

INSTITUTO DE ENERGIA ATOMICA

VINCULADO À SECRETARIA DE CULTURA, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NUCLEAR
NO ^{117}Sn PELA TÉCNICA DA CORRE-
LAÇÃO ANGULAR

JOÃO BATISTA BORGES



Dissertação apresentada para
obtenção do Título de "Mestre
em Ciências" - Área de Con-
centração Tecnologia Nuclear.

Orientador: Dr. RAJENDRA N. SAXENA

SÃO PAULO - 1977

À minha mãe ,

D. Raimunda

A B S T R A C T

The directional correlation of gamma cascade (553-159) keV populated in ^{117}Sn through the β^- decay of ^{117}In has been measured. An automatic gamma spectrometer utilizing Ge(Li) and NaI(Tl) detectors was used to measure the angular correlation. The results are analysed in terms of the multipole mixing ratio for the 159 keV transition in ^{117}Sn . The results are:

$$A_{22} = -0.064 \pm 0.005, \quad A_{44} = 0.005 \pm 0.007$$

with $\delta(E2/M1)_{159\text{keV}} = 0.036 \pm 0.021$.

The life time of the 159 keV state has also been determined by using the plastic scintillator detectors, and utilizing the delayed gamma-gamma coincidence method the resulting value of the life time is $T_{1/2} = 273 \pm 15$ psec

Further measurements have been carried out to determine the nuclear g-factor of the 159 keV state utilizing the NaI(Tl) detectors and an external magnetic field of 25.5 kGauss. The method of "integral rotation with reverse field and constant angle" was utilized for the determination of the g-factor with the resulting value of

$$g(159 \text{ keV}) = +0.47 \pm 0.10$$

The experimental results are discussed in terms of single particle model and the pairing plus quadrupole model of Kisslinger and Sorensen.

A g r a d e c i m e n t o s

Expresso sinceramente minha gratidão a todas as pessoas que me ajudaram nos vários estágios deste trabalho. Em particular, desejo agradecer aos meus orientadores, Professores Fernando C. Zawislak e Rajendra H. Saxena. Ao primeiro manifesto aqui meu reconhecimento pela sua escolha segura dos pontos a serem estudados, e ao segundo, pelo seu auxílio na solução diária dos problemas inerentes à pesquisa. Aos dois, agradeço o proveitoso convívio destes dois últimos anos.

Aos meus amigos do Grupo de Correlação Angular, especialmente a Lucia C. Jahnke e Roberto da Silva, pela ajuda prestada na tomada e análise de dados e no preparo da dissertação.

Aos Professores Wayne A. Seale e Wayne B. Roney, que orientaram meus primeiros passos em pesquisa.

Aos colegas do Instituto de Energia Atômica, que contribuíram direta ou indiretamente na realização deste trabalho, em especial aos das Áreas de Física Nuclear, Operação e Manutenção do Reator, e Instrumentação e Eletrônica Nuclear.

A Comissão Nacional de Energia Nuclear e ao Governo do Estado de São Paulo, que através do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, financiaram a realização deste trabalho.

R E S U M O

Foi medida a correlação direcional da cascata γ - γ de (553-159) keV populada no ^{117}Sn através do decaimento β^- do ^{117}In . Um espectrômetro gama automático utilizando detectores Ge(Li) e NaI(Tl) foi usado para medir a correlação angular. Os resultados são:

$$A_{22} = -0,064 \pm 0,005, \quad A_{44} = 0,005 \pm 0,007$$

$$\text{com } \delta \left(\frac{E2}{M1} \right)_{159\text{keV}} = 0,036 \pm 0,021$$

A meia vida do nível de 159 keV foi também determinada usando detectores cintiladores plásticos e utilizando o método das "coincidências atrasadas γ - γ ". O valor resultante da meia vida é

$$T_{1/2} (159 \text{ keV}) = 275 \pm 15 \text{ pseg}$$

Outras medidas foram realizadas para determinar o fator g nuclear do nível de 159 keV, utilizando detectores de NaI(Tl) e um campo magnético externo de 25,5 kGauss. Foi usado o método da "rotação integral com campo reverso e ângulo constante" para a determinação do fator g, com o resultado:

$$g(159 \text{ keV}) = +0,47 \pm 0,10$$

Os resultados experimentais são discutidos em termos dos modelos de partículas simples, e de emparelhamento mais quadrupolo de Kisslinger e Sorensen.

INTRODUÇÃO	1
Capítulo I RESUMO TEÓRICO	5
I.1 Princípios Gerais da Correlação Angular	5
I.1.1 Introdução	5
I.1.2 Correlação Angular Direcional	8
I.1.3 Correlação Angular Perturbada	11
I.2 Probabilidades de transição gama	18
I.2.1 Introdução	18
I.2.2 Regras de Seleção e Probabilidade de Transição	19
Capítulo II ARRANJOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS	23
II.1 Arranjos Experimentais	23
II.1.1 Introdução	23
II.1.2 Detetores gama	24
II.1.3 Sistema eletrônico integral	26
II.1.4 Sistema eletrônico diferencial	28
II.1.5 Sistema do Eletroímã-Medida de fator g nuclear	30
II.2 Análise dos Dados	33
II.2.1 Correlação angular direcional	33
II.2.2 Meia Vida	35
II.2.3 Fator g	37
II.2.4 Testes do equipamento	38
Capítulo III ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NO ^{117}Sn	41
III.1 Introdução	41
III.2 Fontes Radioativas	42

	III.3	Correlação angular direcional, (553-159)keV	44
	III.4	Mistura multipolar da transição de 159 keV	49
	III.5	Meia Vida do Nível a 159 keV	54
	III.6	Fator g do Nível a 159 keV	56
Capítulo	IV	DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	60
	IV.1	Introdução	60
	IV.2	Modelo de Partícula Simples	61
	IV.3	Modelo de Emparelhamento mais Quadrupolo	64
	IV.4	Discussão dos Resultados Experimentais em Termos de Modelos	66
Capítulo	V	CONCLUSÕES	75
		REFERENCIAS	78

INTRODUÇÃO

A determinação de parâmetros nucleares contribui para um melhor conhecimento da estrutura dos núcleos e é um teste essencial aos vários formalismos teóricos. Além disso os resultados experimentais sugerem as linhas gerais dos futuros desenvolvimentos nos campos, tanto teóricos como experimentais.

A descrição teórica das propriedades nucleares é feita principalmente em termos de certos parâmetros característicos do núcleo atômico, como energias, spins e paridades, os momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico, entre outros. Conhecendo-se exatamente as funções de onda nucleares é possível calcular os parâmetros nucleares, entretanto no estágio atual do formalismo teórico nuclear, as funções de onda não são conhecidas com exatidão, impossibilitando o cálculo preciso das propriedades do núcleo.

As medidas experimentais fornecendo os parâmetros permitem uma interligação da teoria com a experiência, uma completando a outra, com o objetivo do entendimento do núcleo atômico.

O desenvolvimento da física nuclear experimental tem sido constante, adquirindo atualmente um razoável grau de complexidade. Um exemplo típico do aperfeiçoamento das técnicas experimentais é fornecido pela cor-

relação angular, baseada na medida de coincidências entre radiações nucleares sucessivas. Os métodos de medidas e o equipamento utilizado por esta técnica tiveram um grande desenvolvimento desde seu aparecimento em 1947. A comparação entre os detetores Geiger, utilizados então, e os detetores de Ge(Li) atuais, juntamente com os circuitos eletrônicos integrados, fornecem uma idéia do progresso obtido nos equipamentos utilizados.

Por estas razões a técnica da correlação angular ocupar hoje um lugar de destaque, não só na física nuclear, como também em outros campos da física. Através desta técnica podem ser determinados parâmetros nucleares como spins, paridades, meias vidas, momentos nucleares de níveis excitados, e outros.

São apresentados neste trabalho os resultados de medidas de parâmetros nucleares dos níveis de energia mais baixa do ^{117}Sn , obtidos através da correlação angular. O núcleo do $^{117}_{50}\text{Sn}_{67}$ é classificado como esférico, e devido a camada de prótons fechada num número mágico é bastante comparado com cálculos teóricos, dada a simplificação oferecida pela camada fechada.

No presente trabalho foram medidas a correlação angular da cascata γ - γ de (553-159) keV, a meia vida e o momento de dipolo magnético do nível a 159 keV. A correlação angular foi aqui medida pela primeira vez com espectrômetro de Ge(Li)-Na(Tl), e forneceu a mistura multipolar de transição de 159 keV.

Embora estes parâmetros já tivessem sido medidos por outros autores as discrepâncias entre os valores existentes justificam a sua redeterminação experimental. Quanto ao momento de dipolo magnético do nível de 159 keV, a presente medida forneceu um valor com precisão apreciavelmente melhor. A comparação do valor obtido anteriormente com os cálculos teóricos existentes era dificultada pelo grande erro da medida deste parâmetro.

A apresentação dos resultados obtidos é precedida por uma descrição sucinta da teoria envolvida e da técnica empregada. Assim, no primeiro capítulo são apresentados resumos sobre os tópicos: princípios gerais da correlação angular, correlação angular perturbada, probabilidades de transição e regras de seleção para transições gama. No segundo capítulo são descritos os arranjos experimentais utilizados, juntamente com os métodos empregados no tratamento dos dados. No terceiro capítulo são relatadas as experiências realizadas e os resultados finais dos parâmetros medidos. No quarto capítulo é efetuada uma discussão comparativa dos valores obtidos experimentalmente e as previsões dadas por modelos nucleares. Em seguida, no último capítulo, são apresentadas as conclusões e os comentários finais sobre o presente trabalho.

Na disposição gráfica utilizada, as expressões matemáticas são numeradas para cada capítulo, com o

número do capítulo, em algarismos romanos, precedendo o número de ordem. As figuras e tabelas são numeradas e distribuídas no texto na ordem de surgimento e independentemente do capítulo.

As referências bibliográficas são numeradas continuamente na ordem em que são citadas, e encontram-se após as conclusões e comentários finais.

CAPÍTULO I

RESUMO TEÓRICOI.1. - Princípios Gerais da Correlação AngularI.1.1. - Introdução

A possibilidade da existência de uma dependência angular entre radiações nucleares sucessivas foi sugerida pela primeira vez por Dunworth^{/1/}, em 1940. No mesmo ano Hamilton^{/2/} fez o primeiro estudo teórico detalhado sobre o assunto, obtendo resultados para diferentes tipos de radiações, e Goertzel^{/3/} em 1946 ampliou o formalismo teórico existente, considerando o efeito das perturbações extranucleares sobre a correlação angular.

Em 1947 Brady e Deutsch^{/4/}, utilizando as cascatas de (1170 - 1330) keV do ^{60}Ni e (889-1120)keV no ^{46}Ti , obtiveram a primeira evidência experimental da existência de uma correlação angular entre gamas emitidos em sucessão.

A teoria e a técnica experimental da correlação angular desenvolveram-se rapidamente, a ponto de ser considerada atualmente como padrão em espectroscopia nuclear. Publicações completas sobre a teoria da correlação angular podem ser encontradas nos trabalhos de H. Frauenfelder e R.M. Steffen^{/5/}, H.J. Rose e D.M. Brink^{/6/}, e R.M. Steffen e K. Alder^{/7/}. Uma boa discus-

são sobre técnicas experimentais pode ser encontrada em W.D. Hamilton^{/8/}.

O princípio básico da correlação angular é a existência de uma dependência angular entre o vetor de onda \vec{K} do gama emitido e o spin do núcleo emissor, isto é, o valor esperado $\langle \vec{J} \rangle$ do vetor momento angular \vec{J} do sistema radiante. Em condições normais a orientação ao acaso dos spins nucleares na amostra radioativa torna isotrópica a distribuição angular dos gamas emitidos pela fonte.

Para observarmos um padrão anisotrópico da correlação é necessário então alinhar os spins nucleares da amostra ou selecionar núcleos orientados em uma determinada direção. Uma orientação dos spins pode ser obtida aplicando-se campos elétricos ou magnéticos à amostra em baixas temperaturas, provocando o alinhamento dos spins paralelamente ao eixo do campo. Reações nucleares e Excitação Coulombiana^{/9/} também selecionam núcleos orientados em uma direção preferencial.

Outro método utiliza o decaimento do núcleo através da emissão de duas radiações sucessivas, por exemplo uma cascata γ - γ . A observação do primeiro gama numa direção fixa seleciona um conjunto de núcleos com spins do estado intermediário orientados preferencialmente, e a radiação seguinte da cascata mostra uma distribuição angular bem definida em relação à direção do primeiro gama, pois o segundo gama é emitido de um estado alinhado.

Assim, para observarmos uma correlação angular anisotrópica é necessário que o spin do estado intermediário permaneça alinhado até a emissão do segundo gama. Se não ocorrer mudança na direção do spin devido à interação núcleo-campos extranucleares, a correlação é chamada correlação angular não perturbada, ou mais simplesmente correlação angular direcional, se não for observada a polarização dos fótons da cascata.

Estas condições são usualmente satisfeitas se a meia vida do estado intermediário é pequena ($\sim 10^{-10}$ seg.) ou a forma física da amostra é tal que não há campos extranucleares (fontes líquidas de pequena viscosidade, redes cristalinas cúbicas).

Quando atuam no núcleo campos magnéticos ou elétricos, (podem ser internos de origem atômica ou da rede cristalina, ou aplicados externamente) a interação com os momentos nucleares magnéticos ou elétricos faz o spin do estado intermediário precessionar em torno do eixo do campo, alterando a correlação. Temos a chamada correlação angular perturbada (CAP) através da qual é possível medir os momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico de estados nucleares excitados. Um bom artigo teórico sobre este assunto pode ser encontrado na referência 7, e uma discussão sucinta de alguns métodos experimentais é desenvolvida em R.M. Steffen e H. Frauenfelder^{/10/}.

Nas páginas seguintes a teoria dos dois tipos de correlação angular será descrita brevemente, de maneira a tornar possível a obtenção dos parâmetros nucleares envolvidos a partir dos dados experimentais.

I.1.2. - Correlação Angular Direcional

Uma cascata γ - γ caracteriza-se pela emissão sucessiva de dois gamas, com o tempo entre a emissão do primeiro gama e do segundo dado pela duração do nível intermediário.

Na figura 1A é mostrada esquematicamente uma cascata, onde I_i , I e I_f são os spins dos níveis envolvidos, E_i , E e E_f suas energias, sendo π_i , π e π_f suas paridades e τ a vida média do nível intermediário. Cada transição γ_n ($n=1,2$) é caracterizada pela sua multipolaridade L_n ($n=1,2$), pela sua paridade π_n , e pelo número quântico magnético M_n .

Para obter-se experimentalmente a correlação angular γ_1 e γ_2 , é usado o arranjo esquematizado na figura 1B. Os dados obtidos são as razões de coincidências $\gamma_1 \gamma_2(\theta)$, ou seja, o número de fótons γ_2 emitidos por unidade de tempo na direção \vec{K}_2 no ângulo sólido $d\Omega_2$, e formando um ângulo θ com a direção \vec{K}_1 do primeiro gama, γ_1 (dentro do ângulo sólido $d\Omega_1$) e até um certo limite de tempo após a emissão de γ_1 .

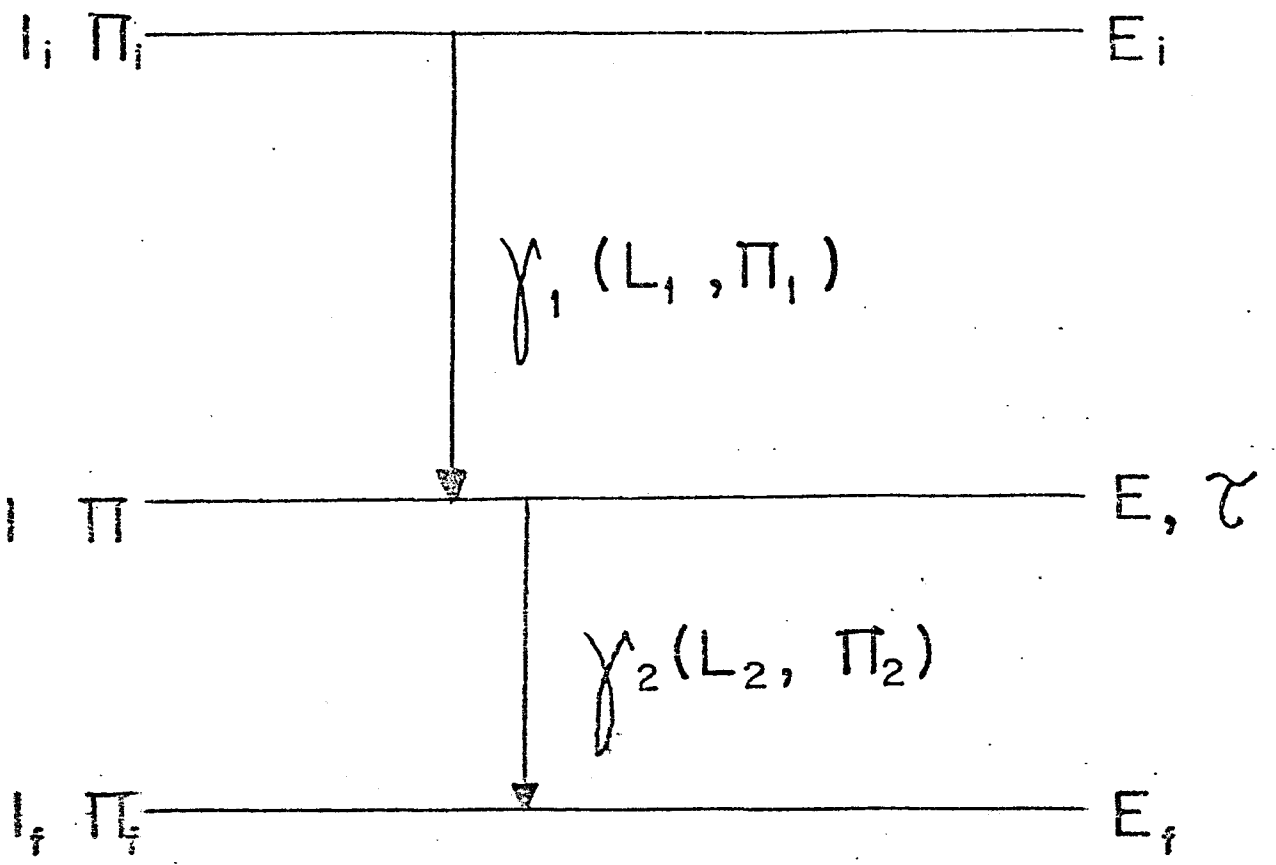


FIGURA 1A — Esquema típico de uma cascata γ - γ e parâmetros mais importantes para a correlação angular.

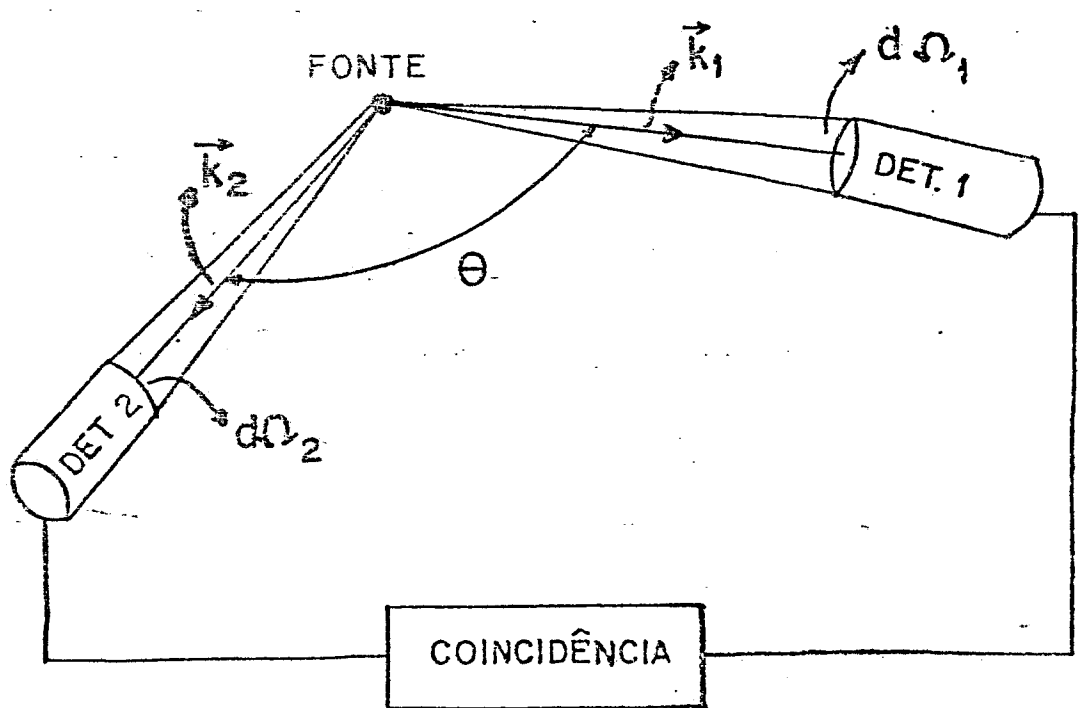


FIGURA 1B — Esquema básico para medidas de coincidências.

Estas razões de coincidências, após correções a serem discutidas posteriormente, são denominadas $W^{\text{exp}}(\theta)$. O número de ângulos θ é variável; mantendo-se em geral fixo o detetor que discrimina a primeira radiação γ_1 . A função teórica $W(\theta)$, chamada função correlação angular, pode ser obtida através da álgebra de Racah, formalismo de matriz densidade ou teoria de grupos e uma derivação detalhada de $W(\theta)$ pode ser encontrada na publicação de Rose e Brink^{/6/}.

Para uma seqüência de transições como da figura 1A, pode-se demonstrar (vide referência 6) que a função correlação angular $W(\theta)$ é dada por:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos \theta) \quad (\text{I-1})$$

com $k = \text{par}$ e $0 \leq k \leq \min.(2I_1, 2L_1, 2L_2)$, sendo θ o ângulo entre o detetor 1 e o detetor 2 e,

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1) A_k(\gamma_2), \quad (\text{I-2})$$

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(I I_1 L_1 L_1) + (-)^{L_1 - L_1'} 2\delta_1 F_k(I I_1 L_1 L_1') + \delta_1^2 F_k(I I_1 L_1' L_1)}{1 + \delta_1^2} \quad (\text{I-3})$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(I I_2 L_2 L_2) + 2\delta_2 F_k(I I_2 L_2 L_2') + \delta_2^2 F_k(I I_2 L_2' L_2')}{1 + \delta_2^2} \quad (\text{I-4})$$

Os parâmetros envolvidos são definidos como:

$P_k(\cos\theta)$ = polinômio de Legendre de ordem k

F_k = coeficientes F, tabelados e definidos por Ferentz e Rosenzweig^{/11/}.

$L'_n = L_n + 1$, onde L_n ($n=1,2$) é a multipolaridade de menor ordem da radiação γ_n .

δ_n ($n=1,2$) = razão de mistura multipolar da radiação n, definida como:

$$\delta_n^2 = \frac{\text{intensidade da radiação de multipolaridade } L'_n}{\text{intensidade da radiação de multipolaridade } L_n}$$

(I-5)

São nove os parâmetros envolvidos, $f_i, I, I_f, L_1, L_2, L'_1, L'_2, \delta_1, \delta_2$ (as paridades não podem ser determinadas diretamente por meio de correlações direcionais $\gamma-\gamma$), usualmente reduzidas a sete devido à restrição $L'_n = L_n + 1$, pois é seguro supor-se que somente as duas multipolaridades de mais baixa ordem de cada transição contribuem para o decaimento.

I.1.5 - Correlação angular perturbada

A cascata $I_i \rightarrow I \rightarrow I_f$ da figura 1A terá sua função correlação angular alterada, em geral, se durante o tempo que os núcleos permanecem no estado intermediário I houver interação de seu momento magnético dipolar com campos magnéticos H, ou do momento de quadrupolo elétrico nuclear com gradientes de campo elétrico. Semi-classicamente, estas interações

produzem torques induzindo a precessão dos spins nucleares em torno do eixo de simetria destes campos, alterando assim a correlação angular. Em termos quânticos, se o eixo de quantização for escolhido na direção da primeira radiação, as interações causam transições entre os subestados magnéticos m do nível intermediário, alterando sua população e causando uma modificação na correlação angular.

No caso da aplicação do campo magnético externo estático, o efeito resultante pode ser descrito no tratamento semi-clássico como uma precessão do spin nuclear em torno do campo aplicado. A magnitude deste efeito pode ser representada pela frequência de precessão ω_L , chamada frequência de Larmor, que depende do momento magnético do estado intermediário e do campo H aplicado.

A frequência de Larmor pode ser medida de diversas maneiras, utilizando-se a modificação da correlação angular devido a aplicação do campo magnético. Reescrevendo a função correlação angular I-1 de uma forma que simplifica os cálculos posteriores, temos:

$$W(\theta) = \sum_k b_k \cos(k\theta), \quad k = 0, 2, 4, \quad (I-6)$$

e normalizando em relação a b_0 , temos as seguintes relações entre os coeficientes b_k e A_{kk} :

$$b_2 = \frac{3A_{22} + 5A_{44}/4}{4 + A_{22} + 9A_{44}/16} \quad (I-7)$$

$$b_4 = \frac{35A_{44}}{64 + 16A_{22} + 9A_{44}} \quad (I-8)$$

Ao aplicarmos o campo magnético H numa direção perpendicular ao plano da medida da correlação angular, o spin nuclear precessionará em torno do eixo de simetria do campo com a frequência de Larmor dada por:

$$\omega_L = -g \frac{\mu_n}{\hbar} H \quad (I-9)$$

onde g é o fator-g nuclear, que ligado ao momento de dipolo magnético do núcleo pela relação $\mu = gI$; μ_n e H são o magneton nuclear e a intensidade do campo magnético aplicado, respectivamente.

A precessão de Larmor do núcleo em torno do eixo do campo H durante o tempo de duração t do estado intermediário causa uma rotação de um ângulo $\Delta\theta = \omega_L t$ na distribuição angular da segunda radiação da cascata. A função correlação angular terá então a forma:

$$W(\theta, \pm H, t) = \sum_k b_k \cos\{k(\theta \mp \omega_L t)\} \quad (I-10)$$

Escrevendo a razão:

$$R(t) = \frac{W(\theta_0, + H, t) - W(\theta_0, - H, t)}{W(\theta_0, + H, t) + W(\theta_0, - H, t)} \quad (I-11)$$

Se $A_{44} \neq 0$, para um ângulo entre os detetores de $\theta_0 = 135^\circ$, temos:

$$R(t) = B \sin 2\omega_L t, \quad (I-12)$$

$$\text{com } B = 2b_2 \quad (I-13)$$

Para perturbações dependentes do tempo muito pequenas, B é uma constante no tempo. Se as perturbações devido aos campos elétricos ou magnéticos flutuantes do meio não são desprezáveis, $B = B_0 e^{-\lambda t}$, onde λ é dado pelo tempo de relaxação do meio.

Medindo-se $R(t)$, podemos conhecer ω_L através de um ajuste por mínimos quadrados à função seno. O valor de g pode ser diretamente inferido da equação I-12 se conhecendo a magnitude do campo H aplicado. A utilização deste método exige que o tempo de resolução $2\tau_R$ da unidade de coincidência seja menor que a meia vida do nível intermediário, e o método é então chamado de "Método Diferencial com Campo Reverso".

Devido à restrição $2\tau_R < \tau$ o limite de aplicação atual do método é para $\tau > 5 \times 10^{-9}$ seg.

Se $2\tau_R \gg \tau$, o que se mede é a correlação angular perturbada integral, que é obtida por integração sobre o tempo de duração dos estados individuais:

$$W(\theta, \pm H, \infty) = \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} \left\{ \sum_k b_k \cos k(\theta \mp \omega_L t) \right\} dt \quad (I-14)$$

Após a integração, temos:

$$W(\theta, \pm H, \infty) = \sum_k \frac{b_k \cos k(\theta \mp \Delta\theta_k)}{(1 + (2\omega_L \tau)^2)^{1/2}} \quad (I-15)$$

com $\Delta\theta_k$ dado por:

$$\tan(k\Delta\theta_k) = k\omega_L \tau \quad (I-16)$$

Para $\omega_L \tau \ll 1$, obtemos $\Delta\theta_k = \omega_L \tau$, e a equação (I-15) toma a forma:

$$W(\theta, \pm H, \infty) = \sum_k b_k \cos k(\theta \mp \omega_L \tau) \quad (I-17)$$

Uma maneira de se determinar a rotação $\omega_L \tau$ consiste em medir as coincidências com o "campo para cima", $W(\theta, +H)$ e "para baixo", $W(\theta, -H)$, novamente num plano perpendicular ao plano dos detetores, e num ângulo θ_0 em que $dW(\theta)/d\theta$ seja máximo. A razão $R(\tau)$ é dada agora por:

$$R = \frac{W(\theta_0, +H, \infty) - W(\theta_0, -H, \infty)}{W(\theta_0, +H, \infty) + W(\theta_0, -H, \infty)} \quad (I-18)$$

No caso em que a correlação é caracterizada por $k_{\max} = 2$, a razão R acima, para $\theta_0 = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ e 315° é dada por:

$$R = \pm 2b_2 \omega_L \tau \quad (I-19)$$

onde o sinal + se refere aos ângulos 135° e 315° , e o sinal - aos ângulos de 45° e 225° .

Usando-se a expressão (I-9), tem-se:

$$g = \frac{\hbar}{\mu_n} \frac{R}{2b_2 \tau H} \quad (I-20)$$

o que possibilita a determinação experimental do fator-g. Este método é conhecido como "Rotação Integral com Campo Reverso" (ICR). Na figura 2 é mostrado o efeito da aplicação do campo magnético H nos dois sentidos, +H e -H, na correlação angular direccional.

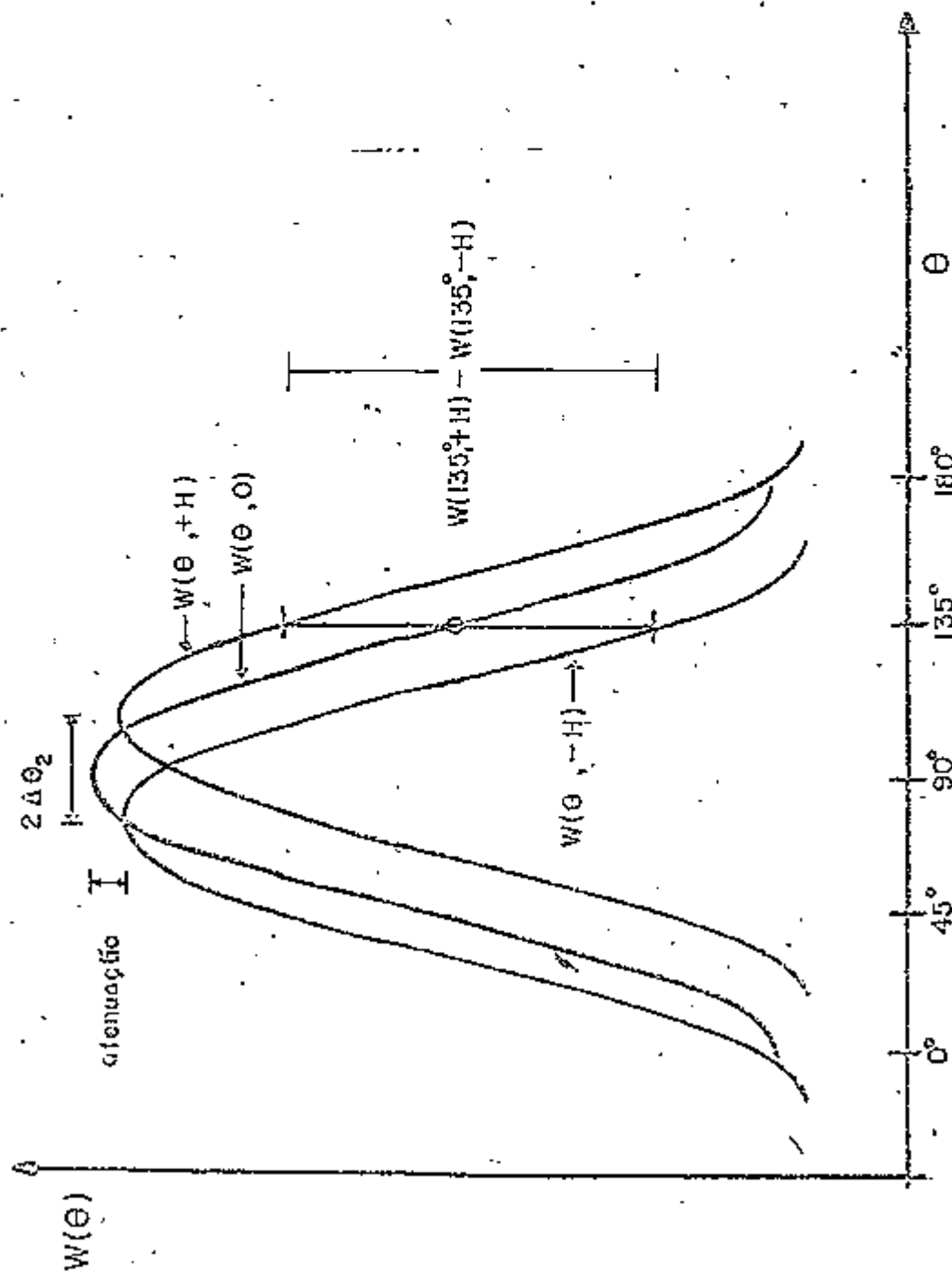


FIGURA 2 - Efeito da aplicação de um campo magnético H na correlação angular integral, no caso de K_{\max} igual a 2.

I.2. - Probabilidades de transição gama

I.2.1 - Introdução

As probabilidades de transição fornecem informações sobre os elementos de matriz reduzidos $\langle f || T_L^{<\pi>} || i \rangle$, onde $T_L^{<\pi>}$ é o operador geral de multipolo eletromagnético e $|i\rangle$ e $|f\rangle$ são as funções de onda dos estados inicial e final da transição considerada. As probabilidades de transição são bastante sensíveis aos detalhes das funções de onda nucleares, e um teste rigoroso para qualquer modelo é a previsão teórica destas probabilidades, pois pequenas modificações nas funções de onda levam a alterações apreciáveis nas probabilidades de transição, enquanto que outros parâmetros nucleares como o spin e as energias dos níveis envolvidos não são tão sensíveis a modificações nas funções de onda.

A probabilidade de transição total é expressa como soma de termos de diferentes multipolaridades, sendo que para cada transição as regras de seleção (conservação do spin e paridade) determinam quais os multipolos permitidos, sendo que normalmente considera-se somente os dois multipolos de ordem mais baixa, pois a probabilidade de transição diminui rapidamente com o aumento de L' .

A expressão I-5 pode ser explicitada na forma:

$$\delta = \frac{\langle f || T_{L'}^{<\pi'>} || i \rangle / (2L'+1)^{1/2}}{\langle f || T_L^{<\pi>} || i \rangle / (2L+1)^{1/2}} \quad (I-21)$$

onde $L' = L+1$, e $<\pi>$, $<\pi'>$ significam transição elétrica

($\langle \Pi \rangle = E$) ou magnética ($\langle \Pi \rangle = M$) de multipolaridade L, L' .

Os operadores $T_L^{\langle \Pi \rangle}$ são definidos no apêndice da referência 6.

As informações sobre estes elementos de matriz podem ser obtidas calculando-se as interações dos núcleos com o campo eletromagnético. Serão apresentados somente os resultados mais importantes, e um tratamento detalhado do assunto pode ser encontrado na referência 12.

I.2.2. - Regras de Seleção e Probabilidade de Transição

Cada transição gama entre dois estados nucleares é caracterizada pelo momento angular total I_i e I_f e pelas paridades Π_i e Π_f , do estado inicial e final.

A conservação do momento angular restringe o número de multipolos possíveis para uma dada transição:

$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$, e para a componente z do momento angular, $M = |M_i - M_f|$.

A conservação da paridade: $\Pi_i \Pi_f = \Pi_L$ dá o caráter elétrico ($\Pi_L = (-)^L$) ou magnético ($\Pi_L = (-)^{L+1}$) da transição.

Na tabela seguinte (1) são apresentadas as regras de seleção para as transições mais comuns entre os estados I_i e I_f . Transições elétricas e magnéticas de ordem multipolares diferentes podem ocorrer entre os mesmos estados I_i e I_f , em geral com intensidades diferentes.

Transições com $I_i = I_f = 0$ são proibidas, pois o foton deve ter pelo menos uma unidade de momento angular.

TABELA 1

REGRAS DE SELEÇÃO PARA TRANSIÇÕES GAMA
ENTRE OS NÍVEIS I_i e I_f .

$\langle \pi \rangle L$	π_L	$ \Delta I $ (I_i e $I_f \neq 0$)
E1	-	1,0
M2	-	2,1,0
M1	+	1,0
E2	+	2,1,0
M3	+	3,2,1,0
E4	-	4,3,2,1,0
E3	-	3,2,1,0
M4	-	4,3,2,1,0

A probabilidade de transição reduzida $B(\langle \pi \rangle L, I_i \rightarrow I_f)$ pode ser definida /13/ como:

$$B(\langle \pi \rangle L, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i + 1)} |\langle f || T_L^{\langle \pi \rangle} || i \rangle|^2 \quad (I-22)$$

O operador de transição elétrica T_L está associado à paridade $(-)^L$ e o magnético à $(-)^{L+1}$.

Para a dedução desta expressão, não é necessário considerar-se nenhum modelo, sendo de validade generalizada, podendo descrever transições que envolvam todos os nucleons ou apenas parte deles, considerações sobre modelos aparecem somente nas diferentes funções de onda $|i\rangle$ e $|f\rangle$ dos níveis envolvidos.

No modelo de partícula simples (MEPS), as propriedades do núcleo são atribuídas ao último nucleon desemparelhado. Em conseqüências, os operadores de multipolo são operadores de partícula simples.

Para o cálculo final das probabilidades, devemos conhecer as funções de radiais dos estados $|i\rangle$ e $|f\rangle$. Uma estimativa da ordem de grandeza destas probabilidades foi obtida por Weisskopf^{14/}, utilizando o modelo de camadas com um proton desemparelhado e supondo as funções de onda radiais R_i e R_f dos estados $|i\rangle$ e $|f\rangle$ constantes através do núcleo, e iguais a zero para distâncias maiores que o raio nuclear. Evita-se assim a necessidade de especificar a forma do potencial ao qual está sujeita a partícula, as energias de ligação, etc.

As probabilidades de transição para partícula simples, obtidas a partir das considerações acima são conhecidas como estimativas de Weisskopf:

$$T(ML) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \times 10 \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar/mc}{R}\right)^2 \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2L} \omega \quad (I-23)$$

$$T(EL) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2L} \omega \quad (I-24)$$

É procedimento comum comparar-se a probabilidade de uma determinada transição com as estimativas de Weisskopf.

ARRANJOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS

II.1. - Arranjos Experimentais

II.1.1. - Introdução

Como foi visto no capítulo anterior, a expressão para a correlação angular direcional:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k(\cos\theta)$$

tem um limite superior para k que é dado por $k_{\max} = \min(2I, 2L_1, 2L_2)$.

Devido à baixa intensidade das transições de alta multipolaridade em comparação com as dipolares ($L=1$) e quadrupolares ($L=2$), geralmente a expressão para $W(\theta)$ pode ser escrita como:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos\theta) + A_{44} P_4(\cos\theta) \quad \text{(II-1)}$$

onde foi feita a normalização em relação a A_{00} .

Nesta equação, as quantidades medidas são o ângulo θ , entre os detetores, e $W(\theta)$ que é o número de coincidências registradas em cada ângulo. Medindo-se $W(\theta)$ em várias posições angulares, teremos um sistema de equações que através de um ajuste de mínimos quadrados, fornece os valores de A_{22} e A_{44} . Estes valores experimentais, após correção para ângulo

sólido dos detetores e não a pontualidade da fonte, podem ser então comparados com a teoria.

Para a medida do fator g , no método ICR, é necessário medir-se a função correlação na geometria do eletroímã, determinando-se A_{22} e A_{44} . Neste caso não é necessário fazerem-se correções para a geometria finita dos detetores e da fonte, em primeira ordem.

As medidas foram feitas em duas mesas de correlação, uma onde a mudança dos ângulos é feita automaticamente, usada para o espectrômetro Ge(Li) - NaI(Tl), e outra fixa junto ao eletroímã, onde a mudança de ângulos é manual. Foram usados dois sistemas eletrônicos do tipo convencional, um integral e outro diferencial.

II.1.2. - Detetores gama

Foram utilizados três tipos de detetores, Ge(Li), NaI(Tl) e plásticos dopados com 5% de chumbo, combinados entre si, dependendo do objetivo da experiência. Os detetores de Ge(Li) caracterizam-se por sua alta resolução em energia, mas a eficiência do detetor de Ge(Li) de 34 cm³ que foi utilizado, é de aproximadamente 5% do NaI(Tl) de 3"x3", medida na energia de 1330 keV do ⁶⁰Ni. Essa desvantagem pode ser compensada em alguns casos, devido à alta razão fotopico-Compton característica dos Ge(Li), em comparação com a dos NaI(Tl).

Quanto aos detetores de plástico dopados com chumbo, tanto sua resolução em energia quanto eficiência são bem

piores que os de Ge(Li) e NaI(Tl). Entretanto a quantidade de energia coletada por unidade de tempo para os detetores plásticos é bem superior à dos dois anteriores, tornando-os indispensáveis para medidas de meia vida na região do subnanosegundo, utilizando o método das coincidências atrasadas.

Para todos os arranjos, os detetores são circundados por colimadores cônicos de chumbo, que evitam a detecção de fótons espalhados, e na face dos detetores foram colocados absorvedores de alumínio de diversas espessuras para a absorção de raios β emitidos pela amostra, cuidados estes necessários para evitar coincidências espúrias.

Para as medidas integrais, são utilizadas um detetor de NaI(Tl) 2"x2" acoplado a uma fotomultiplicadora RCA-8575 e um Ge(Li) coaxial 34 cm³ marca ORTEC. Todo sistema está montado sobre uma mesa de correlação angular automática, descrita na referência 15, com o Ge(Li) fixo e o NaI(Tl) móvel.

No sistema diferencial, dois conjuntos de detetores foram utilizados. Para a medida do fator g, no método ICR onde não foi necessária alta resolução em tempo, utilizamos dois detetores de NaI(Tl), um de 3"x3" e outro de 2"x2". Para as medidas de meia vida foram utilizados dois detetores de plástico com 5% de chumbo de 1' $\frac{5}{8}$ " x 1" acoplados a fotomultiplicadoras rápidas RCA-8575 e 8850, dado a necessidade de se obter a melhor resolução possível em tempo, pois a meia vida medida é menor que 10⁻⁹ seg. /16,17/.

II.1.3. - Sistema eletrônico integral

Este sistema foi utilizado para as medidas de correlação angular direcional, com detetores de Ge(Li) e NaI(Tl), descritos em II.1.2. Na figura 3 é esquematizado o circuito eletrônico deste sistema. Após a formação do pulso do detetor, o sinal é preamplificado por um módulo ORTEC-113 para o NaI(Tl) e ORTEC-120 2B para o Ge(Li). A amplificação é feita por módulos ORTEC-440, iguais para os dois canais. Após a amplificação no canal do NaI(Tl) é colocado um estabilizador analógico CANBERRA, que compensa as eventuais variações de ganho do amplificador. A região de energia de interesse é selecionada por analisadores monocanais ORTEC-420, com base de tempo no cruzamento do zero do pulso bipolar do amplificador.

Os sinais provenientes dos dois monocanais são fornecidos a uma unidade de coincidência rápida ORTEC - 414 A, com tempo de resolução ajustável numa faixa contínua de 10-110 nsec.. O pulso lógico proveniente da unidade de coincidência é utilizado como "gate" para um analisador multicanal (AMC) Nuclear Chicago de 4096 canais, que analisa os sinais correspondentes ao espectro total do amplificador do Ge(Li). O espectro de energia resultante no AMC é portanto o dos gamas da fonte que são coincidentes com os eventos que estão na faixa de energia da transição da cascata selecionada no canal do NaI(Tl).

O número total de coincidências, e as contagens simples dos dois detetores dentro da janela escolhida nos monocanais são registrados por 3 contadores e impressos

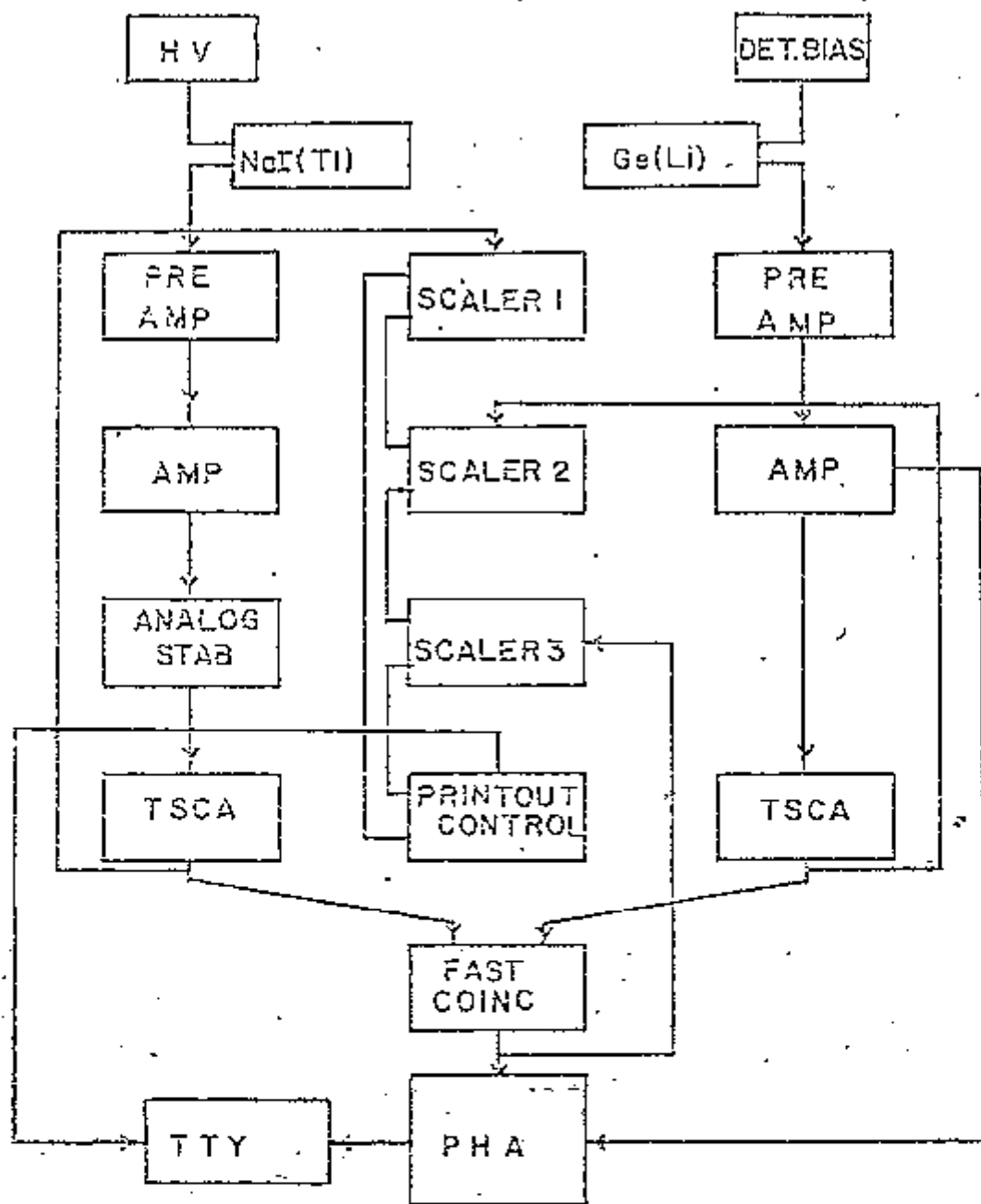


FIGURA 3 — SISTEMA ELETRÔNICO INTEGRAL

automaticamente numa teletipo após o fim de cada ciclo.

III.4. - Sistema eletrônico diferencial

Este sistema possui boas características de tempo, e foi usado para medidas de meia vida pelo método das coincidências atrasadas, utilizando detetores plásticos.

Neste sistema, o tratamento do pulso que dá informação de energia da radiação é similar ao do sistema integral, sendo que a única modificação é a substituição da unidade de coincidências rápidas por uma lenta (ORTEC-409), com 1 μ seg. de tempo de resolução. Como visto na figura 4 o pulso rápido tirado do anodo das fotomultiplicadoras é processado por amplificadores EGG-AN 201/N e em seguida fornecidos a discriminadores rápidos EGG - TD 101/N, operando no modo LLT (Lower Level Timing).

A diferença de tempo entre os pulsos provenientes dos canais de "start" (correspondente à primeira transição da cascata) e "stop" (correspondente à segunda transição) é medida por um conversor de tempo em amplitude ORTEC-437_A, que fornece na saída um pulso bipolar cuja voltagem é proporcional ao tempo de duração do estado intermediário da cascata. O sinal devido ao pulso de "stop" é atrasado por um tempo conveniente por uma unidade de atraso EGG - DB 463 antes de ser colocado no conversor de tempo em amplitude. A unidade de atraso é usada também para a calibração em tempo do conversor.

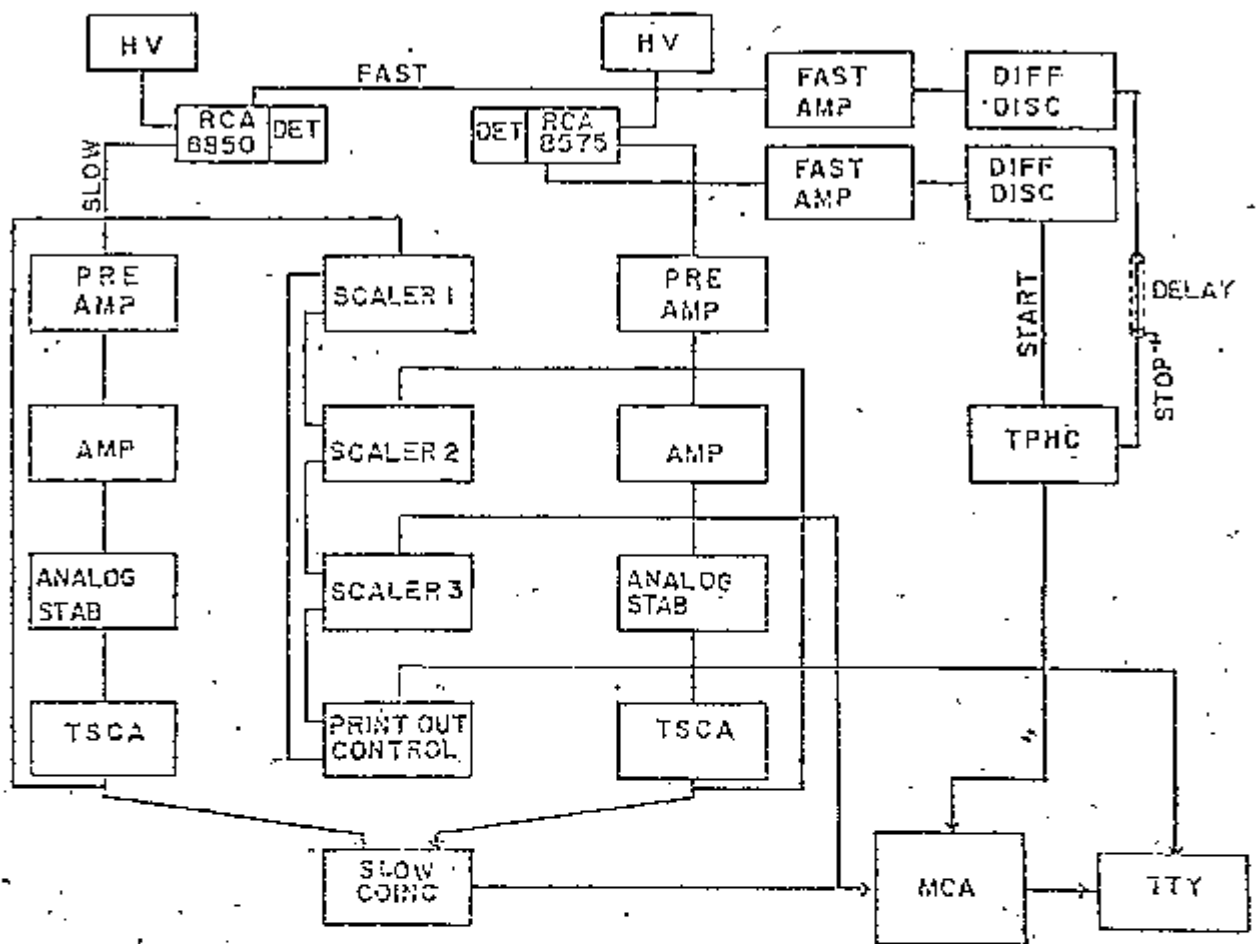


FIGURA 4 — SISTEMA ELETRÔNICO DIFERENCIAL

O pulso proveniente do conversor é então analisado pelo AMC, que utiliza o sinal da unidade de coincidências lentas com "gate". O espectro resultante do AMC representará portanto o número de núcleos que permaneceram um tempo qualquer t no estado intermediário da cascata, permitindo assim a determinação da meia vida deste estado. A integral no tempo deste espectro de $t = 0$ a $t \gg T_{1/2}$ (do nível intermediário), como será visto posteriormente, possibilita determinar a correlação angular direcional e a perturbada (pelo método ICR).

II.1.5. - Sistema do Eletroímã - Medida de fator g nuclear

A parte mecânica deste sistema constituiu-se de uma mesa semicircular de aço, onde são fixadas bases de detetores feitas de lucite. No centro geométrico do círculo é colocado um eletroímã em forma de C, com polos cônicos de base menor de 15 mm. O espaçamento entre os polos é variável e fixo no nosso caso em 6,6 mm, sendo de 26 kGauss o campo máximo obtido nessas condições. Na figura.5 é esquematizada a parte mecânica do arranjo utilizado.

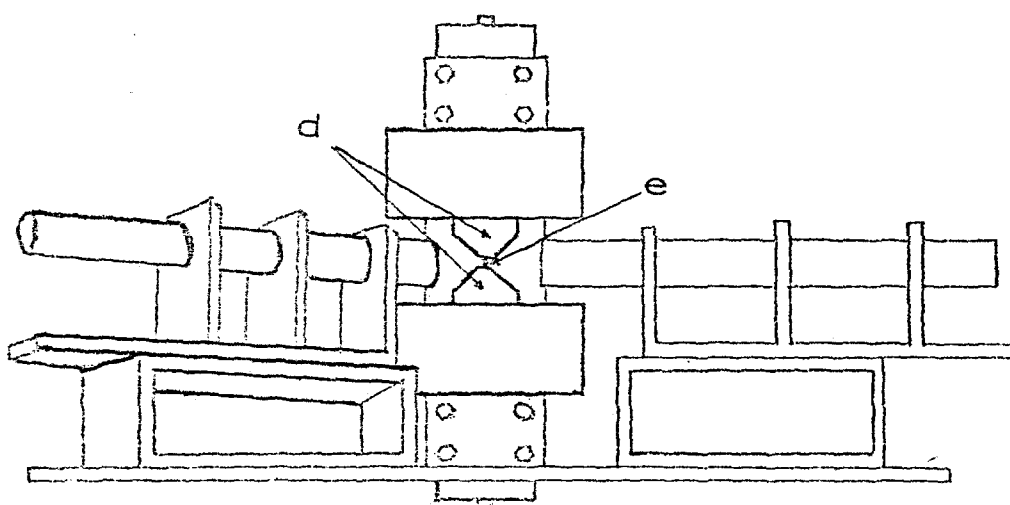
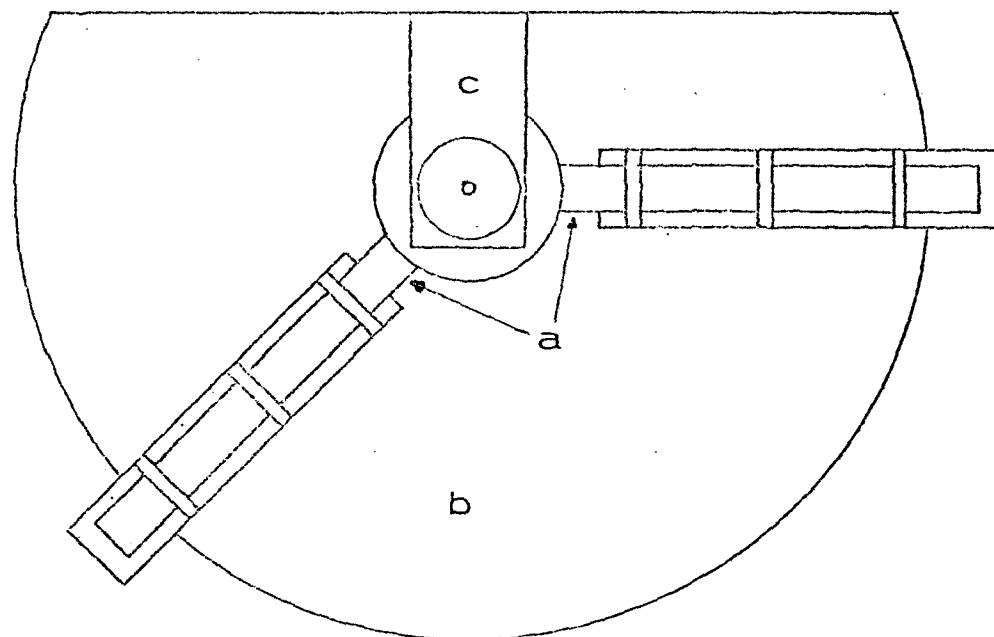
O eletroímã é alimentado por uma fonte corrente marca BRUKER B-MNS120 com regulagem de uma parte em 2000, e as bobinas refrigeradas a água em circuito fechado. Dispositivos de proteção desligam a fonte no caso de falta de água no circuito secundário, e falta ou queda da pressão de água no circuito primário. O campo magnético é medido por um gaussímetro RAWSON-LUSH tipo 940, com ponta de prova do

tipo de bobina rotativa da mesma marca tipo 9027. A precisão do conjunto é de 0.1 %.

A mudança do sentido do campo magnético aplicado na amostra é feita automaticamente pela reversão da polaridade da fonte de corrente, e o espectro de coincidências para cada sentido do campo é armazenado em memórias diferentes do AMC de 4096 canais. A reversão do campo é feita periodicamente, com o período escolhido por conveniência.

Os detetores utilizados são dois NaI(Tl) descritos em II.1.2. Devido a presença de campo magnético nas proximidades dos polos, foi necessário utilizar guias de luz para deixar as fotomultiplicadoras numa região distante destes, feitas de cilindros de lucite de 30 cm de comprimento por 5 cm de diâmetro. Foi também feita uma blindagem magnética nas fotomultiplicadoras, envolvendo-as com folhas de materiais de alta permeabilidade magnética, e após estes cuidados não foi observado nenhum deslocamento nos espectros para os dois sentidos do campo.

Quanto à parte eletrônica, tanto para a correlação angular direcional quanto para a perturbada foi utilizado o sistema diferencial descrito em II.1.4.



- | | |
|-------------------------|-----------------------|
| a- detetores de NaI(Tl) | d- polos do eletroimã |
| b- mesa de aço | e- posição da fonte |
| c- corpo do eletroimã | |

Figura 5 - Sistema do eletroimã. A parte superior da figura é a vista de cima, e a parte inferior é a vista lateral do sistema. A escala é de aproximadamente 1/10 .

II.2. - ANÁLISE DOS DADOS

II.2.1. - Correlação angular direcional

Nas medidas da função correlação angular com o sistema integral, a energia de uma transição da cascata era selecionada no canal do detetor de NaI(Tl), enquanto que o Ge(Li) fornecia o espectro total como visto em III.3. Entretanto o número de coincidências do pico correspondente à energia da outra transição no espectro do AMC não é constituído somente de coincidências verdadeiras, sendo uma soma destas com as provenientes de cascatas com gamas de energia mais alta, que produzem pulsos devido ao efeito Compton na região dos fotopicos de nossa cascata. Há também as coincidências acidentais devido a gamas que não provêm do mesmo núcleo ou não estão em cascata, mas tem uma diferença de tempo menor que o tempo de resolução da unidade de coincidências.

O número de coincidências devido ao efeito Compton é determinado colocando-se a janela do NaI(Tl) em uma energia um pouco mais alta que a do primeiro gama da cascata, enquanto que as coincidências acidentais são determinadas separadamente introduzindo um atraso de 1 μ seg. em um dos canais.

Após a subtração destas coincidências do número de coincidências totais o resultado obtido é o número de coincidências verdadeiras para aquele ângulo θ , chamado de $W^{\text{exp}}(\theta)$. Estes valores são então normalizados através do

II.2. - ANÁLISE DOS DADOS

II.2.1. - Correlação angular direcional

Nas medidas da função correlação angular com o sistema integral, a energia de uma transição da cascata era selecionada no canal do detetor de NaI(Tl), enquanto que o Ge(Li) fornecia o espectro total como visto em III.3. Entretanto o número de coincidências do pico correspondente à energia da outra transição no espectro do AMC não é constituído somente de coincidências verdadeiras, sendo uma soma destas com as provenientes de cascatas com gamas de energia mais alta, que produzem pulsos devido ao efeito Compton na região dos fotopicos de nossa cascata. Há também as coincidências acidentais devido a gamas que não provêm do mesmo núcleo ou não estão em cascata, mas tem uma diferença de tempo menor que o tempo de resolução da unidade de coincidências.

O número de coincidências devido ao efeito Compton é determinado colocando-se a janela do NaI(Tl) em uma energia um pouco mais alta que a do primeiro gama da cascata, enquanto que as coincidências acidentais são determinadas separadamente introduzindo um atraso de 1 μ seg. em um dos canais.

Após a subtração destas coincidências do número de coincidências totais o resultado obtido é o número de coincidências verdadeiras para aquele ângulo θ , chamado de $W^{\text{exp}}(\theta)$. Estes valores são então normalizados através do

número de contagens simples no canal do NaI(Tl), em relação ao ângulo de 90° . $W^{\text{exp}}(\theta)$ e $W^{\text{exp}}(\theta)/W^{\text{exp}}(90^\circ)$ são utilizados então para o ajuste do polinômio:

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos\theta) + A_{44}P_4(\cos\theta), \quad (\text{II-1})$$

pele método de mínimos quadrados sendo o erro de $W^{\text{exp}}(\theta)$ dado por:

$$\sigma^2(W^{\text{exp}}(\theta)) = W^{\text{tot}}(\theta) + W_{\text{Compton}}(\theta) + W_{\text{acidentais}}(\theta). \quad (\text{II-2})$$

Os resultados A_{kk} do ajuste devem ser corrigidos para efeitos de geometria, utilizando os coeficientes Q_k para cada detetor. Estes coeficientes são tabelados nas referências 18 e 19. Forma-se o produto $Q_k(\gamma_1) Q_k(\gamma_2) = Q_{kk}$ e o valor final de A_{kk} é: $A_{kk} = A'_{kk}/Q_{kk}$.

Os coeficientes A_{kk} dependem geralmente de sete parâmetros, como visto em 1.1.2.

Normalmente o ajuste de mínimos quadrados fornece A_{22} e A_{44} , e se cinco destes parâmetros são conhecidos por outros métodos, em geral podemos determinar os outros dois. A determinação da mistura multipolar é feita através de testes de χ^2 com um programa de computador que calcula χ^2 através da expressão:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{W^{\text{teor.}}(\theta_i) - W^{\text{exp}}(\theta_i)}{\sigma(W^{\text{exp}}(\theta_i))} \right]^2, \quad (\text{II-3})$$

onde $W^{\text{teor.}}(\theta_i)$ = valor teórico da função de correlação (eq. I.1) calculada com os parâmetros já conhecidos e variando-se δ .

$W^{\text{exp}}(\theta_i)$ = valor experimental da função correlação.

$\sigma(W^{\text{exp}}(\theta_i))$ = erro estatístico em $W^{\text{exp}}(\theta)$ dado por (II-2)

n = número de ângulos θ onde se mede $W^{\text{exp}}(\theta_i)$, usualmente 4 ou 7.

A combinação de valores que fornece o valor mínimo de χ^2 dá os valores mais prováveis para o parâmetro desconhecido δ . Às vezes é necessário recorrer a outros tipos de análises se há mais de um mínimo na função χ^2 .

II.2.2. - Meia Vida

O espectro de coincidências atrasadas determinado experimentalmente é uma soma de coincidências reais com acidentais. As acidentais de primeira ordem são predominantes em geral, e tem sua distribuição constante no tempo. (vide referência 20, que discute também acidentais de mais alta ordem).

A subtração das acidentais é feita tomando-se a média por canal das coincidências a esquerda da distribuição pronta e à direita, na região de $t \gg T_{1/2}$ (do nível), e subtraindo-se este valor do número de coincidências atrasadas. Esta distribuição no tempo das coincidências reais, $F(t)$, é uma convolução da distribuição pronta $P(t)$ com uma

curva de decaimento exponencial $f(t)$, com uma constante de decaimento λ :

$$f(t) = \lambda \exp(-\lambda t), \quad t \geq 0$$

$$f(t) = 0 \quad t < 0$$

A relação matemática entre estas três funções é dada por:

$$F(t) = \int_0^{\infty} f(t') P(t-t') dt' \quad (\text{II-4})$$

se $F(t)$, $f(t)$ e $P(t)$ são normalizadas para a mesma área, e t' e t significam que a contribuição do evento ocorrido em t' à função F será registrada no tempo t , devido ao atraso nos circuitos eletrônicos.

Após alguns cálculos simples, chegamos à expressão:

$$\frac{d}{dt} \ln F(t) = -\lambda (1 - P(t)/F(t)) \quad (\text{II-5})$$

a expressão acima, para valores de t tal que $\frac{P(t)}{F(t)} \ll 1$, se reduz a

$$\frac{d}{dt} \ln F(t) = -\lambda \quad (\text{II-6})$$

Assim, a relação entre $\ln F(t)$ e t é linear e ajustes da mínimos quadrados fornecem λ e seu erro, e

$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$. O erro em $F(t)$ é estatístico, e seu quadrado é o número de coincidências totais mais as acidentais para cada valor de t .

II.2.3. - Fator - g

Uma medida preliminar para a determinação do fator g é a da função correlação angular na geometria do eletroímã, para determinar A_{22} e A_{44} , e daí b_2 e b_4 , equação (I-7) e (I-8).

Como é utilizado o sistema diferencial, a correção de coincidências é feita como no parágrafo precedente (as acidentais são constantes no tempo) e a correção Compton, normalização e análise numérica dos dados é feita como em II.2.1, para correlações direcionais.

Após determinar-se A_{22} e A_{44} , são tomados os espectros para as duas direções do campo magnético, e as correções para acidentais, normalização e Compton são feitas como para A_{22} e A_{44} acima.

Com os valores $W(\theta_0, \pm H)$ corrigidos, é calculada a razão R, equação (I-18), e calculado o valor do fator g pela equação (I-20). O erro em g é dado por:

$$\left(\frac{\sigma_g}{g}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_H}{H}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{b_2}}{b_2}\right)^2$$

(II-7)

onde σ_k é o desvio padrão da quantidade k. Os erros sistemáticos para esta medida são supostos desprezáveis, juntamente com outras fontes de erro discutidas na referência 21, face a magnitude do erro estatístico.

II.2.4. - Testes do equipamento

O funcionamento dos dois sistemas eletrônicos foram testados medindo-se os coeficientes A_{22} e A_{44} da cascata de (1170-1330) keV do ^{60}Ni . Os valores obtidos concordaram com os valores teóricos para esta cascata.

O desempenho do sistema do eletroímã, II.1.5, foi testado medindo-se o fator g do nível de 482 keV no ^{181}Ta , através da cascata de (133-482) keV.

As amostras foram preparadas irradiando-se Hf natural por 8 horas, num fluxo de nêutrons de 10^{13} n/(cm² seg.), e fazendo-se a reação $\text{Hf} + 4\text{Hf} \rightarrow \text{HfF}_4 + 2\text{H}_2$, com excesso de HF para obter fontes líquidas. Não foi observada atenuação na correlação direcional devido a campos extranucleares interno na amostra.

Após medidas com o campo magnético aplicado nos dois sentidos, foi formada a razão (eq. I-11)

$$R(\tau) = \frac{W(135^0, +H, t) - W(135^0, -H, t)}{W(135^0, +H, t) + W(135^0, -H, t)} = 2b_2 \text{sen } \omega t$$

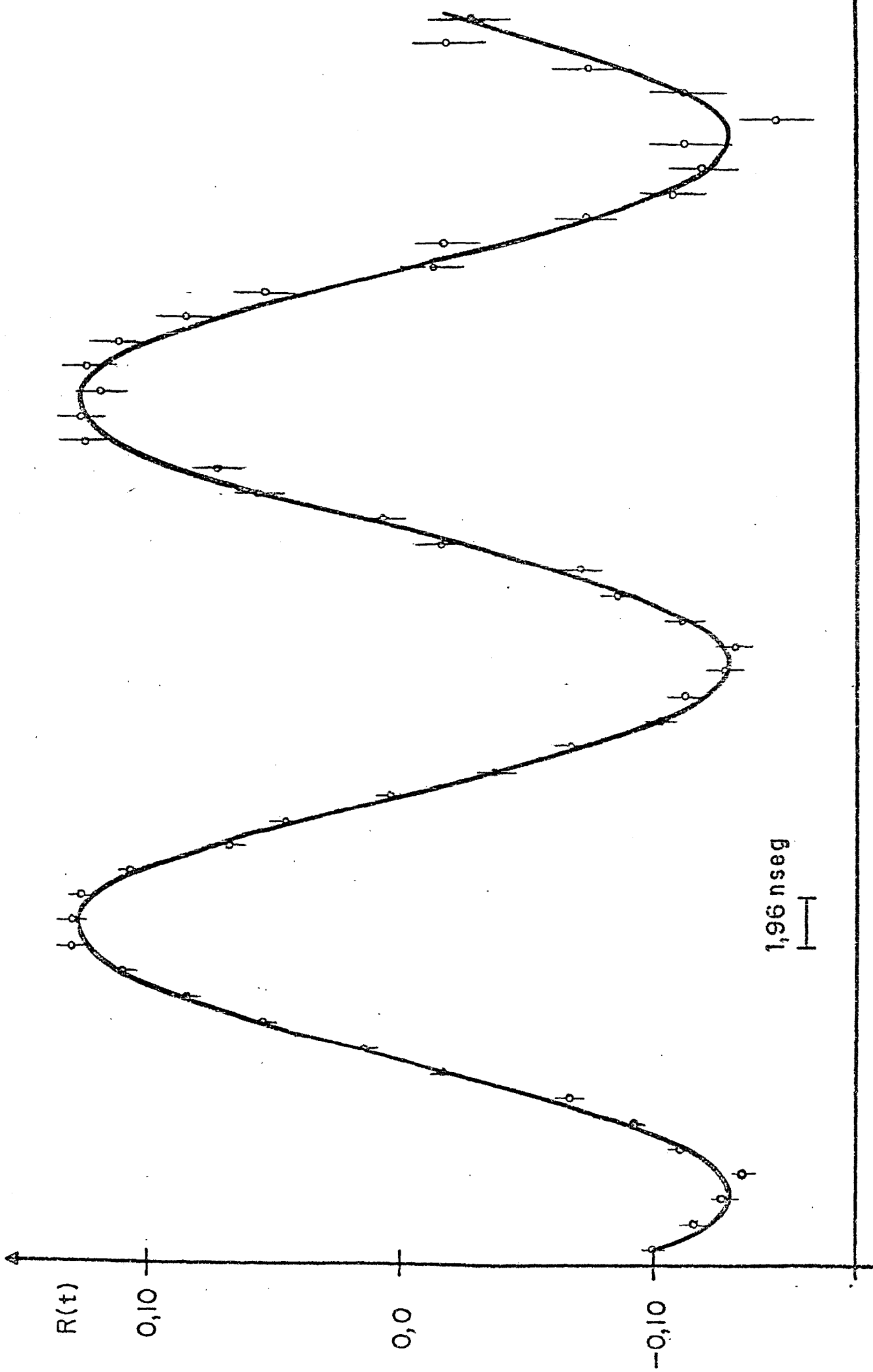
Através de um ajuste de mínimos quadrados de $R(\tau)$ com a função $A \text{sen } \omega t$, obtivemos $\omega = 2\omega_L$, e utilizando a equação I-9, com o campo aplicado de 25.3 kGauss, temos o seguinte valor para o fator g deste nível, que pode ser comparado com outros autores:

$$g = 1,30 \pm 0,03$$

enquanto que os autores da referencia 22 obtiveram:

$$g = 1,32 \pm 0,03$$

Na figura 6 são mostrados os valores experimentais de $R(t)$, equação I-11, e a curva contínua é o resultado do ajuste numérico dos dados à função seno.



TEMPO

FIGURA 6 — Razão diferencial $R(t)$ versus tempo, para a cascata de (133-482) keV no ^{181}Ta .

CAPÍTULO III

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO DO $^{117}_{50}\text{Sn}$

III.1 - Introdução

O núcleo de $^{117}_{50}\text{Sn}_{67}$ pertence à região dos esféricos e tem a camada $Z = 50$ fechada num número mágico. Trabalhos teóricos nesta região foram realizados por Kisslinger e Sorensen^{/23/}, que calcularam as energias dos níveis, momentos nucleares e probabilidades de transição para estes núcleos. A razão principal do presente trabalho foi a medida do fator g do estado 159 keV do ^{117}Sn . O fator g deste estado foi estudado anteriormente por P. John e outros^{/17/}, contudo a medida destes autores apresenta um erro de 60%. Isto torna difícil a comparação com os modelos existentes, principalmente com o detalhado estudo teórico de Kisslinger e Sorensen.

Paralelamente a medida do fator g , foi medida também a correlação angular direcional, utilizando um espectrômetro Ge (Li) e NaI (Tl) que permite uma confiabilidade maior no resultado obtido do que o valor reportado por Mancuso e Arns^{/24/}; determinado utilizando dois NaI(Tl). A partir da determinação da função correlação obtivemos a multipolaridade da transição de 159 KeV da cascata de (553-159) keV, confirmando seu caráter ME^{/25-28/}.

Foi também medida a meia vida $T_{1/2}$ do nível a 159 keV, observando diretamente a inclinação da curva de coincidência atrasadas entre os gamas de 553 e 159 keV. Esta medida justifica-se devido a diferença entre os dois va

lores mais recentes^{/16,17/}.

O esquema de decaimento do ^{117}Sn foi objeto de vários estudos, e a figura. 7 mostra o esquema de níveis de mais baixa energia obtidos por Baedeker^{/29/}, a partir do decaimento β^- dos isômeros do ^{117}In . Outras medidas, utilizando as reações (p,p') ^{/30/}; (d,t) ^{/30,31/}; (d,p) ^{/32/}; (t,d) ^{/33/}, excitação coulombiana^{/34,35,36/}, bem como o decaimento β^+ do ^{117}Sb ^{/37/}, confirmam este esquema de níveis, não incluindo nenhum nível diferente.

Os dois primeiros estados excitados foram estudados a partir do decaimento do ^{117m}Sn ($T_{1/2} = 14$ dias), havendo vários resultados de correlações angulares e coincidências atrasadas γ -elêtron convertido e γ - γ ^{/24-27,38/} juntamente com valores para as multipolaridades destas transições.

A seguir são apresentados os resultados das medidas neste trabalho, juntamente com os valores já obtidos por outros autores. O capítulo é dividido em quatro secções para permitir uma melhor descrição dos assuntos tratados.

III.2 - Fontes Radioativas

Todas as medidas realizadas utilizaram as transições gamas provenientes do decaimento $^{117}\text{In} \xrightarrow{\beta^-} ^{117}\text{Sn}$.

O ^{117}In é produzido através da reação $^{117}\text{Cd} (n,\gamma) ^{117}\text{Cd}$, e posterior decaimento $^{117}\text{Cd} \xrightarrow{\beta^-} ^{117}\text{In}$. As fontes utilizadas são líquidas, e preparadas colocando-se aproximadamente 5 mg de CdO enriquecido a 95%, em ^{1116}Cd , em ácido nítrico diluído. O composto $\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$ resultante, em

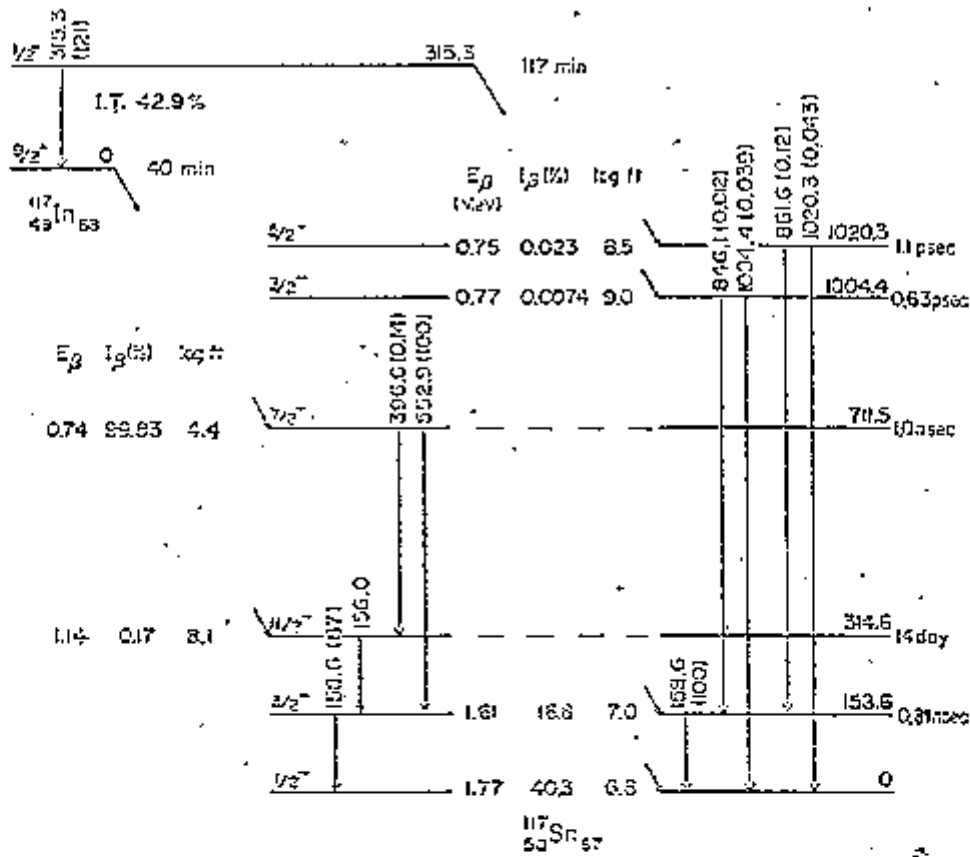


FIGURA 7 — Esquema de decaimento do ^{117}Sn , a partir dos isômeros do ^{117}In . (Ref.29)

suspensão em água, é selado em ampolas de sílica e estas são irradiadas num fluxo de neutrons de 10^{13} n/(cm²seg) por 30 minutos.

Antes de serem iniciadas as medidas, as amostras decaíam por 5 horas para reduzir a interferência dos raios gamas provenientes do decaimento do ¹¹⁷Cd, pois após este tempo as atividades do ¹¹⁷Cd e do ¹¹⁷In estavam em equilíbrio.

Nas figuras 8-a,b são mostrados os espectros de energia obtidos por detetores de NaI (Tl) e Ge (Li) de uma amostra irradiada por 5 minutos no reator. Os espectros foram tirados 30min. após a irradiação, figura 8-a e 5 horas após a irradiação, mostrado na figura 8-b.

Foram utilizadas fontes líquidas para minimizar o efeito de atenuação da correlação angular por campos extranucleares porventura existentes na amostra sólida. Não foi notado este efeito nas amostras líquidas.

Também não foram feitas correções para absorção na amostra e para o tamanho finito destas, devido às pequenas proporções das fontes utilizadas, em relação à distância detetor-fonte.

III.3 - Correlação angular direcional, (553-159)keV

Para as medidas da função correlação angular desta cascata utilizou-se o sistema integral II-1-3, com detetores de Ge (Li) e NaI (Tl) descritos em II-1-2, montados na mesa automática.

Selecionou-se a transição de 553 keV no canal

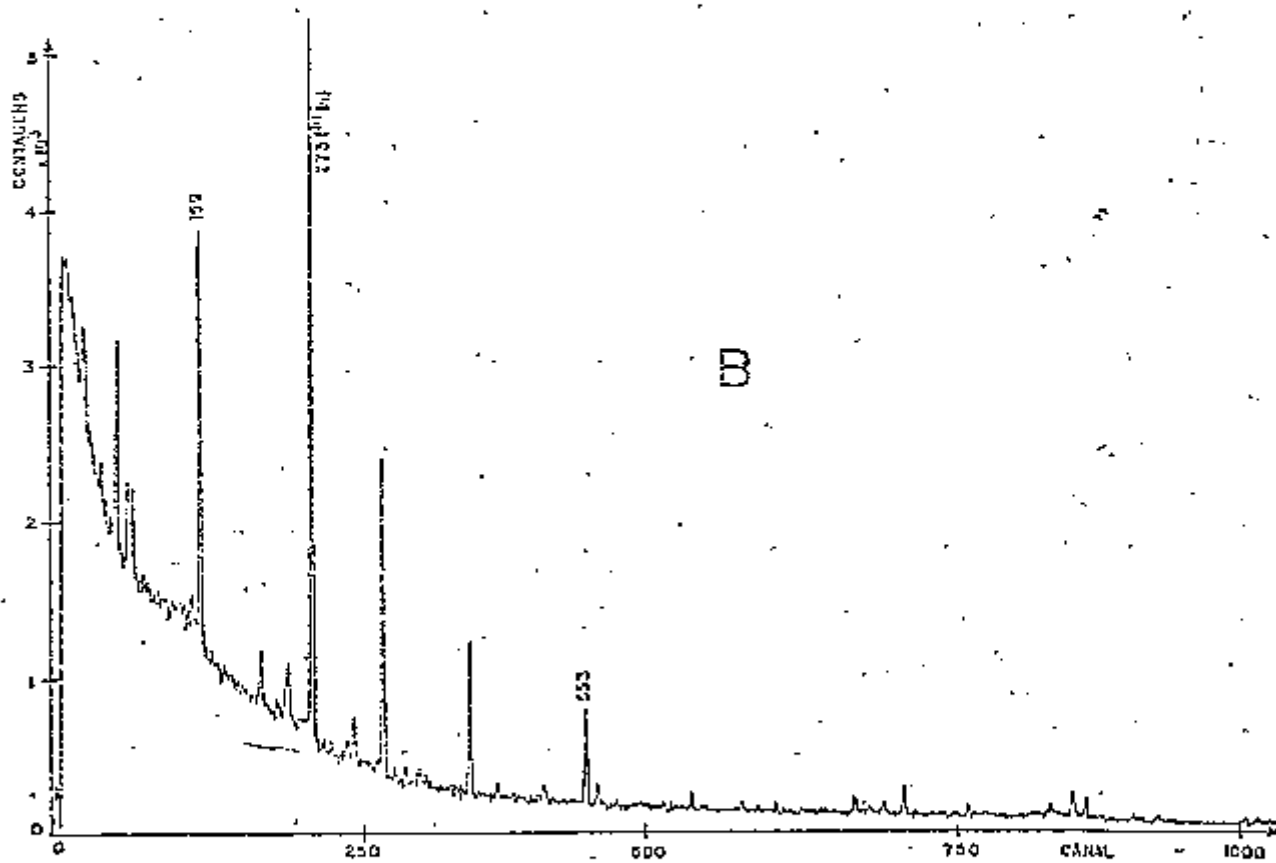
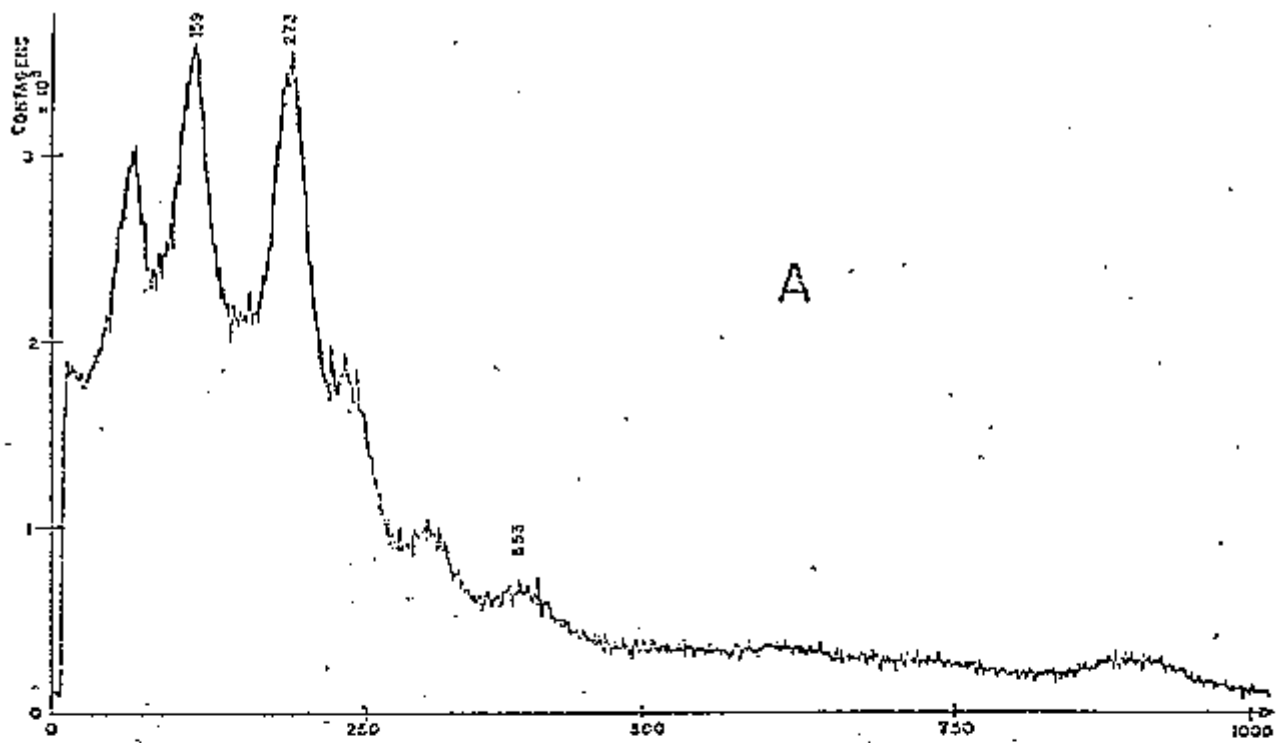


Figura 8-a - Espectro dos gamas da fonte de $^{117}\text{Cd} \xrightarrow{\beta^+} ^{117}\text{In} \xrightarrow{\beta^-} ^{117}\text{Sn}$, após 30 min. a irradiação. A- detetor de NaI(Tl), B- detetor de Ge(Li). As energias são dadas em keV.

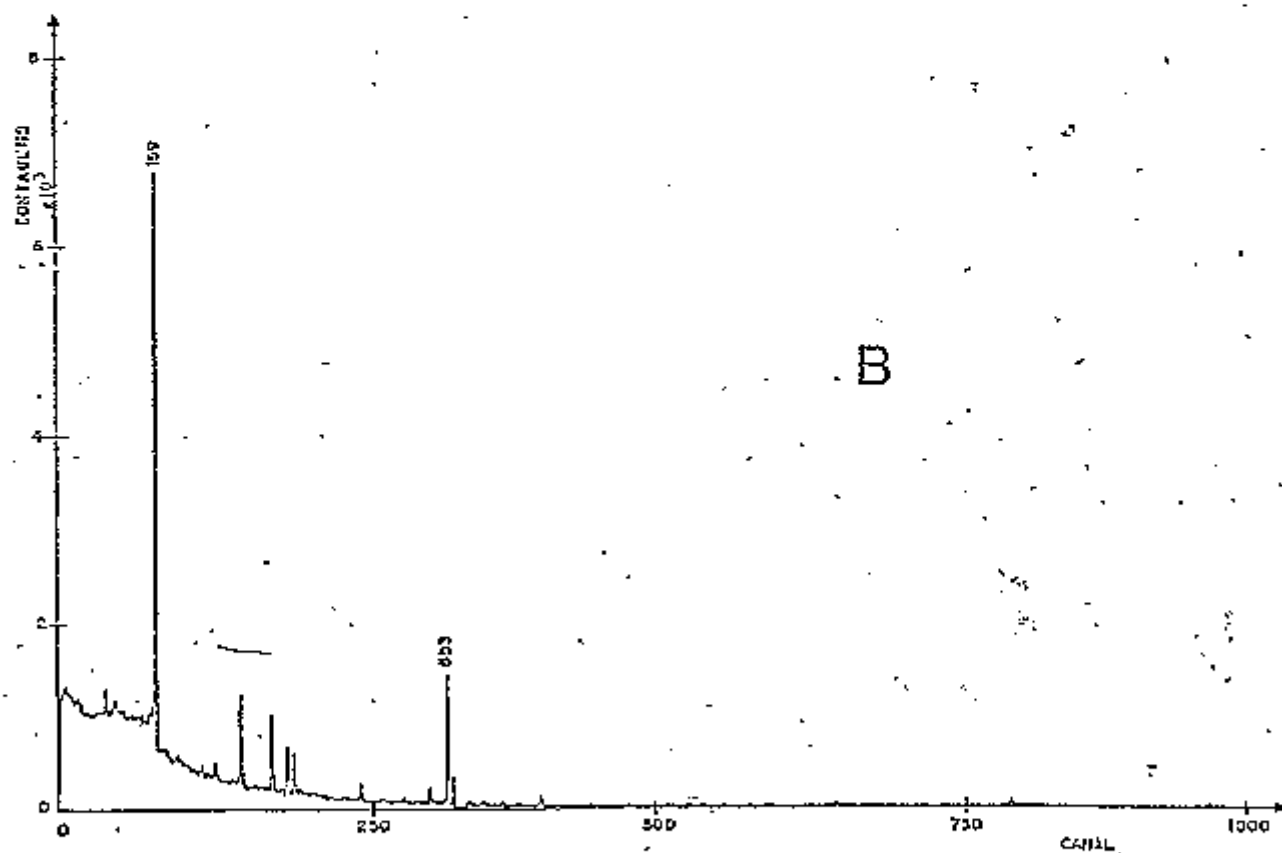
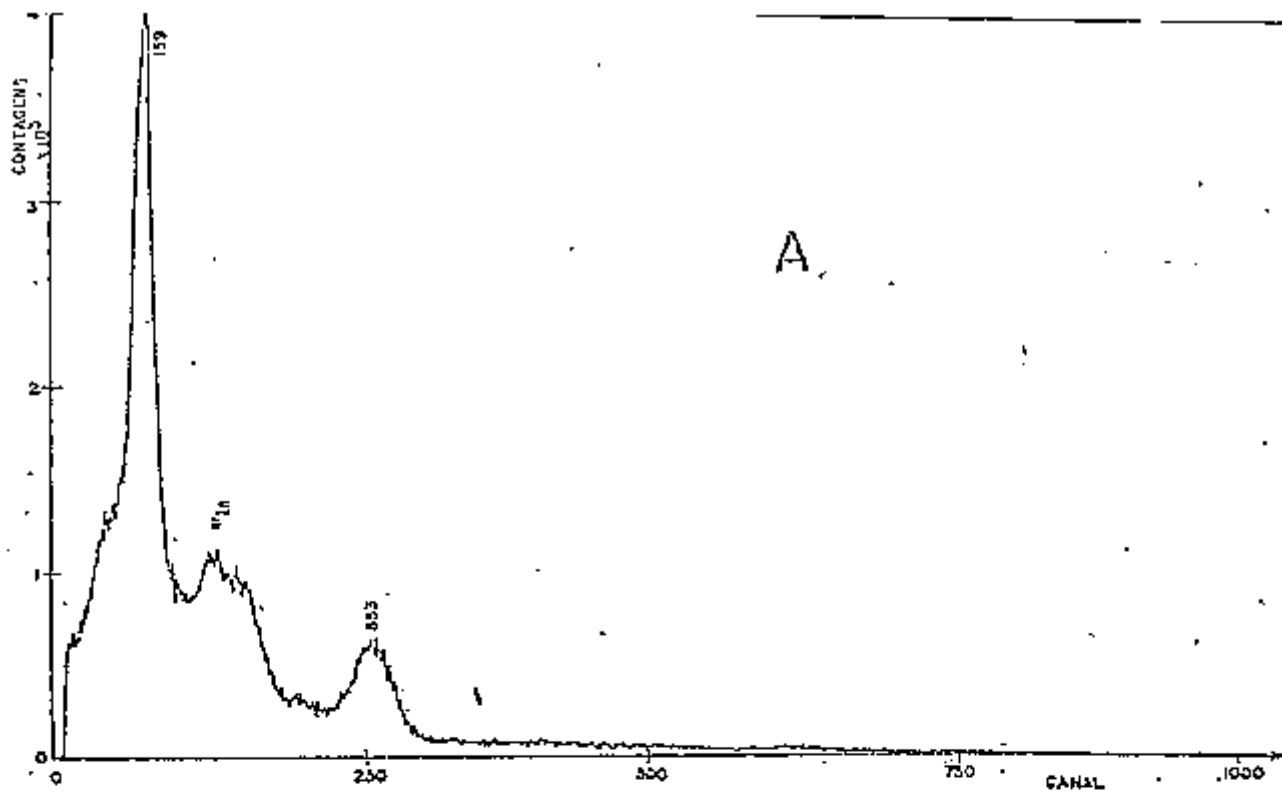


Figura 8-b - Espectro dos gamas da fonte de $^{117}\text{Cd} \xrightarrow{\beta^-} ^{117}\text{In} \xrightarrow{\beta^-} ^{117}\text{Sn}$, após 5 h. a irradiação. A- detetor de NaI(Tl), B- de detetor de Ge(Li). As energias são dadas em keV.

do detetor ; de NaI (TI) 2" x 2", e o monocanal do Ge (Li) discriminava os pulsos incluídos na faixa de 0 - 2 MeV.

O espectro de coincidências resultante no multicanal mostra todas transições com energia de 0 a 2 MeV em coincidências com os gamas na região de (500-600) keV. A cascata do ¹¹⁷In mais proeminente no espectro de coincidências foi a de (1310-273) keV, mas os fotopicos desta cascata e da (553-159) keV eram bem resolvidas pelo Ge (Li).

O número de coincidências $W^{tot}(\theta_i)$ foram medidas em sete ângulos de 90° a 180°, em passos de 15°, nos dois quadrantes do espectrômetro. O ângulo θ_i era mudado ciclicamente em intervalos de 10min. e cada amostra medida por 4 horas em média.

Após as correções para $W^{tot}(\theta_i)$, determinando-se o número de coincidências devido ao efeito compton e as acidentais (descritas em II-2-I, os valores de $W^{exp}(\theta_i)$, normalizados em relação a $W^{exp}(90^\circ)$ foram submetidos a um ajuste por mínimos quadrados à função I-1. Os A_{kk} obtidos foram corrigidos para o efeito de ângulo sólido finito dos detetores, utilizando os coeficientes Q_k tabelados nas referências /18 e 19/. O resultado final obtido para $W(\theta)$ foi:

$$W(\theta) = 1 + (-0,064 \pm 0,005) P_2(\cos \theta) + (+ 0,005 \pm 0,007) P_4(\cos \theta)$$

Na figura 9 é mostrada a curva ajustada juntamente com os valores experimentais da razão $W^{exp}(\theta_i)/W^{exp}(90^\circ)$.

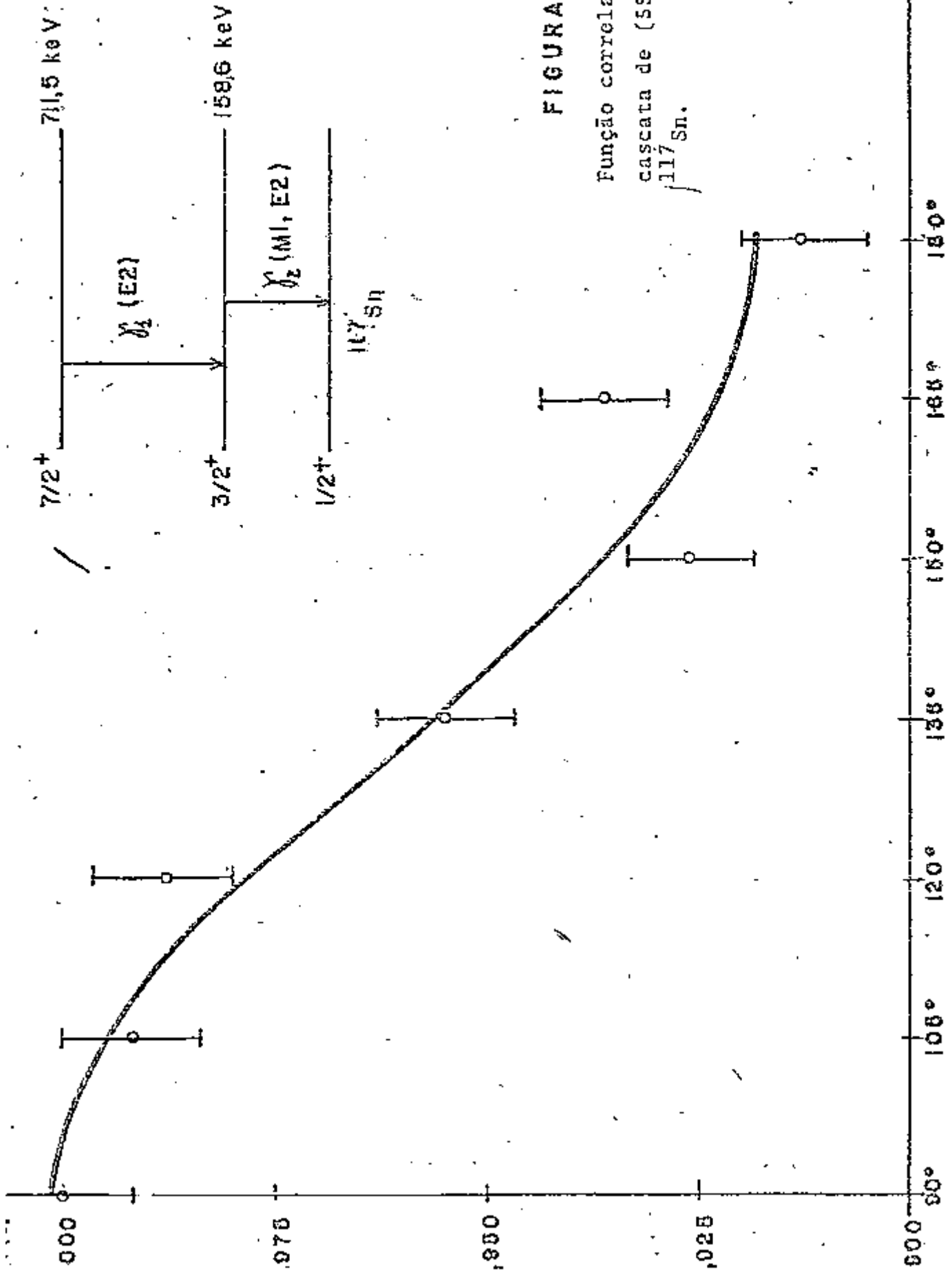


FIGURA - 9

Função correlação angular da cascata de (553-159) keV no ^{117}Sn .

O resultado obtido neste trabalho pode ser comparado com o da referência 24:

$$W(\theta) = 1 + (-0,043 \pm 0,006) P_2(\cos \theta);$$

com A_{44} , zero dentro do erro experimental. A diferença entre os dois valores pode ser devido ao fato de que na medida da referência 24 terem sido utilizados somente detectores de NaI (Tl) o que torna mais provável a mistura de outras cascatas, principalmente a de (1310 - 273) keV do ^{117}In , cujo valor positivo ($A_{22} = 0,20$) tenderia a diminuir a anisotropia da cascata de (553 - 159) keV.

III.4 - Mistura multipolar da transição de 159 keV

A partir de $W(\theta)$ experimental, calculamos a mistura multipolar de transição de 159 keV, da maneira descrita em II-2-1. Como foi citado em III-1, todas as spins e paridades da cascata (553 - 159) keV são bem estabelecidos a partir dos decaimentos β^- dos isômeros de $^{117}\text{In}/29/$, decaimento β^+ do $^{117}\text{Sb}/37/$, excitação coulombiana $^{35,36}/$ e reações nucleares $(p,p')^{30}/$, $(d,t)^{30,31}/$, $(d,p)^{32}/$, e $(t,d)^{33}/$.

Limitando-se às duas multipolaridades de mais baixa ordem das transições da cascata, esta pode ser descrita como:

$$7/2 \xrightarrow{E2, M3} 3/2 \xrightarrow{M1, E2} 1/2^+$$

A transição de 553 keV pode ser considerada E2

pura, pois a probabilidade de transição E2 é aproximadamente 10^4 vezes maior que a M3. Quanto a transição de 159 keV, é possível existir uma mistura de transições do tipo M1, E2, pois a probabilidade de transição E2 em alguns casos pode ser da ordem de grandeza da M1.

O cálculo desta mistura multipolar δ na transição γ_2 de 159 keV foi feita através da expressão II-3, variando-se o valor de $W^{\text{teor}}(\theta)$ em função de δ . Na figura 10 é mostrado o valor de χ^2 (equação II-3) em função de δ , e os dois mínimos de χ^2 correspondem aos resultados mais prováveis para δ , que são:

$$\delta_1 = 1,89 \pm 0,10$$

$$\delta_2 = 0,036 \pm 0,021$$

Estes dois valores correspondem respectivamente às seguintes contribuições percentuais da transição do tipo E2 à transição total de 159 keV:

$$E2 \% = 78 \pm 2$$

$$E2 \% = 0,13 \pm 0,19$$

$$- 0,11$$

A escolha da mistura multipolar mais provável pode ser feita comparando-se o valor experimental da meia vida do nível a 159 keV com o valor calculado através de I-24, utilizando-se a expressão:

$$\tau_{\text{tot}} = \frac{\tau(E2) \cdot \delta^2}{1 + \delta^2} \cdot \frac{1}{(1 + \alpha_{\text{tot}})} \quad (\text{III-1})$$

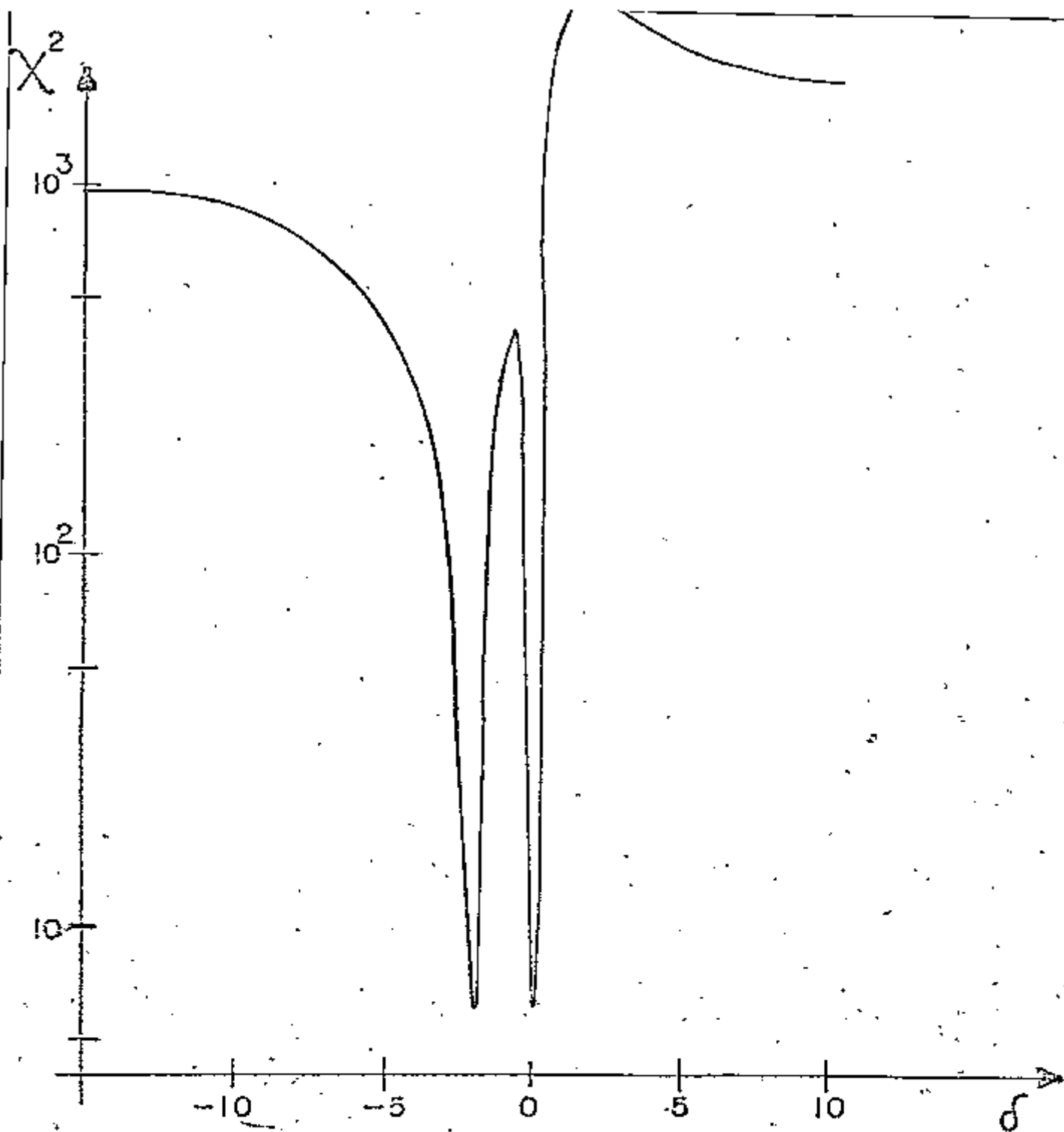


FIGURA 10 — Curva de χ^2 em função de δ para a cascata de (159 - 553) keV no ^{117}Sn , com a sequência de spins: $7^{+}/2 \xrightarrow{E2} 5^{+}/2 \xrightarrow{M1, E2} 1^{+}/2$.

$$\tau(E2) = 8,19 \times 10^{-14} (\Delta E)^{-5} B(E2)^{-1} \quad (\text{III-2})$$

onde:

τ_{tot} = vida média total

E = energia da transição, em MeV

$B(E2)_{\downarrow}$ = probabilidade de transição reduzida, E2 em unidades de $e^2 \text{cm}^4 \times 10^{-48}$

α_{tot} = coeficiente de conversão eletrônica total da transição considerada.

Com os valores: $B(E2)_{\downarrow} = 6,2 \times 10^{-4/36/}$, e $\alpha_{\text{tot}} = 0,16^{/25/}$, obtemos os seguintes valores para a vida média:

δ (E2/M1)	τ_{tot} (nanoseg)
$0,036 \pm 0,021$	(0,6 - 8,6)
$-1,89 \pm 0,10$	(2000 - 2100)

Comparando-se os valores acima para com os obtidos nas referências 16, $\tau = 0,447 \pm 0,043$ nsec., e referência 17, $\tau = 0,403 \pm 0,013$ nsec., conclui-se que o valor mais provável para a mistura multipolar da transição de 159 keV é:

$$\delta$$
 (E2/M1) = $0,036 \pm 0,021$

Esta escolha é confirmada pelos coeficientes de conversão teóricas para a camada k, para Z = 50, e energia de transição de 159 keV; calculados na referência 39:

E2 %	α_k
0	0,136
100	0,250

Para $\delta = 0,036$, obtemos $\alpha_k(M1, E2) = 0,136$

e para $\delta = -1,89$, $\alpha_k(M1, E2) = 0,225$

Comparando-se estes valores com o coeficiente de conversão experimental, $\alpha_k = 0,1373 \pm 0,0030$, ^{127/} é confirmado o valor de $\delta = 0,036 \pm 0,021$ para a mistura multipolar do gama de 159 keV.

Este resultado concorda bem com os obtidos por autores confirmando a característica predominante de dipolo magnético do gama de 159 keV. como pode ser visto na tabela:

TABELA 2: Contribuição percentual de E2 na transição de 159 keV

E2 %	$0,13^{+0,19}_{-0,11}$	$0,15^{+0,15}_{-0,10}$	<0,4	0,03	$1,2 \pm 0,7$
Referência	Presente trabalho	25	26	28	24
Método	Correlação $\gamma\text{-}\gamma$	Correlação $e - \gamma$	Correlação $e - \gamma$	Excitação Coulombiana	Correlação $\gamma\text{-}\gamma$

O único valor realmente discordante, referência 24, foi obtido por Mancuso e Arns a partir dos coeficientes A_{22} e A_{44} da cascata de (553 - 159) keV. Uma das possíveis razões desta discrepância foi discutida no item anterior, III-2.

III.5 - Meia vida do nível a 159 keV

A meia vida do nível de 159 keV do ^{117}Sn foi medida por Schmorak e outros^{/16/}, utilizando o método das coincidências atrasadas γ - γ e γ -elêtron de conversão, obtendo o valor de $T_{1/2}$ diretamente da inclinação da curva de coincidências. O valor encontrado foi $T_{1/2} = 310 \pm 30$ psec.

Outro valor experimental foi determinado por P. John e outros^{/17/}, utilizando coincidências atrasadas γ - γ da cascata (156 - 159) keV, e fazendo numericamente a deconvolução do espectro atrasado com a distribuição pronta, equação II-4. Estes autores obtiveram $T_{1/2} = 279 \pm 9$ psec.

Nossa medida foi efetuada utilizando-se o sistema diferencial descrito em II-I-4, e detetores plásticos dopados com 5% de chumbo acoplados a fotomultiplicadoras rápidas descritas em II-1-2.

Todo o sistema foi otimizado para obter-se a melhor resolução em tempo para permitir-se utilizar o método da inclinação (II-2-2), que é o menos sensível a variações na eletrônica. Obtivemos uma meia vida de 135 psec para a distribuição pronta nas energias da cascata (553-159) keV, utilizando fonte de ^{22}Na .

Foi selecionado o gama de 553 keV no canal de "start", e no canal de "stop", o gama de 159 keV. O espectro atrasado obtido foi corrigido para acidentais e analisado como descrito em II-2-2, sendo que a calibração em tempo do CTA foi feita introduzindo-se no canal de "stop" linhas com atrasos conhecidos. Na figura. 11 é mostrada uma das séries de medidas com o espectro das coincidências atra

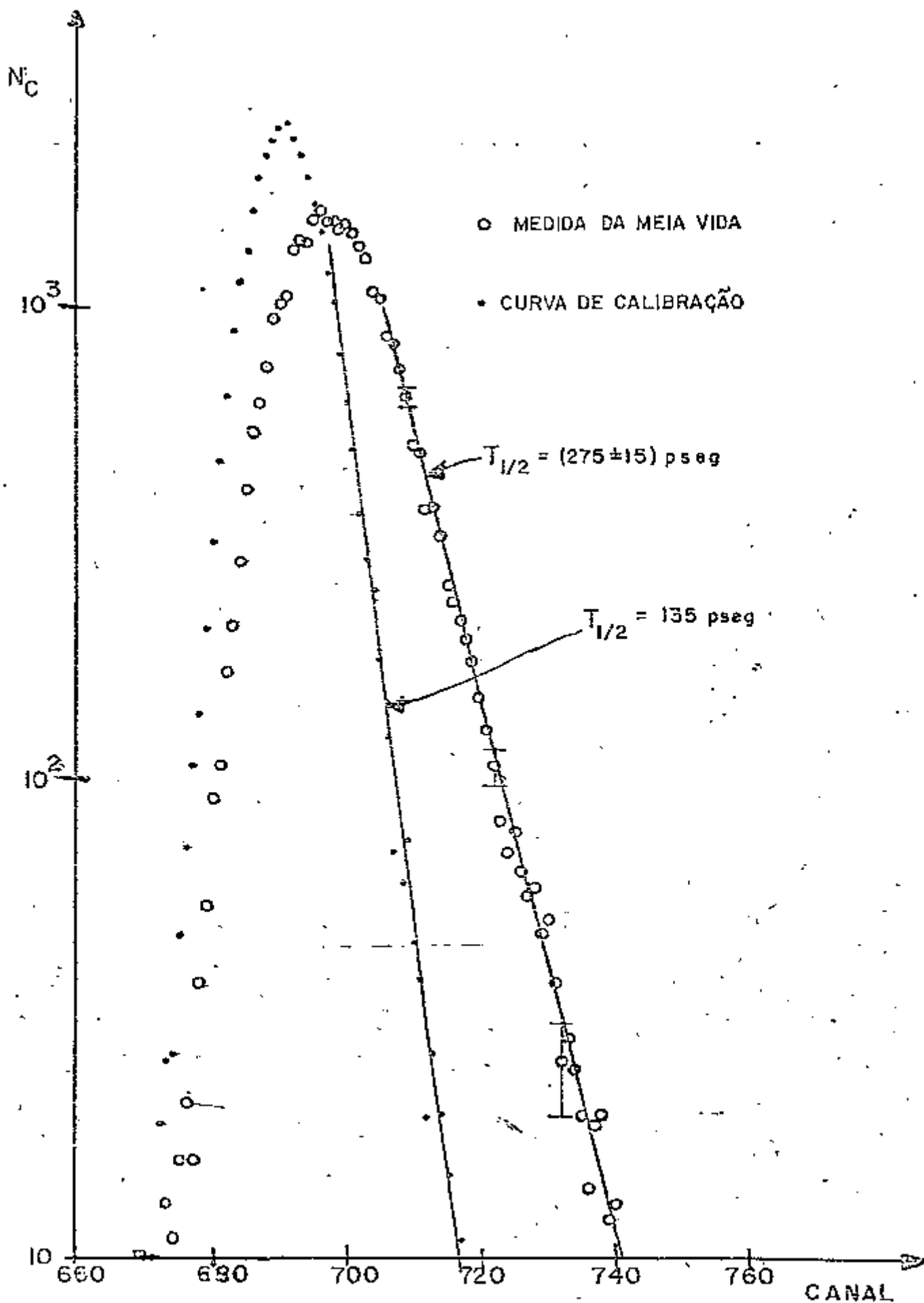


FIGURA 11- Curva de coincidências contra tempo da medida da meia vida do nível de 159 keV no ^{117}Sn .

sadas sobreposto ao espectro pronto com a área das curvas iguais. Os espectros das coincidências atrasadas foram submetidos a um ajuste por mínimos quadrados à uma função exponencial $A e^{-\lambda t}$ e uma média ponderada da série de medidas realizadas deu como resultado para a meia vida do nível a 159 keV:

$$T_{1/2} = 275 \pm 15 \text{ psec.}$$

em boa concordância com os valores anteriores. Nosso erro é duas vezes menor que o da referência^{/16/}, também obtido pelo método da inclinação. Entretanto, dentro do erro experimental os tres valores para a meia vida concordam entre si.

III.6 - Fator g. do nível a 159 keV

A medida do momento magnético do nível de 159 keV não pode ser determinado por meio do efeito Mössbauer, devido à meia vida curta deste nível, o que resulta numa largura de linhas aproximadamente 10 vezes maior que a separação dos subníveis na presença do campo magnético mais alto possível^{/40/}, $H_{hf}(\text{Sn no Fe}) = -81 \text{ k Gauss}$. A excitação coulombiana não é muito promissora, devido ao pequeno valor de $B(E2) = 0,00062 \pm \dots \times 10^{-48} \text{ e}^2 \text{ cm}^4$, determinados nas referências /28 e 36/.

As medidas através de correlação angular perturbada podem utilizar duas cascatas que tem este nível como intermediário, (156 - 159) keV e (553 - 159) keV. A primeira cascata envolve dificuldades consideráveis, devido ao

grande coeficiente de conversão para a transição M 4 de 156 keV e ao fato que as energias dos gamas da cascata não podem ser resolvidas. Entretanto esta cascata tem a vantagem de depopular o ^{117m}Sn , que tem meia vida de 14 dias, simplificando a experiência.

P. John e outros^{/17/} utilizaram esta cascata para a medida do fator g , usando os métodos da correlação angular diferencial perturbada (CADP) e da correlação angular integral perturbada (CAIP), e obtiveram o valor:

$$g = 0,45 \begin{matrix} + 0,15 \\ - 0,30 \end{matrix}$$

A razão principal deste grande erro foi a baixa estatística, pois devido ao alto coeficiente de conversão para o primeiro gama (156 keV), $\alpha_{\text{tot}} = 46,2$,^{/17/} a taxa de coincidências é pequena. Foi necessário um tempo total de medida de seis meses, para determinar o valor acima de g .

No presente trabalho utilizou-se a cascata de (553 - 159) keV do decaimento β^- do ^{117}In e ^{117m}In , de intensidade bem maior que a de (156 - 159) keV que depopula o estado metaestável do ^{117m}Sn . As fontes utilizadas foram líquidas, seladas em sílica, como descrito em II-2. O aparato experimental utilizado foi descrito em II-1-6, e foi determinado o valor experimental do fator g do nível 159 keV pelo método da rotação integral com campo reverso (ICR).

Após a medida da função correlação na geometria de eletroímã, com correções e ajustes numéricos descritos em II-2-3, obtivemos o seguinte valor:

$$W(\theta) = 1 + (-0,046 \pm 0,003) P_2(\cos \theta),$$

com A_{44} zero dentro do erro experimental. A função correlação angular no caso não é corrigida para ângulo sólido. Foi então aplicado à amostra um campo magnético de $25,5 \pm 0,5$ k Gauss perpendicularmente ao plano dos detetores, e medido o número de coincidências $W(135^\circ, +H)$, "campo para cima", e $W(135^\circ, -H)$, "campo para baixo". A razão da utilização do campo de 135° é devida ao fato que para este ângulo a função $dW(\theta)/d\theta$ é máxima, dando assim o maior valor possível para a razão R.

As análises e correções dos dados experimentais foram feitas, como foi visto em II-2-3; e o valor da razão R obtido de:

$$R = \frac{W(135^\circ, +H) - W(135^\circ, -H)}{W(135^\circ, +H) + W(135^\circ, -H)} = (1,56 \pm 0,31) \times 10^{-3}$$

Da expressão $b_2 = \frac{3A_{22}}{4+A_{22}}$, tiramos $b_2 = -0,035$, e usando a

fórmula aproximada:

$R = 2b_2 \omega_L \tau$, pois $\omega_L \tau \ll 1$ e $\theta = 135^\circ$, obtém-se:

$$\omega_L \tau = -(0,017 \pm 0,003) \text{ radianos.}$$

De $\omega_L = -g \frac{\mu_N}{h} H$, e utilizando-se o valor da vida média do nível obtido neste trabalho, $\tau = (395 \pm 22)$ psec, calculamos o valor para o fator g como sendo:

$$g = +0,47 \pm 0,10$$

A maior fonte de erro foi o estatístico, da ordem de 18%

(vide II-2-3).

A correção para o paramagnetismo de estanho não foi necessário devido ao pequeno valor da susceptibilidade magnética deste material^{/41/}.

CAPÍTULO IV

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - Introdução

A interpretação dos resultados experimentais obtidos neste trabalho será feita basicamente em termos dos modelos "extremo de partícula simples" (MEPS)^{/42/} e de "emparlhamento mais quadrupolo" (EMQ), este último desenvolvido principalmente por Kisslinger e Sorenson^{/23,43,44/}.

O modelo de Kisslinger e Sorensen tem sido aplicado para uma série de núcleos em várias regiões de massa nuclear; são calculadas as energias, os spins, os momentos elétricos e magnéticos dos níveis de energia mais baixa, bem como as probabilidades de transições entre os níveis. Há informações de cálculos detalhados inclusive para o núcleo do ¹¹⁷Sa.

Os parâmetros medidos neste trabalho, a meia vida e o momento de dipolo magnético do nível a 159 keV bem como a mistura multipolar da transição de 159 keV, são mais sensíveis à estrutura intrínseca do núcleo do que os spins e as energias dos níveis. As probabilidades de transição e as misturas multipolares são calculadas utilizando as funções de onda dos estados inicial e final envolvidos. No cálculo do momento magnético é usada somente a função de onda do estado considerado, devido ao caráter estático dos momentos nucleares.

Os parâmetros considerados são bastante sensíveis aos detalhes das funções de onda nucleares, e pequenas misturas nas funções alteram apreciavelmente seus valo

res. Por estas razões a previsão teórica destes parâmetros constitui-se em um rigoroso teste para qualquer modelo nuclear.

Normalmente os modelos existentes se propõem a explicar somente determinadas regiões da tabela periódica, ou tipos de núcleos (esféricos, deformados, etc), devido à inexistência de um único modelo que explique bem todas propriedades do núcleo. Não se pretende fazer uma comparação quantitativa entre os dois modelos em consideração, pois cada um deles mostra um aspecto da realidade física envolvida nos processos nucleares.

Na primeira parte deste capítulo é feita uma discussão breve do MEPS e do MEMQ, e na segunda parte são apresentados alguns resultados experimentais de parâmetros dos níveis de energia mais baixa do ^{117}Sn , é feita uma discussão dos nossos resultados em termos dos modelos considerados.

IV.2 - Modelo de Partícula Simples

Neste modelo considera-se os nucleons movendo-se em órbitas estacionárias, sujeitas a um potencial central, e emparelhados de modo que os parâmetros nucleares são determinados considerando-se somente o nucleon desemparelhado. Tal descrição não leva em conta movimentos coletivos envolvendo muitos nucleons, e não há referência explícita a forças de dois corpos entre os nucleons.

Estas simplificações sugerem que o modelo é de aplicação limitada o que é confirmado por exemplo nas pre-

dições dos momentos nucleares de quadrupolo elétrico, que estão em muitos casos em desacordo com os valores experimentais. Apesar das simplificações feitas, existem evidências que as órbitas estacionárias dos nucleons representam bem uma média dos seus movimentos reais.

Certos parâmetros nucleares são sensíveis somente ao movimento médio dos nucleons, mas outros são afetados bastante pelos detalhes da estrutura nuclear, e pelas interações partícula-partícula. Deste ponto de vista, o modelo de partícula simples constitui-se num ponto de partida razoável para o desenvolvimento de formalismos teóricos mais elaborados.

A versão mais simplificada do modelo de partícula simples é chamado de "Modelo Extremo de Partícula Simples" (MEPS), no qual os estados de prótons e neutrons são preenchidos independentemente e aos pares. Devido ao emparelhamento dos nucleons, a maioria das propriedades são devidas à única partícula desemparelhada. Os nucleons restantes formam um caroço completamente inerte com spin total zero e paridade par ($I^\pi = 0^+$), e momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico nulos.

A previsão de $I^\pi = 0^+$ para o estado fundamental dos núcleos par-par é confirmada experimentalmente, independente da região de massa considerada. Quando o núcleo se distancia dos números mágicos, a deformação do caroço (resultando em momentos de quadrupolo não nulos) e o surgimento de camadas apenas parcialmente preenchidas torna os spins previstos por este modelo bastante diferentes dos experimentais.

Para os núcleos de A ímpar, o valor do momento angular do estado fundamental é dado pela partícula desemparelhada, enquanto que os spins dos núcleos ímpar-ímpar não podem ser previstos, pois os vários valores resultantes do acoplamento dos spins dos dois nucleons desemparelhados não permitem, em geral, a determinação de qual deles tem energia mais baixa.

Os estados nucleares excitados são explicados em termos de excitação de partículas para níveis de energias mais altas. Nos núcleos de A ímpar os níveis de energias mais baixas são originados pela excitação da partícula desemparelhada, e tem os spins e paridades deste nucleon.

Para produzir níveis excitados em núcleos par-par, é necessário quebrar um par para desemparelhar e promover um nucleon, e normalmente isto exige uma energia alta. A criação do buraco - partícula e o acoplamento de seus spins resulta em vários valores, gerando ambiguidades pela impossibilidade de prever qual deles tem energia mais baixa.

Os momentos de dipolo magnético previstos pelo MEPS são também devidos à partícula desemparelhada, formando dois valores conhecidos com "limites de Schmidt". Em geral estes valores discordam dos experimentais, embora praticamente todos os valores observados permaneçam dentro dos dois limites, e mais próximos daquele que a teoria prevê. Há várias razões que podem explicar estas discrepâncias, sendo talvez as mais importantes a ocorrência de interações coletivas e de partícula - caroço, desprezadas pelo modelo.

As funções de onda radiais neste modelo são consideradas constantes através do volume nuclear, levando a fórmula simples para as vidas médias dos estados excitados, sendo estas frequentemente usadas como valores de referência para comparação de dados experimentais. As meias vidas calculadas pelo formalismo do MEPS são também conhecidas como "estimativa de Weisskopf".

O modelo extremo de partícula simples pode ser melhorado considerando-se como caroço inerte as camadas completamente fechadas, e os nucleons restantes da camada parcialmente preenchida interagindo entre si. É suposto ainda que estas interações não perturbam apreciavelmente as órbitas de partículas simples. Este modelo é então chamado de Modelo de Partícula Simples (MPS). No tratamento de tópicos onde correlações no movimento das partículas são importantes, os valores previstos pelo MPS para os parâmetros nucleares não diferem significativamente dos calculados pelo MEPS.

IV.3 - Modelo de Emparelhamento mais Quadruplo.

Este modelo desenvolvido principalmente por Kisslinger e Sorensen é representado por combinação de efeitos de camadas, emparelhamento e de quadrupolo. É suposto que os estados de energia mais baixa dos núcleos esféricos podem ser tratados em termos de duas excitações básicas de quasi-partículas e fonons, em que as partículas interagem através de uma força simples de dois corpos. A força é representada por duas componentes de emparelhamento de

curto alcance, e a de longo alcance devido à força de quadrupolo.

Na maioria dos cálculos disponíveis estes dois modos de excitação são tratados separadamente. Para os núcleos par - par, as excitações de energia mais baixa são fonons, e somente estes são tratados em detalhe e nos núcleos de A ímpar ambos os modos são de energia baixa e são considerados nos cálculos juntamente com suas interações.

Os prótons e nêutrons preenchem níveis diferentes, supondo-se que a força de emparelhamento só é efetiva para nucleons do mesmo tipo, como no modelo de camadas com os pares de nucleons acoplados, resultando num momento angular nulo. A intensidade desta força é descrita por dois parâmetros, G_n para nêutrons e G_p para prótons. A força de quadrupolo é efetiva para pares de prótons, nêutrons e nêutron - próton e é descrita por tres constantes de acoplamento, respectivamente χ_p , χ_n , e χ_{np} .

Para cada conjunto de constantes de acoplamento escolhidas, o Hamiltoniano de emparelhamento é diagonalizado aproximadamente pelo uso da transformação de quasi-partículas para nêutrons e prótons separadamente. A força de quadrupolo é descrita então como uma interação entre as quasi-partículas do próton e do nêutron. Na determinação de alguns parâmetros nucleares os efeitos de uma interação adicional de curto alcance, são obtidos pela aplicação de teoria de perturbação às funções de onda de emparelhamento mais quadrupolo.

O MEMQ tem sido usado no cálculo de propriedades nucleares numa ampla região de massa, por vários auto-

res. Os resultados obtidos em geral concordam bem com os valores experimentais, e uma revisão da aplicação deste modelo a vários tipos de núcleos pode ser encontrada na referência 43?

IV.4 - Discussão dos Resultados Experimentais em Termos de Modelos.

Além dos parâmetros nucleares do ^{117}Sn obtidos neste trabalho, são encontrados na literatura vários outros estudos experimentais deste núcleo. Com o objetivo de tornar mais completa a interpretação das propriedades observadas foi feito um sumário dos dados mais significativos do núcleo de ^{117}Sn disponíveis até a presente data, que serão utilizados na discussão de nossos resultados experimentais. O sumário apresentado na figura 12 mostra na primeira e segunda colunas os valores do momento angular orbital, spin e paridade respectivamente dos níveis do ^{117}Sn . Estes resultados foram obtidos por correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$ /24/ e reações de "stripping" e "pick-up" de neutrons /30,-33/.

A terceira, quarta e quinta colunas mostram os valores de $\log ft$ obtidos a partir dos decaimentos β^- do ^{117}In e ^{117m}In /29/, e captura eletrônica e decaimento β^+ do ^{117}Sb /37/. A sexta coluna mostra os valores de $B(E2)_+$ obtidos por excitação coulombiana /34, 35, 36/, em unidades de $e^2 \cdot \text{fm}^4$, e a sétima e oitava colunas mostram os fatores espectroscópicos obtidos por reações (d,p) /32/ e (d,t) /31/. A nona coluna mostra as energias dos níveis excitados, em keV /37, 29/. As duas últimas colunas apresentam os valores dos

J ^π	log ft			B(E2) _↓	d,p	d,t	E keV	μ Jh	t _{1/2}
	β ⁻ 1/2 ⁻	β ⁻ 9/2 ⁺	EC+β ⁺ 5/2 ⁺	e ² fm ⁴ Exc.Coul.	c ² s	c ² s			
2 5/2 ⁺	8.5		6.5	207		3.11	1020.3		0.4 psog
2 3/2 ⁺	9.0		6.7	365	0.061		1004.4		1.2 psog
4 7/2 ⁺		4.4	7.5		0.13	7.36	711.5		1 nsog
5 11/2 ⁻		8.1	270		0.81	3.26	314.5		14 d
2 3/2 ⁺	7.0		4.8	3.1	0.55	1.70	158.6	0.70	275 psog
0 1/2 ⁺	6.8		>6.1		0.65	1.31	0	-0.99983	

¹¹⁷Sn₆₇

Figura 12 - Sumário de dados experimentais do ¹¹⁷Sn.

momentos de dipolo magnético (ref.45 e presente trabalho) e as meias vidas dos níveis (ref. 29, 35, 36 e presente trabalho).

Os dados obtidos no presente trabalho, juntamente com os mostrados na figura 12 indicam que o estado fundamental e os três primeiros níveis excitados no ^{117}Sn (158.6; 314.5; 711.5 keV) apresentam acentuadas características de partícula. O nível de 158.6 keV tem sua característica de partícula confirmada por sua transição gama para o estado fundamental, que é predominantemente M1, e com B(E2) lento quando comparada com as transições dos núcleos par-par vizinhos.

Os altos valores dos fatores espectroscópicos dos quatro primeiros níveis para "stripping" e "pick-up" de neutrons, juntamente com as experiências em excitação coulombiana, que consegue excitar somente o nível de 158,6keV e com um valor de B(E2)₊ para este nível comparável com B(E2)_{MEPS}, também caracterizam estes quatro níveis de mais baixa energia como estados de partícula.

O carácter coletivo, e misturas de carácter coletivo com o de partícula aparecem mais acentuadamente nos níveis com energia acima de 1 MeV. O carácter de partícula para os níveis de baixa energia do ^{117}Sn é esperado, devido à sua esfericidade e à camada de prótons fechada em um número mágico.

O modelo de partícula simples (MEPS) deve então se aplicar razoavelmente bem aos níveis de baixa energia no ^{117}Sn . Para o nível de 158,6 keV em partícula, o MEPS fornece os seguintes resultados para $\tau(M1)$ e

τ (E2), calculadas a partir das equações I-23 e I-24:

$$\tau$$
 (M1) = 7,91 x 10⁻¹² seg.

$$\tau$$
 (E2) = 2,25 x 10⁻⁷ seg.

Os resultados experimentais para as vidas médias τ (M1)_{exp} e τ (E2)_{exp} podem ser obtidos usando-se os valores medidos da mistura multipolar δ da transição de 158.6 keV e da meia vida $T_{1/2}$ do nível de 158.6 keV, através das equações:

$$\tau$$
 (M1)_{exp} = (1 + α_{tot})² (1 + δ^2) $T_{1/2} / 2n^2$ (IV-1)

$$\tau$$
 (E2)_{exp} = (1 + α_{tot}) (1 + 1/ δ^2) $T_{1/2} / 2n^2$ (IV-2)

O valor da mistura multipolar δ da transição de 158,6 keV foi obtido a partir dos experimentos da correlação angular da cascata de (553 - 159) keV, e o resultado final,

$$\delta \left(\frac{E2}{M1} \right) = 0,036 \pm 0,021$$

é mais preciso que as medidas anteriores deste parâmetro, apresentadas em III-4. O resultado da meia vida $T_{1/2}$ do nível a 158,6 keV obtido no presente trabalho

$$T_{1/2} = 275 \pm 15 \text{ psec.},$$

foi discutido em III-5, e concorda com o obtido por Schmorak e outras^{16/}. Ambos valores foram derivados diretamente da

inclinação da curva de coincidências atrasadas, e o resultado do presente trabalho apresenta uma melhor precisão em comparação com aqueles autores..

Comparando os resultados experimentais para $\tau(M1_{exp})$ e $\tau(E2_{exp})$ obtidos das equações IV-1 e IV-2 com as previsões do MEPS, foi observado que a transição $M1$ é 59 vezes mais lenta que o valor previsto pelo MEPS, e a $E2$ é também retardada por um fator de 2 em relação ao resultado teórico.

Quanto ao nível de 711,5 keV, ($7/2^+$, $T_{1/2} = 1,0$ nsec)^{/29/} este decai por uma transição do tipo $E2$ para o nível de 158,6 keV ($3/2^+$) e também para o nível de 311,5 keV ($1/2^-$), por uma transição $M2$, e as transições $E2$ e $M2$ são retardadas por um fator de 4 e 48 respectivamente,^{/29/} em comparação com os valores previstos pelo MEPS. Estes valores são coerentes com o caráter de partícula dos tres níveis envolvidos, e com o fraco acoplamento esperado com o caroço que contém uma camada fechada de 50 prótons. Considerando-se que a transição de 158,6 keV é do tipo $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ isto é, $\Delta l = 2$, o valor de $B(M1_{exp})$ para esta transição 2_1^- é bastante grande. No formalismo de emparelhamento mais quadrupolo (MEMQ), o valor de $B(M1)$ calculado por Sorensen^{/46/} incluindo-o efeito de vibrações quadrupolares nas transições $M1$ com $\Delta l = 2$ é várias ordens de grandeza menor que $B(M1_{exp})$. Sorensen^{/47/} calculando o valor de $B(E2)$ da mesma transição obteve um resultado cerca de duas vezes maior que $B(E2_{exp})$, incluindo no cálculo os efeitos de um fonon, e Reehal e Sorensen^{/48/}, calculando o mesmo parâmetro mas considerando a contribuição de dois fonons obtiveram um valor

cinco vezes maior que o resultado observado para $B(E2_{exp})$.

O MEPS fornece ainda a estimativa do momento dipolar magnético de estados nucleares, para um neutrão de semparelhado :

$$\mu = \mu_{\text{neutron}} \quad , \quad j = 2 + 1 \quad (\text{IV-3})$$

$$\mu = - (1/(I+1)) \mu_{\text{neutron}} \quad , \quad j = 2 - 1 \quad (\text{IV-4})$$

e onde $\mu_{\text{neutron}} = - 1,91 \mu_n$

Para o nível de 158,6 keV ($d_{3/2}$), o valor previsto pelo MEPS vale:

$$\mu_{\text{MEPS}} = 1,15 \mu_n$$

Para o estado fundamental do ^{117}Sn , do tipo $s_{1/2}$, μ vale:

$$\mu_{s_{1/2}} = -1,91 \mu_n$$

Quanto ao nível de 158,6 keV, o valor obtido experimentalmente no presente trabalho é $\mu_{3/2} = +0,70 \pm 0,15$. O resultado anterior, observado por P. John e outros^{/17/} é $\mu = + 0,67 \pm 0,22$ - $0,45$, e portanto nosso valor apresenta uma sensível redução na incerteza na determinação experimental deste parâmetro. Para o estado fundamental, o valor medido para o momento de dipolo magnético é $\mu_{1/2} = - 0,99983^{45} \mu_n$.

A comparação destas estimativas com os valores experimentais mostram que, embora os dois níveis tenham

fortes características de partícula, há uma diferença significativa entre os valores experimentais dos momentos dipolares experimentais e os previstos pelo MEPS.

Kisslinger e Sorensen^{/23/} realizaram um estudo detalhado para os núcleos esféricos, utilizando o formalismo de emparelhamento mais quadrupolo (MEMQ), e tentando descrever os importantes efeitos de partícula e coletivos que produzem desvios entre os valores observados de vários tipos de parâmetros nucleares e os previstos pelo MEPS. No caso particular dos momentos de dipolo magnético, os resultados obtidos para os momentos dos estados de 158,6 keV e o fundamental são, respectivamente:

$$\mu_{3/2} = + 0,77 \mu_n$$

$$\mu_{1/2} = - 0,87 \mu_n$$

que apresentam boa concordância com os valores experimentais destes parâmetros.

Ainda utilizando o MEMQ, Sorensen^{/41/} calculou as energias, spins e paridades dos níveis do ¹¹⁷Sn até energias de cerca de 2 MeV, e a concordância entre os cálculos teóricos e o esquema de níveis observado experimentalmente para os quatro primeiros níveis excitados é excelente.

O modelo de excitação de caroço (MEC) de de Shalit^{/50/} não explica as características dos níveis de energias mais baixa no ¹¹⁷Sn. No modelo o primeiro estado excitado ($\frac{3}{2}^+$) pode ser formado acoplando-se o estado fundamental ($\frac{1}{2}^+$) com o estado excitado 2^+ do caroço par-par. Assim, probabilidade de transição $B(E2 \frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+)$ deve ser

nesse formalismo da mesma ordem que $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ dos núcleos par-par vizinhos. Comparando-se esses valores experimentais, que são:

$$B(E2; \frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}) = 3,2 e^2 \text{ fm}^4 / 36 / , \text{ no } {}^{117}\text{Sn} \text{ e}$$

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 450 e^2 \text{ fm}^4 / 49 / , \text{ .}$$

iguais para o ${}^{117}\text{Sn}$ e ${}^{118}\text{Sn}$, conclue-se que o MEC não se aplica no presente caso, o que é também confirmado pela predominância M1 da transição de 159 keV (no MEC as transições M1 entre os componentes do multiplete formado pelo acoplamento e o estado fundamental são proibidas).

Em suma, o MEPS e o MEMQ conseguem explicar com razoável êxito alguns parâmetros nucleares do ${}^{117}\text{Sn}$. O primeiro, devido à simplicidade das funções de onda usadas não fornece resultados precisos, mas é um bom ponto de partida para a análise teórica de resultados experimentais. Quanto ao MEMQ, a inclusão dos efeitos coletivos nos núcleos esféricos constitui-se em um refinamento do MEPS, e em geral os valores de parâmetros calculados pelo modelo estão em boa concordância com os resultados experimentais. Entretanto algumas previsões deste modelo discordam completamente com os valores observados, como exemplo a probabilidade de transição reduzida $B(M1)$ entre o nível de 158,6 keV e o estado fundamental no ${}^{117}\text{Sn}$.

A complexidade da estrutura nuclear impossibilitou até o momento a derivação de um formalismo teórico capaz de descrever exatamente todas as propriedades nuclea -

res. Para a descrição completa e precisa de todos os parâmetros do núcleo torna-se necessário melhorar os modelos existentes, incluindo outros tipos de interações entre os nucleons. Dado as limitações do atual estágio da teoria nuclear, os modelos utilizados neste capítulo são importantes como guias auxiliares para se conseguir um melhor entendimento experimental da estrutura nuclear do ^{117}Sn .

CONCLUSÕES

O núcleo do ^{117}Sn tem sido objeto de vários estudos experimentais nos últimos anos. Classificado como esférico, e com a camada de prótons fechada em um número mágico ($Z = 50$), o ^{117}Sn tem sido também investigado por trabalhos teóricos, devido à simplificação oferecida aos cálculos pela camada fechada. Apesar dos vários trabalhos experimentais, a discordância entre os valores de diversos parâmetros nos levou a redeterminá-los, utilizando um aparato experimental tecnicamente aprimorado.

Os estudos realizados no presente trabalho utilizam Técnica da Correlação Angular gama-gama. Foram usados tres tipos de detetores gama, combinados entre si para fornecerem arranjos experimentais de máxima eficiência e estabilidade, para cada parâmetro a ser medido.

Neste trabalho foi determinado pela primeira vez a correlação angular da cascata de (553-159) keV no ^{117}Sn , com um espectrômetro de-Ge(Li)-NaI (Tl). O resultado discorda do obtido anteriormente por outro autor, que utilizou um espectrômetro a NaI (Tl)-NaI (Tl).

Os spins e paridades dos níveis desta cascata já eram bem conhecidos por experimentos anteriores, entretanto a medida da correlação angular possibilitou uma determinação mais precisa da mistura multipolar da transição de 159 keV, como sendo $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right) = 0,036 \pm 0,021$. Os resultados obtidos por outros autores para este parâmetro apresentam sensíveis discrepâncias entre si.

A medida da meia vida do nível da 159 keV foi

realizada pela Técnica das coincidências atrasadas $\gamma\text{-}\gamma$, utilizando detetores de plástico e circuitos eletrônicos rápidos, com boa resolução em tempo. Também para este parâmetro existiam na literatura dois valores diferentes, e o nosso valor experimental, $T_{1/2} = 275^{+15}$ pseg; concorda melhor com o mais recente deles.

Quanto à medida do fator g do nível a 159 keV, fizemos medidas mais precisas, reduzindo apreciavelmente o seu erro, em comparação com o valor anteriormente obtido por P. John e outros. O método utilizado foi o da Rotação Integral com Campo Reverso, com o resultado final de $\mu = +0,70^{+0,15} \mu_n$.

Esta foi a primeira determinação experimental de um momento de dipolo magnético realizada no grupo, sendo que o sistema de eletroímã (descrito em II-1.5) foi montado e calibrado pelo grupo de Correlação Angular do Instituto de Energia Atômica.

Foi feita também uma comparação entre os valores experimentais e as previsões dadas por modelos nucleares. Limitamo-nos aos modelos de partícula simples e ao de Kisslinger e Sorensen, devido à informação de cálculos teóricos dos parâmetros medidos existentes na literatura. Embora os níveis de energia mais baixa no ^{117}Sn tenham fortes características de partícula, o modelo de partícula simples não fornece resultados satisfatórios para alguns dos parâmetros medidos, o que é compreensível, devido à sua simplicidade.

Os valores previstos por Kisslinger e Sorensen estão em melhor concordância com os experimentais, exceto quanto à probabilidade de transição $M1$ da transição de

159 keV ($\Delta I = 2$), onde a discrepância com o valor experimental é maior que 10^3 . Entretanto ficou evidenciada a importância da inclusão de fonons no cálculo de parâmetros dos níveis de energia mais baixa nos núcleos de A ímpar, mesmo na região dos esféricos. Em particular a medida do momento magnético do nível a 159 keV, $\mu = +0,70 \pm 0,15\mu_n$ é reproduzido pelo cálculo de Kisslinger e Sorensen, que obtiveram $\mu_n = 0,77\mu_n$.

Já existe na literatura uma quantidade razoável de dados acerca dos isótopos com A ímpar na região dos esféricos. Esperamos que os parâmetros do ^{117}Sn aqui determinados, juntamente com os dados experimentais obtidos por outros métodos sirvam para o aperfeiçoamento ou desenvolvimento de modelos nucleares que consigam explicar com melhor precisão as características dos núcleos esféricos de A ímpar.

R E F E R Ê N C I A S

- ① J.W. Dunworth
- Rev. Sci. Instr. 11(1940) 167
- ② D.R. Hamilton
- Phys. Rev. 58 (1940) 122
3. G. Goertzel
- Phys. Rev. 70 (1946) 897
4. E.L. Brady e M. Deutsch
- Phys. Rev. 72 (1947) 870.
5. H. Frauenfelder e R.M. Steffen
- Alpha - Beta and Gamma - Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, editor - North Holland Publishing Co. Amsterdam, 1965)
- ⑥ H.J. Rose e D.M. Brink
- Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306
7. R.M. Steffen e K. Alder
- The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (W.D. Hamilton, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975) - Capítulo 12
8. P.J. Twin, W.D. Hamilton
- The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (W.D. Hamilton, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975) - Capítulos 14 e 15.
- ⑨ J.O. Newton
- The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (W.D. Hamilton, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975) - Capítulo 7

10. R.M. Steffen e H. Frauenfelder
 - Perturbed Angular Correlations (E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn editores, - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1964)
11. M. Ferentz e N. Rosensweig
 - Alpha - Beta and Gamma - Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965) - Apêndice 8
12. S.A. Moszkowski
 - Alpha-Beta and Gamma - Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965)
13. N.A. Preston
 - Physics of the Nucleus (Addison - Wesley Publishing Co., Massachusetts, 1962)
14. J.M. Blatt e V.F. Weisskopf
 - Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, Inc., N. York, 1954)
- (15) A. Bairrio Nuevo Jr.
 - Correlações Angulares Gama-Gama nos Núcleos, ^{71}Ga e ^{69}Ga - Tese de Mestrado - Inst. de Física USP e Inst. de Energia Atômica - 1975
16. M. Schmorak, A.C. Li e A. Schmarzschild
 - Phys. Rev. 130 (1963) 727
17. P. John, B. Reuse e H. Schneider
 - Z. Physik 254 (1972) 142
18. M.J.L. Yates
 - Finite Solid Angle Corrections, em Perturbed Angular Correlations (E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn, editores - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1964)

19. D.C. Camp e A.L. van Lehn
- Nucl. Instr. Meth. 76 (1969) 192
20. K.E.G. Löbner
- The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (W.D. Hamilton, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975) Capítulo 6
21. Angular Correlations in Nuclear Disintegrations -
Proceedings
- Delft, the Netherlands - 1970
22. E. Bodenstedt e J.D. Rogers
- Perturbed Angular Correlations (E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegban editores - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1964)
23. L.S. Kisslinger e R.A. Sorensen
- Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
24. R.V. Mancuso e R.G. Anns
- Nucl. Phys. 68 (1965) 513
25. R.K. Golden e S. Frankel
- Phys. Rev. 102 (1956) 1053
26. W.D. Hamilton, Z. Grabowski e J.E. Thun
- Nucl. Phys. 29 (1962) 21
27. J.P. Bocquet, Y.Y. Chu, G.T. Emery e M.L. Perlman
- Phys. Rev. 167 (1968) 1117
28. D.S. Andreev, V.D. Vasilev, G.M. Gusinskii, K.I. Erokhina e I. Kh. Lemberg
- Izv. Akad. Nauk SSSR (ser. fiz.) 25 (1961) 832
29. P.A. Baedeker, A. Pakkanen e W.B. Walter
- Nucl. Phys. A158 (1970) 607

30. K. Yagi, Y. Saji, T. Ishimatsu, Y. Ishizaki, M. Matoba,
Y. Nakajima e C.Y. Huang
- Nucl. Phys. A111 (1968) 129
31. S.E. Vigdor e W. Haeberli
- Nucl. Phys. A253 (1975) 55
32. E.J. Schncid, A. Prakash e B.L. Cohen
- Phys. Rev. 156 (1967) 1316
33. P.D. Barnes, E.R. Flynn, G.J. Igo e R. Woods
- Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 546
34. R.L. Robinson, P.H. Stelson, F.K. McGowan, J.L.C. Ford
e W.T. Milner
- Nucl. Phys. 74 (1964) 281
35. P.H. Stelson, W.T. Milner, F.K. McGowan e R.L. Robinson
- Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 19
36. P.H. Stelson, W.T. Milner, F.K. McGowan, R.L. Robinson
e S. Raman
- Nucl. Phys. 190 (1972) 197
37. D.B. Beery, G. Berzins, W.B. Chaffee, W.H. Kelly,
Wm. C. McHarris
- Nucl. Phys. A123 (1969) 649
38. A.C. Li, M. Schmorak e A. Schwarzschild
- Bull. Am. Phys. Soc. 6 (1961) 229
39. R.S. Hager e E.C. Seltzer
- Nuclear Data A4 (1968) 1
40. A.J.F. Boyle, D. St. P. Bunbury e C. Edwards
- Phys. Rev. Letters 5 (1960) 553
41. Handbook of Chemistry and Physics, R.C. Weast, editor
- The Chemical Rubber Co., Cleveland, 1970 - 1971

42. M.G. Mayer
- Phys. Rev. 75 (1949) 1969
43. R.A. Sorensen
- Nucl. Phys. 25 (1961) 674
44. A.M. Lane
- Nuclear Theory (W.A. Benjamin, Inc. 1964, N. York)
45. I. Lindgreen
- Alpha - Beta and Gamma - Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, editor - North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965) Apêndice 4
46. R.A. Sorensen
- Phys. Rev. 152 (1963) 2270
47. R.A. Sorensen
- Phys. Rev. 133B2 (1964) 281
48. B.S. Reehal e R.A. Sorensen
- Phys. Rev. C2 (1970) 819
49. P.H. Stelson, F.K. McGowan, R.L. Robinson, e W.T. Milner
- Phys. Rev. C2 (1970) 2015
50. A. de Shalit
- Phys. Rev. 122 (1961) 1530