UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T0573

"LINHA DE YRAST E ESTADOS DE MOMENTO ANGULAR ELEVADO DO ^{22}Ne"

Eloisa Madeira Szanto

UNIVERSIDADE DE S.P. PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
573
INSTITUTO DE FÍSICA

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências

São Paulo

-1982-

Ao Alex

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Professor Oscar Sala desejo expressar minha sincera gratidão pelo apoio e estímulo, assim como pelas discussões esclarecedoras durante a fase brasileira deste trabalho, do qual foi o orientador.

Ao Professor U. Schmidt-Rohr agradeço a oportunidade de estagiar no Laboratório Max-Planck Institut für Kernphysik de Heidelberg, do qual era, na época, diretor.

Ao Dr. H.V. Klapdor quero agradecer o convite para integrar o grupo de pesquisa que liderava, cuja cooperação foi essencial para a obtenção dos dados experimentais. Em particular, gostaria de destacar o grande apoio e amizade que recebi do Dr. G. Rosner e do Dr. M. Schrader durante todo o tempo em que foram membros do grupo.

Ao Alex, que orientou a fase alemã deste trabalho, devo não apenas uma dedicação e colaboração inestimáveis durante todas as fases de elaboração desta tese, como também o incentivo constante e uma paciência e compreensão sem limites.

À Sra. Schultz e sua equipe de microscopistas agradeço a boa vontade e a qualidade de seu trabalho.

A minha gratidão e reconhecimento ao Gelson e à Melayne pelas horas perdidas assessorando-me na implantação de programas e ao Victor por ter posto em funcionamento, no computador IBM/44 do IFUSP, o programa STATIS.

Finalmente, devo à Marina a dedicação e o esmero na datilografia.

R E S U M O

Este trabalho consiste de um estudo da linha de yrast e dos estados de momento angular elevado do ^{22}Ne, realizados através das reações $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ e $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, ambas com 19 MeV de energia de centro de massa.

O alto fator de amortecimento das flutuações de Ericson nessas reações permitiu a comparação direta das distribuições angulares experimentais com as seções de choque diferenciais calculadas segundo o modelo de Hauser-Feshbach, possibilitando a identificação dos momentos angulares dos estados seletivamente populados.

Por volta de 82 estados excitados do ^{22}Ne foram observados, sendo a maioria deles desconhecida. Foi determinado um momento angular crítico para a formação do núcleo composto e foi explorado o seu efeito nas distribuições angulares para aumentar a confiabilidade das atribuições de momento angular. Estados de yrast foram observados em 3.36 MeV (4 ħ), 6.31 MeV (6 ħ), 11.02 MeV (8 ħ) e 15.46 MeV (10 ħ) de energia de excitação, tendo sido verificado um "backbending" entre os spins de yrast 8 ħ e 10 ħ.

Foi realizada uma comparação entre as previsões teóricas, baseadas em vários modelos existentes para o ^{22}Ne, com os resultados experimentalmente observados. Por fim, é discutida brevemente a sistemática das linhas de yrast para os núcleos da camada s-d.

A B S T R A C T

A study of the ^{22}Ne yrast line and high spin states up to ∿ 19 MeV excitation energy has been performed through the reactions $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ and $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, both at 19 MeV C.M..

The high damping factor for the Ericson fluctuations in these reactions allowed to compare experimental angular distributions with the differential cross-sections predicted by the Hauser-Feshbach theory and estimate the angular momenta of the selectively populated states. A critical angular momentum, J_c, for the compound nucleus formation has been obtained in the present work, and the effect of J_c on the angular distributions has been used for more accurate spin atribution. About 82 states were observed most of which were previously unknown. Yrast states were observed at 3.36 MeV (I = 4 ħ), 6.31 MeV (I = 6 ħ), 11.02 MeV (I = 8 ħ) and finally at 15.46 MeV (I = 10 ħ) and this sequence displays a backbending around spin 8. Theoretical predictions, based on several models, for the ^{22}Ne structure are presented and confronted with the experimental results. A systematic trend of the s-d nuclei yrast lines is sketched.

S U M Á R I O

		pág.
I -	INTRODUÇÃO	1
II -	SELETIVIDADE PARA A POPULAÇÃO DE ESTADOS DE MOMENTO ANGULAR ELEVADO	9
III -	O EXPERIMENTO	22
	a) Arranjo Experimental	22
	b) Redução dos Dados	33
IV -	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	42
	a) Introdução	42
	b) Reações via Núcleo Composto	44
	c) Modelo Estatístico	47
	d) Teoria de Hauser-Feshbach	51
	d.1) Densidade de Níveis	57
	d.2) Potencial Ótico	60
	d.3) STATIS	62
	d.4) Flutuações Estatísticas	64
	e) Efeitos do Momento Angular Crítico na Seção de Choque de Hauser-Feshbach	74
V -	ANÁLISE DOS DADOS	82

pág.

VI - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS 93

a) Estados de Yrast no ^{22}Ne 93

b) Estados de Momento Angular Elevado no ^{22}Ne 97

c) A Estrutura do ^{22}Ne 108

REFERÊNCIAS 121

I - INTRODUÇÃO

Nos últimos anos tem sido marcante o interesse na investigação da estrutura dos núcleos s-d. Em particular, um esforço intenso tem sido investido na identificação dos estados de yrast e estados de momento angular elevado.[1] Para o caso dos núcleos leves deformados, ainda se conjectura até que ponto, em energia de excitação e momento angular, a estrutura rotacional de bandas se mantém.[2] Ainda, quanto aos núcleos da camada s-d esse interesse é reforçado também pela abundância de previsões teóricas sobre a estrutura desses estados de momento angular elevado e pela expectativa de mudanças drásticas na forma desses núcleos, já para estados de momento angular relativamente baixos ($I \sim 10\ \hbar$).[3-9]

Entre as previsões teóricas existentes há cálculos microscópicos completos baseados no modelo de camadas.[6-9] Mesmo tendo em vista que os espectros de níveis dos núcleos da camada s-d sejam já bastante complexos, eles ainda não estão fora do alcance desse modelo e talvez seja possível relacionar fenômenos tais como "back bending" a determinados mecanismos microscópicos de maneira mais satisfatória que para o caso de núcleos mais pesados.[5,10,11] Por outro lado, existem também cálculos macroscópicos fundamentados numa extensão do modelo de Strutinsky para núcleos em rotação, o que traz atrativos adicionais ao estudo dos núcleos nessa região de massa ($A < 30$), por possibilitar o confronto entre cálculos microscópicos e macroscópicos na explicação de um mesmo fenômeno.[4,6,12]

Ainda, no que concerne à interpretação da limitação da seção de choque de fusão para elevadas energias de bombardeio, é da maior importância o conhecimento da linha de yrast de núcleos leves até altos valores de energia de excitação. Essa limitação está associada à existência de um momento angular máximo (ou momento angular crítico, J_{crit}) que o núcleo composto pode suportar antes de fissionar. Esse momento angular poderia ser relacionado a uma distância crítica de aproximação para fusão (modelo baseado na dinâmica do canal de entrada),[14-17] ou à inexistência, no núcleo composto, de uma densidade mínima de estados, cujos momentos angulares são iguais ao momento angular crítico J_{crit} (modelo da linha de yrast estatística).[18,19] Esta densidade de níveis é determinada pela linha de yrast. O desconhecimento da maneira pela qual a limitação na seção de choque de fusão se impõe deve-se, em grande parte, à falta de informações sobre a linha de yrast em regiões de energias de excitação elevadas.

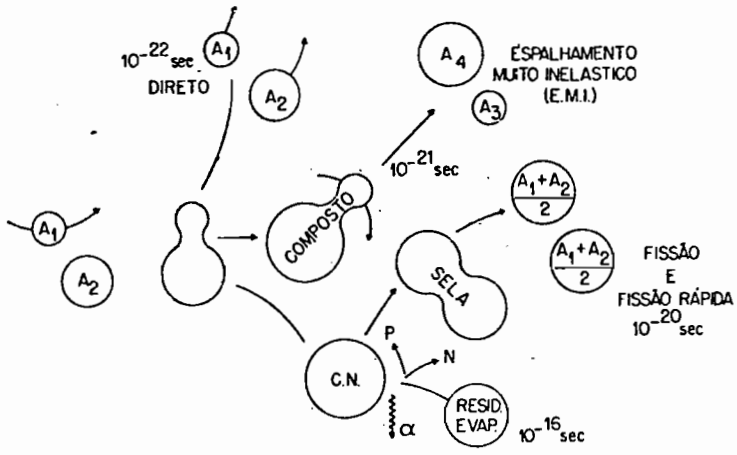
Não obstante o extenso trabalho de pesquisa aplicado na investigação dos estados com momentos angulares elevados dos núcleos da camada s-d, as linhas de yrast desses núcleos são conhecidas até valores relativamente baixos de momento angular, muito inferiores ao momento angular crítico, para o qual, segundo o modelo da gota líquida, a barreira de fissão se anula e o núcleo composto não pode mais existir.[12,20] Desses núcleos, os mais bem estudados até o momento são o ^{24}Mg [21] e o ^{20}Ne [22], que apresentam acentuada deformação e uma estrutura de bandas relativamente bem conhecida. Em núcleos leves ($A < 100$), o efeito de "backbending" fora observado unicamente no ^{20}Ne, numa energia surpreendentemente bai-

xa[22]: entre 8 e 10 MeV. O ^{22}Ne, que se encontra entre esses dois núcleos, é um dos núcleos leves mais deformados.

O confinamento das informações experimentais sobre o ^{22}Ne à região de energia de excitação inferior a 11 MeV reflete as extremas dificuldades experimentais para a observação e identificação segura dos estados de momento angular elevado em altas energias de excitação.[23] Isso se deve, principalmente, à alta densidade de níveis e ao baixo limiar para emissão de partículas, que restringe a aplicabilidade do método convencional de correlação partícula-gama[24,26] a energias de excitação inferiores a 10 MeV no ^{22}Ne. Com reações com íons pesados, porém, é possível explorar regiões de energia de excitação inacessíveis por qualquer outro método conhecido. Os íons pesados podem transferir quantidades elevadas de momento angular, mesmo a velocidades relativamente baixas, tornando as reações de que participam particularmente propícias à espectrocopia dos momentos angulares elevados.

Numa colisão com íons pesados, vários processos, nitidamente diversos entre si, podem ocorrer.[27-29] Essa diversidade está intimamente ligada à escala de tempo em que cada um desses processos ocorre. A figura 1 é uma classificação destes últimos, tendo num extremo as colisões rasantes relacionadas à excitação da superfície nuclear e com transferência de poucos nucleons (são as denominadas reações diretas) e, no outro extremo, as reações de fusão completa com formação de núcleo composto. Esses dois processos ocorrem em intervalos de tempo de 10^{-22} e 10^{-16} segundos, respectivamente.

As reações de fusão completa, que, dos vários canais abertos às reações com íons pesados, é o mais



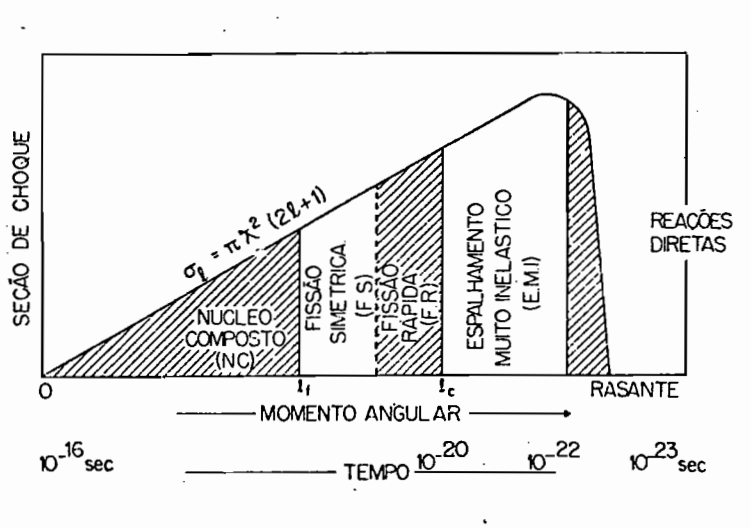


Figura 1a - Esquematização dos principais processos que podem ocorrer na colisão de íons pesados e escala de tempo associadas.

1b - Contribuição de cada onda parcial (do fluxo da entrada) na seção de choque total de reação. A contribuição dos vários mecanismos encontra-se esquematizada. O momento angular relativo também pode ser associado ao parâmetro de impacto.

inelástico, abriram grandes perspectivas para o estudo de novas espécies nucleares, longe da linha de estabilidade, e para observação do comportamento de núcleos compostos altamente excitados e com momentos angulares elevados. Nos núcleos sob essas condições, os núcleons estariam expostos a intensos campos centrífugos e forças de Coriolis, que provocariam drásticos rearranjos em suas configurações, permitindo que se descubram novos estados de momento angular elevado e novas regiões de deformação nuclear.

O objetivo deste trabalho é, justamente, através do processo de evaporação de um núcleo composto, estudar estados de momento angular elevado e alterações na forma do núcleo residual em altàs energias de excitação, especificamente para o caso do ^{22}Ne.

Experimentalmente, foi verificado[17,27] que, até energias de bombardeamento da ordem de 60 MeV (ou inferiores) e sistemas compostos $A \lesssim 30$, o processo que predomina é a fusão completa com a posterior evaporação seqüencial de alguns nucleons, no processo de resfriamento do núcleo composto formado. Inicialmente, a energias de bombardeamento mais baixas foi observado que a reação possuía uma certa seletividade na população de determinados estados (reminiscência das reações diretas), que desaparecia para energias altas.[30,31] Contudo, quando foram medidas distribuições angulares de 0^o a 180^o no sistema de centro de massa, verificou-se que eram simétricas em torno de 90^o com a forma aproximada de $1/\text{sen}\,\theta$ característica da emissão de um sistema equilibrado de momento angular elevado. Mostraremos, no capítulo II, que a seletividade ou sua ausência na população de certos estados, em particular, daqueles de momento angular elevado é uma propriedade das reações com íons pesados que se processam

via núcleo composto. Esse tipo de reação tornou-se de grande valia para a espectroscopia de estados de momento angular elevado.

O resfriamento do núcleo composto, ou o processo através do qual ele perde a energia de excitação com que foi formado dá-se, normalmente, pela emissão de partículas e de radiação gama. Esse processo é descrito satisfatoriamente pelo modelo estatístico usando o formalismo de Hauser-Feshbach.[32-38]

No intuito de observar os estados de momento angular elevado no ^{22}Ne numa região de energia de excitação além daquela em que o espectro do ^{22}Ne está bem determinado, ou seja, 8 MeV < E^* < 20 MeV, foram escolhidas as reações $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ e $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$. Essas reações, entre as poucas possíveis, mostraram-se as mais seletivas para estados de momento angular elevado na região de interesse, uma vez escolhida adequadamente a energia de bombardeio. O conceito de seletividade para estados de momento angular elevado será discutido em detalhe no próximo capítulo.

Os altos valores de momentos angulares intrínsecos disponíveis nos canais de spin de entrada e saída (channel-spin) garantem um elevado fator de amortecimento das flutuações de Ericson, o que torna a interpretação dos dados experimentais através da teoria de Hauser Feshbach, mais acurada. O elevado valor do fator de amortecimento permite a utilização de distribuições angulares na determinação dos momentos angulares, sem requerer medidas de função de excitação que normalmente são mais críticas e demoradas.

O estudo de uma reação e sua inversa tem

a vantagem de permitir uma fácil identificação dos estados provenientes de reações paralelas que ocorrem devido à presença de contaminantes no alvo, em particular o ^{12}C. Se ambas as reações são efetuadas na mesma energia de centro de massa, é possível observar as distribuições angulares completas de 0^o a 180^o, no sistema de centro de massa, medindo, no laboratório, unicamente distribuições angulares dianteiras, favorecidas pelo fator de transformação de sistema de referência. Essa observação é um teste clássico da aplicabilidade do modelo estatístico que prevê a simetria das distribuições angulares em torno de 90^o no sistema de centro de massa. Esse foi o principal objetivo da análise da reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, cujos dados experimentais (placas fotográficas expostas) nos foram cedidos pelo Dr. G. Rosner, do MPI-Heidelberg.

No capítulo II, será discutida a existência ou não de seletividade para momentos angulares elevados nesse tipo de reação, assim como sua utilidade para fins espectroscópicos.

No capítulo III, é descrita a maneira pela qual a experiência foi realizada e a redução dos dados experimentais.

O capítulo IV contém uma breve discussão dos tempos característicos de colisão associados aos mecanismos de reação de interesse, uma descrição sucinta do modelo de evaporação de Weisskopf e do modelo bem mais elaborado de Hauser-Feshbach. Como conclusão desse capítulo foi feita uma análise dos efeitos do momento angular crítico na seção de choque de Hauser-Feshbach.

A análise dos dados dentro desse formalismo é apresentada no capítulo V. Finalmente, no capítulo

VI, é discutida a estrutura do ^{22}Ne, em face às novas informações obtidas, comparando-a às várias previsões teóricas existentes e procurando enquadrá-la na sistemática dos outros núcleos da camada s-d.

II - SELETIVIDADE PARA A POPULAÇÃO DE ESTADOS DE MOMENTO ANGULAR ELEVADO

A análise de reações do tipo $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ [39-43], $^{10,11}B(^{16}O,d)^{24,25}Mg$ [21,44], $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ [45], $^{12}C(^{14}N,^{6}Li)^{22}Ne$ [46,47] etc. demonstra que elas se processam via formação de um núcleo composto. [48,49] Entretanto, a população seletiva de alguns estados como, por exemplo, na reação $^{16}O(^{12}C,\alpha)^{24}Mg$, assim como a ausência total de seletividade, como na reação $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$ (v. figura 2) [1,31,48], que difere da anterior apenas pelo canal de entrada, é consequência de propriedades características de reações induzidas por íons pesados.

A seletividade, para momentos angulares elevados, de uma reação pode ser definida, experimentalmente, como sendo a razão entre a seção de choque de uma transição para um estado de momento angular elevado $\sigma(E^*,I)$, e a seção de choque do contínuo integrada num intervalo de energia dE^*, normalmente equivalente à resolução experimental. A seletividade, S, pode, então, ser avaliada através da relação:

$$S = \frac{\sigma(E^*,I)}{\sum_I \sigma(E^*,I)\ \rho(E^*,I)\ dE^*}$$

onde $\rho(E^*,I)$ é a densidade dos níveis para a energia de excitação E^* e momento angular I.

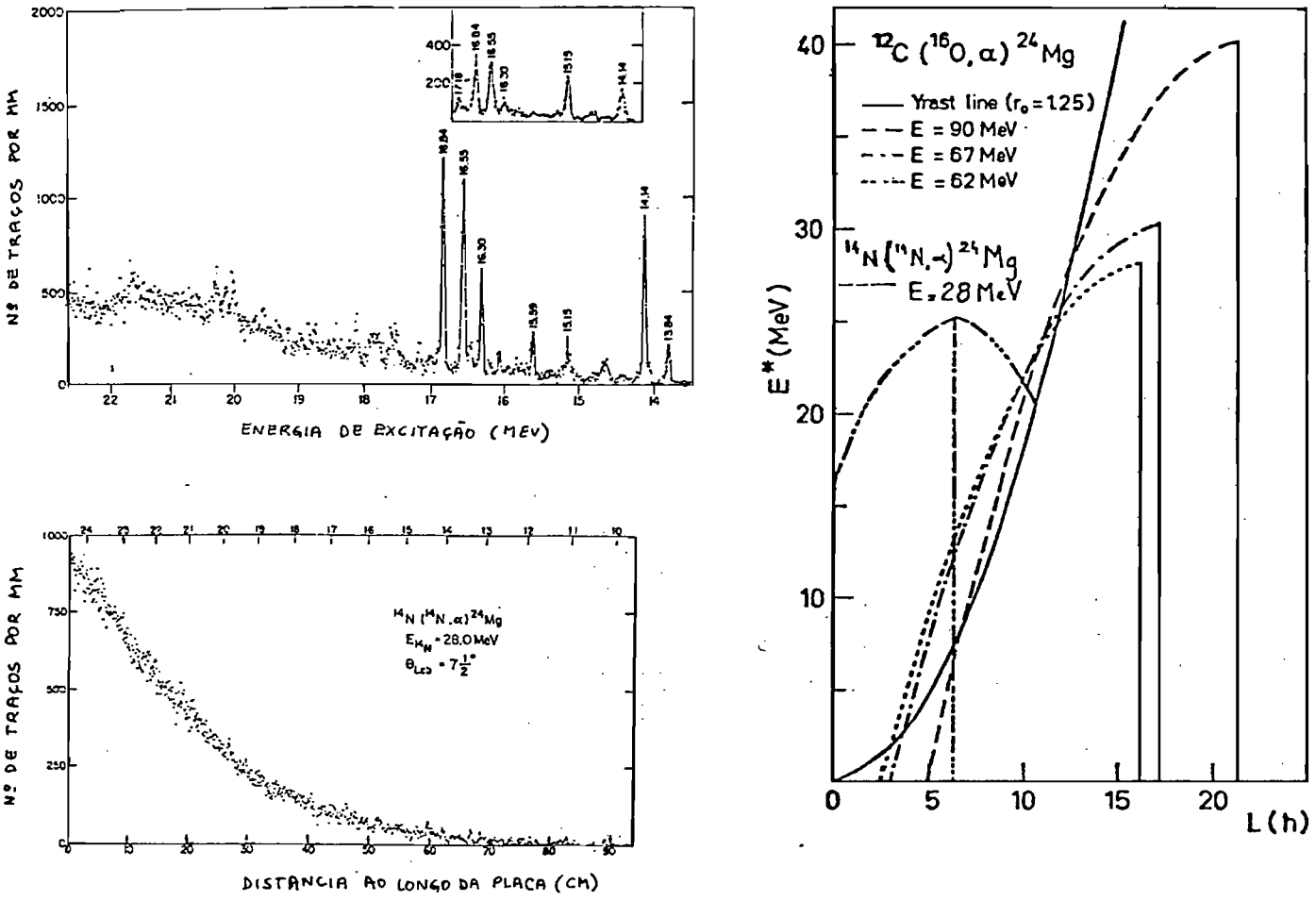


Figura 2:

à esquerda - Espectros típicos das reações $^{16}O(^{12}C,\alpha)^{24}Mg$ e $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$ obtidos da ref. 27). Notar que o núcleo composto, energia de núcleo composto e canal de saída são idênticos nos dois casos, diferindo unicamente pelo canal de entrada.

à direita - Esquema de momento angular rasante para as reações acima. Observa-se que, na região de excitação $E^* \sim 15$ MeV, a reação $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ popula preferencialmente estados com momento angular $6 < I < 9$, cuja densidade é baixa e que, portanto, serão selecionados. Já a reação $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$ permite a população de estados de baixo momento angular $(I \geq 0)$, que possuem uma densidade extremamente elevada, dando origem a um contínuo com seção de choque elevada que mascara os estados de momento angular elevado.

As reações seletivas para momentos angulares elevados seriam, então, aquelas para as quais essa razão é tal que permite que o estado final que se quer observar se destaque do contínuo de estados que a ele se sobrepõe. O conceito físico no qual o fenômeno de seletividade se baseia é o do equilíbrio de energia e momento angular envolvidos nos canais de entrada e saída considerados e pode ser visualizado mais facilmente num esquema de momento angular rasante.[46]

A linha de yrast de um núcleo (no caso presente, o núcleo residual), no plano (E^*, I), é definida pelos estados de yrast (E_y^*, I_y), que representam os estados de maior momento angular (I_y) para determinada energia de excitação (E_y^*) (v. figura 3). As linhas de yrast podem ser calculadas considerando-se o núcleo um rotor rígido de momento inércia θ, pela expressão:

$$Ey = \frac{\hbar^2}{2\theta}\left[I(I+1) - K^2\right]$$

onde K é o momento angular do estado fundamental do núcleo em questão.

O momento de inércia θ de um núcleo de massa A pode ser aproximado ao de um rotor esférico rígido de raio $R = r_0 A^{1/3}$:

$$\theta = \frac{2}{5} m\, r_0^2 A^{5/3}$$

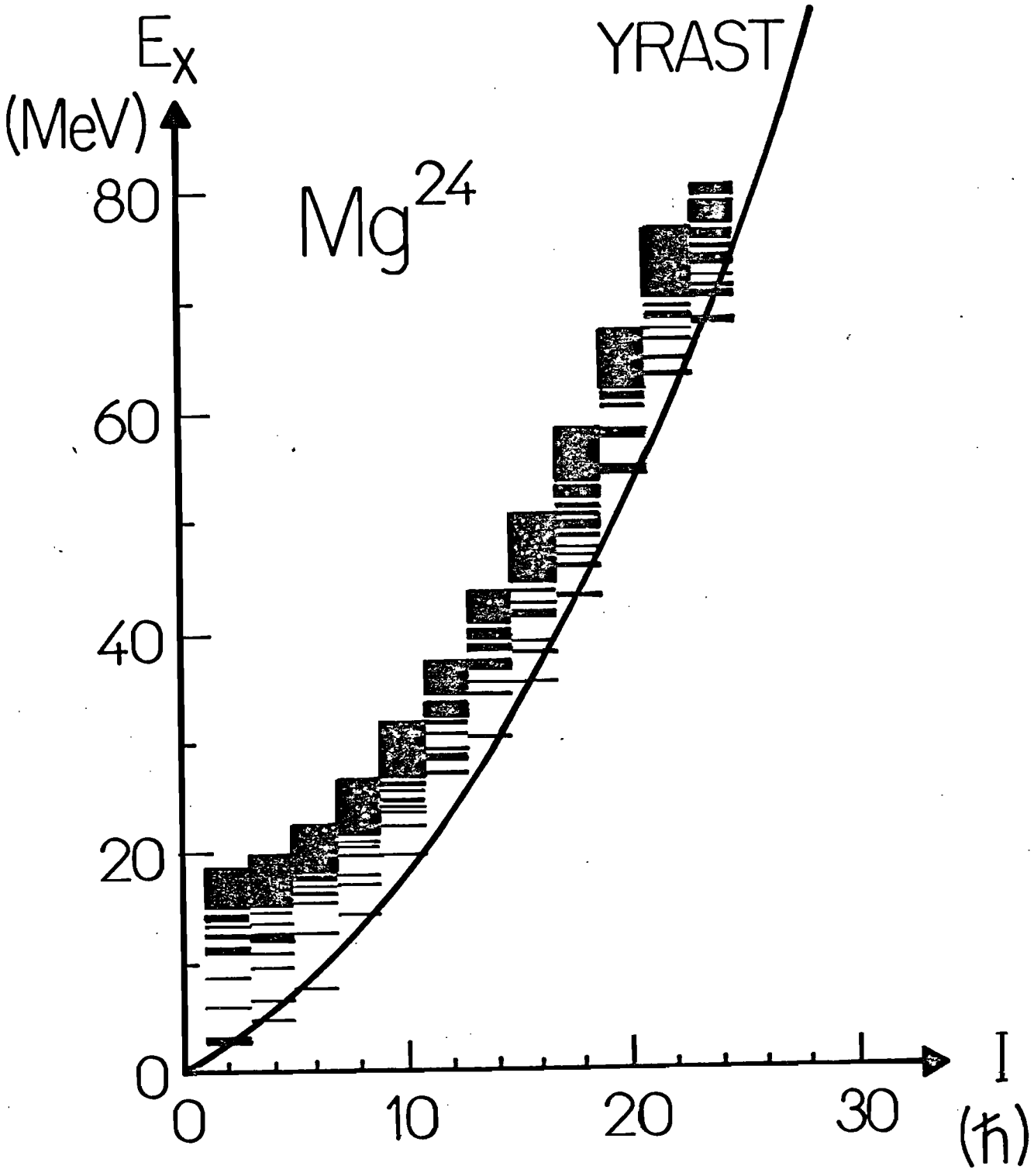


Figura 3 - Representação dos estados de yrast do ^{24}Mg - A linha de yrast define a fronteira dos estados do ^{24}Mg no plano (E^*,I). Por definição, não pode existir nenhum estado à direita da linha de yrast.

Os estados de yrast podem ser relacionados aos estados nucleares para os quais toda a energia de excitação está associada à rotação ou excitação dos graus de liberdade coletivos, não restando energia para excitação dos graus de liberdade intrínsecos. Desta forma, os estados de yrast seriam aqueles em que a temperatura nuclear é zero. Os demais estados, à esquerda da linha de yrast com energia de excitação $E^*(I)$, tem uma energia interna igual a $[E^*(I) - E_y(I)]$, que está relacionada à temperatura. Essa interpretação se tornará mais clara no capítulo onde o conceito de densidade de níveis é discutido.

Uma vez definida a região do plano (E^*,I), onde se encontram os estados do núcleo residual (à esquerda da linha de yrast), é possível fazer uma estimativa a propósito da parte desse espaço que poderá ser populada numa determinada reação, com base nas leis de conservação de energia e momento angular.

O momento angular rasante L_R pode ser definido como aquele para o qual os coeficientes de transmissão T_L (penetrabilidade da barreira), determinados pelo modelo ótico, obedecem à relação:

$$T_{L_R}(E^*_{CM}) = 0.5$$

e calculados através da expressão semiclássica[28]:

$$\left[L_R(L_R+1)\right]^{1/2} = 0.22R\left[\mu(E_{CM}-V_{CB})\right]^{1/2}$$

onde R é o raio para colisão rasante, dado por:

$$R \cong 1.36\ (A_A^{1/3}+A_a^{1/3})\ +\ 0.5\ \text{fm}$$

e μ é a massa reduzida em u.m.a. E_{CM} é a energia cinética do centro de massa e V_{CB}, a barreira coulombiana para o canal em questão.

Como vemos na figura 4, os valores dos coeficientes de transmissão para formação do núcleo composto ($T_L^{entrada}$) caem rapidamente para valores de momento angular maiores que o momento angular rasante no canal de entrada, o núcleo composto será formado, com maior probabilidade, com um momento angular da ordem do momento angular rasante no canal de entrada. Por outro lado, no caso de emissão de uma partícula leve pelo núcleo composto, o momento angular rasante no canal de saída, ($L_R^{saída}$), para determinada energia de excitação do núcleo residual, E_B^*, é em geral muito menor que o momento angular rasante no canal de entrada ($L_R^{entrada}$), para a energia de bombardeio E_a. De acordo com essas considerações, os estados populados do núcleo residual deveriam ser aqueles cujos momentos angulares são definidos pelo acoplamento entre os momentos angulares rasantes nos canais de entrada e saída. O momento angular rasante no canal de entrada é dado por:

$$\left[L_R^{ent}(L_R^{ent}+1)\right]^{1/2} = 0.22R_{ent}\left[\mu_{ent}(E_{CM}^{ent}-V_{CB}^{ent})\right]^{1/2}$$

μ_{ent} = massa reduzida no canal de entrada

$R_{ent} \cong 1.36(A_A^{1/3}+A_a^{1/3})\ +\ 0.5$ fm para a reação A(a,b)B

V_{CB}^{ent} = barreira coulombiana no canal de entrada

E_{CM}^{ent} = energia cinética do centro de massa no canal de entrada.

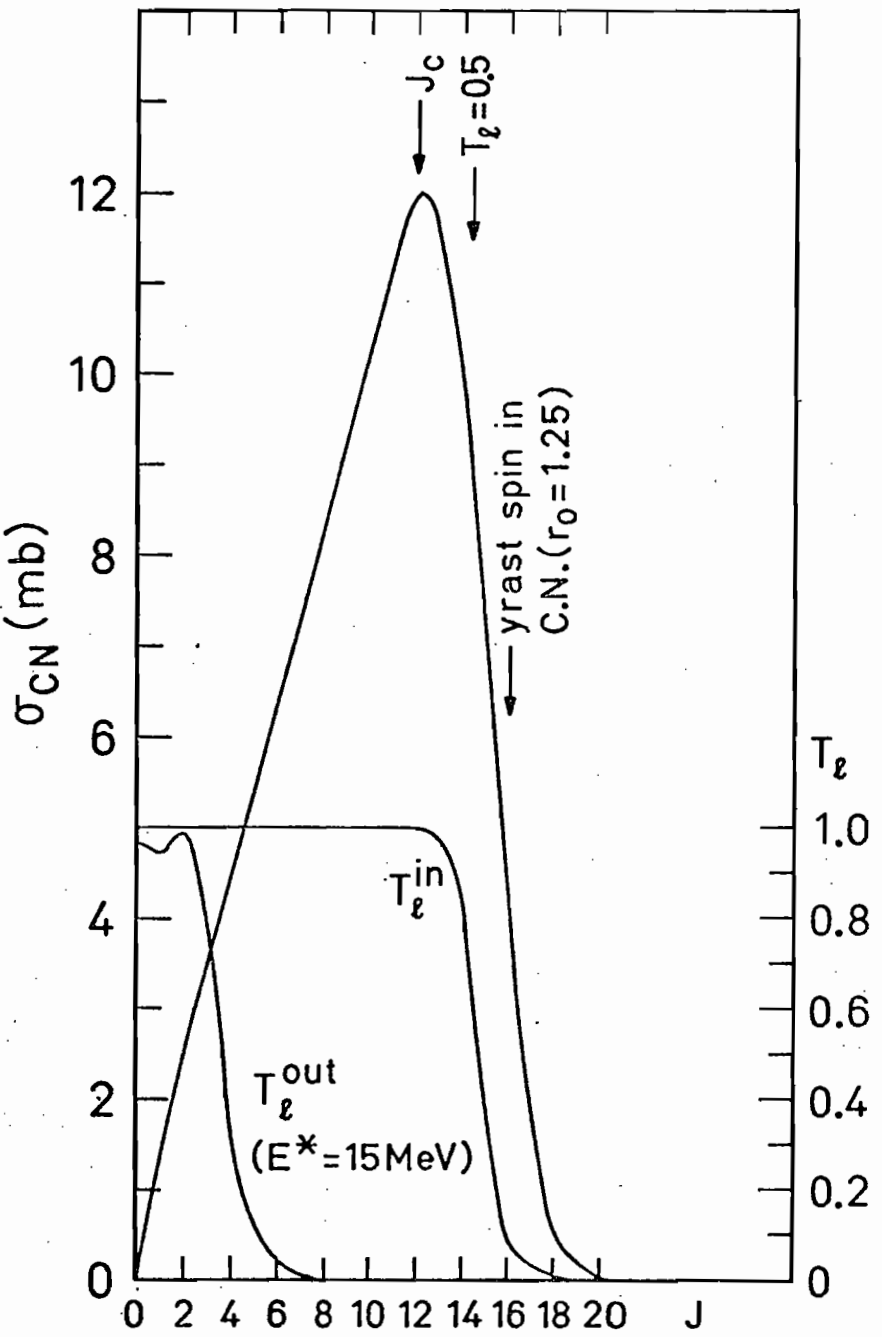


Figura 4 - Valores de T_L^{in} (entrada) e T_L^{out} (saída) para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne^*$ (E_{LAB} = 41.36 MeV ; $E^*_{^{22}Ne}$ = 15 MeV).

A distribuição de probabilidade de formação do núcleo composto (^{24}Na) em função do momento angular J, $[\sigma_{CN}(J)]$ mostra que este será formado preferencialmente com $J \cong L_R^{in}$.

E o momento angular rasante no canal de saída é calculado por expressão análoga:

$$\left[L_R^{saída}(L_R^{saída}+1)\right]^{1/2} = 0.22R_{saída}\left[\mu_{saída}(E_{CM}^{saída}-V_{CB}^{saída})\right]^{1/2}$$

onde

$R_{saída} = 1.36(A_B^{1/3}+A_b^{1/3}) + 0.5$ fm

$\mu_{saída}$ = massa reduzida no canal de saída

$V_{CB}^{saída}$ = barreira coulombiana no canal de saída

$E_{CM}^{saída} = E_{CM}^{entrada} - E_B^* + Q_0$

E_B^* = energia de excitação do núcleo residual

Q_0 = déficit de massa da reação, correspondente ao estado fundamental do núcleo residual.

Na figura 5 vemos o resultados desse acoplamento para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, $E_{LAB} = 41.36$ MeV. O momento angular rasante no canal de entrada (calculado pela expressão semiclássica): $L(^{13}C) \simeq 13\ \hbar$ e o momento angular rasante no canal de saída é calculado para energias de excitação no núcleo residual de $E_B^* = 0$ até um valor igual a $E_B^* = E_{CM}^{ent} - V_{CB}^{saída} + Q$, que corresponde à máxima energia de excitação do núcleo residual. Então, na figura 5, que representa um plano (E_B^*, I_B) para o núcleo residual, os estados que vão ser populados com maior probabilidade são aqueles cuja energia de excitação e momento angular pertençam à área definida pelas curvas dos momentos angulares rasantes de entrada e saída:

$$L_R^{ent} - L_R^{saída}(E_B^*) < I_B(E_B^*) < L_R^{ent} + L_R^{saída}(E_B^*)$$

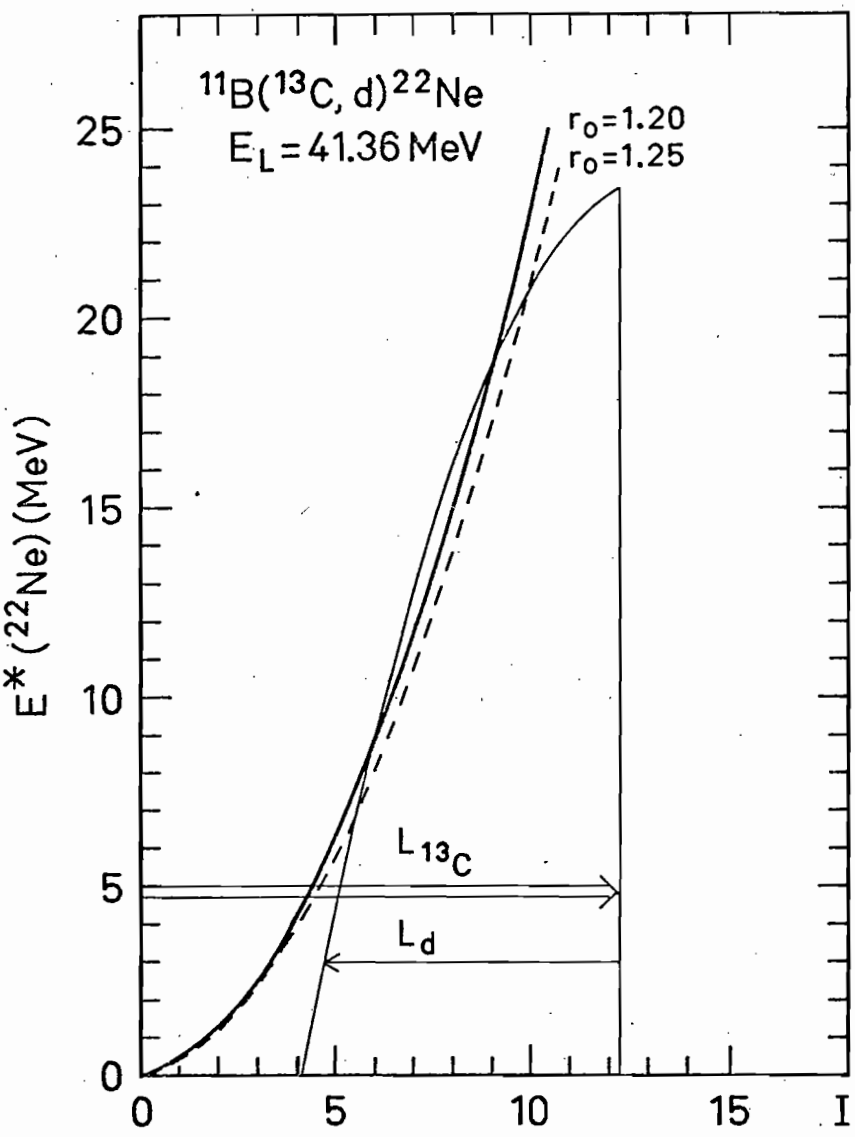


Figura 5 - Esquema de momento angular rasante para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, indicando a linha de yrast (calculada com dois valores de r_0) e a região de superposição prevendo a seletividade na população de estados na região 9 MeV < E* < 20 MeV e 4ħ < I < 11ħ.

Por outro lado, como já foi discutido, a curva de yrast também define, no plano (E_B^*, I_B) do núcleo residual, uma região onde podem existir estados do núcleo residual.

Então temos duas curvas, no plano (E_B^*, I_B), para o núcleo residual: uma delas, a do acoplamento dos momentos angulares rasantes de entrada e saída, nos diz que estados do núcleo residual devemos esperar que sejam populados numa determinada reação; e a outra, a linha de yrast, nos diz quais os estados excitados, do núcleo residual, que podem existir. A superposição do esquema de momento angular rasante e da linha de yrast, no plano (E_B^*, I_B) do núcleo residual, determina, em primeira aproximação, os estados do espectro do núcleo residual que serão populados com maior probabilidade. Esses estados seriam aqueles que pertencessem à área da interseção das duas curvas.

Voltando a analisar a figura 2, vemos que a maior seletividade para momentos angulares elevados da reação $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$ em relação à reação $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$ pode ser explicada pelos esquemas de momento angular rasante das duas reações. Na figura 2, à direita encontram-se os dois esquemas de momento angular rasante, sendo que, para a reação $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$, foram feitas três curvas, cada uma correspondendo a uma energia de bombardeamento diferente, e a linha de yrast do ^{24}Mg. Tendo em mente que existem estados para o ^{24}Mg apenas à esquerda da linha de yrast, seriam populados com maior probabilidade aqueles estados que, no plano (E_B^*, I_B), se situassem na área de interseção das curvas de acoplamento de momento angular rasante e linha de yrast. Assim, se essa interseção é uma região pequena que beira a linha de yrast

(curva correspondente à reação $^{12}C(^{16}O,\alpha)^{24}Mg$, E_{LAB} = 62, 67 e 90 MeV), a probabilidade de população de estados de momento angular elevado é maior que a probabilidade de população de estados de baixo momento angular que formam o contínuo (fundo); isso permitiria que esses estados de momento angular elevado se destacassem do contínuo e a reação seria seletiva para estados de momento angular elevado. Por outro lado, se a área da região de interseção é grande, como é o caso da reação $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$ (v. figura 2), a alta probabilidade de população de estados de baixo momento angular, aliada à elevada densidade de níveis de momento angular baixo, origina um fundo cuja seção de choque é tão elevada, que os picos correspondentes aos estados de momentos angulares elevados ficam totalmente submersos nesse fundo, e a reação se diz não seletiva. Como é de fato a reação $^{14}N(^{14}N,\alpha)^{24}Mg$.

Concluímos, então, que o grau de seletividade apresentado por uma reação depende da densidade de níveis do núcleo residual, do valor do Q da reação (que determina o vértice da parábola do esquema de momento angular rasante), das massas do alvo e projétil (que determinam o momento angular rasante no canal de entrada) e da massa da partícula emitida (que afeta a curvatura da parábola). Pode-se verificar que quanto mais leve a partícula emitida menor é a curvatura da parábola no esquema de momento angular rasante e, em princípio, mais seletiva é a reação se comparada a uma outra com mesmo canal de entrada. Esse fato é a justificativa da escolha do canal de dêuterons, em que pese a reduzida seção de choque (já esperada).

Como as informações obtidas através do esquema de momento angular rasante são puramente qualitati-

vas, elas se tornam úteis na pré-seleção de reações, mas, mesmo para esse fim, é proveitoso complementá-las com cálculos exatos de seletividade.

A previsão quantitativa do grau de seletividade para momentos angulares elevados de uma reação se obtém através de cálculos baseados no modelo estatístico.[21,46] Com o programa STATIS[50], calcula-se a seção de choque média $\sigma(E_B^*, I_B)$, integrada em ângulo, para a excitação de um estado final discreto com momento angular I_B e energia de excitação E_B^*, e comparamos o valor obtido com o da seção de choque $\sigma(E^*)$ integrada sobre todos os estados possíveis do núcleo residual, para os quais o núcleo composto pode decair e sobre um intervalo de energia, dE^*, equivalente à resolução experimental.[46] As expressões segundo as quais são calculadas essas seções de choque são descritas no capítulo IV. O resultado final desses cálculos encontra-se na figura 6.

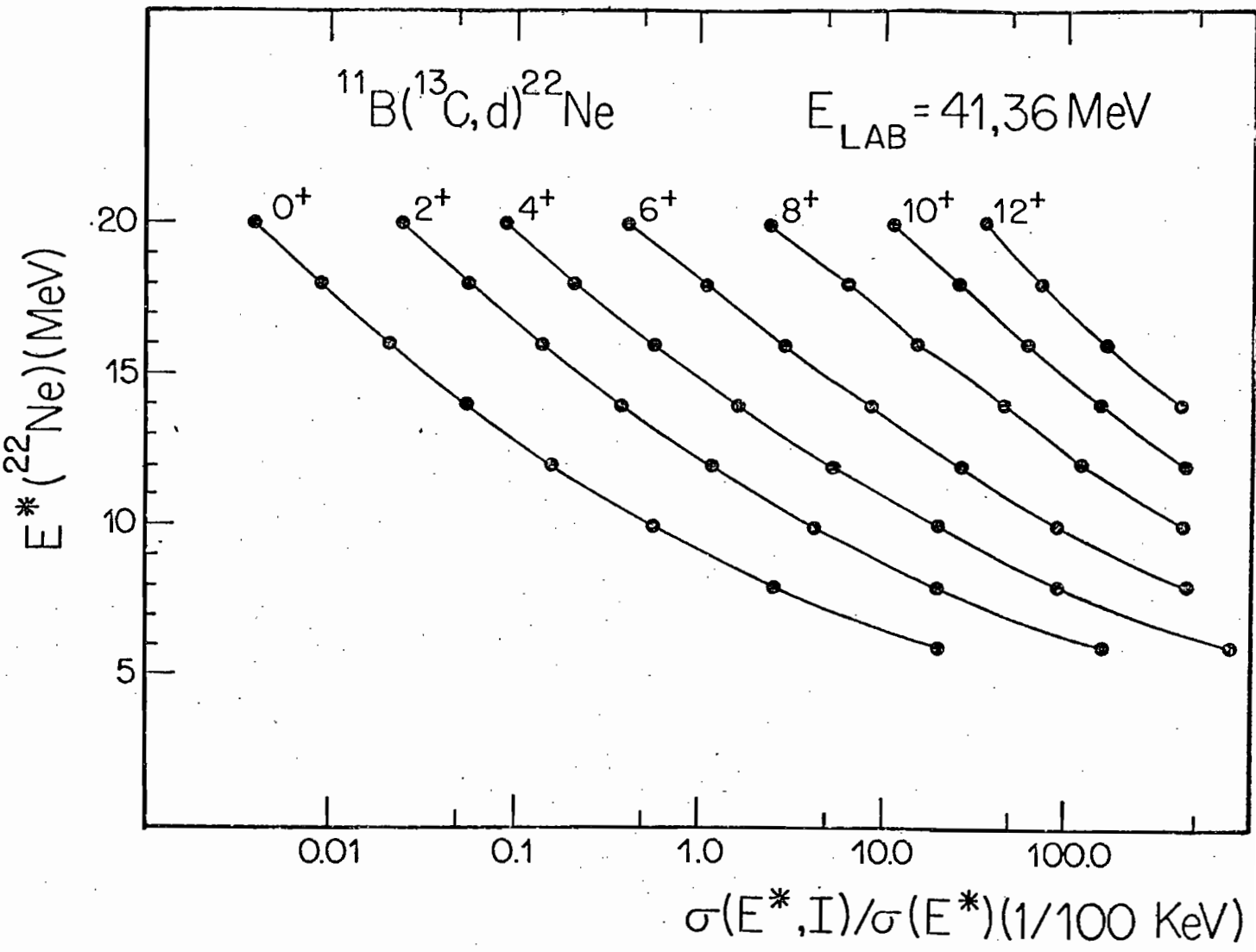


Figura 6 - Seletividade calculada utilizando o programa STATIS:

$$\text{Seletividade} = \frac{\sigma(E^*,I)}{\sum_I \sigma(E^*,I)\rho(E^*,I)dE^*} = \frac{\sigma(E^*,I)}{\sigma(E^*)dE^*}$$

prevendo o quanto os estados de momento angular elevado se destacarão do contínuo.

III - O EXPERIMENTO

a) Arranjo Experimental

Este trabalho foi realizado graças aos equipamentos disponíveis no Max-Planck Institüt für Kernphysik de Heidelberg, Alemanha Ocidental.

Feixes de ^{13}C e ^{11}B foram produzidos numa fonte de íons de "sputtering" tipo UNIS.[51] Para o feixe de ^{13}C foi usado um cone de pó compactado de ^{13}C isotopicamente enriquecido. A corrente média de feixe de ^{13}C, coletada num copo de Faraday atrás do alvo, era de $\sim$ 1μA. No caso de ^{11}B, o cone foi também de pó compactado de ^{11}B e a corrente de feixe, no copo de Faraday da câmara, era da ordem de 600nA. A tensão de pré-aceleração se manteve por volta dos 150 kV e o estado de carga dos íons selecionados era 4^+, em ambos os casos.

O esquema do sistema experimental completo existente no laboratório do MPI-Heidelberg encontra-se na figura 7.

Uma vez extraído, o feixe é injetado num acelerador tipo Tandem, modelo MP, convencional da HVEC, em que as correias tradicionais foram substituídas por correntes de carga tipo Pelletron.[52,53] Como esse é um acelerador de dois estágios, a troca de carga dos íons do feixe é efetuada no terminal de alta tensão, ao atravessarem uma camada de hidrogênio confinada, graças ao bombeamento diferencial, realizado por duas bombas criogênicas. Esse

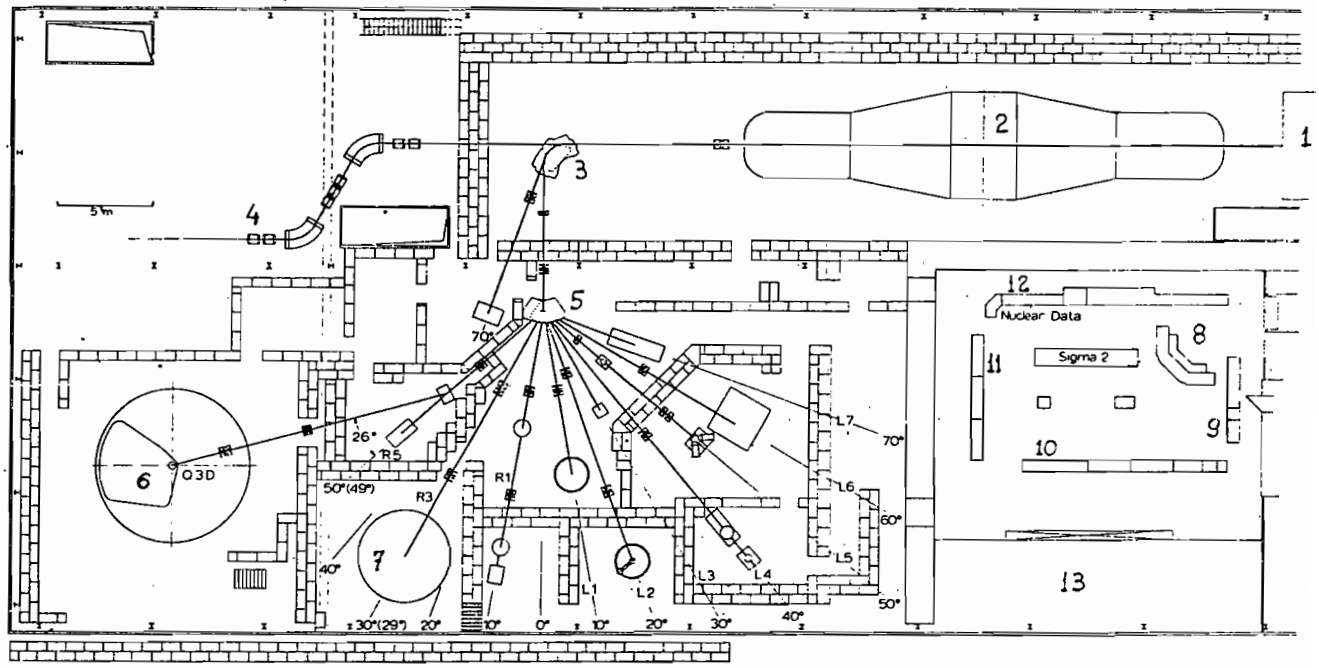


Figura 7 - Sistema experimental do laboratório do MPI-Heidelberg, no qual destacamos: (1) fonte de íons; (2) acelerador MP; (3) ímã analisador; (4) pós-acelerador; (5) ímã seletor; (6) espectrógrafo tipo Q3D; (7) espectrógrafo tipo "multi gap"; (8) controle do acelerador; (9) PDP-11 para controle do pós-acelerador; (10) controles do "multigap"; (11) 2 sistemas PDP-11 para aquisição de dados; (12) sistema Nuclear Data para aquisição de dados; (13) oficina mecânica.

sistema, quando comparado ao de folhas de carbono, apresenta a vantagem de evitar manutenções para renovação de folhas danificadas e permitir uma fácil variação do estado de carga. Convém notar, entretanto, que se conseguem, geralmente, estados de carga mais baixos que com folhas de carbono.

O controle da energia do feixe é efetuado de forma convencional através da medida da corrente de feixe nas fendas de saída de um analisador magnético de 90°. (As correntes medidas nas fendas alimentam o triodo do sistema de controle.) Um ímã seletor a seguir dirige o feixe para a canalização desejada (v. figura 7). O feixe de $^{13}C^{4+}$ possuía uma energia de 41.36 MeV e o de $^{11}B^{4+}$, 35.0 MeV.

Os alvos utilizados foram do tipo auto-portante de espessuras da ordem de 20μg/cm^2, no caso do ^{11}B, e de 25μg/cm^2, no caso do ^{13}C, com pureza isotópica, em ambos os casos, superior a 96%. A estimativa da espessura foi realizada por pesagem. Ambos os alvos foram confeccionados pelo método de bombardeamento eletrônico dos elementos ^{11}B e ^{13}C sob forma de pós.

O aparato experimental utilizado na detecção dos produtos da reação tratava-se de um espectrógrafo magnético, tipo "multigap".[54,55] Esse aparelho permite a detecção simultânea de partículas carregadas em ângulos que vão de 5.5° a 172.5°, em intervalos de 7.5° (ou 4°), em 29 planos focais (v. figura 8).

Em cada um dos planos focais (de 120cm de extensão), são colocadas duas placas de 5×60cm, recobertas por emulsão nuclear tipo Ilford-K2, que depois de usadas são reveladas de maneira convencional.

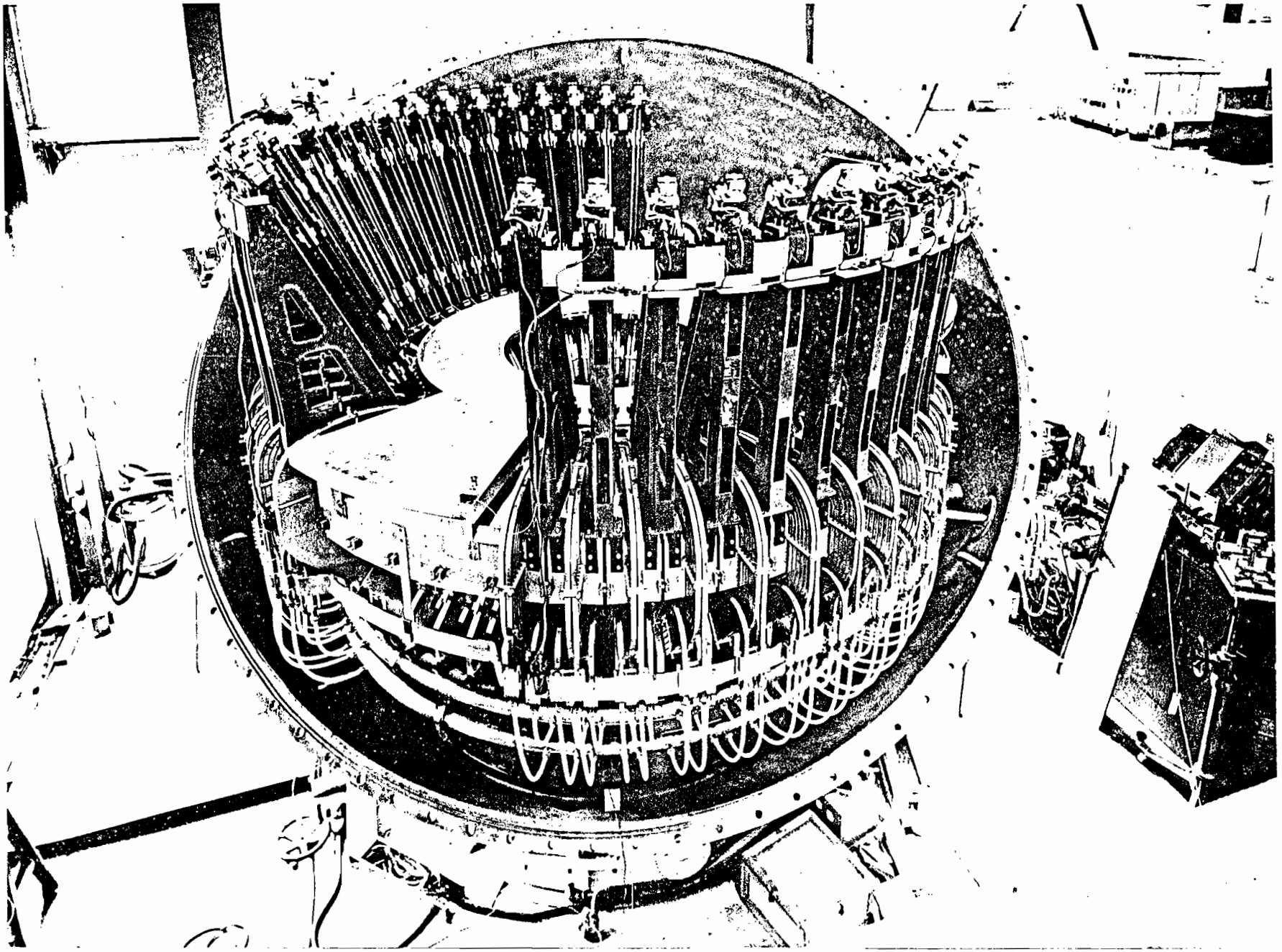


Figura 8 - Espectrógrafo magnético tipo "multigap" utilizado neste trabalho.

O "multigap" consiste de um eletroímã toroidal. O feixe atinge o alvo passando através de um orifício livre de campo magnético, feito no ferro do eletroímã.

A figura 9 é uma vista lateral do espectrógrafo, com o orifício de entrada do feixe, alvo e trajetória das partículas que atingem a emulsão colocada em 5.5°. A geometria das superfícies focais é a mesma para todos os ângulos e tem a forma de uma seção de hipérbole de curvatura bastante leve. O ângulo de incidência das partículas no plano focal varia de 22° a 41° (v. figura 9b). A saída do feixe se dá por outro orifício no eletroímã, que termina num copo de Faraday.

A intensidade do campo magnético é determinada através da medida de freqüência paramagnética nuclear com corpos de prova colocados em cinco posições diferentes dentro do eletroímã. Esses corpos de prova estão reunidos por um controle central, dentro do tanque do espectrógrafo, e, qualquer das freqüências medidas pode ser monitorada da sala de controle.

Para cada ângulo de detecção no espectrógrafo, a cinemática da reação permite observar um intervalo de energia da ordem de 15 MeV de energia de excitação com uma resolução média de 13 keV por milímetro e estabilidade de campo de 2×10^{-5}. Espectros típicos encontram-se nas figuras 10 e 11.

A intensidade de campo magnético foi de 13 kG para ambas as reações, e o ângulo sólido médio, também para ambas, foi de 3.4×10^{-4} sr. Este ângulo sólido, idêntico para todas as placas, é determinado por conjuntos de fendas colocados na entrada de cada eletroímã.

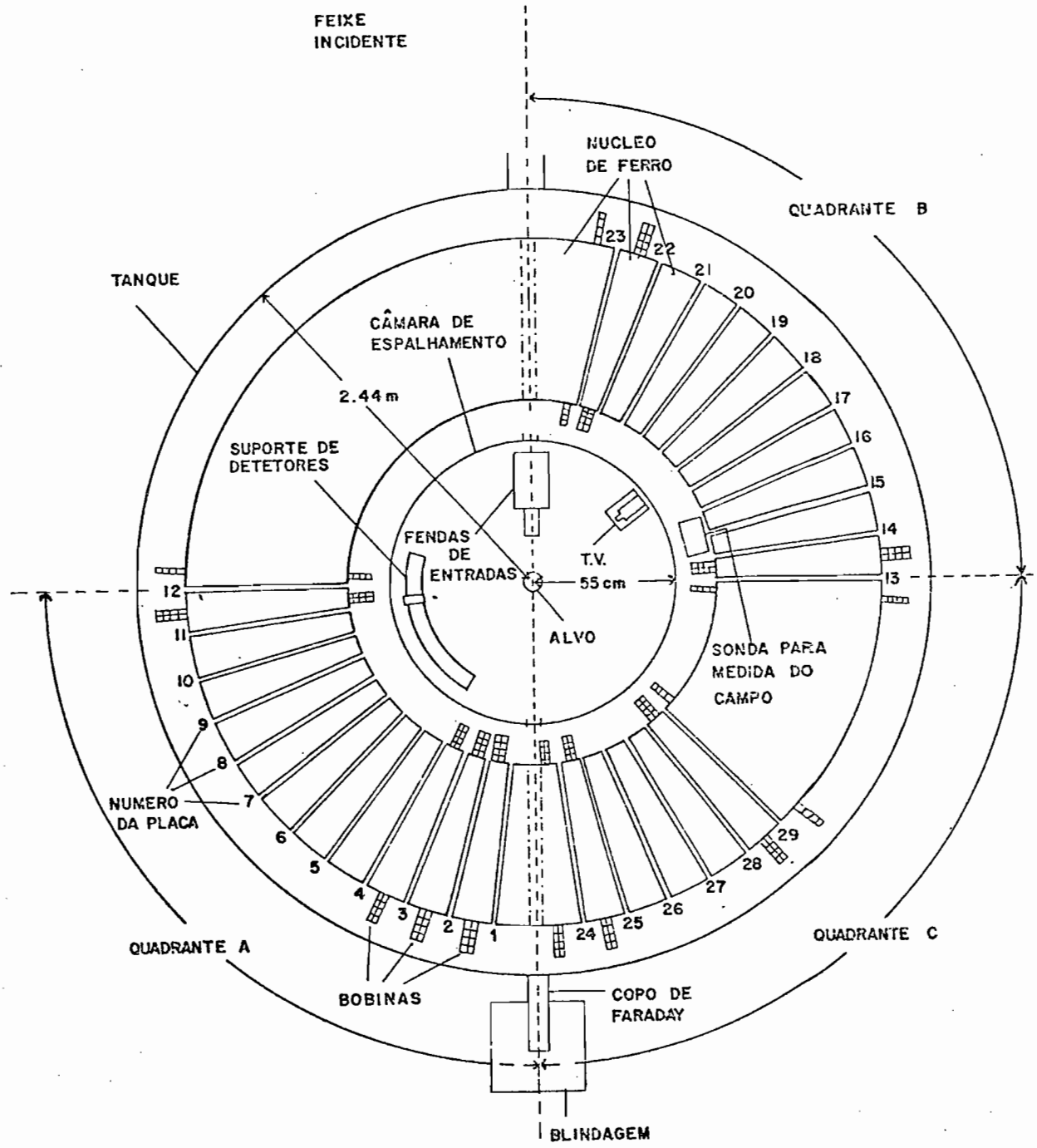


Figura 9a

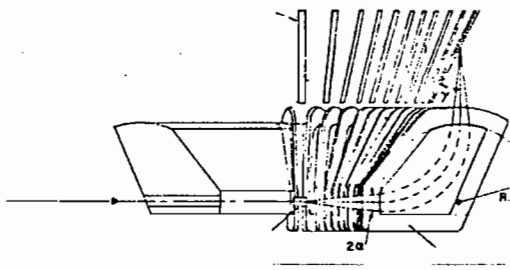


Figura 9b

Figura 9a - Esquema do espectrógrafo - vista superior.

b - Esquema do espectrógrafo - vista lateral, evidenciando a trajetória das partículas e o ângulo de incidência no plano focal (placa fotográfica).

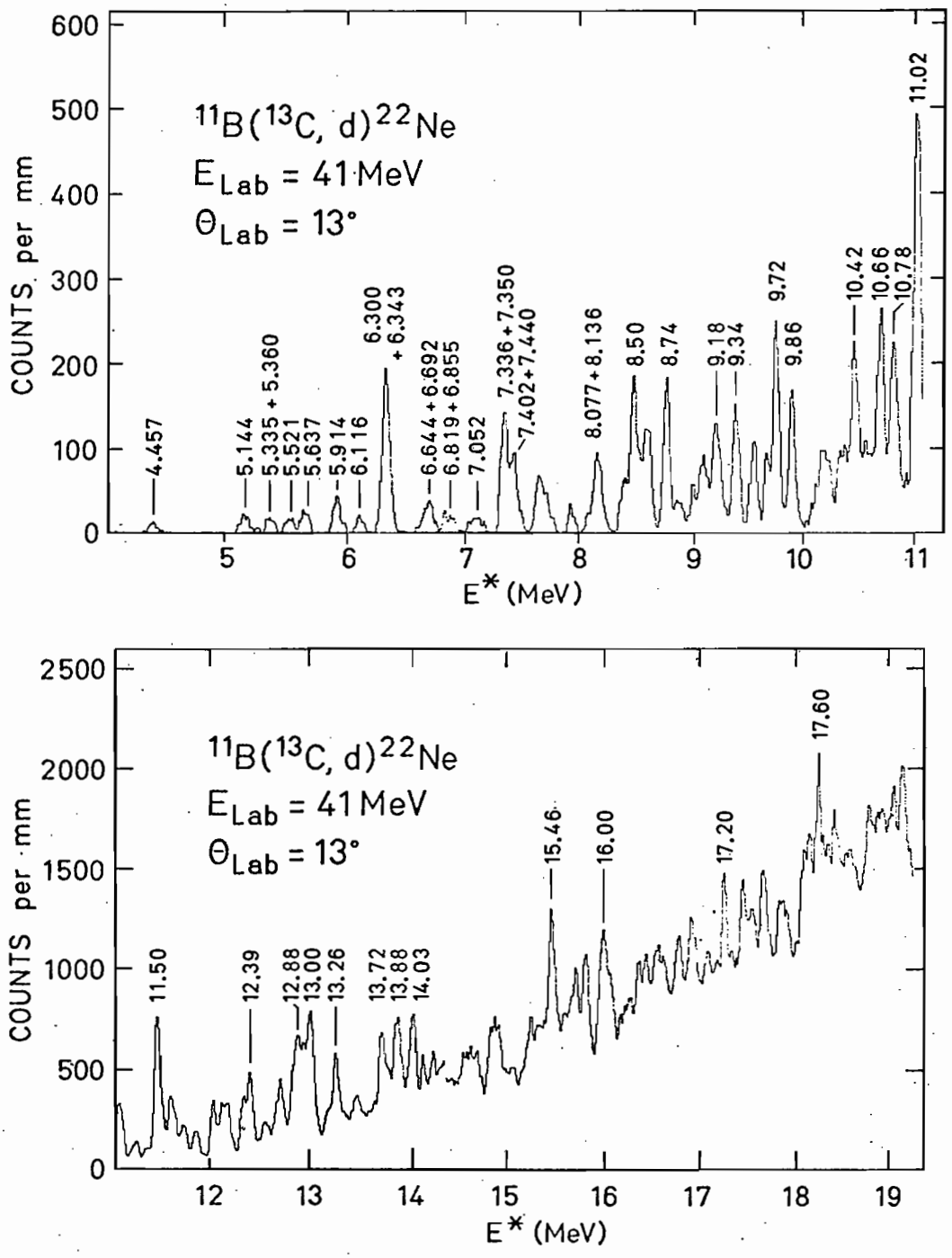


Figura 10 - Espectro típico obtido através da reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, θ_{LAB} = 13° e energia de bombardeio de 41.36 MeV.

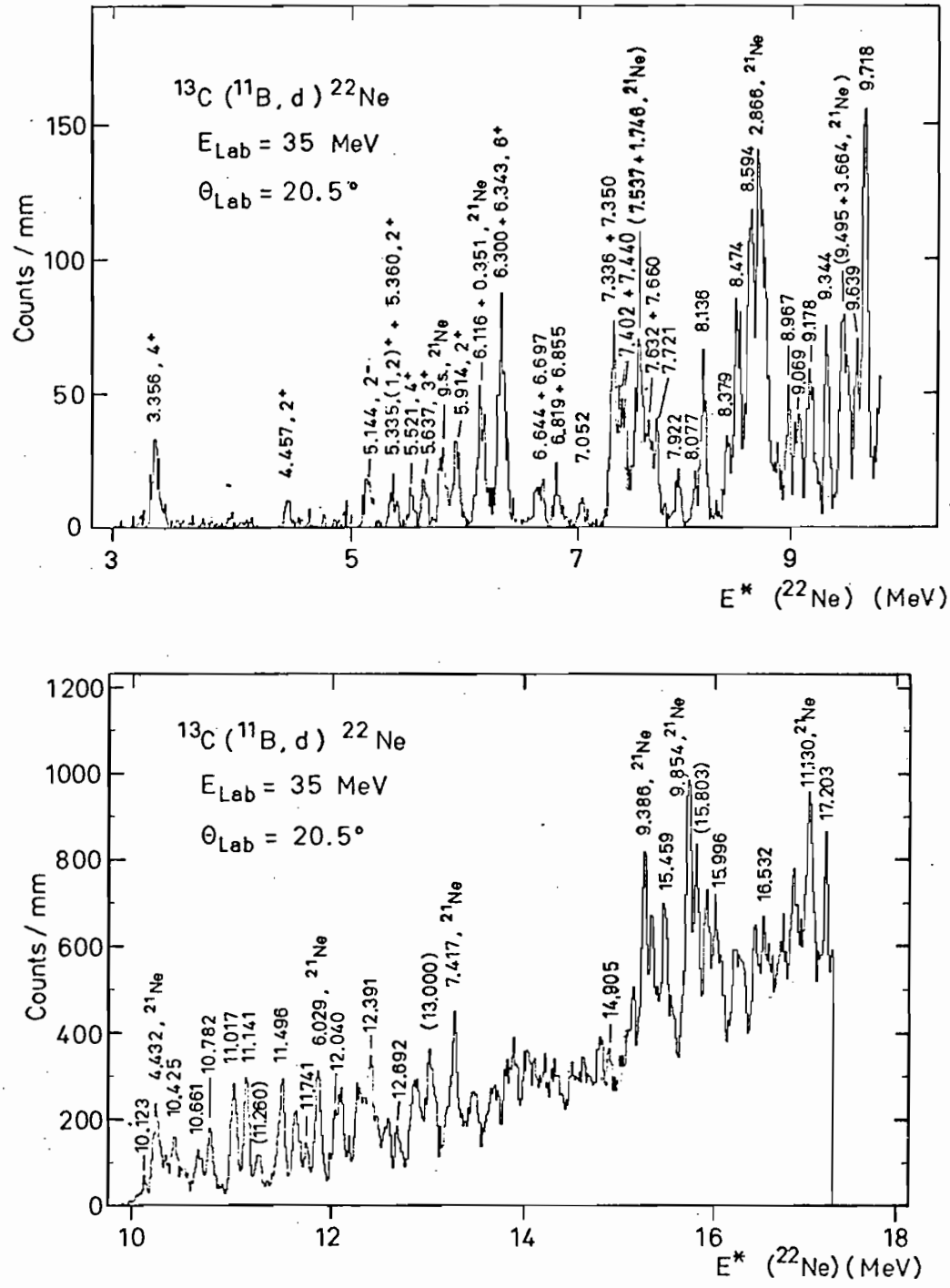


Figura 11 - Espectro típico da reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, $\theta_{LAB} = 20.5^{o}$ e energia de bombardeio de 35 MeV.

Existem três conjuntos diferentes que são acionados por controle remoto.

A monitoração do alvo em exposição (a torre de alvos comporta cinco unidades) é feita por detetores de silício tipo barreira de superfície e por um monitor de televisão (v. figura 9).

Todas as bobinas funcionam em vácuo e estão no interior de um tanque esférico de diâmetro da ordem de 5 metros. Uma bomba mecânica e uma bomba difusora (∿ 50") são responsáveis pelo bombeamento e mantém uma pressão da ordem de 5×10^{-6} torr dentro do tanque. Um sistema de colimação determina a direção do feixe incidente.

Tanto na reação $^{11}B+^{13}C$ quanto na $^{13}C+^{11}B$, o núcleo composto formado é o mesmo, o ^{24}Na, em estado de alta energia de excitação (∿ 38 MeV). Vários canais de saída estão abertos para o decaimento desse núcleo composto, por emissão de diferentes partículas. Dentre esses canais, os que absorvem a maior parte da seção de choque são os canais de nêutron ($n + ^{23}Na$) e alfa ($\alpha + ^{20}F$), vindo a seguir os de próton ($p + ^{23}Ne$) e dêuteron ($d + ^{22}Ne$) (v. figura 12). Por conseguinte, não apenas dêuterons vão impressionar as emulsões, mas também partículas α, prótons, trítons etc. e, em particular, graças à elevada seção de choque, a grande maioria dos traços observados serão deixados por partículas α. Nos casos em que os dêuterons, por exemplo, sejam as partículas de interesse, as alfas devem ser eliminadas do espectro. Isto se faz necessário não só pelo perigo de impossibilitar a contagem pelo excesso de traços (o máximo aceitável é de 2000 contagens por milímetro), como também pelo fato de que traços deixados por dêuterons e partículas α são muito semelhantes (v. figura 13).[56)]

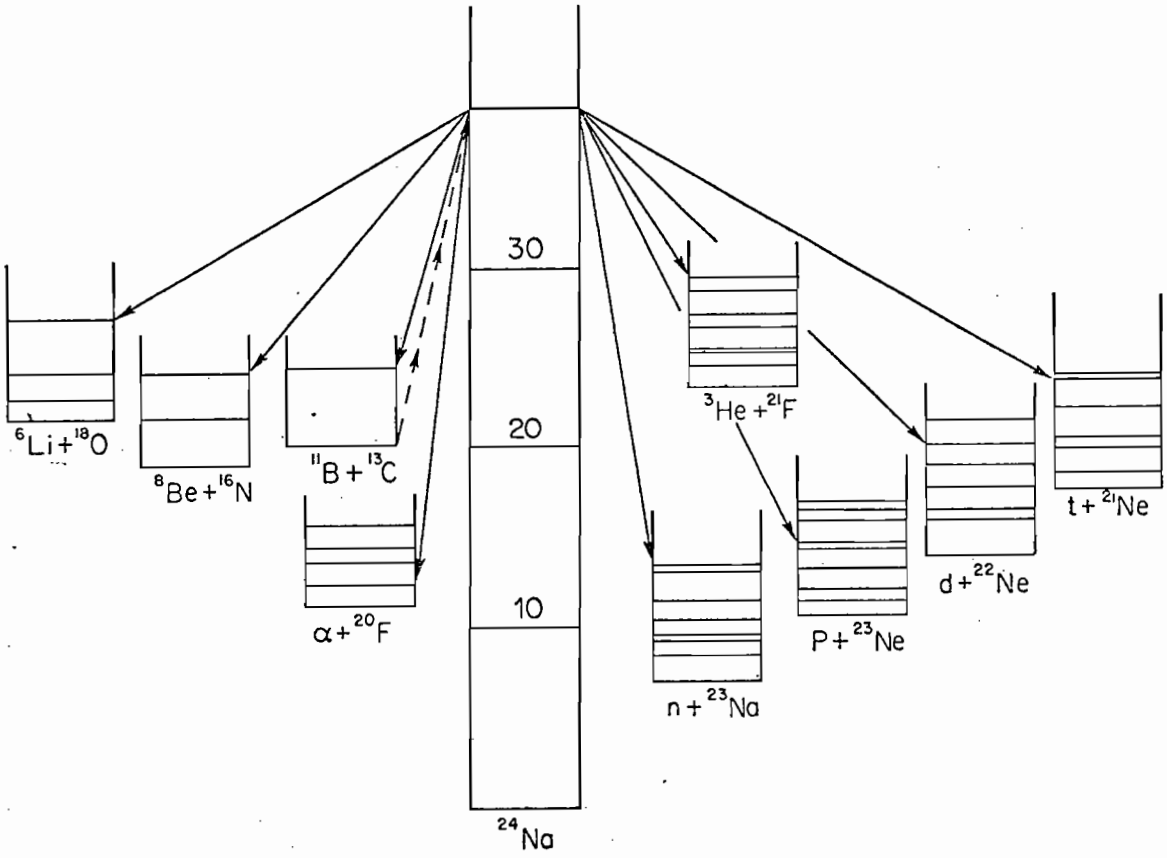
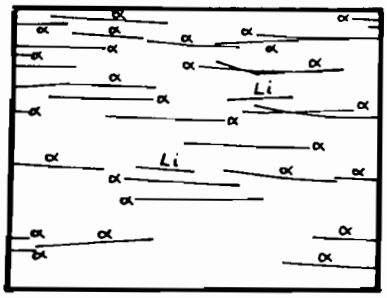
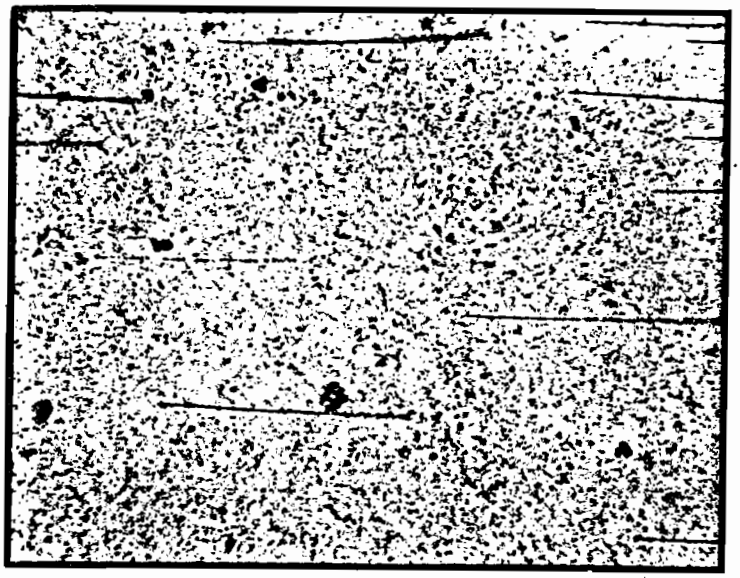


Figura 12 - Diferentes canais abertos ao decaimento do núcleo composto ^{24}Na formado numa energia de E^*_{NC} = 38.9 MeV.

$^{12}C(^{14}N, ^{6}Li)^{20}Ne$

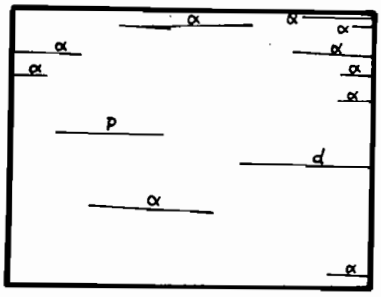
E_{Lab} = 52 MeV

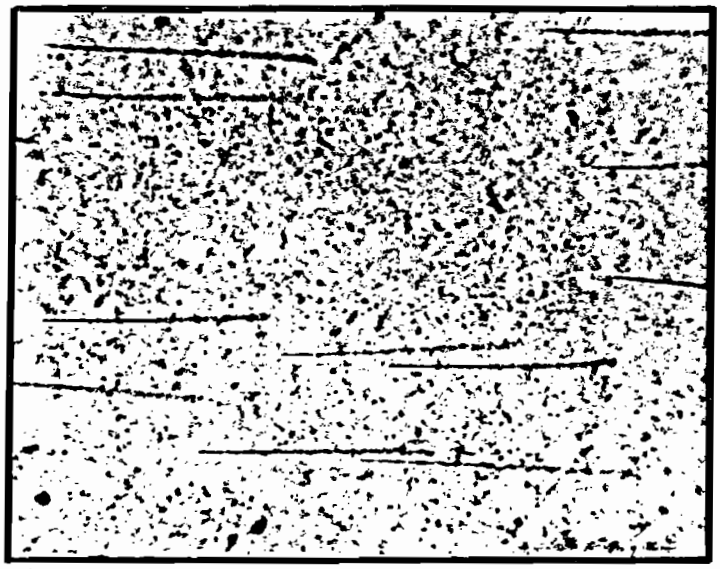




$^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$

E_{Lab} = 52 MeV





$^{12}C(^{14}N, d)^{24}Mg$

E_{Lab} = 52 MeV

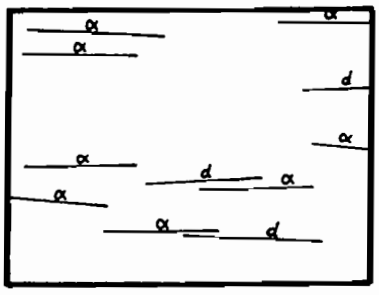


Figura 13 - Fotos de emulsões tipo Ilford-K2, reveladas após exposição aos produtos de duas reações diferentes, mostrando as características dos traços deixados pelas diversas partículas: ^{6}Li, α, d, p, tais como tamanho, intensidade do traço etc..

A maneira de se contornar esse problema é colocar folhas absorvedoras em frente das emulsões. Para ambas as emulsões, foram utilizadas folhas de cobre e mylar de espessura conveniente para absorverem as partículas α (e, portanto, todas as partículas mais pesadas e ionizantes) e deixarem passar os dêuterons. O cálculo dessas espessuras, uma vez tendo-se a energia da partícula incidente, é feito com tabelas convencionais de perda de energia e levando-se em conta o ângulo de incidência das partículas nas várias posições dos planos focais.

Quanto aos prótons, apesar de serem em maior número que os dêuterons, possuem uma rigidez magnética menor, tornando mais fácil a distinção entre ambos.

A carga integrada para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ foi de 119 mC, o que significa 33 horas de exposição com uma corrente de feixe média de 1μA para cada ponto da distribuição angular. Isto se faz necessário dada a baixa seção de choque para decaimento pelo canal dêuteron. Se esta experiência fosse realizada com um espectrógrafo do tipo "split-pole" ou com um detetor de silício com o mesmo ângulo sólido seriam necessários 18 dias de exposição contínua, em vez de 1.5 dias, para se obterem dados de igual qualidade estatística.

b) Redução dos Dados

Uma vez terminada a leitura das chapas, leitura esta feita em passos de 0.5mm, por microscopistas, e graficados os espectros, procede-se à calibração em ener-

gia. Para esse fim foi utilizado um programa já existente em Heidelberg, que, através da cinemática da reação e das características físicas do espectrógrafo (calibração do raio de curvatura da trajetória), calcula a energia em função da posição, em centímetros, no plano focal (programa KINEMA).[57] Entretanto, foi verificado que desvios normalmente ocorrem, principalmente como conseqüência de uma pequena folga mecânica existente nos suportes das emulsões. Ainda, a calibração do espectrógrafo tinha sido realizada há alguns anos e pequenas distorções nos planos focais não seriam improváveis.

No intuito de evitar erros de calibração advindos dessas distorções, calculamos, para os picos conhecidos do ^{22}Ne, os desvios entre as posições esperadas pela cinemática para determinado valor de campo magnético e as posições em que os picos foram encontrados na placa. Através de ajustes por mínimos quadrados, foram calculadas, para cada plano focal, curvas de desvio em relação à posição esperada e posição na placa. Essas funções são retas de inclinação variável, dependendo do plano focal, que fornecem os desvios esperados para os picos até então não identificados, permitindo que se proceda às correções necessárias na calibração em energia (v. figura 14).

A reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$ sofre uma competição intensa da reação $^{12}C(^{11}B,d)^{21}Ne$, em virtude do alto grau de contaminação do ^{12}C no alvo de ^{13}C, devido ao crescimento da quantidade de carbono no próprio alvo, efeito esse que é extremamente acentuado quando se trata de alvos de carbono. Picos pronunciados correspondentes a estados excitados do ^{21}Ne aparecem nos espectros da reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, superpostos aos do ^{22}Ne, tornando muitas vezes impossível a análise destes

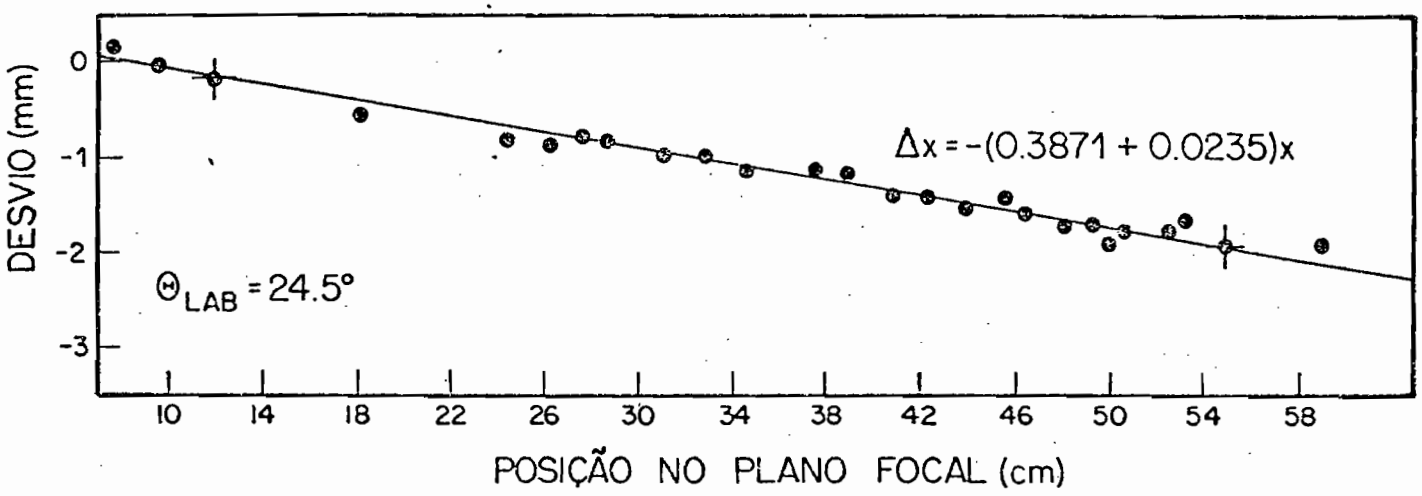


Figura 14 - Desvio de um pico em relação à posição esperada pela cinemática, como função de sua posição no plano focal (caso específico do espectro $\theta_{LAB} = 24.5^{o}$).

últimos (v. figura 11). Por essas razões é que muitas das distribuições angulares provenientes dessa reação não aparecem neste trabalho. Os picos provenientes da reação $^{12}C(^{11}B,d)^{21}Ne$ foram identificados a partir de espectros obtidos com alvos de ^{12}C em situações experimentais semelhantes.[58]

Uma vez concluída a calibração procedemos ao cálculo das seções de choque experimentais.

A seção de choque experimental é calculada pela relação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{LAB}} = \frac{Y}{N_{alvo} \times N_{feixe} \times \Delta\Omega}$$

onde: Y é o número de eventos observados

N_a é o número de partículas presentes no alvo, por unidade de área

N_f é o número de partículas do feixe que incidiram no alvo durante a exposição

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pelo detetor

e sendo que $1cm^2 = 10^{27}$ mb.

$$N_{feixe} = \frac{Q}{\bar{Z}_{feixe} \times e}$$

em que Q é a carga total do feixe integrada durante a exposição, $\bar{Z}$ é o estado de carga médio do feixe e, $\Delta\Omega$, o ângulo sólido

$$\Delta\Omega = \frac{S}{d^2}$$

S é a área definida pelo colimador do detetor e d, a distância do alvo ao colimador.

Teremos, então, para a seção de choque no referencial do laboratório:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB} = \frac{10^{-6}}{3.763} \times Y \times \frac{A}{N_a} \times \frac{\bar{Z}_f}{Q} \times \frac{1}{\Delta\Omega}$$

Nessa equação, $\frac{A}{N_a}$ é dado em $\left(\frac{\mu g}{cm^2}\right)^{-1}$; Q em mC; $\Delta\Omega$ em sr e $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ em $\left(\frac{mb}{sr}\right)$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{CM} = G \frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB}$$

onde G é o fator geométrico de transformação do sistema de referência de laboratório ao sistema de referência de centro de massa.

Devido à variação na trajetória para partículas que incidem no início ou no fim da emulsão, o valor do ângulo sólido tem uma leve dependência da posição de incidência. Este ângulo sólido é, então, corrigido de acordo com a relação:

$$\Delta\Omega = \frac{3.39 \times 10^{-4}}{1.27 - 0.0041S} \text{ sr}$$

onde S é a posição de incidência em relação ao centro do plano focal.

Para determinação do número de contagens foi utilizado um programa de ajuste gaussiano de picos, por mínimos quadrados, JASPER[59], que ajusta simultaneamente o fundo. Esse programa permite que se imponham larguras à meia altura idênticas para o caso de picos adjacentes e otimiza o ajuste do fundo de um polinômio de grau n. Neste trabalho, o fundo foi reproduzido por um polinômio de segundo grau para intervalos pequenos de energia de excitação, mas de maneira tal a reproduzir o contínuo, como no caso da figura 15.

Na figura 16 vê-se um ajuste típico para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$.

Dada a alta densidade de níveis para regiões de energia de excitação superiores a 7 MeV, um bom ajuste do fundo se torna de extrema importância no sentido de serem evitadas interpretações errôneas quando da atribuição dos valores de momento angular. Há dois problemas principais quando se trata de estimar corretamente o fundo: o primeiro ocorre quando a resolução experimental não é suficientemente alta para separar picos, principalmente no caso de picos de momento angular elevado (picos pronunciados), vizinhos a picos de baixo momento angular (picos pequenos). Qualquer variação no ajuste do fundo, nesses casos, acarreta drásticas variações nas áreas dos picos pouco pronunciados. O segundo problema é estatístico e/ou da própria estrutura do núcleo, que se manifesta numa não uniformidade da densidade de níveis:

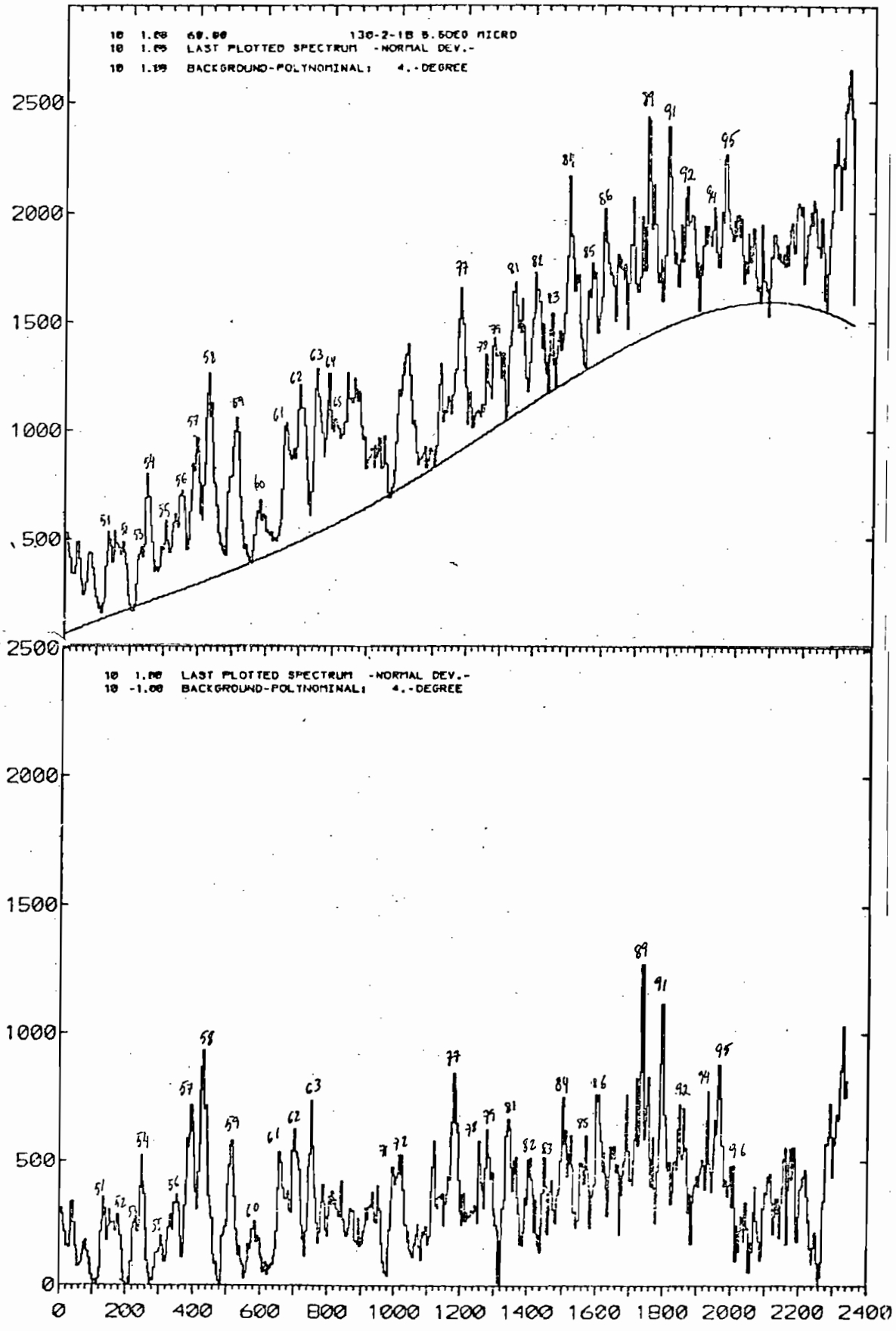


Figura 15 - Espectro da reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ ($\theta_{LAB} = 5.5^{o}$) com o fundo ajustado por um polinômio do quarto grau. Na figura inferior, o fundo foi subtraído do espectro.

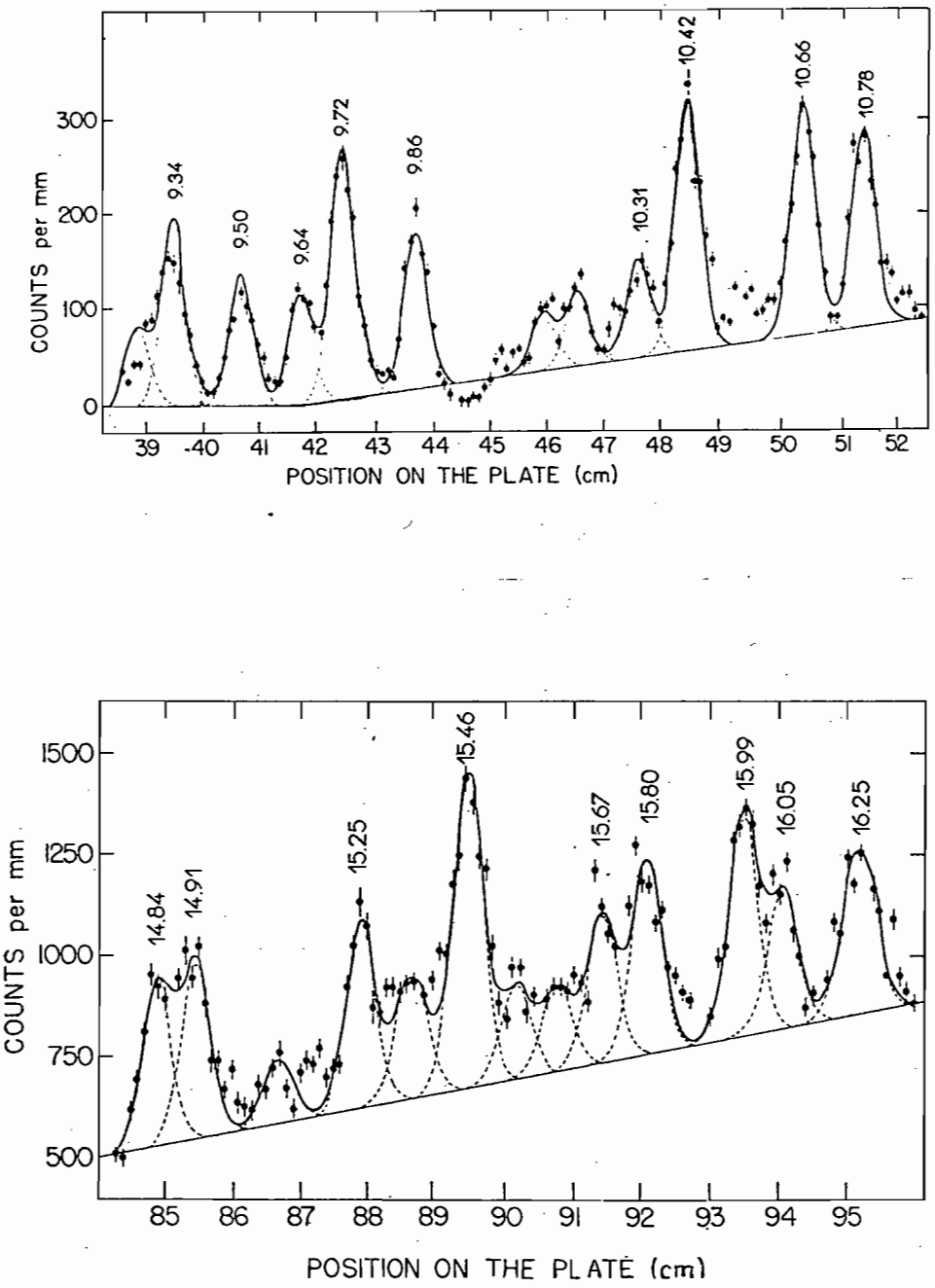


Figura 16 - Ajustes típicos, realizados com o programa "JASPER", de picos provenientes da reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, E_{LAB} = 41.36 MeV e $\theta_{LAB} = 5.5^{o}$.

algumas vêzes, acontece que uma determinada aglomeração de picos de baixo momento angular, em regiões de alta energia de excitação, dá origem a "calombos" no fundo, sobre os quais aparecem os picos provenientes de estados seletivamente populados. Se essa região for uma região de alta densidade de níveis (contínuo), pequenas variações na forma do fundo podem alterar significativamente as áreas dos picos de interesse.

Em conseqüência desses problemas, os erros atribuídos às seções de choque experimentais refletem uma dependência na energia de excitação, no tipo de fundo e no efeito de aglomeração dos picos em cada região do espectro. Nas medidas efetuadas, o erro tem sido da ordem de 10% e, em alguns casos, até maiores.

A calibração simultânea de todos os espectros fornece diversos valores da energia de excitação das várias transições. Os valores atribuídos neste trabalho provêm de uma média entre todos os valores obtidos (v. Tabela 2; os valores assinalados com asterisco foram utilizados para calibração). Os valores médios para energias de excitação permitiram a determinação do fator de conversão $(d\sigma_{CM}/d\sigma_{LAB})$ assim como o valor dos ângulos no referencial de centro de massa.

As distribuições angulares experimentais são apresentadas na figura 24.

IV - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

a) Introdução

Foi brevemente discutido na introdução deste trabalho que, numa reação nuclear com íons pesados, podem ocorrer vários processos diferentes que estão relacionados à escala de tempo em que cada um deles ocorre.[27,29,60] Neste capítulo, propomo-nos a continuar essa discussão com um pouco mais de detalhe, estudando não só a evolução temporal desses vários processos como os diferentes graus de liberdade envolvidos em cada um deles.

No intento de simplificar as discussões vamos examinar, dentre os mecanismos de reação possíveis, esquematizados na figura 1, apenas os processos extremos:

i - as reações rápidas que ocorrem em intervalos de tempo da ordem de grandeza do tempo de trânsito do projétil através da região de interação, que é da ordem de 10^{-22}s. Esses processos, também chamados de processos diretos,[29,60] correspondem a colisões essencialmente rasantes, em que a superfície nuclear tem um papel preponderante. As reações diretas, então, são aquelas que envolvem poucos dos graus de liberdade acessíveis aos nucleons participantes da colisão. A esta categoria de reações pertencem, por exemplo, as reações de transferência de poucos nucleons. Nesse tipo de reação, a partícula emitida retém uma parcela considerável da energia e momento angular do canal de entrada, dando origem às distribuições angulares com máximo em ângulos dianteiros, carac

terísticas das reações diretas.[27] Outra característica é o comportamento monotônico das funções de excitação.

ii - reações lentas em que a partícula incidente é aprisionada no poço de potencial associado ao sistema. Neste caso, através de interações sucessivas, em que um grande número dos graus de liberdade, intrínsecos e coletivos, são excitados, o sistema composto pode progredir até um estado de "equilíbrio termodinâmico".[36-38,60-61] O tempo característico para atingir esse estado é da ordem de 10^{-17}s (v. figura 1). Chamamos de fusão completa às reações em que esse estado de equilíbrio é alcançado. Essas reações correspondem às colisões mais inelásticas, em que toda a energia do movimento relativo é absorvida na excitação dos graus de liberdade. A excitação dos graus de liberdade intrínsecos corresponde à excitação dos estados de partícula independente. Pode-se, agora, introduzir o conceito de temperatura termodinâmica associado à energia de excitação ou interna.[33-37] A excitação dos graus de liberdade coletivos, que absorve a energia remanescente, está relacionada ao movimento rotacional do sistema composto. O balanço entre as energias interna e rotacional é regido pela conservação da energia e momento angular no canal de entrada. Em vista disso, numa colisão entre íons pesados, o núcleo composto será formado em estados altamente excitados e com momento angular elevado.

Dado o grande número de graus de liberdade envolvidos e a lenta evolução temporal do processo, pode-se afirmar que um sistema composto equilibrado perdeu a "memória" do canal incidente, ao contrário do que ocorre com as reações diretas.

b) Reações via Núcleo Composto

Dados os objetivos deste trabalho, nossa preocupação principal é estudar a emissão de partículas de um sistema composto ou equilibrado. Esse tipo de emissão vai ter, pelo que já foi dito, a característica de depender apenas das constantes de movimento do sistema composto e de seu tamanho e forma, não sendo possível, através dela, obter informações a respeito de como o sistema é formado ou como chega ao equilíbrio.[37,38,61]

Uma vez equilibrado esse sistema se assemelha bastante a dois sistemas clássicos bem conhecidos, um deles é o sistema da gota líquida quente, de onde partículas evaporam, e outro é a radiação de corpo negro, embora este último seja análogo ao núcleo composto apenas quando se trata de emissão.[36-38] Em ambos os casos, a emissão vai depender das propriedades estatísticas do sistema, tais como a temperatura (que determina a forma do espectro de energia) e a energia média de emissão.[62,63] É importante observar que a temperatura do sistema é bastante baixa, se comparada à energia total de excitação, o que decorre do fato de a energia estar repartida entre muitos graus de liberdade. Isso também é observado no núcleo composto, onde a energia cinética da partícula emitida é, em geral, bastante baixa, se comparada à energia total de excitação.[37]

Por outro lado, há diferenças fundamentais entre esses sistemas clássicos e o núcleo composto. A primeira delas é que, tanto no caso da gota líquida como no da radiação, a partícula ou fóton que sai carrega consigo apenas uma

parte muito pequena da energia total do sistema. Já, no caso nuclear, porém, basta uma única partícula deixar o sistema para que ele se altere em suas características fundamentais. Em muitos casos, é até energeticamente impossível a emissão de uma segunda partícula do mesmo tipo. Isso faz com que seja fundamental saber com certeza em que sistema exatamente se está medindo a temperatura, aspecto que não tem importância no caso clássico. Ainda, neste último caso, as propriedades do sistema decorrem não apenas de um ou poucos estados quânticos mas de um grande número de estados superpostos em energia. Isso pode ou não ocorrer no caso do núcleo composto.[64]

De maneira geral, o núcleo composto é formado com energias de excitação altas, onde o espaçamento entre os níveis é pequeno, comparado à incerteza em energia da partícula incidente. Nesse caso, o tempo de recorrência[37,38] do pacote incidente dentro do núcleo alvo é $2\pi\hbar/D$, onde D é o espaçamento entre os níveis, não superpostos e equidistantes. A condição para a existência de um núcleo composto bem definido é que esse tempo de recorrência ou período do movimento da partícula incidente dentro do poço do núcleo alvo seja muito menor que a vida média do estado. Essa condição é satisfeita se a largura dos níveis for muito menor que o espaçamento entre eles.[36]

$$\tau_s = \frac{1}{\tau} << \frac{D}{2\pi\hbar}$$

Na realidade, porém, à medida que a energia de excitação aumenta, a vida média dos níveis vai ficando cada vez menor e também cresce o número de canais abertos para o decaimento.[65] Em outras palavras, os níveis vão-se alargando até que começam a se superpor, o que invalida o argumento do sistema equilibrado baseado no tempo de recorrência.[36,37] Ainda, devido à superposição, ocorre interferência entre os níveis, causando rápidas flutuações com energia e ângulo na seção de choque diferencial.[32,66] Por outro lado, se for medida a seção de choque média sobre um intervalo de energia maior que a largura média característica dos níveis do núcleo composto, os efeitos de interferência se cancelam e a seção de choque volta a ser uma função lisa da energia e ângulo. Nesse sentido, pode-se afirmar que o sistema está equilibrado e que, portanto, a hipótese de Bohr[38] sobre a independência entre os modos de formação e decaimento não é violada. O sistema nuclear é ainda semelhante aos sistemas clássicos da gota líquida e do corpo negro que irradia.

Para energias de excitação extremamente altas, a vida média do núcleo composto se torna tão pequena que não há tempo suficiente para que ele alcance o equilíbrio estatístico, e não é mais possível considerar os modos de formação e decaimento como independentes. Nesse limite, a reação deve ser tratada como uma reação rápida.[67,68] É, assim, importante verificar sempre se há possibilidade de que o núcleo composto atinja o equilíbrio, comparando sua vida média ao tempo de relaxação.

c) Modelo Estatístico

Assim que foi proposto o modelo do núcleo composto como um estágio intermediário de certas reações, surgiram modelos que tentavam explicar a forma de evaporação e esfriamento desse núcleo composto; em particular, procuravam justificar as seções de choque das ressonâncias nucleares. Experimentalmente verificou-se que, quando se bombardeia com nêutrons qualquer elemento pesado, a seção de choque apresenta ressonâncias muito estreitas (0.03 - 0.1 eV) e muito próximas umas das outras (1 - 10 eV), que, portanto, não poderiam corresponder apenas aos estados de partícula independente do nêutron no poço de potencial do núcleo alvo. O conceito do núcleo composto consegue justificar as características dessas ressonâncias em termos do compartilhamento da energia do nêutron pelos nucleons do alvo.[36,37] Desse modo, as ressonâncias correspondem não só aos estados de partícula independente (sistema nêutron + alvo) mas também aos estados de muitas partículas nos quais os nêutrons e prótons do alvo são simultaneamente excitados. Esses estados de muitas partículas num núcleo pesado são muito numerosos, daí o espaçamento observado. A largura estreita das ressonâncias está relacionada ao longo tempo necessário para que um dado nucleon consiga obter uma porção suficiente da energia compartilhada para escapar do núcleo.

O primeiro modelo de evaporação foi proposto inicialmente por Bethe[69] e Weisskopf[70] e está descrito em Blatt & Weisskopf.[38]

Nesse modelo simplificado, para uma reação

nuclear do tipo:

$$(\text{projétil} + \text{alvo})_C \rightarrow (\text{núcleo composto})_{NC} \rightarrow (\text{produtos})_{C'}$$

a seção de choque média $\overline{\sigma_{CC'}}$ pode ser fatorada como

$$\overline{\sigma_{CC'}} = \sigma_{NC}(C)\,\frac{G_{C'}}{g} \qquad (1)$$

onde $\sigma_{NC}(C)$ é a seção de choque de formação do NC e depende apenas das condições iniciais (canal de entrada)

$G_{C'}$ é a probabilidade para o decaimento do NC através do canal particular C' e

$g = \sum_{C''} G_{C''}$, ou seja, é a soma das probabilidades $G_{C'}$ para todos os possíveis canais de decaimento abertos para o núcleo composto.

A expressão (1) para $\overline{\sigma_{CC'}}$ traduz explicitamente a hipótese de Bohr da independência entre os modos de formação e decaimento.

Com o teorema da reciprocidade:

$$k_C^2\,\overline{\sigma_{CC'}} = k_{C'}^2\,\overline{\sigma_{C'C}} \qquad (2)$$

$k_{C(C')}$ ≡ número de onda do movimento relativo do par (C,C')

cada fator G_C pode ser expresso em termos da seção de choque para formação do núcleo composto para o par C'; resta apenas calcular $\sigma_{NC}(C')$ para cada canal C'.

Podemos, então, escrever:

$$G_C = k_C^2 \, \sigma_{NC}(C) \qquad (3)$$

Para o cáclulo de $\sigma_{NC}(C)$, o modelo pressupõe que todas as partículas que atingem o núcleo alvo são absorvidas por ele. Assim,

$$\sigma_{NC}(C) = \pi R_C^2 \qquad (4) \qquad R_C = \text{raio nuclear}$$

para partículas neutras e um fator multiplicativo é introduzido, no caso de partículas carregadas, que expressa a penetrabilidade da barreira coulombiana para o par C.

Finalmente, resta calcular o denominador da expressão (1) para $\overline{\sigma_{CC'}}$. Esse denominador é uma soma sobre todos os possíveis canais de saída e sobre todos os possíveis estados excitados do núcleo residual em cada canal de saída. À medida que a energia aumenta, o número de canais abertos cresce rapidamente, assim como o número de estados excitados em cada canal (v. figura 12).

Quando o número de estados excitados possíveis é muito grande é utilizada uma fórmula para a densidade de níveis que facilite o cálculo da soma do denominador. No modelo em discussão, a fórmula para a densi-

dade de níveis é de um gás de Fermi degenerado[36,62,63])

$$\rho(E^*) = \rho_0 \, e^{2E^*/t} \qquad (5)$$

onde ρ_0 é uma constante que depende do núcleo
t, a temperatura nuclear
E^*, a energia de excitação do núcleo.

Com essa expressão para a densidade de níveis, a expressão para a seção de choque $\sigma_{CC'}$ pode ser escrita como:

$$\sigma_{CC'} = \sigma_{NC}(C) \, \frac{k_{C'}^2 \, \sigma_{NC}(C')}{\sum_{p''} \int_0^{E_{p''}^{MAX}} k_{p''}^2 \, \sigma(E_{p''}^*) \, \sigma_{NC}(E_{p''}) \, dE_p} \qquad (6)$$

onde p'' representam todos os canais de decaimento possíveis.

Essa primeira teoria explicava de maneira geral a sistemática da emissão de partículas que se seguia ao bombardeamento de diversos tipos de núcleos e em diferentes energias. Em particular, era satisfatória quando se tratava de explicar a evaporação de uma grande quantidade de nêutrons de núcleos pesados excitados. Também foi comprovada a hipótese central do modelo de evaporação, ou seja, a hipótese de Bohr sobre a independência entre os modos de formação e decaimento do núcleo composto.

Ainda o espectro de energia das partículas emitidas apresentava a forma característica (forma maxwelliana) prevista pelo modelo de Bethe e Weisskopf.[38])

E as densidades de níveis deduzidas desse espectro concordavam moderadamente com previsões de modelos de estrutura nuclear e com os dados, a esse respeito, já existentes.

d) Teoria de Hauser-Feshbach

O defeito principal desse primeiro modelo de evaporação é que as fórmulas para as seções de choque não levam em conta a conservação do momento angular e paridade, e não há evidência de que o núcleo composto possa "esquecer" seu momento angular total, não importando por quanto tempo ele exista.

A teoria moderna que descreve a evaporação de um núcleo composto foi construída ao longo das mesmas linhas do modelo de Bethe e Weisskopf, mas com a consideração da conservação do momento angular e paridade e introduzindo seções de choque de absorção baseadas no modelo óptico. Esse modelo é chamado de modelo de evaporação de Hauser-Feshbach.[33-35)]

Partindo do primeiro modelo de evaporação, o modelo de Hauser-Feshbach assume que a reação é um processo de dois estágios: a formação do núcleo composto e seu conseqüente decaimento através de um canal de saída binário (partícula evaporada mais núcleo residual) permitido pelas leis de conservação de energia, momento angular e paridade. Ainda, os dois estágios são considerados independentes um do outro, de maneira que a seção de choque que relaciona o canal de entrada ao canal de saída pode

ser escrita como[34-36]

$$\sigma_{CC} = \sum_{J\pi} \sigma_{CC'}^{J\pi}$$

onde

$$\sigma_{CC'}^{J\pi} = \sigma_{C}^{J\pi} \left[\frac{G_{C'}^{J\pi}}{\sum_{C''} G_{C''}^{J\pi}} \right] \qquad (7)$$

onde $\sigma_C^{J\pi}$ é a seção de choque para formação do núcleo composto de momento angular J e paridade π e depende apenas do canal de entrada C. $G_{C'}^{J\pi}$ é a probabilidade de que o núcleo composto decaia através de um particular canal de saída C' e a somatória no denominador é a probabilidade de decaimento através de todos os canais abertos ao núcleo composto, C''.

Para que seja possível escrever todos os termos da equação (7), através de coeficientes de transmissão determinados por um potencial ótico, é necessário assumir a validade do princípio da invariança por reversão temporal. Esse princípio implica em que:

$$k_C^2 \, \sigma_{CC'}^{J\pi} = k_{C'}^2 \, \sigma_{C'C}^{J\pi} \qquad (8)$$

onde k_C é o número de onda associado ao canal C. E pode-se escrever:

$$G_C^{J\pi} = k_C^2 \, \sigma_C^{J\pi} \qquad (9)$$

A seção de choque $\sigma_C^{J\pi}$ devidamente parametrizada é escrita como:

$$\sigma_C^{J\pi} = \frac{\pi}{k_C^2} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{S=|I-i|}^{I+i} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} T_{\ell C} \qquad (10)$$

onde foi considerado que o canal C é representado pelo seguinte conjunto de números quânticos:

$$C = \{\alpha, I, i, S, \ell, J, M_J, \pi\}$$

onde α denota o par de partículas e seu estado de excitação; I é o spin do núcleo residual; i, o spin da partícula emitida; S é o spin do canal de saída:

$$\vec{S} = \vec{I} + \vec{i}$$

ℓ é o momento angular orbital do par de partículas ; J é o momento angular total:

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{S} = \vec{\ell} + \vec{I} + \vec{i}$$

M_J é a componente z de J e π é a paridade total ou o produto $(-1)^{\ell}$ pelas paridades intrínsecas do par α. Nas considerações que se seguem, vamos pressupor sempre que todas as reações são independentes das projeções M_J. $T_\ell(C)$ são os coeficientes de transmissão, dados pelas defasagens $\delta_{C\ell}$ correspondente ao canal C, através do modelo ótico[71]:

$$T_\ell(C) = 1 - \left|e^{2i\delta_{C\ell}}\right|^2 \qquad (11)$$

Os potenciais óticos utilizados na determinação das penetrabilidades $T_\ell(C)$ serão discutidos mais adiante.

Comparando as expressões (9) e (10) obtém-se:

$$G_C^{J\pi} = \frac{\pi(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell S} T_\ell(C) \qquad (12)$$

E, finalmente, pode-se escrever a expressão para $\sigma_{CC'}$:

$$\sigma_{CC'} = \frac{\pi}{k_C^2} \sum_{J\pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell,S} T_\ell(C) \; \frac{\sum_{\ell'S'} T_{\ell'}(C')}{\sum_{C''\ell''S''} T_{\ell''}(C'')} \qquad (13)$$

Essa equação para $\sigma_{CC'}$, entretanto, tem sua validade vinculada a certas condições básicas que devem ser satisfeitas. Uma delas é que o uso do modelo ótico implica no bom desempenho desse modelo na descrição dos processos de absorção que ocorrem com íons pesados.[33,37,68,71] Um número respeitável de trabalhos tem sido realizados sobre o modelo ótico e sua utilização na descrição do espalhamento elástico entre íons pesados. Está comprovado que a aplicação do modelo ótico permite reproduzir os dados experimentais para famílias inteiras de sistemas, com um conjunto consistente de parâmetros e que, muitas vezes, estes podem ser extrapolados, com sucesso, para outros sistemas mais pesados.[29] Os parâmetros de modelo ótico normalmente utilizados nos cálculos dos coeficientes de transmissão são, como já foi dito, aqueles que reproduzem os dados do espalhamento elástico. Praticamente, não há informações sobre os parâmetros apropriados para a descrição de estados excitados. Por outro lado, não há razões para se crer que o potencial ótico deva ser muito diferente para os estados excitados e, por conseguinte, essas diferenças, caso existam, são ignoradas neste trabalho. A teoria,em si, do modelo ótico não vai ser aqui discutida, podendo ser encontrada nas referências 71 e 72.

A outra condição para a validade da expressão (13) já foi discutida na seção III-b. De acordo com ela, a expressão para a seção de choque só é fatorável nos termos da expressão (1) se a largura dos níveis do núcleo composto, na região de energia em que foi formado, for muito menor que o espaçamento entre eles, ou seja:

$$2\pi \frac{<\Gamma_{NC}>}{D^{J\pi}} << 1 \qquad (14)$$

onde $<\Gamma_{NC}>$ é a largura média e $D^{J\pi}$ é o espaçamento médio dos níveis do núcleo composto, cujo momento angular total e paridade são $J\pi$.

Pode-se afirmar, então, que a $\sigma_{CC'}$ deduzida é válida se os coeficientes de transmissão $T_\ell(C) << 1$. Essa condição, entretanto, não é verificada para o caso de íons pesados, quando a maioria dos coeficientes de transmissão é próximo da unidade, seu valor máximo. Apesar disso, os cálculos baseados no modelo de Hauser-Feshbach se ajustam aos dados experimentais existentes extremamente bem.[71,1,46] O que é muito mais complicado é justificar essa concordância dentro da teoria das seções de choque médias de Hauser-Feshbach. Moldauer[73] argumentou que uma conseqüência do fato de $T_\ell(C) \sim 1$ é que a probabilidade não é mais estritamente conservada e desenvolveu um modelo bastante mais complicado, obtendo uma expressão diferente para os coeficientes de transmissão em termos das larguras $\overline{\Gamma_{NC}}$ e espaçamentos $D^{J\pi}$. Entretanto, a relação entre sua redefinição da média $\overline{\Gamma_{NC}}$ e a quantidade física observada não é muito clara e, em vista disso, é preferível prosseguir com o método usual de análise, uma vez que a sua aplicação já se mostrou adequada para um número variado de reações com íons pesados.

d.1) Densidade de Níveis

Uma vez que a expressão deduzida na seção anterior, para $\sigma_{CC'}$, é aceita para a descrição de processos que envolvem núcleos compostos com íons pesados, o passo seguinte é procurar calcular o denominador. Para tanto, é necessário incluir na somatória todos os estados possíveis de todos os canais de saída abertos ao decaimento do núcleo composto. De modo geral, em reações com íons pesados, o número de estados finais a serem considerados é muito grande. Além disso, o número de estados finais cresce extremamente rápido com a energia de excitação do núcleo composto. Em conseqüência, torna-se necessário tratar, não mais com níveis individuais do núcleo residual, mas com grupos de níveis identificados por uma energia média. Ou seja, para regiões de elevada energia de excitação do núcleo residual é impossível calcular o denominador da seção de choque de Hauser-Feshbach, a menos que se lance mão de argumentos estatísticos. E é isso precisamente o que usualmente se faz para a descrição da densidade de níveis.[32,62,63,75]

Mesmo no momento atual, é grande a falta de conhecimento sobre as densidades de níveis nucleares. Um número considerável de estudos foram realizados a propósito, por vezes motivados pela necessidade de informações sobre as densidades de níveis em si, outras vezes com a finalidade de se entender melhor uma variedade de problemas pela utilização de estimativas mais razoáveis das densidades de níveis.

Normalmente, pressupõe-se que a densidade de estados, $\rho(E^*,I)$, de momento angular I de um núcleo,

depende da energia de excitação E^* e do momento angular I, e independe da paridade e de outras propriedades nucleares. Em particular, considera-se que as dependências em energia e em momento angular possam ser escritas como fatores independentes[33,36,62,63]

$$\rho_I(E^*) = \rho(E^*)\ f(I). \qquad (15)$$

No modelo de gás de Fermi do núcleo, esses fatores são expressos como:

$$\rho(E^*) = \frac{\exp\ 2(aU)^{1/2}}{12a^{1/4}\ (U+t)^{5/4}\ (2\sigma^2)^{3/2}}$$

$$f(I) = (2I+1)\ \exp\left[-\frac{(I+\frac{1}{2})^2}{\sigma^2}\right] \qquad (16)$$

Nessa expressão:

- U é a energia efetiva de excitação. $U = E^* - \Delta$, onde Δ é a energia de emparelhamento
- t é a temperatura nuclear relacionada à energia efetiva de excitação por:
  $$U = at^2 - t$$
- σ é o parâmetro de "corte de momento angular" que depende da energia de excitação por intermédio da temperatura t e do momento de inércia θ, como:
  $$\sigma^2 = \frac{\theta\, t}{\hbar^2}$$

esse parâmetro determina essencialmente a distribuição de momento angular da densidade de níveis

a é o parâmetro de densidade de níveis e, no caso da inexistência de valores experimentais, ele pode ser obtido de forma aproximada[62,63] como:

$$a = \frac{A}{cte}$$

ou através de expressões mais elaboradas que introduzem correções devidas à estrutura de camadas:

$$a = (0.00917S + 0.142)A$$

onde:

$$S = S(N) + S(Z)$$

é a correção devida à estrutura de camadas para nêutrons, S(N), e para prótons, S(Z). Os valores de S(N) e S(Z) encontram-se tabelados nas referências 62 e 63.

O momento de inércia θ pode ser escrito em unidades do momento de inércia do corpo rígido como:

$$\theta = \frac{2}{5} MR^2 (1 + 0.31\beta + 0.44\beta^2)$$

onde M é a massa nuclear; R, o raio nuclear e β, o parâmetro de deformação.

A dependência em spin da fórmula para a densidade de níveis possui um fator exponencial que é relacionado à energia rotacional do núcleo, E_{rot}, e, portanto, ao seu momento de inércia.

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1) = \frac{t^2}{2\sigma^2} I(I+1) \qquad (17)$$

A distribuição de momento angular é, portanto, baseada nas características rotacionais dos níveis. Mesmo os estados mais baixos em energia de excitação, que, na maioria dos núcleos, são níveis de baixo valor de momento angular, previstos pelo modelo de camadas, podem ser associados a bandas rotacionais. Desta forma, no espectro de níveis, a menor energia de excitação correspondente a cada valor de momento angular vai depender do momento de inércia associado a cada um desses estados. O conjunto dessas energias para os vários momentos angulares define a chamada linha de yrast, já mencionada no capítulo II.

$$E_{yrast} = \frac{\hbar^2}{2\theta}\left[I(I+1) - K^2\right] \qquad (18)$$

e K é o momento angular do estado fundamental.

d.2) Potencial Ótico

A forma geral do potencial ótico utilizada para o cálculo dos coeficientes de transmissão é a que se segue[71,72,29]:

$$U(r) = U_C - V(1+e^{x})^{-1} - i\left(W - W'\frac{d}{dx'}\right)(1+e^{x'})^{-1} +$$

$$+ \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 V_{so}\,\frac{1}{r}\,\frac{d}{dr}\,(1+e^{x})^{-1}\,\vec{\ell}\cdot\vec{\sigma} \qquad (19)$$

onde

$$x = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \quad , \qquad x' = \frac{r - r_0' A^{1/3}}{a'}$$

$$r_C = r_{0C} A^{1/3}$$

$$\vec{\sigma} = \frac{2\vec{S}}{\hbar} \quad \text{para spin 1/2 e}$$

$$\sigma = \frac{\vec{S}}{\hbar} \quad \text{para spin 1}$$

$$U_C = \frac{ZZ'e^2}{r} \quad \text{para} \quad r > r_C$$

$$U_C = \frac{ZZ'e^2}{2r_C^2}\left(3 - \frac{r^2}{r_C^2}\right) \quad \text{para} \quad r < r_C$$

U_C = potencial coulombiano

$Vf(r,r_0,a)$ = potencial real

$Wf(r,r_0',a')$ = potencial de absorção volumétrico

$W'f(r,r_0', a')$ = potencial de absorção de superfície

$V_{so}f(r,r_0,a)\vec{\ell}\cdot\vec{\sigma}$ = potencial de spin órbita

onde $f(r,r_0,a)$ é uma função de Saxon-Wood.

(O potencial de spin-órbita não foi usado nos cálculos dos coeficientes de transmissão neste trabalho.)

Os parâmetros livres: profundidades, difusividades e raios foram obtidos das compilações de Perey e Perey[72] e encontram-se na Tabela 1. O programa utilizado para o cálculo dos coeficientes de transmissão foi o MODOPT[74].

d.3) STATIS

O cálculo das seções de choque totais e diferenciais foi realizado com o programa STATIS[50] baseado no modelo estatístico.

De acordo com o modelo estatístico[33-37], a seção de choque média, integrada em ângulo, para a excitação de um estado individual de momento angular I_B e energia de excitação E_B^*, na reação A(a,b)B, é:

$$\sigma(E_B^*, I_B) = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_{CN}(J) \frac{G(E_B^*, I_B, J)}{g(J)} = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_J(E_B^*, I_B) \quad (21)$$

onde σ_{CN} é a seção de choque de formação de um núcleo composto dada por:

$$\sigma_{CN}(J) = \pi \lambda_1^2 \frac{2J+1}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \sum_{S_1=|I_A-I_a|}^{I_A+I_a} \sum_{L_1=|J-S_1|}^{J+S_1} T_{L_1}(E_a)$$

(22)

$G(E_B^*, I_B, J)$ e $g(J)$ são as larguras parcial e total para decaimento do núcleo composto, respectivamente:

$$G(E_B^*, I_B, J) = \sum_{S_2=|I_B-I_b|}^{I_B+I_b} \sum_{L_2=|S_2-J|}^{S_2+J_b} T_{L_2}(E_B^*) \qquad (23)$$

Nessas expressões, $S_{1,2}$ representam os momentos angulares dos canais de entrada e saída; $T_{L_{1,2}}$, seus coeficientes de transmissão e I_A, I_a, I_B, I_b denotam os momentos angulares do alvo, projétil, núcleo residual e partícula emitida, respectivamente.

A distribuição angular média é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\lambda_1^2}{4(2I_A+1)(2I_a+1)} \sum_{\substack{L_1 L_2 J \\ L\ S_1 S_2}} (-1)^{S_2-S_1} P_L(\cos\theta) \frac{T_{L_1} T_{L_2}}{g(J)} \cdot$$

$$\cdot\ \bar{Z}\ (L_1 J L_1 J | S_1 L)\ \bar{Z}\ (L_2 J L_2 J | S_2 J) \qquad (24)$$

onde $P_L(\cos\theta)$ são polinômios de Legendre e $\bar{Z}$ são coeficientes de acoplamento relacionados aos coeficientes de Racah e Clebsh-Gordan:

$$\bar{Z}(abcd|ef) = (2a+1)^{1/2}(2b+1)^{1/2}(2c+1)^{1/2}(2d+1)^{1/2} W(abcd;ef)\,(ac00|acf0)$$

Na região de altas energias de excitação, a única maneira viável de se calcular a largura total de decaimento g(J) é através do emprego de uma fórmula para a densidade de níveis. Considerando que, para energias de excitação elevadas, a influência na seção de choque dos estados de baixo momento angular é desprezível, vamos utilizar a fórmula da densidade de níveis de um gás de Fermi[36,62]:

$$\rho(E^*,I) = (2I+1)\exp -\left[\left(I+\frac{1}{2}\right)^2 \Big/ 2\sigma^2\right]\rho(E^*)$$

$$\rho(E^*) = \frac{\exp\left[2(aU)^{1/2}\right]}{12a^{1/4}(U+t)^{5/4}(2\sigma^2)^{3/2}} \qquad (25)$$

que foi discutida já no capítulo IV, seção d.1.

Valores típicos de G(J) calculados para os vários canais de decaimento do núcleo composto estão na figura 17.

d.4) Flutuações Estatísticas

Nas reações em que ocorre a formação de um núcleo composto em altas energias de excitação, a seção de choque apresenta rápidas flutuações em função da energia e ângulo. Essas flutuações, que são características dos processos estatísticos, surgem devido à interferência de um grande número de amplitudes associadas aos níveis

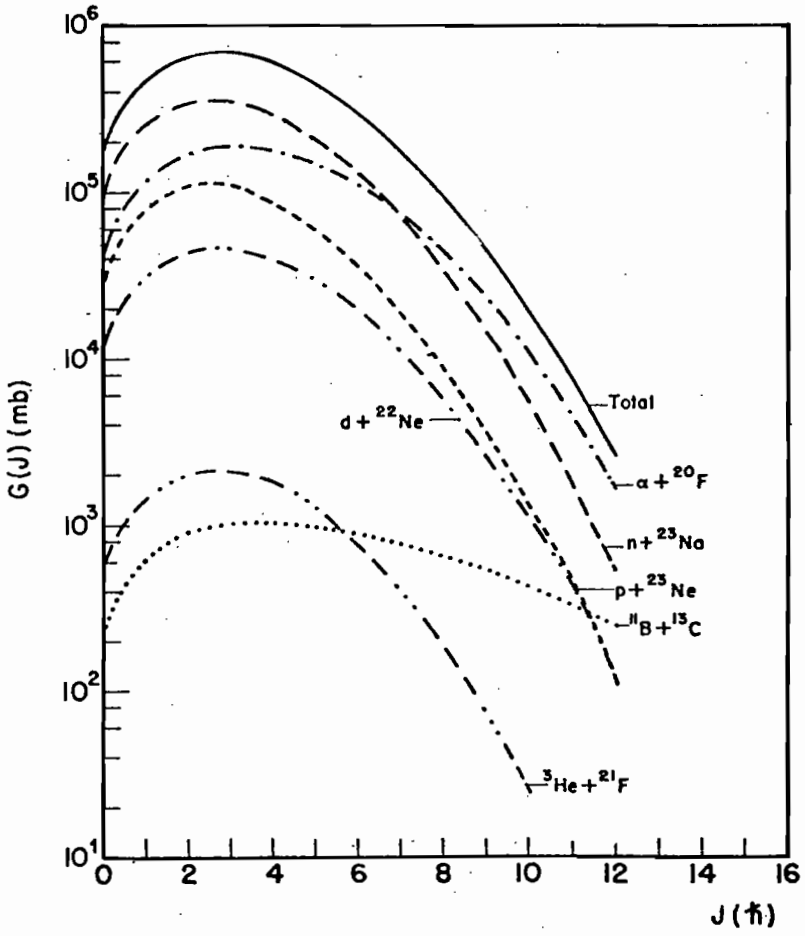


Figura 17 - Valores de G(J) calculados para os mais prováveis canais de saída da reação $^{11}B + ^{13}C$, E_{LAB} = 41.36 MeV.

que se superpõem na energia em que o núcleo composto foi formado.[32;37] Nos processos que envolvem núcleos compostos, a partícula incidente é capturada pelo núcleo alvo para formar o núcleo composto, que a seguir decai pela emissão de uma ou mais partículas. Para que a captura ocorra, a energia incidente deve corresponder a um estado excitado do núcleo composto.[71,38] Para baixas energias, os níveis do núcleo composto são estreitos e espaçados ($\Gamma << D$), de modo que, quando se varia a energia incidente, a seção de choque de reação é dominada por um nível de cada vez.[75] À medida que a energia aumenta, porém, os níveis do núcleo composto se alargam e vão-se tornando mais próximos uns dos outros até que, eventualmente, ocorre a superposição. Na região de energia onde os níveis se superpõem, a seção de choque para uma determinada energia não vai ser mais dominada apenas por um único nível, mas vai ter contribuições de muitos dos níveis mais próximos. A amplitude de reação é, nesse caso, a soma de um grande número de componentes cujas magnitudes variam rapidamente com a energia. Como a energia e características de cada componente individual não são conhecidas, a estrutura da seção de choque não pode ser determinada com detalhes. É, contudo, possível relacionar algumas características estatísticas da seção de choque a propriedades dos níveis do núcleo composto.

A princípio, pensou-se que, já que a seção de choque é formada através de uma superposição de amplitudes de um grande número de estados, ela deveria tornar-se uma função lisa da energia à medida que esse número de estados aumenta. Isso, porém, não é o que ocorre, como foi previsto por Ericson[32,36] e mais tarde verificado experimentalmente. Segundo Ericson, essas amplitudes interferem entre si, dando origem a flutuações na seção de choque, como função da energia, que se caracterizam por uma forma altamente irregular e mostram extrema sensibilidade a par

ticularidades do sistema em que se originam. Essa coerência aleatória pode ser observada desde que certas precauções sejam tomadas quanto ao aparato experimental, em particular, há a necessidade de uma boa resolução em energia, dada a grande sensibilidade da seção de choque a pequenas mudanças na energia incidente.

A possibilidade de as reações nucleares exibirem uma estrutura fina do tipo não ressonante, devido a um efeito de coerência aleatória, foi aventada pela primeira vez por Ericson[32], que a seguir desenvolveu uma teoria baseada nas propriedades das amplitudes de espalhamento, com o intuito de interpretar essas flutuações.

De acordo com essa teoria, numa reação com alvo e partícula incidente não polarizados, há $(2i_a + 1)\cdot(2I_A + 1)$ canais incidentes e $(2i_b + 1)\cdot(2I_B + 1)$ canais de saída contribuindo para a seção de choque, correspondentes aos subestados magnéticos de spins i_a, i_b das partículas incidente e emitida, respectivamente, e I_A e I_B, do alvo e núcleo residual, respectivamente. Se as seções de choque parciais não são correlacionadas, o número máximo de canais independentes para a reação A(a,b)B será:[32,36]

$$N_{max} = \frac{1}{2}\,(2i_a+1)(2I_A+1)(2i_b+1)(2I_B+1) \qquad (26)$$

Para uma reação de núcleo composto pura, o coeficiente de correlação em energia $C(\varepsilon)$ pode ser expresso[32,75] por:

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N_{max}}\,\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \varepsilon^2} \qquad (27)$$

onde $\Gamma = \sum_C \Gamma_C$ é a soma de todas as larguras correspondentes a todos os modos possíveis de decaimento do núcleo composto e ε é um intervalo em energia igual à resolução experimental.

Esse coeficiente pode ser obtido diretamente dos dados experimentais se definido como:

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma(E)\,\sigma(E+\varepsilon)\rangle}{\langle \sigma(E)\rangle\langle \sigma(E+\varepsilon)\rangle} - 1 \qquad (28)$$

que dá diretamente a correlação em energia entre as seções de choque de energias E e $E+\varepsilon$.

Para as nossas finalidades, o que interessa não é propriamente calcular o coeficiente de correlação em energia; basta-nos saber que é pequeno, assim se ε é grande (má resolução), $C(\varepsilon)$ é pequeno e $\sigma \simeq \langle\sigma\rangle_{HF}$. Também, se N_{max} é grande, $C(\varepsilon)$ é pequeno e a seção de choque medida estará próxima da média de Hauser-Feshbach.

Da mesma forma, pode-se definir[32,76] para as distribuições angulares uma função de correlação em ângulo:

$$C(\theta,\theta') = \frac{\langle \sigma(\theta)\,\sigma(\theta')\rangle}{\langle \sigma(\theta)\rangle\langle \sigma(\theta')\rangle} - 1 \qquad (29)$$

O modelo estatístico prevê que, em média, as partículas emitidas por um núcleo composto se distribuem

simetricamente em torno de 90^{o} no sistema de centro de massa. Entretanto, caso não se esteja medindo uma seção de choque média, não há razão para esperar essa simetria. Nesse caso, seria impossível prever qual a direção de emissão que seria favorecida e as distribuições angulares correspondentes se tornam muito complicadas e assimétricas, flutuando aleatoriamente. Essas flutuações, na distribuição angular, poderiam ser interpretadas como provenientes da coerência acidental de amplitudes de diferentes partes do núcleo.

Da mesma forma que para a correlação em energia, não nos importa o valor de $C(\theta,\theta')$, mas sim saber se ele é suficientemente alto para induzir erros consideráveis de interpretação.

De acordo com essas considerações, se a seção de choque de um estado qualquer do núcleo residual for a soma de N seções de choque parciais e independentes, de mesma variança, então a distribuição de probabilidades da razão $y = \sigma/\langle\sigma\rangle$ será dada por uma distribuição de χ^2 de 2N graus de liberdade[32,76]:

$$P(y) = \frac{N^N}{(N-1)!}\,(y)^{N-1}\,\exp(-N_y) \qquad (30)$$

A forma dessa distribuição, como função de N, encontra-se na figura 18, considerando que não haja contribuição de reação direta. Quanto maior o valor de N, mais acentuada será a concentração da distribuição no valor $\sigma = \langle\sigma\rangle$, e maior será a probabilidade de que a seção

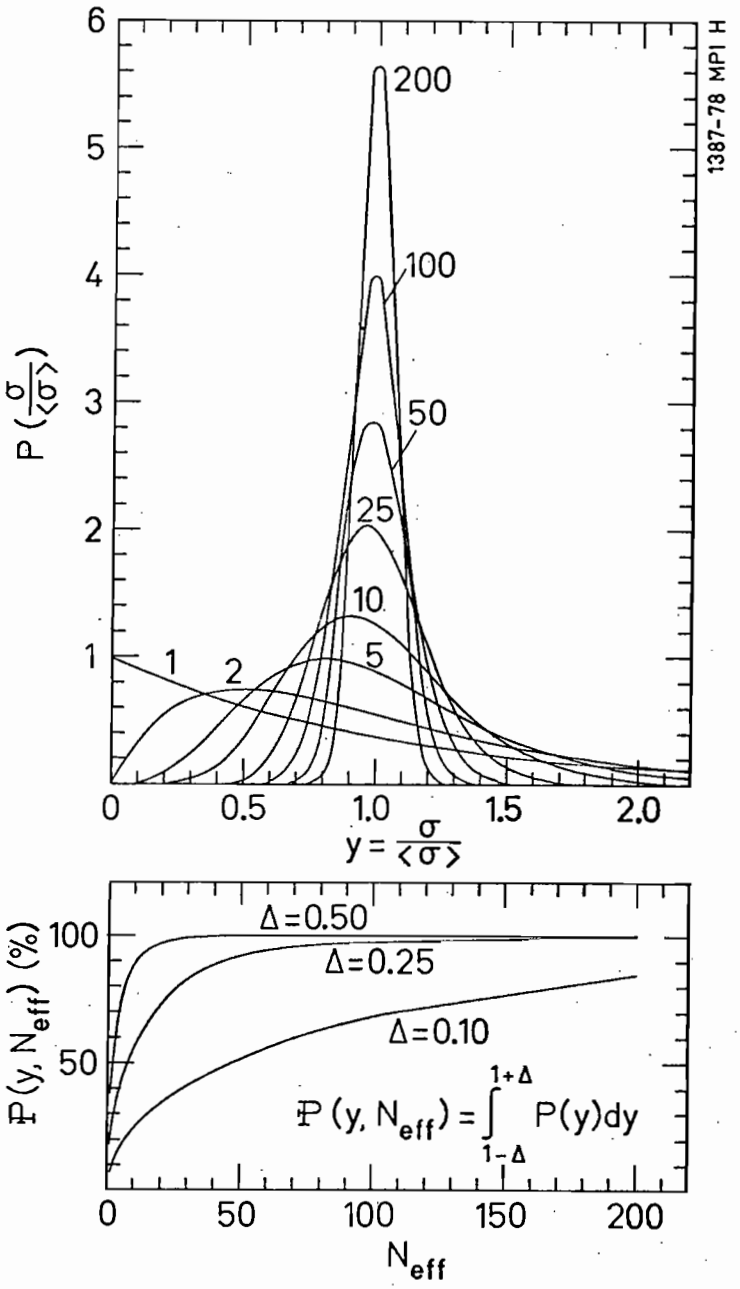


Figura 18 - Distribuição de probabilidades do valor esperado para a seção de choque como função do número efetivo de canais N_{eff}. O gráfico inferior indica a probabilidade de que a seção de choque experimental esteja contida no intervalo $(\sigma_{HF} \pm \Delta\sigma_{HF})$.

de choque medida, σ, seja encontrada no intervalo $|(\sigma/\langle\sigma\rangle) - 1|$. Isso é uma conseqüência natural do fato de que a curva de excitação para uma reação com N canais é a média de N curvas de excitação, estatisticamente independentes, correspondendo cada uma a um canal.

Portanto, a probabilidade de que um valor medido de σ esteja contido no intervalo $\langle\sigma\rangle \pm \Delta\langle\sigma\rangle$ ou $|(\sigma/\langle\sigma\rangle) - 1| \leq \Delta$ será dada pela função[32,76]

$$\Phi(y, N_{eff}, \Delta) = \int_{1-\Delta}^{1+\Delta} P(y, N_{eff})dy \qquad (31)$$

No desenho inferior da figura 18 vê-se o comportamento dessa probabilidade, em função de N_{eff}, para alguns valores de Δ. A partir dessa figura, torna-se claro que, se desejarmos uma medida de seção de choque que sofra apenas um pequeno efeito das flutuações estatísticas (amplitude de flutuação inferior a Δ, i.e., $\Phi(y,N_{eff},\Delta)\sim 100\%$), vamos precisar de valores de N_{eff} tanto maiores quanto menor for a amplitude Δ de flutuações que desejarmos tolerar.

Essas flutuações também aparecem nos valores da seção de choque diferencial, em função do ângulo de emissão da partícula evaporada. O número de canais independentes $N_{eff}(\theta)$ que determina uma emissão pode ser calculado exatamente[75,76,32] e, neste trabalho, esse número foi avaliado com o programa STATIS[50,75,32] (detalhes com respeito à dedução da expressão abaixo podem ser encontrados nas referências 32 a 37 e 76.

$$\left[N_{eff}(\theta,\alpha)\right]^{-1} = \left[\frac{\lambda_\alpha^2}{(2i+1)(2I+1)}\right]^2 \frac{1}{16} \sum_{L_1L_2J_1S_1K_1L_1'L_2'J_2S_2K_2} \bar{Z}(L_1J_1L_2J_2;S_2K_2)\cdot$$

$$\cdot \bar{Z}(L_1'J_1L_2'J_2;S_1K_2)\bar{Z}(L_1J_1L_2J_2;S_1K_2)\bar{Z}(L_1'J_1L_2'J_2;S_2K_2)\cdot$$

$$\cdot \frac{T^{\alpha}_{L_1}T^{\alpha'}_{L_1'}T^{\alpha}_{L_2}T^{\alpha'}_{L_2'}}{D^{J_1}D^{J_2}} P_{K_1}(\cos\theta)P_{K_2}(\cos\theta)\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\alpha\alpha'}\right]^{-2} \qquad (32)$$

α e α' correspondem aos estados inicial (de números quânticos J_1L e S) e final (de números quânticos $J_1L_1'S'$), respectivamente. D^{J_i} representa o número total de canais abertos para o decaimento do núcleo composto com momento angular J_i. A dinâmica do processo está representada pelas penetrabilidades. Para emissões em torno de 90^o, o N_{eff} atinge seu valor máximo e a aproximação que considera que o número de seções de choque parciais, estatisticamente independentes, que contribuem na transição, tende para o valor N_{max} definido anteriormente, torna-se razoável.

A determinação do $N_{eff}(\theta)$ ou do chamado fator de amortecimento das flutuações estatísticas[32], $\left[N_{eff}(\theta)\right]^{-1}$, é de fundamental importância quando se trata de realizar estudos espectroscópicos por intermédio do modelo estatístico, porque do coeficiente de amortecimento depende a precisão e confiabilidade dos valores de momento angular atribuídos, tanto no que se refere a funções de excitação como às distribuições angulares.

Também é visível na figura 19 que se espera uma amplitude de flutuação menor para ângulos próximos a 90^o.

A fim de se ter uma confiabilidade elevada na

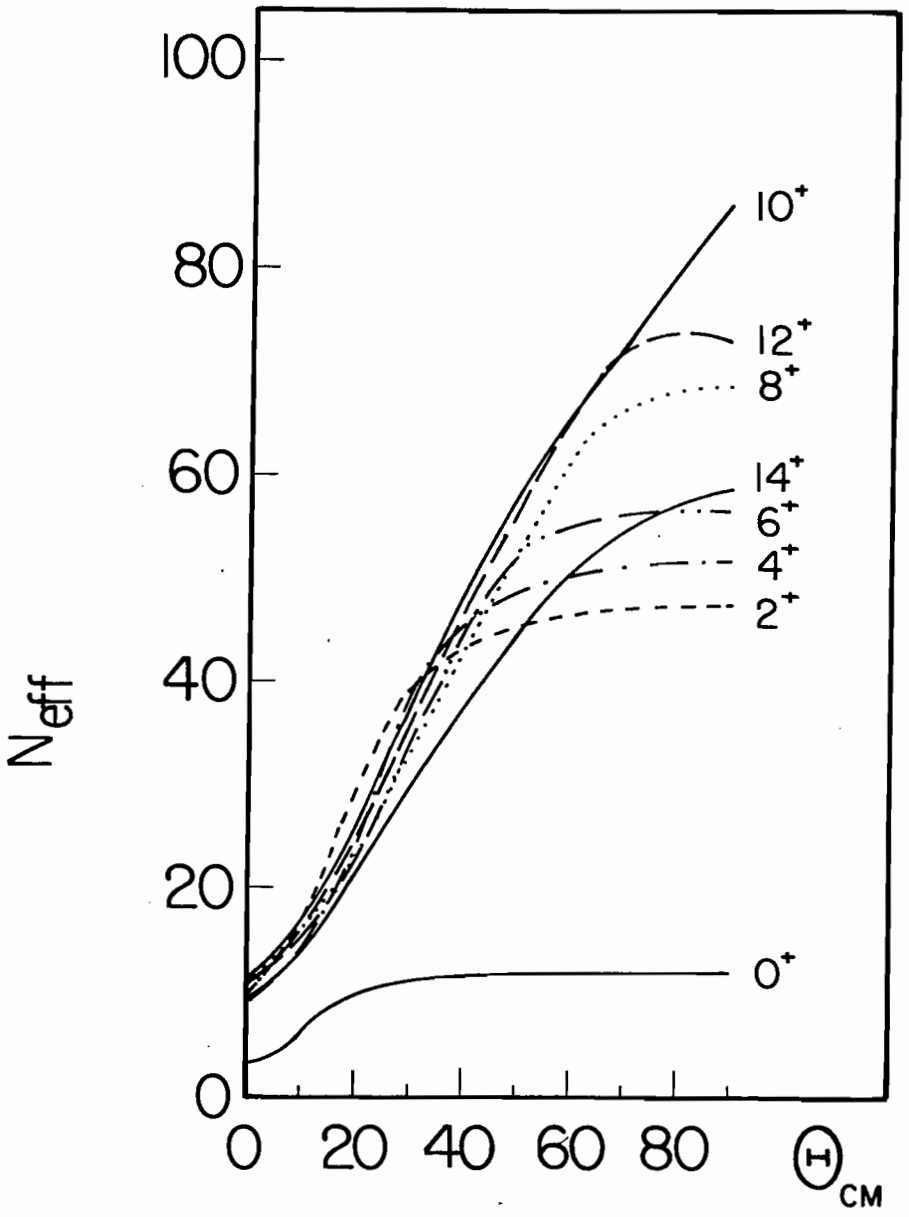


Figura 19 - Número efetivo de canais que contribuem para a seção de choque de estados finais de diferentes momentos angulares como função do ângulo.

determinação do momento angular de um estado (E^*, I), torna-se condição necessária que a diferença, prevista pela teoria de Hauser-Feshbach, $\Delta\sigma_{I,I\pm1} = |\langle\sigma(I)\rangle - \langle\sigma(I\pm1)\rangle|$ seja maior que um determinado valor $(\Delta_I + \Delta_{I\pm1})$ tal que $\Phi\left(\frac{\sigma(I)}{\langle\sigma(I)\rangle}, N_{eff}(\theta,I), \Delta_I\right)$ seja superior a um valor pré-determinado e próximo a 100%. Em outras palavras, a probabilidade de se distinguir um momento angular I, de outro igual a I±1, depende fortemente do coeficiente de amortecimento. Esta é, sem dúvida, a maior limitação na aplicabilidade do modelo estatístico para fins espectroscópicos (quando se observam as partículas evaporadas).

A discussão acima deixa claro porque é indispensável, para uma maior sensibilidade, escolher reações com momentos angulares dos canais de entrada e saída elevados (i.e., N_{eff} é grande) e seletivas para estados de momento angular elevado (pois quanto maior a seletividade da reação tanto maior será o valor da diferença $\Delta\sigma_{I,I\pm1}$ e maior o valor de $\Phi(y, N_{eff}, \Delta)$, mantidos os demais parâmetros constantes).[21]

e) Efeitos do Momento Angular Crítico na Seção de Choque de Hauser-Feshbach

Existe atualmente uma grande quantidade de dados experimentais provenientes de medidas de seção de choque de fusão para um número apreciável de sistemas.[17,78]

Essas medidas demonstram que, no que se refere ao fenômeno da fusão, todos os sistemas apresentam algu-

mas características em comum. A principal delas diz respeito às funções de excitação. As medidas de função de excitação para baixas energias demonstraram que quase toda seção de choque σ_R se deve ao processo de fusão. À medida que a energia aumenta, porém, nota-se que a seção de choque de fusão vai-se tornando menor que a seção de choque de reação, até ser fortemente inibida, para valores elevados de energia, em razão do predomínio dos processos de fissão e dos processos altamente inelásticos.[17,27)]

A seção de choque integrada em ângulo para uma reação com formação de núcleo composto, expressão 6, do item IV-c, é escrita como uma soma de contribuições parciais $\sigma_J(E^*,I)$:

$$\sigma_{CC'} = \sum_{J=0}^{\infty} \sigma_J(E^*,I)$$

Quando a seção de choque de fusão se torna menor que a seção de choque de reação, a justificativa mais imediata para o fenômeno é que nem todas as componentes parciais σ_J estão contribuindo para a fusão. De fato, a maioria dos modelos para a fusão introduzem um truncamento na somatória em J, ou seja, a somatória vai de J = 0 até um valor máximo, $J_{crítico}$. Esse limite representa o valor máximo de momento angular que o núcleo composto é capaz de suportar, para a energia em que é formado.[4)]

A dependência em (2J+1) da seção de choque de formação do núcleo composto $\sigma_J NC$ é dada por:

$$\sigma_J NC = \frac{\pi}{k_C^2} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{S_C=|I-i|}^{I+i} \sum_{L_C=|J-S_C|}^{J+S_C} T_L(C) \quad (33)$$

e essa dependência implica em que ela seja dominada predominantemente pelas poucas ondas parciais de alto valor de L, em torno do momento angular rasante, L_R^{ent}, do canal de entrada (v. figura 4).

Como o momento angular rasante no canal de saída é comparavelmente menor que L_R^{ent}, os estados de momento angular elevado do núcleo residual serão alimentados essencialmente pelas componentes de momento angular elevado do núcleo composto (v. figura 20a). Por conseguinte, na formação de um estado final, a componente dominante σ_J terá um momento angular tanto maior quanto maior for o do estado final. Esse fato leva à conclusão de que o truncamento, em J_{crit}, na somatória de σ_{CC}, vai afetar substancialmente apenas as seções de choque de estados finais de momento angular elevado (próximos do valor de J_{crit})[21,79,80] é o caso exemplificado na figura 20.

A figura 20b mostra a variação da seção de choque $\sigma_{J_{max}}$, integrada em ângulo como função do valor de truncamento J_{crit}. Quanto menor o J_{crit} em relação ao momento angular rasante no canal de entrada L_R^{ent}, maior será a atenuação da seção de choque para transições para estados de momento angular elevado. Observando a figura 20b torna-se claro o fato de que a razão entre a seção de choque para um estado de momento angular I_1, grande, e a de um estado de momento angular I_2, pequeno, depende do valor de J_{crit}: essa razão será tanto maior quanto maior for o valor de J_{crit}. Este fato pode ser utilizado para a determinação do J_{crit}, contanto que I_1 e I_2 sejam conhecidos (v. seção 5).[21,46]

Em outras palavras, podemos dizer que os estados de baixo momento angular no núcleo residual são populados por partículas emitidas com um elevado momento angu-

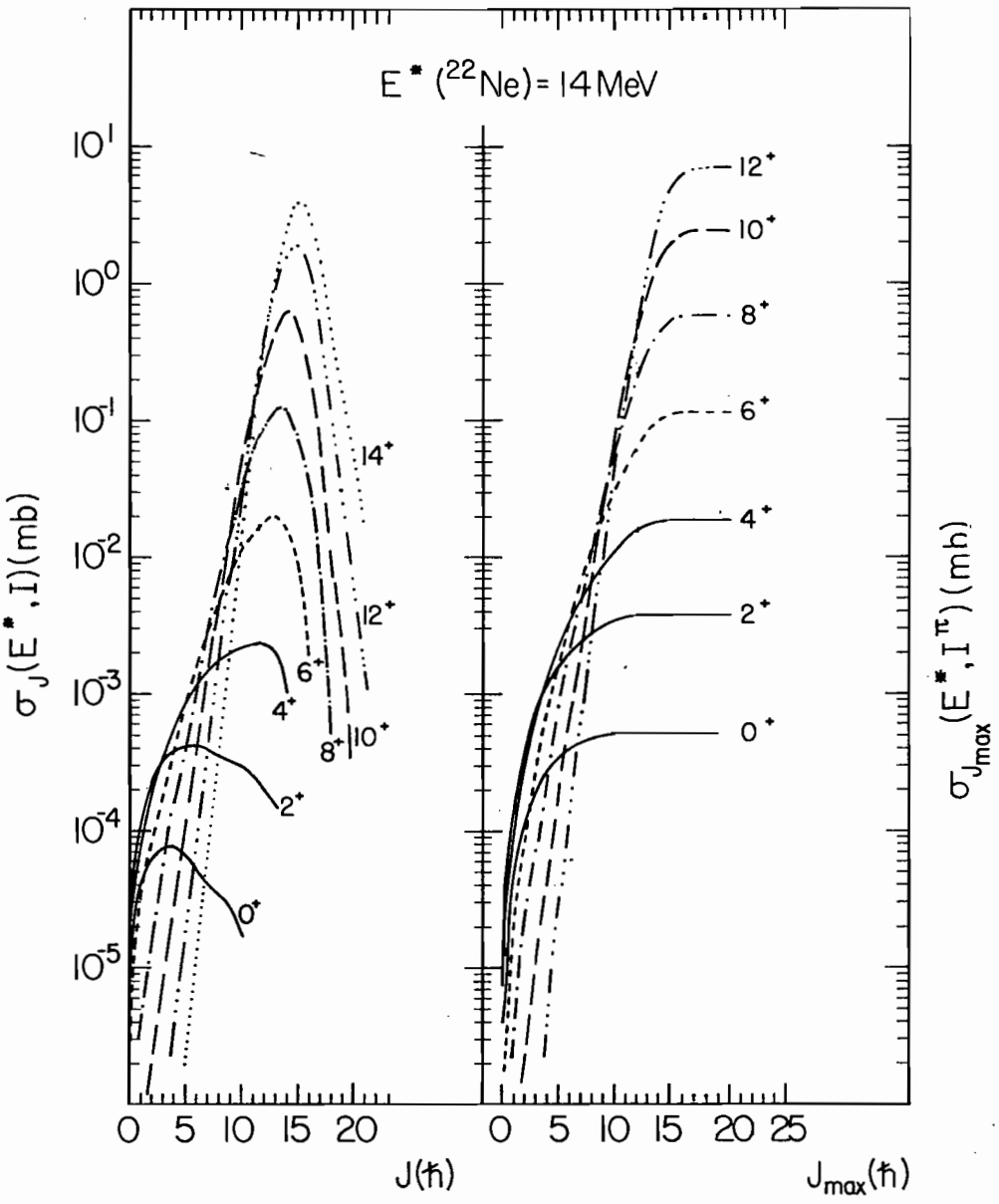


Figura 20 - Seção de choque parcial $\sigma_J(E^*,I)$ para excitação de estados finais de diversos momentos angulares, calculada para a reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, E_{LAB} = 41.36 MeV, como função do momento angular, J, do núcleo composto.
$\sigma_{J_{max}}(E^*,I)$ representa a seção de choque total correspondente a um valor $J_{max} = J_{crit}$ de momento angular do núcleo composto: $\sigma_{J_{max}}(E^*,I) = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sigma_J(E^*,I)$.

lar orbital. Ou seja, na população de estados finais de momento angular I para os quais $|J_{crit} - I|$ é da ordem ou maior que o momento angular rasante da partícula emitida (L_R^S), o momento angular do núcleo residual (I_B) assim como o momento angular da partícula emitida (I_b), estarão fortemente alinhados ao momento angular do núcleo composto J, que é perpendicular à direção do feixe incidente. Conseqüentemente, a distribuição angular será anisotrópica do tipo 1/sen θ (v. figura 21).[21)]

Nos casos em que o momento angular do núcleo final é comparável ao J_{crit}, ou $|J_{crit} - I|$ é pequeno, o alinhamento é perdido (v. figura 21) e a componente L_R^S, perpendicular ao momento angular do núcleo composto, J, torna-se significativa. Nesse caso, a partícula emitida não vai mais sair, preferencialmente, na direção do feixe incidente, mas tenderá a sair numa direção perpendicular à linha do feixe e o efeito disso é que a distribuição angular se desvia da forma 1/sen θ, tornando-se mais isotrópica. Nos casos em que $I \sim J_C$ teremos uma distribuição angular com um máximo em 90°.

A dependência da forma da distribuição angular em relação ao momento angular do núcleo final pode ser explorada na identificação dos estados de momento angular elevado do núcleo final. Em particular, isso pode ser utilizado na distinção entre esses estados e aglomerados de estados de baixo momento angular de seção de choque equivalente. Na figura 22, observamos o efeito de J_{crit} na anisotropia das distribuições angulares, normalizadas em 0°, em função do momento angular do estado final, mostrando a grande sensibilidade desse efeito em relação ao valor de J_{crit}. Na figura 23, vemos a variação da anisotropia definida como sendo $R = \sigma(90^o)/\sigma(0^o)$ em função de I para os valores de J_{crit} = 10 ħ, 12 ħ, 14 ħ e 18 ħ.

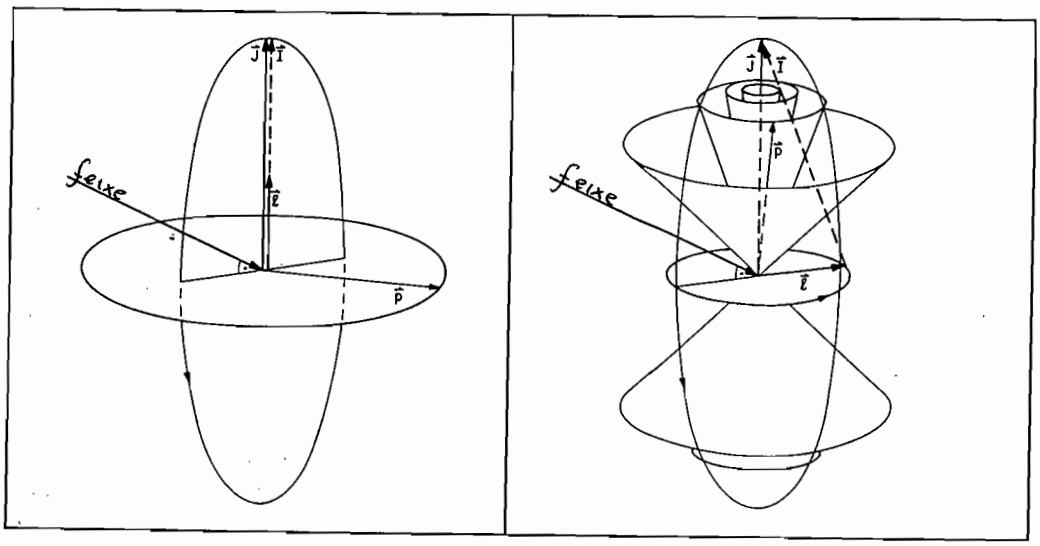


Figura 21 - Condições de acoplamento de momento angular para $I < J_{crit}$ (a) e $I \sim J_{crit}$ (b), onde $\bar{I}$ é o momento angular do estado do núcleo residual; $\bar{J}$, o momento angular do núcleo composto; $\bar{\ell}$, o momento angular orbital; e $\bar{p}$, a quantidade de movimento da partícula emitida.

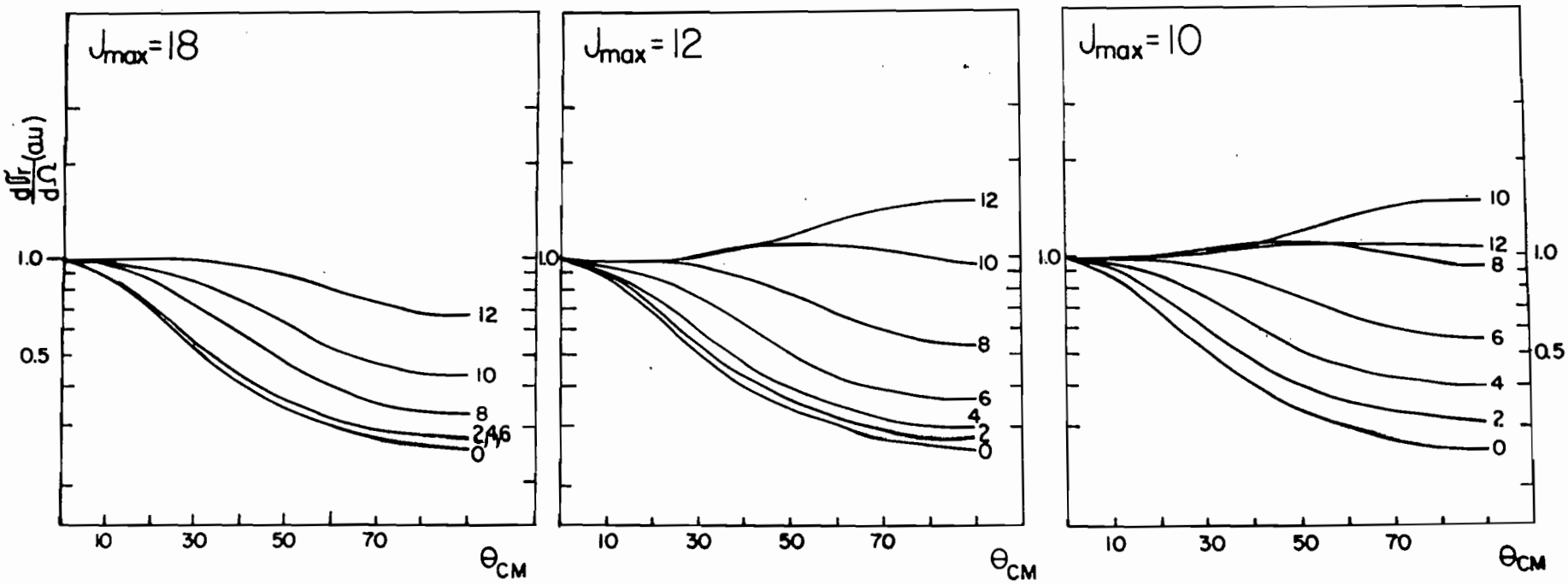


Figura 22 - Distribuições angulares teóricas (calculadas com o programa STATIS), mostrando a forte dependência da forma em relação ao momento angular do estado final, $J_{max} = J_{crit}$.

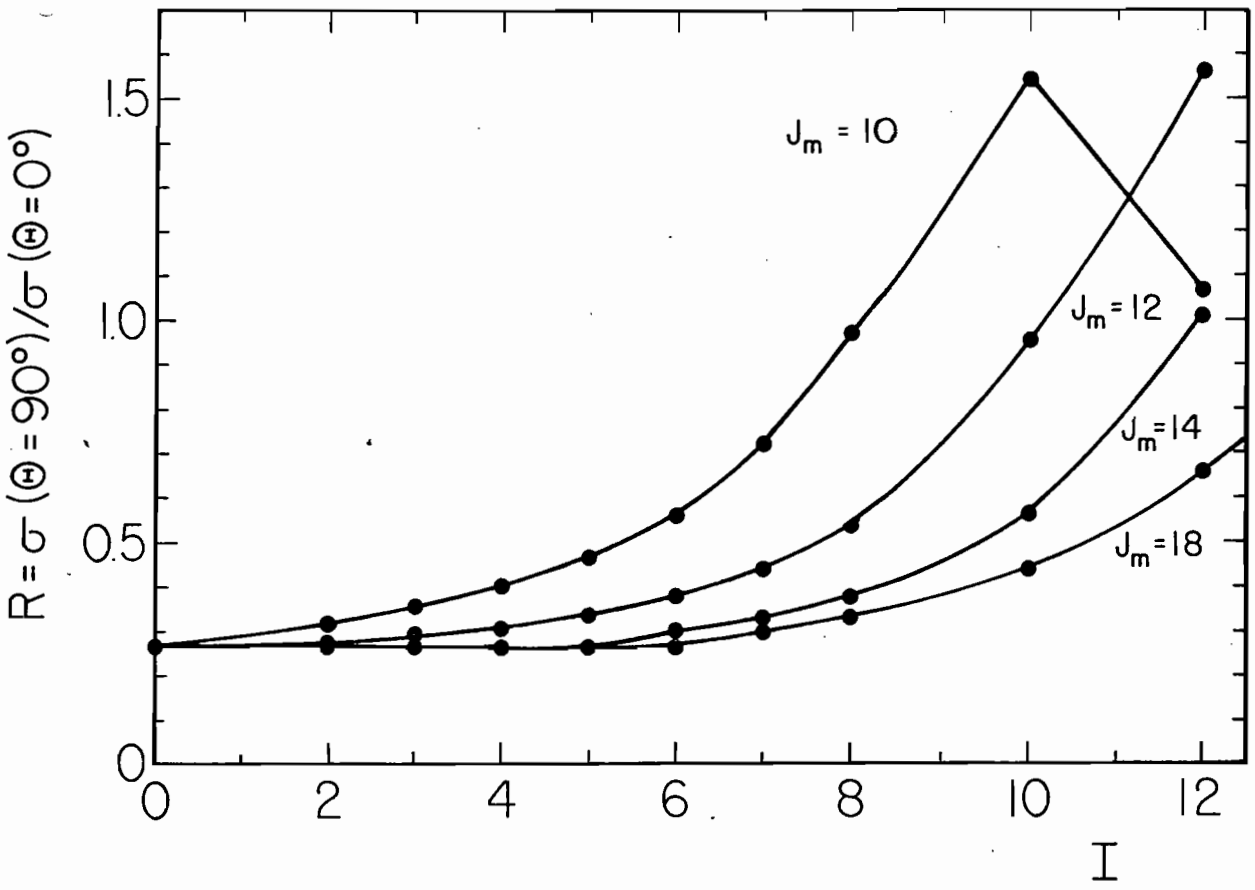


Figura 23 - Anisotropia prevista para a seção de choque diferencial em função do momento angular I do estado final, para valores diferentes de $J_{max} = J_{crit}$. Notar que, para o caso $J_{max} = 10$, I = 12, a distribuição angular tende novamente à forma 1/sen θ.

V - ANÁLISE DOS DADOS

Foram medidas distribuições angulares experimentais para 82 estados do ^{22}Ne, de 2 MeV a 18 MeV de energia de excitação (v. figura 24a-f). As distribuições angulares obtidas com a reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$, que é inversa da reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$, estão apresentadas como sendo de ângulos traseiros, no sistema de referência de centro de massa. Entretanto, graças à já mencionada contaminação devido ao crescimento da quantidade de ^{12}C no alvo de ^{13}C, muitas das distribuições angulares provenientes da reação $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$ não puderam ser analisadas e não constam da figura 24.

Na energia de bombardeamento utilizada nesta experiência, o momento angular rasante no canal de entrada calculado com base no modelo ótico foi de $\sim$ 14 $\hbar$, como se vê na figura 4. O balanceamento de energia da reação permite que sejam populados estados até 20 MeV de energia de excitação. O baixo momento angular orbital dos dêuterons emitidos favorece a seletividade para momentos angulares elevados na região 8 MeV $< E_B^* <$ 15 MeV, 6 $\hbar$ $< I_B <$ 10 $\hbar$ (v. figura 5).

Para o cálculo das seções de choque teóricas foi usado o programa STATIS[50], baseado no formalismo de Hauser-Feshbach, já descrito no capítulo IV, seção d.3.

Foi comprovado que valores relativos de seção de choque, praticamente, independem dos parâmetros de densidade de níveis.[46,21] De fato, para o cálculo das seções de choque teóricas, é utilizada a expressão σ_{HF} (v. capítulo IV, expressão 24), onde a densidade de níveis aparece somente no denominador. Destarte, a determinação do

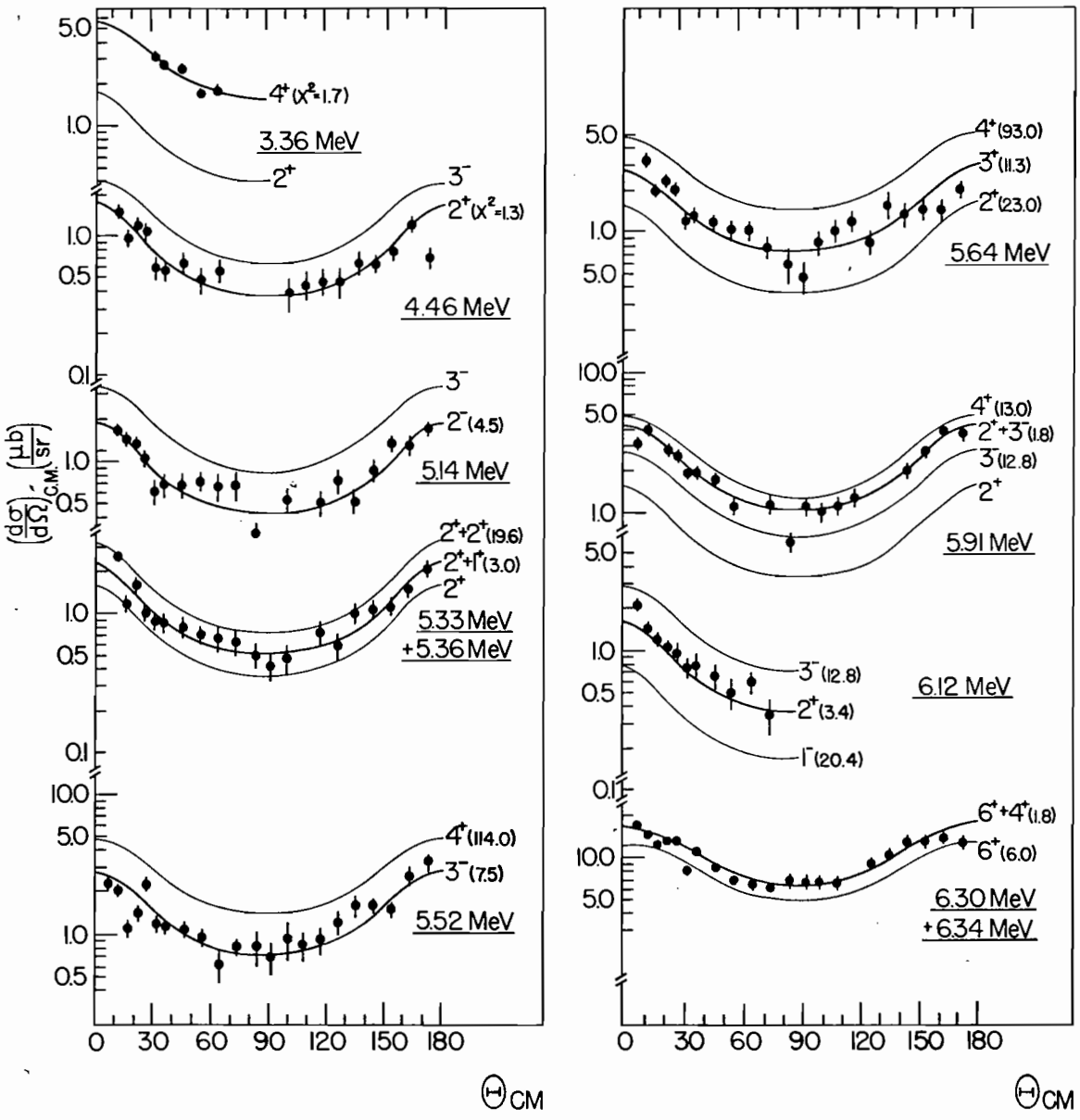


Figura 24 - Distribuições angulares experimentais para as reações $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ e $^{13}C(^{11}B,d)^{22}Ne$. As distribuições angulares teóricas, calculadas para vários valores de I estão representadas com os respectivos valores de χ^2. Os traços grossos correspondem aos valores de I previamente determinados e compilados na referência 84.

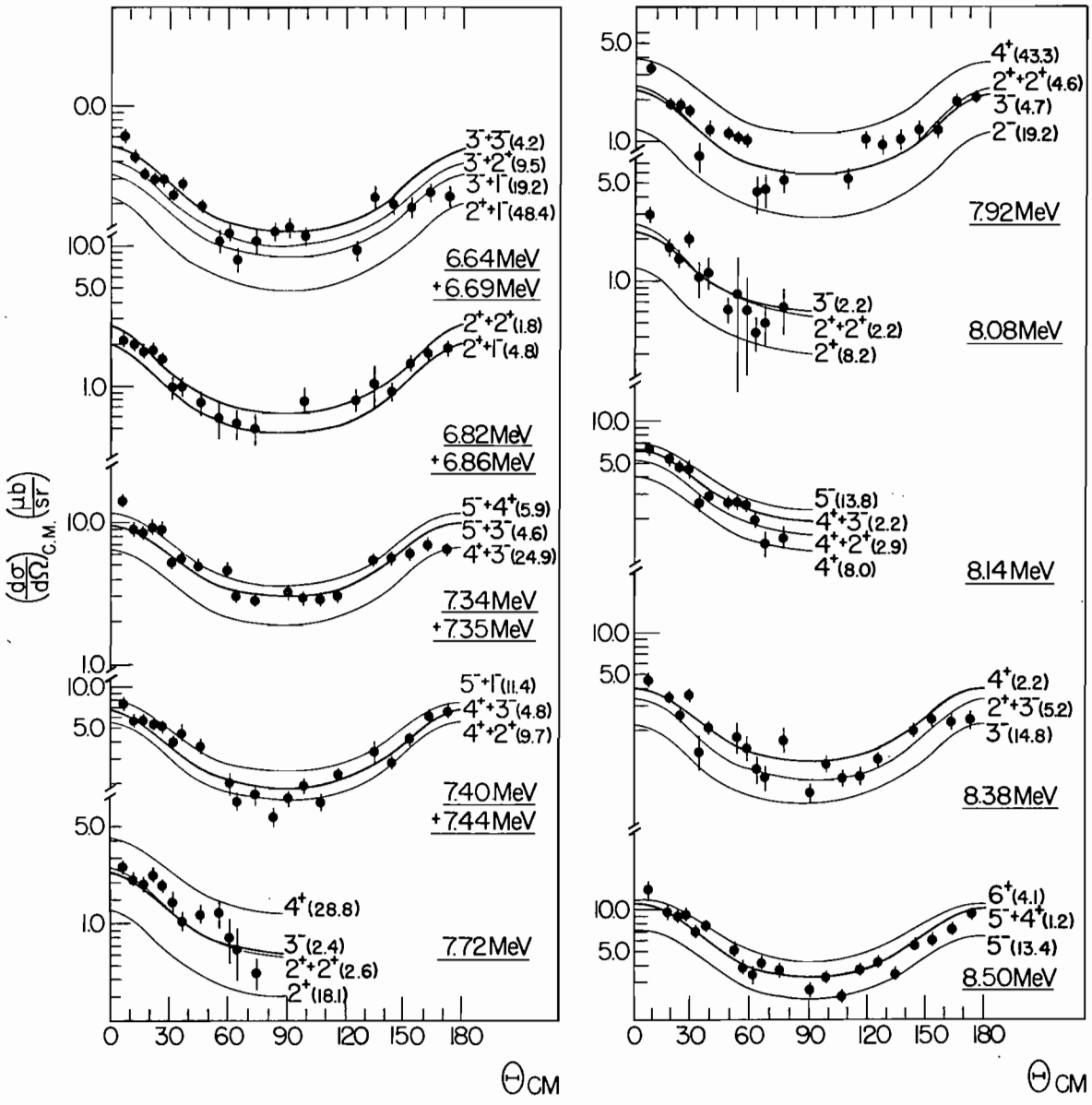

$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{C.M.}$ $(\frac{\mu b}{sr})$
0.0
10.0
5.0
1.0
10.0
1.0
10.0
5.0
5.0
1.0
$3^-+3^-(4.2)$
$3^-+2^+(9.5)$
$3^-+1^-(19.2)$
$2^++1^-(48.4)$
6.64MeV
+6.69MeV
$2^++2^+(1.8)$
$2^++1^-(4.8)$
6.82MeV
+6.86MeV
$5^-+4^+(5.9)$
$5^-+3^-(4.6)$
$4^++3^-(24.9)$
7.34MeV
+7.35MeV
$5^-+1^-(11.4)$
$4^++3^-(4.8)$
$4^++2^+(9.7)$
7.40MeV
+7.44MeV
$4^+(28.8)$
$3^-(2.4)$
$2^++2^+(2.6)$
$2^+(18.1)$
7.72MeV
0 30 60 90 120 150 180
Θ_{CM}
5.0
1.0
5.0
1.0
10.0
5.0
10.0
5.0
10.0
5.0
$4^+(43.3)$
$2^++2^+(4.6)$
$3^-(4.7)$
$2^-(19.2)$
7.92MeV
$3^-(2.2)$
$2^++2^+(2.2)$
$2^+(8.2)$
8.08MeV
$5^-(13.8)$
$4^++3^-(2.2)$
$4^++2^+(2.9)$
$4^+(8.0)$
8.14MeV
$4^+(2.2)$
$2^++3^-(5.2)$
$3^-(14.8)$
8.38MeV
$6^+(4.1)$
$5^-+4^+(1.2)$
$5^-(13.4)$
8.50MeV
0 30 60 90 120 150 180
Θ_{CM}

Figura 24b

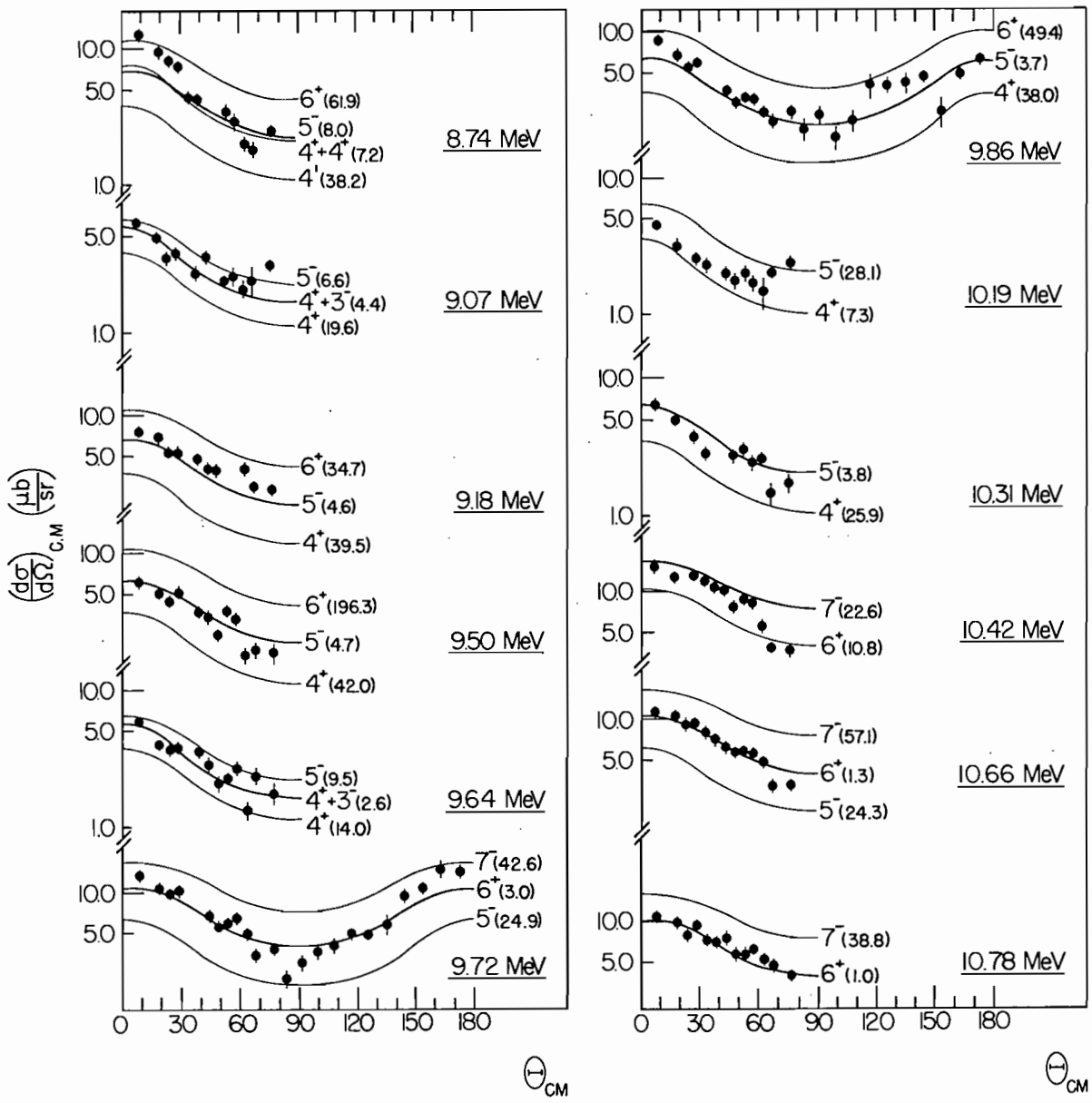

(dσ/dΩ)c.M (μb/sr)
8.74 MeV
6+(61.9)
5-(8.0)
4++4+(7.2)
4'(38.2)
9.07 MeV
5-(6.6)
4++3-(4.4)
4+(19.6)
9.18 MeV
6+(34.7)
5-(4.6)
4+(39.5)
9.50 MeV
6+(196.3)
5-(4.7)
4+(42.0)
9.64 MeV
5-(9.5)
4++3-(2.6)
4+(14.0)
9.72 MeV
7-(42.6)
6+(3.0)
5-(24.9)
9.86 MeV
6+(49.4)
5-(3.7)
4+(38.0)
10.19 MeV
5-(28.1)
4+(7.3)
10.31 MeV
5-(3.8)
4+(25.9)
10.42 MeV
7-(22.6)
6+(10.8)
10.66 MeV
7-(57.1)
6+(1.3)
5-(24.3)
10.78 MeV
7-(38.8)
6+(1.0)
0 30 60 90 120 150 180
ΘCM

Figura 24c

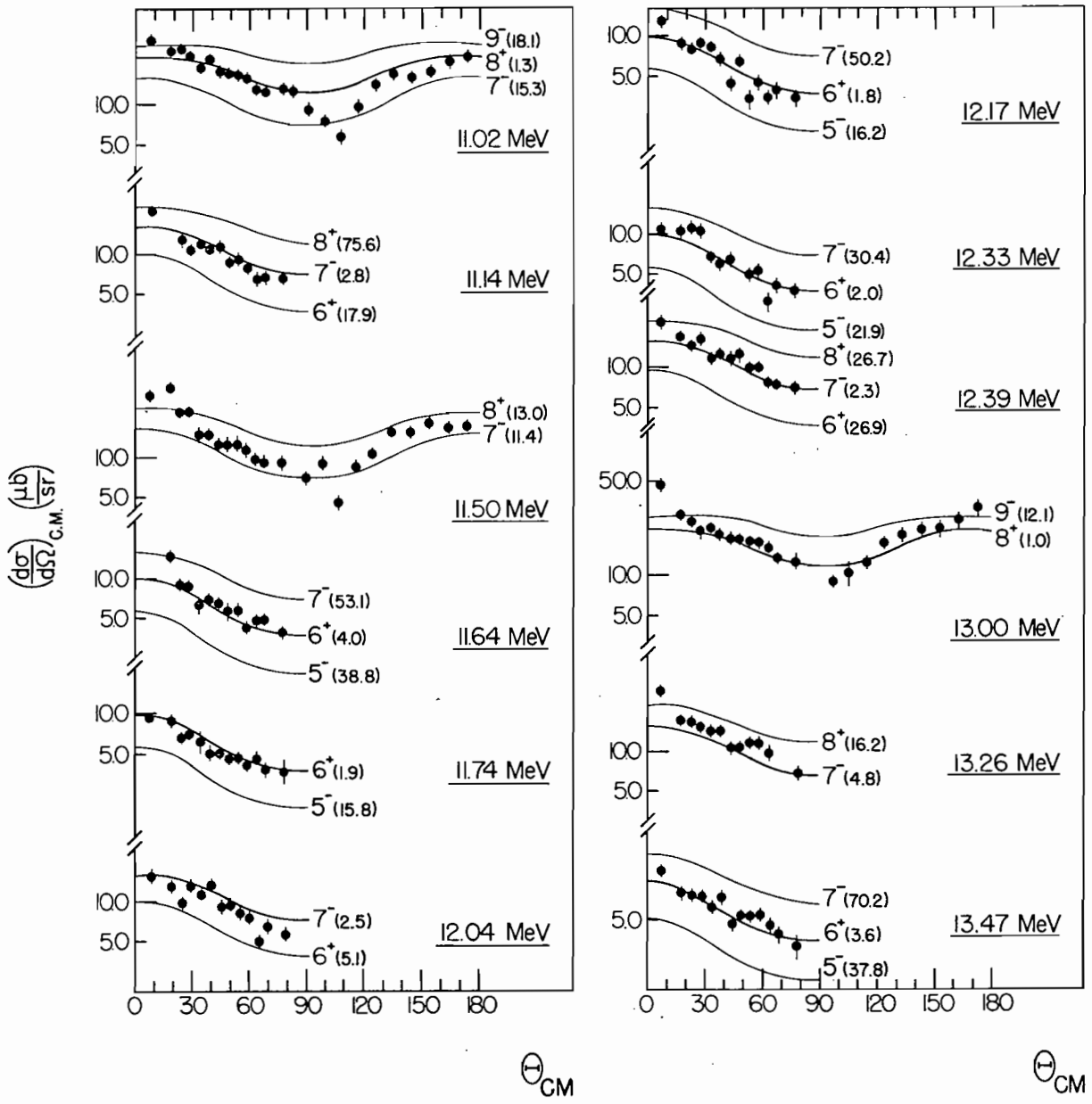

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C.M.}\left(\frac{\mu b}{sr}\right)$
9⁻(18.1)
8⁺(1.3)
7⁻(15.3)
11.02 MeV
8⁺(75.6)
7⁻(2.8)
6⁺(17.9)
11.14 MeV
8⁺(13.0)
7⁻(11.4)
11.50 MeV
7⁻(53.1)
6⁺(4.0)
5⁻(38.8)
11.64 MeV
6⁺(1.9)
5⁻(15.8)
11.74 MeV
7⁻(2.5)
6⁺(5.1)
12.04 MeV
7⁻(50.2)
6⁺(1.8)
5⁻(16.2)
12.17 MeV
7⁻(30.4)
6⁺(2.0)
5⁻(21.9)
8⁺(26.7)
7⁻(2.3)
6⁺(26.9)
12.39 MeV
9⁻(12.1)
8⁺(1.0)
13.00 MeV
8⁺(16.2)
7⁻(4.8)
13.26 MeV
7⁻(70.2)
6⁺(3.6)
5⁻(37.8)
13.47 MeV
0 30 60 90 120 150 180
Θ_{CM}

Figura 24d

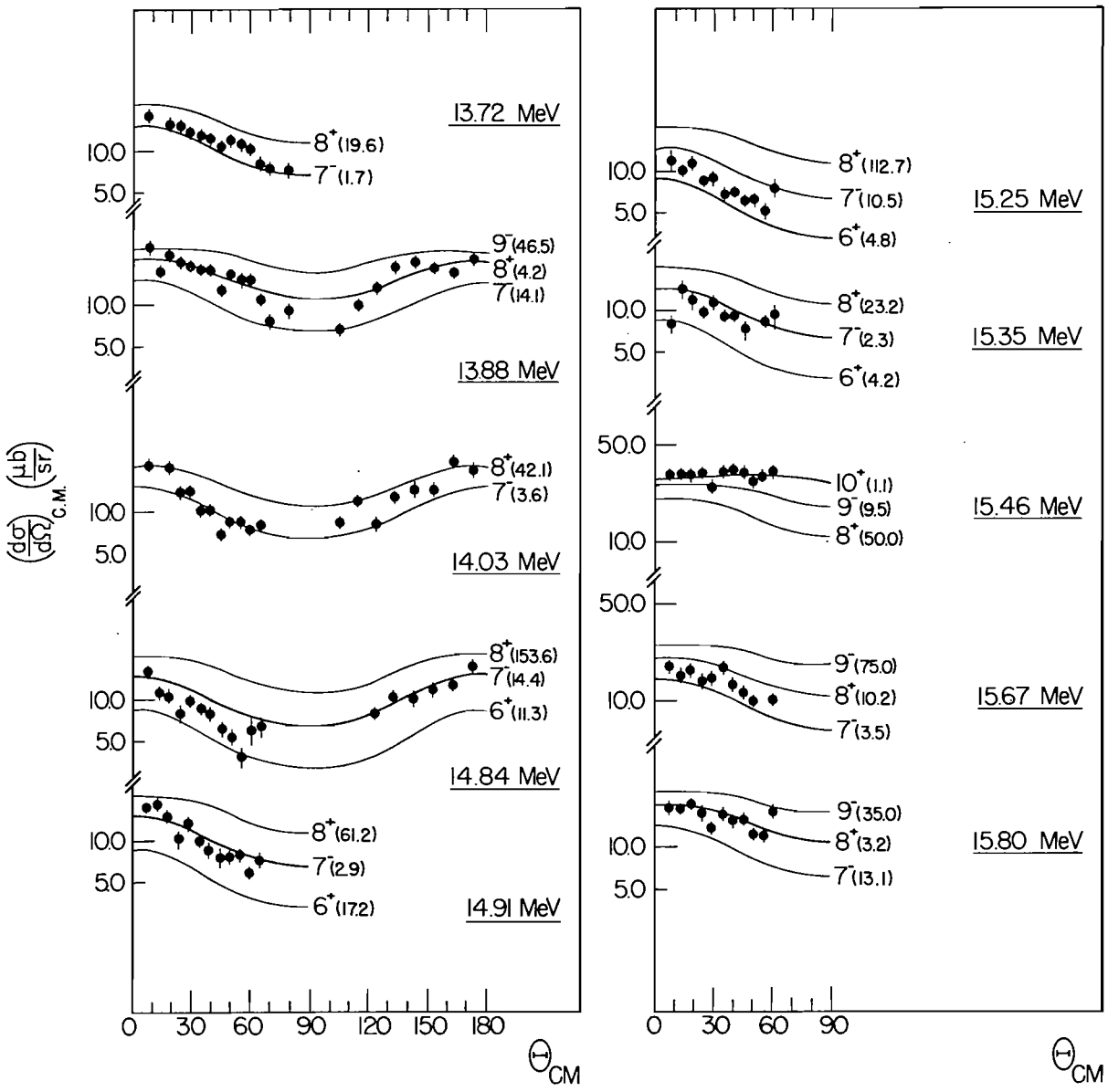

13.72 MeV
8+(19.6)
7-(1.7)
9-(46.5)
8+(4.2)
7-(14.1)
13.88 MeV
8+(42.1)
7-(3.6)
14.03 MeV
8+(153.6)
7-(14.4)
6+(11.3)
14.84 MeV
8+(61.2)
7-(2.9)
6+(17.2)
14.91 MeV
8+(112.7)
7-(10.5)
6+(4.8)
15.25 MeV
8+(23.2)
7-(2.3)
6+(4.2)
15.35 MeV
10+(1.1)
9-(9.5)
8+(50.0)
15.46 MeV
9-(75.0)
8+(10.2)
7-(3.5)
15.67 MeV
9-(35.0)
8+(3.2)
7-(13.1)
15.80 MeV
(dσ/dΩ)c.m. (μb/sr)
θCM

Figura 24e

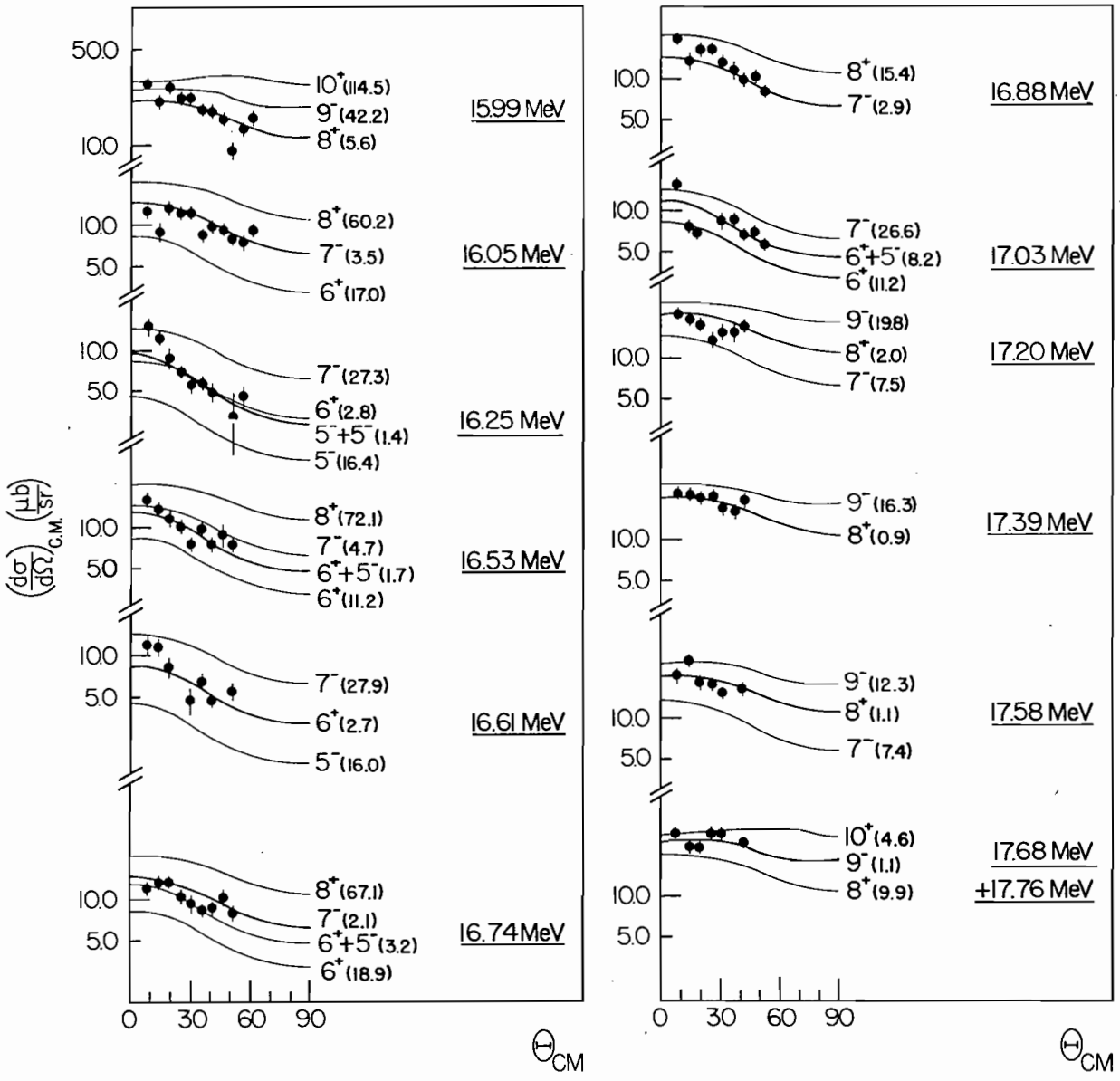

500
100
10+(114.5)
9-(42.2)
8+(5.6)
15.99 MeV
100
50
8+(60.2)
7-(3.5)
6+(17.0)
16.05 MeV
100
50
7-(27.3)
6+(2.8)
5-+5-(1.4)
5-(16.4)
16.25 MeV
100
50
8+(72.1)
7-(4.7)
6+5-(1.7)
6+(11.2)
16.53 MeV
100
50
7-(27.9)
6+(2.7)
5-(16.0)
16.61 MeV
100
50
8+(67.1)
7-(2.1)
6+5-(3.2)
6+(18.9)
16.74 MeV
0 30 60 90
ΘCM
(dσ/dΩ)C.M. (μb/sr)
100
50
8+(15.4)
7-(2.9)
16.88 MeV
100
50
7-(26.6)
6+5-(8.2)
6+(11.2)
17.03 MeV
100
50
9-(19.8)
8+(2.0)
7-(7.5)
17.20 MeV
100
50
9-(16.3)
8+(0.9)
17.39 MeV
100
50
9-(12.3)
8+(1.1)
7-(7.4)
17.58 MeV
100
50
10+(4.6)
9-(1.1)
8+(9.9)
17.68 MeV
+17.76 MeV
0 30 60 90
ΘCM

Figura 24f

momento angular crítico, J_{crit}, a partir de valores relativos de seção de choque (razões), independe da densidade de níveis e das incertezas a ela associadas.[46,21)]

Para esta experiência, portanto, foi realizado um ajuste por mínimos quadrados da razão entre as distribuições angulares teóricas, entre todas as transições conhecidas, como função de J_{crit}, e os valores experimentais. Esse ajuste foi feito com um programa[21)] que minimiza a expressão abaixo através da variação do fator de normalização $f(\alpha, a, J_{crit})$:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1}\left[\sum_{\theta,E^*} \frac{\sigma_{exp}(E^*,I) - f(\alpha,a,J_{crit})\,\sigma_{HF}(\theta,E^*,I,\alpha,a,J_{crit})}{\varepsilon_{exp}}\right]^2 \qquad (33)$$

O fator de normalização f leva em consideração o fato de que valores relativos de seção de choque experimental, σ_{exp}, podem ser utilizados e remove a dependência da seção de choque σ_{HF} do valor exato do parâmetro de densidade de níveis que está no denominador da seção de choque de Hauser-Feshbach σ_{HF}. Na expressão acima, ε_{exp} é o erro experimental; a, o parâmetro de densidade de níveis e α representa todos os parâmetros não especificados necessários para o cálculo de σ_{HF}. Na figura 25, pode-se observar a dependência de χ^2 em função de J_{crit}.

O valor $J_{crit} = 13\,\hbar \pm 1\,\hbar$ foi obtido independentemente para ambas as reações e para um grande intervalo de variação do parâmetro de densidade de níveis: $\frac{A}{8.5} < a < \frac{A}{4.5}$ (v. figura 25).

Uma vez encontrado o J_{crit} que fornece o

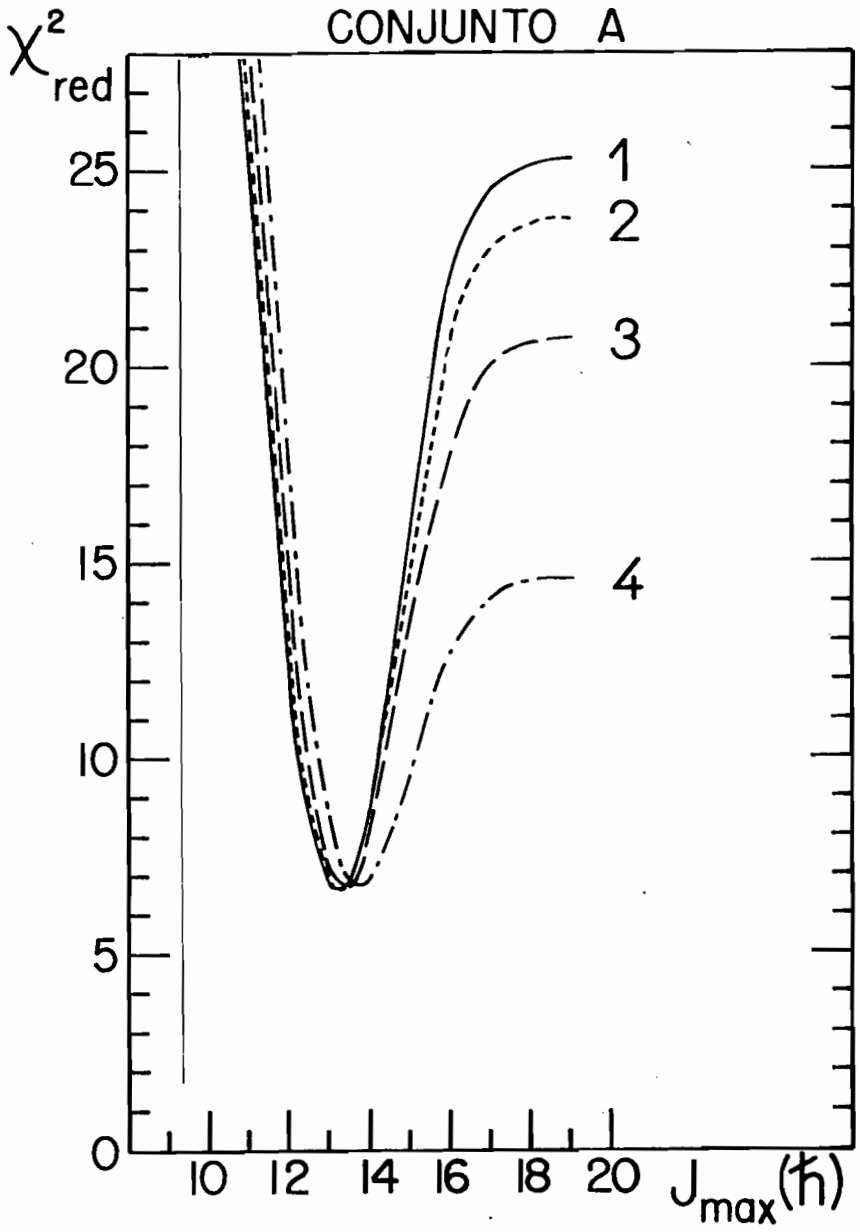


Figura 25 - Valores de χ^2 referentes a ajustes de distribuições angulares de estados de momento angular conhecido em função de $J_{max} = J_{crit}$, com os seguintes parâmetros de densidade de níveis:

curva 1 (a = 0.220); curva 2 (a dado na Tabela 1);

curva 3 (a = 0.150); curva 4 (a = 0.120)

(Notar que o valor de $\underline{a}$ utilizado no programa STATIS não é dado por $\frac{A}{cte}$ mas sim por $\frac{1}{cte}$.)

menor χ^2 , da magnitude das seções de choque absolutas obtém-se um parâmetro da densidade de níveis, que é uma média ponderada sobre os valores dos parâmetros de densidade de níveis de todos os possíveis núcleos finais. O mesmo tipo de ajuste por mínimos quadrados é utilizado novamente. Na expressão 33 , agora J_{crit} é fixo e varia-se o parâmetro a até se obter um fator de normalização f = 1, usando valores absolutos de σ_{exp}. Obtivemos um valor médio para a/A = 0.185, que não está em desacordo com os valores médios propostos na literatura para sistemas muito leves (A < 25).[62,63]

As distribuições angulares teóricas encontram-se na figura 24, superpostas aos pontos experimentais. Todos os parâmetros utilizados nos cálculos estão na tabela 1.

Finalmente, como mencionado no capítulo anterior, seção e, a dependência da forma da distribuição angular com o valor do momento angular do estado final foi explorada como uma ferramenta a mais na determinação de momentos angulares elevados para estados em altas energias de excitação (E^* > 10 MeV). Nessa região, a densidade de estados já é alta e não se pode excluir a possibilidade de que um aglomerado de estados de baixo momento angular simule um estado de momento angular elevado.[21,81] Como a anisotropia da seção de choque experimental é aquela do mais alto momento angular do aglomerado (que tem maior seção de choque), foram realizados ajustes por mínimos quadrados entre as seções de choque teóricas para vários momentos angulares diferentes e a seção de choque experimental. Um programa (FITFORM)[21] compara a forma das distribuições angulares experimentais, às teóricas para altos e baixos valores de momento angular. Esse programa minimiza a expressão 33, utilizando I_B como parâmetro livre.

TABELA 1 - PARÂMETROS DE DENSIDADE DE NÍVEL E DE MODELO ÓTICO PARA A REAÇÃO $^{11}B + {}^{13}C$

	$^{11}B+^{13}C$	$^{23}Ne+p$	$^{23}Na+n$	$^{22}Ne+d$	$^{20}F+\alpha$	$^{21}F+^{3}He$
a	2.33	4.12	4.12	3.94	3.86	3.76
Δ (MeV)	3.94[a)]	2.88[a)]	2.67[b)]	5.90[a)]	0.0	2.67[b)]
V (MeV)	100.0	49.1	52.0	50.0	105.1	186.0
r_0 (fm)	1.01	1.10	1.22	1.3	1.496	1.07
a_0 (fm)	0.70	0.63	0.52	0.55	0.511	0.72
W (MeV)	26.0[v)]	6.6[s)]	3.12[v)]	13.0[v)]	15.45[v)]	18.0[v)]
r_W (fm)	1.08	1.34	1.22	1.3	1.496	1.60
a_W (fm)	0.44	0.6	0.52	0.55	0.511	1.04
r_{yrast} (fm)	1.34	1.34	1.34	1.34	1.34	1.34

Parâmetros de modelo ótico obtidos da referência 72

a) valores obtidos da referência 62

b) valores obtidos da referência 33

v) potencial imaginário de volume

s) potencial imaginário de superfície (derivada de Wood-Saxon)

VI - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os momentos angulares atribuídos neste trabalho e apresentados na figura 24 e tabela 2 são baseados em ajustes por mínimos quadrados entre distribuições angulares absolutas experimentais e teóricas, estas últimas calculadas de acordo com o modelo de Hauser-Feshbach. Para estados altamente excitados, foram realizados também ajustes por mínimos quadrados da forma das distribuições angulares, sempre em comparação às previsões do modelo estatístico.

A concordância entre as distribuições angulares teóricas e experimentais para os estados de momento angular conhecido é bastante boa.

A seguir, serão discutidos alguns desses níveis individualmente, assim como as novas atribuições de momento angular para os demais estados observados.

a) Estados de Yrast no ^{22}Ne

Nesta seção, vamos discutir apenas os estados de yrast do ^{22}Ne. Até este trabalho, a linha de yrast do ^{22}Ne era identificada claramente apenas até o estado 6^+ em 6.305 MeV de energia de excitação, membro da banda rotacional $K^\pi = 0^+$, construída sobre o estado fundamental.[22,82,83] O momento angular desse estado foi determinado por intermédio de correlações partícula-γ.[22,23]

Broude et al.[82] sugeriram como candidato para o estado yrast 8^+ o estado em 11.00 MeV, sugestão baseada numa experiência com a reação $^{19}F(\alpha,p\gamma)$. Nosso trabalho confirma essa previsão através de ajustes tanto da magnitude (v. figura 27) quanto da forma (v. figura 28) da distribuição angular, que indicam o momento angular $I_B = 8\,\hbar$ para o estado em 11.02 MeV.

O primeiro estado com momento angular igual a $I_B = 10\,\hbar$ foi encontrado em 15.46 MeV de energia de excitação e, novamente, os ajustes de magnitude e forma da distribuição angular indicam claramente o valor $I_B = 10\,\hbar$.

Por outro lado, esses mesmos ajustes para vários dubletos possíveis realizados para os estados em 11.02 MeV e 15.49 MeV mostram que não pode ser inteiramente descartada a possibilidade de que esses momentos angulares sejam uma unidade de $\hbar$ mais baixos (v. figuras 27 e 28).

Em virtude dos elevados momentos angulares nos canais de entrada e saída, o número efetivo de canais independentes abertos para o decaimento do núcleo composto é muito grande (v. figura 19), o que atenua fortemente as flutuações estatísticas da magnitude da seção de choque.

A atribuição dos momentos angulares está associada a níveis de confiabilidade, dados pelos valores de χ^2 por grau de liberdade para cada ajuste. No cálculo desses valores de χ^2 é levada em conta, além da incerteza experimental (estatística + incerteza na decomposição do espectro), a amplitude média das flutuações de Ericson em função do número de canais efetivos independentes que contribuem na transição. Essas amplitudes são avaliadas com o auxílio dos gráficos expostos nas figuras 18 e 19.

Em nenhum caso, no presente trabalho, a in-

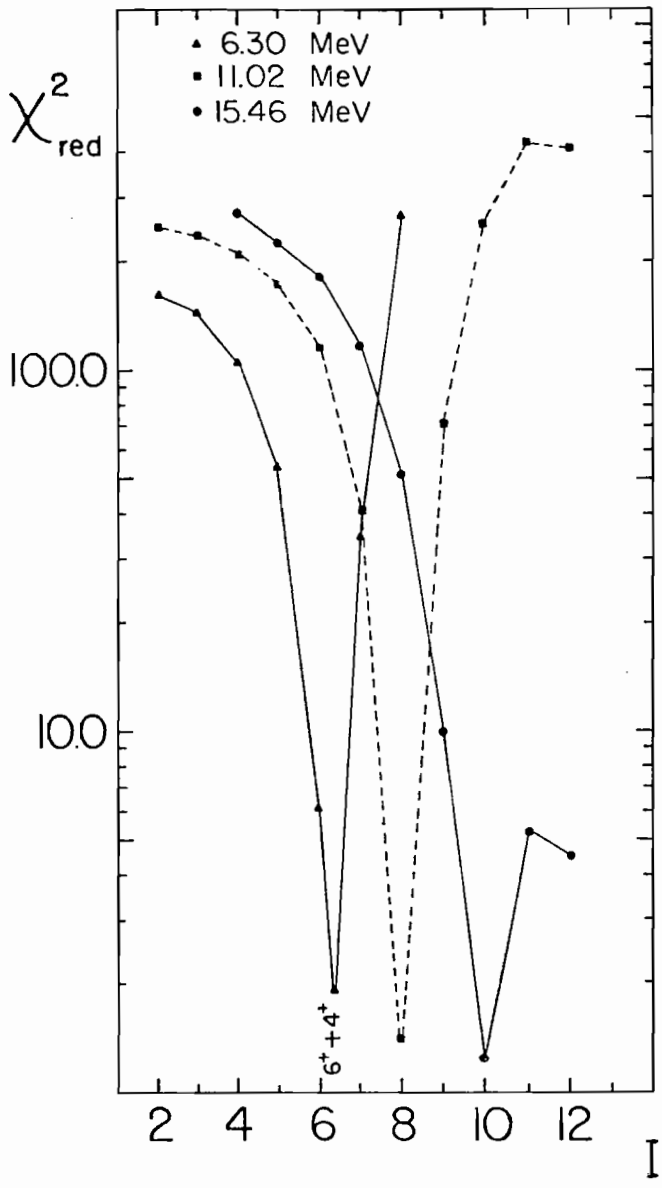


Figura 27 - Valores de χ^2, referentes a ajustes da magnitude das distribuições angulares em função do momento angular do estado final, para os estados de yrast do ^{22}Ne.

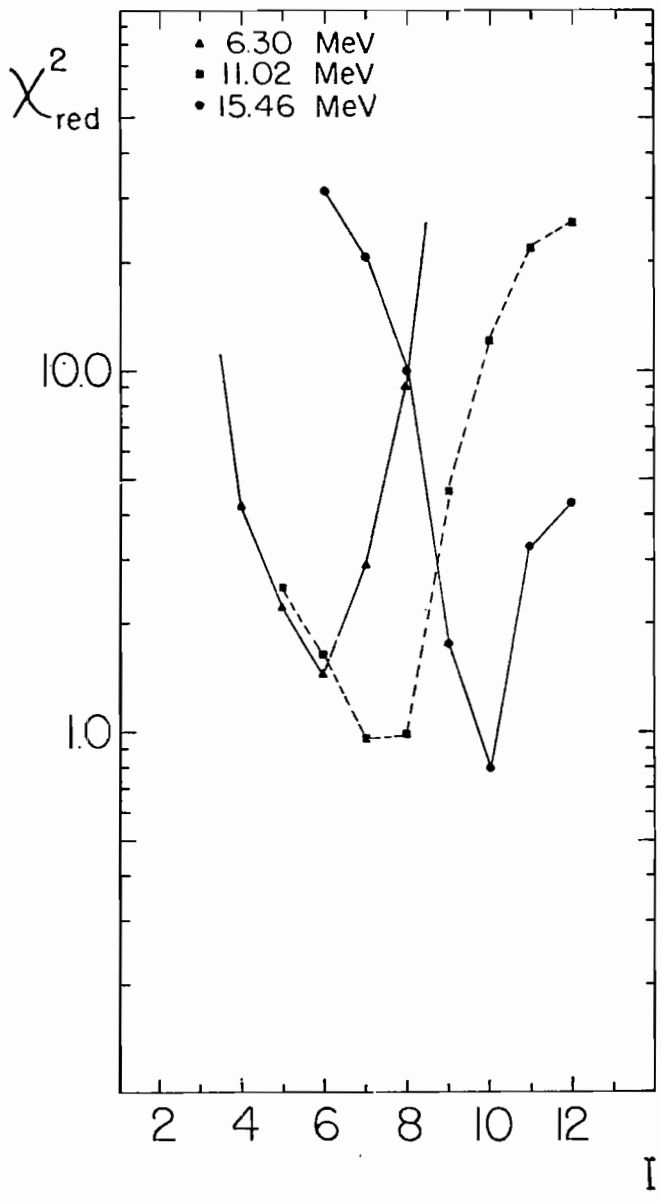


Figura 28 - Valores de χ^2, referentes a ajustes da forma das distribuições angulares em função do momento angular do estado final, para os estados de yrast do ^{22}Ne.

certeza na atribuição é maior que uma unidade de $\hbar$, atingindo níveis de confiabilidade superiores a 75% para os valores assinalados.

b) Estados de Momento Angular Elevado no ^{22}Ne

Uma descrição dos estados de baixa energia de excitação do ^{22}Ne e de suas propriedades conhecidas, determinadas através de reações com íons pesados e de correlações angulares partícula-γ, foi compilada por Endt e Van der Leun.[84]

A comparação das distribuições angulares experimentais com as calculadas com base no modelo estatístico (v. figura 24 e tabela 2) demonstra (pelo valor do χ^2) que, em sua maioria, as presentes atribuições concordam com os valores tabelados, quando estes existem. A distribuição angular cujo momento angular foi o atribuído aparece, na figura 24, como um traço contínuo, mais grosso.

Uma grande quantidade de novos níveis do ^{22}Ne foram observados em altas energias de excitação, e serão comentados a seguir, assim como alguns dos estados em baixa energia.

O estado em 3.36 MeV é o nível de yrast 4^+, já conhecido, pertencente à banda do estado fundamental $K^\pi = 0^+$. A distribuição angular proveniente da reação $^{11}B(^{13}C,d)^{22}Ne$ confirma claramente esse valor.

Como se pode observar na figura 24, tanto o nível em 4.46 MeV como o nível em 5.14 MeV têm suas distribuições angulares ajustadas para um momento angular $I_B = 2$.

TABELA 2 - VALORES OBTIDOS (A PARTIR DA MÉDIA DE TODOS OS ESPECTROS) PARA AS ENERGIAS DE EXCITAÇÃO DOS ESTADOS OBSERVADOS NO ^{22}Ne. AS ENERGIAS COM ASTERISCO FORAM USADAS COMO REFERÊNCIA PARA CALIBRAÇÃO.

E^*(MeV)[a]	J^{π}[a]	E^*(MeV)[b]	J^{π}[b]	$\langle d\sigma/d\Omega\rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^{\circ})$ (μb/sr)[b]
0	0^+			
1.27457	2^+	1.28		
3.3572*	4^+	3.36	4	
4.4567*	2^+	4.46	2	.95
5.1475*	2^-	5.14	2	1.44
5.336*	1^+	5.34	2+1	1.18
5.365*	2^+			
5.5232*	4^+	5.52	3	1.10
5.6413*	3^+	5.64	3	1.97
5.9099*	3^-	5.91	2+3	
6.115*	2^+	6.12	2	1.21
6.237	0^+			
6.3114*	6^+	6.31	6+4	12.39
6.3452*	4^+			
6.6360*	$(2,3)^+$	6.66	3+3	3.29
6.691*	1^-			
6.817*	2^+	6.84	2+1	1.82
6.854*	1^+			
6.904	$(0,1)^+$			

E^* (MeV)[a]	J^{π}[a]	E^* (MeV)[b]	J^b	$\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^o)$ (μb/sr)[b]
7.052*	1^-	7.05		1.69
7.341*	$(3,4)^+$	7.34	5+3	8.63
7.342*	0^+			
7.406*	$(1,3)^-$	7.42	4+3	5.82
7.423*	$(3,5)^+$			
7.470*				
7.489	1^-	7.54		1.48
7.644*	2^+	7.64		4.08
7.664	2^-			
7.721*	3^-	7.72	3	1.95
7.924*	2^+	7.92	3	1.90
8.081*	$(2-4)^+$	8.08	3	1.74
8.131*	2^+	8.14	4+3	5.38
8.162	3			
8.382*	$(3^-,4^+)$	8.38	4	3.50
8.491*	2^+	8.50	5+4	9.39
8.548	$(0-4)^+$			
8.592*		8.58		8.52
8.737	3^-	8.74	5	9.48
8.861	$(0-4)^+$	8.89		1.69
8.902	$(0-3)^-$			
8.979*		8.97		2.06
9.040				

E^* (MeV)[a]	$J^{\pi a}$	E^* (MeV)[b]	J^b	$\langle d\sigma/d\Omega\rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^o)$ (μb/sr)[b]
9.097*	$(1-3)^-$	9.07	4+3	4.87
9.170*		9.18	5	6.94
9.223				
9.250				
9.325*		9.34		7.69
		9.50	5	5.10
		9.64	4+3	3.94
		9.72	6	10.85
		9.86	5	6.85
		10.12		3.65
		10.19	4	3.21
		10.31	5	5.00
		10.42	7	12.73
10.616*		10.66	6	10.60
10.750*		10.78	6	9.83
10.854				
10.920				
		11.02	8	26.34
11.193		11.14	7	
11.267		11.26	7.8	2.95
11.435				
11.464	1^-			
11.519		11.50		.19

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE
INFORMAÇÃO
573
INSTITUTO DE FÍSICA

E^* (MeV)[a]	J^{π}[a]	E^* (MeV)[b]	J^b	$\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^{\circ})$ (μb/sr)[b]
11.578				
11.686	2^+	11.64	6	14.72
11.746		11.74	6	8.90
11.752	1^-			
11.886	1^-	11.87		6.58
11.92	2^+			
12.04	0^+	12.04	7	12.87
12.056				
		12.12		12.74
		12.17	6	8.87
12.25	0^+			
12.28	1^-			
		12.33	6	10.68
12.38	2^+	12.39	7	17.14
12.48	(2^+)			
12.58	1^-	12.56		6.19
12.61	$(1^-,2^+)$			
		12.69		20.23
12.81	2^+			
12.83	1^-			
12.88	3^-	12.88		25.64
		13.00	8	28.44
		13.26	7	17.00

E^* (MeV)[a]	J^{π}[a]	E^* (MeV)[b]	J^b	$\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^o)$ (μb/sr)[b]
		13.47	6	7.94
		13.72	7	15.79
		13.79		
		13.88	8	23.26
		14.03	7	20.97
14.07				
		14.13		7.35
		14.23		10.81
		14.34		8.15
		14.42		4.50
		14.54		6.13
		14.60		7.84
		14.69		8.90
		14.84	7	10.86
		14.91	7	13.58
		15.25	6	11.70
		15.35	7	12.19
15.400				
		15.46	10	30.77
		15.57		8.28
15.610				
		15.67	7	16.87
		15.80	8	21.31

E^* (MeV)[a]	J^{π}[a]	E^* (MeV)[b]	J[b]	$\langle d\sigma/d\Omega \rangle_{exp}(\theta_{LAB}=13^o)$ (μb/sr)[b]
		15.99	8	26.48
		16.05	7	13.47
16.06				
		16.25	6, 5+5	8.83
		16.38		9.05
		16.45		10.16
		16.53	7, 6+5	11.44
		16.61	6	8.27
		16.74	7	13.27
		16.88	7	16.69
		17.03	7, 6+5	6.90
		17.20	8	17.73
		17.39	8	20.00
		17.48		13.07
		17.58	8	18.13
		17.76	9+4	22.95
		18.01		
		18.08		
		18.17		
		18.28		

a) valores obtidos da referência 84

b) este trabalho

Endt et al.[84] tabelaram-nos como sendo 2^+ e 2^-, respectivamente. Nosso método, porém, não é sensível à paridade do estado final.

A mais importante discrepância entre nossos resultados e valores de momento angular previamente aceitos verifica-se para o estado em 5.52 MeV. O estudo da reação $^{19}F(\alpha,p\gamma)^{22}Ne$, realizado por Neogy et al.[85] indica que a transição para esse estado é um $\ell = 2$ puro, o que restringe sua paridade e momento angular para 3^+ ou 4^+. Por outro lado, experiências de espalhamento de partículas α no ^{22}Ne[86] proporcionaram evidências de que esse estado tem paridade natural, tornando a atribuição de momento angular 4^+ aceitável. Ainda, experiências de decaimento β com ^{22}F[87] confirmam a atribuição $I^\pi = 4^+$, mas não excluem a possibilidade do momento angular ser igual a 3^+. Informações adicionais a respeito de "branching ratios" favorecem também o valor 4^+. Neste trabalho, entretanto, a atribuição do valor de momento angular 4^+ para o nível em 5.52 MeV é inaceitável de acordo com a análise feita, que indica $I = 3$ para esse estado. De acordo com previsões de modelo de camada realizadas por Preedom e Wildenthal[7], dois estados de momento angular $I = 3$ e $I = 4$ são esperados entre 5.40 MeV e 5.50 MeV. O melhor ajuste para o estado observado em 5.64 MeV é obtido para $I = 3$ e, nesse caso, o melhor candidato para o momento angular $I = 4$ seria, realmente, o nível em 5.52 MeV.

Na compilação de Endt e Van der Leun[84] aparece um nível em 6.30 MeV como o nível yrast 6^+ e outro em 6.34 MeV como $I^\pi = 4^+$. Neste trabalho, não foi possível resolver esse dubleto;[22] nosso melhor ajuste foi obtido para a soma 6+4, enquanto que o ajuste da forma da distribuição angular indica claramente a presença de um estado com spin $I = 6$ (v. figura 24).

Outros dubletos não resolvidos foram observados em 6.64 MeV, 6.82 MeV, 7.34 MeV e 7.40 Mev. Ajustes com várias combinações de momento angular foram executados e os melhores valores de χ^2 foram obtidos para os valores de momento angular sugeridos nas referências 82 e 83. É de interesse ressaltar que o momento angular I = 5 de mais baixa energia de excitação é atribuído, neste trabalho, a um dos níveis em 7.35 MeV. A sugestão, todavia, não é confirmada pela literatura.

A análise baseada no modelo estatístico para os níveis em 7.72 MeV, 7.92 MeV e 8.08 MeV concorda com os valores de momento angular que aparecem nas referências 82 a 84, com exceção do estado em 7.92 MeV, para o qual o momento angular igual a 3 produz o melhor ajuste, embora a possibilidade de esse nível ser um dubleto 2+2 não possa ser inteiramente excluída.

Na referência 84, são descritos dois estados, um em 8.131 MeV e outro em 8.162 MeV com momentos angulares $I^{\pi} = 2^{+}$ e $I^{\pi} = 3$, respectivamente. Nós observamos um estado em 8.14 MeV, provavelmente um dubleto: I = = 4+3 ou I = 4+2.

Os estados em 8.38 MeV, 8.50 MeV e 8.59 MeV são muito difíceis de serem analisados em virtude da superposição. A largura à meia altura do aglomerado indica que provavelmente há mais de três picos. Os ajustes da forma das distribuições angulares indicam momentos angulares I = 4 em 8.38 MeV e I = 5 tanto para o nível em 8.50 MeV quanto para o nível em 8.59 MeV.

A elevada seção de choque absoluta juntamente com a acentuada anisotropia da distribuição angular do estado observado em 8.74 MeV de energia de excitação levam à conclusão de que se trata de um aglomerado de baixos mo-

mentos angulares. O melhor ajuste da forma da distribuição angular foi encontrado para I = 3, sugestão confirmada pela referência 84.

Os estados observados entre 9.0 MeV e 10.0 MeV de energia de excitação não apresentam problemas ou dúvidas quanto ao processo de análise. Nossas atribuições de momento angular não são conflitantes com os poucos valores encontrados na literatura. De modo geral, a partir de 9.0 MeV de energia de excitação raros são os níveis observados, cujos momentos angulares haviam sido previamente determinados e constavam da literatura existente.

Na região de 10.0 MeV a 11.0 MeV de energia de excitação, Broude et al.[82] mencionam dois níveis de momento angular I = 5, um em 10.64 MeV e outro em 10.76 MeV e mais um nível de momento angular I = 6 ou 8 em 10.4 MeV. Nossa experiência permitiu observar dois estados de momento angular I = 6 em 10.66 MeV e em 10.78 MeV. Essas sugestões estão mais de acordo com a previsão de Arima et al.[6] de um estado de momento angular I = 6 por volta de 11.0 MeV de energia de excitação. Observamos ainda um estado de momento angular I = 5 em 10.31 MeV, outro de I = 7 em 10.42 MeV e um provável dubleto de momentos angulares I = 4+3 em 10.19 MeV. Nossa atribuição de I = 5 está 300 keV mais baixa em energia de excitação que a de Broude et al.[82] de um estado de momento angular I = 5 em 10.64 MeV, mas pode ser comparada com a previsão de Arima et al.[6], da existência de um nível de momento angular I = 5 em 10.50 MeV.

Entre 11.0 MeV e 12.0 MeV de energia de excitação foram observados dois estados de momento angular I = 7 e dois de I = 6, além do estado de yrast I = 8 em 11.02 MeV. Nessa mesma região, Arima et al.[6] previram

o estado yrast $I^{\pi} = 8^{+}$ em 11.2 MeV e dois estados de momento angular I = 6. O estado $I^{\pi} = 6^{+}$ suposto por Arima et al.[6], em 11.7 MeV, poderia ser associado a uma de nossas duas sugestões para momentos angulares I = 6: em 11.64 MeV ou em 11.74 MeV. Broude et al.[82] observaram um nível em 11.1 MeV, a que atribuíram um momento angular I = 6, 7 ou 8.

Acima de 12.0 MeV de energia de excitação, não há dados experimentais, relativos a estados de momento angular elevado, disponíveis na literatura. Dessa forma, nossos resultados poderão ser comparados apenas às previsões teóricas existentes.

Como pode ser observado na figura 31, o segundo estado de momento angular I = 8 é sugerido por Preedom[7] em 12.6 MeV e por Arima[6] em 12.1 MeV. Neste trabalho, o segundo estado de momento angular I = 8 foi observado em 13.0 MeV.

Vários estados foram observados entre 12.0 e 13.0 MeV de energia de excitação; infelizmente, porém, não foi possível atribuir momentos angulares a vários deles em decorrência de problemas no ajuste dos picos devido à superposição. Entre aqueles que pudemos analisar, atribuímos momento angular I = 6 para os estados em 12.17 MeV e em 12.33 MeV, e momento angular I = 7 para os estados em 12.04 MeV e 12.39 MeV. O nível em 12.04 MeV de energia de excitação, I = 7, por nós observado pode ser comparado à previsão de Preedom[7] de um nível em 11.9 MeV de energia de excitação e momento angular igual a 7. As previsões de Arima[6] para esse intervalo de energia não se ajustam às nossas observações: além do estado de momento angular I = 8 em 12.1 MeV, já mencionado, ele sugere um estado de momento angular I = 6 em 12.95 MeV e outro de I = 5 em 12.8 MeV, que não podemos confirmar.

Acima de 13.0 MeV de energia de excitação, a maioria dos níveis do ^{22}Ne identificados neste trabalho não pode nem sequer ser comparado às previsões teóricas por serem estas praticamente inexistentes.

Preedom[7] prevê apenas dois estados acima de 13.0 MeV: um, de momento angular $I^{\pi} = 9^{+}$ em 15.5 MeV, e outro de $I^{\pi} = 10^{+}$ em 16.35 MeV. Arima[6], por sua vez, calculou que um estado de momento angular $I^{\pi} = 9^{+}$ teria uma energia de excitação de 14.5 MeV, enquanto que um $I^{\pi} = 10^{+}$ apareceria em 15.6 MeV. Esta última sugestão é confirmada por nossos dados experimentais, com a observação do estado de yrast de momento angular igual a 10, já discutido no capítulo IV, seção b. Apresentamos uma sugestão de um estado de momento angular I = 9 em 17.7 MeV. O pico correspondente a esse estado é, na realidade, um dubleto, os ajustes de forma da distribuição angular indicam a existência de um estado de momento angular igual a 9, enquanto que os ajustes de magnitude da distribuição angular indicam 9+4 ou 9+5.

c) A Estrutura do ^{22}Ne

Apesar de, como já foi dito anteriormente, existirem cálculos confiáveis de estrutura nuclear[2,6,7] para os núcleos da camada s-d e para o caso do ^{22}Ne, em particular, a falta de dados experimentais relativos a esse núcleo não permitiu que se estabelecesse uma descrição clara de sua estrutura, como foi feito com o ^{22}Na[88], ^{23}Na[89,90] e ^{24}Mg[21,22,23]. Assim, esperamos que a comparação dos resultados deste trabalho com as previsões dos modelos teóri-

cos disponíveis para os núcleos da camada s-d deve proporcionar um melhor entendimento do comportamento desses núcleos em altas energias de excitação.

Uma primeira característica importante do ^{22}Ne é observada em sua linha de yrast, com um "backbending" em torno do momento angular I = 8, mostrado na figura 29. O esquema experimental de níveis obtido com este trabalho encontra-se na figura 30. Na figura 31 estão as previsões teóricas baseadas no modelo de camadas, enquanto que os resultados dos cálculos do tipo Strutinsky[4,45] aparecem na figura 32.

O primeiro ponto importante que gostaríamos de discutir a respeito do ^{22}Ne é o considerável aumento de seu momento de inércia, se comparado ao do ^{20}Ne (v. figura 29). A diferença entre os momentos de inércia dos dois núcleos é muito maior do que seria de se esperar de acordo com a regra simples, segundo a qual os momentos de inércia variam com $A^{5/3}$ (onde A é a massa do núcleo : $\theta = 2/5\ r_0^2\ A^{5/3}$). O estado de yrast de momento angular $I = 6^+$ do ^{20}Ne tem um momento de inércia $\theta^{6^+}_{^{20}Ne} = 4.83\ MeV^{-1}$, o mesmo estado yrast no ^{22}Ne possui um momento de inércia $\theta^{6^+}_{^{22}Ne} = 6.37\ MeV^{-1}$, determinado experimentalmente, enquanto que o valor esperado seria de $5.67\ MeV^{-1}$. É interessante notar que o valor experimental do momento de inércia para o estado $15/2^+$ [58] do ^{21}Ne é $\theta^{15/2^+}_{^{21}Ne} \simeq 5.65\ MeV^{-1}$, ao invés do valor $5.24\ MeV^{-1}$ previsto pela regra $A^{5/3}$, que por sua vez está de acordo quando se usa como referência o valor de $\theta^{6^+}_{^{22}Ne}$.

Esses resultados estariam em conflito com a expectativa de uma deformação menor para os núcleos de isospin T = 1 (^{22}Ne), quando comparados aos de T = 0 (^{20}Ne).[7]

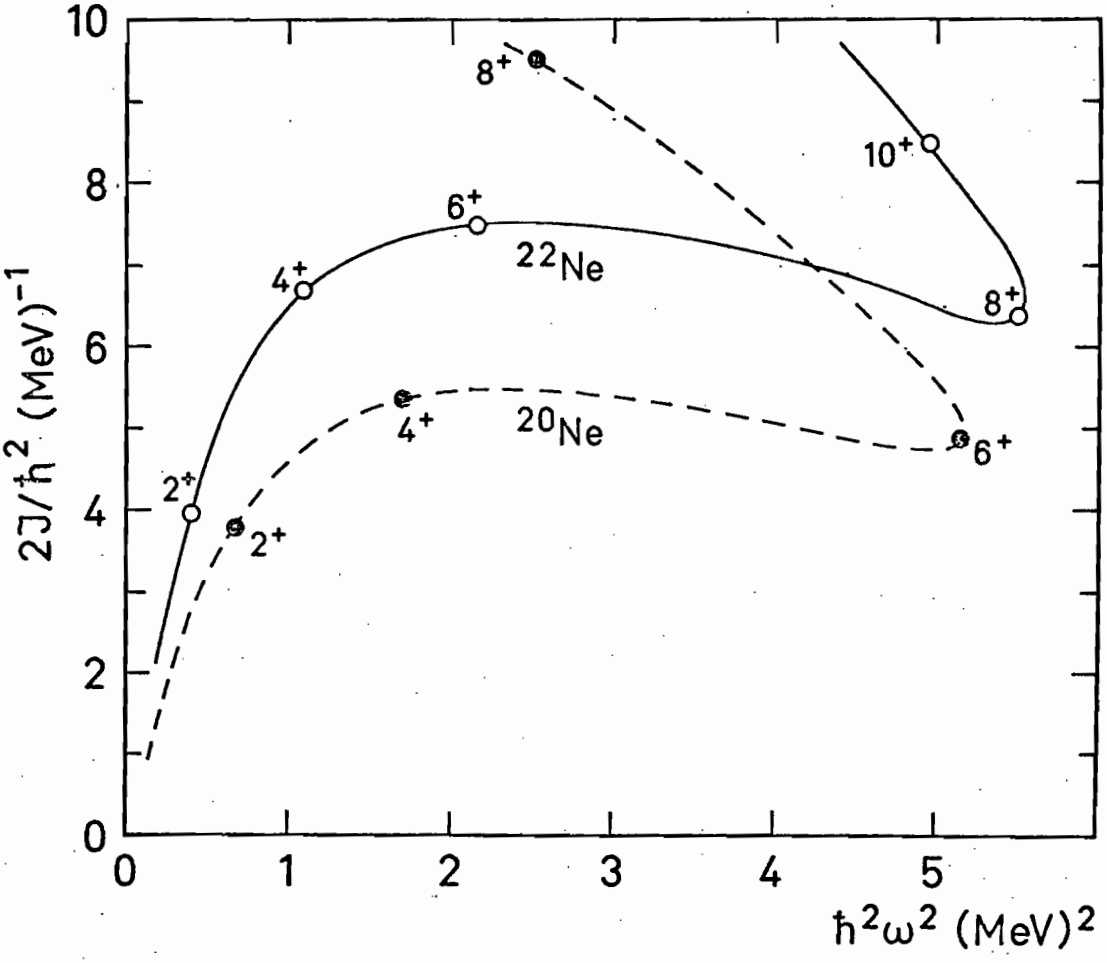


Figura 29 - Momento de inércia efetivo do ^{20,22}Ne em função da frequência efetiva de rotação.

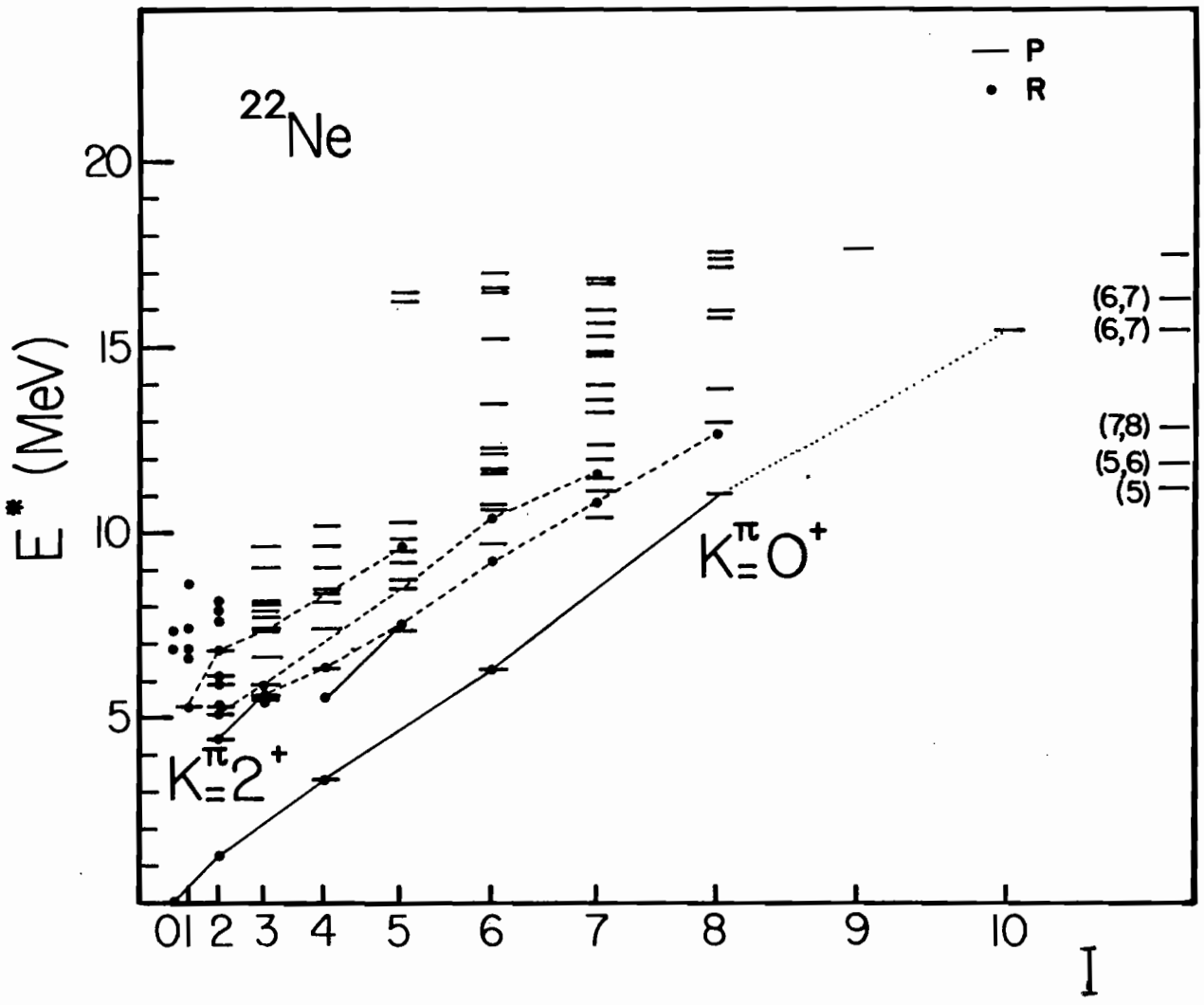


Figura 30 - Esquema de níveis observados neste trabalho (P ≡ traços) e níveis previamente conhecidos (R ≡ pontos; ref. 84).

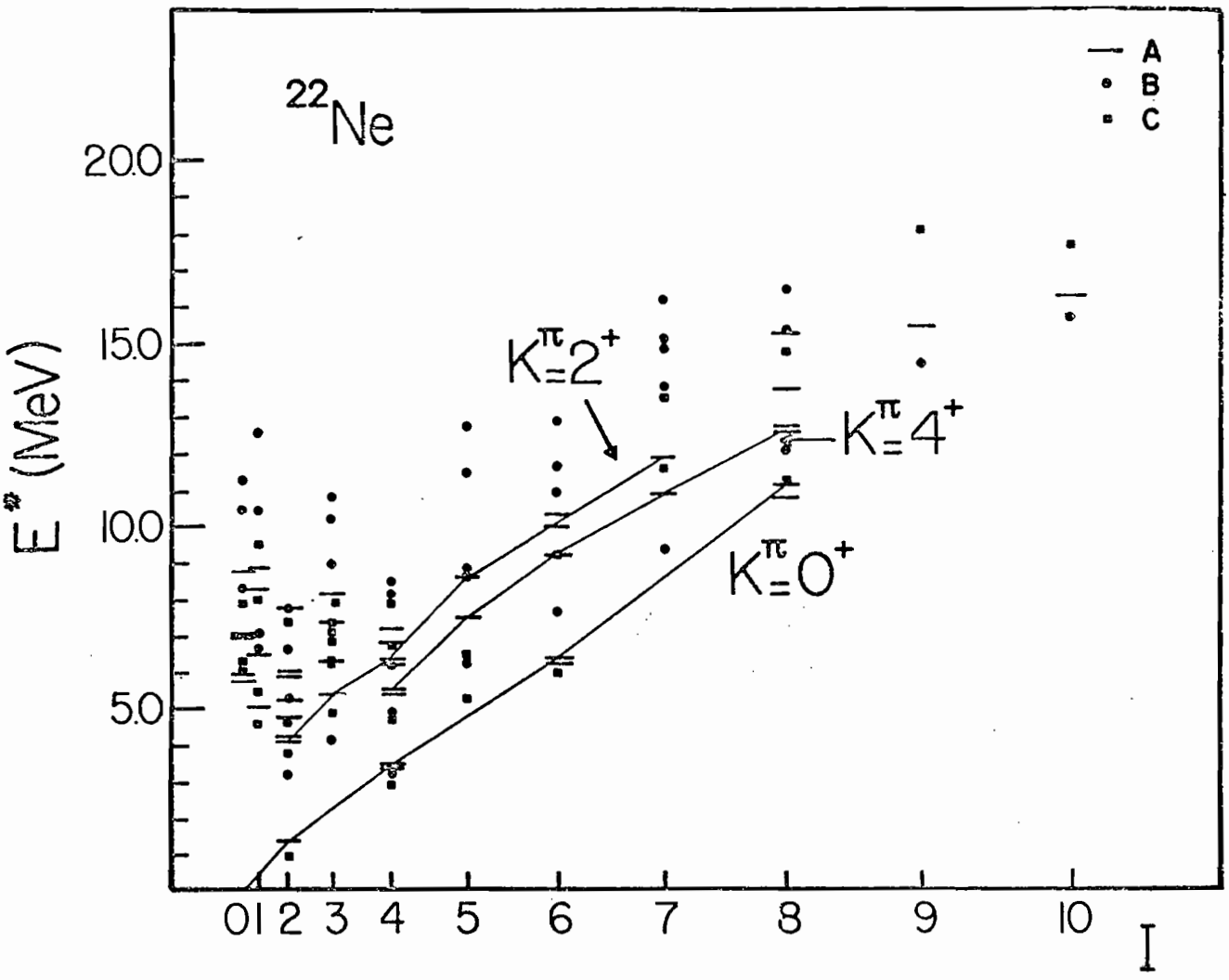


Figura 31 - Estrutura de bandas calculada para o ^{22}Ne.
(A ≡ ref. 6)
(B ≡ ref. 7)
(C ≡ outros, i.e., refs. 8, 9, 22).

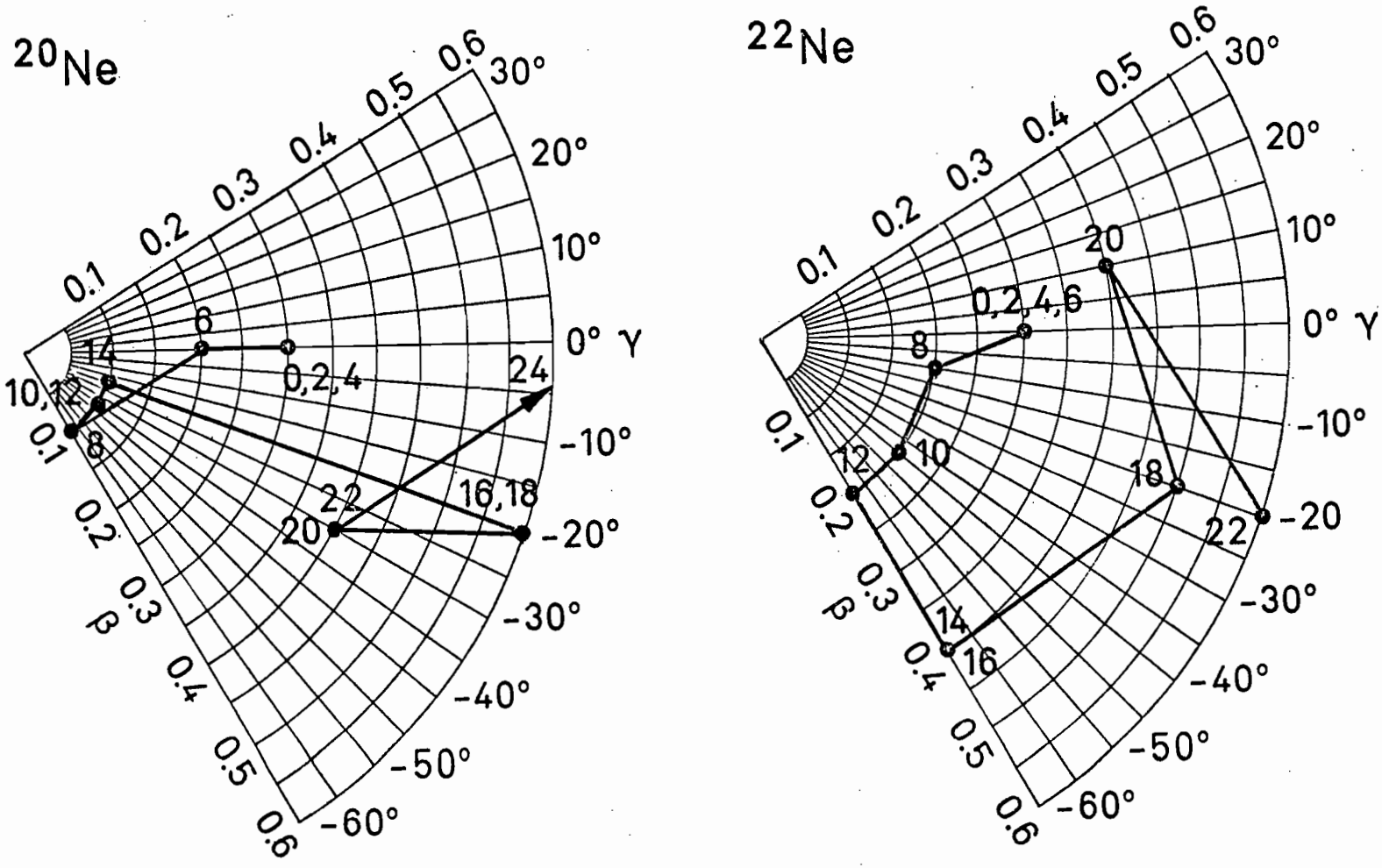


Figura 32 - Trajetórias no plano β-γ de energia de deformação para os estados de yrast no ^{20,22}Ne. Os cálculos foram efetuados utilizando o modelo de Strutinksy.

A evidência experimental, em sentido contrário, poderia ser explicada em termos de um forte acoplamento do primeiro nêutron ao ^{20}Ne, para formar o ^{21}Ne, aumentando substancialmente o momento de inércia.[91,92] Quando um segundo nêutron é acoplado, a interação de emparelhamento impede um acréscimo elevado do momento de inércia do ^{22}Ne, comparado ao do ^{21}Ne.

Uma interpretação semelhante foi dada por Grümmer et al.[91], explicando o aumento do momento de inércia, θ_I, com o momento angular I (e com ω^2), no ^{22}Ne, como conseqüência do efeito de "blocking",[91,92] que reduz as possibilidades de correlações de emparelhamento para estados de momento angular elevado. Eles vão adiante, mostrando que, no caso do ^{22}Ne, ocorre uma drástica diminuição das correlações de emparelhamento para momentos angulares $I \leq 6\ \hbar$, enquanto que, para momentos angulares superiores a 6 ħ, os estados não apresentam nenhuma correlação de emparelhamento. Acredita-se[91] que esse efeito de "anti-emparelhamento" seja o responsável pelo comportamento anômalo dos momentos de inércia dos estados de momento angular elevado, isto é, o "backbending" da linha de yrast. O decréscimo das correlações de emparelhamento, por sua vez, estaria ligado a uma diminuição da deformação quadrupolar ("anti-stretching"), à medida que aumenta o momento angular.[91,92]

Esse quadro sugere que há um limite para o comportamento rotacional puro do ^{22}Ne, o que possivelmente estaria ligado ao previsto término da banda rotacional[91,2], para valores relativamente baixos de momento angular, $I \sim 10\ \hbar$.

Para um núcleo típico da camada s-d, como o ^{22}Ne, o número de configurações de camada possíveis para $J \geq 6\ \hbar$ é notavelmente menor que para valores de J mais

baixos, e para $J = 10\ \hbar$ que, na descrição microscópica, corresponde ao término da banda rotacional, esse número é de apenas 6. Como conseqüência, os estados rotacionais próximos ao estado em que a banda termina não são coletivos o suficiente para preservar as características de um rotor e ocorre o "anti-stretching".

Essa descrição não está em desacordo com os cálculos do tipo Strutinsky, realizados por Mosel et al.[45,15] (v. figura 32). No plano de energia de deformação β-γ, o mínimo profundo com relação à deformação β mostra que ocorre um efeito de "anti-stretching" intenso, principalmente no ^{20}Ne (até o momento angular $I = 14\ \hbar$), que é simultâneo à tendência de se tornar triaxial. Por outro lado, no caso de ^{22}Ne, o mínimo em relação à deformação γ, no plano β-γ é muito mais suave, ao contrário do que se verifica para núcleos mais pesados, "bons" rotores.[5,10,11] Isso explicaria as dificuldades experimentais para definir as bandas rotacionais do ^{22}Ne.

Ainda na figura 32, observa-se que o ^{22}Ne atinge o valor $\gamma = -60^{o}$, que corresponde a um núcleo oblato girando em torno do eixo de simetria, para momentos angulares bem mais elevados que o ^{20}Ne. Nesse estado, todas as partículas da última camada estão alinhadas com o eixo de rotação. No ^{22}Ne, então, esse alinhamento deve aparecer bem mais "tarde" que para o ^{20}Ne devido aos dois nucleons extras.

A despeito das dificuldades esperadas na definição das bandas rotacionais do ^{22}Ne, é possível, através da introdução de forças residuais no modelo de camadas, obterem-se misturas de configurações que podem, às vezes, ser interpretadas como movimentos rotacionais.[6,7] Assim, é possível justificar, ou reproduzir, grosso modo, as ca-

racterísticas da estrutura do ^{22}Ne. Por outro lado, outros tipos de cálculo e descrições microscópicas foram realizados, para os núcleos da camada s-d, com a intenção de testar considerações fundamentais, tanto do modelo de camadas e do rotacional como do modelo de "cluster".[93,94,8)]

A falta de dados espectroscópicos experimentais sistemáticos para o ^{22}Ne fez surgir uma classificação especulativa dos estados de momento angular elevado, em bandas rotacionais, baseada, principalmente, em comparações com a sistemática dos núcleos vizinhos e previsões do modelo de camadas. Por exemplo, o estado fundamental do ^{21}Ne é obtido, colocando-se o nêutron extra no orbital nº 7 de Nilsson, e iniciando a banda $K^{\pi} = 3/2^{+}$, onde se espera uma deformação prolata, e, para formar o estado fundamental do ^{22}Ne, considerando-se apenas configurações puras, adiciona-se um nêutron ao nível $3/2^{+}$.

Através de cálculos de modelo de camadas em que todos os nucleons são ativos, Preedom e Wildenthal[7)] conseguiram reproduzir muitos dos aspectos coletivos do comportamento dos núcleos da camada s-d usando o espaço de configurações de todas as combinações de 6 partículas, permitidas por Pauli, que podem ser colocadas nas órbitas $0d_{5/2}$, $1s_{1/2}$, $0d_{3/2}$, pressupondo um caroço inerte de ^{16}O.

Os resultados desses cálculos podem ser comparados às bem conhecidas bandas rotacionais do ^{20}Ne. Em particular, a banda rotacional do estado fundamental (0^{+}), 1.63 MeV (2^{+}), 4.25 MeV (4^{+}), 8.78 MeV (6^{+}) e 11.95 MeV (8^{+}), que é bem descrita com base na configuração $(sd)^{4}$.

Para completar a discussão da estrutura do ^{22}Ne, consideramos que é relevante comparar o comportamento rotacional assim como a evolução da estrutura nuclear

de todos os núcleos leves da camada s-d. Na figura 33, estão desenhados os esquemas dos níveis de yrast dos núcleos $^{20,21,22}Ne$ [22,23,49,58], $^{22,23}Na$ [88,90] e $^{23,24,25}Mg$ [21-23,22]. De acordo com esses esquemas, foram elaborados gráficos de momento de inércia, θ, versus freqüência de rotação ao quadrado, ω^2, (v. figura 34) e servirão como ponto de partida para a análise a seguir.

A primeira característica que se observa é que o efeito de "backbending" aparece apenas nos isótopos do Ne (figura 34). Conforme já discutido anteriormente, o aumento acentuado dos momentos de inércia do ^{21}Ne e do ^{22}Ne, se comparados ao do ^{20}Ne, poderia encontrar sua explicação no acoplamento forte do(s) nêutron(s) extra(s) na órbita nº 7 ($3/2^+$) de Nilsson (que gera o estado fundamental $3/2^+$ do ^{21}Ne), acoplamento este que seria responsável pela deformação prolata. O aumento sistemático do momento de inércia, com o momento angular do estado, verificado para todos os isótopos do Ne, poderia ser explicado segundo as referências 91 e 92, para baixas freqüências de rotação (antes de atingir o valor constante), como uma conseqüência da redução das correlações de emparelhamento para momentos angulares elevados. Essa redução, por sua vez, seria induzida pelo efeito de "blocking"[91,92] e a evolução desse efeitos como uma tendência anti-emparelhamento poderia ser, talvez, a responsável pelos "backbending" observados.

Vamos analisar, agora, o comportamento do ^{22}Na ($T = 0$) em contraste ao do ^{22}Ne ($T = 1$). O núcleo de isospin, $T = 0$, como esperado, apresenta uma deformação maior (que o sistema de $T = 1$), o que, provavelmente, acarreta os valores mais elevados de momento de inércia observados experimentalmente. A linha de yrast do ^{23}Na, por sua vez, apresenta um "upbending" por volta do

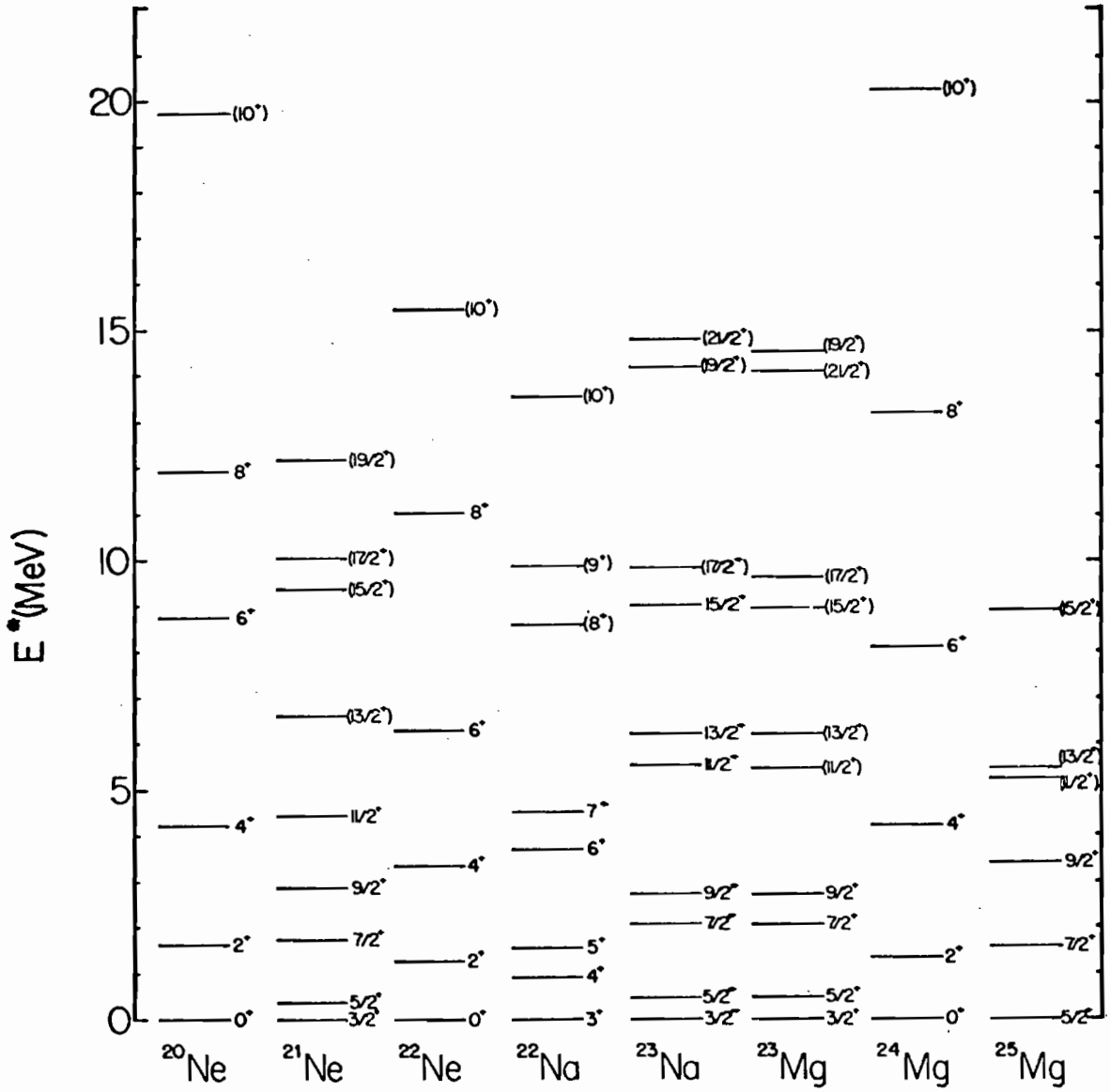


Figura 33 - Estados de yrast observados experimentalmente em vários núcleos da camada s-d.

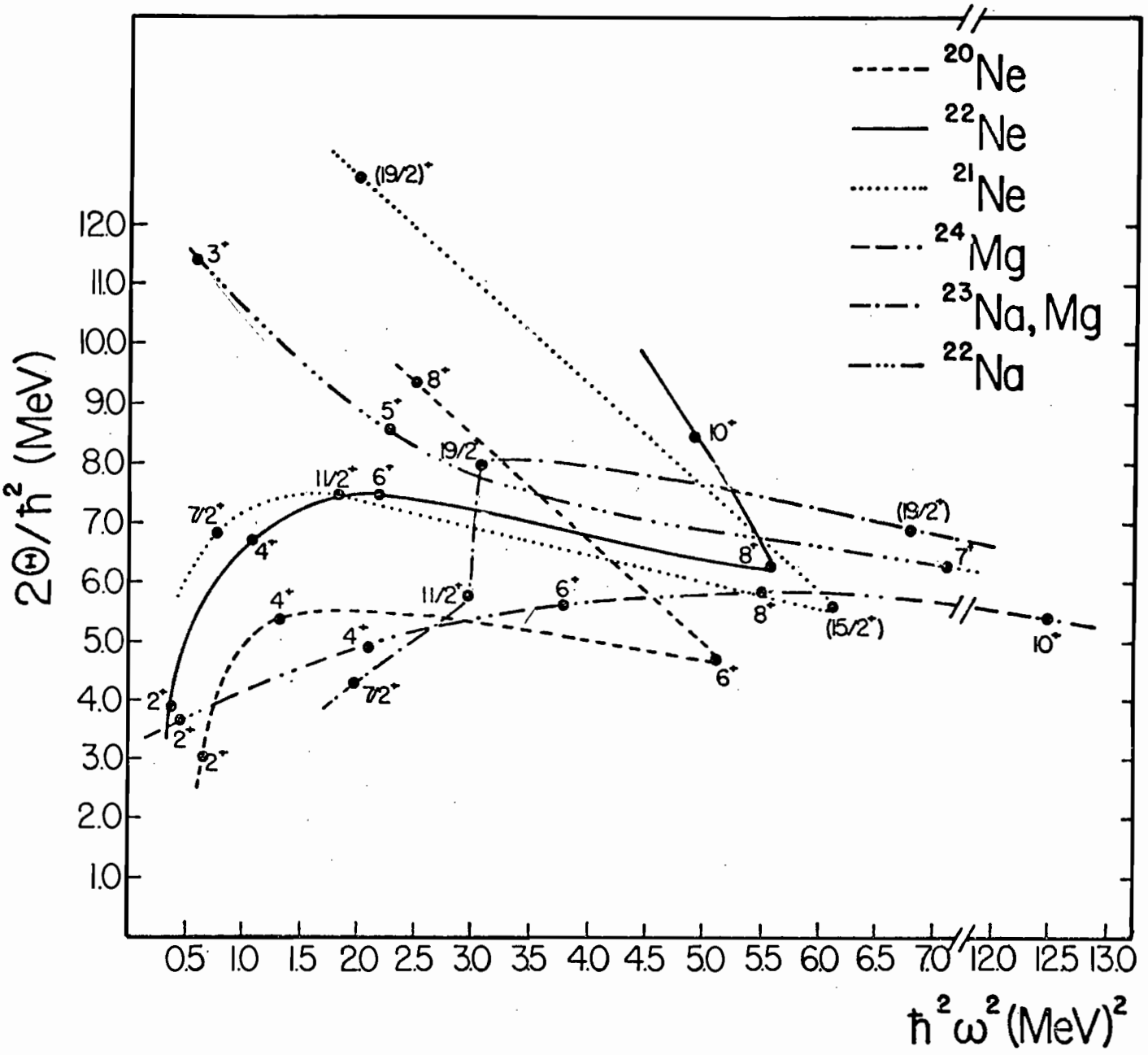


Figura 34 - Gráfico do momento de inércia versus freqüência de rotação relativo às linhas de yrast dos núcleos s-d que constam da figura 33.

estado de momento angular $I \sim (11/2)^+$, para um estado de momento de inércia mais elevado, que é característico de configurações de acoplamento forte. A banda $K^\pi = 3/2^+$ do ^{23}Na, constituída sobre o estado fundamental, possivelmente poderia ser descrita através da configuração do ^{22}Ne, com os prótons extras colocados na órbita nº 7, $(3/2)^+$ de Nilsson. Um raciocínio semelhante poderia ser utilizado para o caso do ^{23}Mg.

Quanto ao ^{24}Mg, o momento de inércia cresce muito lentamente com a freqüência de rotação, para baixas energias, e atinge um valor praticamente constante equivalente ao de um rotor rígido de raio $r_0 = 1.20$ fm. Talvez seja o ^{24}Mg o "melhor" rotor rígido dentre todos os núcleos leves da camada s-d.

REFERÊNCIAS

1. R.G. Stokstad - Proc. Conf. Reactions between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, 1974, p. 327.

2. A. Watt, D. Kelvin e R.R. Whitehead - Phys. Lett. 63B (1976) 385 e Phys. Lett. 63B (1976) 388;
R.R. Whitehead, A. Watt, B.J. Cole e I. Morrison - Adv. Nucl. Phys. 3 (1977) 123.

3. S. Cohen, F. Plasil e W.J. Swiatecki - Ann. of Phys. 82 (1974) 557.

4. H. Chandra e U. Mosel - Phys. Lett. 64B (1976) 373 e Nucl. Phys. A298 (1978) 151;
D. Glas e U. Mosel - Phys. Lett. 78B (1978) 9.

5. G. Anderson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Abert, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski e Z. Szymanski - Nucl. Phys. A268 (1976) 205.

6. Y. Akiyama, A. Arima e T. Sebe - Nucl. Phys. A138 (1969) 273;
A. Arima, M. Sakakura e T. Sebe - Nucl. Phys. A170 (1971) 273.

7. B.M. Preedom e B.H. Wildenthal - Phys. Rev. C6 (1972) 1633 e Proc. on the 5th Symposium on Nuclear Structure of Low-Medium-Mass Nuclei - Univ. of Kentucky Press (1973).

8. E.C. Halbert, J.B. McGrory, B.H. Wildenthal e S.P. Pandaya - Adv. in Nucl. Phys. 4, ed. M. Baranger e E. Vogt - Plenum Press, New York 1971, p. 315.

9. G. Craig - Nucl. Phys. A225 (1974) 493.

10. K. Neegard, V.V. Pashkevich e S. Frauendorf - Nucl. Phys. A262 (1976) 61.

11. F.S. Stephens - Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43 e Lecture Notes in Phys. 92 (1979) 117, ed. B.A. Robson, Springer-Verlag.

12. A. Faessler - Lectures given at the XI International School on Nuclear Physics, August 1976, Predeal, Romênia.

13. J.R. Huizenga et al. - Dynamics on Heavy Ions Collisions, ed. by N. Cindro, R.A. Ricci, W. Greiner (1981) - North Holland Publ. Co..

14. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort e X. Tarrago - Phys. Rev. C9 (1974) 1018.

15. D. Glas e U. Mosel - Phys. Rev. C10 (1974) 2620; Nucl. Phys. A237 (1975) 429 e Phys. Lett. 78B (1978) 9.

16. J. Wilczynski - Nucl. Phys. A216 (1973) 386; e R. Bass - Phys. Lett. 47B (1973)139; Nucl. Phys. A231 (1974) 45 e Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 266.

17. J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De e D. Sperber - Phys. Rep. 56 (1979) 107.

18. S.M. Lee, T. Matsuse e A. Arima - Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 165.

19. R. Vandenbosh e A.J. Lazzarini - Phys. Rev. C23 (1981) 1074.

20. R. Vandenbosh e J.R. Huizenga - Nuclear Fission, 1973 - Academic Press.

21. A. Szanto de Toledo, M. Schrader, E.M. Szanto, G. Rosner e H.V. Klapdor - Phys. Lett. 78B (1978) 58 e Nucl. Phys. A315 (1979) 500 e referências incluídas.

22. L.K. Fifield, R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth e J.W. Noé - Phys. Rev. C8 (1973) 2203;
H.T. Fortune - Proc. International Conference on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 99 e J. Phys. Soc. Japan (1978) 44.

23. L.K. Fifield, R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth e S.L. Tabor - Phys. Rev. C13 (1976) 1515;
L.K. Fifield, R.W. Zurmühle e D.P. Balamuth - Phys. Rev. C10 (1974) 1785.

24. C. Broude, W.G. Davies, J.S. Forster e G.C. Ball - Phys. Rev. C13 (1976) 953.

25. A.J. Howard, R.G. Hirko e D.A. Bromley - Il Nuovo Cimento 11A (1972) 575.

26. W. Kutschera, D. Pelte e G. Schrieder - Nucl. Phys. A111 (1968) 529.

27. D.K. Scott - Palestra apresentada na Escuela Latino-americana de Física, México (1977) e Scottish University's Summer School, St. Andrews (1977);
D.K. Scott - Notas de Física, vol. 1, nº 5 (1978), Universidade do México.

28. W. Nöremberg e H.A. Weidenmüller - Notes of Lectures dadas em Heidelberg (1973).

29. Heavy Ions Collisions, vols. 1, 2, ed. R. Bock (1979) North Holland Publ. Co..

30. R. Middleton, J.D. Garrett e H.T. Fortune - Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1436.

31. L.R. Greenwood, K. Katori, R.E. Malmin, T.H. Braid, J.C. Stoltzfus e R.H. Siemssen - Phys. Rev. C6 (1972) 2112.

32. T. Ericson - Ann. of Phys. 23 (1963) 390;
T. Ericson e T. Mayer-Kuckuk - Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 183.

33. T.D. Thomas - Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343.

34. H. Feshbach - "The Compound Nucleus in Nuclear Spectroscopy" - Part B, ed. Fay-Ajzemberg-Selove (Academic Press, 1960) p. 265.

35. E.W. Vogt, D. McPherson, J. Kuehner e E. Almqvist - Phys. Rev. 136 (1964) 899.

36. T. Ericson - Adv. Phys. 9 (1960) 425 e Nucl. Phys. 17 (1960) 250.

37. E. Vogt - Adv. in Nucl. Phys. vol. 1 (1968), ed. M. Baranger e E. Vogt.

38. J.M. Blatt e V.F. Weisskopf - "Theoretical Nuclear Physics" (1952) John Wiley & Sons.

39. D.P. Balamuth, J.E. Holden, J.W. Noé e R.W. Zurmühle - Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1271.

40. J.L.C. Ford Jr., J. Gomez del Campo, R.L. Robinson, P.H. Stelson e S.T. Thornton - Nucl. Phys. A226 (1974) 189.

41. A.J. Lazzarini, E.R. Cosman, A. Sperduto, S.G. Steadman, W. Thoms e R.G. Yound - Phys. Rev. Lett. A40 (1978) 1426.

42. S.A. Wender, C.R. Gould, D.R. Tilley, D.G. Rickel e R.W. Zurmühle - Phys. Rev. C17 (1978) 1365.

43. R. Middleton, R.R. Betts, H.T. Fortune e R.G. Stockstad - Phys. Rev. C19 (1979) 100.

44. A. Szanto de Toledo, E.M. Szanto, G. Rosner, M. Schrader, H.V. Klapdor e M.M. Coimbra - a ser publicado.

45. E.M. Szanto, A. Szanto de Toledo, H.V. Klapdor, M. Diebel, J. Fleckner e U. Mosel - Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 622.

46. H.V. Klapdor, H. Reiss, G. Rosner e M. Schrader - Phys. Lett. 49B (1974) 231 e Nucl. Phys. A244 (1975) 157;
H.V. Klapdor, H. Reiss e G. Rosner - Phys. Lett. 58B (1975) 279 e Nucl. Phys. A262 (1976) 157;
H.V. Klapdor - Bull. Am. Phys. Soc. 21 (1976) 530 e
H.V. Klapdor, G. Rosner e H. Willmes - Proc. Int. Workshop Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations V (AED Conf. 77-017-001) Hirschegg, Áustria (1977) 30.

47. C. Volant, M. Conjeaud, S. Harar, S.M. Lee, A. Lépine e E.F. da Silveira - Nucl. Phys. A238 (1975) 120 e
C. Volant, M. Conjeaud, S. Harar e E.F. da Silveira - J. de Physique 38 (1977) 1179.

48. D.A. Bromley - Nucl. Inst. & Meth. 146 (1977) 1.

49. E.F. da Silveira, J.S. Blair, M. Conjeaud, S. Harar e C. Volant - Com. to the European Conf. on Nucl. Phys. with Heavy Ions, Caen, France (1976) e
E.F. da Silveira - Proc. XIV Winter Meeting on Nucl. Phys.,

50. R.G. Stockstad - Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, Internal Report No. 52 (1972) - não publicado.

51. R. Middleton - Nucl. Inst. & Meth. 118 (1974) 329 e 122 (1974) 35; Relatório Anual do Max-Planck Institüt für Kernphysik 1977.

52. R.G. Herb - Rev. Bras. Fís. 2 (1972) 17.

53. O. Sala e G. Spalek - Nucl. Inst. & Meth. 122 (1974) 213.

54. H.A. Enge e W.W. Buechner - Rev. of Scientif. Instr. 34 (1963) 155.

55. P. Möller e H.V. Klapdor - Nucl. Inst. & Meth. 142 (1977) 447.

56. H. Reiss - Tese de Doutoramento, Max-Planck Institüt für Kernphysik, Heidelberg, 1976.

57. KINEMA: Programa para cálculo cinemático do "multigap" do MPI-HD - H. Reiss, comunicação particular.

58. G. Rosner - Tese de Doutoramento, Max-Planck Institüt für Kernphysik, Heidelberg, 1977.

59. JASPER: Programa de ajuste de picos - M. Schrader, Relatório anual MPI-HD, 1978.

60. D.K. Scott - Palestra apresentada na 3rd. Adriatic Europhysics Conference on the Dynamics of Heavy Ions Collisions, Hvar, Iugoslávia, 1981 - Ed. N. Cindro, R. Ricci, W. Greiner (1981) North Holland Publ. Co..

61. M. Lefort - Journal of Phys. 37 (1976) 57

62. A. Gilbert e A.G.W. Cameron - Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.

63. U. Facchini e E. Saetta-Menichella - Energia Nucleare 15 (1968) 54.

64. F. Pühlhofer - Nucl. Phys. A280 (1977) 267.

65. D. Shapira, R.G. Stokstad e D.A. Bromley - Phys. Rev. C10 (1974) 1063.

66. M.G. Braga Marcazzan e L. Millazzocolli - Prog. Nucl. Phys. 11 (1969) 145.

67. H. Feshbach, A. Kerman e S. Koonin - Ann. of Phys. 125 (1980) 429.

68. C. Mahaux e H.A. Weidenmüller - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29 (1979) 1.

69. H.A. Bethe - Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69.

70. V.F. Weisskopf - Phys. Rev. 52 (1937) 295.

71. P.E. Hodgson - Nuclear Reactions and Nuclear Structure, 1971, Clarendon Press, Oxford.

72. C.M. Perey e F.G. Perey - Nucl. Data Tables 13 (1974) 293 e 10 (1972) 539.

73. P.A. Moldauer - Phys. Rev. 57 (1967) 907.

74. MODOPT - J.M. Cohenca Computer Program for Optical Model Analysis of Nuclear Scattering, Univ. of Oxford Nuclear Physics Group Report No. 41 (1968).

75. A. Richter - Nuclear Spectroscopy, capítulo IV.D.1 - ed. J. Cerny (1973) .

76. J. Bondorf e R.B. Leachman - Mat. Phys. Medd. Dan. Viol. Selsk 34 (1965) 10 e Proc. of the 9th Summer Meeting of Nuclear Physicists, Hercognovi, ed. N. Cindro, Zagreb 1964.

77. A. Szanto de Toledo - Tese de Livre-Docência apresentada ao Instituto de Física da USP, 1979.

78. D.G. Kovar et al. - Phys. Rev. C20 (1979) 1305.

79. A. Szanto de Toledo, M. Schrader, G. Rosner e H.V. Klapdor - Phys. Rev. C19 (1979) 555.

80. E.F. da Silveira - Nuclear Spectroscopy and Nuclear Reactions with Heavy Ion Reactions - Bormio 1976.

81. M. Schrader, A. Szanto de Toledo e H.V. Klapdor - Z. Phys. A289 (1979) 193.

82. C. Broude, W.G. Davies, J.S. Forster e G.C. Ball - Phys. Rev. C13 (1976) 953.

83. L.K. Fifield, R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth e S.L. Tabor - Phys. Rev. C13, nº 4 (1976) 1515 e Phys. Rev. C10 (1974) 1785.

84. P.M. Endt e C. Van der Leun - Nucl. Phys. A310 (1978) 1.

85. P. Neogy, R. Middleton e W. Scholz - Phys. Rev. C6, nº 3 (1972) 885.

86. S. Buhl, D. Pelte e B. Povh - Nucl. Phys. A91 (1967) 319.

87. W. Scholz, P. Neogy, K. Bethge e R. Middleton - Phys. Rev. C6, nº 3 (1972) 893.

88. J. Gomez del Campo, J.L.C. Ford Jr., R.L. Robinson, P.H. Stelson e S.T. Thornton - Phys. Rev. C9 (1974) 1258.

89. J. Gomez del Campo, D.E. Gustafson. R.L. Robinson, P.H. Stelson, P.D. Miller, J.K. Blair e J.B. McGrory - Phys. Rev. C12 (1975) 1247.

90. D.E. Gustafson, S.T. Thornton, T.C. Schweizer, J.L.C. Ford Jr., P.D. Miller, R.L. Robinson e P.H. Stelson - Phys. Rev. C13 (1976) 691.

91. F. Grümmer, K. Goeke, K. Allaart e A. Faessler - Nucl. Phys. A225 (1974) 443.

92. G. Goeke, J. Garcia e A. Faessler - Nucl. Phys. A208 (1973) 477;
Y. Abgrall, B. Morand e Caurier - Nucl. Phys. A192 (1972) 372.

93. S.G. Nilsson - Dan. Mat. Fys. Medd. 29 (1955) 1.

94. J.P. Elliott - Proc. Royal Soc. 245 (1958) 128.