

BOLETIM N.º 275

FÍSICA NUCLEAR N.º 1

SÃO PAULO

BRASIL

1965

4

OSCAR SALA

Medidas das Secções de Choque Absolutas para as reacções

$O^{16} (d, n_0) F^{17} (e. f.)$ e $O^{16} (d, n_1) F^{17*} (0,5 \text{ M e V})$

Tódia correspondência deverá ser dirigida ao Departamento respectivo da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo — Caixa Postal 8 105, São Paulo, Brasil.

All correspondence should be addressed to the Department concerned Caixa Postal 8 105 São Paulo, Brasil.

Impresso na Secção Gráfica da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo em 1965



4

BOLETIM N.º 275
FÍSICA NUCLEAR N.º 1
SÃO PAULO
BRASIL
1965



OSCAR SALA

Medidas das Secções de Choque Absolutas para as reações

O^{16} (d, n_0) F^{17} (e. f.) e O^{16} (d, n_1) F^{17*} (0,5 M e V)

**COMPOSTO E IMPRESSO NA SECÇÃO GRÁFICA DA
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS
DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
1965**

AGRADECIMENTOS

Rendo aqui, por justiça e reconhecimento, sincera homenagem aos vários Reitores da Universidade de São Paulo, Diretores da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da mesma Universidade, às várias instituições e às pessoas que me auxiliaram desde a construção do acelerador até a realização do presente trabalho.

Especial menção faço aos nomes dos Professôres Gleb Wataghin e Raymond G. Herb. Ao Prof. Wataghin devo os primeiros passos na pesquisa científica e ao Prof. Herb minha iniciação com aceleradores, bem como o contínuo e confortador apoio durante os árduos anos de construção do acelerador e instalação do laboratório.

Ao Prof. M. D. de Souza Santos devo meu ingresso no quadro da Universidade como assistente da Cadeira de Física Geral e Experimental, e por ter despertado em mim o interesse pela Física Nuclear.

Ao Prof. H. H. Baschall devo minha iniciação em física dos neutrons, bem como valiosas sugestões no início do presente trabalho.

Ao colega e amigo, Prof. R. A. Douglas, devo valiosa e incansável cooperação.

Desejo também agradecer em especial, o valioso auxílio que recebi dos assistentes, Dr. Ernst W. Hamburger, Elizabeth F. Pessoa e Olácio Dietzsch, na tomada de dados e execução de cálculos.

Cumpre-me ainda salientar o auxílio inestimável que sempre recebemos do senhor Mário Capello, de cuja competência técnica devemos a solução de inúmeros problemas.

Foi também inestimável o auxílio técnico que recebemos dos senhores Antonio Simões e José Joaquim.

Ao engenheiro Adolfo Leiner devemos parte dos projetos de eletrônica referentes ao pulsador do feixe.

Trabalho como o presente requer apreciáveis recursos financeiros. Esses recursos vieram-me de diversas fontes: verbas da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras; subvenções do Conselho Nacional de Pesquisas e da Campanha Nacional de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior. Contamos também com subvenção das Fundações estrangeiras, a Rockefeller Foundation e a U. S. Air Force Office of Scientific Research. À primeira devo os equipamentos básicos que permitiram o início do programa de pesquisa no laboratório do Acelerador Eletrostático.

Finalmente, desejo agradecer aos funcionários da Secção Gráfica da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo pela dedicação e excelência do serviço de impressão.

Tem sido comum classificar as reações nucleares, segundo o seu mecanismo, em dois grandes grupos. O primeiro descrito pelo modelo de Bohr ou do núcleo composto; o segundo pelo modelo da interação direta. As principais características das reações nucleares podem então serem explicadas, ou pelo primeiro ou pelo segundo modelo. Entretanto, em alguns casos é necessário invocar ambos os modelos para explicar os resultados experimentais.

Segundo o modelo do núcleo composto a reação nuclear se processa em dois estágios: (a) formação de um núcleo intermediário — núcleo composto — e (b) desintegração do núcleo composto nos produtos da reação. O estado intermediário possui uma vida média longa comparada com o tempo de trânsito da partícula incidente, constituindo-se, portanto, num sistema quântico quase estacionário.

No modelo de interação direta não há formação de um estado intermediário. Passa-se diretamente do estado inicial ao final. Ordinariamente somente são envolvidos aqueles poucos graus de liberdade necessários para descrever as ondas incidentes e emergentes.

Weisskopf (1), entretanto, sugere que uma reação nuclear é sempre iniciada por um processo de interação direta. Em lugar do processo de dois estágios proposto por Bohr, sugere que toda reação deve se desenvolver em três etapas: (a) movimento de partícula independente, (b) transição gradual para um núcleo composto, e (c) desintegração do núcleo composto. A descrição das reações em três estágios é a base das teorias de interação direta.

No presente trabalho o nosso interesse está voltado a um processo particular das interações diretas: o processo de "stripping". Isto é, uma das partículas ligadas de um par de núcleos que colidem sofre uma transição para um estado ligado do outro núcleo. Estas reações foram tratadas pela primeira vez por Oppenheimer e Phillips (2) que explicaram porque, em baixas energias, as reações (d,p) são mais prováveis que as (d,n). Trabalhos experimentais posteriores puseram em evidência certas características extremamente

interessantes destas reações. Entre estas a mais importante foi a distribuição angular. Tanto nas reações (d,p) como nas (d,n) a secção de choque diferencial é máxima nos ângulos para a frente caindo rapidamente para valores pequenos nos ângulos para trás. Estas características foram explicadas pela primeira vez por Serber (3) e posteriormente de uma maneira mais precisa por Butler (4) em 1951. A partir de então, vários desenvolvimentos foram feitos e todo êsse assunto tem sido tratado em recentes artigos de revisão e livros (5, 6, 7, 8, 9), dedicados exclusivamente aos processos de "stripping", ou tratando-os como um caso especial da "teoria das reações diretas". Basicamente a hipótese fundamental é que a reação pode ser descrita pela teoria de perturbação de primeira ordem. A simples conservação da quantidade de movimento é responsável pelo aparecimento de um máximo da secção de choque diferencial nos ângulos para frente e os detalhes da distribuição angular são determinados principalmente pela transferência do momento angular orbital, e conseqüentemente pela conservação do momento angular total e de paridade. Na forma mais simples, utilizando ondas planas, Butler mostrou que as distribuições angulares são essencialmente da forma do quadrado das funções esféricas de Bessel (10) $J_l(qR)$ de ordem l , onde l é o momento angular orbital do próton capturado numa reação (d,n) [ou do neutron numa reação (dp)], q é a quantidade de movimento do núcleo recuado, no sistema de centro de massa, R é o raio de interação que é ligeiramente maior que o raio nuclear.

Sob essa forma bastante rudimentar, esta teoria teve grande sucesso na interpretação das distribuições angulares dessas reações e, em virtude desses sucessos, a principal motivação para o estudo das reações (d,p) e (d,n), tem sido a obtenção de dados espectroscópicos dos estados residuais. Do simples aspecto qualitativo das distribuições angulares pode-se, quase diretamente, extrair informações sobre o momento angular transferido, informações estas de grande utilidade na espectroscopia nuclear.

Recentemente, o interesse precípua do estudo dessas reações tem sido desviado daquele interesse espectroscópico para o do estudo do mecanismo da reação em si. Várias questões então são levantadas sobre os resultados obtidos com o emprêgo dessas reações, especialmente na região de baixas energias (digamos, menor do que 5 MeV).

Do lado qualitativo pergunta-se se o momento angular transferido, obtido das distribuições angulares, tem sido sempre determinado corretamente. Do lado quantitativo queremos saber interpretar a secção de choque absoluta em termos da largura reduzida.

Para atacar êsse problema do lado teórico, deve-se levar em conta as modificações que ocorrem na teoria de Butler, ou aproximação de Born com ondas planas, quando se consideram as distorções. Estas certamente devem estar presentes nas ondas que representam as partículas incidentes e emergentes em face da considerável interação dessas partículas com o núcleo, devida tanto ao campo coulombiano, quanto ao campo nuclear, produzindo, como consequência, uma modificação na forma das distribuições angulares. Considerável interesse tem surgido no sentido de melhorar a teoria levando em conta as distorções das ondas — conhecida como aproximação de Born com ondas distorcidas (D. W. B. A.). — Desde o aparecimento do trabalho pioneiro com êste espírito, devido a Horowitz e Messiah (11), vários outros têm aparecido, estando entre os mais recentes o de Tobocman (12), onde a onda do deuteron incidente e a onda do nucleon emergente são distorcidas pelo campo coulombiano e pelo campo nuclear descrito por um potencial ótico adequado.

Wilkinson (13) fez a observação de que possivelmente teremos um mínimo de efeito devido às distorções, quando o valor de $|Q|$ é pequeno (< 1 MeV) e a energia dos deuterons de bombardeio não é muito grande. Seu argumento, decorre de uma consideração sobre a separação do nucleon emergente e do núcleo alvo durante o processo de “stripping”. Se a energia do deuteron incidente é pequena e o valor de Q é alto, então o nucleon emergente deve obter sua elevada quantidade de movimento da função de onda do deuteron no estado fundamental. Para que isso se torne possível, a separação próton-neutron deve ser pequena no instante do “stripping”. Entretanto, para os casos de pequeno valor de Q , teremos correspondentemente um valor pequeno da quantidade de movimento do nucleon emergente e esta pode ser facilmente obtida mesmo quando a separação neutron-próton é grande, não sendo necessário que o nucleon emergente se aproxime muito do núcleo alvo para que o “stripping” ocorra. Para valores de Q pequenos os efeitos de distorção, devidos à interação nuclear com o nucleon emergente devem ser considera-

velmente menores que nos casos de valores de Q elevados. Para energias pequenas do deuteron de bombardeio, o mínimo de efeitos de distorção deve ocorrer quando a energia do deuteron, no sistema de centro de massa, é $E_d = -2Q$, isto é, quando a quantidade de movimento do nucleon emergente é aproximadamente a metade daquela do deuteron incidente. Alternativamente poderemos dizer, usando a linguagem da teoria da dispersão (14), que deveremos esperar melhor concordância dos resultados experimentais com a teoria simples de "stripping", quando estamos próximos do pólo do mesmo, isto é, quando $q^2 = -k_c^2$, q sendo a quantidade de movimento com a qual o nucleon capturado se aproxima da superfície nuclear e ik_c o número de onda do nucleon capturado no seu estado final. Estaremos próximos do pólo (para 0°) quando $E_d = -2Q$, no caso de Q ser negativo. Para o valor de Q positivo estaremos próximos do pólo quando $E_d = Q$.

Além das considerações já feitas, devemos nos lembrar que, quando o valor absoluto de Q é pequeno, a energia de ligação do nucleon capturado também é pequena ($\epsilon_l = Q + \epsilon_d$, sendo ϵ_d a energia de ligação do deuteron ($= 2.23$ MeV)). Neste caso a função de onda do nucleon capturado possui uma longa cauda fora do núcleo, e o "stripping" pode ocorrer quando o nucleon capturado se encontra em qualquer região dessa longa cauda exponencial. Correspondentemente, o nucleon emergente estará ainda mais distanciado do núcleo alvo. Quando o valor de Q é elevado, a cauda exponencial se estende muito pouco fora do núcleo e para que o nucleon possa ser capturado ele deve se aproximar bastante da superfície nuclear. Ao mesmo tempo a distância neutron-próton é diminuída para que a partícula emergente obtenha a quantidade de movimento exigida pela energética da reação. Já encontramos na literatura exemplos, entre eles o mais convincente o apresentado por Sellschop (15) na reação $Li^7 (dp, \gamma) Li^8$, $Q = -0.192$ MeV, onde se observa excelente comportamento de "stripping" em energias tão baixas como $E_d = 1$ MeV.

Devemos observar também que as reações (d,p) e (d,n) também podem ocorrer via formação de núcleo composto (no sentido de Bohr) e estes dois mecanismos, interação direta (stripping) e formação de núcleo composto podem competir, dando origem a processos de interferência e tornando a análise dos dados experimentais mais di-

fácil. A simples análise da distribuição angular não parece ser então um critério seguro para definir o mecanismo da reação. Devido aos efeitos de distorção uma distribuição angular decorrente de um processo de interação direta pode tornar-se simétrica em torno de 90° , dando a impressão de um mecanismo de reação com formação de núcleo composto. Vice-versa, por efeito de distorção ou mistura de estados com paridades diferentes, uma distribuição angular decorrente de um processo com formação do núcleo composto pode apresentar picos, dando a impressão de interação direta. Medidas de correlação angular e polarização são critérios mais seguros para definir um mecanismo de reação. Entretanto, como ponto de partida, deve-se analisar os casos onde a probabilidade da reação (d,p) ou (d,n) com formação de núcleo composto seja mínima.

Do exposto é óbvio que, na região de pequenas energias do deuteron incidente, as reações com o valor de Q pequeno ou negativo não favorecem a formação do núcleo composto, uma vez que o "stripping" pode ocorrer a distâncias grandes — alguns fermis — da superfície do núcleo. Nessas condições a partícula emergente não se aproxima muito da superfície nuclear e, conseqüentemente, sente muito pouco os efeitos dessa interação, satisfazendo assim, uma das condições básicas das teorias mais primitivas de "stripping". Entretanto, é de se esperar, mesmo nessas condições, formação de núcleo composto e sua contribuição deve ser levada em conta. Até o momento ainda não possuímos um método satisfatório de incluir a contribuição da formação do núcleo composto à secção de choque diferencial (16). Por outro lado, pode-se aproveitar o fato de serem os efeitos devidos à formação do núcleo composto extremamente sensíveis à energia de excitação, enquanto que aqueles devido à contribuição dos processos de interação direta devem ser uma função lentamente variável com a energia de bombardeio. Tornam-se, portanto, desejáveis medidas das distribuições angulares a intervalos de energia que sejam pequenos, quando comparados com as flutuações bruscas observadas experimentalmente nas funções de excitação.

Uma conseqüência imediata dessas observações é que uma curva de excitação feita num dado ângulo, devido à interferência entre os diversos mecanismos da reação, não fornece, em geral, uma

indicação correta das intensidades relativas, nem da posição ou mesmo da existência de “níveis” no sistema composto.

Uma análise dos dados experimentais existentes, nos aponta de imediato os seguintes fatos:

- a — poucas medidas de distribuições angulares incluído ângulos grandes;
- b — raríssimas medidas da secção de choque absoluta;
- c — pouquíssimas medidas de distribuições angulares em intervalos pequenos de energia;
- d — pobreza das medidas nas reações (d,n);
- e — para um dado núcleo e intervalo de energia, a quase inexistência de medidas cobrindo todos os canais das reações iniciadas por deuterons.

Em face do exposto nos pareceu oportuno organizar um programa de pesquisa onde sejam feitas medidas que permitam responder algumas das perguntas feitas no início e preencher algumas das deficiências dos resultados experimentais existentes.

Resolvemos iniciar êsse programa com as medidas das secções de choque absolutas das reações O^{16} (d,n₀) F^{17} (e.f.) e O^{16} (d,n) F^{17*} (0.5 MeV). A escolha do alvo oxigênio deve-se ao fato do valor de Q ser negativo ($Q = -1.6$ MeV) e o O^{16} ter uma estrutura de corôa fechada, sendo, portanto, um alvo favorável às hipóteses básicas da teoria de “stripping” na forma mais simples.

Esta reação já foi estudada por vários autores (17, 18, 19) sob o ponto de vista espectroscópico. Os níveis energéticos de interesse, bem como os números quânticos dos mesmos (20), são perfeitamente conhecidos e se encontram representados na figura 1.

Ajzenberg (17) estuda o espectro e a distribuição angular dos neutrons, até um ângulo de 90° , para a energia de bombardeio de 3.08 MeV e utiliza emulsões nucleares para a detecção dos neutrons. Middleton et al. (18, 19), usando a mesma técnica determina o espectro de energia e a distribuição angular até 55° , para a energia de bombardeio de 8 MeV. Nestes trabalhos não é medida a secção de choque absoluta.

Marion et al. (21) medem o rendimento da reação para a frente (0°) desde o limiar (1.8 MeV) até 4.2 MeV e não faz medidas

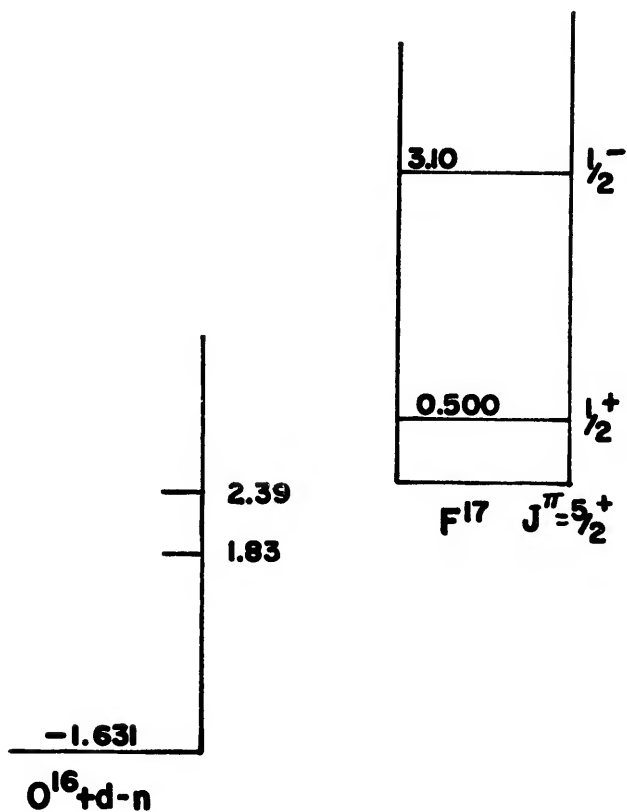


Fig. 1 — Níveis energéticos do F^{17}

de distribuições angulares. A técnica experimental que empregou, contador longo, não permitia a distinção dos vários grupos de neutrons.

Em São Paulo, em 1960, Dietzsch et al. (22), utilizando um contador longo, estudaram a reação $O^{16} (d,n) F^{17}$ (e.f.) desde o limiar até 2.4 MeV. Neste trabalho foram feitas sete distribuições angulares, bem como as medidas das secções de choque absolutas em 0° e 60° para as energias de 2.1, 2.24 e 2.31 MeV.

Com a técnica de tempo de voo para neutrons rápidos (23), onde é possível a distinção dos vários grupos de neutrons, nos foi possível realizar medidas, com grande detalhe, das reações $O^{16} (d,n_o) F^{17}$ (e.f.) e $O^{16} (d,n) F^{17*}$ no intervalo de energia de 2.0 MeV a 3.4 MeV. Foram tomadas 22 distribuições angulares dos neutrons provenientes da reação $O^{16} (d,n_o) F^{17}$ e 10 distribuições angulares na reação $O^{16} (d,n) F^{17*}$. Utilizamos um alvo gasoso permitindo assim medidas absolutas da secção de choque.

Acelerador: Os deuteron foram acelerados pelo acelerador eletrostático de 3.5 MeV da Universidade de São Paulo (24), onde foi instalado um pulsador para o feixe pré-acelerado, de desenho semelhante ao utilizado no Laboratório Nacional de Oak Ridge (25).

A tensão do acelerador é medida por um voltímetro gerador cujo sinal é, após amplificação e retificação, comparado a uma tensão de referência que pré-determina a tensão do acelerador. O sinal erro, resultante dessa comparação, é amplificado e controla a grade de um triodo corôna desenvolvido por Ashby e Hanson (26). Na utilização desse dispositivo para o controle da tensão do acelerador, uma agulha (grade do triodo corôna) é projetada a uma pequena distância para dentro do tanque de pressão do acelerador, através de um orifício na parede do mesmo e localizado à altura do terminal de alta tensão. A corrente de corôna entre a agulha e o terminal de alta tensão depende então sensivelmente da tensão de polarização daquela relativa à parede do tanque. A agulha é ligada à placa de um triodo de alta tensão, no nosso caso, uma válvula 2C53, e a aplicação do sinal erro à grade desse triodo, resulta numa mudança corretiva na corrente de carga do eletrodo de alta tensão com a conseqüente estabilização da tensão do acelerador em torno do valor pré-determinado. A figura 2 é um diagrama de blocos explicativo do controle de tensão do acelerador. Em todos os circuitos de controle foram empregadas as unidades de amplificadores operacionais da Philbrick (G. A. Philbrick Researches, Inc., Boston, E.U.A.).

Com este sistema de controle a tensão da máquina é mantida dentro de 0,5%. A estabilidade a longo prazo foi verificada repetindo-se várias vezes durante o decorrer da experiência, a medida da função de excitação em torno de 2.2 MeV onde existe uma ressonância aguda na reação $O^{16}(d,n_0)$. A comparação entre as diferentes curvas de excitação nos mostrou que a posição daquele pico manteve-se constante dentro de 0,5%.

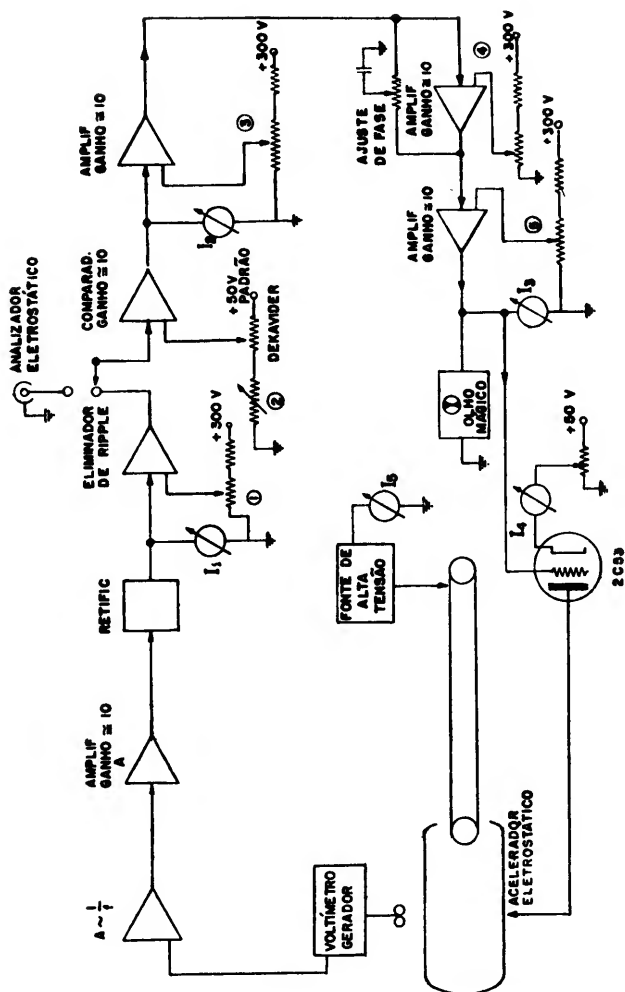


Fig. 2 — Sistema de controle do acelerador eletrostático

A escala de energia foi determinada pela medida dos limiares das reações T (p,n) He³, Be⁹ (p,n) B⁹ e O¹⁶ (d,n₀) F¹⁷ e O¹⁶ (d,n₁) F^{17*} cujos valores estão indicados na tabela abaixo:

<i>Reação</i>	<i>Valor do limiar em KeV</i>	<i>Referência</i>
T (p,n) He ³	1.020	27
Be ⁹ (p,n) B ⁹	2.060	28
O ¹⁶ (d,n ₀) F ¹⁷	1.830	29
O ¹⁶ (d,n ₁) F ^{17*}	2.393	30

O detector utilizado foi um contador longo (31) colocado próximo ao alvo e a 0° em relação à direção do feixe incidente. Para a medida do limiar da reação O¹⁶ (d,n₁) F^{17*} empregamos o método da razão das contagens (32). Foi também determinado o limiar da reação T (p,n) He³, utilizando-se o feixe de hidrogênio molecular ionizado (H₂⁺).

Determinando os limiares em termos da leitura D do potenciômetro que determina a tensão de referência com a qual é comparado o sinal do voltímetro gerador, resulta então que a escala de energia estabelecida pode ser expressa pela seguinte relação:

$$E \text{ (KeV)} = 4.192 \times D + 5.5 \quad (1)$$

Feixe: O feixe de deuterons produzido por uma fonte de rádio-freqüência é acelerado, analisado e desviado de 22° por um eletro-ímã. E' refocalizado por meio de lentes de quadripolos magnéticos de maneira a incidir no alvo, que se encontra a 10 m do eletro-ímã, com uma secção circular de cerca de 2-3 mm de diâmetro. A fig. 3 mostra a trajetória do feixe, localização do eletro-ímã, das lentes quadripolares, alvo e diafragmas para a definição da direção do feixe.

As fendas de controle são utilizadas para o controle do campo do eletro-ímã, de maneira a manter fixa a direção do feixe analisado. A pequena parte do feixe interceptado por estas fendas fornece um sinal a um amplificador diferencial balanceado cuja saída atua as grades de duas válvulas 2A3. Estas então fornecem a uma bobina auxiliar, montada no eletro-ímã, a corrente corretiva necessária para manter constante o valor já pré-determinado do campo magnético.

É importante assinalar que neste método por nós empregado, é o próprio feixe que controla o campo magnético.

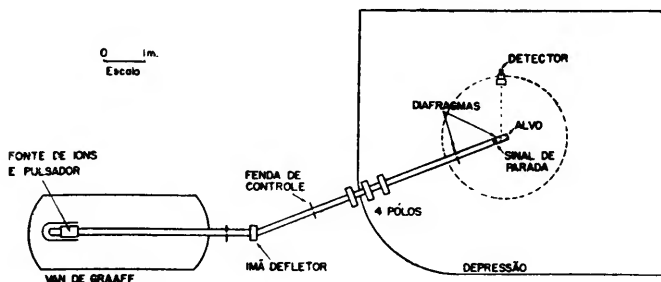


Fig. 3 — Arranjo experimental

A possibilidade de oscilação desse sistema de controle é excluída em virtude do fato do controle de energia ser muito rápido comparado com o de eletro-ímã.

Alvo: Como o interesse principal era a medida da secção de choque absoluta das reações $O^{16} (d,n_0) F^{17}$ e $O^{16} (d,n) F^{17*}$ decidiu-se pela utilização de um alvo gasoso. A fig. 4 representa o esquema de construção da câmara de alvo. O feixe penetra na câmara gasosa (O_2) através de uma fôlha delgada de níquel (Ni) cuja espessura é de 5000 angström (25 KeV para deuterons de 2 MeV). O fundo da câmara é forrado com uma chapa de tântalo (Ta) de 0.5 mm de espessura para absorver o feixe com um mínimo de produção de neutrons que não sejam os da reação $O^{16} (d,n)$. A câmara é ligada a um manômetro de tubo em U cheio de óleo para a medida da pressão do gás. Utilizou-se o Octoil S como fluido, devido a sua baixa pressão de vapor, sendo a sua densidade nas condições normais 0.9111. A altura da coluna de óleo para a pressão mais conveniente utilizada durante toda a experiência era de 30 cm e pode ser lida com a precisão de ± 1 mm. O grau de pureza do oxigênio empregado foi de 99.5% e, antes de sua introdução na câmara, atravessava um labirinto resfriado por azoto líquido, de maneira a condensar os gases mais voláteis.

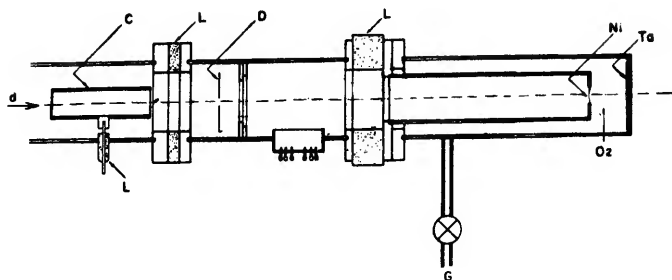


Fig. 4 — Câmara de alvo

A câmara é isolada elêtricamente do resto do sistema de vácuo pelos isolantes L e ligada ao integrador de corrente para a medida da carga total coletada. O integrador é um circuito de Higginbotham (33) modificado (34) e foi calibrado antes e depois das experiências; o valor absoluto da carga coletada por ciclo de integração é conhecido com uma precisão de 1%.

Tempo de vôo: Já tivemos ocasião de salientar a importância das medidas das distribuições angulares a pequenos intervalos de energia quando o principal objetivo da investigação é o mecanismo da reação. No caso particular das reações $X(d,n)Y$, com as técnicas experimentais disponíveis antes do desenvolvimento da técnica do tempo de vôo para a espectroscopia de neutrons rápidos (23), era impraticável a tomada de um grande número de distribuições angulares numa faixa larga de energia. Resolvemos então instalar um espectrômetro para neutrons rápidos pulsando o feixe do acelerador eletrostático de São Paulo para a medida do tempo de vôo dos neutrons. A instalação desse sistema foi grandemente facilitada pelo fato de que o acelerador foi projetado tendo em vista a modulação do feixe e o laboratório foi construído com espaço e condições de maneira a permitir trabalhos dessa natureza.

O desenvolvimento da técnica de pulsos de duração de nuli-microsegundo (10^{-9} seg = 1 ns) e o aparecimento dos contadores rápidos de cintilação permitiram a aplicação da técnica do tempo de vôo para a espectroscopia de neutrons rápidos (0.2 — 20 MeV).

A fig. 5 é uma representação do instrumento por nós utilizado. Consiste de:

- a — acelerador com feixe pulsado,
- b — analisador de tempo,
- c — detetor rápido.

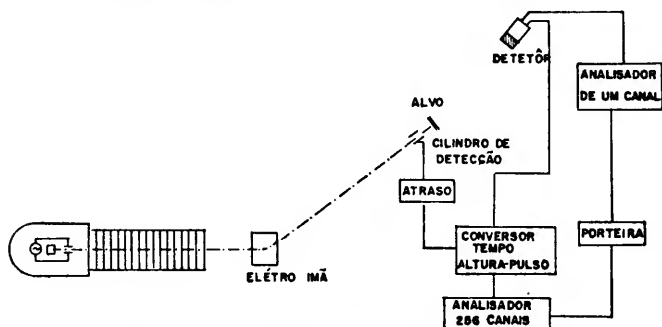


Fig. 5 — Esquema do espectrômetro de tempo de voo

O tempo de voo está relacionado com a energia do neutron e a distância de voo através de:

$$t \text{ (ns)} = \frac{72.3 L \text{ (m)}}{\sqrt{E \text{ (MeV)}}} \quad (2)$$

onde L é distância de voo.

Discutiremos a seguir, em linhas gerais, as diferentes partes do espectrômetro.

Pulsção do feixe: Existem vários métodos possíveis para a produção de feixes pulsados; por exemplo, a pulsção do plasma, agrupamento tipo klystron (bunching), interrupção periódica de feixe contínuo ou associações desses diferentes métodos. Desses métodos o mais empregado é o da interrupção periódica do feixe em que se utiliza um par de placas deflectoras às quais é aplicada uma tensão variável para que o feixe varra uma abertura. Esta interrupção pode ser feita antes ou posteriormente à aceleração das partículas. Brookhaven (35) e Oak Ridge (25) adotam o sistema de interrupção periódica

antes da aceleração, enquanto que Los Alamos (23) adota a segunda modalidade. O arranjo de Los Llamas tem a vantagem de todos os circuitos eletrônicos estarem fora do acelerador, e, portanto, serem de fácil acesso, enquanto que no outro arranjo todos os circuitos estão localizados no terminal de alta tensão que, além de espaço, requer também potência extra. Entretanto, quando fôr possível atender os requisitos d'êste último método, êste é, sem dúvida, preferível ao primeiro, pois o nível da radiação de fundo (background) entre pulsos é bem menor, constituindo, para os trabalhos experimentais com neutrons, uma enorme vantagem. Além dêsse fato, é também possível obter-se correntes de pico bastante elevadas ($\sim 1\text{mA}$) sem que a corrente média do feixe se torne demasiada para o acelerador, o que, obviamente, não é possível com a pulsação feita após a aceleração do feixe. Em São Paulo foi possível adotar o sistema de pulsação antes da aceleração e é êste método que passaremos a discutir.

A fig. 6 mostra, esquematicamente, o sistema típico da varredura consistindo de: (a) um feixe contínuo antes de ser pulsado; (b) um conjunto de placas paralelas às quais é aplicada uma tensão variável com o tempo, $V = V(t)$, para efetuar a varredura da abertura; (c) uma abertura que, na prática, é igual em tamanho ao diâmetro do feixe; (d) um sistema de ótica iônica incluindo o tubo acelerador; (e) o alvo.

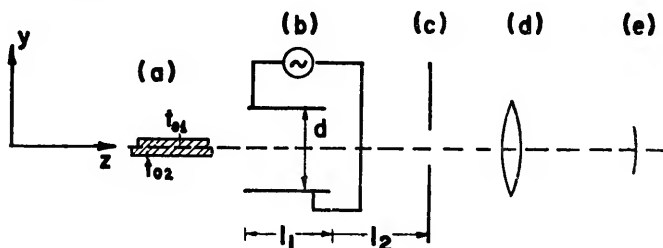


Fig. 6 — Esquema do sistema de varredura

Por simplicidade, vamos assumir um feixe de secção reta infinitesimal varrendo uma abertura de diâmetro Δy_{ant} . Definiremos a velocidade de varredura ($v.v$) pela relação:

$$v.v. = \text{velocidade de varredura} = (\Delta y_{\text{ant}}/\Delta t_0) \quad (3)$$

onde $\Delta t_0 (= t_{01} - t_{02} - \text{fig. 6})$ é a diferença entre os instantes de entrada de um grupo de partículas nas placas defletoras, inicialmente seguindo a trajetória de um raio axial, e que atingem o anteparo em posições diferentes, separadas por uma distância Δy_{ant} .

As equações de movimento dêsses íons de massa M e velocidade v_0 que penetram na região definida pelas placas defletoras, às quais é aplicada uma tensão $V = V_0 \sin wt$ e impostas as condições iniciais $t = t_0$, $dz/dt = v_0$, $y = 0$ e $dy/dt = 0$ têm como soluções (36):

$$(4) \quad a) \quad y(l_1) = \left(\frac{e V_0}{w^2 M d} \right) \{ \sin wt_0 - \sin (wt_0 + \delta_1) + \delta_1 \cos wt_0 \}$$

$$b) \quad dy(l_1)/dt = (e V_0/w M d) \{ \cos wt_0 - \cos (wt_0 + \delta_1) \}$$

onde $\delta_1 = w \tau_1$, sendo $\tau_1 (= l_1/v_0)$, o tempo de trânsito entre as placas defletoras.

A fig. 7 mostra a forma das trajetórias entre as placas defletoras para partículas com diferentes ângulos de fase na entrada (wt_0). No anteparo (fig. 6), teremos:

$$(5) \quad y_{\text{ant}} = y(l_1) + \tau_2 dy(l_1)/dt$$

onde $\tau_2 = l_2/v_0$. A equação (5) pode ser colocada sob a forma (36):

$$(6) \quad y_{\text{ant}} = (e V_0/w^2 M d) \{ B(\delta_1, k) \sin [wt_0 + \theta(\delta_1, k)] \}$$

onde $k = \delta_2/\delta_1$. A função $B(\delta_1, k)$ se encontra representada na fig. 8 na página 24.

Da equação 6 obtemos:

$$(7) \quad \left(\frac{\Delta y_{\text{ant}}}{\Delta t_0} \right) = \left(\frac{e V_0}{w^2 M d} \right) \{ B(\delta_1, k) \cos (wt_0 + \theta) \} \equiv (v.v) \times \cos (wt_0 + \theta)$$

Normalmente $y_{\text{ant}} = 0$, conseqüentemente,

$$(8) \quad a) \quad wt_0 = -\theta(\delta_1, k)$$

A duração de um pulso de íons é:

$$b) \quad \Delta t_0 = (\Delta y_{\text{ant}}/v.v)$$

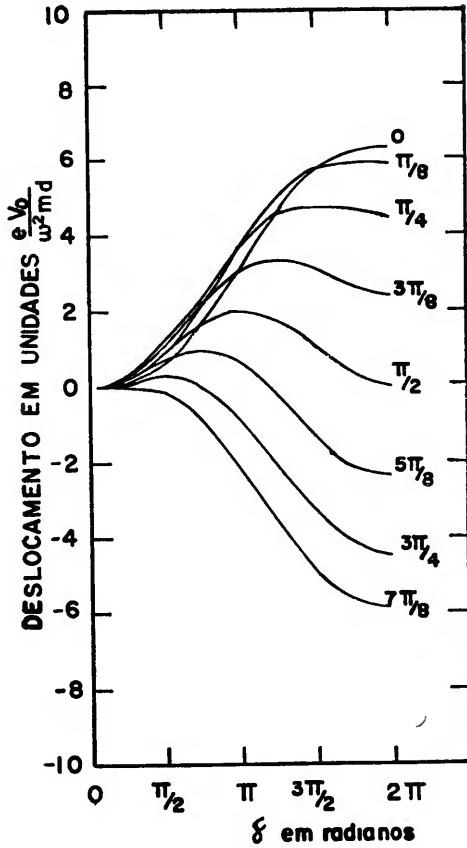


Fig. 7 — Trajetórias das partículas entre si

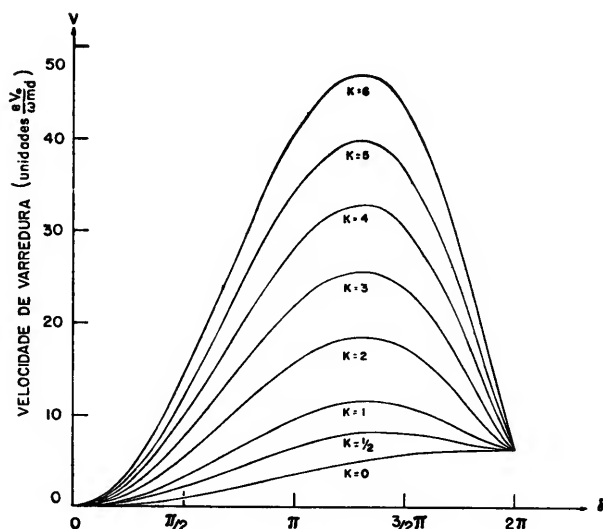


Fig. 8 — Representação da função $B(\delta, k)$

A equação (8a) determina os ângulos de fase de entrada aceitáveis para as partículas que atravessam o orifício ao qual foi imposta a condição de achar-se no eixo do feixe, isto é, $y_{ant} = 0$

Note-se também que:

- a) $y_{ant} = 0$ quando $wt_0 + \theta = 0$ e $wt_0 + \theta = \pi$, isto é, duas vezes por ciclo;
- b) y (I_1), sob a condição (a), tem dois valores diferindo somente no sinal.

Conseqüência dessa simetria é a possibilidade do aparecimento de duas imagens no alvo e cuja separação pode ser bastante grande, dependendo do aumento do sistema ótico iônico. Esta inconveniência pode ser eliminada removendo-se a simetria acima mencionada pela adição de um termo A, a $B(\delta_1, k) \times \sin(tw_0 + \theta)$ (36). Resulta que a equação (6) pode ser escrita:

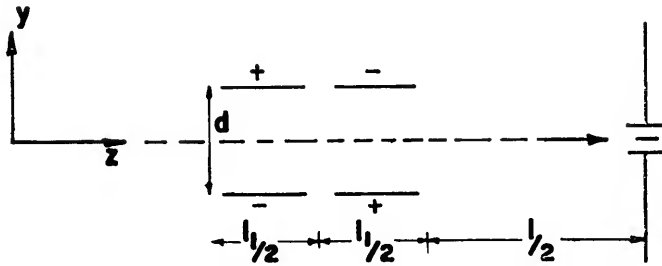
$$(9) \quad y_{ant} = \frac{e V_0}{w^2 M d} \{A(\delta_1, k, V_0, V_{de1}, V_{de2}) + B \sin(tw_0 + \theta)\}$$

A introdução de A pode ser realizada fisicamente dividindo-se as placas defletoras (fig. 9) e aplicando a cada par delas polarizações D. C. (V_{dc1} , V_{dc2}) (36); a condição $y_{ant} = 0$ pode ainda ser satisfeita com um valor de dy/dt arbitrário. Em particular, é sempre possível encontrar-se um valor para a relação V_{dc}/V_0 tal que o feixe contínuo de partículas entrando axialmente no sistema pulsador, dê lugar a pulsos de partículas que ainda conservam a direção axial. Nessa situação o feixe de retorno na varredura não pode mais satisfazer essa condição e é eliminado. A fig. 9 é um esquema das placas defletoras como as empregamos. A fig. 10 mostra o conjunto completo da fonte de íons, a lente unipotencial (einzellens) usada para a focalização do feixe no diafragma de saída e a montagem das placas defletoras. As dimensões principais do pulsador estão indicadas no esquema da fig. 9. A rádio-freqüência aplicada nas placas defletoras é de 5 Mc e a tensão de pico pode ser variada continuamente (de 0 a 2.5 kV) da sala de controle do acelerador. A tensão DC de polarização (0 — 1 kV) também pode ser ajustada da sala de controle. Estes dois controles permitem o ajuste da duração do pulso e a eliminação da segunda imagem. A tensão de extração da fonte de íons é de 2 kV e a voltagem variável (0 — 30 kV) aplicada à lente unipotencial também pode ser ajustada da sala de controle para as condições ótimas de foco.

Analizador de Tempo:

Nas medidas de tempo de voo o resultado que se pretende é a freqüência de distribuição dos intervalos de tempo correspondentes aos neutrons de diferentes energias. O problema básico é, portanto, o da medida desses intervalos de tempo, que para neutrons rápidos está na região de milimicrosegundos. Por exemplo, para neutrons de 1 MeV o tempo de voo é de 72.3 ns por metro (veja fórmula (2)).

Vários métodos são utilizados para a medida de intervalos de tempo da ordem de grandeza do que mencionamos. Citaremos o cronotron (37), o venier de r.f. (38, 39) e os conversores de tempo em amplitude de pulsos (40, 41, 42). Este último método é o que adotamos devido a sua simplicidade. Basicamente, a conversão é feita carregando-se um pequeno capacitor linearmente durante o intervalo



$$l_1 = 16 \text{ mm} \quad d = 8 \text{ mm}$$

$$l_2 = 9 \text{ mm} \quad \Delta y_{\text{ent.}} = 2 \text{ mm}$$

Fig. 9 — Esquema do sistema de varredura com as placas divididas

TERMINAL PULSER

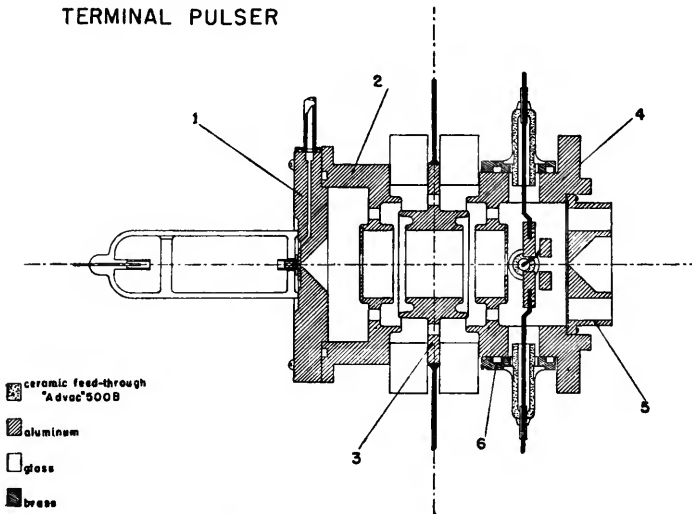


Fig. 10 — Pulsador

de tempo a ser medido. A tensão máxima que o capacitor adquire pode então ser medida utilizando-se um analisador convencional de amplitude de pulsos.

O pequeno intervalo de tempo é então limitado por um pulso de “partida” e um pulso de “parada”. Um destes sinais provém de um detector de radiações, enquanto que o outro é fornecido por um “relógio” que é um gerador de sinal periódico sincronizado em fase com os pulsos de partículas provenientes do acelerador. Convém observar que a escolha do período do relógio deve satisfazer a condição de ser maior do que o tempo de vôo do neutron de menor energia a ser observado.

O conversor que usamos foi o desenhado por Weber et al. (42) e convém aqui recordarmos algumas das características mais importantes desse circuito. O sinal de partida, vindo do detector de radiação põe em operação um discriminador rápido. O discriminador forma um pulso cuja duração é determinada pelo comprimento de uma linha de atraso. Este deve ser ajustado para ser igual ou maior do que o intervalo de tempo máximo a ser medido, que é igual ao período do relógio e que no nosso caso é de 200 ns (5 Mc). O sinal gerado pelo discriminador coloca uma válvula em regime de condução e sua corrente de anodo é integrada por um pequeno capacitor. O primeiro pulso do relógio, após o de partida, corta a válvula terminando o processo de integração. O resultado, é um sinal cuja amplitude é proporcional ao intervalo de tempo entre a frente do pulso de partida e o pulso seguinte do relógio. Para maiores detalhes do circuito veja-se o trabalho original de Weber et al. (42).

Partida e Parada do Analisador de tempo:

Como já dissemos, o problema é a medida do intervalo de tempo decorrido entre o instante da produção de um neutron num ponto “a” e o instante de sua detecção por um detector localizado no ponto “b”. Os sinais de parada e partida é que definem estes dois “instantes” limitando o intervalo de tempo. E’ fundamental para uma resolução elevada (p. ex. 10 ns) do espectrômetro, que estes “instantes” sejam definidos com a menor dispersão possível.

Inicialmente, tratemos do problema da obtenção do sinal de parada que deve ser altamente sincronizado em fase com os pulsos de

partículas que produzem os neutrons por bombardeio do alvo. No sistema que adotamos, este sinal é gerado pelo próprio feixe pulsado ao atravessar ao longo do eixo, um cilindro metálico (cilindro de detecção), isolado, de 1.6 cm de diâmetro e 6 cm de comprimento e localizado próximo ao alvo (figs. 3 e 4). Os pulsos de tensão, gerados no cilindro pelo feixe pulsado, são enviados à grade de um seguidor de anôdo colocado na vizinhança imediata do cilindro. O circuito de grade do seguidor de anôdo é um circuito oscilante sintonizado para 5 Mc. A resistência de carga do anôdo é de 200Ω para o casamento com o cabo coaxial (cuja impedância característica é de 200Ω) que leva o sinal para ser amplificado por um amplificador de r.f. O seguidor de anôdo, sem o sinal do feixe, se encontra em condições de quase oscilação livre. Desta maneira transformamos os pulsos de tensão produzidos pelo feixe num sinal de r.f. de mesma frequência do oscilador usado para efetuar a varredura no terminal de alta tensão, isto é, 5 Mc. Consegue-se, dessa maneira, manter com alta precisão o sincronismo em fase entre os dois osciladores.

O sinal do seguidor de anôdo é posteriormente amplificado por um amplificador de r.f. sintonizado para 5 Mc. contendo um circuito para deslocar a fase variável de $0 - 360^\circ$. O ganho desse amplificador, incluindo a perda no deslocador de fase, é de 10^5 . Este ganho elevado é necessário, para saturar a saída do amplificador tornando a amplitude desse sinal independente das flutuações da intensidade do feixe. O amplificador de r.f. que utilizamos é semelhante ao utilizado por Lewis et al. (43) e o sistema opera satisfatoriamente mesmo para correntes de pico de alguns microampères. Por exemplo, uma corrente média de $0.2\mu A$ consistindo de grupos de partículas de duração de 5 ns com repetição de 5 Mc, correspondendo a uma corrente de pico de $8\mu A$, é suficiente para operar satisfatoriamente o sistema.

O sinal de saída do amplificador de r.f. é introduzido num amplificador de dois estágios que antes o torna retangular e depois o diferencia resultando num pulso de $0.03\mu\text{seg}$ de duração e 20 V de amplitude (42). É este o impulso de parada que é injetado no conversor de tempo em amplitude. A fig. 11 representa em blocos todo o sistema eletrônico do espectrômetro.

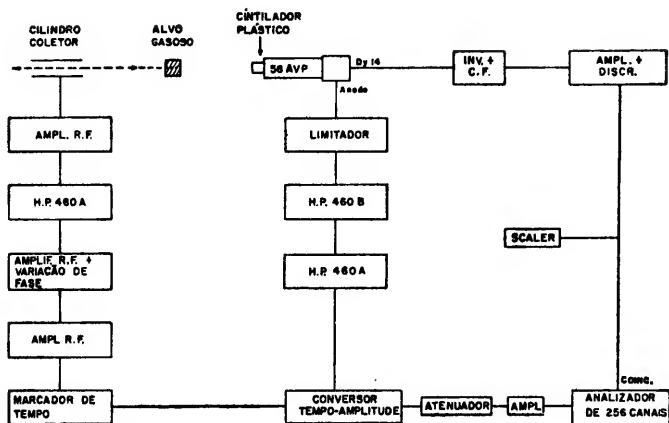


Fig. 11 — Sistema eletrônico do espectrômetro de tempo de voo

O sinal de partida é fornecido pelo detector de neutron e deveremos discutir quais as condições para que exista um mínimo de dispersão entre o instante da entrada do neutron no detector e a saída do pulso eletrônico. Além deste problema da precisão na definição do tempo, outros fatores, como a eficiência, sensibilidade à radiação de fundo e tempo morto mínimo, são também importantes na escolha do tipo mais adequado de detector. Levando-se em consideração todos esses problemas, o detector mais conveniente é o cintilador orgânico associado a uma fotomultiplicadora. Discutiremos a seguir as características desse cintilador.

Na colisão de um neutron rápido incidente no cintilador com um dos núcleos (principalmente hidrogênio) que constituem o cintilador, uma partícula carregada é colocada em movimento e a partir desse instante os processos físicos que conduzem à formação de um pulso-observável podem ser divididos em quatro partes:

- 1 — freamento da partícula carregada com a conseqüente atenuação do cintilador,
- 2 — flutuações estatísticas devidas a desintegrações dos estados óticamente ativos do cintilador,

3 — coleção da luz,

4 — formação da avalanche de eletrons.

Para prótons com energias entre 1 MeV e 30 MeV o tempo de freamento num plástico pode ser avaliado (44) entre 10^{-14} e 10^{-11} seg., tempo êsse desprezível em face dos fatôres que contribuem para a dispersão do tempo no sinal de saída do contador.

Post e Schiff (45) estudaram o problema das flutuações estatísticas no tempo devidas ao valor finito da constante de desintegração do cintilador. Assumindo que a fotomultiplicadora multiplica os foto-eletrons primários sem introduzir dispersão no tempo aquêles autores calculam, para um cintilador com constante de desintegração λ , o tempo de atraso médio para o aparecimento do q-gésimo foto-eletron e que é dado pela expressão:

$$(10a) \quad \langle t_q \rangle \cong (q/R \lambda) \{1 + (q + 1/R) + \dots\}, R \gg 1$$

onde $R (= \mu N)$ onde N é o número de átomos excitados do cintilador e μ a eficiência de conversão foto-elétrica) é o número médio de foto-eletrons. A variância no tempo médio de atraso é então dada pela equação:

$$(10b) \quad v = (\langle t_q^2 \rangle - \langle t_q \rangle^2)^{1/2} = \frac{q^{1/2}}{R \lambda} \left\{ 1 + \frac{2(q + 1)}{R} + \dots \right\}^{1/2}$$

A equação (10b) expressa o limite natural na precisão das medidas de tempo com cintiladores. Nota-se que o tempo de incerteza é inversamente proporcional a R e proporcional a vida média, $1/\lambda$, do detector e diretamente proporcional a q . Isto significa, que se deve empregar cintiladores cuja constante de desintegração da fluorescência é muito elevada e fotomultiplicadores com grande eficiência de conversão foto-elétrica e alto ganho. Para uma discussão completa dêsses problemas consulte-se Baldinger e Franzen (46) e Lewis e Wells (47).

Com relação ao tempo de coleção da luz produzida pelo cintilador, em geral, é desprezível a dispersão no tempo devida a êsse fator. Pode, entretanto, tornar-se apreciável se forem utilizados detectores de grandes dimensões ou guias de luz. Para o detector utilizado esta dispersão é menor de 10^{-10} seg.

Quanto à dispersão no tempo de trânsito, este varia conforme o tipo de fotomultiplicadora empregada. Estas flutuações são devidas às diferenças nos tempos de trânsito na multiplicadora, para pulsos que se originam nas diferentes partes do foto cátodo. Valores típicos de tempos de trânsito são da ordem de 10-50 ns, e as flutuações no tempo de trânsito são da ordem de 5% a 20% deste. Para a fotomultiplicadora que utilizamos, uma 56 AVP, distribuída pela Philips, o desvio médio quadrático do tempo total de trânsito é de 0.8 ns (informação do fabricante).

O detector utilizado é um cintilador plástico NE 102 — fabricado pela Nuclear Enterprise Ltd., Winnipeg, Canadá — de forma cilíndrica com 40 mm de diâmetro por 40 mm de altura. A constante do tempo (λ) do cintilador é de $2.5 \times 10^8 \text{ seg}^{-1}$ e é ópticamente acoplado a uma fotomultiplicadora de 14 estágios, modelo 56 AVP. Além da vantagem, que já mencionamos, da pequena dispersão do tempo de trânsito, esta fotomultiplicadora reúne outras, como: alto ganho (10^8), alta sensibilidade do fotocátodo ($8 \times 10^{-2} \mu\text{A} / \mu\text{W}$ para comprimento de onda de 4.200 angström) e baixa corrente de obscuridade (700 nA para uma tensão de 2500 V). Da eq. (10b) é evidente que as flutuações no tempo inerentes ao aparecimento do pulso de saída de um contador de cintilação são mínimas se forem utilizados na formação daquele pulso somente um pequeno número dos primeiros foto-eletrons criados. Em outras palavras, é a parte inicial do sinal do detector que é sujeita a menores incertezas de natureza estatística. Uma maneira de atingir tal objetivo é o emprêgo de um circuito limitador, isto é, limitar a altura dos pulsos da fotomultiplicadora. Isto consegue-se facilmente guiando-se a grade de uma válvula de alta transcondutância (p. ex. um pentôdo) para a região de corte. Contudo, trabalhando a válvula muito próxima do corte, no intuito de se conseguir limitação para pequenas amplitudes, a sua transcondutância torna-se, pequena e o resultado é uma saída de pequena amplitude. Como compromisso, para manter-se a amplitude de saída num nível conveniente, usualmente cortam-se os pulsos da fotomultiplicadora em 1 ou 2 volts (48).

Nosso limitador utiliza uma válvula E — 180F em regime de condução com uma corrente de placa de 15 mA. A resistência de carga na placa é de 200 Ω de maneira a casar com a impedância ca-

racterística do cabo que leva êste sinal aos demais circuitos. Nestas condições, a válvula pode ser cortada pela aplicação de um pulso de 1.5 volts na grade, produzindo no anôdo um pulso positivo de 3 volts. A fig. 12 mostra a forma dos pulsos no anôdo da fotomulti-

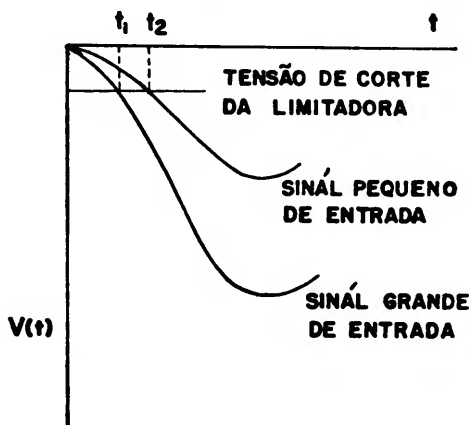


Fig. 12 — Efeito da limitadora no pulso da fotomultiplicadora

plicadora sendo óbvio como um limitador (ou em geral, qualquer discriminador) torna o sinal para a marca do tempo dependente da amplitude do pulso. Os sinais foram traçados como se não ocorressem incertezas estatísticas, que já discutimos, nas suas formas. As incertezas do tempo dependentes da amplitude podem ser eliminadas de várias maneiras, a mais comum é o sistema "rápido-lento". Neste sistema, um sinal (lento) é extraído de um dos dinôdos da fotomultiplicadora. A amplitude é selecionada por um analisador de amplitudes de um canal e a saída dêste analisador controla uma porteira para a passagem do sinal rápido. A desvantagem dêste sistema é que para a eliminação do efeito de amplitude, a eficiência do detector é drasticamente reduzida. Na fig. 11 está ilustrado o sistema como o empregamos. Entretanto, para não reduzirmos excessivamente a eficiência do detector, o discriminador no ramal lento aceitava todos os pulsos com amplitudes maiores que a de um dado valor. O efeito dessa descriminação é o de tornar o sistema de detecção insensível a

neutrons com energias abaixo a de um dado valor E_b , determinado pela polarização do discriminador.

Resolução do espectrômetro de tempo de voo:

Discutimos até agora, independentemente, os diversos fatores que afetam a resolução final de um espectrômetro de neutrons. O poder resolutivo do espectrômetro é definido pela relação:

$$(11) \quad \delta = \Delta E/E$$

onde E é a energia dos neutrons incidentes (monoenergéticos) e ΔE é a largura da linha na meia altura. Os fatores que limitam o poder resolutivo incluem a duração finita do pulso de neutrons, a resolução em tempo do detector, etc. Se não existir correlação entre as diferentes incertezas até agora mencionadas, na determinação da resultante das larguras parciais para o cálculo do poder resolutivo do espectrômetro pode-se usar, sem erro apreciável, a forma quadrática:

$$(12) \quad \delta = \sqrt{\delta_1^2}$$

O poder resolutivo é essencialmente determinado pela resolução Δt no tempo e ΔL na distância de voo. Além disso, a precisão dos resultados finais de um espectro de neutrons depende também da dispersão de energia do feixe de partículas carregadas, da espessura do alvo usado como fonte de neutrons, e da dispersão no ângulo de emissão dos neutrons relativo à direção do feixe de partículas carregadas.

Como a energia de um neutron está relacionada com o tempo e distância de voo pela relação:

$$(13) \quad E = 1/2 M (L/t)^2$$

segue-se que, a incerteza relativa na determinação da energia será duas vezes maior do que as incertezas relativas no tempo ou distância, isto é:

$$(14) \quad \delta_t = 2 (\Delta t/t); \delta_l = 2 (\Delta L/L)$$

As diversas causas que determinam a dispersão no tempo já foram discutidas. Entretanto, para maior clareza estes fatores estão enumerados para neutrons de 1 MeV, na tabela abaixo:

TABELA I

causa da dispersão	Δt_i (ns)
largura do pulso de partícula	6 ns
espessura do alvo	1.5 ns
espessura do cintilador	2.8 ns
fotomultiplicadora (56 AVP)	1 ns
analisador de tempo	1 ns
Δt	7 ns

Se desprezarmos a incerteza na distância de voo, a resolução do espectrômetro é dada pela expressão:

$$(15) \quad \delta(\%) = (2.8 \sqrt{E \text{ (MeV)}}) \cdot \Delta t \text{ (ns)} / L \text{ (m)}$$

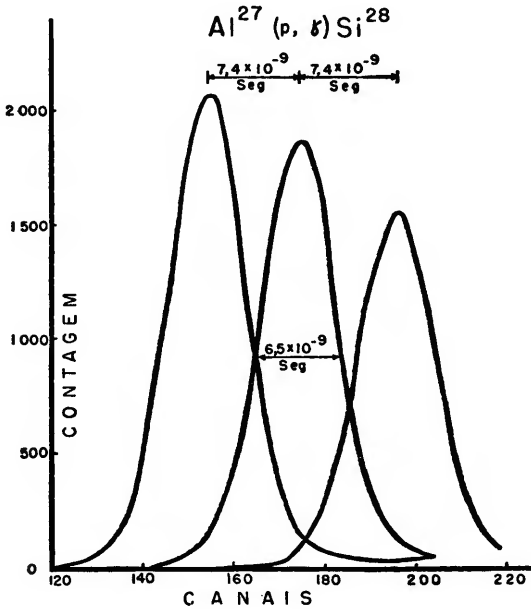


Fig. 13 — Reação $\text{Al}^{27}(\text{p}\gamma)$

Note-se que a resolução depende da energia. Por outro lado, a perda de resolução com o aumento da energia pode ser compensada aumentando-se a distância d vôo.

Δt pode ser determinada experimentalmente pela medida da largura do pico dos raios gama provenientes de uma reação. A fig. 13 mostra o resultado dessa medida onde utilizou-se a reação $\text{Al}^{27}(\text{p}, \gamma)\text{Si}^{28}$ como fonte de radiação gama. O deslocamento do pico foi realizado por meio de atrasos artificiais com a introdução ou retirada de um cabo de comprimento bem conhecido equivalente a 7.4 ns. O pico à direita do central corresponde à retirada de um cabo de 7.4 ns de comprimento do ramal do sinal de partida e o da esquerda à introdução deste mesmo cabo no ramal de parada.

A fig. 14 nos mostra um espectro típico dos neutrons obtido com o espectrômetro de São Paulo e provenientes da reação $\text{O}^{16}(\text{d}, \text{n})\text{F}^{17}$, observando-se também os grupos de neutrons provenientes das reações $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{n})$ e $\text{D}(\text{d}, \text{n})$.

Eficiência do Espectrômetro

A eficiência de um espectrômetro de neutrons é definida pela relação:

$$(16) \quad \eta = \epsilon \Omega_{\text{ef}}$$

onde ϵ é a eficiência do contador de cintilação e Ω_{ef} o ângulo sólido efetivo subtendido pelo contador.

Eficiência do contador

O cintilador é um plástico NE-102 de forma cilíndrica com um raio $R = 20\text{mm}$ e uma altura $a = 40\text{ mm}$. Para esse cintilador o número de átomos de hidrogênio por cm. barn é $n_{\text{h}} = 0.054$ e o de carbono $n_{\text{c}} = 0.048$. A eficiência pode então ser calculada conhecendo-se a secção de choque para espalhamento elástico neutron-próton, σ_{h} , e para o espalhamento elástico neutron-carbono, σ_{c} (espalhamento inelástico e reação no carbono não precisam ser considerados para neutrons com energia menor do que 10 MeV).

Irradiando-se o cintilador com neutrons monoenergéticos incidentes axialmente, a probabilidade relativa de um neutron interagir com o hidrogênio é:

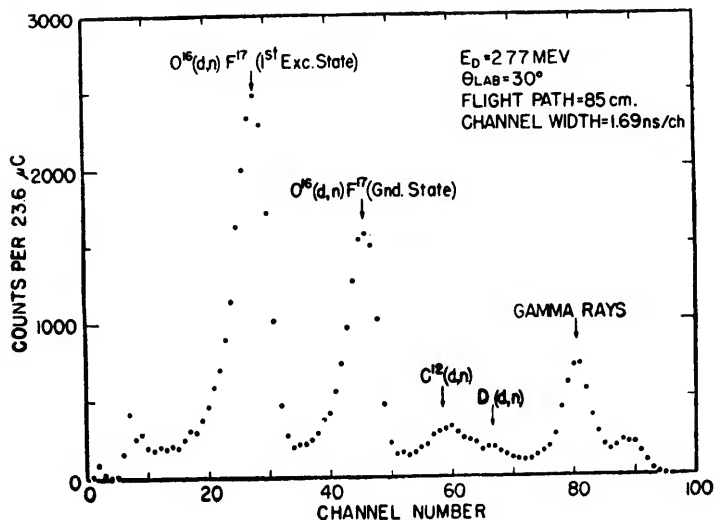


Fig. 14 — Espetro típico de neutrons devidos à reação $O^{16}(d,n)$

$$(17) \quad \alpha = \frac{n_h \sigma_h}{n_h \sigma_h + n_e \sigma_e} = 1 - \frac{\sigma_e}{\sigma_t} \text{ onde } \sigma_t = \left(\frac{n_h}{n_e} \right) \sigma_h + \sigma_e$$

e a probabilidade de um neutron incidente interagir no cintilador é:

$$(18) \quad 1 - \exp \{ - (n_h \sigma_h + n_e \sigma_e) a \} = 1 - \exp (- n_e \sigma_t a)$$

A probabilidade para que a colisão inicial de um neutron incidente no cintilador seja com um próton, será então:

$$(19) \quad p_1 = \alpha \{ 1 - \exp (- n_e \sigma_t a) \}$$

Alguns neutrons sofrem antes um espalhamento pelo carbono e, subsequentemente, interagem com o hidrogênio. Chamando de p_2 a pro-

babilidade de um neutron sofrer uma interação com o hidrogênio, após ter sido espalhado pelo carbono, e lembrando que a probabilidade relativa para que a primeira interação seja com um átomo de carbono é $1 - \alpha$, a eficiência do contador será para por:

$$(20) \quad p_1 \{1 + p_2 (1 - \alpha) + p_2^2 (1 - \alpha)^2 + \dots\} = p_1 / (1 - (1 - \alpha)p_2)$$

Assumindo-se que: (a) é desprezível a atenuação dos neutrons que atravessam o cintilador, (b) o espalhamento pelo carbono é isotrópico e (c) que o neutron após o espalhamento pelo carbono "enxerga" um cintilador esférico de mesmo volume do que o cilindro, então p_2 é dado pela expressão (49):

$$(21) \quad p_2 = 1 - \frac{3}{2x} \left(1 - \frac{2}{x^2}\right) - \frac{3}{x^2} e^{-x} \left(1 + \frac{1}{x}\right)$$

onde $x = 2 R n_c \sigma_t$. Em particular, para o detector utilizado $x = 0.21 \sigma_t$ e $\sigma_t = 1.105 \sigma_h + \sigma_c$.

Entretanto, é importante notar que a eficiência dada pela eq. (20) é válida somente quando fôr possível o registro de todos os prótons de recuo, i. é, desde aqueles com energia zero até os de energia máxima (igual à do neutron incidente). Para isso é necessário que o circuito limitador e o discriminador no canal lento (veja pg.) tenham sensibilidade infinita o que não é aconselhável mesmo se possível, devido aos sinais de ruído do sistema. Portanto, a polarização do discriminador no sistema lento determina qual a energia mínima (limiar) dos neutrons que podem ser detectados pelo sistema.

Se E_0 é a energia dos neutrons incidentes, e como até 10 MeV a distribuição angular no espalhamento neutron-próton é isotrópica no sistema do centro de massa, então, o número de prótons com energias entre E_p e $E_p + dE_p$ é:

$$(22) \quad N(E_p) dE_p = \begin{cases} N_1 (dE/E_0) & \text{para } E < E_0 \\ 0 & \text{para } E > E_0 \end{cases}$$

onde N_1 é o número de neutrons com energia E_0 , detectados. O número de prótons com energia maior que um mínimo B será:

$$(23) \quad N(E_p > B) = N_1 (1 - B/E_0)$$

Nessas condições a eficiência do contador, eq. (20), torna-se

$$(24) \quad \epsilon = \frac{p_1}{1 - (1 - \alpha) p_2} \left(1 - \frac{B}{E_0} \right)$$

Deve-se observar que se o limiar é conhecido em unidades de energia do neutron, ou vice-versa, a eq. (24) nos dá não sòmente a dependência da eficiência com a energia, bem como o seu valor absoluto. Para a calibração da escala do discriminador de amplitude (canal lento) em unidades de energia, é suficiente a medida do espectro dos pulsos do contador quando êste é irradiado por neutrons monoenergéticos. Em outras palavras, basta determinar o espectro integral para um feixe monoenergético de neutrons e extrapolar a reta que representa êsse espectro para que corte o eixo das abcissas. Desta maneira determina-se E_0 em têrmos da leitura na escala do discriminador de amplitude. Obtém-se então uma curva que representa a leitura da escala do discriminador de amplitude em função da energia de limiar do contador. Utilizando-se a eq. (24), pode-se calcular a eficiência do contador, onde B e E_0 são expressos nas mesmas unidades. Para essa calibração usamos os neutrons provenientes da reação $T(p, n) He^3$, bombardeando com prótons um alvo de trítio-zircônio. A rigor ocorrem distorsões no espectro de prótons devido: (a) resposta não linear do cintilador, (b) flutuações estatísticas e (d) efeitos da dimensão finita do cintilador. Para a região de energia em que trabalhamos o efeito devido a essas distorsões é desprezível. Para uma discussão completa sôbre a distorsão no espectro de prótons, veja-se Schwartz e Owen (50).

A fig. 15 nos mostra a curva de eficiência do detector para o valor da polarização utilizada no discriminador durante tòda a experiência. O limiar corresponde a neutrons com energia de 60 keV, ou para raios-gama 8 keV. A estabilidade do limiar foi verificada diàriamente com uma fonte de gamas Na^{22} (0.511 MeV), usando-se um atenuador no amplificador.

O detector foi usado, nessas condições, sòmente para neutrons com energia $E > 300$ keV para evitar a região onde a eficiência varia muito ràpidamente com a energia.

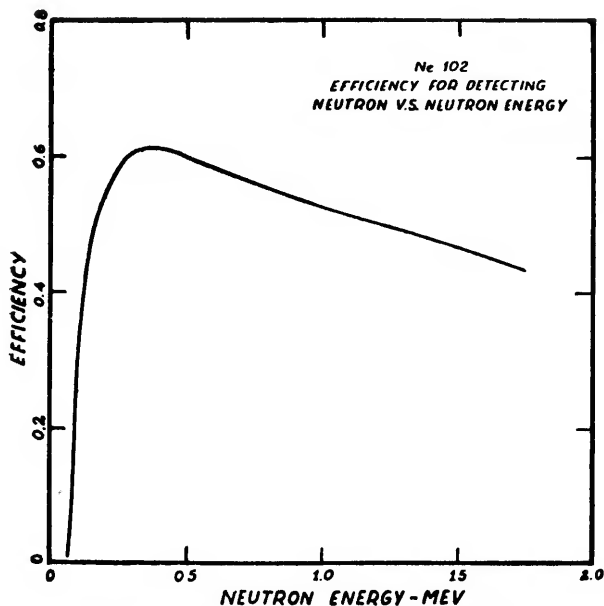


Fig. 15 — Cursa de eficiência do detetor de neutrons

Ângulo Sólido:

O cintilador, como o utilizamos, era completamente envolvido por chumbo, como o indica a fig. 16, para reduzir as contagens devidas à radiação gama. Nessas condições, o ângulo sólido efetivo

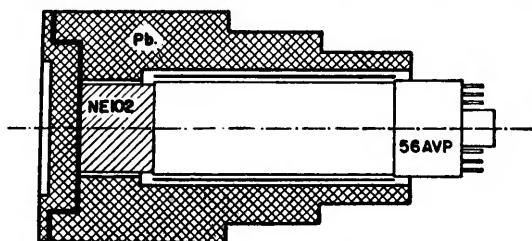


Fig. 16 — Cintilador com a proteção de chumbo

não é mais igual ao ângulo sólido subtendido pelo cintilador, i. é, a secção reta do cilindro plástico dividido pelo quadrado da distância do contador ao alvo. Isto porque parte dos neutrons rápidos incidentes no chumbo são espalhados para o interior e detectados no cintilador, tudo se passando, portanto, como se a área efetiva do cintilador fôsse maior que a real. O ângulo sólido efetivo foi então determinado experimentalmente da seguinte maneira: Utilizando-se como fonte de neutrons a reação $T(p,n) He^3$ para obter-se um mínimo de radiação gama de fundo, inicialmente observou-se o número de contagens no contador com e sem a placa de chumbo colocado em frente ao cintilador, as demais condições permanecendo inalteradas. Verificou-se então que não havia modificação nas contagens. Sem esta placa dianteira determinam-se as contagens com e sem o cilindro de chumbo utilizado em volta do cintilador e com os demais parâmetros inalterados. Observou-se, então, que o número de contagens com chumbo era maior do que sem chumbo e a razão era 1,35, i. é, 35% mais elevada com o chumbo do que as sem chumbo. Portanto, para as nossas condições experimentais:

$$(25) \quad \Omega_{ef} = 1.35\Omega_0$$

onde Ω_0 é o ângulo sólido do cintilador sem chumbo.

Processamento dos dados:

Como já dissemos no início, o objetivo é a medida das secções de choque absolutas das reações $O^{16}(d,n_0) F^{17}$ (e.f.) $O^{16}(d,n) F^{17*}$ (0.5 MeV). A secção de choque diferencial média, média esta feita no ângulo sólido Ω_{ef} , é definida por:

$$(26) \quad \langle d\sigma/dw \rangle_{lab} = Y/I_0 n \Omega_{ef}$$

onde: Y é o rendimento (yield) da reação, i. é, no caso particular das reações em questão, o número de neutrons n_0 (n_1) produzido durante o tempo de integração, no ângulo sólido Ω_{ef} ; I_0 é o número de partículas (deuterons) incidentes no alvo durante o tempo de integração do mesmo; n é o número de núcleos por centímetro quadrado do alvo, i. é, o número de núcleos de oxigênio por centímetro quadrado; Ω_{ef} é o ângulo sólido efetivo do sistema de detecção como foi definido na página 40, i. é, $\Omega_{ef} = 1.35 \times \Omega_0$ onde Ω_0 é

o ângulo sólido subtendido pelo cintilador sem a blindagem de chumbo.

A determinação da secção de choque absoluta incorre na determinação precisa de todos esses parâmetros.

Determinação de Y:

Tirado um espectro dos neutrons (veja fig. 14) a intensidade de cada grupo de neutrons, como registrada pelo detector, é dada pela área sob o pico correspondente ao grupo, feita a subtração da radiação de fundo. Esta pode ser de dois tipos: (a) radiação de fundo distribuída ao acaso no tempo, i. é, sem correlação no tempo e (b) correlacionada no tempo. No caso (a), uma parte é independente do feixe e outra parte é associada ao feixe, i. é, sua intensidade é proporcional à do feixe. No caso (b), toda a radiação de fundo é associada ao feixe e resulta da colisão de parte do feixe com diafragmas e colimadores que definem a direção do mesmo.

No primeiro caso, como a radiação de fundo não é correlacionada no tempo, seu espectro é constante e a determinação da contribuição dessa radiação é imediata. No segundo caso é necessário uma análise judiciosa para cada situação.

Nas medidas que efetuamos, a grande maioria dos casos se enquadravam no caso (a). Os poucos casos restantes, tipo (b), foram individualmente analisados para julgar qual a contribuição da radiação de fundo.

Determinado o número de neutrons de um dado grupo e registrado pelo detector, o rendimento Y correspondente é obtido dividindo-se aquele número pela eficiência do detector. Esta já foi discutida (veja pg. 35) e a fig. 115 nos mostra a curva de eficiência em função da energia do neutron para o detector que utilizamos.

Determinação do número de partículas incidentes, por ciclo de integração:

Esta determinação foi feita medindo-se a carga total depositada pelo feixe num capacitor, durante o ciclo de integração. Neste circuito possuímos dois capacitores de alta qualidade e a integração pode ser efetuada com qualquer um deles. Um possui uma capacidade de $0.25\mu\text{fd.}$ e o outro $1.00\mu\text{fd.}$ Foi feita uma determinação

da carga total, para cada um dos capacitores por ciclo de integração. Com esta calibração fica imediatamente determinado o número de deuterons por ciclo de integração e para cada um dos condensadores. A maioria dos dados foram tomados com o condensador de $0.25\mu\text{fd}$, entretanto, alguns foram tomados com o condensador de $1.00\mu\text{fd}$. Para facilitar, todos os dados foram depois normalizados para a integração feita com o condensador de $0.25\mu\text{fd}$. Para este, um ciclo de integração corresponde a 1.48×10^{14} deuterons.

Núcleos de oxigênio por centímetro quadrado:

Nas condições normais de temperatura e pressão o número de núcleos de oxigênio por cm^3 é dado por:

$$\{2 \times A / (22.4 \times 10^3)\} \frac{1}{T_0 P_0} = \text{número de núcleos / cm}^3$$

onde A é o número de Avogrado.

O número de núcleos por centímetro quadrado será:

$$\{2 \times A \times l / (22.4 \times 10^3)\} \frac{1}{T_0 P_0}$$

onde l é a profundidade da câmara de alvo que é de 2.5 cm.

Para uma pressão P e temperatura T, este número será dado por

$$\left(\frac{2 \times A \times l}{22.4 \times 10^3} \right) \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right) \cdot \frac{P}{P_0}$$

tomando-se: temperatura média igual a 27°C , densidade do octoil usado no menômetro para a medida da pressão do gás igual a 0.91, densidade do mercúrio igual a 13.5, profundidade da câmara $l = 2.50 \text{ cm}$

então:

$$(27) \quad \frac{\text{número de núcleos de oxigênio}}{\text{cm}^2} = 10.28 \times 10^{16} \times P \text{ (cm)}$$

onde P (cm) é a pressão em centímetro lida no manômetro de óleo.

Ângulo Sólido Efetivo:

Sendo r o raio do cilindro plástico usado com cintilador e L_0 a distância de vôo então:

$$\Omega_0 = \pi r^2 / L_0^2$$

e:

$$(28) \quad \Omega_{\text{ef}} = 1.35 \Omega_0 = 2.28 \times 10^{-3} \text{ ster radiano}$$

com $r = 2 \text{ cm}$ e $L_0 = 85.5 \text{ cm}$.

Foram tomadas medidas com outras distâncias L de vôo, porém, foram tôdas normalizadas para a distância L_0 . Em outras palavras,

$$\text{quando } L \neq L_0 \text{ o ângulo sólido efetivo será } 2.28 \times 10^{-3} \times \left(\frac{L_0}{L}\right)^2.$$

Usando-se para os diversos parâmetros que figuram em (26) aqueles que acabamos de discutir, então:

$$(29) \quad \left(\langle \frac{d\sigma}{dw} \rangle_{\text{lab}}\right) = \frac{Y}{(36.5) \times P \text{ (cm)}} \quad \begin{matrix} \text{milibarns/} \\ \text{ster radiano} \end{matrix}$$

onde Y é o rendimento e $P \text{ (cm)}$ a pressão em centímetro lida no manômetro de óleo.

Durante tôda a experiência o oxigênio na câmara foi mantido numa pressão de 30.15 cm e nessas condições a eq. (29) pode ser escrita:

$$(30) \quad \left(\langle \frac{d\sigma}{dw} \rangle_{\text{lab}}\right) = Y \times 0.909 \times 10^{-3} \quad \begin{matrix} \text{mb/} \\ \text{ster rad.} \end{matrix}$$

A secção de choque absoluta dada por (30) se refere ao sistema de laboratório. Para a comparação dos resultados experimentais com a teoria é necessária a transformação para o sistema do centro de massa. Definindo-se a variável x como a razão da velocidade do centro de massa para a velocidade do neutron emitido, no sistema de centro de massa:

$$(31) \quad x^2 = \left(\frac{V}{v'}\right)^2 = \frac{M_d M_n}{M_o^{16} M_f^{17}} \cdot \left\{1 + \frac{M_d + M_o^{16}}{M_o^{16}} \frac{Q}{E_d}\right\}^{-1}$$

onde os M são as massas das partículas que participam da reação $O^{16}(d,n) F^{17}$ e cuja identificação é feita com o índice inferior. E_d é a energia cinética do deuteron incidente, e Q a energia libertada na

reação. A relação (31) obtem-se das equações de conservação de energia e quantidade de movimento.

Se θ e θ^* definem os ângulos nos sistemas de laboratório e centro de massa então:

$$(32) \quad \frac{V}{v'} = \frac{\text{sen}(\theta^* - \theta)}{\text{sen} \theta} = x$$

relação esta que permite calcular o valor de θ^* para um valor de θ .

Como o número total de neutrons emitidos num ângulo sólido deve ser o mesmo nos dois sistemas, i. é:

$$I^* dw^* = I dw$$

onde I e I^* são as intensidades nos sistemas de laboratório e centro de massa respectivamente, e dw e dw^* os correspondentes elementos de ângulo sólido.

Definindo:

$$G(x, \theta) \equiv \frac{I^*}{I} = \frac{dw}{dw^*} = \frac{\text{sen} \theta d\theta}{\text{sen} \theta^* d\theta^*} = \cos(\theta^* - \theta) \frac{\text{sen}^2 \theta}{\text{sen}^2 \theta^*}$$

usando a eq. (32) pode-se mostrar que:

$$(33) \quad G(x, \theta) = \{1 - x^2 \text{sen}^2 \theta\}^{1/2} \{x \cos \theta + (1 - x^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2}\}^{-2}$$

então:

$$(34) \quad \left(\left\langle \frac{d\sigma}{dw} \right\rangle_{\text{cm}} \right) = G(x, \theta) \cdot \left(\left\langle \frac{d\sigma}{dw} \right\rangle_{\text{lab}} \right)$$

os valores de $G(x, \theta)$ e θ^* assim definidos, foram obtidos da tabela de Marion et al. (51).

Secção de choque total:

Conhecida a secção de choque diferencial, a secção de choque total é obtida por integração em toda a esfera. Como existe simetria cilíndrica:

$$(35) \quad \sigma_{\text{total}} = 2\pi \int_0^\pi \left(\left\langle \frac{d\sigma}{dw} \right\rangle \right) d(\cos \theta)$$

Para cada energia, a secção de choque total foi obtida fazendo-se uma curva de $d\sigma / dw$ em função de $\cos \theta$ e integrando-se com o auxílio de um planímetro.

Erros:

Daremos a seguir uma tabela dos erros prováveis atribuídos às diferentes medidas e correções para a obtenção da secção de choque absoluta:

a — espalhamento e absorção no ar	desprezível
b — impurezas, isotópica e química, do gás (alvo)	1%
c — absorção e espalhamento para dentro (inscattering) na câmara de alvo.	2.5%
d — eficiência do contador	3%
e — integração e coleção do feixe	1.5%
f — perdas de contagem no analisador	desprezível
g — erros nas medidas de pressão e temperatura do gás	3%
h — comprimento do alvo	2%
i — ângulo sólido efetivo	4%
j — ineficiência do sinal de parada	desprezível
k — erro estatístico e subtração da radiação de fundo	indicado pelas barras nos gráficos

Com estas estimativas o erro provável nas medidas da secção de choque absoluta é de 7%, excluindo o item *k*.

Resultados Experimentais

$O^{16} (d,n_0) F^{17} (e.f.)$:

A fig. 17 mostra o comportamento da secção de choque no sistema de centro de massa para a reação $O^{16} (d,n_0) F^{17}$, em função da energia e para os ângulos (laboratório) de 0° , 30° , 60° , 90° , 120° e 150° relativos à direção do feixe incidente. A energia de bombardeio foi variada, em intervalos de 20 KeV aproximadamente, entre 2.1 MeV e 3.4 MeV. Podemos observar a existência de estrutura ("ressonâncias") na função de excitação. Entre 2.2 MeV e 2.5 MeV nota-se a existência de pelo menos duas "ressonâncias" estreitas. De 2.5

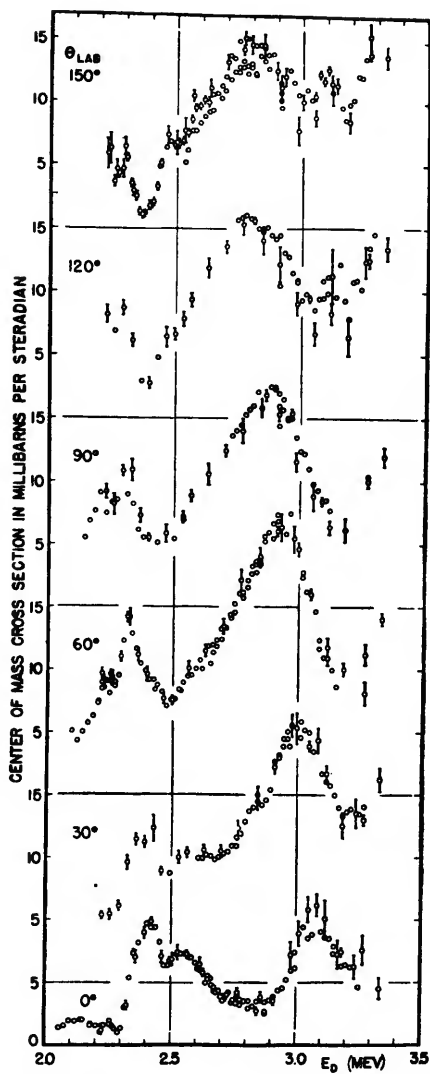


Fig. 17 — Funções de excitação para a reação $\text{O}^{16}(\text{d}, \text{n}_0)\text{F}^{17}$

MeV a 3.4 MeV nota-se a existência de uma “ressonância” larga. É importante observar a variação da forma da curva de excitação para os diferentes ângulos bem como os deslocamentos das posições dos picos com o ângulo.

As distribuições angulares no sistema de centro de massa estão representadas na fig. 18. A energia dos deuteron incidentes, indicada em cada distribuição angular, está referida ao sistema de laboratório. As distribuições angulares foram obtidas, para cada energia, girando o detector de neutrons em torno de um eixo montado sob o alvo e perpendicular à direção do feixe, e tomando-se o espectro a cada 15°.

Estas distribuições angulares mostram que, na maioria das vezes, não existe simetria em torno de 90°. Em particular, para as energias 2.91 MeV e 2.98 MeV o pico frontal é bastante pronunciado. Nota-se também pronunciada variação da forma da distribuição angular com a energia.

$O^{16}(d,n)F^{17*}$ (0.5 MeV):

As curvas de excitação para esta reação, foram tomadas entre 2.6 MeV e 3.4 MeV. A fig. 19 refere-se ao comportamento da seção de choque no sistema de centro de massa em função da energia, para os ângulos de 0°, 30°, 60°, 90°, 120° e 150°. Comparadas com as da reação anterior, estas funções de excitação não apresentam características tão nítidas de ressonância quanto àquelas.

A fig. 20 mostra as distribuições angulares. Aqui se observa o comportamento típico das reações de “stripping” com $l_p = 0$ (momento angular do nucleon capturado).

Secção de choque total:

Na fig. 21 são apresentadas as curvas experimentais para as seções de choque totais para as duas reações estudadas. Os círculos representam os pontos experimentais referentes à reação $O^{16}(d,n_0)F^{17}$ e os triângulos se referem a reação $O^{16}(d,n)F^{17*}$. As seções de choque totais foram obtidas para cada energia integrando-se a distribuição angular correspondente da maneira já explicada (v. pg. 44).

Observa-se na curva para a secção de choque total da reação $O^{16}(d,n_0)F^{17}$, o aparecimento de ressonâncias estreitas em, aproxi-

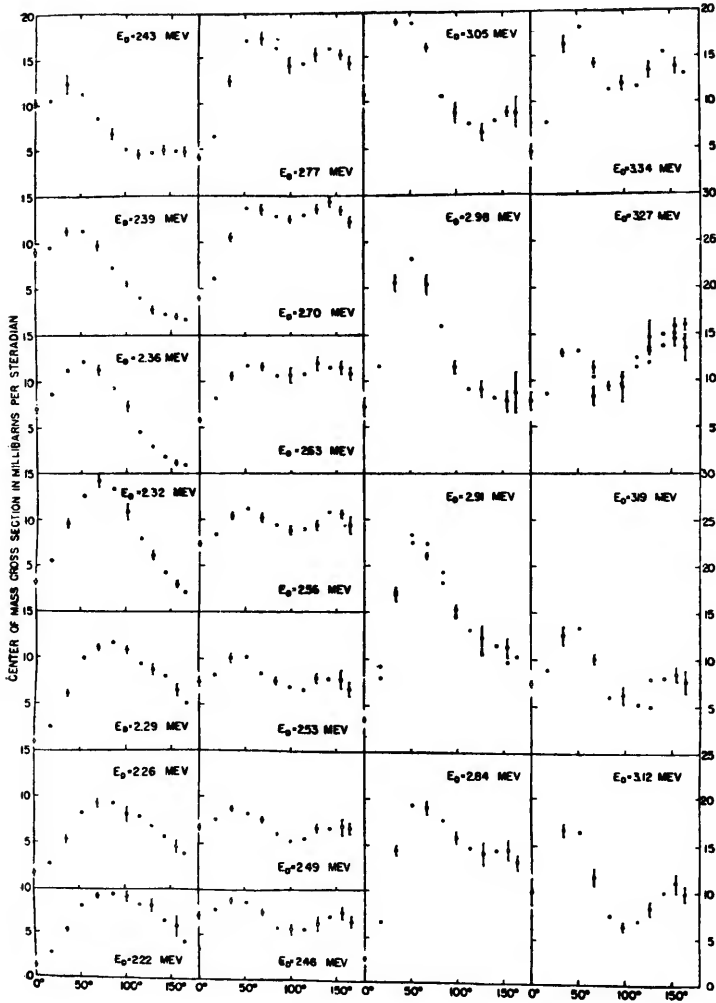


Fig. 18 — Distribuições angulares dos neutrons provenientes da reação $O^{16}(d,n_0)F^{17}$

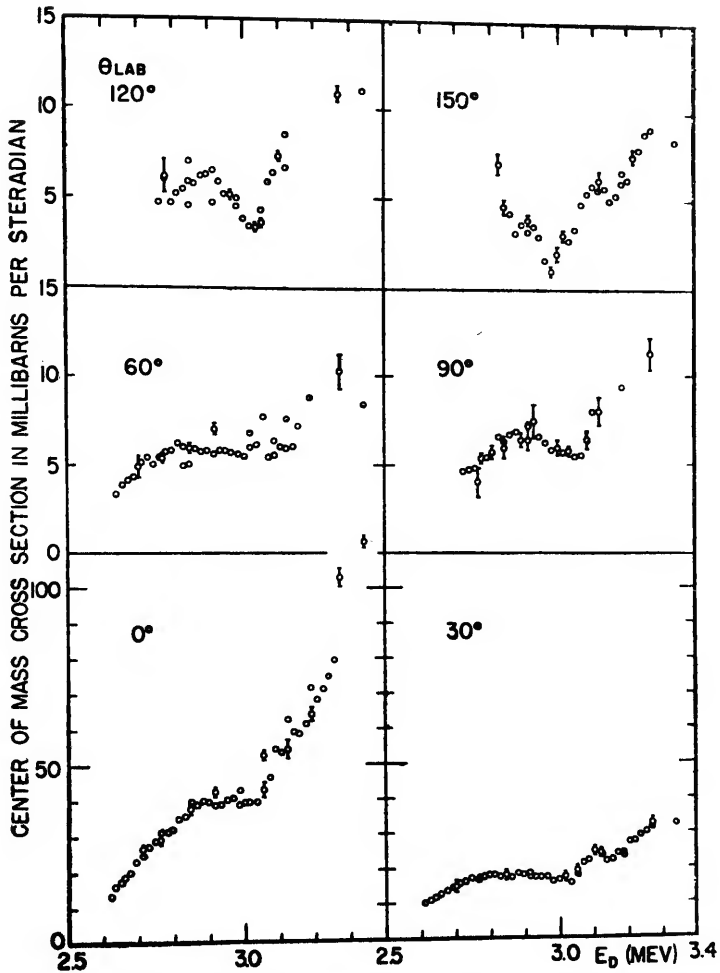


Fig. 19 — Funções de excitação para a reação $O^{16}(d,n_1)F^{17*}$ (0.5 MeV)

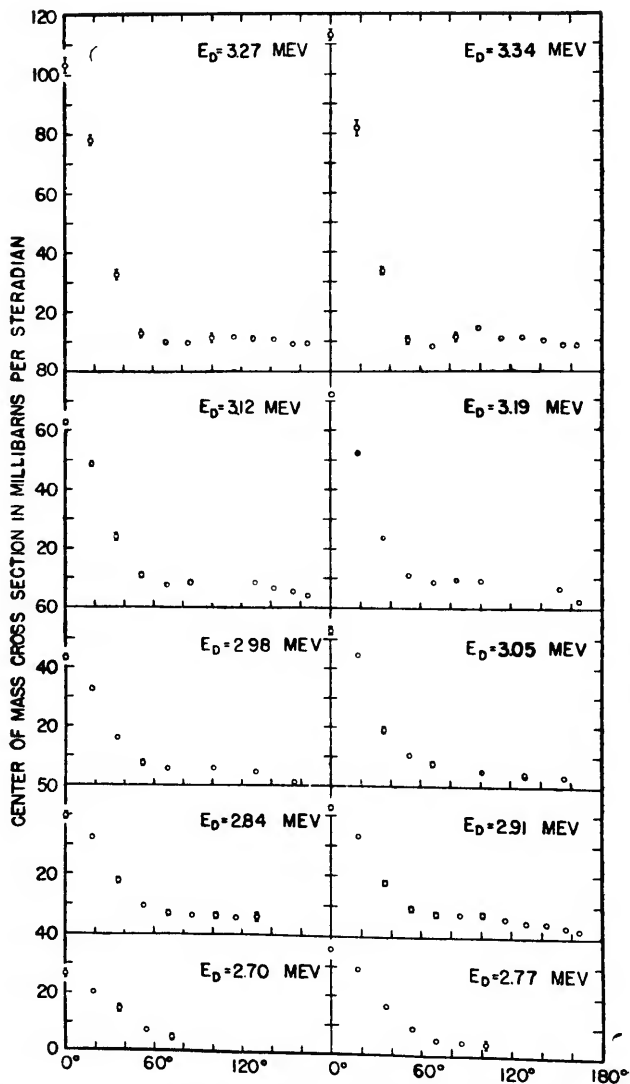


Fig. 20 — Distribuições angulares dos neutrons provenientes da reação $O^{16}(d,n_1)F^{17*}$ (0.5 MeV)

madamente, 2.2 MeV, 2.3 MeV. Uma ressonância do tipo gigante aparece em 2.85 MeV com semi-largura de 400-500 keV.

A curva para a secção de choque total da reação $O^{16}(d,n)F^{17*}$ apresenta o mesmo tipo de comportamento, com uma ressonância em 2.85 MeV.

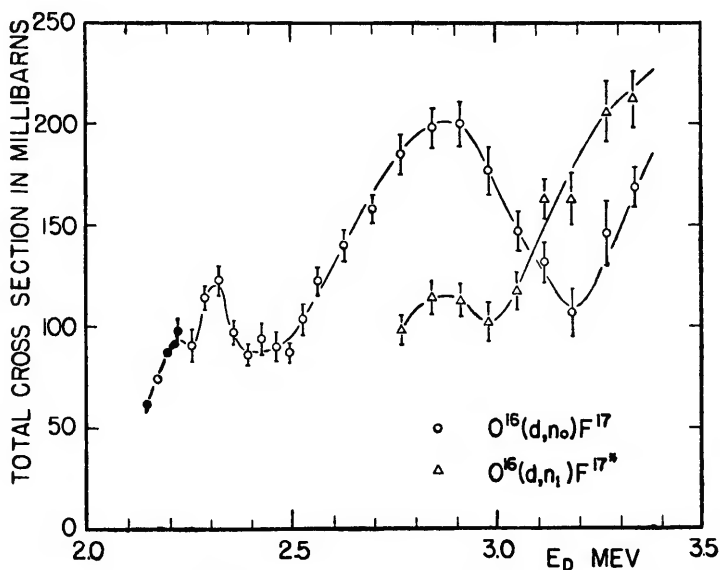


Fig. 21 — Secções de choque total para as reações $O^{16}(d,n_0)F^{17}$ e $O^{16}(d,n_1)F^{17*}$

Discussões sobre os resultados:

Quase tôdas as distribuições angulares apresentam as características típicas de reação de "stripping": assimetria em torno de 90° e máximo pronunciado nos ângulos frontais. Entretanto, as funções

de excitação evidenciam a existência de ressonâncias. Estas se manifestam tanto nas funções de excitação relativas aos diferentes ângulos como na secção de choque total. Na reação $O^{16} (d, n_0) F^{17}$, em especial, observam-se pronunciadas mudanças de forma nas diferentes funções de excitação, particularmente na região entre 2.1 MeV e 2.6 MeV. Este comportamento é explicável pela interferência entre o mecanismo de interação direta e aquele responsável pela existência de níveis individuais. Se estes níveis são devidos à formação de um núcleo composto, os termos de interferência devem variar rapidamente com a energia de bombardeio e com o ângulo, uma vez que a defasagem devida a contribuição do núcleo composto varia de 180° quando atravessamos uma ressonância, ao passo que aquela devida à interação direta pouco varia. Este fato nos mostra que as posições dos picos de uma função de excitação medida num ângulo, nem sempre dão a localização direta do nível. As amplitudes dos picos, também, não constituem sempre uma medida da importância relativa da formação do núcleo composto.

Consideremos mais detalhadamente as distribuições angulares, iniciando por aquelas devidas à reação $O^{16} (d, n_0) F^{17}$.

A expressão teórica para a secção de choque diferencial de "stripping", pode ser colocada sob a seguinte forma (52):

$$(36) \quad \frac{d\sigma}{dw} = \frac{1}{0.0116} \left(\frac{A+1}{A+2} \right)^2 \cdot \frac{(2J+1)}{(2J_0+1)} \cdot \frac{A}{(A+1)} \cdot \frac{K_n}{K_d} \cdot \frac{r_0^3 \sigma^1 \theta^2}{TAB}$$

onde: J_0 e J são os spins dos núcleos inicial e final respectivamente.

A é o número de massa do núcleo alvo

r_0 é o raio de Butler em fermis ($1f = 10^{-13} \text{ cm}$)

θ^2 é a largura reduzida como definida em (52)

K_n e K_d são os números de onda do neutron e do deuteron respectivamente e são definidos pelas relações:

$$K_n = \frac{1}{h} \sqrt{2} \frac{A}{A+1} E_n \text{ e } K_d = \frac{1}{h} \sqrt{2} \frac{2A}{A+1} E_d$$

em que E_n e E_d são as energias cinéticas das referidas partículas no sistema do centro de massa

e σ_{TAB} é uma função dada pelos tabelas de Lubitz (53). A função σ_{TAB} contém toda dependência angular da seção de choque diferencial. Selecionado o valor de l , (no caso, $l_n = 2$) o raio r_0 é tratado como um parâmetro ajustável, sendo escolhido o valor em que o pico da curva teórica da distribuição angular melhor se ajusta à curva experimental.

Para a reação em discussão, não foi possível qualquer ajuste das distribuições angulares experimentais com as teóricas obtidas da teoria de Butler, embora, como já o observamos, quase todas elas apresentam as características típicas de "stripping". As condições mais favoráveis para a aplicação da teoria de Butler (ondas planas), segundo Wilkinson (13), seria para deuteron de 3.6 MeV. Portanto, 0.2 MeV acima da energia máxima de bombardeio que utilizamos. Entretanto, parece-nos pouco provável que nos próximos 200 keV de energia, as distribuições angulares se modifiquem radicalmente para permitirem uma concordância razoável com a teoria.

E' necessário a aplicação da teoria com ondas distorcidas para verificar se é possível obter um melhor acordo. Entretanto, ainda, não o fizemos por dois motivos: a) os cálculos são demasiadamente complexos sendo praticáveis somente com um computador eletrônico; b) estão em andamento em nosso laboratório experiências para as medidas das seções de choque absolutas dos outros canais das reações iniciadas pelo bombardeio do oxigênio 16 por deuteron. Em particular, a reação $O^{16}(d,d)O^{16}$ nos fornecerá os parâmetros corretos para o potencial ótico que deve ser utilizado nos cálculos com ondas distorcidas. Esperamos que num futuro próximo estes cálculos possam ser realizados.

Hamburger (54), observou que se fôr desprezado no potencial de interação qualquer termo dependente da velocidade e se assumirmos que o raio de interação não depende da energia, segue da teoria de "stripping" com ondas planas, que a seção de choque diferencial é uma função da energia e do ângulo de espalhamento através de um único parâmetro, a quantidade de movimento transferida

$q = | \mathbf{K}_d - A/(A + 1) \mathbf{K}_n |$. A fig. 22 nos mostra a posição dos picos das distribuições angulares em função da energia do deuteron incidente. Os círculos representam a posição dos picos e as cruzeiras indicam os ângulos correspondentes à 5% de queda à di-

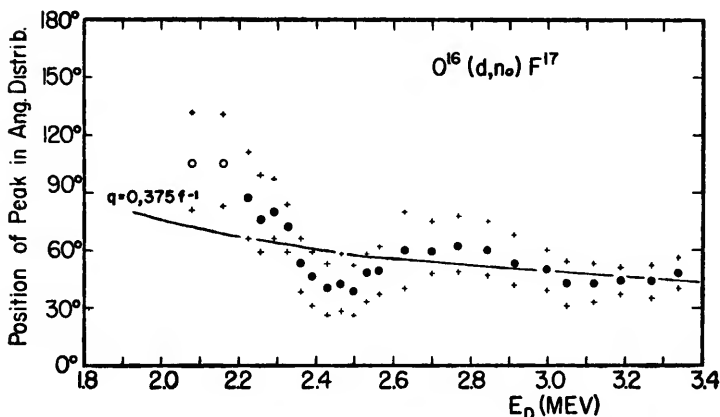


Fig. 22 — Posições dos máximos nas distribuições angulares dos neutrons da reação $O^{16}(d,n)F^{17}$ em função da energia de bombardeio

reita ou à esquerda do pico. A linha contínua representa as posições dos picos previstas pela teoria de Butler para um $q = 0.375 \text{ f}^{-1}$. É interessante observar que os pontos experimentais oscilam em torno da curva teórica. A concordância é particularmente boa a partir de 2.6 MeV. Embora as distribuições angulares não concordem

com as previstas pela teoria de Butler, êstes resultados (fig. 22) refletem a importância do processo de interação direta para esta reação.

Os resultados das distribuições angulares da reação $O^{16}(d,n)F^{27*}$ são mostradas na fig. 20. Estas distribuições angulares apresentam as características típicas de uma distribuição angular de "stripping" com $l_p = 0$.

A fig. 23 nos mostra os resultados experimentais (círculos) comparados com as distribuições previstas pela teoria de Butler. Como nesta reação o próton no núcleo final é fracamente ligado, $\epsilon_1 \sim 100$ keV, foi feita, na obtenção da curva teórica, a correção coulombiana sugerida por Butler (7) (pg. 70).

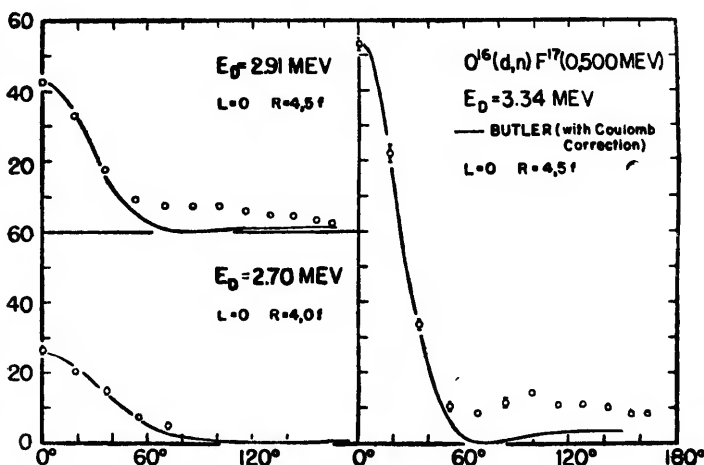


Fig. 23 — Comparação dos resultados experimentais com a teoria de Butler utilizando correção coulombiana simplificada

A concordância é bastante razoável, exceto para os ângulos grandes, para um raio nuclear de 4.5 f.

Tentamos uma correção coulombiana mais rigorosa utilizando o formalismo com ondas distorcidas, porém, sem incluir a distorção nuclear. O resultado da comparação desses cálculos com os dados ex-

perimentais é mostrado na fig. 24. Pode-se observar que a concordância é consideravelmente pior do que no caso anterior. Este fato, da correção coulombiana aumentar a discordância, é bem conhecido. Entretanto, introduzindo-se o termo de distorção nuclear, esta com-

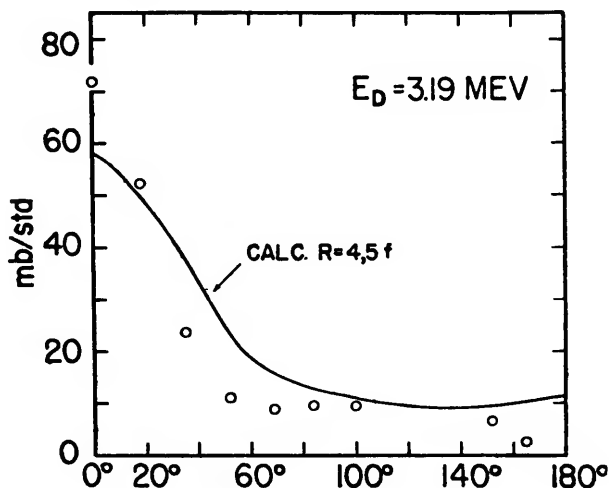


Fig. 24 — Comparação dos resultados experimentais com a teoria de Butler empregando correção coulombiana

pensa a coulombiana e os resultados são bastante semelhantes aos da teoria simples (9 e 12). Em outras palavras, há uma tendência geral das distorções nucleares a se oporem à distorção coulombiana nos seus efeitos nas distribuições angulares, embora ambas contribuam para diminuir o valor absoluto da secção de choque.

Como os resultados das distribuições angulares para essa reação estão em razoável acôrdo com a teoria de Butler, obtivemos os valores das larguras reduzidas, uma vez que foram feitas as medidas de secção de choque absoluta. Esta foi obtida da fórmula (36), após escolhido o valor do raio de interação que conduzissem a um melhor ajuste da curva teórica com a experimental, utilizando o valor experimental da secção de choque diferencial. Para cada energia, o valor da largura

reduzida foi extraído para dois ou três ângulos para verificar a consistência.

Os resultados obtidos são os indicados na tabela abaixo:

E_d (MeV)	r_0 (f)	$3 h^2$
		$\theta^2 \left(\frac{1}{2 M r_0^2} \right)$
2.700	4.0	0.040
2.913	4.5	0.055
3.051	4.5	0.045
3.338	4.5	0.083

nota-se que o valor da largura reduzida é praticamente constante até 3 MeV e depois aumenta rapidamente para 0.083.

Finalmente, desejamos voltar a comentar sobre as curvas das seções de choque total para as duas reações estudadas (fig. 21). Consideremos em primeiro lugar a da reação $O^{16} (d,n_0) F^{17}$. Esta nos mostra a existência de uma ressonância em 2.85 MeV e com uma semi-largura de 400 keV. A esta semi-largura corresponde um tempo de reação de 10^{-21} seg. aproximadamente. Com um tempo de reação tão pequeno, essa ressonância não pode ser interpretada como devida a um mecanismo de núcleo composto no sentido de Bohr. Parece-nos mais razoável interpretá-la como uma ressonância de partícula independente num potencial ótico. Em outras palavras, possivelmente, pode ser interpretada como uma ressonância gigante da mesma natureza das encontradas por Barschall (55) no espalhamento elástico de neutrons e interpretadas por Feshbach, Porter e Weisskopf (56) com o modelo ótico. Sugeriríamos, então, para a reação em estudo, um dos três modelos seguintes:

1. O deuteron incidente, para certas energias, entra em ressonância como uma partícula independente no potencial criado pelo oxigênio 16. Durante o tempo que permanece nesse estado quântico ocorre sua separação em neutron e próton.
2. O deuteron incidente se separa instantaneamente ao atingir a superfície do núcleo e o neutron emergente permanece durante algum tempo como uma partícula independente no potencial criado pelo $O^{16} + p$ (F^{17}), dando origem a ressonâncias.

3. E' possível que os processos mencionados sejam casos extremos e a realidade seja uma mistura dos dois.

Teòricamente, a largura observada é perfeitamente plausível no modelo 1. Cálculos feitos por L. C. Gomes (comunicação particular) mostram essa possibilidade.

Se a ressonância decorre do modêlo 2 a largura observada parece ser demasiadamente estreita, quando comparada com as obtidas pelo espalhamento elástico de neutrons (55 e 56).

O modelo 3 também é perfeitamente plausível, senão o mais provável. A largura é menor que a prevista no modelo 2, uma vez que o deuteron é absorvido, levando certo tempo na vizinhança do núcleo alvo antes que ocorra a sua desintegração.

Quanto à reação $O^{16} (d, n_1) F^{17*}$ (0.5 MeV), sua secção de choque total apresenta também uma ressonância em 2.85 MeV e logo depois aumenta bruscamente, provávelmente devido a uma nova ressonância. Com a resolução em energia com que foram feitas as medidas, não fica excluída a possibilidade de que a ressonância em 2.85 MeV tenha estrutura. Em particular, pode ser uma réplica das ressonâncias que ocorrem nas proximidades de 2.3 MeV para a reação $O^{16} (d, n_0) F^{17}$. Como o primeiro estado excitado do F^{17} está a 500 keV acima do fundamental, e se as hipóteses 2) e 3) dos modelos propostos forem os corretos, então a curva da secção de choque total para reação $O^{16} (d, n_1) F^{17*}$ deve ser, em linhas gerais, uma réplica daquela da reação $O^{16} (d, n_0) F^{17}$, porém deslocada de 500 keV. Observando-se a fig. 21, esta possibilidade não parece excluída, se a ressonância em 2.85 MeV tiver a estrutura a que nos referimos. Caso a ressonância em 2.85 MeV seja simples, então poderá ser explicada pelo modelo 1. Isto é, ela é decorrente da ressonância do deuteron no potencial ótico criado pelo oxigênio 16.

Dos resultados experimentais apresentados evidentemente nada de definitivo pode ser concluído sobre os modelos propostos. Entretanto, as medidas da secção de choque diferencial da reação $O^{16} (d, d) O^{16}$, que se acham em andamento, permitirão, em particular, mostrar se o modelo 1 é correto. Se assim o for, deveremos observar para a reação $O^{16} (d, d) O^{16}$ a ressonância em discussão.

Estes modelos estão em acôrdo com a descrição de Weisskopf (1) para uma reação nuclear. Mostram também que, provavelmente um modelo mais realista para as reações de "stripping" é aquele em que o deuteron não se arrebeta no instante do impacto com o núcleo alvo, como é pensado na teoria simples do "stripping". Além do mais, os termos de ressonância decorrentes desses modelos, podem ser introduzidos no formalismo de Tobocman (12) e, portanto, levar também em conta nas distribuições angulares as distorções devidas ao termo de ressonância.

R E F E R Ê N C I A S

- (1) Weisskopf, V. F. — *Rev. Modern Phys.* 29, 174 (1957).
- (2) Oppenheimer, J. R. e Phillips, M. — *Phys. Rev.* 48, 500 (1935).
- (3) Serber, R. — *Phys. Rev.* 72, 1008 (1947).
- (4) Butler, S. T. — *Proc. Roy. Soc. (London) A* 208, 559 (1951).
- (5) Huby, R. — *Progress in Nuclear Physics* 3, 177 (1953).
- (6) Tobocman, W. — "Deuteron Stripping Reactions" — *Case Inst. of Technology* — Report n.º 29.
- (7) Butler, S. T. e Hittmair, O. H. — "Nuclear Stripping Reactions", Horowitz Publications Inc., Sidney, (1957).
- (8) Breit, G. — *Handbuch der Physik* — vol. XLI/1, Springer-Verlag, Berlin (1959).
- (9) Austern, N. — Cap. V. D. de "Fast Neutron Physics", editado por J. L. Fowler e J. B. Marion, Interscience, New York (1961).
- (10) Schiff, L. I. — *Quantum Mechanics* — McGraw-Hill, New York (1949).
- (11) Horowitz, J. E. e Messiah, A. M. L. — *J. Phys. Rad.* 14, 695 (1953).
- (12) Tobocman, W. — *Phys. Rev.* 115, 98 (1959).
- (13) Wilkinson, D. H. — *Phil. Mag.* 3, 1185 (1958).
- (14) Amado, R. — *Phys. Rev. Letter* 2, 399 (1959).
- Warburton, E. K. e Chase, L. F. — *Phys. Rev.* 120, 2095 (1960).
- (15) Sellschop, J. P. F. — *Phys. Rev.* 119, 251 (1960).
- (16) Thomas, R. G. — *Phys. Rev.* 100, 25 (1955).
- (17) Ajzenberg, F. — *Phys. Rev.* 83, 693 (1951).
- (18) El-Bedewi, Middleton e Tai — *Proc. Royal Soc. A* 224, 757 (1951).
- (19) Middleton, El-Bedewi e Tai — *Proc. Royal Soc. A* 66, 95 (1953).
- (20) Ajzenberg — Selove, F. e Lauritsen, T. — *Energy levels of light nuclei* — VI — *Nuclear Physics*, vol. 11 (1959).
- (21) Marion, J. B., Bugger, R. M. e Bonner, T. W. — *Phys. Rev.* 100, 46 (1955).
- (22) Dietzsch, O., Hama, Y., Hamburger, E. W., e Zawislak, F. C. — *Nuclear Physics* 27, 103 (1961).
- (23) Granberg, L. e Levin, J. S. — *Phys. Rev.* 103, 343 (1956).
- (24) Sala, O. e Herb, R. G. — *Phys. Rev.* 73, 1219 A (1948).
- (25) Parker, V. E. e King, R. F. — *Bull. Am. Phys. Soc.* 1, 70 (1956).
- (26) Ashby, R. M. e Hanson, A. O. — *Rev. Sci. Instr.* 13, 128 (1942).
- (27) Bondelid, R. O., Buttler, J. W., Del Callar A. e Kennedy, C. A. — *Phys. Rev.* 120, 887 (1960).
- (28) Richards, H. T., Browne, C. P. e Smith, R. V. — *Phys. Rev.* 80, 524 (1950).

- (29) Bondelid, R. O., Buttler, J. W. e Kennedy, C. A. — *Phys. Rev.* 120, 889 (1960).
 - (30) Marion, J. B., Brugger, R. M. e Bonner, T. W. — *Phys. Rev.* 100, 46 (1955).
 - (31) Hanson, A. O. e McKibben, J. L. — *Phys. Rev.* 72, 673 (1947).
 - (32) Bonner, T. W. e Cook, C. F. — *Phys. Rev.* 96, 122 (1954).
 - (33) Higginbotham, W. A. e Rankowitz, S. — *Rev. Sci. Instr.* 22, 688 (1954).
 - (34) Smith, P. B. e Valle, W. A. — não publicado.
 - (35) Turner, C. M. e Bloom, S. D. — *Rev. Sci. Instr.* 29, 480 (1958).
 - (36) Para um tratamento do problema em discussão veja-se: Neiler, J. H. e Good, W. M. — Cap. IV-A de "Fast Neutron Physics" — parte I — editado por Fowler, J. L. e Marion, J. B. — Interscience, New York, 1960.
 - (37) Lefevre, H. e Russel, J. — *Rev. Sci. Instr.* 30, 159 (1959).
 - (38) Cottini, C., Gatti, E. e Gianelli, G. — *Nuovo Cimento* 4, 156 (1956).
 - (39) Cottini, C. e Gatti, E. — *Nuovo Cimento* 4, 1550 (1956).
 - (40) Moody, N. F. — *Electronic Engineering* 24, 289 (1952).
 - (41) Green, R. e Bell, R. — *Nuclear Instruments*, 3, 127 (1955).
 - (42) Weber, W., Johnstone, C. e Cranberg, L. — *Rev. Sci. Instr.* 27, 166 (1956).
 - (43) Lewis, H. W., Bevington, P. R., Rolland, W. W. e Wilenzick, R. M. — *Rev. Sci. Instr.* 30, 923 (1959).
 - (44) Devons, S. — *Proc. Phys. Soc. A* 68, 168 (1949).
 - (45) Post, R. F. e Schiff, L. I. — *Phys. Rev.* 80, 113 (1950).
 - (46) Baldinger, E. e Franzen, W. — *Amplitude and time measurements in nuclear physics* — *Advances in Electronics and Electron Physics* — vol. VIII, pg. 226, Academic Press (1956).
 - (47) Lewis, I. A. D. e Wells, F. H. — *Millimicrosecond pulse technique* — cap. 7 — Pergamon Press Ltd. (1954).
 - (48) Green, R. E. e Bell, R. E. — *Nuclear Instr.* 3, 128 (1958).
 - (49) Elwin, A., Hane, J. V., Ofer, S. e Wilkinson, D. H. — *Phys. Rev.* 116, 1490 (1959).
 - (50) Schwartz, C. D. e Owen, E. G. — *Fast Neutron Physics* — vol. I — cap. II B — pg. 211 — Interscience Publishers, Inc. (1960).
 - (51) Marion, J. B., Arnette, T. I. e Owens, H. C. — *Tables for the transformation between the laboratory and center-of-mass coordinate systems and for the calculation of the energies of reaction products* — ORNL — 2574 — Abril
 - (52) Macfarlane, M. H. e French, J. B. — *Rev. Mod. Phys.* 32, 567 (1960).
 - (53) Lubitz, C. R. — *Numerical table of Buttler-Born Approximation Stripping Cross Section-University of Michigan, 1957* (não publicado).
 - (54) Hamburger, E. W. — *Phys. Rev.* 123, 619 (1961).
 - (55) Barschall, H. H. — *Phys. Rev.* 86, 431 (1952).
 - (56) Feshbach, Poter e Weisskopf — *Phys. Rev.* 96, 448 (1954).
- 1959.

RESUMO

Com o emprêgo da técnica do tempo de vôo foram medidas as secções de choque absolutas para as reações $O^{16} (d,n_0) F^{17} (e.f)$ e $(d,n_1) F^{17*} (0.5 \text{ MeV})$. A reação $O^{16} (d,n_0) F^{17} (e.f)$ foi estudada no intervalo de energia de 2.20 MeV a 3.35 MeV. As secções de choque diferenciais absolutas foram medidas para os ângulos de 0° , 30° , 60° , 90° , 120° e 150° no intervalo de energia acima referido. Foram feitas medidas de distribuições angulares dos neutrons emitidos para diferentes energias de bombardeio. Medidas correspondentes foram feitas para a reação $O^{16} (d,n) F^{17*} (0.5 \text{ MeV})$ para deuterons com energias entre 2.60 MeV e 3.35 MeV.

As curvas de excitação para os neutrons do estado fundamental, tomadas nos seis diferentes ângulos mencionados, mostram a existência de máximos. As energias correspondentes aos máximos mudam com o ângulo de observação. Na curva da secção de choque total duas ressonâncias em torno de 2.32 MeV e uma em 2.88 MeV são claramente resolvidas.

A forma das distribuições angulares dos neutrons da reação $O^{16} (d,n_0) F^{17} (e.f)$ varia com a energia do deuteron incidente, enquanto que aquela dos neutrons correspondentes ao estado excitado tem aproximadamente um comportamento de "stripping" (Butler) para todas as energias. Para esse grupo de neutrons foram extraídas as larguras reduzidas absolutas.

E' feita uma discussão da ressonância em 2.88 MeV em termos do modelo da partícula independente.

/ / / Cr. \$

N.

ÍNDICE

<i>Introdução</i>	
<i>Considerações experimentais</i>	
Acelerador	
Feixe	
Alvo	
Tempo de voo	
Pulsção do feixe	
Analisador de tempo	
Partida e parada do analisador de tempo	
Resolução do espectrômetro de neutrons	
Eficiência do espectrômetro	
Eficiência do contador	
Ângulo sólido	
Processamento dos dados	
Determinação do "yield"	
Determinação do número de partículas, por ciclo de integração	
Ângulo sólido efetivo	
Secção de choque total	
Erros	
Resultados experimentais	
Secção de choque total	
<i>Discussões sobre os resultados</i>	
<i>Referências</i>	
<i>Resumo</i>	

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Reitor: — Prof. Dr. Luiz Antônio Gama e Silva

Vice-Reitor: — Prof. Dr. Mário Guimarães Ferri

FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS

Diretor: — Prof. Dr. Mário Guimarães Ferri

Vice-Diretor: — Prof. Dr. Ruy Ribeiro Franco

Secretário-Substituto: — Lic. Eduardo Marques da Silva Ayrosa

CADEIRA DE FÍSICA NUCLEAR

Professor: Dr. Oscar Sala (catedrático)

Assistentes: Dr. Luiz Carlos Gomes

Dra. Elisabeth Farrely Pessoa

Instrutores: Amélia Império Hamburger

Nobuko Ueta

Olácio Dietzsch

Trentino Polga

Violeta de Jesus Couto Gomes

