)$$

onde $x = \Gamma/\langle\Gamma\rangle$, sendo Γ a largura dos níveis e $\langle\Gamma\rangle$ é a média dos níveis do núcleo composto.

V.4 - ANÁLISE DOS DADOS

Segundo Hodgson (Ho 71), quando a largura dos níveis é maior do que o espaçamento entre eles ($\Gamma > D$), tal que os níveis se superpõem fortemente e a resolução em energia é menor do que a largura dos níveis ($\Delta E < \Gamma$), as seções de choque flutuam como uma função da energia de tal maneira que é impossível identificar as ressonâncias que contribuem.

O caso descrito acima é o nosso, pois $\Delta E \approx 100$ KeV, $\Gamma \approx 200$ KeV e $D \approx 70$ KeV.

A obtenção de ΔE , Γ e D é mostrada a seguir:

- obtenção de ΔE : provém da espessura média dos alvos ≈ 100 KeV (sec. II-5);
- obtenção de Γ : a largura média dos níveis foi obtida do gráfico Γ vs $(A^{1/2}(E/19)^{-1/2})$ de Ericson e Mayer-Kuckuk (Er 66), onde A é a massa do núcleo composto e E é a energia de excitação atingida. Em nosso caso, a energia de excitação

média atingida no ^{14}N foi de 20 MeV e com isso obtem-se do gráfico $\Gamma \cong 200$ KeV.

- c) obtenção de D: o espaçamento médio D dos níveis do núcleo composto foi calculado usando-se o método empregado por O. Dietzsch em (Di 66). Nesse caso faz-se uso da fórmula semi-empírica de Weisskopf para a densidade de níveis

$$\rho(E) = C \exp(2\sqrt{aE}) \quad (\text{IV-17})$$

onde E é a energia de excitação no núcleo composto e a e C são constantes que dependem da massa do núcleo. A obtenção do valor de a pode ser feita pela relação de Heidemann e Bethe

$$a = 0,035(A-12)\text{MeV}^{-1} \quad (\text{IV - 18})$$

que para o presente caso dá $a=0,07 \text{ MeV}^{-1}$. A constante C pode ser obtida ajustando-se a função

$$n(E) = \int_0^E \rho(E) dE \quad (\text{IV - 19})$$

a um histograma $n(E) \times E$, onde $n(E)$ é o número de níveis contados até a energia de excitação E no núcleo composto ^{14}N . Dessa maneira, os valores obtidos para C situaram-se na média de $C = 1,3$. Com isso podemos obter o valor da densidade média na região da energia de excitação de 20 MeV no ^{14}N , região essa onde talvez nem todos os níveis são conhecidos experimentalmente. Assim, $\rho = 16,2$ níveis/MeV, o que dá um espaçamento médio $D \cong 70$ keV.

As condições $\Delta E \ll \Gamma > D$ indicam, portanto, que deve ser esperada a presença de flutuações do tipo Ericson e que a análise pelo método de flutuações deve ser válida.

Outra alternativa é tomar médias em energias das distribuições angulares, obtendo assim dados onde os efeitos de

interferência entre os mecanismos de interação direta e núcleo composto são eliminados. Desta maneira as seções de choque obtidas por DWBA e Hauser-Feshbach podem ser adicionadas incoerentemente, dando uma seção de choque resultante.

Como foi mencionado a análise é feita somente para os nêutrons que deixam o ^{13}N no estado fundamental, ie, $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}(e, f)$. Os outros três estados excitados do ^{13}N , cujas distribuições angulares foram medidas, não são estados ligados e programas para análise teórica deste tipo de estados não estão disponíveis no momento.

Para o presente caso foram tomadas duas distribuições angulares médias em energia, a saber:

- a) uma média entre as distribuições angulares de 7 e 9,1 MeV;
- b) uma média entre a distribuição angular em 13 MeV, com duas outras distribuições angulares tomadas de outros trabalhos: a de Mutchler et al (Mu 71) em 11,8 MeV e a de Pettersen et al (Pe 72) em 11 MeV. Essas duas últimas foram normalizadas com as seções de choque obtidas em nossa curva de excitação referida no capítulo IV.

Estas duas distribuições angulares médias em energia serão referidas subseqüentemente como as distribuições angulares médias experimentais em 8 e 12 MeV para os ajustes com as distribuições angulares teóricas.

V.4.1 - MÉTODO DE DWBA

Para os cálculos de DWBA foi usado o programa DWUCK de P. D. Kunz.

Os potenciais de modelo óptico usados para calcu

lar as ondas distorcidas nos canais de entrada e de saída tinham a forma:

$$U(r) = V_C(r) - V_R f(r, r_{OR}, a_{OR}) + iW \frac{d}{dr} f(r, r_W, a_W) - V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{SO}, a_{SO}) \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (V - 20)$$

onde

$$f(r, r_0, a_0) = (1 + \exp(-(r-r_0)/a_0))^{-1}$$

e V_C é o potencial coulombiano de uma esfera carregada de raio $r_c A^{1/3}$, com $r_c = 1,3$ fm.

O programa DWUCK-4 varia a profundidade do poço de potencial real do próton ligado ao caroço em um dado orbital, ajustando-o de modo a manter fixa a energia de ligação do próton, conforme o estado nuclear em questão.

Foi usado um termo de spin-órbita do tipo Thomas com $\lambda = 25$ MeV.

Os parâmetros ópticos usados para os cálculos das distribuições angulares são mostrados na tabela I. Os conjuntos de parâmetros de potencial de dêuteron foram tomados da classificação de Percy (Pe 74) e foram obtidos de análise de espalhamento elástico de dêuterons em ^{12}C por Guratzsch et al (Gu 70). Os parâmetros de nêutron usados na análise foram os mesmos parâmetros utilizados por Mutchler et al em (Mu 71). Isso porque não havia parâmetros de modelo óptico disponíveis para esse canal de saída $^{13}\text{C}(n,n)^{13}\text{C}$. Verificou-se porém que esses parâmetros (nêutron) usados em diversas análises da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{C}$ diferem muito pouco entre si.

TABELA I

Parâmetros ópticos usados na análise da reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$

ED (MeV)	CANAL	V_R (MeV)	r_{OR} (fm)	a_{OR} (fm)	$W=4W_R$ (MeV)	r_{OW} (fm)	a_{OW} (fm)	V (MeV)	r_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	r_C (fm)
8	$^{12}\text{C}+d$	118,9	0,9	0,9	30,92	1,665	0,569	16,28	1,0	0,8	1,3
	$^{13}\text{N}+n$	45	1,32	0,5744		1,32	0,345	5,0	1,15	0,57	1,3
	P		1,25	0,65							1,3
12	$^{12}\text{C}+d$	107,7	1,0	0,8	16,96	2,0	0,6	12,98	1,0	0,8	1,3
	$^{13}\text{N}+n$	45	1,32	0,5744		1,32	0,345	5,0	1,15	0,57	1,3
	P		1,25	0,65							1,3

Foram incluídas correções de alcance finito e não localidade pela aproximação da energia local. O fator de correção não local usado foi $\beta = 0,54$ fm para o dêuteron e $0,85$ fm para o próton e nêutron. Por sua vez, o fator de correção de alcance finito utilizado foi $R=0,65$ fm, valor esse referente a reações de "stripping" tipo (d,n). Estes valores foram sugeridos por Kunz nas instruções do programa DWUCK-4.

O número de ondas parciais utilizadas foi calculado através da relação semi-clássica:

$$L_{MAX} \cong kR \quad (V - 21)$$

onde $k^2 = 2ME/\hbar^2$ e $R = r_0 A^{1/3}$, obtendo-se para o nosso caso $L_{MAX} = 4$. Verificou-se posteriormente que somente as primeiras ondas parciais contribuíram significativamente, mesmo assim,

por medida de segurança resolveu-se utilizar 10 ondas parciais.

Apenas um valor de momento angular ℓ possuído pelo núcleon transferido é permitido para cada estado populado em ^{13}N pela reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, pois o núcleo ^{12}C é par-par (momento angular e paridade 0^+) e a reação é de "stripping". Para o presente caso (grupo de nêutrons (d, n_0)) a reação pode ser vista como uma reação do tipo



os spins medidos dos estados nucleares são: ^{12}C (0^+); p ($1/2^+$) e ^{13}N ($1/2^-(e,f)$). Assim para o estado fundamental do ^{13}N somente é permitido $\ell = 1$ para o próton transferido ao caroço do ^{12}C , isto é, o próton ocupa o nível $1p_{1/2}$.

Os limites de integração usados foram $R_{\text{MIN}} = 0$ e $R_{\text{MAX}} = 20$ fm, enquanto que os passos de integração foram $DR = 0,1$ fm. A fim de se ter certeza de que esses valores eram suficientes, foram feitos testes com outros limites e passos de integração e esses confirmaram a nossa escolha.

A energia de separação do último próton ligado no ^{13}N foi calculada pela relação de conservação massa-energia, obtendo-se $S_p = 1,956$ MeV. Com isso temos o valor da energia de ligação do próton ao caroço ^{12}C de $-1,956$ MeV.

Com os valores obtidos acima, mais a massa do alvo, spin, etc, foram calculadas as seções de choque das distribuições angulares com o programa DWUCK-4 em $E_d = 8$ MeV e 12 MeV, as quais estão representadas nas figuras 9 e 10 respectivamente.

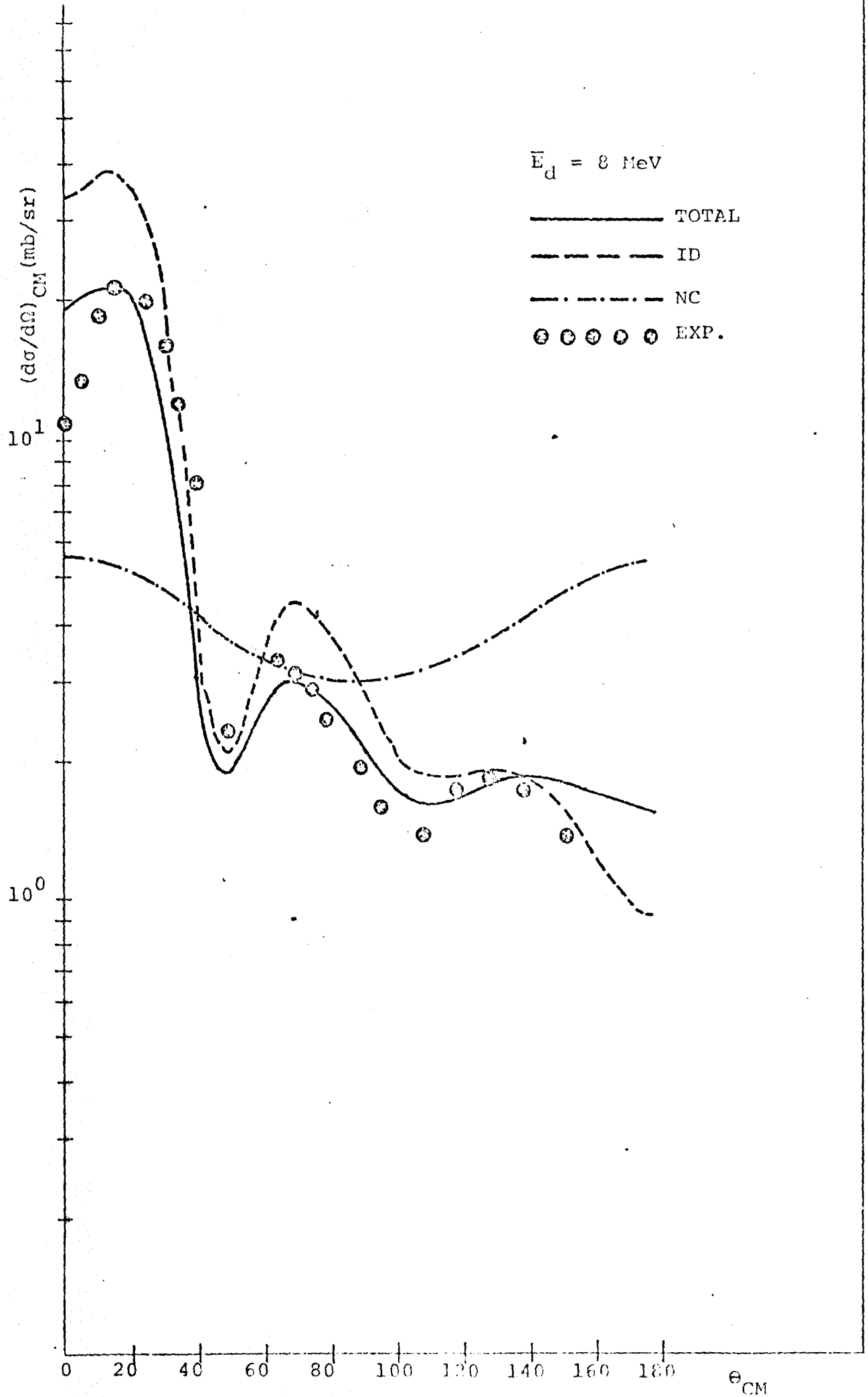


Fig.9 - Ajuste obtido para a média em energia das distribuições angulares dos nêutrons (n_0) em $E_d = 8 \text{ MeV}$.

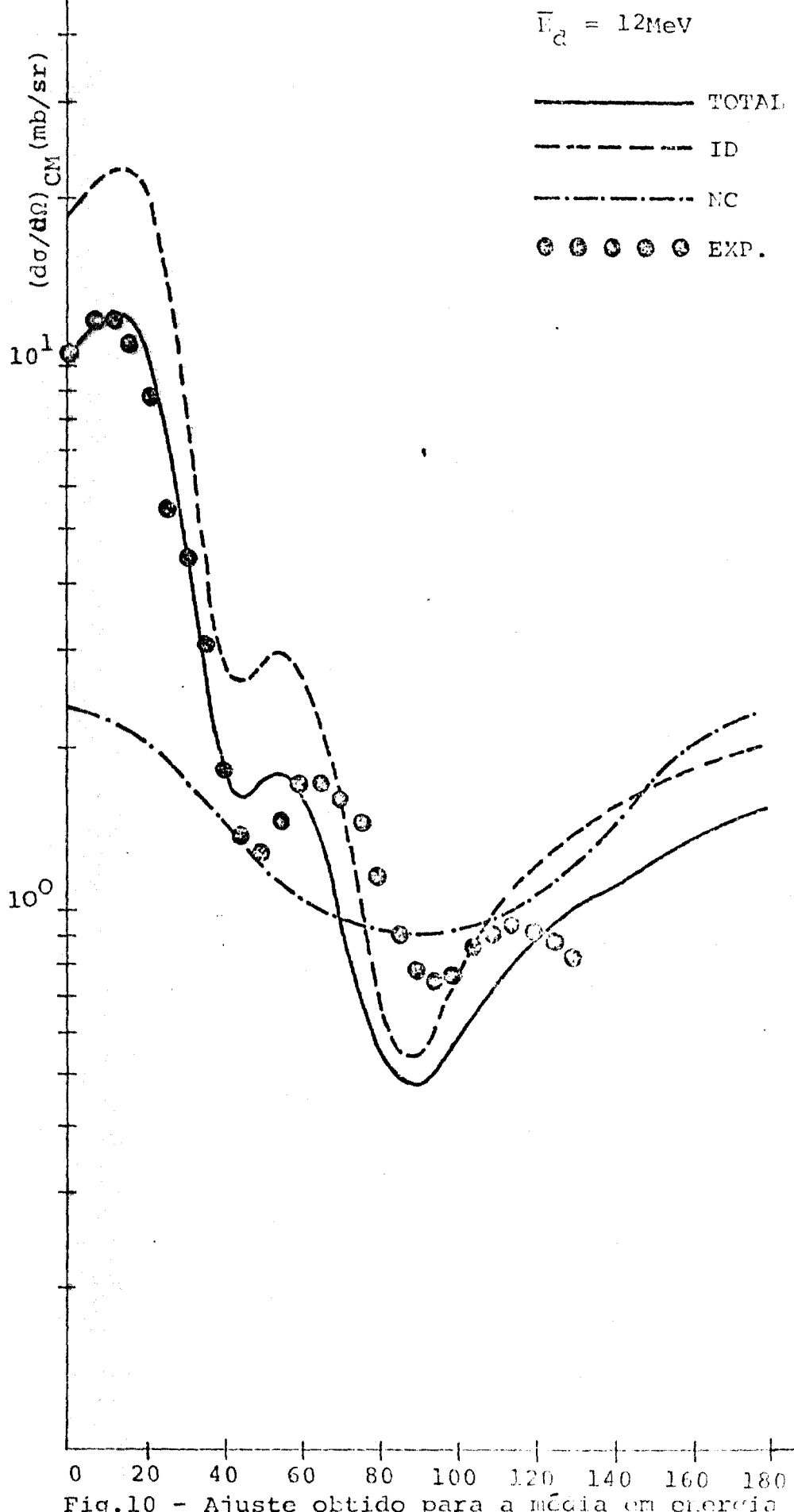


Fig.10 - Ajuste obtido para a média em energia das distribuições angulares dos nêutrons (n_0) em $E_d = 12$ MeV.

V.4.2 - NÚCLEO COMPOSTO

As contribuições do mecanismo de núcleo composto foram calculadas através do programa Hauser - Feshbach de Wilmore (Wi 65), o qual incorpora a correção da flutuação de largura. Este programa foi implantado no computador IBM/360 da USP por J. M. Cohenca.

O programa calcula as seções de choque diferenciais para todos os canais energeticamente permitidos na formação e decaimento do núcleo composto. Por outro lado, esses cálculos requerem o conhecimento dos potenciais ópticos que descrevem as distorções no canal incidente e nos canais de saída energeticamente permitidos, juntamente com as energias e spins de todos os estados finais possíveis.

Para o caso da reação $^{12}\text{C} + d$, mesmo em energias de deuteron de 12 MeV os estados do contínuo não são alcançados no núcleo ^{14}N e há um número manejável de canais abertos. Foram levados em conta quatro modos de decaimento, que são: emissão de deuteron, nêutrons, prótons e partículas alfa. A tabela 2 mostra esses canais com os correspondentes valores Q , núcleo final resultante, spins, energias dos estados finais e o limiar da reação. Foi considerado o efeito do campo coulombiano, que para o caso de prótons representa uma barreira de 1 MeV e "fecha" o canal a partir de uma certa energia. No total foram considerados 22 canais para $E_d = 8$ MeV e 44 canais para $E_d = 12$ MeV que contribuem significativamente para a reação.

Os parâmetros ópticos do canal incidente e de nêutrons utilizados são os mesmos usados nos cálculos de DWBA (tabela 1), enquanto que para os outros canais foram tomados parâmetros ópticos de diversas referências (tab. 3).

TABELA 2

Canais de reação para dêuterons sobre ^{12}C

CANAL	Q (MeV)	NÚCLEO FINAL	SPIN	ENERGIA DO ESTADO FINAL (MeV)	LIMIAR CM (MeV)	LIMIAR LAB (MeV)
(d,d)	0	^{12}C	0^+	0	0	0
(d,d')			2^+	4,439	4,439	5,179
(d,n ₀)	-0,281	^{13}N	$1/2^-$	0	0,281	0,328
(d,n ₁)			$1/2^+$	2,365	2,646	3,087
(d,n ₂)			$3/2^-$	3,51	3,79	4,42
(d,n ₃)			$5/2^+$	3,55	3,83	4,47
(d,n ₄)			$5/2^+$	6,36	6,64	7,75
(d,n ₅)			$3/2^+$	6,89	7,17	8,37
(d,n ₆)			$7/2^+$	7,16	7,44	8,68
(d,n ₇)			$5/2^-$	7,38	7,66	8,94
(d,n ₈)			$3/2^+$	8,00	8,28	9,66
(d,n ₉)			$1/2^-$	8,92	9,20	10,74
(d,p ₀)	2,722	^{13}C	$1/2^-$	0	-2,722	-3,176
(d,p ₁)			$1/2^+$	3,09	0,368	0,429
(d,p ₂)			$3/2^-$	3,68	0,958	1,12
(d,p ₃)			$5/2^+$	3,85	1,13	1,32
(d,p ₄)			$5/2^+$	6,86	4,14	4,83
(d,p ₅)			$5/2^-$	7,55	4,83	5,63
(d,p ₆)			$3/2^+$	8,20	5,48	6,39
(d,p ₇)			$1/2^-$	8,86	6,14	7,16
(d,p ₈)			$3/2^-$	9,90	7,18	8,37
(d,p ₉)			$7/2^-$	10,75	8,03	9,37
(d,p ₁₀)			$1/2^-$	11,08	8,36	9,75

(d, α_0)	-1,342	^{10}B	3^+	0	1,342	1,566
(d, α_1)			1^+	0,717	2,059	2,402
(d, α_2)			0^+	1,74	3,08	3,60
(d, α_3)			1^+	2,15	3,49	4,07
(d, α_4)			2^+	3,59	4,93	5,75
(d, α_5)			3^+	4,77	6,12	7,13
(d, α_6)			2^-	5,11	6,45	7,53
(d, α_7)			2^+	5,17	6,51	7,60
(d, α_8)			1^+	5,18	6,52	7,61
(d, α_9)			2^+	5,92	7,26	8,47
(d, α_{10})			4^+	6,03	7,37	8,60
(d, α_{11})			3^-	6,13	7,48	8,72
(d, α_{12})			2^+	6,56	7,90	9,22
(d, α_{13})			1^-	6,88	8,22	9,59
(d, α_{14})			1^+	7,00	8,34	9,73
(d, α_{15})			1^-	7,43	8,77	10,23
(d, α_{16})			2^-	7,48	8,82	10,29
(d, α_{17})			0^+	7,56	8,90	10,39
(d, α_{18})			1^-	7,84	9,18	10,71
(d, α_{19})			2^-	8,07	9,41	10,98

TABELA 3

Potenciais ópticos usados nos cálculos de Hauser-Feshbach

CANAL	V_R (MeV)	r_{OR} (fm)	a_{OR} (fm)	$W=4 W_R$ (MeV)	r_{ow} (fm)	a_{ow} (fm)	Ref.
$^{12}\text{C} + \text{p}$	54	1,25	0,65	28	1,25	0,47	(Ga 66)
$^{12}\text{C} + \alpha$	80	2,07	0,55	16	2,07	0,30	(Ca 64)

Informações sobre variações de parâmetros ópticos com a energia para o ^{12}C e núcleos leves em geral são escassas. Verificou-se porém, que usando as variações conhecidas para outros núcleos mais pesados, a influência no cálculo da seção de choque era muito pequena, sendo que dessa maneira dispensou-se essas variações.

Os cálculos das seções de choque através do programa foram feitas com e sem a inclusão do fator de flutuação de largura. Constatou-se, contudo, que essa inclusão diminuía a seção de choque de somente 2%.

As seções de choque obtidas dessa maneira estão representadas nas figuras 9 e 10.

V.4.3 - Comparação com os dados experimentais

Os resultados das seções de choque obtidas por DWBA e Hauser-Feshbach foram então comparados com os dados experimentais.

As seções de choque obtidas pela teoria de Hauser-Feshbach foram multiplicadas por um fator de redução R para levar em conta a porção do fluxo incidente que resulta numa interação direta e assim não contribui para a formação do núcleo composto. Por outro lado, as seções de choque obtidas por DWBA foram multiplicadas pelo fator espectroscópico, (ver eq. V-12 $\theta_{LJ}^2 = S$). Estas seções de choque foram então adicionadas incoerentemente, conforme justificado acima, e os resultados estão graficados nas figuras 9 e 10.

Os fatores espectroscópicos obtidos dessa maneira, juntamente com os fatores de redução estão apresentados na tab.4. Nessa tabela também estão representados os valores de R e S obtidos de outros trabalhos, conforme as referências.

TABELA 4

Comparação dos fatores espectroscópicos medidos nesta experiência com os valores teóricos de outras experiências.

S(teoria)	S (d,n)	S (d,p)	S (τ ,d)	R	Ref
0,61					(Co 67)
0,56					(Va 69)
	0,54			0,2	(*)
	0,52			0,2	(**)
	0,74				(Mu 71)
	0,732			0,70	(Da 72)
	0,8			0,58	(Ho 66)
	1,35				(Ga 70)
		1,16			(Sc 67)
			1,04		(Fo 69)

(*), (**) presente trabalho

V.5 - ANÁLISE DE FLUTUAÇÕES

Conforme vimos na seção V-3, na região de energia de excitação que estamos atingindo, os níveis no núcleo composto devem estar se superpondo. Assim é razoável esperar que as seções de choque flutuem com a energia.

A decisão de que poderíamos usar a análise de flutuações para a avaliação das proporções de contribuição dos processos de interação direta e de núcleo composto foi tomada com base nos seguintes fatos:

- a) a veracidade da relação $\Delta E < \Gamma > D$;
- b) a relação obtida por Dallimore and Hall (Da 66), citada por Hodgson (Ho 71) de que na prática $\Gamma/D \approx 2$ é suficiente para a validade da teoria de flutuações. Logo, os valores de Γ e D obtidos na seção V-3, que dão $\Gamma/D \approx 3$, satisfazem essa relação. Davis (Da 72) cita em seu artigo que um valor $\Gamma/D \approx 2$ foi calculado por H. Cords (Ph Thesis, Aust. Nat. Univ unpublished) para a reação $^{12}\text{C} + d$. Além disso um valor $\Gamma/D \approx 2$ pode ser obtido diretamente contando-se o número dos níveis já medidos e fazendo a média das larguras correspondentes.

A curva de excitação a 0° obtida por Davis (Da 72) indica prováveis flutuações. Apesar de as magnitudes das seções de choque obtidas nessa função de excitação serem maiores do que as nossas e as de Mutchler (Mu 71) de um fator maior do que 2, ela foi usada para o cálculo da função de correlação, pois essa é sensível somente à forma da curva de excitação e assim não depende desse fator de discrepância na magnitude.

A análise das flutuações foi feita baseando-se no artigo de O. Dietzsch et al (Di 68) e em (Ho 71). Para isso calculou-se inicialmente a função de autocorrelação em primeira or-

dem

$$C_0(0) = \frac{1}{N}(1-Y^2) = \frac{\langle \sigma^2(E) \rangle - \langle \sigma(E) \rangle^2}{\langle \sigma(E) \rangle^2} \quad (V-22)$$

onde $Y = \sigma_{DI} / (\sigma_{DI} + \langle \sigma_C(E) \rangle)$; σ_{DI} e $\sigma_C(E)$ são as contribuições de interação direta e de núcleo composto para as seções de choque $\sigma(E)$. N é um número que está relacionado com a multiplicidade de canais; por exemplo, para uma reação procedente de um canal único (S, L, J_{ALVO}) de entrada para um canal único de saída $(S', L', J_{Residual})$, temos para o número máximo de canais de reação independentes:

$$N = 1/2 (2S + 1)(2J + 1)(2S' + 1)(2J' + 1) + k$$

onde $1/2$ entra devido a considerações de paridade e k é apenas o número 0 ou $1/2$, escolhido para que N seja inteiro. Como foi dito, N é um limite superior e restrições no momento angular vão proibir alguns destes canais. Por isso o número N é uma função do ângulo de espalhamento θ .

O ponto fraco deste cálculo é a determinação de N ; para isso utilizou-se o valor calculado para o $^{16}O(d,p_1)^{17}O^*$, tirado do artigo de Dietzsch et al (Di 68), supondo que N não dependa criticamente das massas e sim somente dos spins e paridades envolvidas.

Para a determinação de $\langle \sigma^2(E) \rangle$ e $\langle \sigma(E) \rangle^2$ foi utilizada a curva de excitação a 0° de Davis (Da 72) para energias de dêuteron entre 7,5 e 9,5 MeV. Os valores obtidos foram

$$\langle \sigma^2(E) \rangle = 637,2 \quad \text{e} \quad \langle \sigma(E) \rangle^2 = 622,3$$

obteve-se para a função de autocorrelação em 0° em primeira ordem $C_0(0) = 0,024$.

Para o cálculo da função de autocorrelação corri-

gida $C_1(0)$, foi admitida uma dependência da seção de choque com a energia da forma $(AE^2 + BE + C)$, relativa a uma origem a 8,6 MeV no centro do intervalo experimental entre 7,5 e 9,5 MeV de acordo com a expressão

$$C_1(0) = \frac{1}{N}(1-Y_M^2) = \frac{\langle \sigma^2(E) \rangle - \langle \sigma(E) \rangle^2}{\langle \sigma(E) \rangle^2} - \frac{\Delta^2 \{A^2 \Delta^2 / 15 + B^2\}}{12 \langle \sigma(E) \rangle^2} \quad (V - 23)$$

onde

Δ é o intervalo de energia, 2 MeV no caso;

Y_M é a contribuição fracional da interação direta à seção de choque a 0° .

Os valores de A, B e C foram obtidos ajustando-se a curva de excitação no intervalo considerado (7,5 a 9,5 MeV) a uma parábola. Esse ajuste foi feito através de um programa de ajuste de J. M. Cohenca no computador PDP 11 do acelerador Linear da USP. A fig. 11 mostra o ajuste obtido. Os parâmetros da curva ajustada (parábola) são

$$A = 4,12$$

$$B = -0,093$$

$$C = 22,12$$

Dessa maneira obtivemos para $C_1(0)$ o valor 0,0215, que difere aproximadamente de 10% do valor de $C_0(0)$.

A influência de termos tomado um intervalo de energia finita na curva de excitação não foi levado em conta, pois nos cálculos dessa correção o valor de N é muito crítico, conforme foi constatado.

As contribuições dos mecanismos podem então ser calculadas. Assim:

$$C_{\perp}(0) = 1/N (1 - Y_m^2)$$

dando

$$Y_m = 0,98$$

onde

$$Y_m = \sigma_D / \langle \sigma_{TOT} \rangle$$

indicando que a interação direta compõe 98% do mecanismo da reação. Valor este que confirma que a contribuição do mecanismo de núcleo composto é pequena nessa região de energia, isto é, $\langle \sigma_C \rangle = 0,5 \frac{mb}{sr}$.

A análise de Hauser-Feshbach para as seções de choque médias a 8 MeV (seção V-3) deram um valor de $\langle \sigma_C \rangle$ a 0° de 1,01 mb/sr. Isso indica que os resultados da análise tendem a ser consistentes.

Capítulo VI

CONCLUSÕES

O bom desempenho do sistema de tempo de voo do Acelerador Pelletron na detecção de nêutrons rápidos, juntamente com a resolução em tempo conseguida (~ 1 ns), indicam a confiabilidade nos dados obtidos nesta experiência.

No cálculo das seções de choque diferenciais foi usado e testado todo um conjunto de programas de computador, próprio para o tipo de análise envolvida. Nesse conjunto pretende-se em futuro próximo acrescentar o programa de cálculo da eficiência de detecção de nêutrons através do método de Monte Carlo.

Todas as distribuições angulares obtidas mostram uma forma assimétrica com um máximo próximo a 15° , indicando que na faixa de energia em que trabalhamos o mecanismo predominante é o de interação direta.

Os fatores espectroscópicos obtidos na presente análise estão próximos dos valores teóricos, bem como dos obtidos por Mutchler (Mu 72), apesar de não estarem tão próximos dos valores obtidos em reações do tipo (d, p_0) e (τ, d) (seção V -4.3 Tab. 4).

A curva de excitação obtida por Davis (Da 72) entre $E_d = 3,6$ e 12 MeV mostra muitas flutuações, que são amortecidas para as energias mais altas. Outras medidas de curvas de excitação entre $E_d = 1$ e 3 MeV mostram ressonâncias isoladas proeminentes e as análises dessas ressonâncias foram feitas usando uma superposição de amplitudes de Breit-Wigner (Ka 66). Em nossa curva de excitação no intervalo entre $E_d = 10,6$ e 13 MeV não aparenta haver flutuações. Parte disso deve ser devido ao amortecimento já mencionado e o fato de que nossas medidas foram feitas em intervalos de 200 keV, o que pode ter "mascarado" alguma estrutura.

Os fatores de redução de $0,2$ obtidos no presente

trabalho em $E_d = 8$ e 12 MeV, quando comparados com o valor de $0,58$ em $E_d = 4,5$ MeV obtido por Hodgson em (Ho 66), confirmam a sua indicação de que à medida que a energia incidente aumenta, as contribuições de mecanismo de núcleo composto diminuem sensivelmente, enquanto que as de interação direta aumentam. Dessa forma se justifica o procedimento de Mutchler (Mu 71) quando desprezou a contribuição do mecanismo de núcleo composto em sua análise. Por outro lado, as análises de Davis (Da 72) contrariam essa indicação, ao obter uma contribuição relativamente alta para o mecanismo de núcleo composto, com um fator de redução de $0,7$ em $E_d = 8$ MeV. Essa discordância provavelmente se deve ao fato de que os valores das seções de choque obtidas por Davis serem maiores do que os de Mutchler e os nossos de um fator de aproximadamente 2 , o que pode ter sido causado pelos métodos de detecção de nêutrons envolvidos. Finalmente, a análise complementar de flutuações feita na seção V-5 também indicou que é desprezível a contribuição do mecanismo de núcleo composto.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- Ap 74 C.R. Appoloni, - Preparação de Alvos, IFUSP - 1974.
- Au 70 N. Austern - Direct Nuclear Reaction Theories, pg.19,
John Wiley & Sons, New York, 1970.
- Ca 64 E.B. Carter et al - Phys. Rev. 133B(1964)1421.
- Co 67 S. Cohen and D. Kurath - Nucl. Phys. A 101(1967)1.
- Cy 78 E.W. Cybulska - Tese de Doutorado, 1978.
- Da 66 P.J. Dallimore and I. Hall - Nucl. Phys. 88(1966)193
- Da 72 J.R. Davis and G.U. Din - Nucl. Phys. A 179(1972)101
- Di 65 O. Dietzsch - Tese de doutorado, 1965.
- Di 68 O. Dietzsch, D. Wilmore and P.E. Hodgson - Nucl. Phys.
A 106(1968)527.
- EI 59 Elwyn, Kane, Ofer e Wilkinson - Phys. Rev. 116(1959)1490.
- Er 66 T. Ericson and T. Mayer - Kuckuk - Annual Review of
Nuclear Science 16(1966)183.
- Fo 69 H.T. Fortune et al - Phys. Rev. 179(1969)1033.
- Ga 66 A. Gallman et al - Nucl. Phys. 82a(1966)1161.
- Ga 70 S. Gangadharan and R.L. Wolke - Phys. Rev. C1(1970)1333.
- Gu 70 H. Guratzsch, J. Slotta and G. Stiller - Nucl. Phys.
A140(1970)129.
- Gu 76 A.D. Guerra - Nucl. Instr. & Meth. 135(1976)337
- Ho 66 P.E. Hodgson and Wilmore - Proc. Phys. Soc. 99(1967)361.
- Ho 71 P.E. Hodgson - Nuclear Reactions and Nuclear Structure,
Clarendon Press - Oxford, 1971.
- Ka 66 T.S. Katman et al - Nucl. Phys. 80(1966)449.

- Ka 76 K. Nakayama et al - Annual Report, Pelletron, 1976.
- Mu 71 G.S. Mutchler et al - Nucl. Phys. A172(1971)469.
- Pe 72 J.F. Petersen, R.H. Day and W.C. Parkinson - Annual Report, Michigan Univ. - Arbor (USA), 1972.
- Pe 76 E.F. Pessoa e R.A. Douglas - Annual Report, Pelletron, 1976.
- Po 56 C.E. Porter and R.G. Thomas - Phys. Rev. 104(1956)483.
- Sc 67 J.P. Schiffer et al - Phys. Rev. 164(1967)1274
- Va 69 S. Varma and P. Goldhammer - Nucl. Phys. A125(1969)193.
- Wi 66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard - Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0,5 to 500 MeV. CEA - R3042 (1966).
- Wy 79 W.R. Wylie - Submetido a Publicação em Nucl. Instr. & Meth. em janeiro de 1979.
- Wi 65 D. Wilmore - Atomic Energy Research Establishment, Harwell - AERE R5053.