

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA



ESPECTROSCÓPIA DE ESTADOS NUCLEARES COM SPIN ELEVADO EM
NÚCLEOS LEVES ($A < 30$), POR INTERMÉDIO DE REAÇÕES INDU
ZIDAS POR IONS PESADOS COM FORMAÇÃO DE NÚCLEO COMPOSTO

SBI-IFUSP



305M810T1635

Alejandro Szanto de Toledo

Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo, para obtenção do
título de Livre-Docente

São Paulo

1979

R E S U M O

É discutida neste trabalho a possibilidade de se prever a seletividade para spin elevado de reações induzidas por íons pesados, com formação de núcleo composto. A limitação para a aplicabilidade deste método é decorrente de um aumento da densidade de nível e de uma perda de seletividade para spin elevado, quando o spin final se torna comparável ao momento angular crítico J_{max} para formação do núcleo composto. A diminuição do grau de seletividade é compensada por uma variação da forma das distribuições angulares, cuja anisotropia depende do spin do núcleo residual. Esta dependência é relacionada ao grau decrescente de alinhamento do núcleo final quando $|I - J_{max}|$ diminui.

É apresentado um novo método para identificação de estados altamente excitados, com spins elevados ($E^* \geq 15$ MeV), gerando-se um espectro no qual o fundo contínuo é cancelado, dada a anisotropia constante para estados de baixo spin.

São apresentados os resultados sobre a investigação da linha de yrast no ^{24}Mg e ^{22}Ne .

A utilização de reações induzidas por íons pesados para fins de espectroscopia de spins elevados é comparada a outros métodos experimentais.

A B S T R A C T

The possibility of prediction of high-spin selectivity of heavy-ions compound reactions is discussed. The upper limits of the applicability of this method result from the increasing level density and the loss of high-spin selectivity when the final spin approaches the critical angular momentum J_{max} of the compound nucleus. The decrease of high-spin selectivity is compensated by the shape dependence of the angular distributions whose anisotropy depends on the spin of the final nucleus. This is related with the decreasing alignment of the final nucleus with decreasing value of $|I - J_{max}|$.

A new method of identifying highly excited high-spin states is presented using a generated spectrum in which the continuum can be canceled because of the constant anisotropy of low spin states.

Results on the yrast line of ^{24}Mg and ^{22}Ne are presented.

The use of high-spin selective heavy-ions reactions for high-spin spectroscopy is compared with other experimental methods.

S U M Á R I O

I.	INTRODUÇÃO	1
II.	SELETIVIDADE PARA SPINS ELEVADOS (S.S.E.)	4
	II.1 - Esquema de Momento Angular Rasante (E.M.A.R.)	5
	II.2 - Diagrama de Seletividade	9
III.	MOMENTO ANGULAR CRÍTICO - DENSIDADE DE NÍVEIS	13
	III.1 - Momento Angular Crítico (M.A.C.)	13
	III.2 - Determinação do Momento Angular Crítico	16
	III.3 - Determinação da Densidade de Níveis	18
IV.	LIMITE SUPERIOR DA SELETIVIDADE PARA SPIN ELEVADO	20
	IV.1 - Limitação pelo Momento Angular Crítico	20
	IV.2 - Limitação pela Alta Densidade de Níveis	25
	IV.3 - Decaimento Sucessivo e Contribuições de Outros Mecanismos de Reação	31
	IV.4 - Flutuações Estatísticas	33
V.	USO DOS EFEITOS INTRODUZIDOS PELO MOMENTO ANGULAR CRÍTICO PARA A ESPECTROSCOPIA DE SPINS ELEVADOS	39
	V.1 - Efeito de J_{\max} na Forma e Anisotropia da Distribuição Angular	39
	V.2 - Uma Nova Possibilidade para Identificação de Estados com Spins Elevados	43
	V.3 - Espectroscopia de Spins Elevados	46
	V.3.1 - Procedimento Experimental	47
	V.3.2 - Resultados	49
VI.	CONCLUSÕES	61
	REFERÊNCIAS	67

ÍNDICE DAS FIGURAS

	<u>pág.</u>		<u>pág.</u>
Figura 1	4	Figura 18	41
Figura 2	6	Figura 19	42
Figura 3	11	Figura 20	44
Figura 4	12	Figura 21	45
Figura 5	15	Figura 22	46
Figura 6	17	Figura 23	48
Figura 7	18	Figura 24	50
Figura 8	19	Figura 25	51
Figura 9	21	Figura 26	53
Figura 10	22	Figura 27	53
Figura 11	24	Figura 28	55
Figura 12	27	Figura 29	56
Figura 13	29	Figura 30	58
Figura 14	32	Figura 31	59
Figura 15	35	Figura 32	60
Figura 16	38	Figura 33	63
Figura 17	40	Figura 34	65

I - INTRODUÇÃO

A população seletiva de estados discretos de spin elevado, sobre um contínuo, em reações induzidas por íons pesados processadas via formação de um núcleo composto, provou ser um dos métodos mais poderosos para a espectroscopia de estados nucleares com spin elevado em núcleos leves¹⁾ ($A < 30$). A abundância de previsões teóricas²⁻⁴⁾ sobre a estrutura desses estados, disponíveis atualmente na literatura, assim como a expectativa de mudanças drásticas na forma desses núcleos, em estados de momento angular $J \geq 10$, trouxeram um novo ímpeto à investigação experimental. Por outro lado, o atual confinamento do conhecimento experimental à região $E^* < 18$ MeV, $J < 10$ reflete as extremas dificuldades experimentais existentes na observação e identificação dos estados com spin elevado, normalmente sobrepostos a uma alta densidade de níveis de baixo momento angular.

Neste trabalho, apresentaremos uma síntese das contribuições do autor no assunto⁵⁻⁸⁾, na tentativa de descobrir métodos alternativos para a identificação de estados com spin elevado e determinação da linha de yrast para energias de excitação mais elevadas (i.e., ~ 30 MeV).

Dentre os métodos experimentais existentes, o uso de correlações angulares duplas e triplas⁹⁾ (partícula-partícula ou partícula-gama) seria o mais preciso. Entretanto, esse método está seriamente limitado a energias de excitação $E^* < 15$ MeV devido ao relativamente baixo limiar para decaimento por emissão de partícula¹⁰⁾ e ao "alfa pinchoff effect"¹¹⁾. De outro lado, o alto valor de Q para reações ressonantes (como, por exemplo, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) impede o estudo de estados de spin elevado na região da linha

de yrast¹²⁻¹³). A investigação da linha de yrast através de medida da seção de choque de fusão está, também, limitada por efeitos dinâmicos no canal de entrada¹⁴⁻¹⁷).

Para núcleos expostos a fortes campos centrífugos e forças de Coriolis, são previstas alterações drásticas na forma, esquema de acoplamento e estrutura²⁻⁴). A investigação da linha de yrast em núcleos leves ($A < 30$) em altas energias de excitação é de grande importância porque nesta região de massa, em contraste com o caso de núcleos mais pesados, existem cálculos precisos sobre a estrutura nuclear e, conseqüentemente, poder-se-ia explicar de uma maneira menos ambígua fenômenos microscópicos específicos, como "back-bending" etc.. E, mais, somente nesta região de massa existem cálculos microscópicos completos, baseados no modelo de camadas¹⁸⁻²⁰), que podem ser confrontados com cálculos macroscópicos, tipo Strutinsky,^{4,21-22}) na descrição de um mesmo fenômeno.

Embora nos últimos anos um extenso trabalho tenha sido investido no estudo de estados com spin elevado em núcleos na região 2s-1d, as linhas de yrast são conhecidas até valores muito inferiores ao momento angular crítico J_{CRIT} , onde a barreira para fissão se anula e a formação de um núcleo composto se torna impossível, conforme previsões do modelo de gota líquida. No caso do ^{26}Al , por exemplo, o valor de $J_{\text{CRIT}} \approx 26\hbar$ ²³). Em relação a esse valor, os núcleos nos quais a linha de yrast é mais bem conhecida são ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si investigados até os estados de yrast $I \leq 10^+$. Em energias de excitação muito mais elevadas, ressonâncias moleculares foram identificadas no ^{24}Mg ^{13,24-31}) até o spin $I = (18^+)$; entretanto, a observação desses estados está estritamente ligada ao canal de entrada utilizado e, de acordo com cálculos teóricos^{3,22}), as bandas moleculares

estão situadas em energias de excitação bem mais elevadas que a linha de yrast (até valores muito altos; ≥ 40 MeV). Isso limita bastante a utilidade dessas reações ressonantes para esse tipo de investigação.

O fato de que uma grande quantidade de momento angular pode ser depositada num núcleo composto por intermédio de reações induzidas por íons pesados não implica automaticamente que a seletividade com que estados de spin elevado são populados no núcleo residual seja suficiente para fins espectroscópicos.

No capítulo II será discutida a existência ou não de seletividade para spins elevados nesse tipo de reação, re^uendo brevemente sua previsibilidade e utilidade para fins espectroscópicos.

Em altas energias de excitação, a aplicação desse método se vê comprometida. De um lado, pela diminuição da seletividade devido ao aumento do contínuo em decorrência da maior densidade de níveis e decaimento sequencial. Aparece, ainda, no caso da formação do sistema composto, em energias mais elevadas, uma limitação da seletividade introduzida por efeitos dinâmicos no canal de entrada, que limitam a formação do núcleo composto com momento angular máximo, J_{\max} .

No capítulo III discutiremos os efeitos introduzidos pelo momento angular crítico J_{\max} na população de estados de spin elevado.

No capítulo IV propomos a utilização desses efeitos na espectroscopia de spins elevados. As conclusões são apresentadas no capítulo V.

II - SELETIVIDADE PARA SPINS ELEVADOS

A análise de reações do tipo $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^{32-36}$, $^{10,11}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24,25}\text{Mg}^{5,37}$, $^{11}\text{B}(^{13}\text{C},d)^{22}\text{Ne}^{38}$, $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},^6\text{Li})^{39,40}$ etc. mostra que esse tipo de reação se processa via formação de um núcleo composto. Entretanto, a população seletiva de alguns estados observados como, por exemplo, na reação $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha)^{24}\text{Mg}$, assim como a ausência total de seletividade na reação $^{14}\text{N}(^{14}\text{N},\alpha)^{24}\text{Mg}$ (fig. 1a) que difere da anterior somente pelo canal de entrada, é conseqüência de propriedades características de reações induzidas por íons pesados.

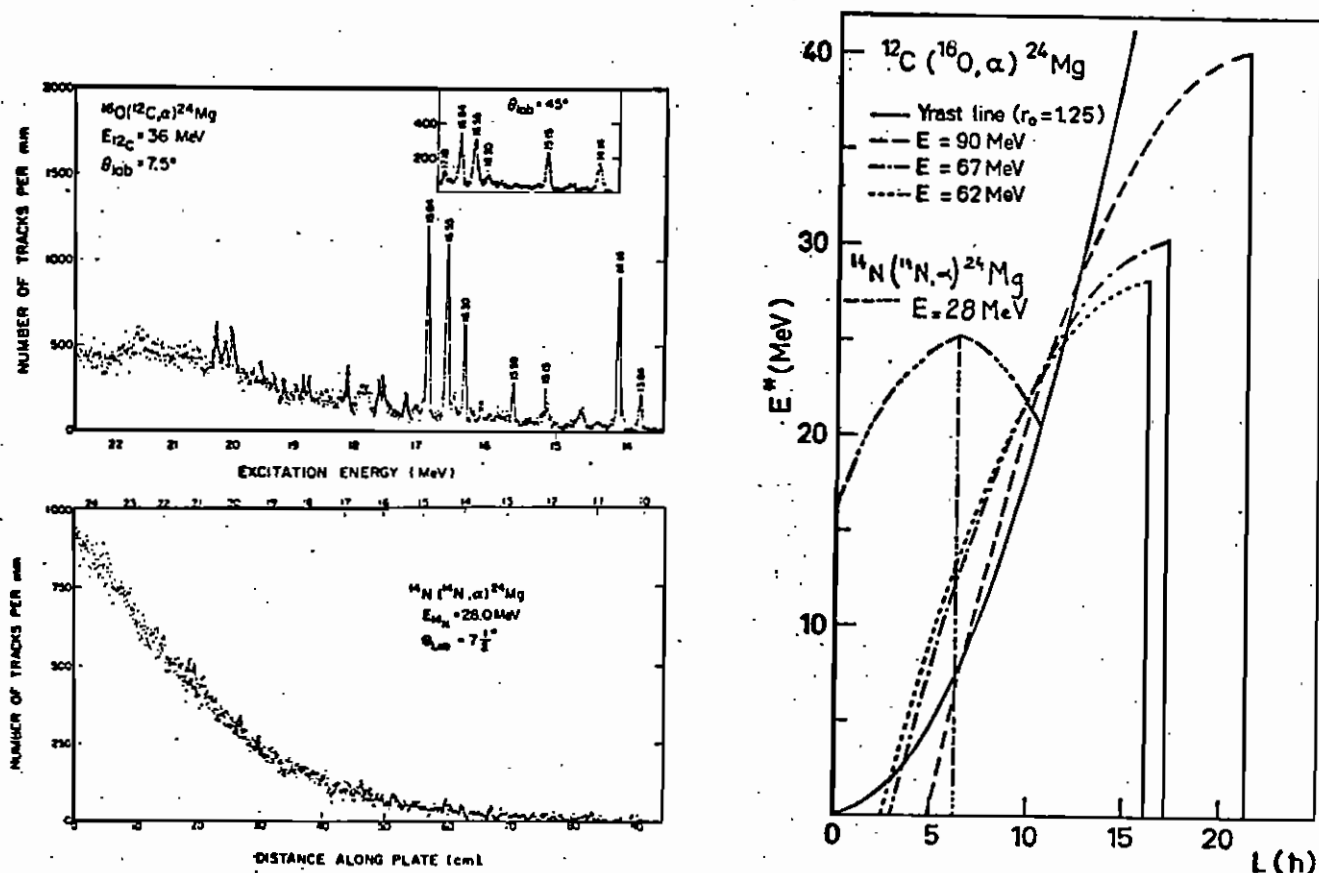


Figura 1a - Espectros típicos das reações $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha)^{24}\text{Mg}$ e $^{14}\text{N}(^{14}\text{N},\alpha)^{24}\text{Mg}$ obtidos da ref. 41.

Figura 1b - Esquema de momento angular rasante para as reações acima.

A seletividade dos spins elevados de uma reação pode ser definida, experimentalmente, como sendo a razão entre a seção de choque de uma transição para um estado considerado, de spin elevado, e a seção de choque do contínuo integrada num intervalo de energia dE , normalmente equivalente à resolução experimental. O conceito físico no qual o fenômeno de seletividade é baseado é o do equilíbrio de energia e momento angular envolvidos nos canais de entrada e saída considerados e pode ser facilmente visualizado num esquema de momento angular rasante (E.M.A.R.)^{29,39,41}.

II.1 - Esquema de Momento Angular Rasante (E.M.A.R.)

O formalismo para os cálculos apresentados neste trabalho, que são baseados no modelo estatístico, pode ser encontrado, por exemplo, nas refs. 42, 43. Entretanto, para simplificar as discussões, algumas expressões relevantes serão incluídas neste trabalho.

No caso de uma reação $a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B^*$, a seção de choque $\sigma_{\text{form}}^{\text{NC}}(J)$ de formação de um núcleo composto (NC) com spin J é dada por:

$$\sigma^{\text{NC}}(J) = \pi \lambda_1^2 \frac{2J+1}{(2I_A+1)(2I_a+1)} \frac{\sum_{S_1=|I_A-I_a|}^{I_A+I_a}}{S_1} \frac{\sum_{L_1=|J-S_1|}^{J+S_1}}{L_1} T_{L_1}(E_a) \quad \text{II.1}$$

onde S_1 representa o spin do canal de entrada, $I_A(a)$, o spin do alvo (projétil) e T_{L_1} , o coeficiente de transmissão no canal de entrada. Devido à dependência em $2J + 1$

da seção de choque, $\sigma_{\text{form}}^{\text{NC}}$, ela será determinada essencialmente pelas poucas ondas parciais com alto valor de L , em torno do valor do momento angular rasante L_R^e , no canal de entrada (vide fig. 2).

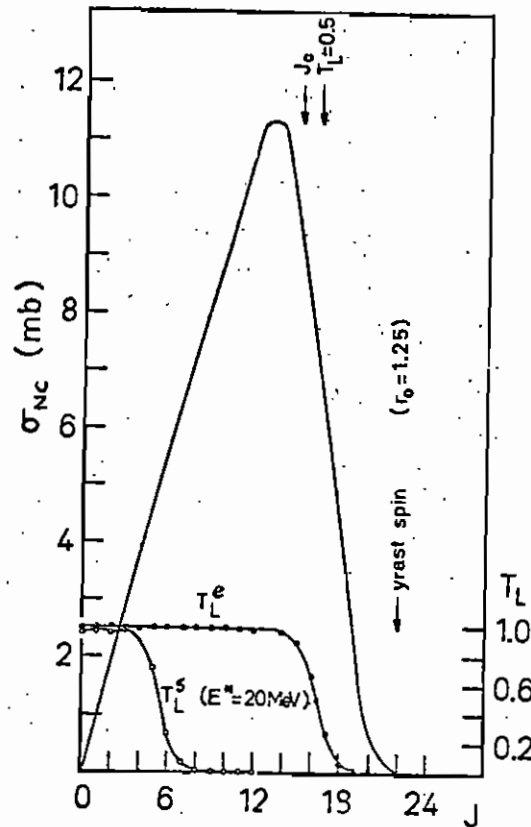


Figura 2 - Seção de choque σ_{NC} para formação de núcleo composto e coeficientes de transmissão para o canal de entrada T_L^e e saída T_L^s para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}^*$ ($E_{\text{Lab}} = 60 \text{ MeV}$, $E^* = 20 \text{ MeV}$).

O momento angular rasante L_R pode ser definido pela expressão:

$$\left[L_R(L_R + 1) \right]^{1/2} \approx .22R \left[\mu(E_{CM} - V_{Cb}) \right]^{1/2} \quad \text{II.2}$$

onde o raio para colisão rasante $R \approx 1.36(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}) + .5\text{fm}$, a massa reduzida μ em u.m.a, E_{CM} é a energia cinética no centro de massa e V_{Cb} é a barreira coulombiana em MeV. O valor de L_R também pode ser obtido a partir dos coeficientes de transmissão T_L , determinados pelo modelo ótico, pela relação:

$$T_{L_R}(E_{CM}^*) = .5$$

No caso de emissão de uma partícula leve pelo núcleo composto, o momento angular rasante de saída $L_R^S(E_B^*)$ de uma partícula que deixa o núcleo residual num estado de energia de excitação E_B^* será, em geral, $L_R^S(E_B^*) \ll L_R^e(E_a)$, onde $L_R^e(E_a)$ representa o momento angular rasante no canal de entrada para a energia de bombardeio E_a . Em consequência da rápida diminuição dos coeficientes de transmissão para valores de $L^S > L_R^S$ é de se esperar que somente estados incluídos na área definida pelo acoplamento vetorial $L_R^e(E_a)$ com $L_R^S(E_B^*)$ sejam populados preferencialmente (fig. 1b). A forma final do espectro experimental será, portanto, determinada pela superposição do E.M.A.R. e a linha de γ st do núcleo residual, num plano (E^*, I) (fig. 1b).

A linha de yrast no plano (E^*, I) é definida pelos estados de yrast (E_y^*, I_y^*) que representam os estados de maior spin (I_y) para determinada energia de excitação (E_y^*) . As linhas de yrast podem ser determinadas aproximadamente pela energia de um rotor rígido com momento de inércia θ , isto é,

$$E_y = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I + 1) - K^2] \quad \text{II.3}$$

onde K é o spin do estado fundamental do núcleo residual e θ pode ser escrito como:

$$\theta = \frac{2}{5} m r_0^2 A^{5/3} \quad \text{II.4}$$

Como se vê na fig. 1, a reação $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ apresenta maior seletividade para spins elevados que a reação $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, \alpha)^{24}\text{Mg}$, fato previsto pelo E.M.A.R. (fig. 1b). De acordo com o observado nesse esquema, o grau de seletividade de uma reação não é determinado unicamente pela densidade de níveis no núcleo residual, mas é também função do Q da reação (determinando o vértice da parábola), das massas do alvo e do projétil (determinando $L_R^e(E_a)$) e da massa da partícula emitida (determinando a curvatura da parábola). As informações obtidas a partir do E.M.A.R., apesar de serem puramente qualitativas, podem ser utilizadas na pré-seleção de reações e completadas por cálculos exatos de seletividade que apresentaremos na seção seguinte.

II.2 - Diagrama de Seletividade

A previsão quantitativa do grau de seletividade para spin elevado de uma reação pode ser obtida através de cálculos com base no modelo estatístico. Para esse propósito calculamos a seção de choque média $\sigma(E_B^*, I_B)$, integrada em ângulo, para a excitação de um estado final discreto com spin I_B e energia de excitação E_B^* :

$$\sigma(E_B^*, I_B) = \sum_{J=0}^{J_{\max}} \frac{\sigma_{NC}(J) G(E_B^*, I_B, J)}{g(J)} = \sum_{J=0}^{J_{\max}} \sigma_J(E_B^*, I_B) \quad \text{II.5}$$

onde as larguras parciais $G(J)$ e total $g(J)$ para decaimento do núcleo composto (NC) são dadas pelas expressões:

$$G(E_B^*, I_B, J) = \frac{I_B + I_b}{S_2 = |I_B - I_b|} \frac{|S_2 + J|}{L_2 = |S_2 - J|} T_{L_2}(E_B^*) \quad \text{II.6}$$

$$g(J) = \sum_{b'} \sum_{L_2'} \frac{|L_2' + J|}{S_2' = |L_2' - J|} \frac{|S_2' + I_{b'}|}{I_{B'} = |S_2' - I_{b'}|} \int_0^{E_{B'}^{\max}} T_{L_2'}(E_{B'}^*, I_{B'}) dE_{B'}^* \rho(E_{B'}^*, I_{B'}) \quad \text{II.7}$$

e a seção de choque diferencial média é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) = \frac{\kappa_1^2}{4(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{\substack{L_1 L_2 J \\ L S_1 S_2}} (-1)^{S_2 - S_1} P_L(\cos \theta) \frac{T_{L_1} T_{L_2}}{g(J)} \quad \text{II.8}$$

$$\cdot Z(L_1 J L_1 J / S_1 L) Z(L_2 J L_2 J / S_2 J)$$

onde $P_L(\cos\theta)$ são polinômios de Legendre e os coeficientes de acoplamento Z e \bar{Z} são definidos na ref. 42.

Para determinar a largura total de decaimento $g(J)$ necessitamos conhecer as energias, spins e paridade de todos os estados finais em todos os núcleos residuais para os quais o núcleo composto pode decair. Uma vez que normalmente só os estados de baixa energia de excitação são conhecidos, faz-se necessário uma fórmula que descreva a densidade de níveis para altas energias de excitação. É empregada a expressão de um gás de Fermi. Ela é desmembrada em termos que são funções da energia e spin^{44,45}):

$$\rho(E^*, I) = (2I+1) \exp [-(I+1/2)^2/2\sigma^2] \rho(E^*)$$

II.9

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

A temperatura nuclear t é relacionada à energia efetiva de excitação $U = E^* - \Delta$, corrigida para a energia de emparelhamento Δ pela expressão:

$$U = at^2 - t$$

II.10

A variável a é definida como o parâmetro de densidade de nível e o parâmetro de "spin cutoff", σ , depende da energia de excitação por intermédio da temperatura t e do momento de inércia θ :

$$\sigma^2 = \frac{\theta t}{\hbar^2}$$

II.11

No caso de inexistência de valores experimentais para o parâmetro de densidade de níveis, estes podem ser obtidos de forma aproximada pela relação:

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

Na fig. 3 mostramos um diagrama típico de seletividade para o sistema $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$ e na fig. 4, um espectro experimental da mesma reação. Os cálculos foram efetuados utilizando o programa STATIS⁴⁶). O esquema de momento angular rasante (E.M.A.R.), na mesma figura, prevê qualitativamente o mesmo resultado.

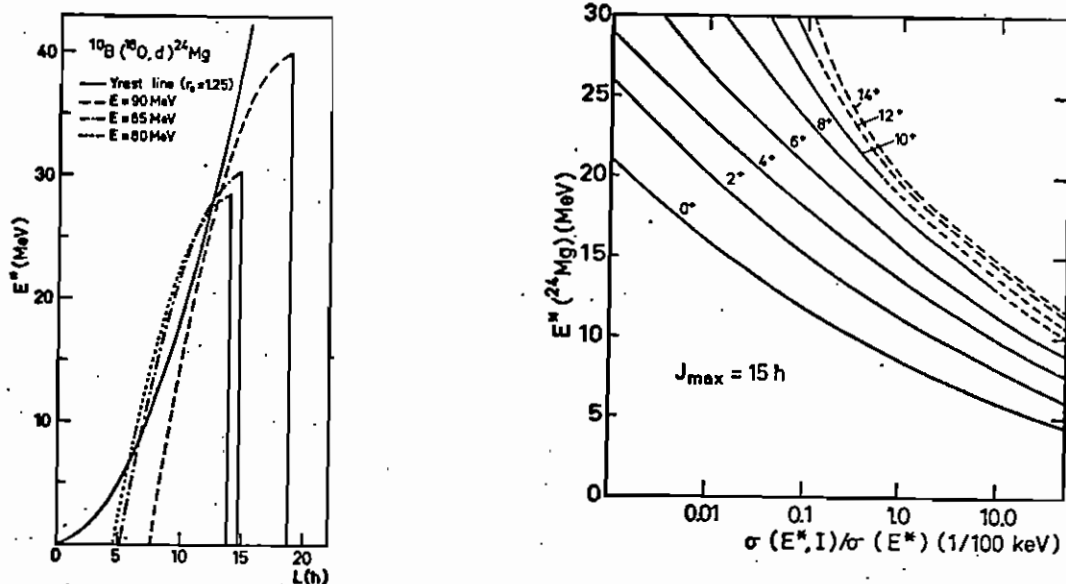


Figura 3a - Esquema de momento angular rasante para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$.

Figura 3b - Diagrama de seletividade para valores de spins no núcleo final de $0^+ - 14^+$. A seletividade é definida:

$$\sigma(E^*, I) / \sigma(E^*) dE, \text{ onde } \sigma(E^*) dE = \sum_I \sigma(E^*, I) \rho(E^*, I) dE \text{ e } dE \sim 100 \text{ keV}.$$

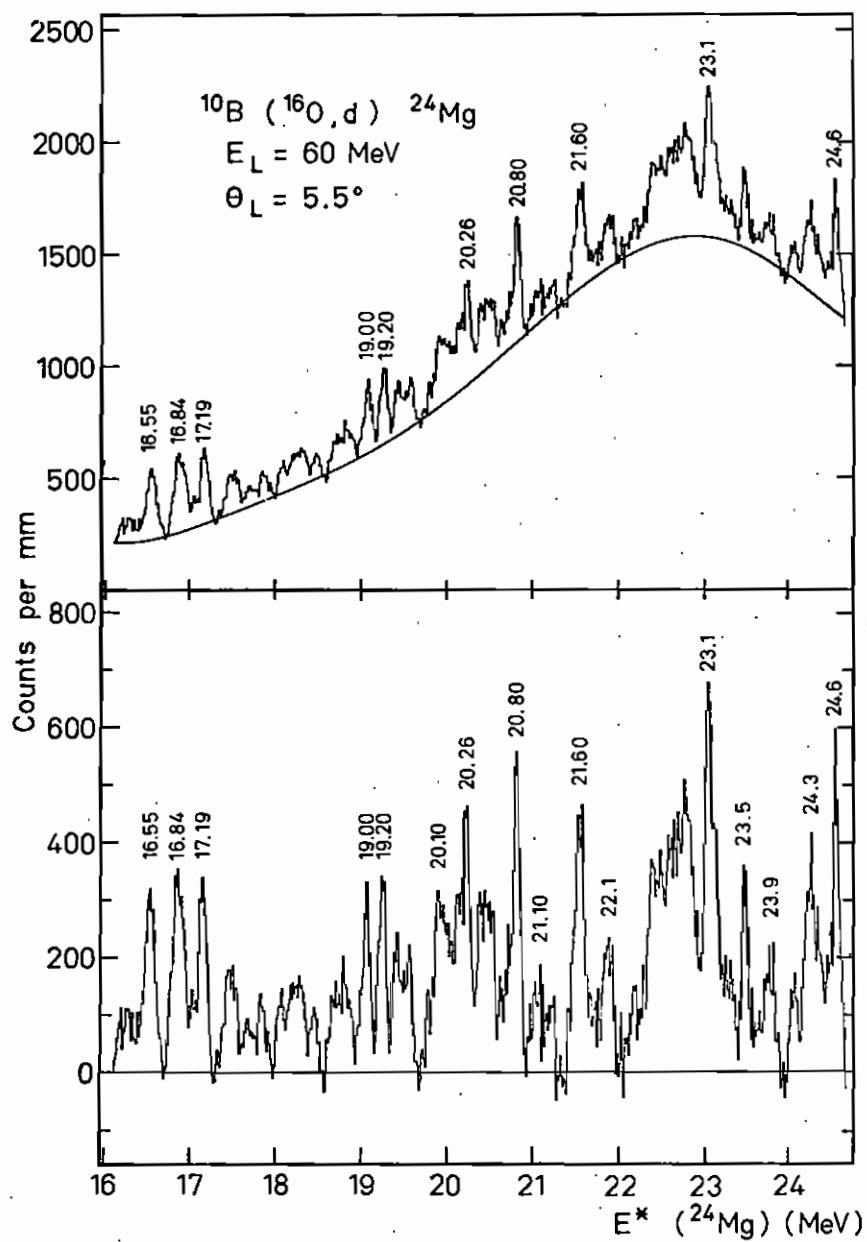


Figura 4 - Espectro típico para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{24}\text{Mg}$. Na parte inferior, o contínuo indicado foi subtraído.

III - MOMENTO ANGULAR CRÍTICO - DENSIDADE DE NÍVEIS

A análise com base no modelo estatístico de reações induzidas por íons pesados com formação de núcleo composto requer, no caso de energias mais elevadas, um truncamento no momento angular, J_{\max} (eq. II.5), que afeta a seção de choque de formação do núcleo composto. Esse mesmo corte no momento angular, J_{\max} , é responsável pela limitação da seção de choque de fusão em relação à seção de choque total de reação^{22,23}.

No caso de sistemas pesados ($A > 50$), o truncamento em $J_{\max} < L_R^e$ é atribuído a efeitos dinâmicos no canal de entrada (vide seção III.1), conforme discutido por Glas e Mosel^{3,23}, Galin et al.¹⁶ e Bass¹⁵). Entretanto, para sistemas leves ($A < 30$), a possibilidade desta limitação ser imposta pela linha de yrast no núcleo composto não está totalmente excluída; o que seria mais uma motivação para investigação da linha de yrast de núcleos leves em altas energias de excitação. Entratanto, a origem do momento angular crítico não é importante para a discussão que se segue.

III.1 - Momento Angular Crítico

A seção de choque integrada em ângulo para uma reação com formação de um núcleo composto pode ser expandida em contribuições parciais $\sigma_J(E^*, I)$, como mostra a equação II.5. O limite J_{\max} da somatória deve representar o valor máximo de momento angular que o núcleo composto é ca-

paz de absorver para a energia em que é formado.

Como já foi visto na seção II.1, a seção de choque para formação de um núcleo composto é dominada pelas poucas ondas parciais incidentes com valor elevado de L , da ordem do momento angular rasante para o canal de entrada. Devido ao comparavelmente menor valor do momento angular rasante do canal de saída, estados de spins elevados no núcleo residual serão alimentados essencialmente pelas componentes de spin elevado do núcleo composto (ao contrário do caso de formação de estados de baixo spin no núcleo residual). Conseqüentemente, na formação de um estado final, a componente predominante, σ_J , terá um momento angular tanto maior quanto maior o spin do estado final.

Pode-se notar, pela fig. 5, que somente poucas componentes contribuem substancialmente e, conseqüentemente, um truncamento das componentes, σ_J para $J > J_{\max}$, de spin elevado no núcleo composto afetará drasticamente a seção de choque para estados finais com spin elevado. Na figura 5a,b observamos a variação da seção de choque $\sigma_{J_{\max}}$, integrada em ângulo em função do valor do truncamento em momento angular J_{\max} . Quanto menor J_{\max} em relação a L_R^c maior será a atenuação da seção de choque para transições para estados de spin elevado. E quanto mais elevado o spin, maior essa atenuação.

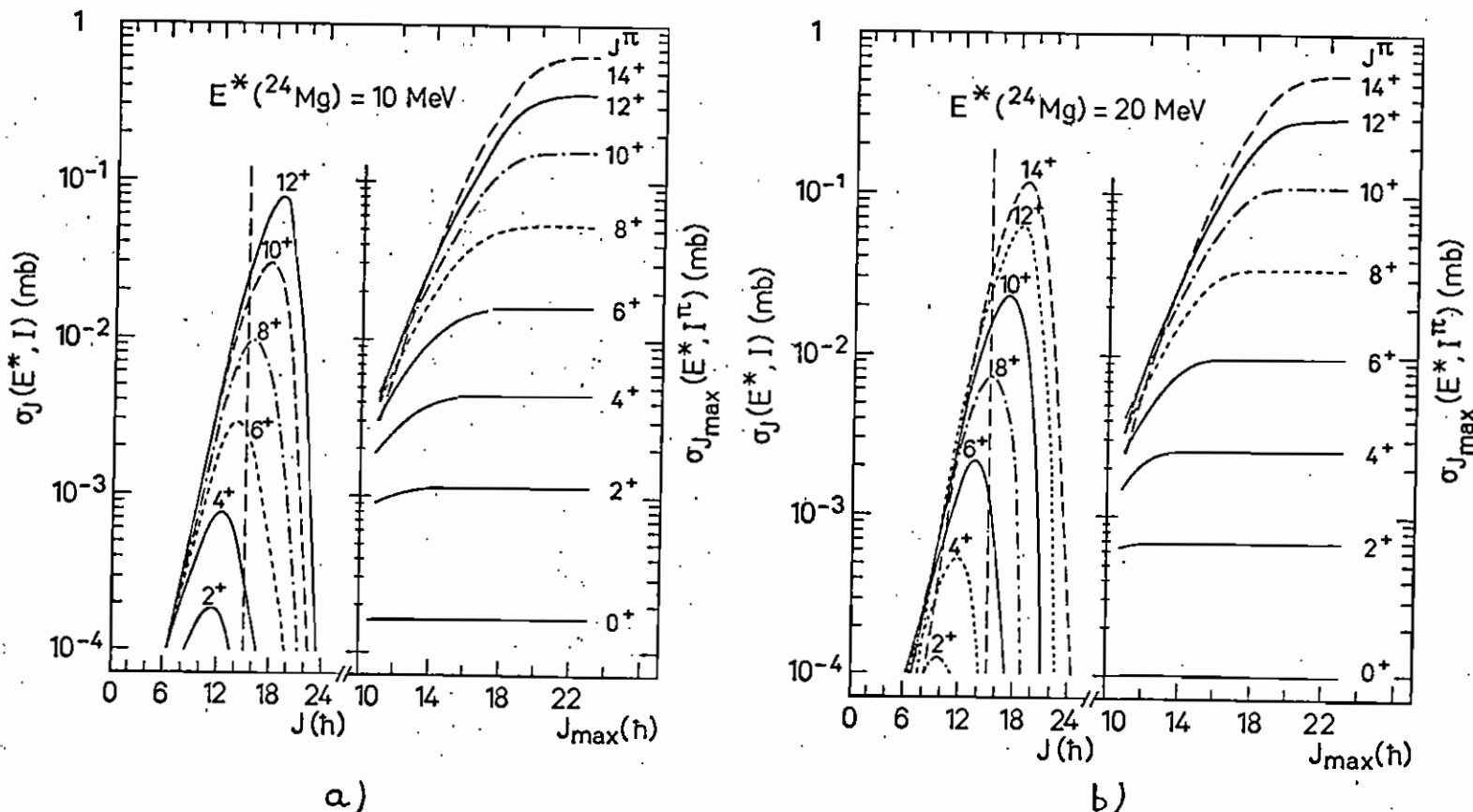


Figura 5 - Seção de choque parcial $\sigma_J(E^*, I)$ para excitação de estados finais com diversos spins ($I = 0^+ - 14^+$ e $E^* = 10$ MeV, 20 MeV) calculada para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{24}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 60$ MeV, onde J corresponde ao momento angular do núcleo composto. $\sigma_{J_{\max}}$ representa a seção de choque total correspondente a um valor J_{\max} de momento angular crítico do núcleo composto. A linha pontilhada em $J = 15\hbar$ corresponde ao valor de J_{\max} obtido experimentalmente para a referida reação.

III.2 - Determinação do Momento Angular Crítico

O valor do momento angular crítico pode ser determinado se os spins dos estados finais forem bem conhecidos, pela comparação da seção de choque diferencial experimental $\sigma_{\text{EXP}}(\theta, E^*, I)$ com as previsões do modelo estatístico $\sigma_{\text{HF}}(\theta, E^*, I, \alpha, J_{\text{max}})$, onde α representa todos os parâmetros não especificados envolvidos na computação das seções de choque.

A fim de evitar a incerteza introduzida na seção de choque absoluta, determinada essencialmente pela dependência do denominador de Hauser-Feshbach (equação II.5) dos parâmetros de densidade de nível de todos os canais de saída e dos parâmetros de modelo ótico, podem ser utilizados valores relativos de seção de choque.

Observando a fig. 5 nota-se que a razão entre as seções de choque para duas transições de spins diferentes é sensível ao valor de J_{max} , e varia mais em relação a J_{max} quanto maior a diferença entre os spins dos estados finais.

A determinação de J_{max} é feita pela expressão:

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N-1} \left[\sum_{\theta, E^*} \left(\frac{\sigma_{\text{exp}}(\theta, E^*, I) - f(\alpha, J_{\text{max}}) \sigma_{\text{HF}}(\theta, E^*, \alpha, I, J_{\text{max}})}{\epsilon_{\text{exp}}} \right)^2 \right]_{\text{MIN}} \quad \text{III.1}$$

A expressão de χ^2 é minimizada em relação ao fator de normalização $f(\alpha, J_{\text{max}})$, permitindo a utilização de

seções de choque experimentais relativas e retirando a dependência de σ_{HF} dos parâmetros de densidade de nível.

Ajustes efetuados para o núcleo composto ^{26}Al excitado à energia de 42.4 MeV pela reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}^{(5)}$ estão representados na fig. 6. Para esses ajustes usamos dezessete distribuições angulares de transições para estados conhecidos⁸⁾. A independência do método dos parâmetros de densidade de nível foi comprovada pela variação de a em grande escala: $A/5.3 < a < A/10$. O valor de $J_{\text{max}} = 15\hbar$ obtido está em perfeito acordo com o valor determinado através da medida da seção de choque de fusão com a reação $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}^{(23)}$ (vide fig. 7).

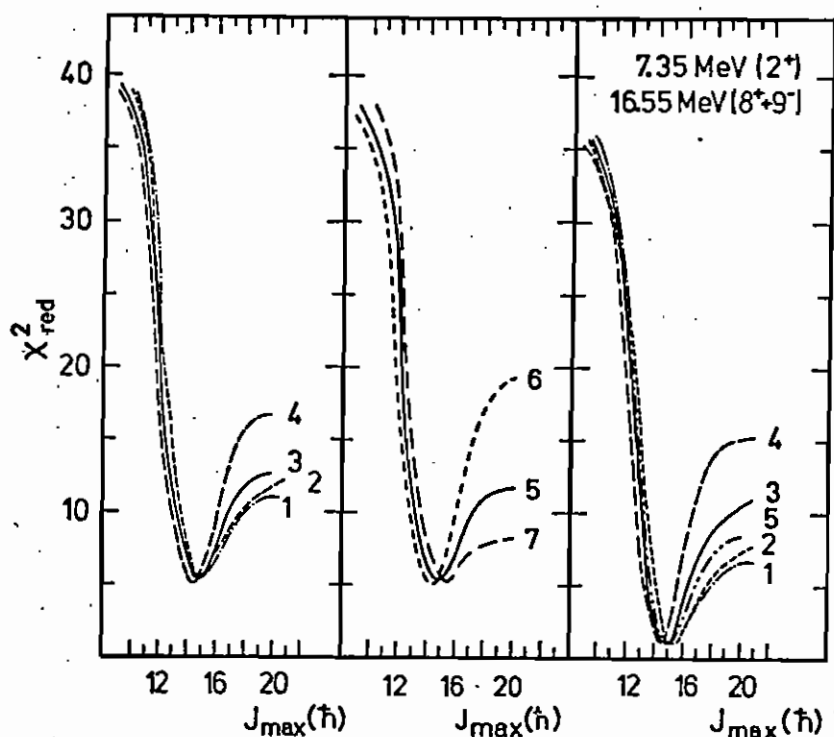


Figura 6 - Determinação do momento angular crítico para o núcleo composto $^{26}\text{Al}(E^* = 42.4 \text{ MeV})$ pela reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)$. Os valores dos parâmetros de densidade de níveis utilizados são $a_1 = \text{ref. } 44$, $a_2 = \text{ref. } 8$, $a_3 = \text{ref. } 45$, $a_4 = A/7.1$, $a_5 = A/7.4$, $a_6 = A/5.3$, $a_7 = A/10$. Nos dois ajustes à esquerda foram utilizados 17 níveis (~ 170 pontos experimentais).

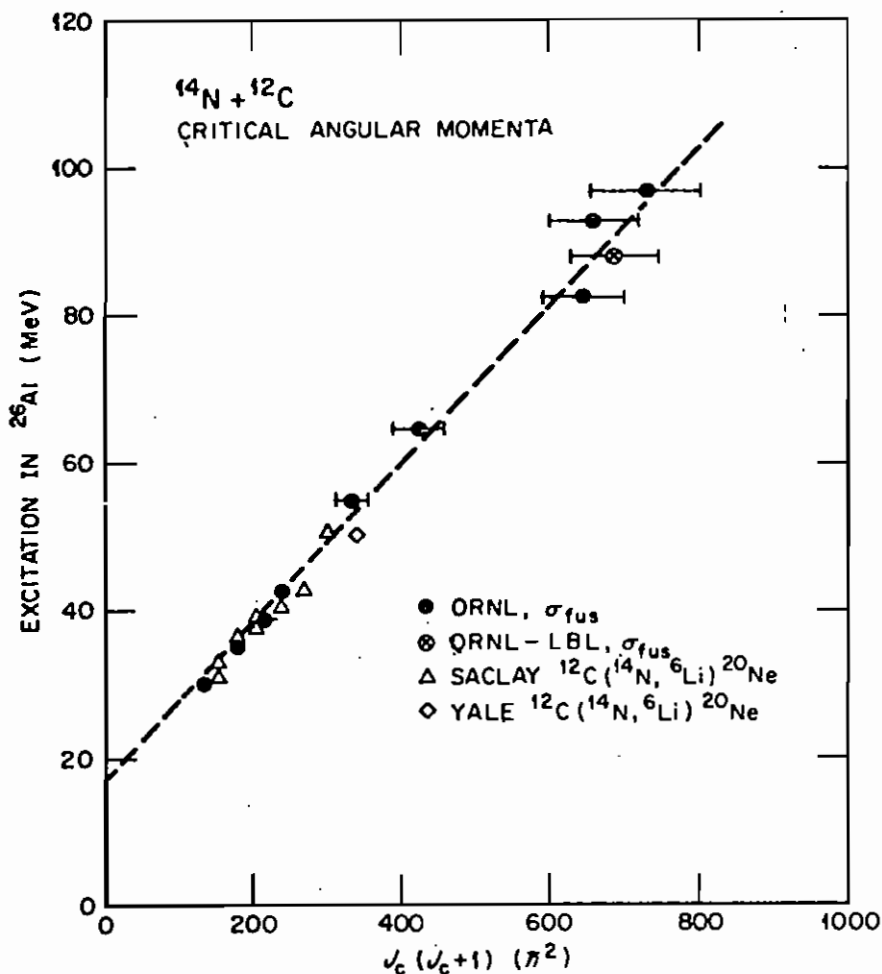


Figura 7 - Momento angular crítico para ^{26}Al em função da energia de excitação obtido por medidas de fusão no canal $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$. Estes dados foram obtidos das refs. 23 e 50.

III.3 - Determinação da Densidade de Níveis

Uma vez determinado o valor de J_{\max} , pode-se obter um valor médio do parâmetro de densidade de nível (médio em relação aos vários canais de saída), uma vez conhecidos os valores absolutos da seção de choque, como se vê na equação II.8. Neste caso, a expressão III.1 é minimizada variando-se o parâmetro a (no cálculo de $\sigma_{\text{HF}}(\theta, E^*, a, J_{\max})$)

até se obter um fator de normalização $f(a, J_{\max}) = 1$.

A fig. 8 mostra que, para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, d)$, o valor de $a = A/7.4$ reproduz a magnitude das seções de choque experimentais, e está de acordo com o valor médio proposto por Facchini et al.⁴⁵⁾.

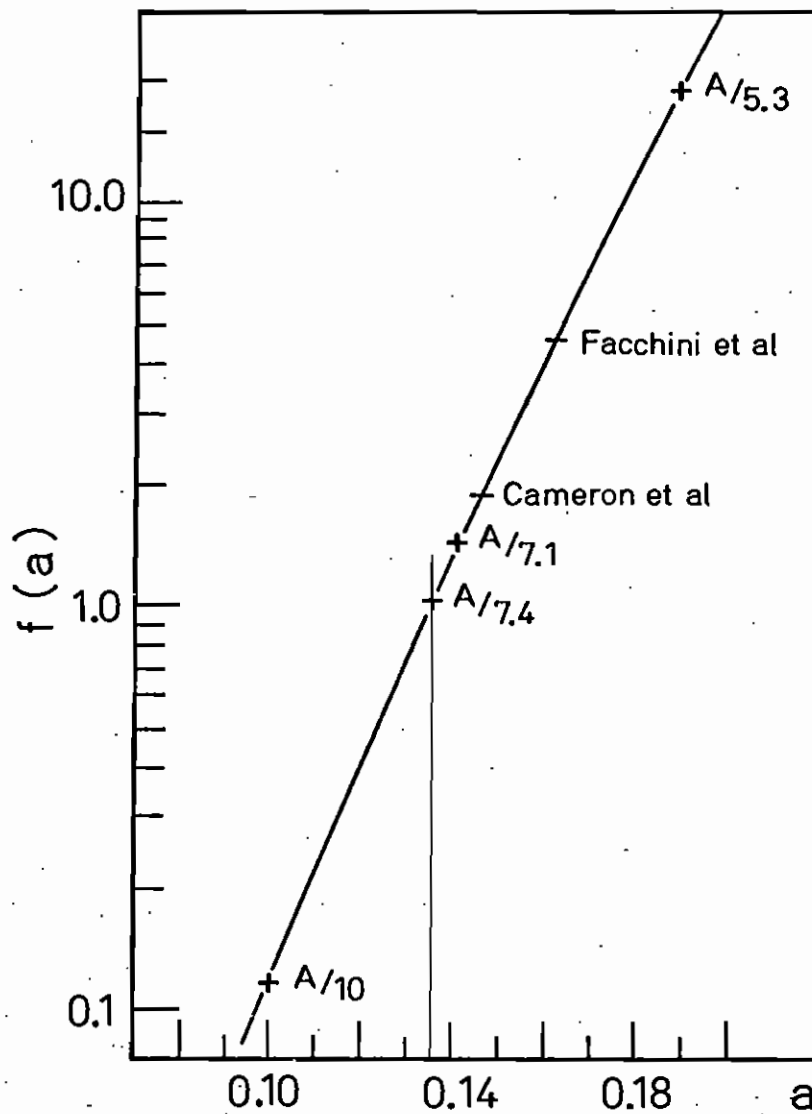


Figura 8 - Fator de normalização da seção de choque Hauser-Feshbach em função do parâmetro de densidade de níveis a utilizado nos cálculos.

O efeito da variação dos parâmetros de modelo ótico sobre a determinação de J_{\max} foi investigado na ref. 39 e, a menos que valores exóticos de momento angular rasante sejam introduzidos, J_{\max} não se mostrou sensível a essa variação.

IV - LIMITE SUPERIOR DA SELETIVIDADE PARA SPIN ELEVADO

A limitação em spin e energia de excitação na aplicabilidade de reações induzidas por íons pesados para fins de espectroscopia nuclear de spins elevados é resultante de uma perda apreciável do grau de seletividade quando o spin do estado final se torna comparável ao momento angular crítico J_{\max} ⁶⁾. E é agravada por um rápido incremento do contínuo decorrente da alta densidade de níveis, que faz com que a probabilidade de se observar picos isolados, correspondentes a spins elevados, diminua drasticamente⁷⁾.

Mecanismos de reação não compostos podem contribuir também para o aumento do contínuo no caso de energias mais elevadas de bombardeio.

IV.1 - Limitação pelo Momento Angular Crítico

O truncamento das componentes de spin elevado na seção de choque $\sigma_J(E^*, I)$ por J_{\max} afeta preferencialmente estados de spin elevado no núcleo final, de maneira que quanto menor o valor de J_{\max} em relação a L_R^e maior a atenuação.

nuação da seção de choque para spins elevados em relação a spins baixos. Isso ocasiona a redução do grau de seletividade da reação. Esse fato é ilustrado na fig. 9 para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$ para a energia $E_{\text{Lab}} = 60 \text{ MeV}$. O valor de $J_{\text{max}} = 23$ corresponde ao valor máximo do momento angular disponível no canal de entrada ($T_{\ell=23}^e = 10^{-3}$).

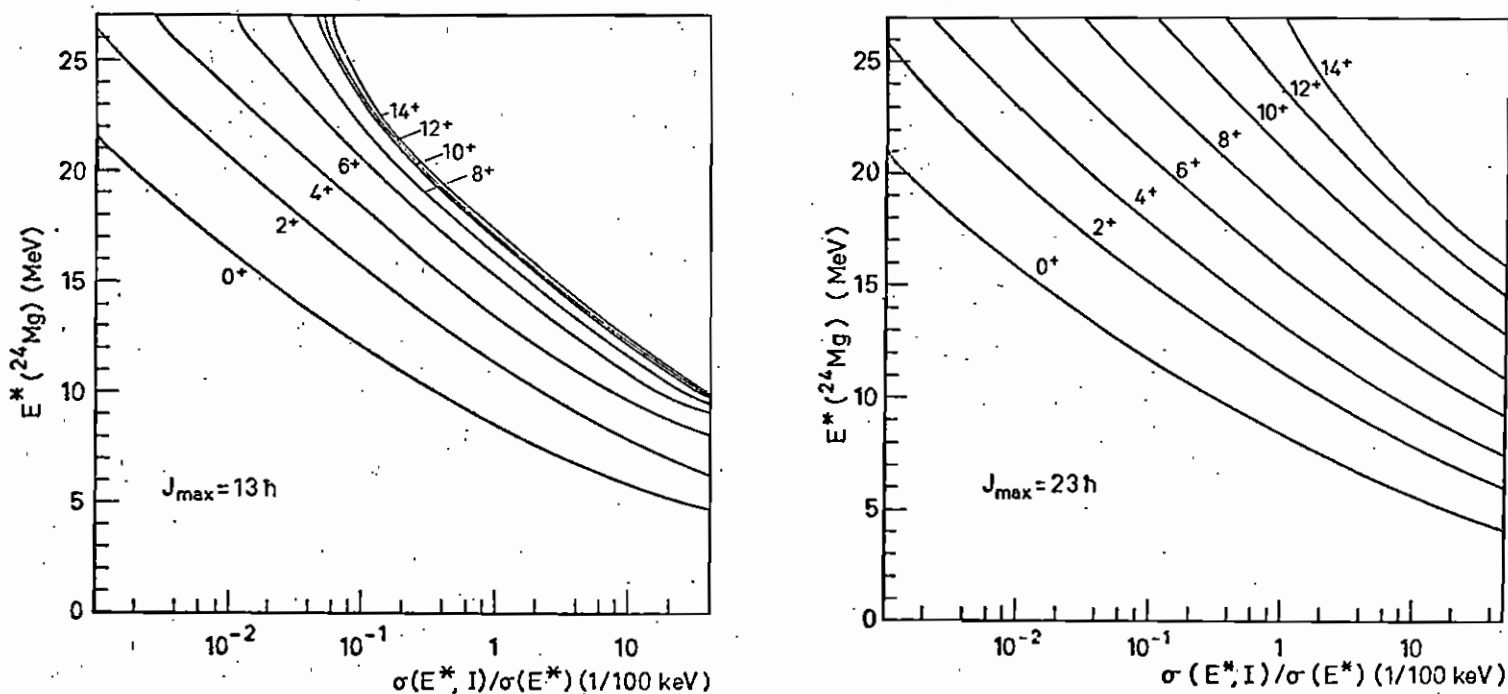


Figura 9 - Diagramas de seletividade para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, $E_L = 60 \text{ MeV}$ calculados para os casos $J_{\text{max}} = 13\hbar$ e $J_{\text{max}} = 23\hbar$.

O grau de seletividade seria máximo para o caso hipotético sem truncamento. (À medida que o valor de J_{max} diminui a seletividade para spins elevados é reduzida.)

Ao se aumentar a energia de bombardeio, o momento angular rasante aumenta mais rapidamente que o momento angular crítico, que limita a formação do núcleo composto. O fato, ilustrado na fig. 10, impõe uma limitação na seção de choque de fusão ou de formação de um núcleo composto, imposta por L_R , no caso de baixas energias de bombardeamento, e por J_{max} , no caso de altas energias. Esse fenômeno pode ser explicado pelo modelo de Glas e Mosel¹⁷⁾ como resultante da distância crítica mínima no processo de fusão.

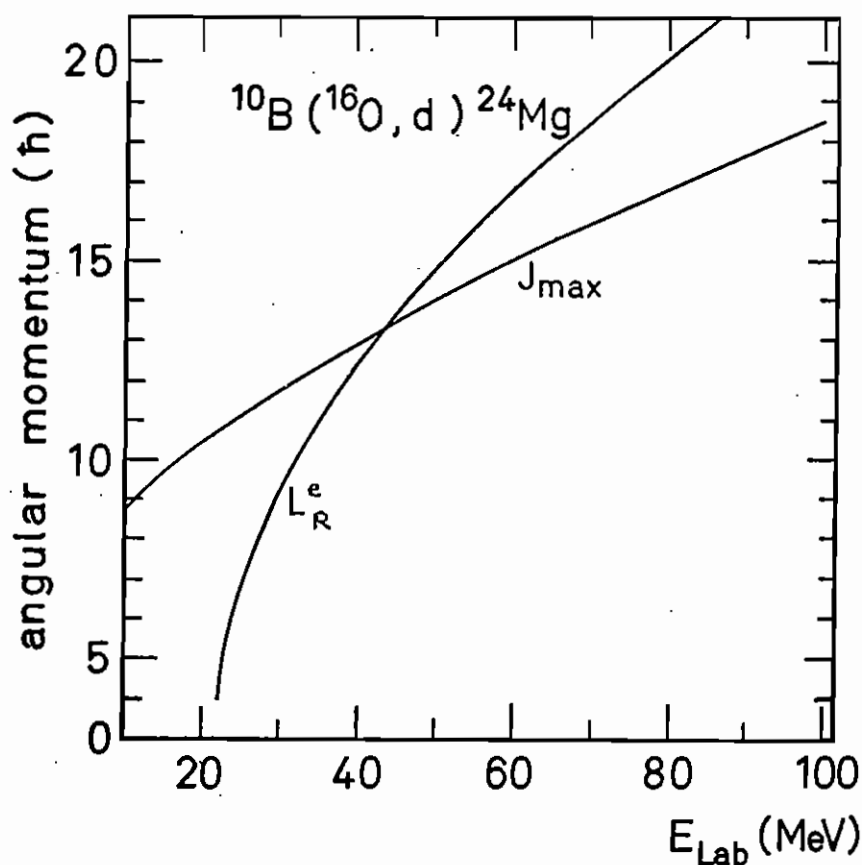


Figura 10 - Momento angular rasante L_R^E no canal de entrada correspondendo a $T_L = 0.5$ e momento angular crítico J_{max} correspondente a uma distância crítica de fusão R_c , em função da energia de bombardeio para o sistema $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$.
(J_{max} foi calculado utilizando os parâmetros $r_c = 1.08$ fm e $V(R_c) = -2.0$ MeV.)

O momento angular rasante no canal de entrada ($T_{LR} = .5$) pode ser representado pela expressão:

$$L_R(L_R + 1) = \frac{2\theta_B}{\hbar^2} (E - V_B) \quad \text{IV.1}$$

onde o momento de inércia do sistema θ_B e a barreira de potencial V_B são calculados para uma distância de aproximação rasante $R_B \approx 1.4 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Glas e Mosel propõem o seguinte valor para o momento angular crítico:

$$L_{\max}(L_{\max} + 1) = \frac{2\theta_C}{\hbar^2} (E - V_C) \quad \text{IV.2}$$

calculado para uma distância crítica de aproximação $R_C \approx 1.0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, para a qual a estrutura individual dos íons que colidem é destruída em favor de uma própria do núcleo composto.

Em outras palavras, no caso de baixas energias de bombardeio ($R_B > R_C$), o sistema é sensível unicamente à barreira de interação e, conseqüentemente, todo o momento angular disponível é absorvido pelo sistema composto. Ao se aumentar a energia de bombardeamento (diminuindo a distância de máxima aproximação), o potencial efetivo (nuclear + coulombiano + centrífugo) aumenta mais rapidamente em função de L , acarretando um incremento de L_{\max} menos pronunciado se comparado ao de L_R . Como resultado, as curvas das parábolas na fig. 10 são determinadas pelo momento de inércia do sistema composto para distância de colisão rasante ou distância crítica para fusão, respectivamente.

No caso de haver interesse em se observar um es-

tado de spin elevado I que, para uma dada energia de bombardeamento, é comparável a J_{\max} , o grau de seletividade para esse estado pode ser melhorado pelo aumento da energia de bombardeamento, que acarreta o aumento de J_{\max} , comparado a I . Na fig. 11 pode-se observar um incremento de seletividade para estados de spin 10-12 para um aumento da energia de bombardeamento de 60 MeV a 85 MeV. Entretanto, esse expediente tem alcance limitado, já que a energia de bombardeamento deve ser baixa o suficiente para assegurar que o mecanismo da reação seja composto.

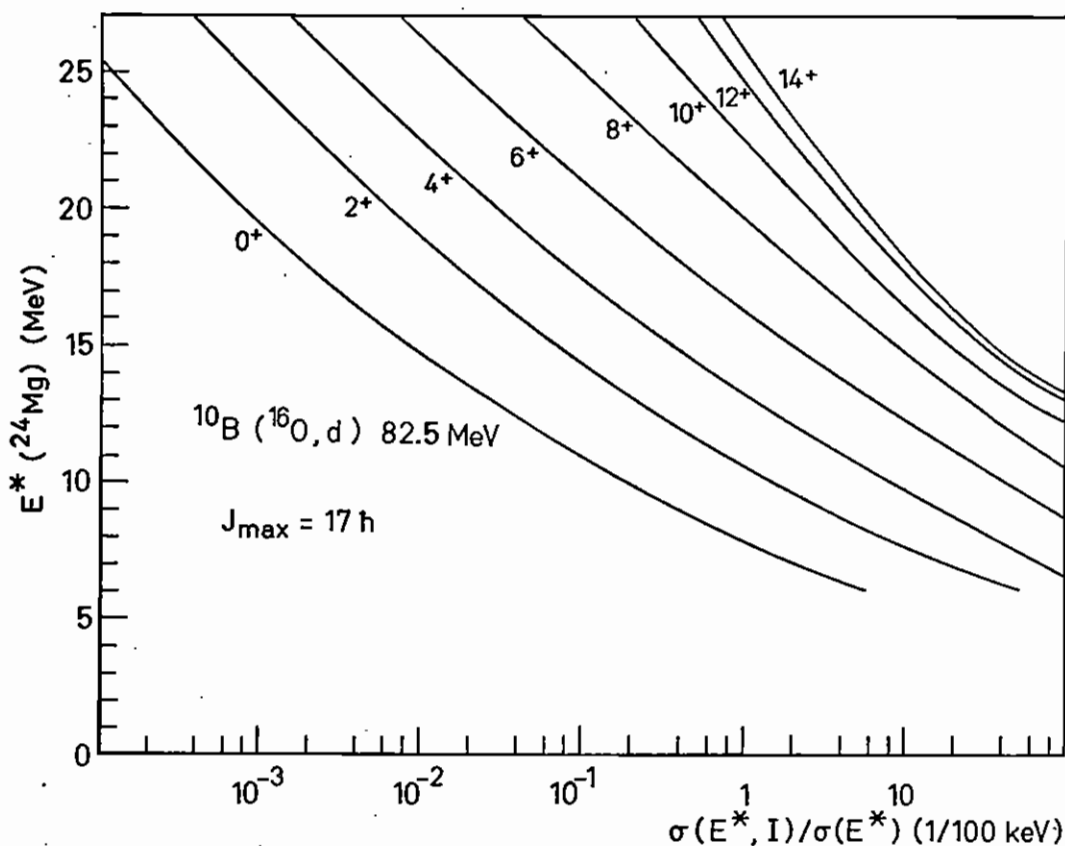


Figura 11 - Diagrama de seletividade previsto para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$ na energia de bombardeio $E_L = 82.5 \text{ MeV}$ (a ser comparado com o diagrama da fig. 9).

IV.2 - Limitação pela Alta Densidade de Níveis

A maior dificuldade em se obter uma boa precisão na determinação de spins em altas energias de excitação $E^* \geq 20$ MeV é a elevada densidade de nível de estados de baixo spin $I \ll I_{\text{yrast}}$, que podem superpor-se e simular transições para estados finais de spins elevados.

Para densidades pequenas de níveis $\rho(E^*) < (R)_{\text{exp}}^{-1}$, onde $(R)_{\text{exp}}$ é a resolução experimental em energia, existe uma probabilidade, embora reduzida, de que estados de baixo spin apareçam suficientemente próximos de maneira a se somarem num pico que mostra a mesma seção de choque de um estado de spin elevado.

No caso de densidades de nível bem mais elevados, onde $\rho(E^*) \ll (R)_{\text{exp}}^{-1}$, o contínuo apresenta flutuações nas quais estados de spin elevado se superpõem a aglomerados de estados de spin baixo.

Nesta seção discutiremos quantitativamente a probabilidade de se fazer uma determinação correta de spin, utilizando como exemplo a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$ na energia de bombardeamento $E = 60$ MeV.

No cálculo dessas probabilidades, definiremos e assumiremos que:

1. A densidade de níveis $\rho(E^*, I)$ é descrita pela relação do gás de Fermi (eq. II.9) e os cálculos são feitos usando o valor experimental de $a = A/7.4$.

2. A probabilidade de um espaçamento E , entre níveis de mesma energia e paridade, é representada pela distribuição de Wigner:

$$P(E) = \frac{\pi E}{2D^2} \exp - \frac{\pi E^2}{4D^2} \quad \text{IV.3}$$

onde o espaçamento médio entre os níveis $D(I) = \rho(E, I)^{-1}$.

3. A largura natural de estados de spin elevado é menor que a metade da resolução em energia. De acordo com a ref. 47, essa condição é preenchida até o valor $R \approx 20 \text{ keV}$ para energias de excitação $E^* \leq 30 \text{ MeV}$.

4. Um pico no espectro é definido como "pico isolado" se sua largura à meia altura $\delta_{1/2} \leq 1.2R_{\text{exp}}$ e se sua distância ao pico mais próximo é menor que R_{exp} . Sob essas condições, um pico isolado será identificado, por um programa de ajustes de pico, como um estado único, simples, mesmo que, na realidade ele seja uma superposição de vários níveis.

5. O valor de spin, I , será atribuído a um pico isolado com seção de choque σ se:

$$\sigma_{I-1} + .8(\sigma_I - \sigma_{I-1}) < \sigma < \sigma_I + .8(\sigma_{I+1} - \sigma_I)$$

onde o valor de σ_I é calculado com base no modelo estatístico (os valores assimétricos são devidos ao efeito aditivo das flutuações do fundo).

Distribuições estocásticas de espaçamento de níveis são geradas, por cálculos de Monte Carlo, para spins $0 \leq I \leq I_{\text{yrast}}$ e energias de excitação $5 \leq E^* \leq 26 \text{ MeV}$ em passos de 1 MeV .

A fim de diminuir o erro estatístico, cada distribuição contém $\sim 10^5$ níveis. As seções de choque diferenciais $d\sigma(E^*, I)/d\Omega$ são calculadas pelo programa STATIS⁴⁶⁾

e, posteriormente, o número de picos de spin 1 assim como o número de aglomerados de mesma seção de choque são determinados a partir dessas distribuições, fornecendo a probabilidade de determinação correta de spin.

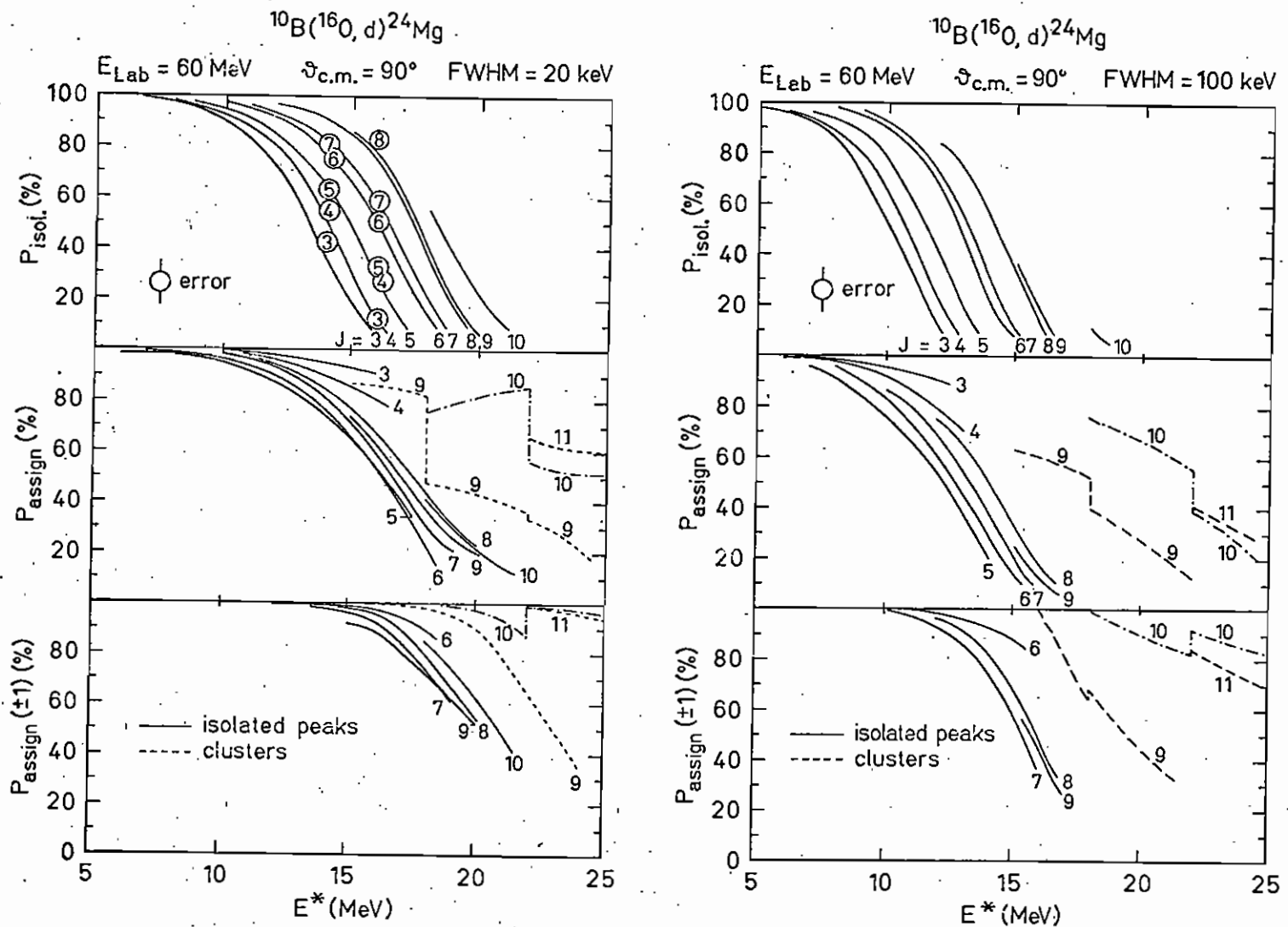


Figura 12 - Probabilidade P_{isol} de se encontrar um pico isolado, P_{assign} de se atribuir o spin correto e $P_{assign}(\pm 1)$ de se atribuir spin correto admitindo uma incerteza $\Delta J = \pm 1$. As curvas pontilhadas correspondem à probabilidade um aglomerado conter um estado de spin I se $1.5\sigma(I) < \sigma_{aglomerado} < 2.0\sigma(I)$. Cálculos foram efetuados para os casos a) Resolução experimental ~ 20 keV e b) Resolução experimental ~ 100 keV.

Os resultados estão esquematizados na fig. 12 para casos de resolução $R = 100$ keV e $R = 20$ keV.

A probabilidade $P_{isol} = \rho(E^*, I)_{isol, \sigma} / \rho(E^*, I)$ de encontrar um "pico isolado" de spin I e seção de choque correta $\sigma(E^*, I)$ é determinada em função da densidade $\rho(E^*, I)_{isol}$ de "picos isolados" com seção de choque "correta", centro do intervalo determinado no item 5.

A razão $P_{assign}(E^*, I) = \rho(E^*, I)_{isol, \sigma} / \rho(E^*)_{isol, \sigma}$ dá a probabilidade de que um "pico isolado" com seção de choque correspondente a um spin I seja, realmente, um estado com spin I e não um múltiplo de estados com spins inferiores. Pode-se definir, também, $P_{assign}(\pm 1)(E^*, I) = \rho(E^*, I \pm 1)_{isol, \sigma} / \rho(E^*)_{isol, \sigma}$ como sendo a probabilidade de que um "pico isolado" com seção de choque correspondente a um spin I tenha spin I ou $I \pm 1$.

A fim de testar essas considerações em uma situação o mais próxima possível de uma experiência real, gerou-se um espectro cujos picos obedecem a distribuições gausseanas de largura à meia altura $\delta_{1/2} = 20$ keV e área proporcional à seção de choque de Hauser-Feshbach. Posteriormente, todos os picos gerados com todos os spins $0 \leq I < I_{yrast}$ são somados num espectro no qual efeitos estatísticos no conteúdo de cada canal são introduzidos ao acaso. A fig. 13 mostra dois casos correspondentes a energias de $E^* = 14$ MeV e $E^* = 16$ MeV e, na parte inferior na mesma escala, a posição dos estados de spin elevado $I = 7$ e 8 . Esses espectros de 2000 canais foram gerados com densidades de níveis correspondentes a $\rho(I) = \rho(I, E^* = 14 \text{ MeV})$ e $\rho(I) = \rho(I, E^* = 16 \text{ MeV})$, respectivamente. Esses espectros foram analisados por um programa de busca e ajuste automático de picos, JASPER,⁴⁸⁾ e os resultados de 1200 picos ajustados foram comparados às posições e áreas previamente conhecidas

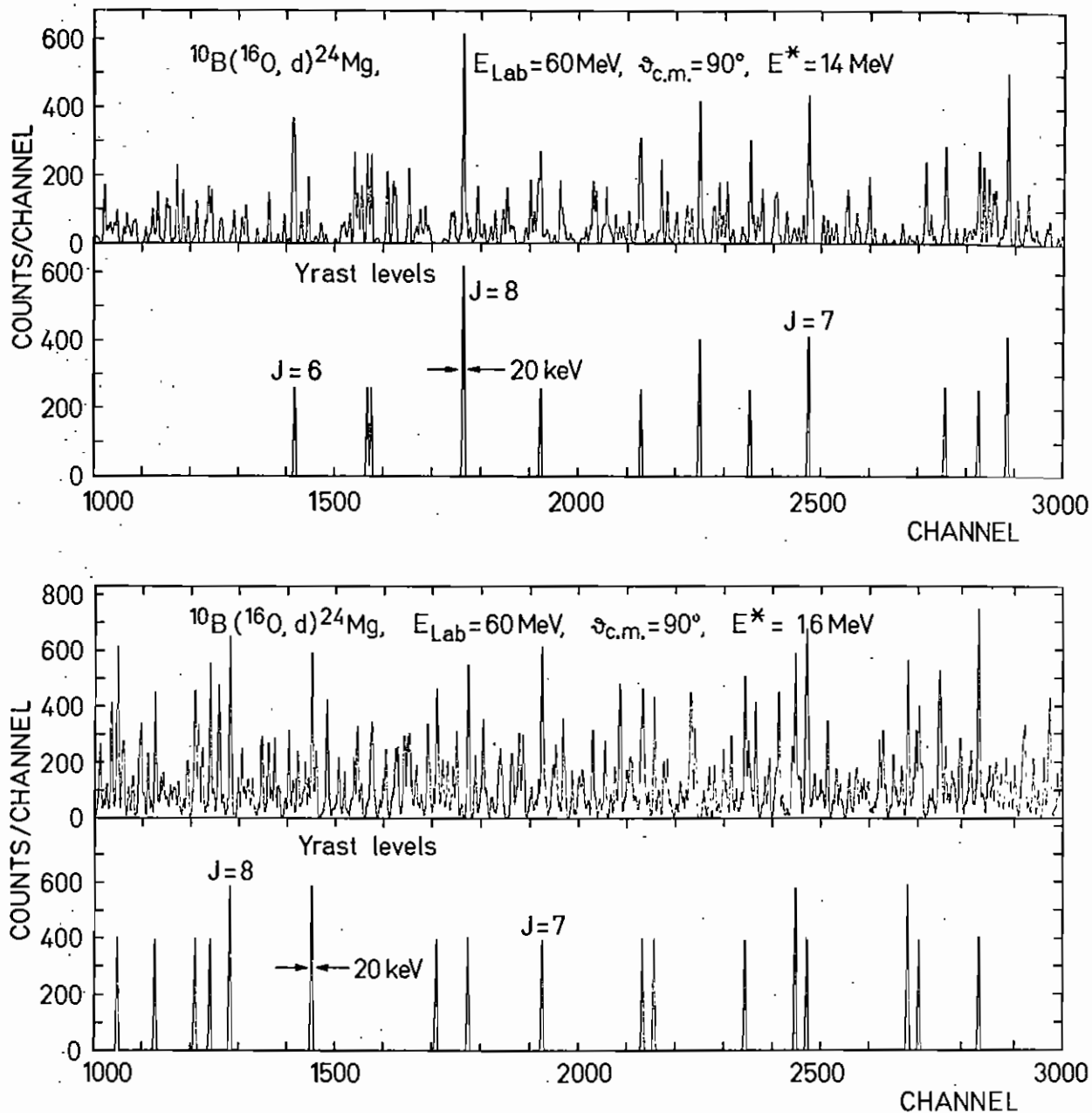


Figura 13 - Espectro gerado para energias de excitação $E^* = 14 \text{ MeV}$ e $E^* = 16 \text{ MeV}$. A parte inferior mostra unicamente os estados de spin elevado.

(dados de entrada), a fim de se obterem as probabilidades. Os resultados para P_{isol} , representados na fig. 12 por círculos, concordam com os valores previstos pelos cálculos.

Observa-se, ainda, que as figuras 12 a e b são equivalentes, havendo um deslocamento da ordem de 4 MeV entre os casos com $R = 100$ keV e $R = 20$ keV. Esse deslocamento corresponde aproximadamente a um incremento de um fator 5 na densidade de nível. Em média, P_{assign} atinge o valor de 50% para densidades de nível $\rho(E^* \approx 3/R_{exp})$ e $P_{assign}(\pm 1) \sim 50\%$ para $\rho(E^*) \approx 12/R_{exp}$. Para energias de excitação $E^* \approx 15$ MeV, $P_{assign}(\pm 1)$ atinge valores da ordem de 60%.

Para o caso de energias superiores, quase todos os "picos isolados" observados no espectro correspondem a dubletos ou multipletos, sendo que $P_{isol}(E^* > 15 \text{ MeV}) \sim 0$. Neste caso, para determinar o spin devemos calcular a probabilidade de encontrar um estado com spin I num "pico isolado". As curvas tracejadas na fig. 12 representam a probabilidade de um "pico isolado" com seção de choque $1.5\sigma(E^*, I) \leq \sigma(E^*)_{aglomerado} \leq 2.0\sigma(E^*, I)$ conter um nível de spin I . Cálculos foram efetuados para spins $I = 9, 10$ e 11 . O degrau na curva ocorre, na linha de yrast, quando é introduzida a probabilidade de existir um estado com spin superior.

A linha de yrast foi calculada para um rotor rígido e $r_0 = 1.25$. Cálculos para as probabilidades $P_{assign} \pm 1$ também foram incluídos.

Os resultados desses cálculos mostram que, devido à densidade de níveis, uma energia de excitação $E^* = 20$ MeV poderia ser considerada como limite superior para espectroscopia de spin elevado por intermédio de reações induzidas por íons pesados com formação de núcleo composto.

IV.3 - Decaimento Sucessivo e Contribuições de Outros Mecanismos de Reação

Na região de altas energias de excitação, a seletividade de uma reação pode ser enfraquecida pela contribuição, no contínuo, de partículas emitidas sucessivamente durante o decaimento do núcleo composto.

O número de canais abertos para o decaimento do núcleo composto aumenta sensivelmente com a energia de bombardeio, resultando numa diminuição da seção de choque para os estados de spin elevado de interesse. A ordem de grandeza dessas contribuições foi calculada pelo programa CASCADE⁴⁹⁾ para um caso típico. A fig. 14 mostra, no espectro tracejado, a contribuição do decaimento primário de dêuterons, do núcleo composto ^{26}Al formado durante a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$ com $E_{\text{Lab}} = 60$ MeV. A linha cheia representa o espectro final esperado, no qual são somadas as contribuições de todos os dêuterons possíveis evaporados de todos os núcleos finais. A maior contribuição no fundo provém do canal $1\alpha 1d$ e $1p 1d$ (tabela 1). E, neste caso, a contribuição de partículas provenientes de um terceiro decaimento é desprezível no caso $E_{\text{Lab}} = 60$ MeV, a não ser para o canal $2\alpha 1d$ (.8mb), comparável ao canal $1n 1d$.

As partículas leves evaporadas após o primeiro decaimento carregam, em média, baixo momento angular e pouca energia, contribuindo essencialmente no espectro de interesse na região de alta energia de excitação do núcleo final ($E^* \geq 16$ MeV).

Uma diminuição adicional à seletividade de spins elevados é observada quando outros mecanismos, além do composto, começam a contribuir. Esse fato é esperado em torno

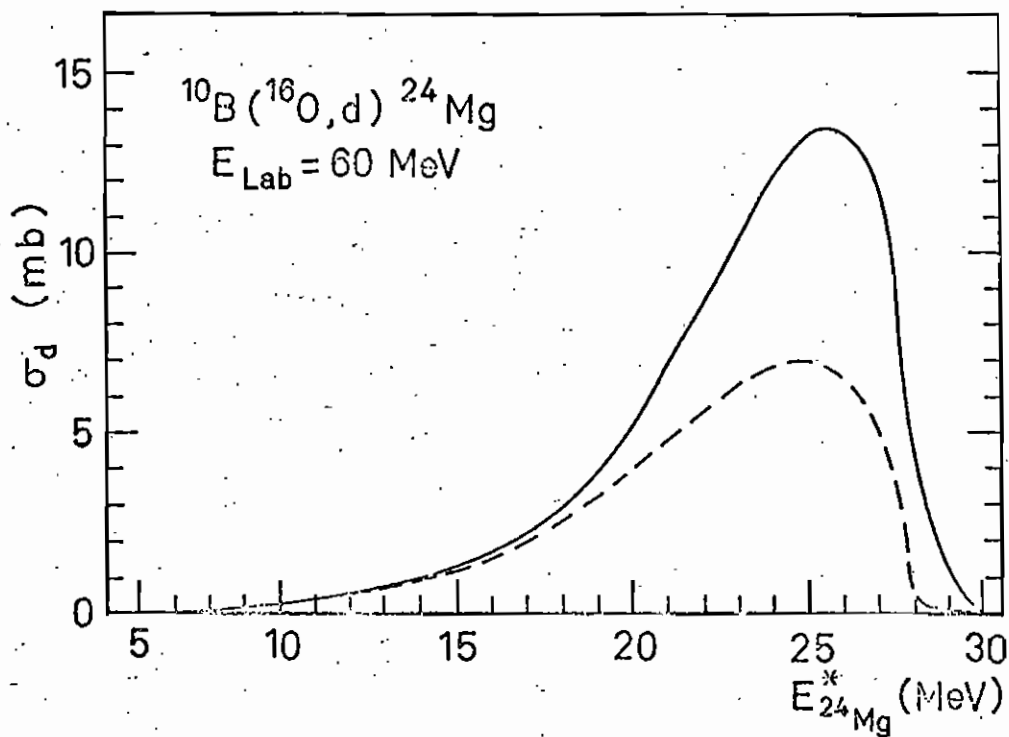


Figura 14 - Contribuição do primeiro decaimento de dêuterons provenientes do núcleo composto ^{26}Al (curva pontilhada) no espectro final esperado (curva cheia).

TABELA 1 - Seção de choque de partículas emitidas no primeiro decaimento $\sigma^{(1)}$ e decaimento sucessivo σ^{tot} , para os canais n, p, d e α

	n	p	d	α
$\sigma^{(1)}$ (mb)	150	341	61	352
σ^{tot} (mb)	476	809	105	966

de $E_{CM} \approx 40$ MeV em sistemas compostos $A \approx 25 - 30$. No caso do ^{26}Al , por exemplo, quando excitado até a energia $E^* \approx 87$ MeV, tem uma vida média $\tau \approx 6 \times 10^{-22}$ sec, não muito grande comparada ao tempo de colisão. Para a reação $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$, $E_{\text{Lab}} = 86$ MeV, a maior contribuição à seção de choque provém de processos diretos⁵⁰).

IV.4 - Flutuações Estatísticas

Em reações nas quais um núcleo composto é formado numa energia de excitação elevada e para o qual existe uma grande superposição de níveis, a seção de choque flutua em função da energia e do ângulo, fato característico de processos estatísticos.

Essas flutuações não afetam diretamente o grau de seletividade desse tipo de reação, mas limitam sua aplicabilidade para espectroscopia nuclear.

O procedimento normalmente empregado a fim de contornar esse efeito é a medida de funções de excitação, normalmente laboriosas, para a obtenção de valores médios de seção de choque, em relação à energia de bombardeamento, ou a utilização de reações com spins elevados nos canais de entrada e saída.

As flutuações são menos pronunciadas se a seção de choque for uma soma incoerente de contribuições parciais. O estudo detalhado de flutuações em processos estatísticos é encontrado nas refs. 42 e 43. Neste trabalho discutiremos brevemente os fatores de amortecimento dessas flutuações.

Numa reação na qual as partículas incidentes não

são polarizadas, os $(2i_1+1)(2I_1+1)$ canais de entrada e os $(2i_2+1)(2I_2+1)$ canais de saída, correspondendo aos subestados magnéticos dos spins i_1, i_2, I_1, I_2 das partículas incidente, emergente, alvo e núcleo residual, contribuem na seção de choque. Se essas contribuições não são correlatas, o número máximo de canais independentes será

$N_{\max} = 1/2(2I_1+1)(2i_1+1)(2I_2+1)(2i_2+1)$, onde o fator $1/2$ considera a conservação da paridade.

Se a seção de choque σ for a soma de N seções de choque parciais independentes, com a mesma variância, a probabilidade de distribuição da razão $y = \sigma/\langle\sigma\rangle$, onde $\langle\sigma\rangle$ representa um valor médio, é dada por uma distribuição de χ^2 com $2N$ graus de liberdade (quando a contribuição de mecanismos diretos é desprezada):

$$P(y) = \frac{N^N}{(N-1)!} y^{N-1} \exp(-Ny) \quad \text{IV.4}$$

O comportamento dessa distribuição em função de N é ilustrado na fig. 15. Quanto maior o número efetivo de canais independentes N_{eff} mais localizada é a distribuição no valor $\sigma = \langle\sigma\rangle$ e, conseqüentemente, maior a probabilidade da variável σ ser encontrada num dado intervalo $\Delta y = |(\sigma/\langle\sigma\rangle - 1)|$.

O coeficiente N_{eff} de amortecimento de flutuações estatísticas foi calculado com o programa STATIS.

O número efetivo de canais, em função do ângulo θ , de emissão da partícula leve, que contribuem na seção de choque diferencial para um estado final α' é calculado como:

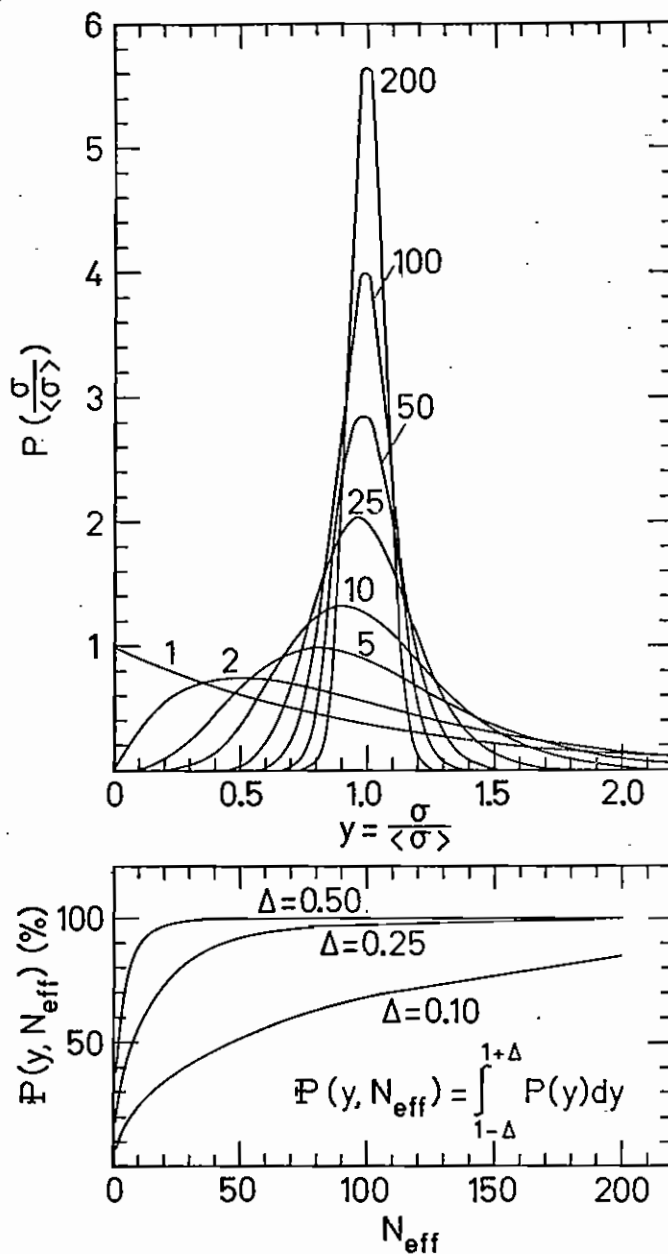


Figura 15 - Distribuição de probabilidade de observar o valor esperado $\langle \sigma \rangle$ da seção de choque em função do número efetivo de canais. A parte inferior indica a probabilidade da seção de choque experimental estar no intervalo $(\sigma_{HF} \pm \Delta\sigma_{HF})$.

$$\frac{1}{N_{\text{eff}}(\theta, \alpha')} = \frac{\lambda_\alpha^2}{(2i_1+1)(2I_1+1)} \cdot \frac{1}{16} \left[\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right]_{L_1 L_2 J_1 S_1 K_1 L_1' L_2' J_2 S_2 K_2}$$

IV.5

$$\begin{aligned} & Z(L_1 J_1 L_2 J_2; S_1 K_1) Z(L_1' J_1 L_2' J_2; S_2 K_1) \cdot \\ & \cdot Z(L_1 J_1 L_2 J_2; S_1 K_2) Z(L_1' J_1 L_2' J_2; S_2 K_2) \cdot \\ & \cdot \frac{T_{L_1}^\alpha T_{L_1'}^{\alpha'} T_{L_2}^\alpha T_{L_2'}^{\alpha'}}{D_1^{J_1} D_2^{J_2}} P_{K_1}(\cos \theta) P_{K_2}(\cos \theta) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\alpha\alpha'} \right]^{-2} \end{aligned}$$

onde D^{J_i} representa o número total de canais abertos para o decaimento do núcleo composto com momento angular J_i .

Na tabela 2 comparamos os coeficientes de amortecimento das flutuações, N_{eff} , na seção de choque integrada em ângulo, para as reações $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, d)^{24}\text{Mg}$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$. O número máximo de canais independentes N_{max} também é indicado nessa tabela e deve ser comparado ao valor assintótico do número efetivo de canais que contribuem na seção de choque diferencial (fig. 16). E pode-se observar que ângulos traseiros ($\theta \sim 90^\circ$) são fracamente afetados pelas flutuações estatísticas nas seções de choque, principalmente para estados de spin elevado.

TABELA 2 - Número efetivo de canais independentes (N_{eff}) que contribuem na seção de choque integrada em ângulo, calculado pelo programa STATIS, e o número máximo de canais independentes que contribuem na seção de choque diferencial para as reações $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}(^{14}\text{N},d)^{24}\text{Mg}$ e $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$

I^π	$^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$		$^{12}\text{C}(^{14}\text{N},d)^{24}\text{Mg}$		$^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$
	N_{max}	N_{eff}	N_{max}	N_{eff}	N_{max}
0^+	10	54	3	26	1
2^+	53	147	15	69	3
4^+	95	131	27	63	5
6^+	137	108	39	54	7
8^+	179	133	51	68	9
10^+	221	173	63	88	11
12^+	263	210	75	107	13
14^+	305	218	87	110	15

$N_{\text{max}} = 1/2(2i_1 + 1)(2I_1 + 1)(2i_2 + 1)(2I_2 + 1)$

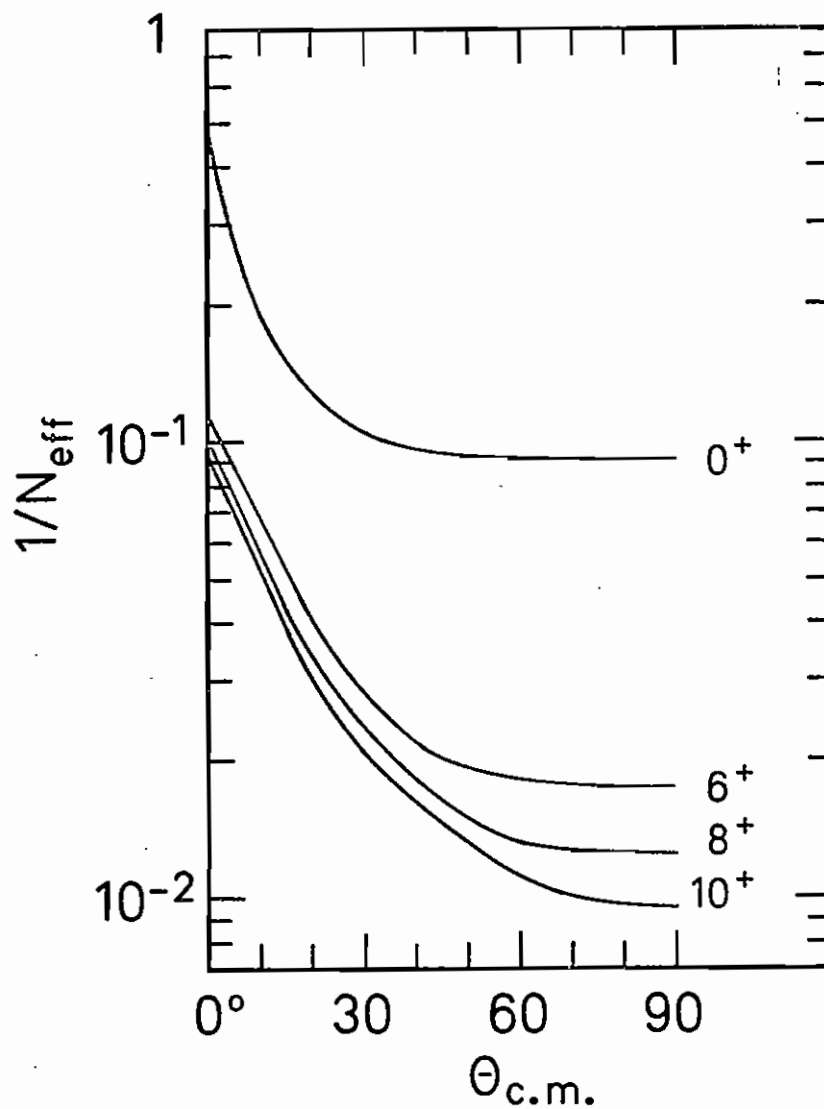


Figura 16 - Dependência do fator de amortecimento das flutuações estatísticas ($1/N_{eff}$) em função do ângulo de observação da partícula leve emitida e spin do núcleo residual.

V - USO DOS EFEITOS INTRODUZIDOS PELO MOMENTO ANGULAR CRÍTICO PARA A ESPECTROSCOPIA DE SPINS ELEVADOS

O fato de que a magnitude da seção de choque para estados de spin elevado I , próximos a J_{\max} , é insensível ao valor do spin e , portanto, responsável pelo aniquilamento da seletividade da reação (vide seção III.1) pode ser contornado explorando a dependência da forma da distribuição angular do spin I do núcleo final.

V.1 - Efeito de J_{\max} na Forma e Anisotropia da Distribuição Angular

Em reações induzidas por íons pesados que podem depositar uma grande quantidade de momento angular no núcleo composto, estados de baixo spin no núcleo final são populados por partículas emitidas com alto momento angular orbital.

Na população de estados finais de spin I para os quais $|J_{\max} - I|$ é da ordem de grandeza ou maior que o momento angular rasante da partícula emitida, o spin do núcleo final, assim como o momento angular da partícula emitida estarão fortemente alinhados com o momento angular do núcleo composto, que é perpendicular à direção do feixe incidente (fig. 17). Sendo que a probabilidade de emissão da partícula pelo sistema girante é independente do ângulo e que o eixo de rotação do núcleo composto é perpendicular à direção do feixe incidente, a distribuição angular das partículas será proporcional a $(\sin\theta)^{-1}$, onde θ é o ângulo de emissão em relação à direção do feixe.

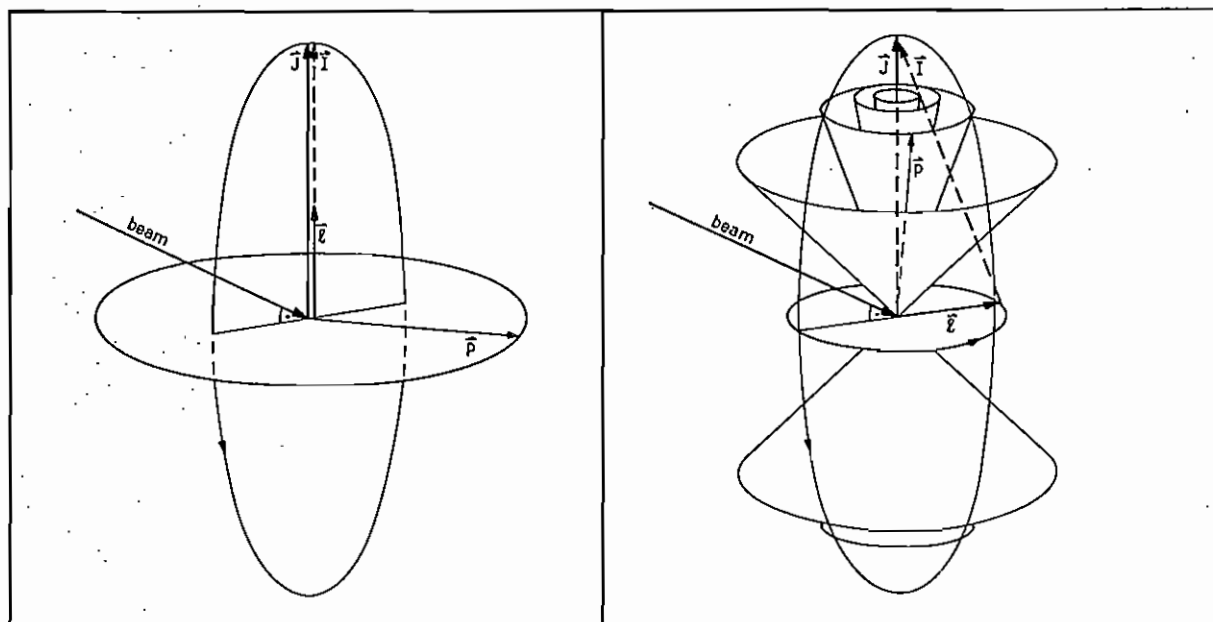


Figura 17 - Condições de acoplamento de momento angular para os casos $I < J_{max}$ (esquerda) e $I \sim J_{max}$ (direita), onde I representa o spin do núcleo final, J o spin do núcleo composto, l o momento angular orbital e p a quantidade de movimento da partícula emitida.

Nos casos em que o spin do núcleo final é comparável a J_{max} , ou seja, $|J_{max} - I|$ é pequeno e $J_{max} \gg L_R^S$, o momento angular orbital das partículas pode ter uma componente importante na direção perpendicular ao spin do núcleo composto. Neste caso, a partícula emitida não vai ter, preferencialmente, a direção do feixe incidente, como no caso anterior ($\theta = 0^\circ$ e $\theta = 180^\circ$), mas sairá, de preferência,

numa direção perpendicular à linha de feixe, tendo, classicamente, uma distribuição angular proporcional a $\ln(1 + \text{sen}\theta)(1 - \text{sen}\theta)^{-1} \text{sen}^{-1}\theta$ (vide fig. 18).

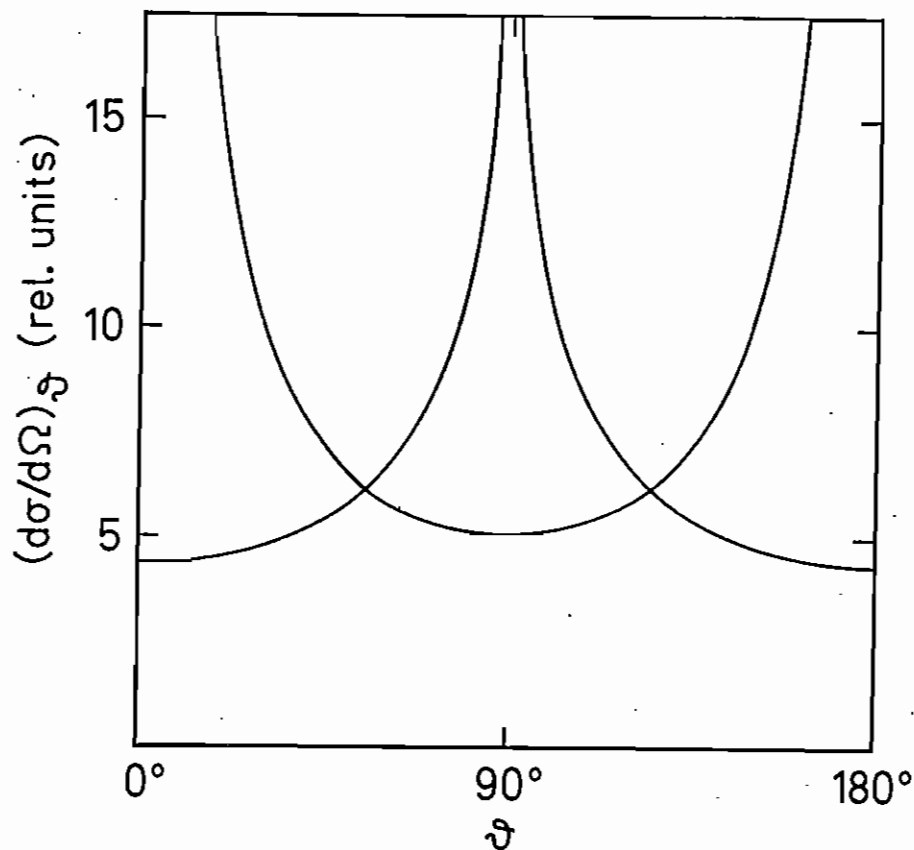


Figura 18 - Distribuição angular esperada classicamente para os

$$\text{casos } I < J_{\text{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\text{sen}\theta} \quad e$$

$$I \sim J_{\text{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \ln(1 + \text{sen}\theta)(1 - \text{sen}\theta)^{-1} \text{sen}^{-1}\theta$$

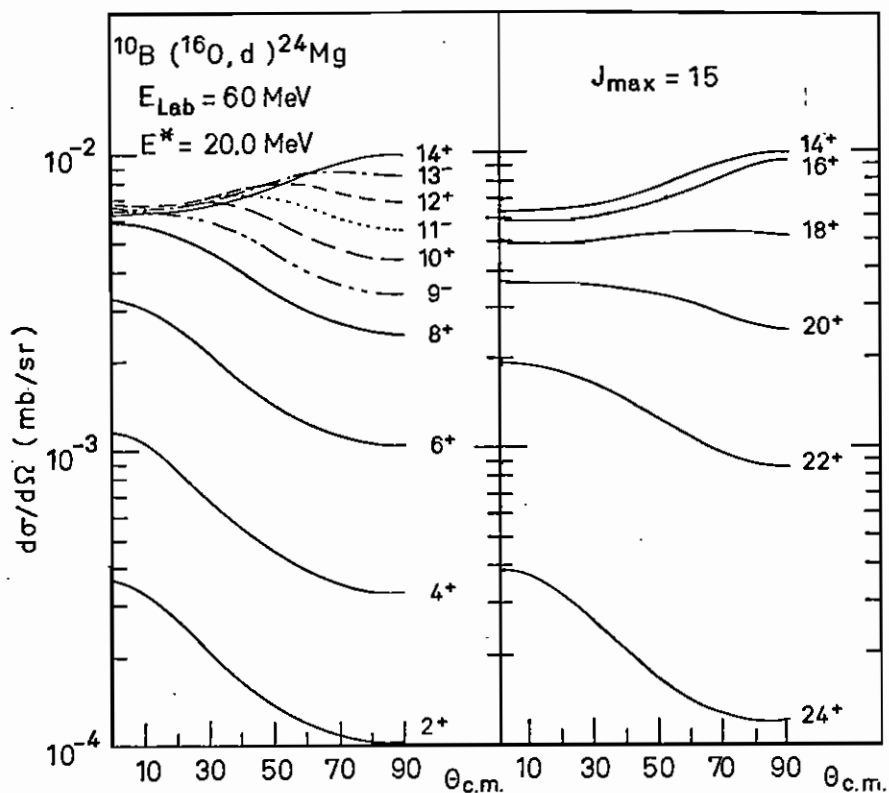


Figura 19 - Distribuições angulares calculadas pelo modelo estatístico (STATIS) mostrando a forte dependência da forma (anisotropia) no spin do núcleo final.

Para um dado momento angular do núcleo composto, o grau de alinhamento do momento angular orbital da partícula emergente depende do spin do núcleo residual. Em outras palavras, quanto maior o spin do núcleo final maior a perda de

alinhamento e maior a contribuição em 90° na seção de choque diferencial. Conseqüentemente, é maior o desvio, da seção de choque diferencial, da forma tradicional $1/\text{sen}\theta$ e mais isotrópica ela vai se tornar.

Esses resultados foram comprovados através de cálculos com base no modelo estatístico (vide fig. 19). Para $I \approx J_{\text{max}}$, é máximo o desvio da seção de choque diferencial em relação à forma $1/\text{sen}\theta$. Classicamente, pode-se prever formas praticamente idênticas nas distribuições angulares de estados com spin I , que apresentarem a mesma diferença $|J_{\text{max}} - I|$. Quando $I \gg J_{\text{max}}$, teremos de novo o alinhamento entre J , I e L com a volta à forma $1/\text{sen}\theta$.

Essa dependência na forma da distribuição angular no spin do núcleo final pode ser utilizada como um parâmetro a mais na identificação dos estados de spin elevado. Em particular, na diferenciação dos estados de spin elevado, de aglomerados de baixo spin de mesma seção de choque. Esse método já foi empregado na investigação dos estados de yrast (até spin 10^+) no ^{24}Mg e no ^{22}Ne e será discutido com mais detalhes na seção V.3.2.

Além dessas vantagens, essa variação da forma das distribuições angulares serve de base a um novo método de observação e identificação de estados de spin elevado em altas energias de excitação.

V.2 - Uma Nova Possibilidade para Identificação de Estados com Spins Elevados

Os estados de spins elevados estão, normalmente, "embutidos" num contínuo composto por uma alta densidade de

estados de baixo spin. Portanto, a distribuição angular do contínuo deve apresentar uma anisotropia maior que a dos estados de spin elevado.

A anisotropia $R(I) = (d\sigma/d\Omega)_{\theta=90^\circ} / (d\sigma/d\Omega)_{\theta=5^\circ}$ é praticamente constante para estados de spin baixo. Para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, por exemplo, a anisotropia é constante até spins 4 e 6 para energias de 10 e 20 MeV, respectivamente (vide fig. 20). Normalizando-se um espectro correspondente a um ângulo de observação dianteiro, $\theta = 5^\circ$, pelo fator de anisotropia dependente de spin e energia, $R(I)$, e subtraindo desse resultado um espectro correspondente a $\theta = 90^\circ$ o fundo de estados de baixo spin ($I = 0 - 4$ em $E^* = 10$ MeV e $I = 0 - 6$ em $E^* = 20$ MeV) será cancelado.

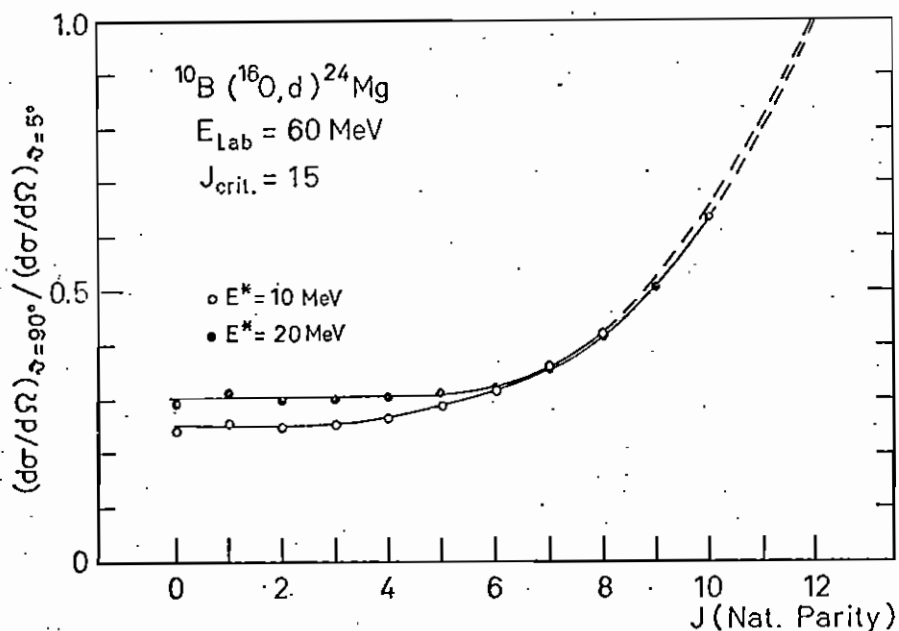


Figura 20 - Anisotropia prevista das distribuições angulares em função do spin do núcleo residual.

A fig. 21 representa um espectro gerado para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, utilizando o mesmo método descrito na seção IV.2. A parte inferior mostra um espectro subtraído da maneira descrita acima. Nesse espectro, somente os estados próximos à linha de yrast permanecem, enquanto que os picos proeminentes, no espectro original, provenientes de aglomerados de estados de baixo spin, praticamente desaparecem. As curvas tracejadas na fig. 21 representam a altura, teoricamente esperada, para os picos correspondentes a estados de spin elevado. Cálculos semelhantes aos da seção IV.2 (fig. 22) mostram que a probabilidade de atribuição correta de spin até $E^* \approx 25$ MeV pode ser de até 95%.

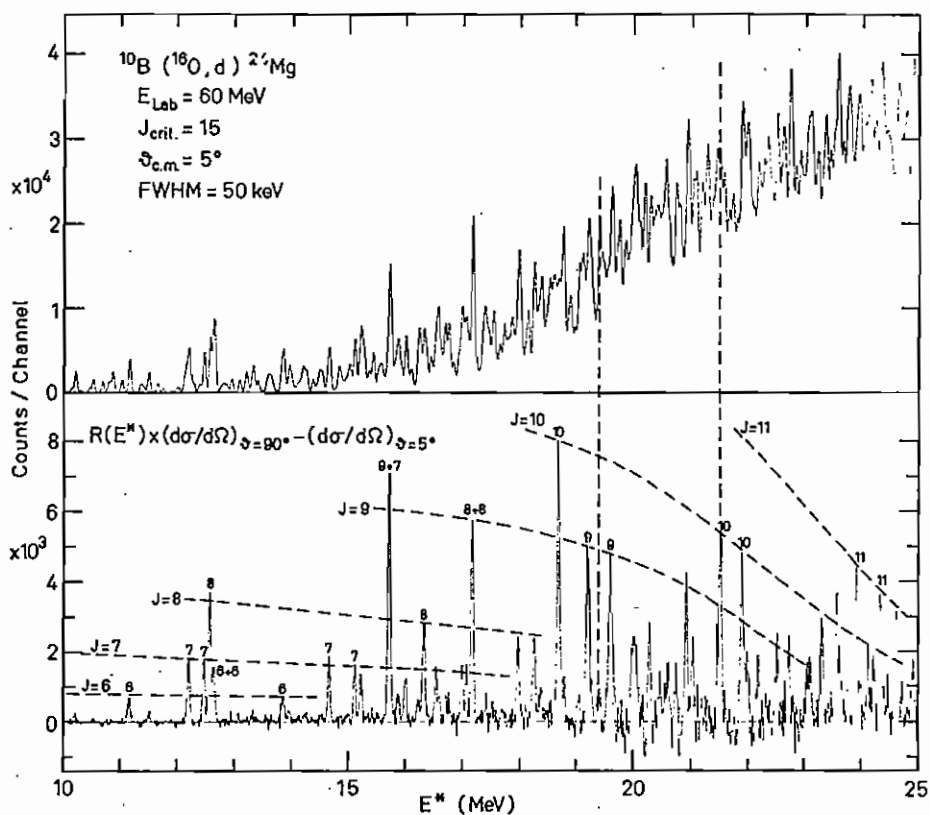


Figura 21 - Espectro simulado gerado para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, ($\theta_{\text{c.m.}} = 5^\circ$) (parte superior) e espectro resultante da subtração do espectro normalizado ($\theta = 90^\circ$) (parte inferior).

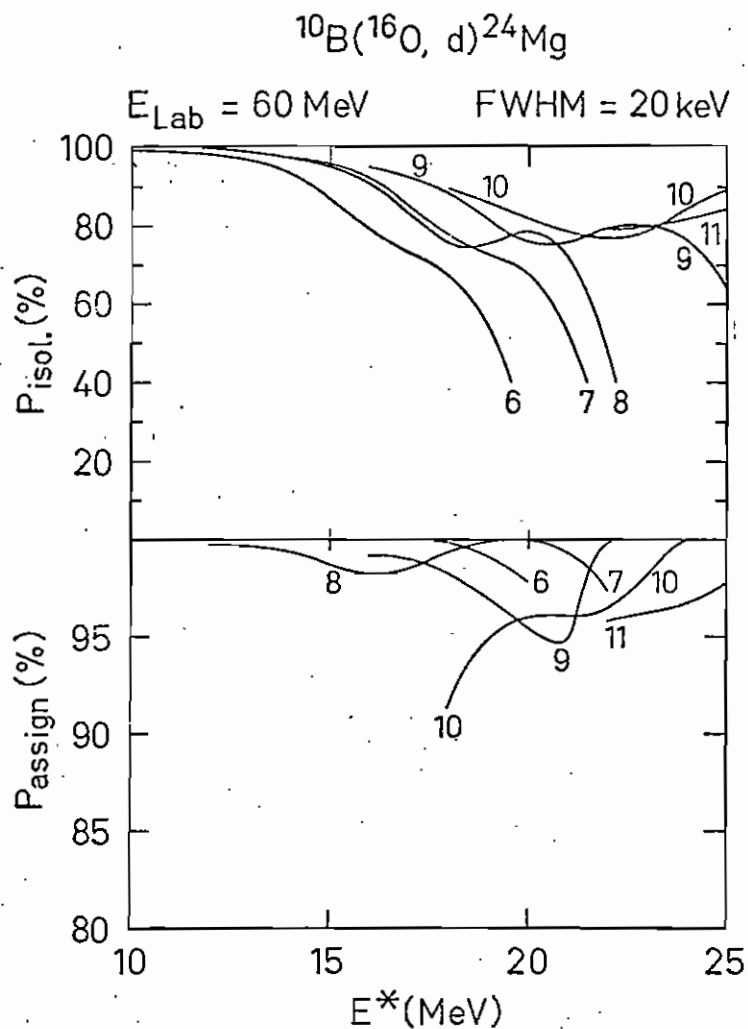


Figura 22 - Mesmo que figura 12 para o espectro apresentado na figura 21.

V.3 - Espectroscopia de Spins Elevados

Após a determinação de J_{max} a partir de estados com spin bem conhecidos (vide seção III.2) e valores relativos de seção de choque, o procedimento pode ser invertido e podem ser determinados spins, em particular, para estados pró

ximos à linha de yrast, através da comparação entre a magnitude da seção de choque e previsões do modelo estatístico e, quando necessário, ajustes da forma (anisotropia) das distribuições angulares.

Dessa maneira, reações induzidas por íons pesados com formação de núcleo composto podem ser uma ferramenta importante para a espectroscopia de spins elevados, desde que as flutuações estatísticas sejam amortecidas (pela escolha dos canais de entrada e saída convenientes) e o momento angular crítico J_{\max} seja corretamente determinado e utilizado.

V.3.1 - Procedimento Experimental

As reações discutidas e parcialmente apresentadas neste trabalho foram induzidas por feixes de íons pesados produzidos pelo acelerador Tandem-MP do Max-Planck Institut für Kernphysik de Heidelberg, Alemanha. São elas: $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},\text{d})^{24}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 60 \text{ MeV}$, $^{11}\text{B}(^{16}\text{O},\text{d})^{25}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 40 \text{ MeV}$, $^{11}\text{B}(^{13}\text{C},\text{d})^{22}\text{Ne}^{51}$, $E_{\text{Lab}} = 41 \text{ MeV}$, $^{12,13}\text{C}(^{15}\text{N},\text{d})^{25,26}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 50 \text{ MeV}$.

Os produtos das reações foram detectados em 15 planos focais de um espectrógrafo magnético, tipo "multigap", cobrindo um intervalo angular de $\theta_{\text{Lab}} = 5^\circ - 90^\circ$ em passos de 4° e 7° . Os alvos, autoportantes de espessura $\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, permitiram uma resolução em energia de 60 a 150 keV. Foram necessárias exposições de 100 a 200 mC, em virtude da redução da seção de choque.

Na fig. 4 vê-se um espectro típico da reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},\text{d})^{24}\text{Mg}$, com o fundo contínuo ajustado por um polinômio

mio de 6a. ordem. Na parte inferior está o resultado da subtração desse contínuo do espectro original.

Na determinação da seção de choque experimental foi utilizado um programa de ajuste gaussiano de picos por mínimos-quadrados, JASPER, e o fundo ajustado com um polinômio de 2º grau para intervalos pequenos de energia de excitação. Foram impostas larguras à meia altura, idênticas para o ajuste de picos adjacentes. O fundo ajustado deve reproduzir o contínuo tal como aparece na fig. 4.

Na fig. 23 vemos um exemplo típico de ajuste para a reação $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{25}\text{Mg}$.

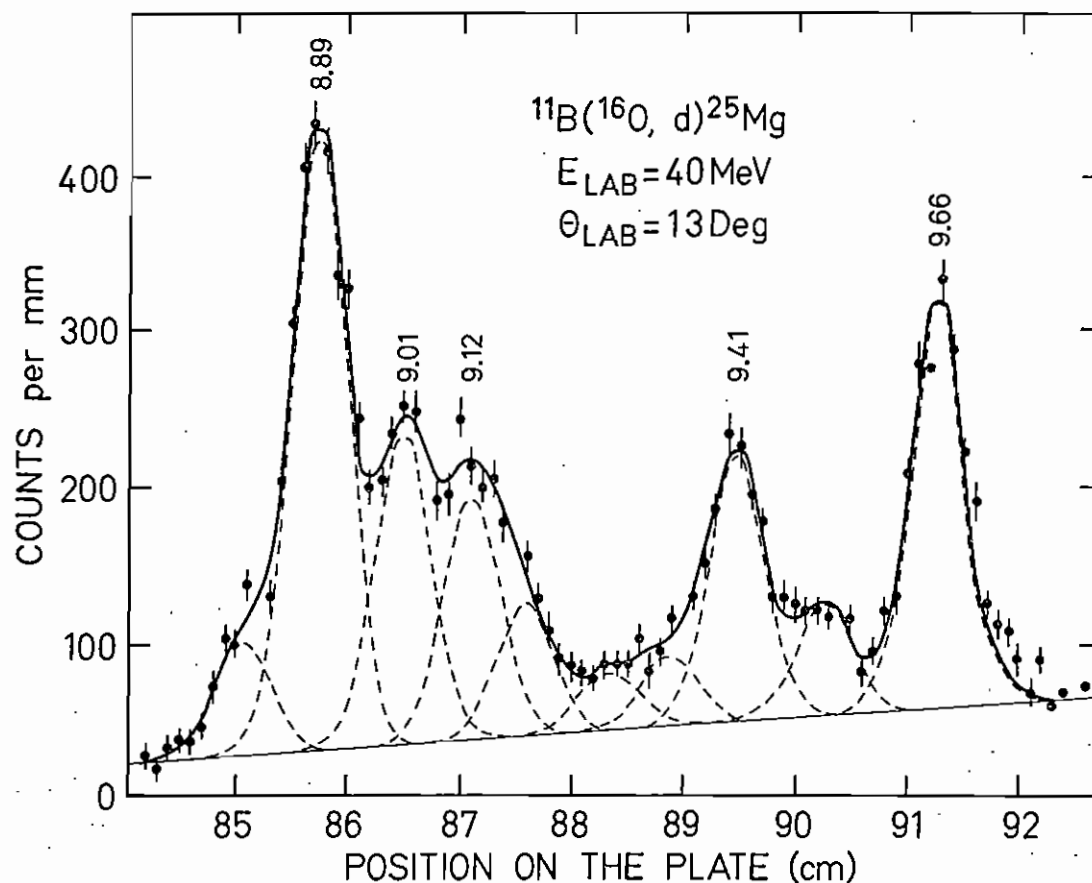


Figura 23 - Ajuste de picos típico para a reação $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{25}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 40 \text{ MeV}$ obtido com o programa JASPER.

V.3.2 - Resultados

Os resultados apresentados neste trabalho se enquadram num programa mais amplo de investigação de estados com spins elevados e linhas de yrast, em núcleos leves ($A < 30$).

Dentre os núcleos leves, o $^{20}\text{Ne}^{9,29}$, o $^{24}\text{Mg}^{8,52-56}$ e o $^{28}\text{Si}^{28,29,41}$ são os mais investigados e conhecidos.

No caso particular do ^{24}Mg , foram identificadas bandas rotacionais até o estado 9^- na energia de excitação $E^* = 16.55\text{MeV}$. A maior parte das informações sobre esse núcleo provém de estudos de correlações angulares α - α e α - α - γ , limitadas a uma certa energia de excitação devido ao limiar de emissão de partícula. Em energias de excitação muito mais elevadas observaram-se ressonâncias atribuídas a estados quase-moleculares no sistema $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, até spin $I = 18^+$. A fig. 24 resume a situação e mostra claramente a inexistência de informações na região $15 < E^* < 30\text{ MeV}$.

O esquema de momento angular rasante para essa reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 60\text{ MeV}$ (fig. 24), mostra que ela se presta à investigação espectroscópica nessa região de energia. O ajuste das distribuições angulares para estados com spins elevados (elevados comparados ao spin de yrast) é resumido nas figuras 25 a e b. Mas o resultados mais significativo é a localização do estado de yrast de spin 10^+ na energia de 20.26 MeV de excitação. O melhor ajuste de χ^2 para a distribuição angular correspondente a esse estado verificou-se para um dublete $10^+ + 5^-$ (fig. 26). Também foi efetuado um ajuste da forma das distribuições angulares dos estados de spin elevado (fig. 27), o que veio a reforçar os resultados obtidos com o ajuste da magnitude das seções de choque.

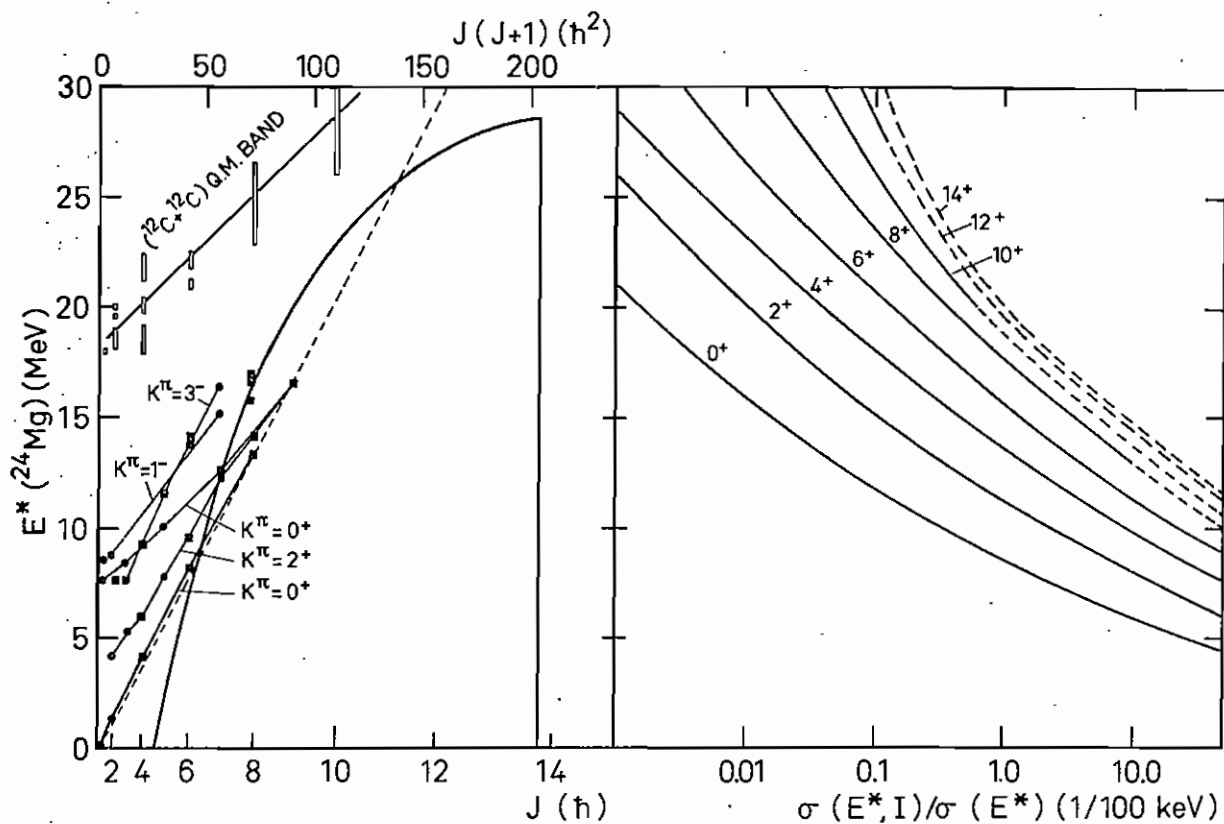


Figura 24 - Bandas rotacionais e estados identificados no ^{24}Mg .
 A linha pontilhada corresponde à linha de yrast de um rotor rígido calculado com $r_0 = 1.25$ fm. A linha sobre a banda quase molecular $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ serve unicamente de guia. A parábola corresponde ao E.M.A.R. calculado para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, d)^{24}\text{Mg}$, $E_{\text{Lab}} = 60$ MeV.

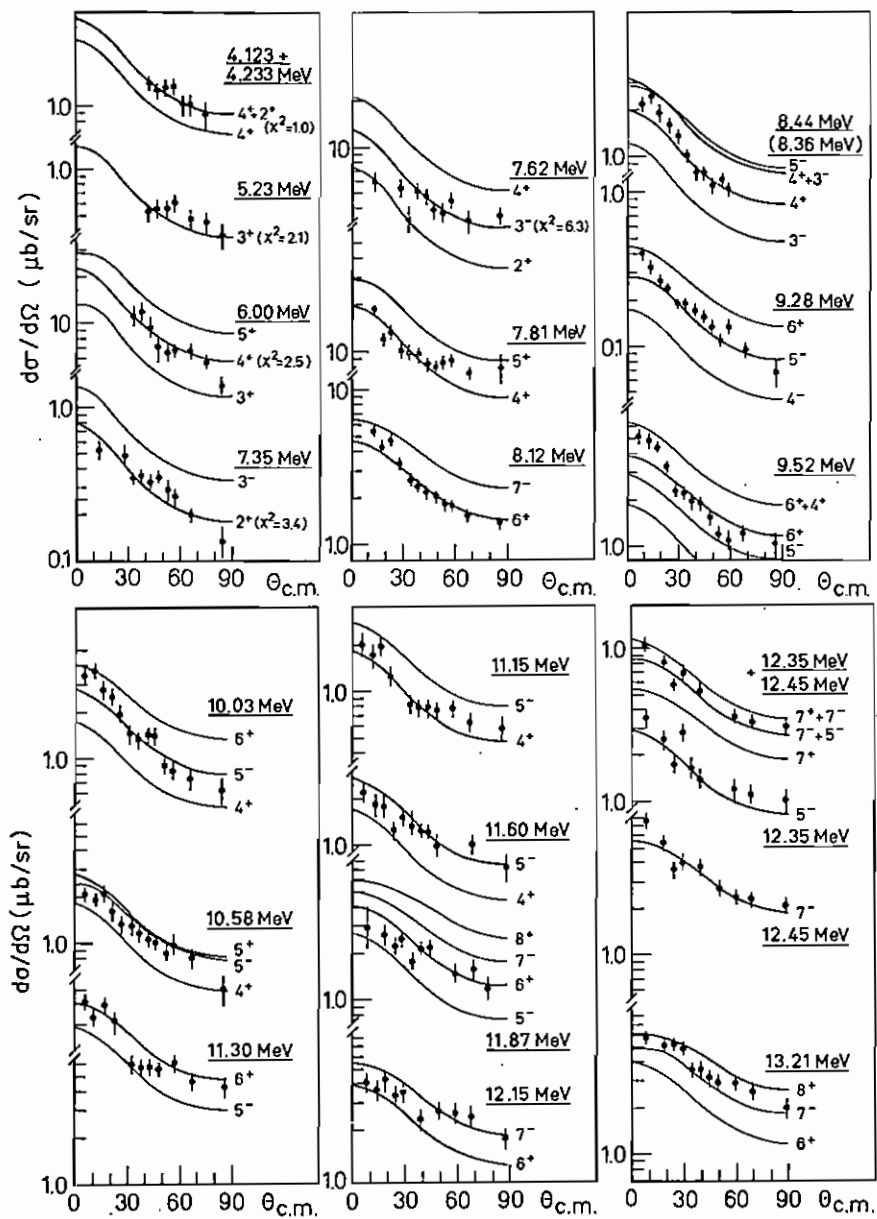


Figura 25a - Distribuições angulares experimentais e ajustes baseados no modelo estatístico. Os valores de spin sublinhados eram conhecidos previamente.

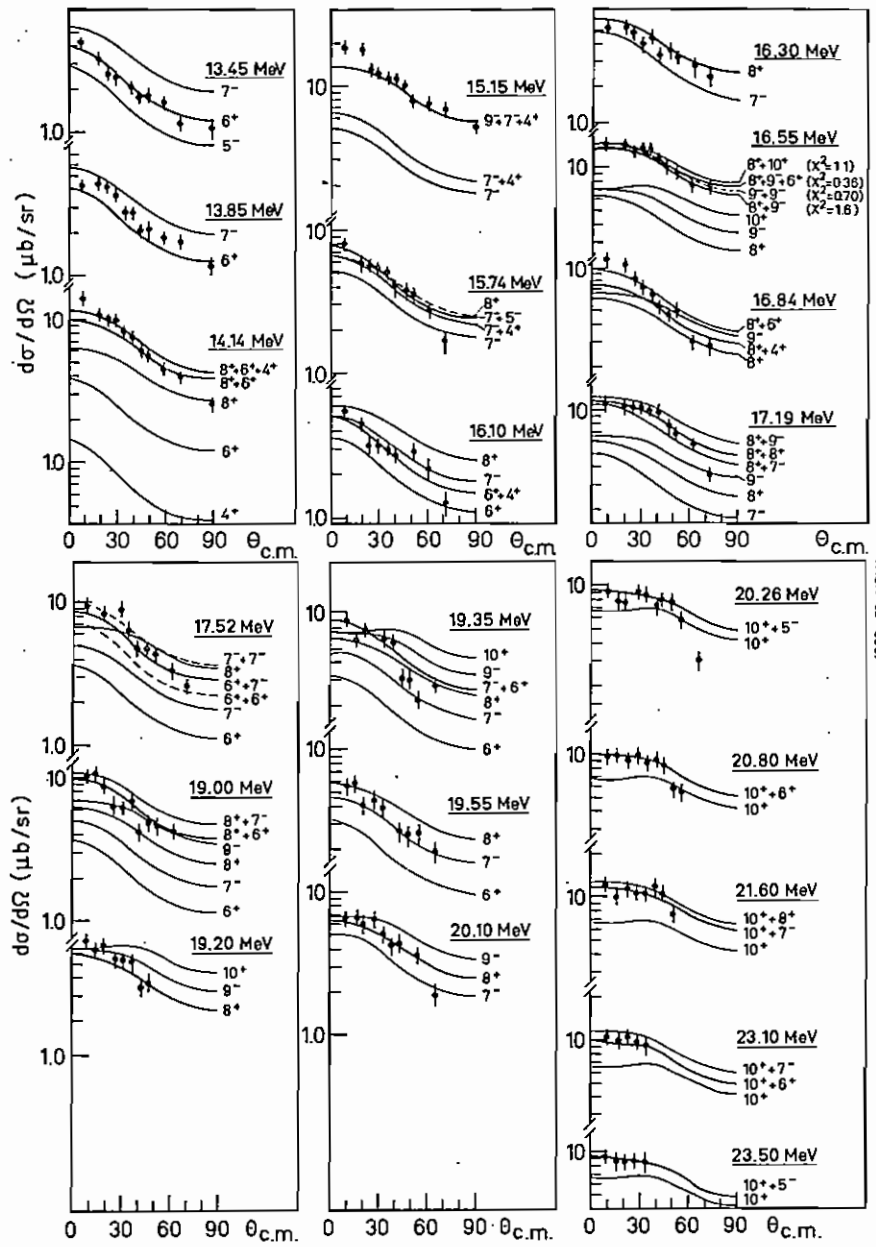


Figura 25b - Mesmo que figura 25a.

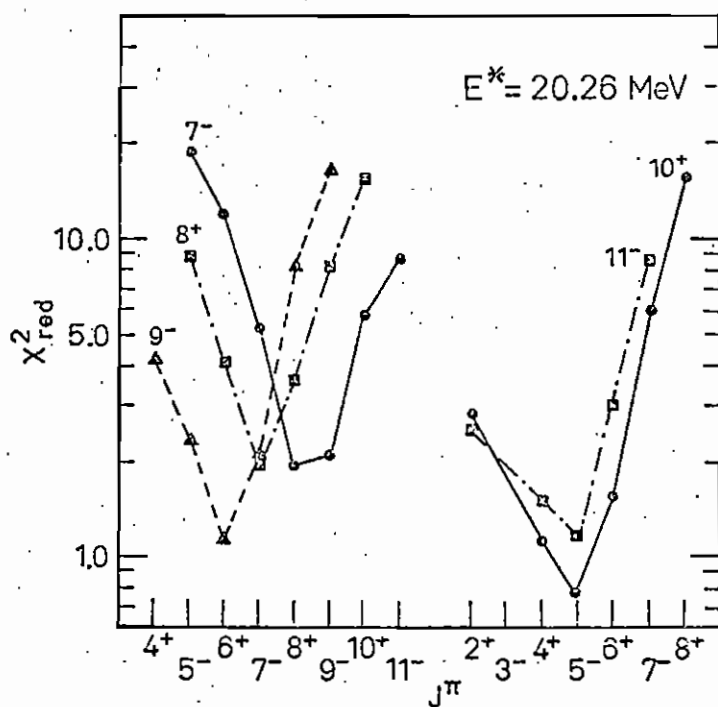


Figura 26 - Ajuste χ^2 da magnitude da seção de choque do estado $E^* = 20.26$ MeV para o caso de um dubleto.

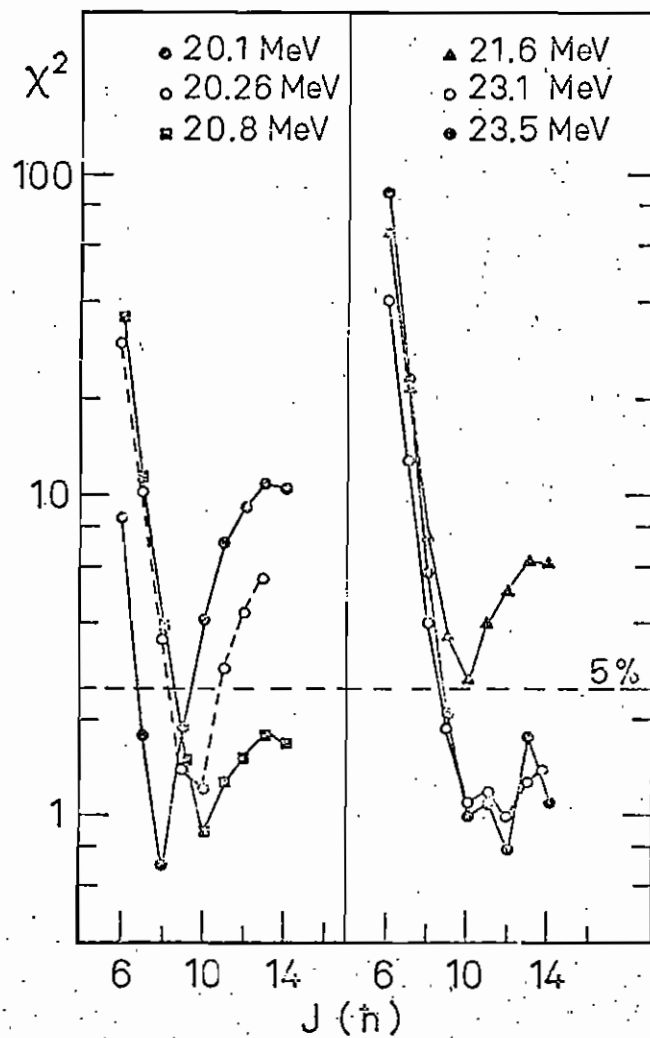


Figura 27 - Ajuste χ^2 da forma das distribuições angulares para estados em $E^* = 20.1$ MeV, 20.26 MeV, 20.8 MeV, 21.6 MeV, 23.1 MeV e 23.5 MeV de excitação

Com a identificação do estado de energia $E^* = 20.26$ MeV como sendo o estado de yrast 10^+ e atribuindo à banda rotacional $K = 0^+$ (baseada no estado fundamental do ^{24}Mg), a linha de yrast, com base no modelo do rotor rígido com $r_0 = 1.25$ fm, está de acordo com os valores experimentais até uma energia da ordem de 20 MeV (fig. 24). Aqui não se observa, então, o efeito de "backbending" da linha de yrast, como ocorre com o $^{20}\text{Ne}^{9,29}$ (fig. 31). O momento de inércia permanece praticamente constante até o estado 10^+ .

Cálculos baseados no modelo da gota líquida de Strutinsky, modificado para levar em conta efeitos de camada (fig. 32), prevêem modificações da forma do núcleo em torno dos valores de $I = 8 - 12$. Esse fato foi observado unicamente no ^{20}Ne entre os estados de yrast $I = 6 - 8$.

Esse caso isolado de "backbending" em núcleos leves (^{20}Ne) motivou a investigação da linha de yrast do ^{22}Ne por intermédio da reação $^{11}\text{B}(^{13}\text{C},d)^{22}\text{Ne}$. O núcleo ^{22}Ne , localizado entre o ^{20}Ne e o ^{24}Mg , é um dos núcleos leves mais deformados. Sua linha de yrast está claramente identificada até o estado 6^+ em 6.30 MeV de excitação^{10,58)} e existe um candidato para o estado de yrast 8^+ na energia de excitação de 11 MeV.¹⁰⁾

Com o objetivo principal de observar os estados de yrast 8^+ e 10^+ no ^{22}Ne (fig. 28), foi efetuada a reação $^{11}\text{B}(^{13}\text{C},d)^{22}\text{Ne}$ com $E_{\text{Lab}} = 41.4$ MeV. Um espectro típico é mostrado na fig. 29. O ajuste simultâneo das distribuições angulares relativas aos estados de spin conhecido permitiu determinar o momento angular crítico para o canal de entrada (fig. 30a), assim como um parâmetro médio de densidade de nível. O método empregado é o descrito no item V.1. Independentemente do parâmetro de densidade de nível a , foi obtido o valor $J_{\text{max}} = 12$. Esse valor se mantém para variações de a de: $A/9.5 < a < A/5.3$.

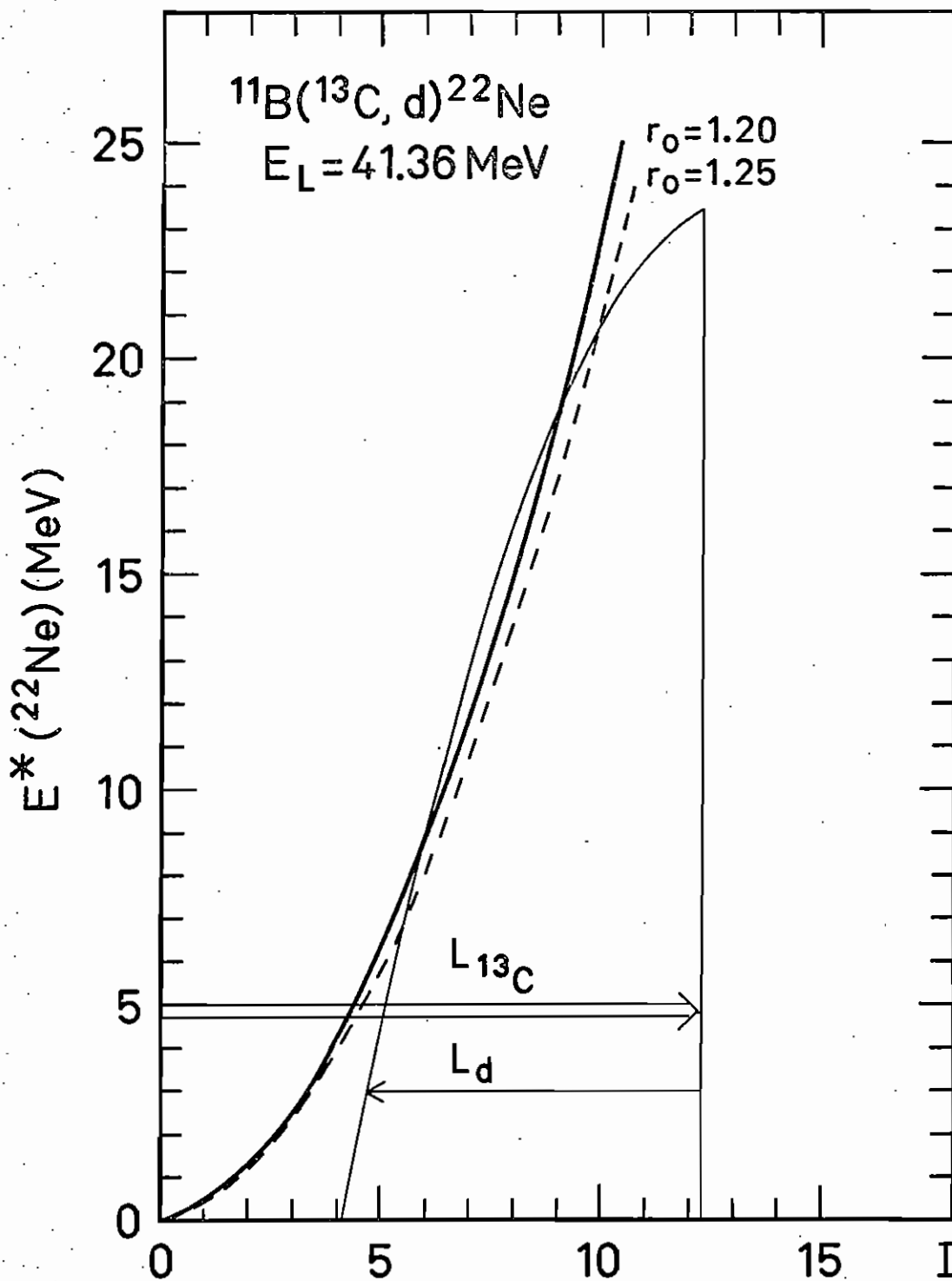


Figura 28 - Esquema de momento angular rasante para a reação $^{11}\text{B}(^{13}\text{C}, d)^{22}\text{Ne}$, $E_{\text{Lab}} = 41.36 \text{ MeV}$.

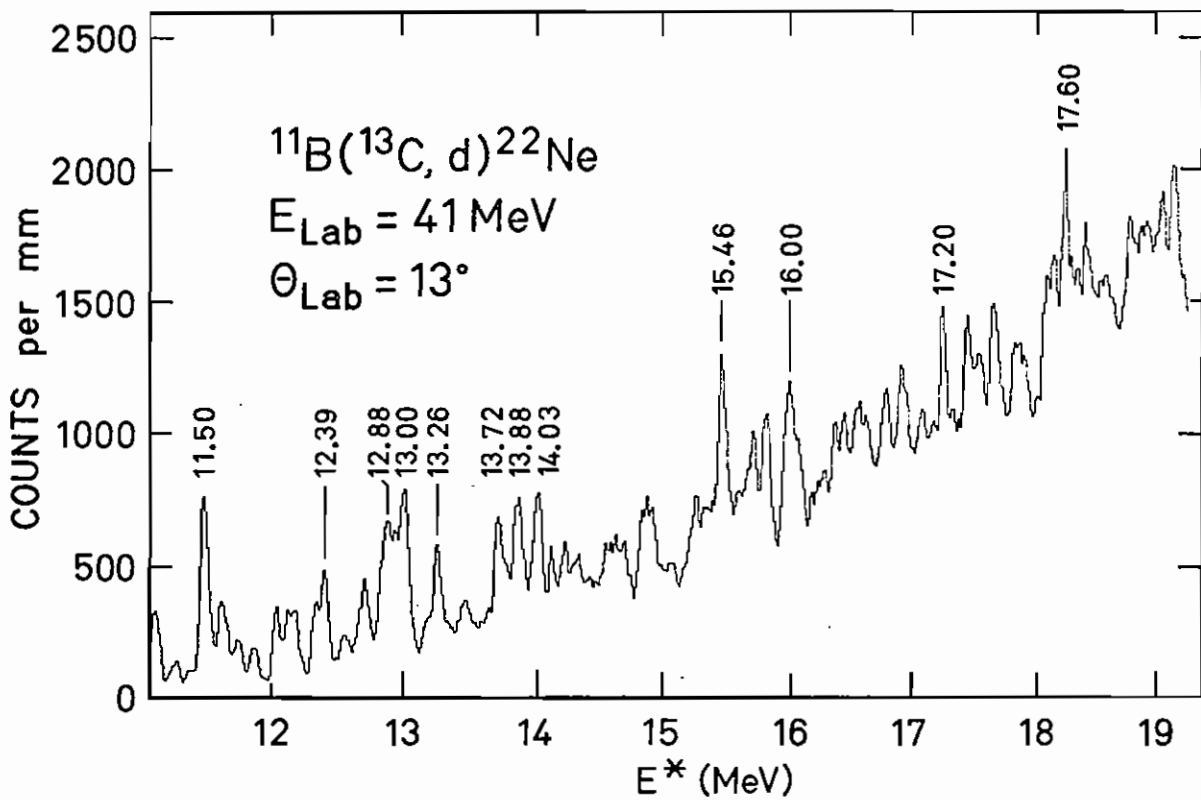
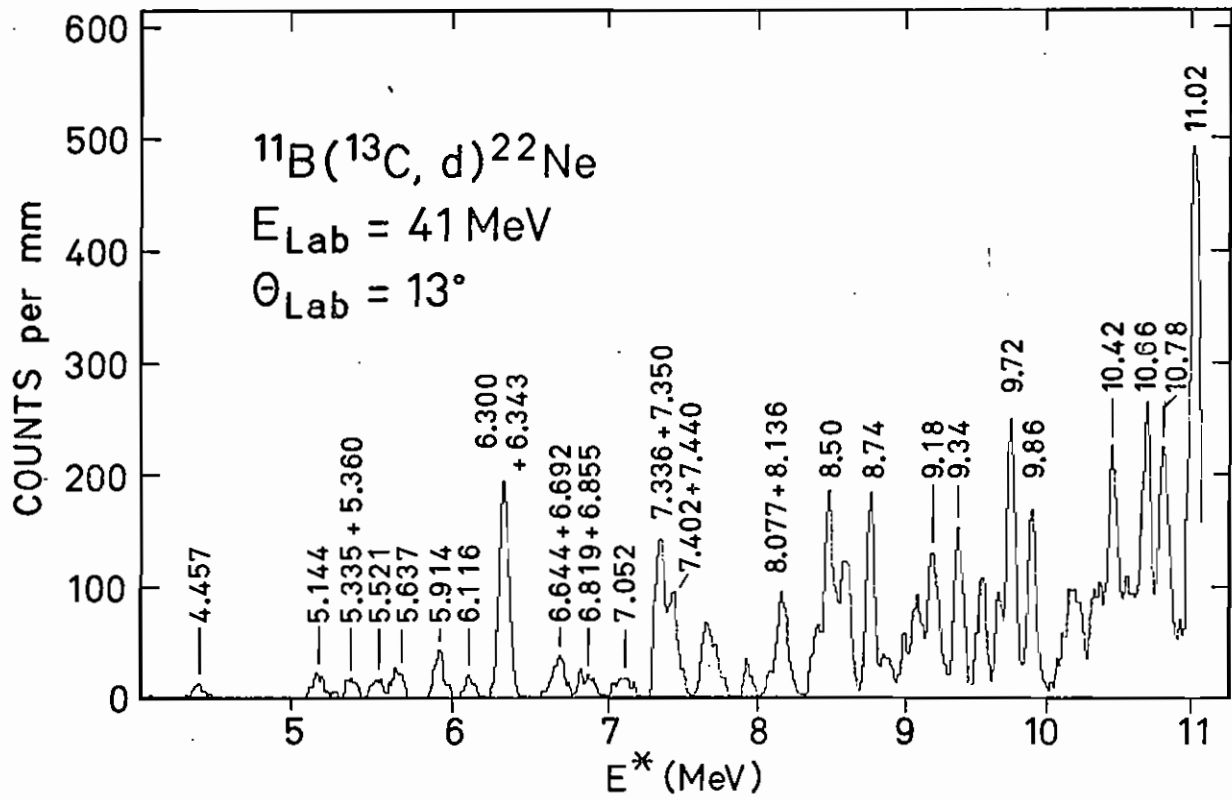


Figura 29 - Espectro típico da reação $^{11}\text{B}(^{13}\text{C}, d)^{22}\text{Ne}$, $E_{\text{Lab}} = 42.36 \text{ MeV}$.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

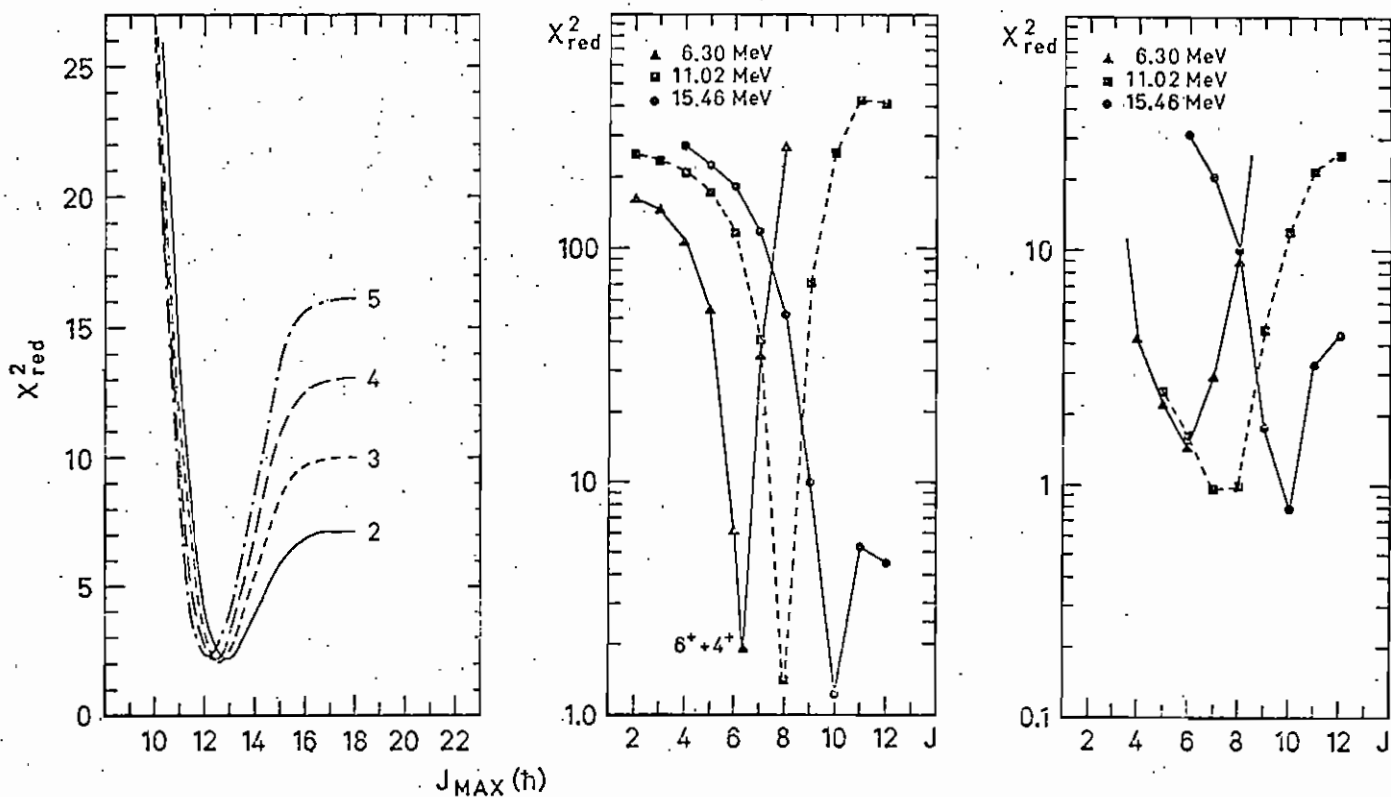


Figura 30 - Valores de χ^2 referentes a ajustes: a) de distribuições angulares de estados de spin conhecido em função de J_{max} . Os valores de densidade de nível utilizados são $a_2 = A/8$, $a_3 = A/7.4$, $a_4 = A/6.9$, $a_5 = A/6.45$; b) da magnitude das distribuições angulares em função do spin do estado final (para os estados de yrast); c) da forma das distribuições angulares em função do spin do estado final.

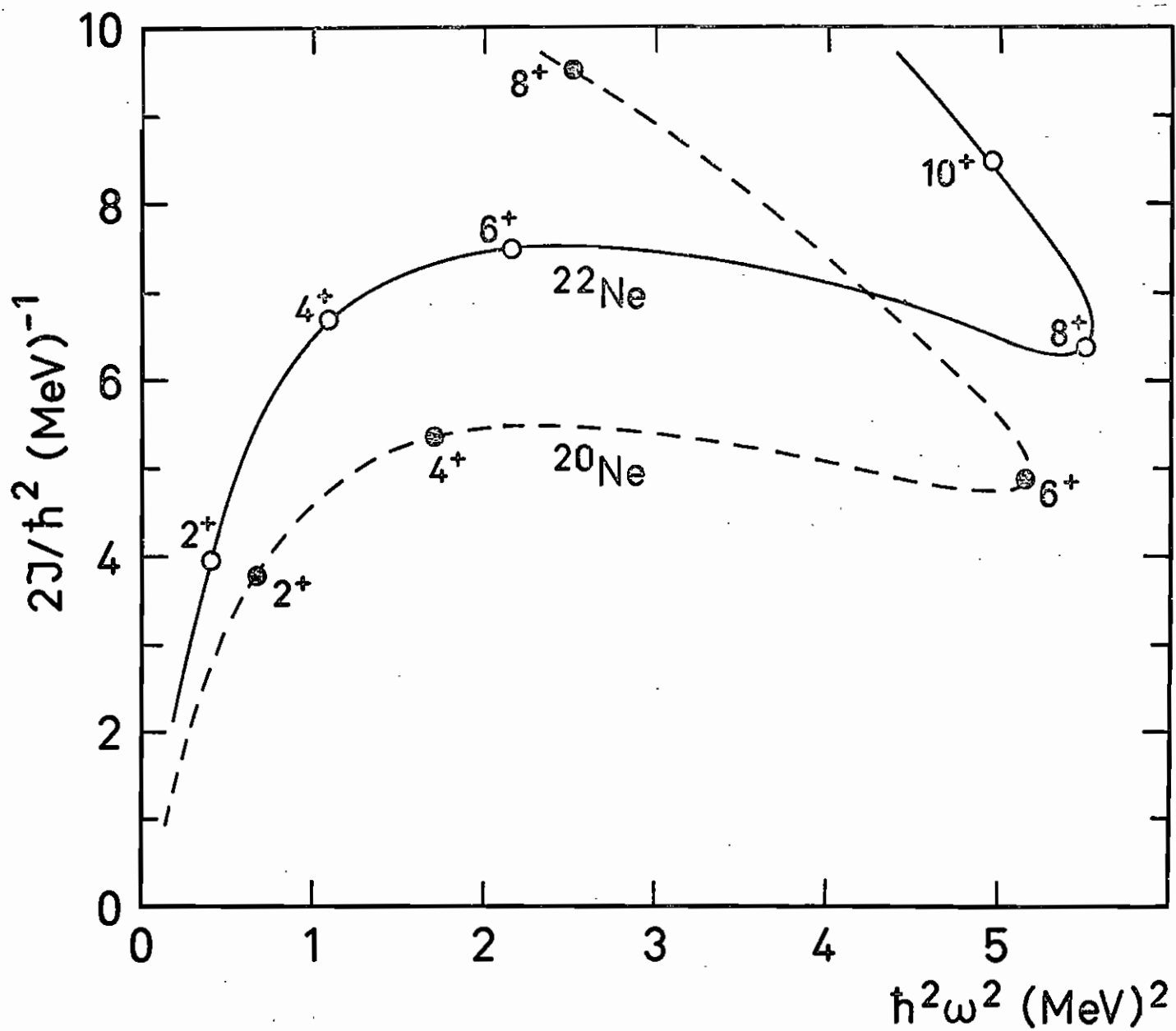


Figura 31 - Momento de inércia efetivo do $^{20,22}\text{Ne}$ em função da frequência efetiva de rotação.

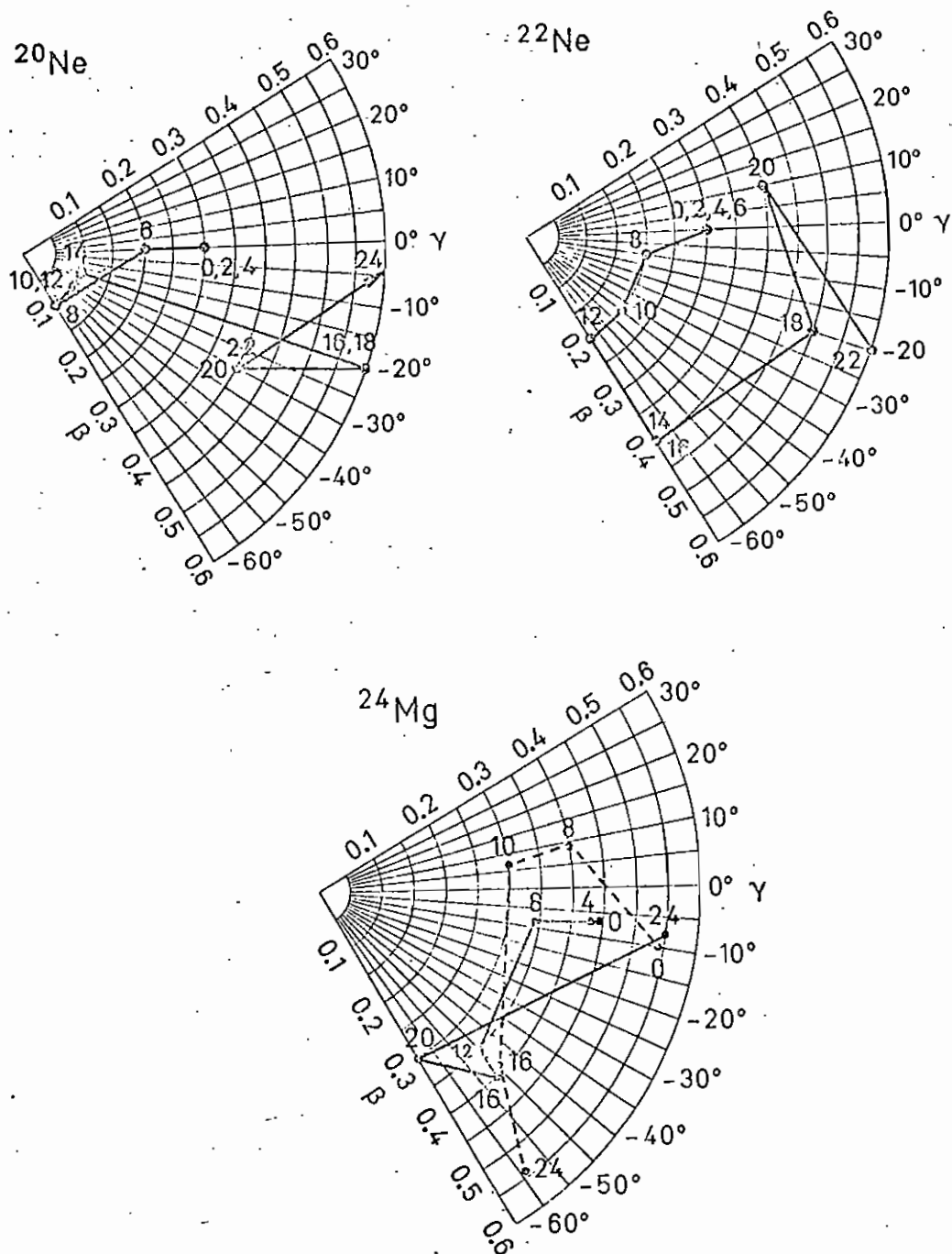


Figura 32 - Trajetórias no plano β - γ de energia de deformação para estados de yrast no $^{20,22}\text{Ne}$ e ^{24}Mg . Os cálculos foram efetuados usando o modelo de Strutinsky.

Cálculos baseados no modelo de Strutinsky^{22,38)} (fig. 32) justificam a ocorrência do "backbending" assim como sua ocorrência no ^{22}Ne , duas unidades de spin acima em relação ao ^{20}Ne . O estado 6^+ apresenta uma deformação β menor no ^{20}Ne . Isto está relacionado com o fato de o ^{22}Ne atingir a forma oblata ($\alpha = -60^\circ$), para valores mais elevados de spin.

Por outro lado, a superfície da energia de deformação apresenta um mínimo profundo em relação a β , para $I = 14$, indicando nitidamente uma resistência à alongação, enquanto que, em relação à variável γ , a superfície da energia de deformação mostra mínimos suaves, em contraste com o caso de rotores pesados, o que justificaria a dificuldade experimental em definir bandas rotacionais no ^{22}Ne .

VI - CONCLUSÕES

A investigação de estados de spin elevado em núcleos leves pode ser abordada por intermédio de reações diretas com transferência de núcleons, selecionando certas configurações de estados de spins elevados como no caso da reação $^{16}\text{O}(^{15}\text{N}, ^{10}\text{B})^{20}\text{Ne}^{57)$. Entretanto, esse método não pode ser sempre aplicado.

Diversos métodos de espectroscopia γ foram desenvolvidos utilizando reações com íons pesados, seletivas para spin elevado. A técnica convencional de correlação é utilizada na determinação de spin de estados populados seletivamente em reações nas quais o núcleo residual de interesse decai por emissão α ou γ para o estado fundamental de um núcleo final, por exemplo, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1)^{20}\text{Ne}^* (\alpha_2)^{16}\text{O}$ ou

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}^*(\gamma)^{20}\text{Ne}$. Acontece, porém, que acima de um certo valor de energia de excitação com que o núcleo de interesse é populado (≈ 5 a 7 MeV), este não decai mais por emissão α ou γ para um estado final de spin nulo. Isso dificulta e limita a aplicação do método (método II de Litherland e Ferguson).

Há, ainda, a possibilidade da utilização das correlações triplas na determinação de spin de estados que decaem por emissão α em estados de spin não nulo que, por sua vez, decaem para um estado final de spin zero por emissão γ ⁹⁾, ou seja, correlações α_1 - α_2 - γ , onde α_1 é detectado em zero grau em relação à direção do feixe. Esse procedimento foi extensamente utilizado na investigação das bandas rotacionais no ^{20}Ne por intermédio de reações como $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha_1)^{24}\text{Mg}^*(\alpha_2)^{20}\text{Ne}^*(\gamma)^{20}\text{Ne}$.

As limitações desse método são a baixa eficiência das coincidências triplas e a quase impossibilidade em empregá-lo para energias de excitação acima de 15 MeV no núcleo de interesse. Essa impossibilidade se deve essencialmente à alta densidade de níveis, ao fato de que o decaimento γ pode não mais ser o preferencial para um estado de spin nulo e, principalmente, ao limiar para decaimento por emissão de partícula, que canalizaria a maior parte do fluxo.

Cálculos para avaliar o esquema de decaimento sucessivo foram efetuados para a reação $^{10}\text{B}(^{16}\text{O},d)^{24}\text{Mg}^*(\alpha^*)^{20}\text{Ne}$ pelo programa CASCADE⁴⁹⁾, que calcula o fluxo de evaporação de um núcleo composto. A fig. 33 esquematiza os resultados: as curvas de nível superiores indicam o fluxo para formação do ^{24}Mg , a linha $\Gamma_\gamma = 1\%$ representa o limiar para emissão de partícula (acima desta linha, a probabilidade de decaimento por emissão γ é praticamente nula). O ^{24}Mg

decai por emissão α para o ^{20}Ne populado na região $E^* \approx 7 \text{ MeV}$, $I \approx 4$. Este cálculo espelha bem a impraticabilidade de espectroscopia γ para estados de spin elevado altamente excitados.

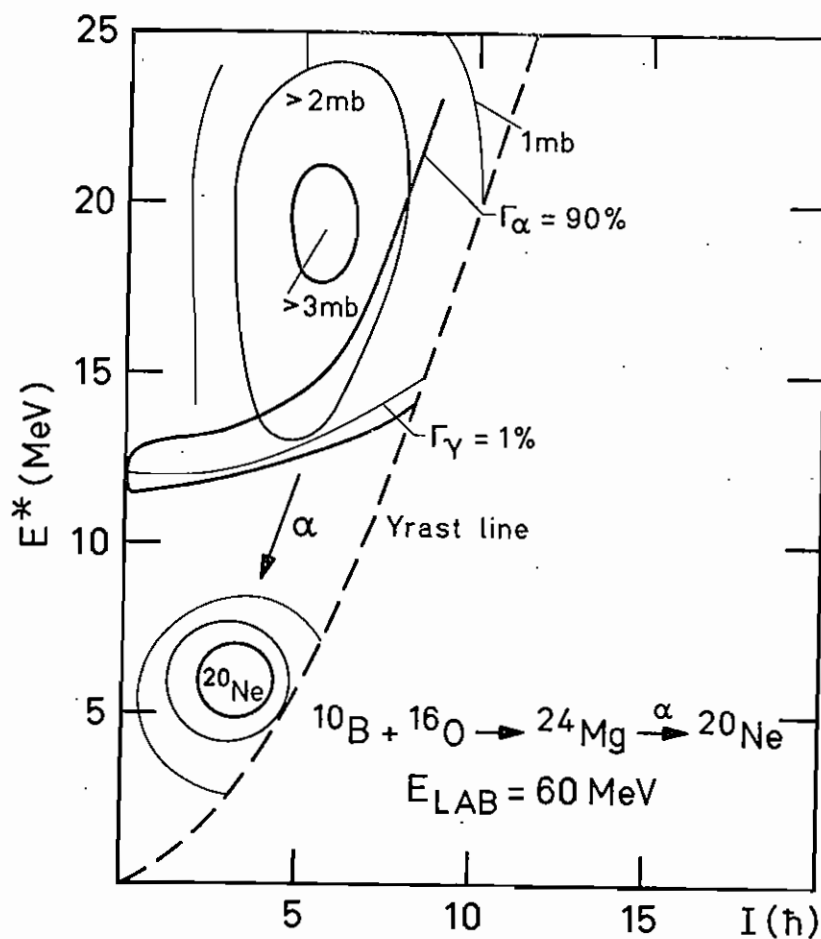


Figura 33 - Esquema do decaimento sucessivo do ^{26}Al , formado pela reação $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$, ilustrando o limite para espectroscopia γ .

Para núcleos mais pesados $A > 40$, o momento de inércia é maior, a inclinação da linha de yrast diminui e a cascata γ de decaimento se torna preferencial, estendendo-se a regiões de energia e spin mais elevados. Por outro lado, a densidade de níveis aumenta exponencialmente, assim como o número de canais de saída, anulando a seletividade dos espectros de partícula e tornando a espectroscopia γ a ferramenta principal para a investigação de estados de spin elevado nessa região de massa.

Esse tipo de reação (HI, x, y, z, γ) pode também apresentar seletividade para spins elevados quando:

a) a população primária no plano (E^*, I) dos resíduos da evaporação sucessiva de partículas tem grande superposição com a cascata γ de de-excitação;

b) a cascata de decaimento se processa pela linha de yrast, por valores de spin superiores aos spins dos níveis de interesse. Nesse caso, é obtido um máximo de seletividade e um mínimo de alimentação lateral. Neste caso, a população primária deve ser concentrada na parte superior direita do plano (E^*, I) e da cascata γ (fig. 34).

A técnica de medida de multiplicidade γ foi aplicada inicialmente em núcleos pesados ($A \approx 150$) na investigação de estados discretos na linha de yrast até o limite da cascata γ e, atualmente, é utilizada em regiões de núcleos mais leves. A detecção dos γ em todo o espaço ($\Delta\Omega \sim 4\pi$) permite a identificação da região de população que varia em função da energia de bombardeamento, descrevendo uma trajetória paralela à linha de yrast e fornecendo dessa maneira informações sobre o momento de inércia e, indiretamente, sobre a linha de yrast.

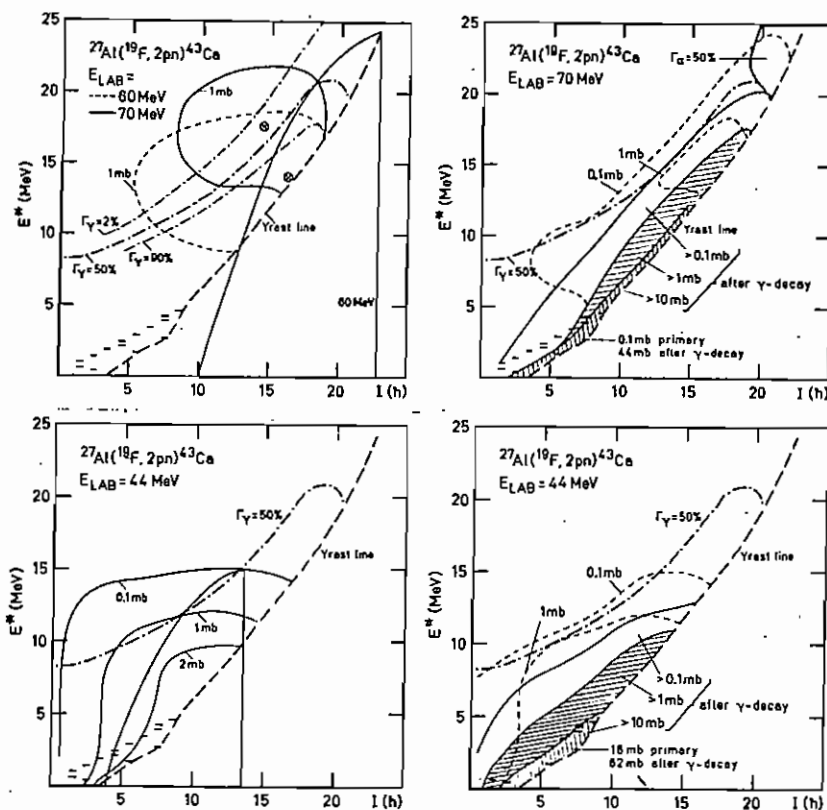


Figura 34 - O aumento de seletividade para estados de spin elevado no ^{43}Ca , por exemplo, fica caracterizado quando a energia de bombardeamento é aumentada de 40 MeV para 70 MeV.

A investigação dos produtos de evaporação de um núcleo composto formado em reações induzidas por íons pesados pode fornecer, também, informações importantes sobre o núcleo composto. De acordo com o modelo estatístico, na ref. 59, a largura de coerência Γ foi relacionada à energia de excitação de um núcleo composto, permitindo extrair o parâmetro de spin "cutoff" (σ) e, indiretamente, o momento de inércia do núcleo composto altamente excitado ($E^* \geq 30$ MeV).

Apesar dessa determinação do parâmetro de spin "cutoff" não ser dependente da densidade de nível, ela mostra uma pequena sensibilidade em relação ao momento de inércia.

Algumas características do espectro contínuo de produtos de evaporação refletem também os efeitos de alinhamento do núcleo residual. A análise das distribuições angulares $d^2\sigma/dE^*d\Omega$ mostra que a anisotropia do contínuo varia com a energia de excitação. O spin médio do contínuo aumenta com a energia de excitação do núcleo residual. Em altas energias de excitação ($E^* \geq 20$ MeV) ele pode atingir valores superiores a $6\hbar$. Este fato justifica uma anisotropia menor das distribuições angulares do contínuo ($d^2\sigma/d\Omega dE^*$) quanto maior a energia de excitação e pode ser utilizado para determinação do momento angular crítico do núcleo composto.

Em resumo, podemos observar que o estudo de estados de spin elevado, em núcleos leves fortemente excitados, é grandemente dificultada por problemas experimentais. Na região $A < 30$, o uso das partículas, como produto de reações induzidas por íons pesados e seletivas para spins elevados, para espectroscopia desses estados de spin elevado, parece ser o método mais eficiente. A atribuição do spin é baseada no modelo estatístico. As incertezas são introduzidas principalmente pela alta densidade de níveis e consequente dificuldade na definição do fundo. A variação da forma das distribuições angulares e efeitos do momento angular crítico constituem um método alternativo para estender a aplicabilidade dessas reações na espectroscopia de núcleos leves em energias de excitação de 25 a 30 MeV.

REFERÊNCIAS

1. R.G. Stokstad - Proc. Conf. Reactions between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, 1974, p. 327.
2. S. Cohen, F. Plasil e W.J. Swiatecki - Ann. of Phys. 82 (1974) 557.
3. H. Chandra e U. Mosel - Phys. Lett. 64B (1976) 373 e Nucl. Phys. A298 (1978) 151.
4. G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski e Z. Szymanski - Nucl. Phys. A268 (1976) 205.
5. A. Szanto de Toledo, M. Schrader, G. Rosner, E.M. Szanto e H.V. Klapdor - Phys. Lett. 78B (1978) 58.
6. A. Szanto de Toledo, M. Schrader, E.M. Szanto e H.V. Klapdor - Phys. Rev. C19 (1979) 555.
7. M. Schrader, A. Szanto de Toledo e H.V. Klapdor - Z. Phys. A289 (1979) 193.
8. A. Szanto de Toledo, M. Schrader, E.M. Szanto, G. Rosner e H.V. Klapdor - Nucl. Phys. A (1979) in press.
9. L.K. Fifield, R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth e J.W. Noé - Phys. Rev. C8 (1973) 2203 e 2217.
10. C. Broude, W.G. Davies, J.S. Forster e G.C. Ball - Phys. Rev. C13 (1976) 953.
11. J.R. Grover e J. Gilat - Phys. Rev. 157 (1976) 802.
12. O. Tanimura - INS Report 302, Out. 1977.
13. T.M. Cormier, J. Applegate, G.M. Berkowitz, P. Braun-Munzinger, P.M. Cormier, J.W. Harris, C.M. Jachcinski e L.L. Lee, Jr. - Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 940 e

- T.M. Cormier, C.M. Jachcinski, G.M. Berkowitz, P. Braun-Munzinger, P.M. Cormier, M. Gai, J.W. Harris, J. Barrette e H.E. Wegner - Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 924.
14. J. Wilczynski - Nucl. Phys. A216 (1973) 386.
 15. R. Bass - Phys. Lett. 47B (1973) 139, Nucl. Phys. A231 (1974) 45 e Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 265.
 16. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort e X. Tarrago - Phys. Rev. C9 (1974) 1018.
 17. D. Glas e U. Mosel - Phys. Rev. C10 (1974) 2620 e
D. Glas e U. Mosel - Nucl. Phys. A237 (1975) 429.
 18. Y. Akiyama, A. Arima e T. Sebe - Nucl. Phys. A138 (1969) 273 e
A. Arima, M. Sakakura e T. Sebe - Nucl. Phys. A170 (1971) 273.
 19. A. Watt, D. Kelvin e R.R. Whitehead - Phys. Lett. 63B (1976) 385 e
R.R. Whitehead, A. Watt, B.J. Cole e I. Morrison -
Advances in Nucl. Phys. 9 (1977) 123.
 20. B.M. Preedom e B.H. Wildenthal - Phys. Rev. C6 (1972) 1633.
 21. K. Neegard, V.V. Pashkevich e S. Frauendorf - Nucl. Phys. A262 (1976) 61.
 22. D. Glas e U. Mosel - Phys. Lett. 78B (1978) 9 e
U. Mosel - Int. Conf. Nuclear Interactions, Canberra, Austrália (1978), Proceedings a serem publicados em
Lecture Notes in Physics, Springer.
 23. R.G. Stokstad, R.A. Dayras, J. Gomez del Campo, P.H. Stelson, C. Olmer e M.S. Zisman - Phys. Lett. 70B (1977) 289 e

- R.G. Stokstad, J. Gomez del Campo, J.A. Biggerstaff, A.H. Snell e P.H. Stelson - Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1529.
24. E. Almqvist, D.A. Bromley, J.A. Kuehner e B. Whalen - Phys. Rev. 130 (1963) 1140.
25. W. Galster, W. Treu, P. Duck, H. Fröhlich e H. Voit - Phys. Rev. C15 (1977) 950.
26. K.A. Erb, R.R. Betts, D.L. Hanson, M.W. Sachs, R.L. White, P.P. Tung e D.A. Bromley - Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 670.
27. N.R. Fletcher, J.D. Fox, G.J. KeKelis, G.R. Morgan e G.A. Norton - Phys. Rev. C13 (1976) 1173.
28. H. Feshbach - J. de Physique 37 (1976) C5.
29. D.A. Bromley - Nucl. Instr. Meth. 146 (1977) 1.
30. N. Marquardt, W. Hoppe e D. Siegel - Phys. Rev. C16 (1977) 2291.
31. P. Dück, H. Fröhlich, W. Galster, W. Treu e H. Voit - Phys. Rev. C18 (1978) 290.
32. L.R. Greenwood, K. Katori, R.E. Malmin, T.H. Braid, J.C. Stoltzfus e R.H. Siemssen - Phys. Rev. C6 (1972) 2112.
33. A.J. Lazzarini, E.R. Cosman, A. Sperduto, S.G. Steadman, W. Thoms e G.R. Young - Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1426.
34. S.A. Wender, C.R. Gould, D.R. Tilley, D.G. Rickel e R.W. Zurmühle - Phys. Rev. C17 (1978) 1365.
35. J.L.C. Ford, Jr., J. Gomez del Campo, R.L. Robinson, P.H. Stelson e S.T. Thornton - Nucl. Phys. A226 (1974) 189.

36. R. Middeltõn, R.R. Betts, H.T. Fortune e R.G. Stockstad - Phys. Rev. C19 (1979) 100.
37. A. Szanto de Toledo, E.M. Szanto, G. Rosner e H.V. Klapdor - M.P.I. Jahresbericht 1977, 73 e a ser publicado.
38. E.M. Szanto, A. Szanto de Toledo, H.V. Klapdor, M. Diebel, J. Fleckner e U. Mosel - Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 622.
39. 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 e 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.
40. 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.
41. D.K. Scott - Notas de Física, Vol. 1, nº 5 (1978), Universidade do México.
42. T. Ericson - Ann. Phys. 23 (1963) 390 e T. Ericson e T. Mayer-Kuckuk - Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 183.
43. T.D. Thomas - Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343.
44. A. Gilbert e A.G.W. Cameron - Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
45. U. Facchini e E. Saetta-Menichella - Energia Nucleare 15 (1968) 54.

46. R.G. Stokstad - Computer Code STATIS (1975).
47. K.A. Eberhard, P. von Brentano, M. Böhming e R.O. Stephen - Nucl. Phys. A125 (1969) 673.
48. M. Schrader - Annual Report M.P.I. Heidelberg (1977) 41.
49. F. Pühlhofer - Nucl. Phys. A280 (1977) 267.
50. R.G. Stokstad, M.N. Namboodiri, E.T. Chulick, J.B. Natowitz e D.H. Hanson - Phys. Rev. C16 (1977) 2249.
51. As reações $^{11}\text{B}(^{13}\text{C},d)^{22}\text{Ne}$ e $^{13}\text{C}(^{11}\text{B},d)^{22}\text{Ne}$ fazem parte do trabalho de doutoramento de E.M. Szanto.
52. R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth, L.K. Fifield e J.W. Noé - Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 795.
53. D.P. Balamuth, J.E. Holden, J.W. Noé e R.W. Zurmühle - Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1271.
54. D. Branford, N. Gardner e I.F. Wright - Phys. Lett. 36B (1971) 456 e D. Branford, M.J. Spooner e I.F. Wright - Particles and Nuclei 4 (1972) 231.
55. D. Branford, A.C. McGough e I.F. Wright - Nucl. Phys. A241 (1975) 349.
56. L.K. Fifield, M.J. Hurst, T.J.M. Symons, F. Watt e K.W. Allen - Phys. Lett. 69B (1977) 45.
57. K. Nagatani, C.W. Towsley, K.G. Nair, R. Hanus, M. Hamm e D. Strottman - Phys. Rev. C14 (1976) 2133.
58. L.K. Fifield, R.W. Zurmühle e D.P. Balamuth - Phys. Rev. C10 (1974) 1785 e L.K. Fifield, R.W. Zurmühle, D.P. Balamuth e S.L. Tabor - Phys. Rev. C13 (1976) 1515.
59. J. Gomez del Campo, J.L.C. Ford, Jr., R.L. Robinson, M.E. Ortiz, A. Dacal e E. Andrade - Nucl. Phys. A297 (1978) 125 e Nucl. Phys. A262 (1976) 125.