

BR 89 20294
INIS-BR - 1481

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NUCLEAR

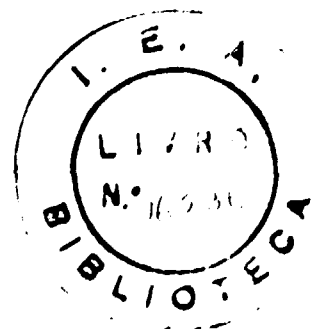
DO ^{117}In E ^{77}Se PELA TÉCNICA DA

CORRELAÇÃO ANGULAR

Cibele Bugno Zamboni

Dissertação apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para obtenção do grau "Mestre - Área Tecnologia Nuclear"

Orientador: Dr. Rajendra N. Saxena



são paulo - 1981

AGRADECIMENTOS

Expresso minha gratidão a todas as pessoas que me ajudaram tornando possível este trabalho. Em particular, a meu orientador Professor Rajendra N. Saxena, que além de transmitir seus ensinamentos, dedicou-me sua amizade e compreensão.

Aos meus amigos do Grupo de Correlação Angular, M.Sc. Maristela O.M.D. de Souza e M.Sc. Sylvio D. de Souza, que muito contribuíram para minha formação em física. Um agradecimento especial aos bolsistas Renato Matheus e Leliane N. de Barros pela elaboração de programas facilitando os cálculos no computador e pela confecção de gráficos.

A todos os colegas do IPEN que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho, em especial aqueles pertencentes à Área de Física Nuclear, Área de Operação e Manutenção do Reator de Pesquisa e Área de Instrumentação e Eletrônica.

Agradeço, ainda, ao setor de Operação do Acelerador do Instituto de Engenharia Nuclear do Rio de Janeiro, pelo fornecimento de amostras de ^{77}Br , sem as quais grande parte deste trabalho não teria sido realizada.

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NUCLEAR NO ^{117}In E ^{77}Se PELA
TÉCNICA DE CORRELAÇÃO ANGULAR

CIBELE BUGNO ZAMBONI

RESUMO

A técnica de correlação angular perturbada integral foi usada para a medida do fator-g do estado $3/2^-$ a 587 KeV no ^{117}In . As medidas foram feitas em presença de um campo magnético externo de 26 kG. A cascata gama(1303-273)KeV do ^{117}In populada pelo decaimento beta do ^{117}Cd foi utilizada para esta medida. O resultado é

$$g(587 \text{ KeV}) = -0,233 \pm 0,057$$

O presente resultado mostra que o estado a 587 KeV não pode ser um estado simples de buraco proton $P_{3/2}$, mas sim uma mistura complexa de diferentes configurações.

O fator-g do estado a 249 KeV foi também medido pelo método de correlação angular perturbada diferencial (TDPAC) em um campo magnético externo de 25 kG. A cascata gama a 750-249 KeV no ^{77}Se , populada pelo decaimento do ^{77}Br de 57h por captura eletrônica, foi utilizada para esta medida. O fator-g determinado é

$$g(249 \text{ KeV}) = 0,486 \pm 0,009$$

Em adição, a meia vida do estado a 249 KeV no ^{77}Se foi também medida pelo método de coincidências gama-gama atrasadas, utilizando as cascatas gama a 572 - 249 KeV e 750 - 249 KeV no ^{77}Se . O valor resultante da meia vida é

$$T_{1/2}(249 \text{ KeV}) = (9,56 \pm 0,10)\text{ns}$$

Os resultados experimentais são discutidos em termos de modelos nucleares aplicáveis para núcleos nesta região de massa.

NUCLEAR ESPECTROSCOPIC STUDY OF THE ^{117}In AND ^{77}Se USING
ANGULAR CORRELATION TECHNIQUE

CIBELE BUGNO ZAMBONI

ABSTRACT

The integral perturbed angular correlation technique has been used to measure the g-factor of the 587 KeV ($3/2^-$) state in ^{117}In . The measurements were made in an external magnetic field of 26 kG. The 1303-273 KeV gamma cascade in ^{117}In populated from the beta decay of ^{117}Cd was utilized for the measurement. The result is

$$g(587 \text{ KeV}) = -0.233 \pm 0.057$$

The present result shows the 587 KeV state may not be a simple $P_{3/2}$ proton hole state but rather a complex admixture of different configurations.

The g-factor of the 249 KeV state in ^{77}Se has also been measured by the time differential perturbed angular correlation (TDPAC) method in an external magnetic field of 25 kG. The 755-249 KeV gamma cascade in ^{77}Se populated from the electron capture decay of ^{77}Br utilized for the measurement. The g-factor is determined to be

$$g(249 \text{ KeV}) = 0.486 \pm 0.009$$

In addition the half life of the 249 KeV state in ^{77}Se has also been measured by the delayed gamma-gamma coincidence method utilizing the gamma cascades 572-249 KeV and 750-249 KeV in ^{77}Se . The resulting value of the half life is

$$T_{1/2}(249 \text{ KeV}) = (9.56 \pm 0.10)\text{ns}$$

The experimental results are discussed in terms of nuclear models applicable for nuclei in this mass region.

ÍNDICE

	<u>Pág.</u>
INTRODUCAO	1
CAPÍTULO I- RESUMO TEÓRICO	3
I.1- PRINCÍPIOS GERAIS DA CORRELAÇÃO AN GULAR	3
i.1.1- Introdução	3
I.1.2- Correlação Angular Direcional Ga ma-Gama	5
I.1.3- Correlação Angular Perturbada	8
CAPÍTULO II- ARRANJOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS... 12	
II.1- ARRANJOS EXPERIMENTAIS	12
II.1.1- Introdução	12
II.1.2- Espectrômetro Automático de Corre lação Angular	13
II.1.3- Espectrômetro com Eletroímã para Medida do Fator-g Nuclear	15
II.1.4- Sistema Eletrônico para Medidas de Coincidência Gama-Gama Integral	17
II.1.5- Sistema Eletrônico para Medidas de Coincidências Gama-Gama de Modo Di ferencial em Tempo	19
II.2- ANÁLISE DE DADOS	21
II.2.1- Correlação Angular Direcional	21
II.2.2- Fator-g	23
II.2.3- Meia Vida	25
II.2.4- Testes do Equipamento	26
CAPÍTULO III- MODELOS NUCLEARES E PROBABILIDADE DE TRAN SIÇÃO GAMA	32
III.1- MODELOS NUCLEARES	32
III.1.1- Introdução	32
III.1.2- Modelo de Camadas	32
III.1.3- Modelo Extremo de Partícula Simples. 35	
III.1.4- Modelo de Emparelhamento mais Quadru polo	37
III.2- PROBABILIDADE DE TRANSIÇÃO GAMA	38

	<u>Pág.</u>
III.2.1- Introdução	38
III.2.2- Fundamentos Teóricos da Probabili dade de Transição	39
III.2.3- Regras de Seleção para Transição Gama	40
CAPÍTULO IV- ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NO ^{117}In	43
IV.1- INTRODUÇÃO	43
IV.2- PREPARAÇÃO DA FONTE RADIOATIVA	44
IV.3- CORRELAÇÃO ANGULAR DA CASCATA GAMA A 1303-273 KeV NO ^{117}In	45
IV.4- MEDIDA DO FATOR-g DO ESTADO A 587 KeV ^{117}In E RESULTADOS	49
IV.5- DISCUSSÃO	53
CAPÍTULO V- ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NO ^{77}Se	60
V.1- INTRODUÇÃO	60
V.2- FONTES RADIOATIVAS	61
V.3- MEDIDA DA MEIA VIDA DO ESTADO A 249 KeV NO ^{77}Se	63
V.4- MEDIDA DO FATOR-g DO ESTADO $5/2^-$ A 249 KeV NO ^{77}Se	65
V.5- DISCUSSÃO	67
CONCLUSÕES	73
REFERÊNCIAS	75

INTRODUÇÃO

A compreensão e interpretação das propriedades nucleares em termos teóricos são problemas fundamentais da física nuclear. Qualquer tentativa desta descrição teórica por cálculos mais completos e exatos é não realística, porque não se conhecem ainda todas as interações núcleon-núcleon.

Várias teorias já foram propostas para explicar a força nuclear, mas uma formulação matemática precisa para esta força ainda não foi estabelecida. No caso de núcleos constituídos com no máximo dois núcleons, o problema é solúvel, mas para sistemas de multícorpos as técnicas matemáticas são insuficientes, envolvendo uma enormidade de cálculos computacionais. Por estas razões faz-se necessário a descrição das propriedades nucleares em termos de modelos nucleares.

A utilidade dos modelos nucleares é determinada por sua habilidade em explicar racionalmente os fatos observados experimentalmente. Por outro lado, antes de se testar qualquer modelo nuclear, é necessário conhecer várias propriedades que caracterizam os estados nucleares como: energia, spin, paridade, momento magnético, momento quadrupolar e outras. Com esta finalidade, durante vários anos uma quantidade de dados experimentais foram acumulados.

O grande avanço atingido nos últimos tempos, em termos de técnicas e instrumentação, tem ampliado bastante as perspectivas da física nuclear experimental, notavelmente a espectroscopia nuclear.

Grande parte das informações experimentais vem a partir de estudos de decaimento radioativo nuclear. O núcleo radioativo muitas vezes decai pela emissão de partículas alfa ou beta, como também pela emissão de nêutrons para estados excitados de um núcleo filho. O núcleo filho decai posteriormente para o estado fundamental pela emissão de radiação gama. Vários tipos de medidas podem ser feitos durante estes decaimentos radio

ativos, por exemplo meia vida do estado nuclear, espectro de energia de partícula beta ou radiação gama, coeficientes de conversão eletrônica, correlação angular gama-gama ou beta-gama etc. Algumas dessas medidas não só trazem informações sobre spins e paridades de estados excitados, mas também informações sobre probabilidades de transições, bem como caráter multipolar das transições.

No presente trabalho foram feitas medidas do fator-g do estado a 587 KeV no ^{117}In e do estado a 249 KeV no ^{77}Se . Além disso, foi também medida a meia vida do estado 249 KeV no ^{77}Se . Foi utilizada a técnica de correlação angular gama-gama perturbada, com campo magnético externo, para as medidas dos fatores-g e o método de coincidências gama-gama atrasadas para a medida de meia vida do estado excitado. Os resultados experimentais deste trabalho junto com outros resultados para níveis de baixa energia em ambos os núcleos, foram analisados em termos de modelos nucleares aplicáveis para estes núcleos.

No capítulo I são abordados, com alguns detalhes, os princípios gerais de correlação angular. No capítulo II é feita uma descrição dos arranjos experimentais utilizados e do método de análise empregado no tratamento de dados. No capítulo III é apresentado um breve resumo sobre alguns modelos nucleares, bem como probabilidades de transição gama. O capítulo IV mostra os resultados experimentais obtidos no núcleo do ^{117}In , precedido de um relato das medidas efetuadas, o mesmo ocorrendo no capítulo V, para o núcleo do ^{77}Se . No capítulo VI são apresentadas as conclusões dos estudos realizados nesta dissertação.

RESUMO TEÓRICOI.1- PRINCÍPIOS GERAIS DE CORRELAÇÃO ANGULARI.1.1- Introdução

Em geral, processos de decaimento de partículas alfa e beta levam à formação de possíveis núcleos em estados excitados que decaem por emissão de raios gama. No caso deste decaimento ocorrer com emissão sucessiva de raios gama em cascata, surge a possibilidade da existência de correlação angular entre os mesmos.

A possibilidade da existência de correlação angular foi primeiramente mencionada por Dunworth¹⁸ em 1940. Neste mesmo ano, Hamilton²⁷ publicou o primeiro trabalho teórico sobre o assunto e Goertzel²⁶ aprimorou a teoria de correlação angular direcional gama-gama, levando em consideração perturbações extra-nucleares. As evidências experimentais viriam mais tarde, em 1947, com o trabalho de Brady e Deustch¹².

No decorrer dos anos, com o desenvolvimento dos detectores de NaI(Tl) e, posteriormente, de Ge(Li) e Si(Li) aliados ao uso do analisador multicanal e demais sistemas eletrônicos, foi possível o estudo de núcleos com esquema de decaimento complexos. Estes estudos contribuíram para o desenvolvimento das técnicas experimentais de correlação angular, o que também foi acompanhado pelo desenvolvimento teórico do assunto, tornando a técnica de correlação angular um padrão em espectroscopia nuclear.

A teoria de correlação angular gama-gama que tem por base princípios gerais de simetria que levam à conservação do momento angular e paridade, estão detalhadas nos trabalhos de H. Frauenfelder e R.M. Steffen²⁴, H.J. Rose e D.M. Brink⁵⁴ e R.M. Steffen e K. Alder⁵⁸. Os detalhes sobre técnicas experimentais podem ser encontrados no trabalho de W.D. Hamilton²⁸.

De um modo geral, a orientação ao acaso dos spins nucleares na amostra radioativa torna a distribuição angular, dos raios gama emitidos, isotrópica. A intensidade da radiação gama emitida pelos núcleos com direção de spins alinhados é em geral anisotrópica. Para se obter um conjunto de núcleos com orientação específica dos spins, pode-se colocar a amostra em baixa temperatura (perto de 0 K) e aplicar um forte campo magnético ou gradiente de campo elétrico, o que provocará o alinhamento dos spins nucleares em relação ao eixo do campo aplicado.

Uma outra maneira consiste na seleção de núcleos com spins alinhados, obtidos através da emissão de duas radiações gama sucessivas γ_1 e γ_2 . A observação de γ_1 em uma direção fixa, seleciona um conjunto de núcleos com direção de spin especificado, isto significa que a detecção do primeiro gama em uma direção fixa corresponde a selecionar núcleos com spin alinhado. O segundo gama emitido em sucessão, γ_2 , mostra então uma correlação angular definitiva em relação a γ_1 .

Para que a correlação angular anisotrópica seja observada é necessário que o spin do estado intermediário permaneça alinhado até a emissão de γ_2 . Isso requer que a vida média do estado intermediário seja pequena, ($\tau \approx 10^{-10}$ seg), e ou que a forma física da amostra seja tal que não hajam campos extranucleares perturbando a orientação do spin. Nestas condições, a correlação é denominada correlação angular direcional não perturbada e permite a obtenção de dados que fornecem informações sobre spins dos níveis nucleares e multipolaridades das transições gama envolvidas.

No caso de atuarem no núcleo campos magnéticos ou elétricos, que podem ser internos de origem atômica, ou molecular, ou aplicados externamente, e interação com os momentos nucleares faz com que o spin do estado intermediário precesse em torno do eixo do campo, durante a permanência do núcleo no estado intermediário, alterando a correlação angular normal dos raios gama. Nestas circunstâncias temos a correlação angular perturba

da. Perturbações extra nucleares conhecidas, toram possível a medida de momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico de estados nucleares excitados.

I.1.2- Correlação Angular Direcional Gama-Gama

Uma cascata gama simples caracteriza-se pela emissão sucessiva de dois raios gama e pode ser descrita por seu estado inicial com spin I_i , intermediário com spin I e final com spin I_f conforme mostra a figura 1, onde E_i , E , E_f diz respeito à energia de cada um dos níveis nucleares envolvidos, π_i, π, π_f suas respectivas paridades e τ a vida média do nível intermediário. Cada transição gama por sua vez é caracterizada pelo número quântico momento angular (L_n), que diz respeito à multipolaridade de mais baixa ordem, pelo número quântico magnético (M_n) e pela sua paridade (π_n), onde $n = 1, 2$.

O arranjo experimental simples, para medidas de correlação angular gama-gama pode ser observado na figura 2, onde o detector que discrimina a primeira radiação (γ_1) é em geral mantido fixo e o outro móvel ocupando várias posições angulares, com o ângulo θ formado entre os eixos dos dois detectores. As radiações gama da cascata são detectadas dentro dos ângulos sólidos dos detectores, isto é, o número de fótons γ_2 emitidos por unidade de tempo na direção \hat{k}_2 é detectado no ângulo sólido $d\Omega_2$ e para a primeira radiação γ_1 , na direção \hat{k}_1 , que forma ângulo θ com a direção \hat{k}_2 , detectado no ângulo sólido $d\Omega_1$. Os dados experimentais obtidos são as taxas de coincidências verdadeiras entre os dois raios gama em função do ângulo θ e denominam-se $\omega^{\text{exp}}(\theta)$.

Uma cascata que pode ser representada conforme mostra a figura 1, terá sua função correlação angular dada por⁵⁴:

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

onde:

$$k \text{ é par e } 0 \leq k \leq \min(2I, 2I_1, 2I_2);$$

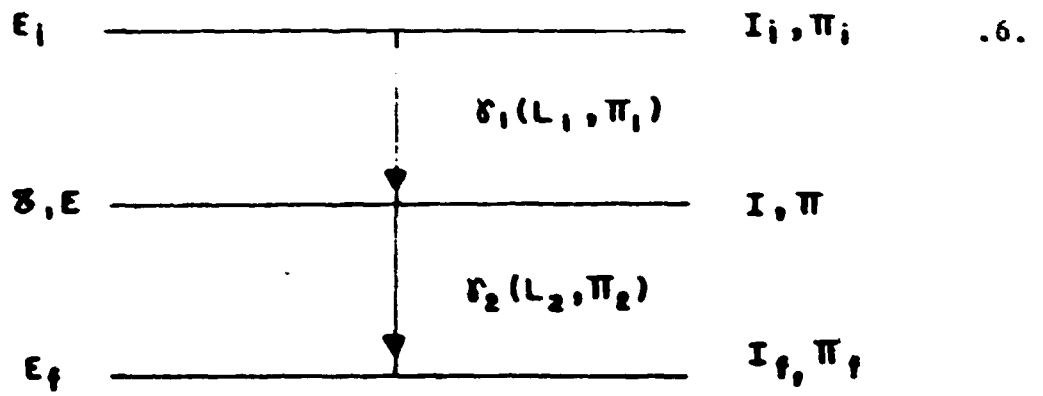


Figura 1- Esquema típico de uma cascata γ - γ com destaque dos parâmetros mais importantes.

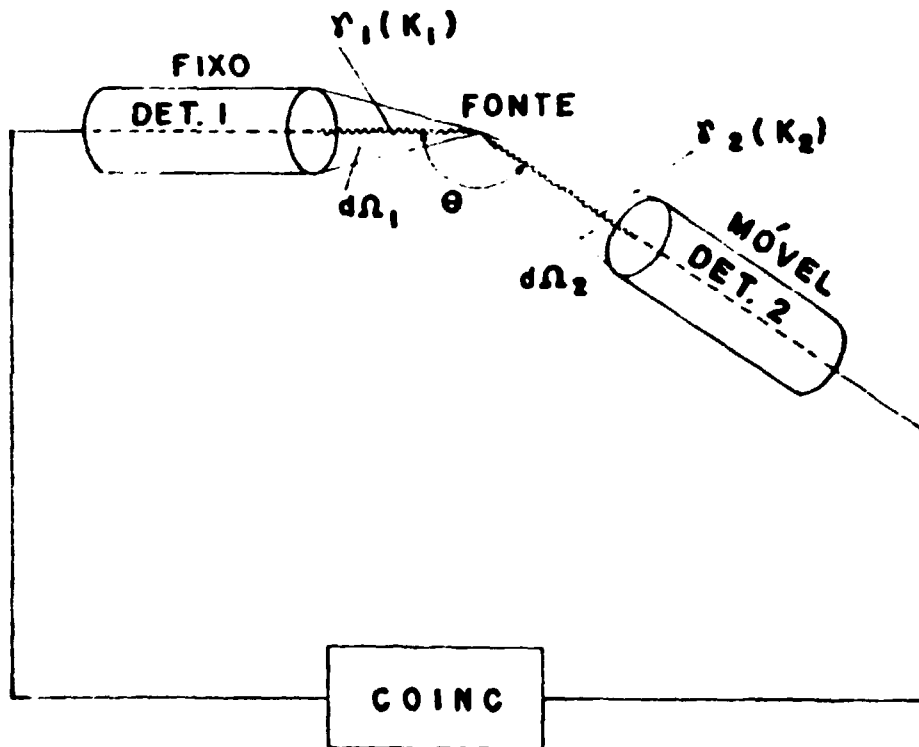


Figura 2- Esquema simplificado do arranjo experimental para medidas de correlação angular.

θ é o ângulo formado pelo eixo dos detectores;

$P_k(\cos\theta)$ é o polinômio de Legendre de ordem k , sendo que só aparecerão os termos pares do polinômio devido à conservação de paridade na interação eletromagnética. Na maioria dos casos, $k_{\max} = 4$, pois as multipolaridades das transições gama são geralmente do tipo dipolar ou quadrupolar.

Os A_{kk} , que dizem respeito aos coeficientes da função correlação angular, são dados por:

$$A_{kk} = A_k(\gamma_1)A_k(\gamma_2) \quad (I.2)$$

sendo que os A_k são da forma:

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

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

e dependem dos spins dos níveis e das multipolaridades das radiações envolvidas, sendo L_1 , L_2 , L_1' e L_2' as ordens multipolares envolvidas na transição, com $L_n' = L_n + 1$ ($n = 1, 2$) que são as multipolaridades de mais baixa ordem. Os coeficientes F_k dizem respeito à adição vetorial dos momentos angulares e estão tabelados na referência 23.

δ_n ($n = 1, 2$) é a razão de mistura multipolar da transição gama, definida da seguinte forma:

$$\delta = \frac{\langle f || T_{L'}^{<\sigma'>} || i \rangle / (2L' + 1)^{1/2}}{\langle f || T_L^{<\sigma>} || i \rangle / (2L + 1)^{1/2}} \quad (I.5)$$

onde:

$|i\rangle$ e $|f\rangle$ representam as funções de onda dos estados iniciais e finais do núcleo, respectivamente, para a transição gama considerada;

$T_L^{<\sigma>}$ são os operadores de interação multipolar;

$L' = L+1$ e $<\sigma> = E, <\sigma'> = M$ são, respectivamente, transição elétrica ou magnética de multi polaridade L, L' .

Dessa forma, pode-se interpretar fisicamente a mistura multipolar como sendo:

$$\frac{I_n^2}{I_n} = \frac{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L_n'}{\text{intensidade da transição com multipolaridade } L_n}$$

Reescrevendo a função correlação angular de uma forma simplificada temos:

$$\omega(\theta) = \sum_k b_k \cos(k\theta), \text{ com } k \text{ par} \quad (\text{I.6})$$

onde b_k são parâmetros que estão relacionados aos coeficientes de correlação angular A_{kk} .

Normalizando em relação a b_0 , teremos para os valores prováveis de k :

$$k = 2, b_2 = \frac{3 A_{22} + 5 A_{44}/4}{4 A_{22} + 9 A_{44}/16} \quad (\text{I.7})$$

$$k = 4, b_4 = \frac{35 A_{44}}{64 + 16 A_{22} + 9 A_{44}} \quad (\text{I.8})$$

1.1.3- Correlação Angular Perturbada

Uma cascata descrita conforme mostra a figura 1, terá sua função correlação angular alterada, se durante o tempo em que os núcleos permanecerem no estado intermediário da casca ta houver interação de seu momento magnético dipolar com campos magnéticos. Nestas circunstâncias, a função correlação angular é descrita por:

$$\omega(\theta, \pm B, t) = \sum_k b_k \cos \left[k(\theta \mp \omega_L t) \right] \quad (9)$$

onde:

$\omega_L t = \Delta\theta$ representa uma rotação na distribuição angular da segunda radiação γ_2 emitida e que ocorre durante o tempo (t) em que os núcleos permanecem no estado intermediário da cascata.

Esta perturbação provocada pela aplicação do campo magnético B, ocasiona a precessão do spin nuclear em torno deste campo aplicado. A magnitude deste efeito, representada pela frequência de precessão de Larmor (ω_L), é relacionada por sua vez ao fator "g" do estado intermediário da cascata por meio da equação:

$$\omega_L = -g\mu_N \frac{B}{\hbar} \quad (I.10)$$

onde:

μ_N e B são, respectivamente, o magneton nuclear e a intensidade do campo magnético aplicado e $\hbar = h/2\pi$, sendo h a constante de Planck.

O fator "g" é a razão giromagnética, $g = \mu/I$,

onde:

μ e I são, respectivamente, o momento magnético e spin nuclear.

A partir da equação (I.9), define-se a razão "R(t)", ou seja, a taxa de contagem que envolve coincidências entre duas radiações gama da cascata, com o campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao plano de detecção dos raios gama na direção "para cima" (+ B) e "para baixo" (- B) onde:

$$R(t) = \frac{\omega(\theta, + B, t) - \omega(\theta, - B, t)}{\omega(\theta, + B, t) + \omega(\theta, - B, t)} \quad (I.11)$$

No caso de $k_{\max} = 2$, para um ângulo entre os detectores de $\theta = 135^\circ$, a razão $R(t)$ pode ser escrita como:

$$R(t) = -2b_2 \text{ sen } 2\omega_L t \quad (\text{I.12})$$

Medindo-se a razão de coincidências $R(t)$ para um ângulo θ fixo entre os detectores de 135° , pode-se obter ω_L através de um ajuste por mínimos quadrados à função seno e sendo conhecido o campo magnético aplicado, obtém-se o fator "g" por meio da equação (I.10).

Esta técnica que corresponde à técnica de correlação angular gama-gama perturbada diferencial requer que o tempo de resolução $2\tau_R$ da unidade de coincidência seja menor que a vida média τ do nível intermediário da cascata gama, ou seja, $2\tau_R < \tau$.

Se a vida média do estado intermediário da cascata for muito pequena em relação ao tempo de resolução do equipamento, $2\tau_R \gg \tau$, temos que $\omega_L \tau \ll 1$ e ocorre que, o que se mede é a função correlação angular perturbada integral, que é dada pela integração sobre o tempo de duração dos estados individuais:

$$\omega(\theta, \pm B, \infty) = \int_0^\infty \lambda e^{-\lambda t} \left[\sum_k b_k \cos k(\theta \mp \omega_L t) \right] dt \quad (\text{I.13})$$

resultando em:

$$\omega(\theta, \pm B) = \sum_k \frac{b_k \cos k \left[\theta \mp \omega_L \tau \right]}{\left[1 + (2\omega_L \tau)^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{I.14})$$

Quando o ângulo de precessão $\omega_L \tau$ for pequeno, $\omega_L \tau \ll 1$, ocorre que $\Delta\theta_k = \omega_L \tau$ e a função correlação angular perturbada integral passa a ser dada por:

$$\omega(\theta, \pm B) = \sum_k b_k \cos(\theta \mp \omega_L \tau) \quad (\text{I.15})$$

.11.

Se tivermos $k_{\max} = 2 \omega_L \tau \ll 1$, a razão de coincidências definidas anteriormente será agora descrita por:

$$R = \frac{\omega(\theta, + B, \infty) - \omega(\theta, - B, \infty)}{\omega(\theta, + B, \infty) + \omega(\theta, - B, \infty)} \quad (\text{I.16})$$

com,

$$R = \mp 2 b_2 \omega_L \tau \quad (\text{I.17})$$

onde o sinal "-" refere-se ao ângulo de $+135^\circ$ e o sinal "+" ao ângulo de -135° , com

$$b_2 = \frac{3 A_{22}}{4 + A_{22}} \quad (\text{I.18})$$

Nestes termos,

$$g = \frac{\hbar}{2\mu_N} \frac{R}{b_2 \tau B} \quad (\text{I.19})$$

tornando possível sua determinação experimental.

ARRANJOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOSII.1- ARRANJOS EXPERIMENTAISII.1.1- Introdução

Em uma experiência típica de correlação angular gama-gama, mede-se o número verdadeiro de coincidências entre γ_1 e γ_2 emitidos sucessivamente em função do ângulo entre os dois detectores utilizados para detectá-los. A comparação entre correlação angular experimental e teórica fornece informações sobre spins dos estados nucleares e multipolaridades das transições gama envolvidas.

Até pouco tempo atrás, eram utilizados somente os detectores de NaI(Tl) para medidas de correlação angular gama-gama. Com o aparecimento dos detectores de Ge(Li), com melhor resolução em energia em relação aos detectores de NaI(Tl), praticamente todas as experiências passaram a ser realizadas com o uso de detectores de Ge(Li) ou, com uma combinação de um Ge(Li) e outro NaI(Tl). Apesar disto, muitas vezes o emprego dos detectores de NaI(Tl) faz-se necessário pois os detectores de Ge(Li) apresentam algumas desvantagens:

- a) uma eficiência de detecção gama muito menor em relação à de NaI(Tl). Por exemplo, para raios gama de energia maior do que 1,0 MeV a eficiência para um detector de NaI(Tl) de cristal 3"x3" é de cinco a dez vezes maior do que a de Ge(Li) de maior volume fabricado comercialmente;
- b) resolução em tempo de um detector de Ge(Li) é bem inferior a de um de NaI(Tl).

Por estas razões, os detectores de NaI(Tl) ainda são utilizados em casos onde é preciso maior estatística de contagem e onde se quer obter medidas de coincidências gama-gama atrasadas de modo diferencial em tempo.

II.1.2- Espectrômetro Automático de Correlação Angular

Uma combinação de um detector de Ge(Li) coaxial com 45cm^3 de volume (ORTEC) e um detector de NaI(Tl) de cristal $3''\times 3''$ ou, combinação de dois detectores de NaI(Tl) de cristal $2''\times 2''$, foram utilizadas para medidas de coincidências gama-gama. Um detector foi mantido fixo (Ge(Li) quando utilizado), enquanto o outro detector de NaI(Tl) era móvel. O detector móvel foi montado sobre uma mesa circular de aço podendo ocupar qualquer posição angular entre 90° e 270° em relação ao eixo horizontal do detector fixo (figura 3). A mudança de posição do detector móvel é completamente automatizada. Um marcador de tempo permite pré-fixar o intervalo que o detector móvel permanece em cada ângulo. Decorrido este tempo, uma unidade de controle lógico digital provoca o deslocamento do detector para outro ângulo. As posições angulares por sua vez são pré-fixadas por pequenas chaves de parada, que acionam as demais microchaves do sistema, freando o detector.

No centro da mesa de aço, existe um pino de metal que suporta a fonte radioativa. Este pino tem uma rotação de aproximadamente 4rpm, a fim de minimizar qualquer anisotropia na forma física da amostra. A altura da amostra, bem como a distância radial entre a fonte e os detectores é ajustável. Os detectores foram circundados por colimadores cônicos de chumbo a fim de evitar a detecção de fótons espalhados. Na face dos detectores foram colocados absorvedores de alumínio de 1cm de espessura para eliminar coincidências beta-gama.

No sistema Ge(Li) - NaI(Tl), o detector de NaI(Tl) foi utilizado para selecionar a região (janela) do espectro gama enquanto o espectro de coincidências, com o gama da janela, foi registrado pelo Ge(Li).

Os espectros de coincidências gama-gama obtidos são armazenados no analisador multicanal (AMC), sendo que para cada ângulo é destinado um quadrante de memória. Para medidas de correlação angular foram selecionadas quatro posições angulares:

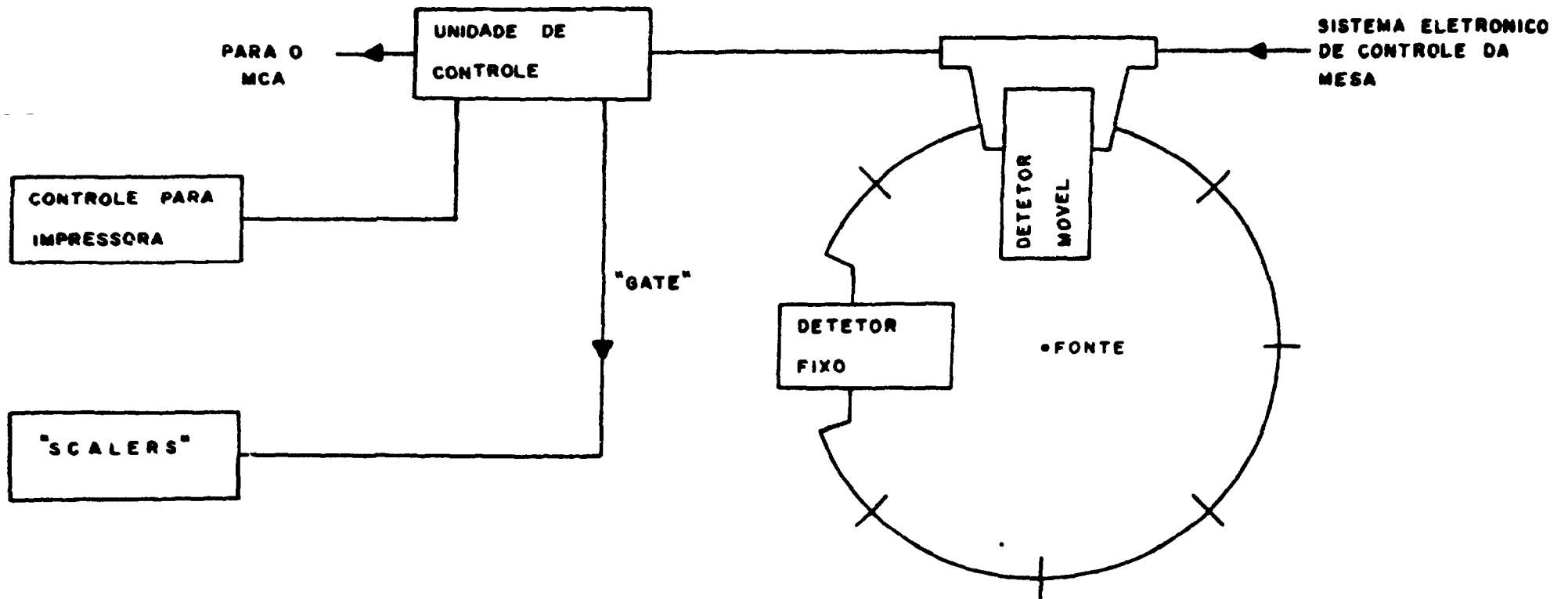


Figura 3- Esquema indicativo da mesa automática de correlação angular gama-gama.

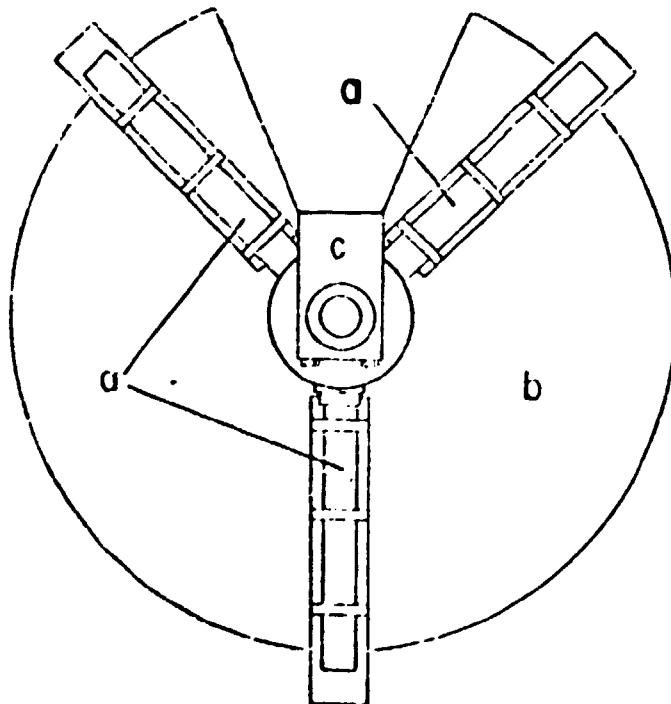
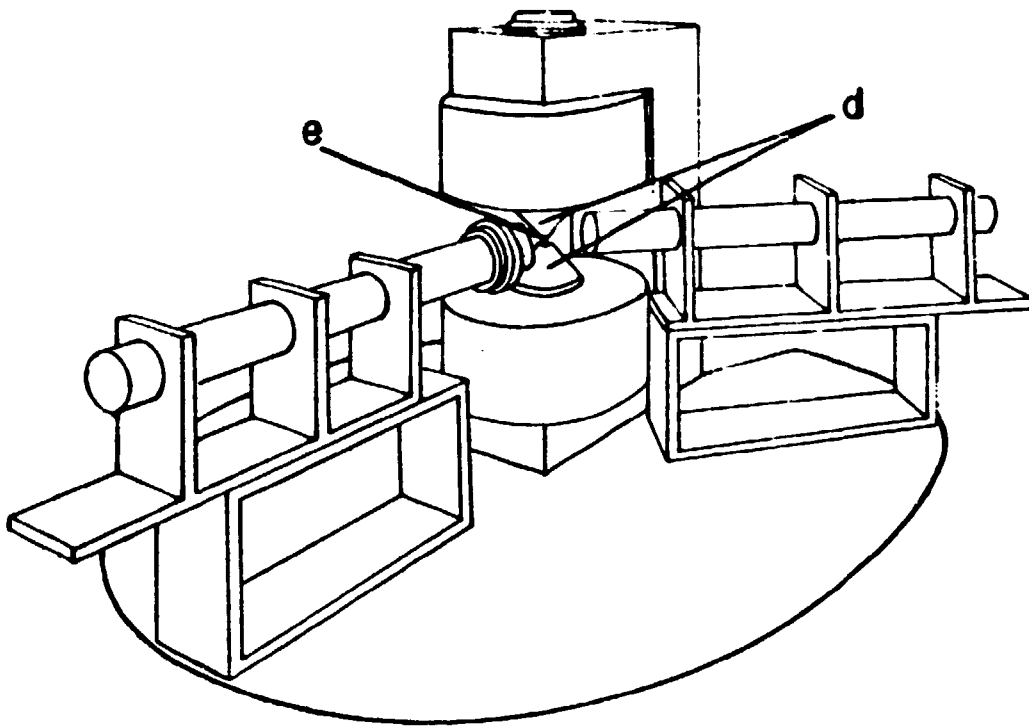
90°, 120°, 150° e 180°, para o detector móvel. O tempo de medição para cada ângulo foi de 10 minutos. Desta forma, o detector móvel ocupava várias posições angulares em ciclos e os espectros de coincidências eram armazenados nas memórias pré-estabelecidas no AMC, para cada ângulo. Após a execução do número de ciclos estabelecidos, um sinal de parada determinava o fim das medidas.

11.1.3- Espectrômetro com Eletroímã para Medida do Fator-g Nuclear

O arranjo experimental para medida do fator-g é mostrado na figura 4. O espectrômetro tem sua parte mecânica constituída de uma mesa semicircular de aço. No centro geométrico do círculo é colocado um eletroímã em forma de "C" com polos cônicos de base menor de 15mm. O espaçamento entre os polos é variável. Uma fonte de corrente (BRUKER-B-MNSI20) com regulagem de corrente de uma parte em 2000, alimenta as bobinas do eletroímã. As bobinas são refrigeradas com água, que circula em circuito fechado. 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 mudança do sentido do campo magnético que atua na amostra é feita automaticamente pela reversão da polaridade da fonte de corrente, no fim de cada período convenientemente escolhido.

A parte eletrônica de uma interface que controla o tempo de medida em cada sentido do campo magnético externo, também controla o endereçamento dos espectros de coincidência em diferentes memórias no AMC para os dois sentidos do campo. A parte eletrônica associada a este arranjo experimental é descrito no item 11.1.5.

Uma combinação de três detectores, um detector de NaI(Tl) 3"x3" e dois detectores de NaI(Tl) 2"x2" ou, uma combinação de dois detectores de NaI(Tl) 2"x2", foram utilizadas neste espectrômetro para medidas do fator-g. A cada um dos de



a- detectores de NaI(Tl)
b- mesa de aço
c- corpo do eletroímã

d- polos do eletroímã
e- posição da fonte

Figura 4- Espectrômetro com eletroímã para medida do fator-g nuclear. A parte superior da figura é a vista lateral, onde são vistos somente dois dos três detectores usados; a parte inferior é a vista de cima do sistema.

detectores foi acoplada uma fotomultiplicadora RCA-8575 através de um guia de luz, de lucite de 30cm de comprimento. A colocação do guia de luz foi necessária devido a presença de campo magnético nas proximidades dos polos do eletroímã. Foi feita também uma blindagem magnética nas fotomultiplicadoras para minimizar deslocamento nos espectros para os dois sentidos do campo magnético. Os detectores foram circundados por colimadores cônicos de chumbo, a fim de evitar a detecção de fótons espalhados. Os detectores foram montados em base de lucite e colocados em cima de uma mesa de aço. A mudança de posição angular destes detectores é feita manualmente.

II.1.4- Sistema Eletrônico para Medidas de Coincidências Gama-Gama Integral

O sistema eletrônico que foi utilizado para medida de correlação angular gama-gama, com combinação de detectores de Ge(Li) - NaI(Tl), está esquematizado na figura 5.

Os pulsos eletrônicos produzidos nos detectores de Ge(Li) e NaI(Tl), após serem pré-amplificados entram nos amplificadores (ORTEC-440) para formação de pulsos com boa característica em tempo. A saída bipolar do amplificador é fornecida para um analisador monocanal em tempo (ORTEC-420), em caso de pulsos do detector Ge(Li), enquanto para o detector de NaI(Tl) o pulso bipolar passa por um estabilizador analógico (CANNBERA 1520) para compensar eventuais variações do ganho do amplificador antes de ser fornecido para o analisador monocanal (ORTEC-420). A janela do analisador monocanal para o detector de NaI(Tl), seleciona um fotopico de interesse no espectro gama enquanto a janela para o detector de Ge(Li) é deixada completamente aberta. A saída dos analisadores monocanais são pulsos lógicos com base de tempo marcado no cruzamento zero do pulso bipolar. Os pulsos originários dos analisadores monocanais são enviados a uma unidade de coincidência rápida (ORTEC-414A), com tempo de resolução ajustável. Para nossas medidas esse tempo foi fixado em 100ns. O pulso lógico proveniente da unidade de coïn

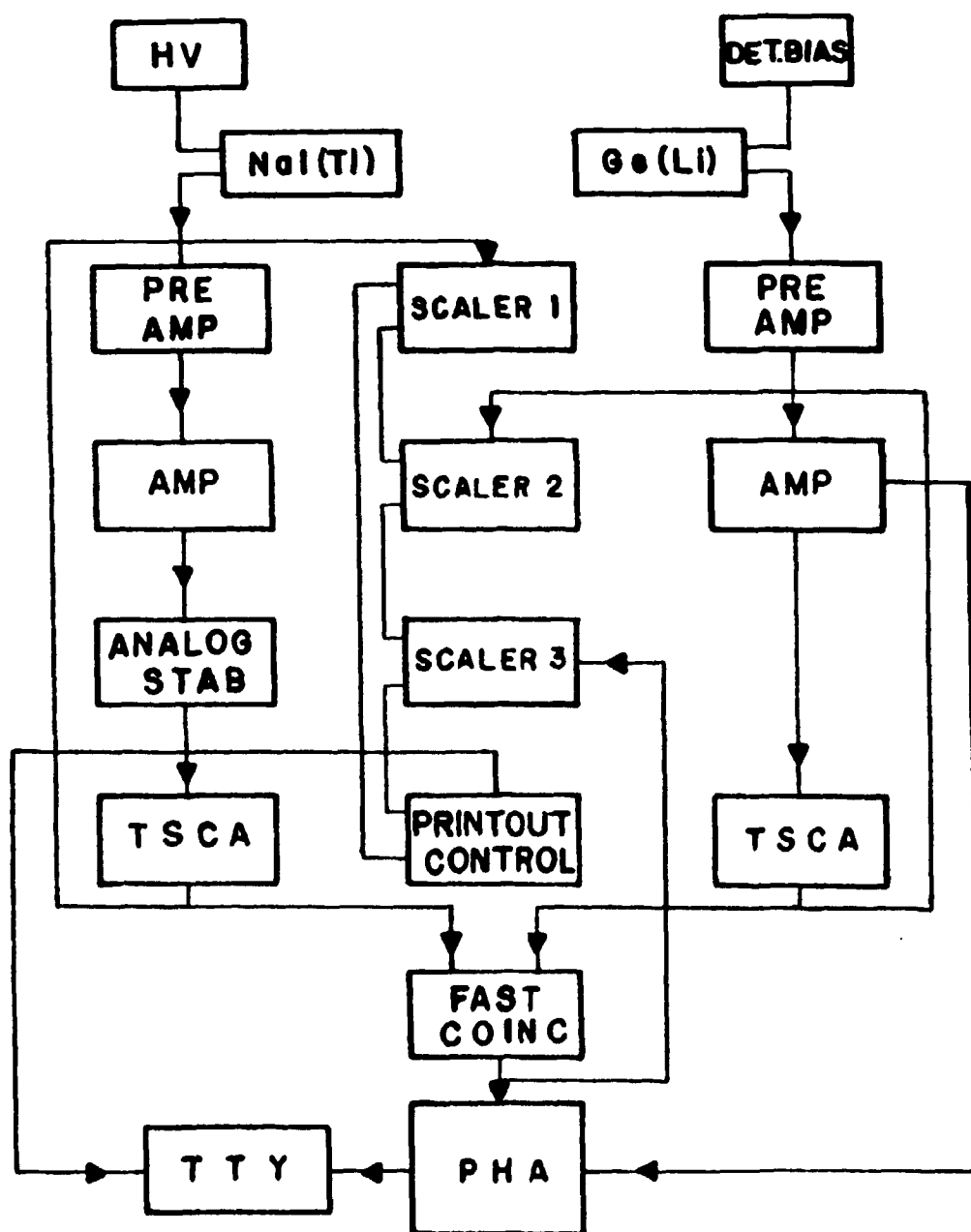


Figura 5- Sistema eletrônico para medidas de coincidências ga ma-gama integral.

cidências é utilizado como "gate" para um analisador multicanal (ORTEC-6240B) de 4096 canais. A saída unipolar do amplificador do pulso do Ge(Li) é atrasada apropriadamente e fornecida para o analisador multicanal (AMC), para análise. A memória deste analisador é dividida em quatro partes de 1024 canais cada uma, onde os espectros de coincidências são armazenados, sendo que cada memória registra o espectro correspondente a um ângulo diferente entre os detectores.

As contagens simples dos detectores, bem como as coincidências totais são registradas separadamente em três contadores e impressas pela teletipo (TELETYPE 33TZ) no fim de cada ciclo.

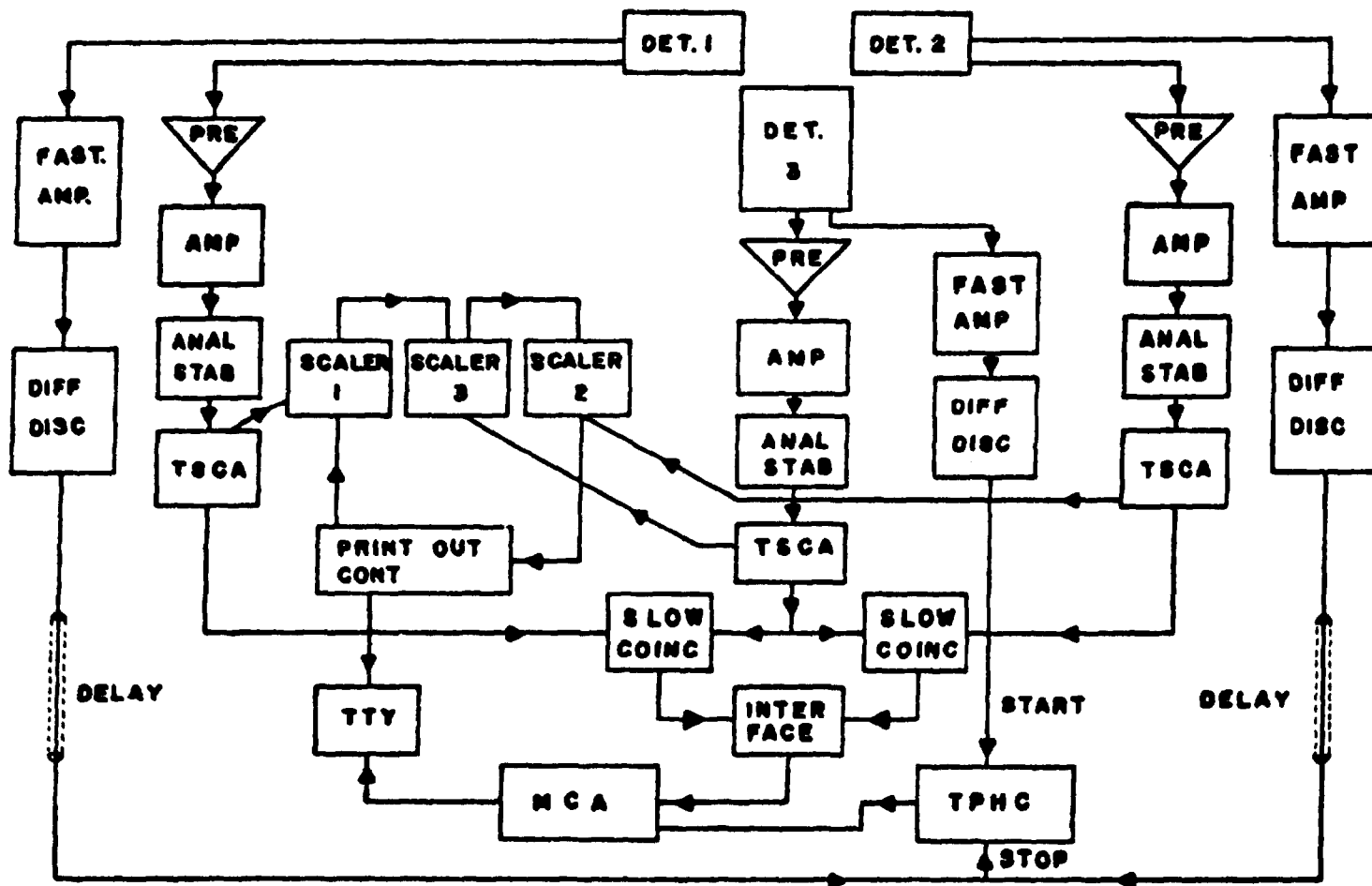
II.1.5- Sistema Eletrônico para Medidas de Coincidências Gama-Gama de Modo Diferencial em Tempo

Este sistema eletrônico foi utilizado para medidas de correlação angular gama-gama com dois ou três detectores de NaI(Tl) e também em medidas do fator-g e medida da meia-vida do estado excitado pelo método de coincidências gama-gama atrasadas. Este sistema eletrônico está esquematizado na figura 6.

Cada um dos detectores tem dois tipos de saída de sinal: saída do dinodo, que traz informações sobre energia e saída do anodo que traz informações sobre tempo. O tratamento do pulso linear (saída do dinodo) é similar ao empregado no sistema eletrônico para medidas de coincidências gama-gama integral, descrito em II.1.4, com apenas uma modificação: a unidade de coincidências rápidas foi substituída por uma lenta (ORTEC-409), com tempo de resolução fixo de 1µs.

Os pulsos rápidos tirados do anodo das fotomultiplicadoras são processados por amplificadores rápidos (EGGAN 201/N) e em seguida enviados a discriminadores diferenciais rápidos (EGG-TD 101/N), operando no modo LLT (lower level timing).

Figura 6- Sistema eletrônico para medidas de coincidências gama-gama de modo diferencial em tempo.



A diferença de tempo entre os pulsos provenientes dos canais de "start", que diz respeito à primeira transição gama da cascata e "stop", que diz respeito à segunda transição gama da cascata é medida por um conversor de tempo em amplitude (ORTEC-437A). O sinal (tirado do discriminador diferencial) devido ao pulso de "stop" é atrasado, por um tempo conveniente, por uma unidade de atraso (EGG-DB 463) antes de ser enviado ao conversor de tempo em amplitude. Isto é feito para um melhor posicionamento do espectro em tempo na tela do AMC. O pulso proveniente do conversor de tempo em amplitude é analisado pelo AMC. O sinal de saída da unidade de coincidência lenta é utilizado como "gate" para o AMC.

Quando foi utilizado o sistema de três detectores, para medidas de espectro em tempo, foi escolhido um detector para discriminação do gama de "start" e dois detectores para discriminação do gama de "stop". Neste arranjo foi utilizado um sistema eletrônico de "routing" que identificava cada conjunto de detectores ("start-stop") e armazenava o espectro de tempo em memórias diferentes do AMC. O espectro resultante observado no analisador multicanal representa o número de núcleos que permanecem no estado intermediário da cascata durante um tempo "t" qualquer. A integral no tempo deste espectro (no caso $\tau \ll 2\tau_R$) possibilita a determinação da correlação angular integral, se as medidas forem feitas em vários ângulos.

II.2- ANÁLISE DE DADOS

II.2.1- Correlação Angular Direcional

Normalmente o espectro fornecido pelo AMC nas medidas de correlação angular envolve, além das coincidências verdadeiras, coincidências devido ao efeito Compton provenientes de cascatas com raios gama de energia mais alta, como também coincidências devido a raios gama que não estão na cascata de interesse ou que são provenientes de outros núcleos.

A correção, devido ao efeito Compton, é feita colocando-se a janela do detector NaI(Tl) em uma energia um pouco mais alta em relação àquela selecionada na cascata. No caso de acidentes a correção é feita separadamente, introduzindo-se um atraso da ordem de μseg em um dos canais, por meio de um dos detectores. Isto é feito quando se registra o espectro de energia de um detector coincidente com o gama selecionado no outro detector no método integral. Quando se registra o espectro de coincidências atrasadas de modo diferencial em tempo, as acidentes são determinadas através de uma parte do espectro na região de tempo $t \gg \tau$ e na região de $t < 0$.

Tem-se então, para cada ângulo, as coincidências verdadeiras dadas por:

$$\omega^V(\theta) = \omega^T(\theta) - \omega^{AC}(\theta) - \omega^{CO}(\theta) \quad (\text{II.1})$$

onde:

- $\omega^V(\theta)$: as coincidências verdadeiras na energia especificada;
- $\omega^T(\theta)$: coincidências totais, na energia especificada;
- $\omega^{AC}(\theta)$: coincidências acidentais, na energia especificada;
- $\omega^{CO}(\theta)$: coincidências devido a contribuição Compton, na energia especificada.

Cada espectro de coincidência, obtido pelo método integral no AMC, é constituído por fotopicos. Sua área é calculada manualmente somando-se as contagens de cada canal que compõe o fotopico e subtraindo-se a contagem de fundo, obtida pela média das contagens de duas regiões selecionadas em ambos os lados do fotopico considerado. Um método similar é utilizado para integrar as coincidências no espectro devido ao método diferencial em tempo, para o caso $\tau \ll \tau_R$.

As coincidências em função de cada ângulo θ precisam ser normalizadas para obter-se $\omega^{exp}(\theta)$. Esta normalização é feita usando-se as contagens simples, $C^S(\theta)$, fornecidas pelo

detector de NaI(Tl) em relação ao ângulo de 90° , o que significa que as coincidências verdadeiras passam a ser dadas por:

$$\omega^{\text{exp}}(\theta) = \omega^{\text{v}}(\theta) \times \frac{C^{\text{S}}(\theta)}{C^{\text{S}}(90^\circ)} \quad (\text{II.2})$$

Utilizando-se a razão

$$\frac{\omega^{\text{exp}}(\theta)}{\omega^{\text{exp}}(90^\circ)}$$

é possível obterem-se os coeficientes de correlação angular, por ajuste de mínimos quadrados à função $\omega(\theta)$ dada por:

$$\omega(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos\theta) + A_{44} P_4(\cos\theta)$$

O ajuste é feito com o auxílio do computador onde o erro de $\omega^{\text{exp}}(\theta)$ é estatístico e dada por $\sqrt{\omega^{\text{exp}}(\theta)}$.

Os valores de A_{kk}^{exp} obtidos pelo ajuste, devem ser corrigidos para efeitos de geometria finita dos detectores da seguinte forma:

$$A_{kk} = \frac{A_{kk}^{\text{exp}}}{Q_{kk}} \quad (\text{II.3})$$

onde:

$Q_{kk} = Q_k(\gamma_1) Q_k(\gamma_2)$ são fatores de correção que dependem do ângulo sólido entre a fonte e o detector e da energia do fotopico considerado. Estes valores de Q_k estão tabelados na referência 60 para detectores de NaI(Tl), e para detectores de Ge(Li), nas referências 7 e 14.

II.2.2- Fator g

No cálculo do fator-g pelo método de medida in

tegral, que é o caso em que $\tau \ll \tau_R$, temos que utilizar as equações (I.7) e (I.8), o que significa que a função correlação angular, na geometria do eletroímã, deve ser primeiramente determinada.

Conhecidos os coeficientes A_{kk} , são tomados os espectros de coincidência em tempo para os dois sentidos do campo magnético. A partir destes espectros determinam-se os valores de $\omega(\theta, \pm B)$, levando-se em consideração todas as correções mencionadas no item anterior. Desta forma, a taxa de contagem "R", pode ser obtida da equação (I.16), que irá fornecer o valor do fator-g, por meio da equação (I.19).

O erro em g será obtido considerando-se os erros sistemáticos desprezíveis em relação aos erros estatísticos. Nestas circunstâncias, o erro é dito relativo e é dado por:

$$\langle g \rangle = \frac{\sigma_g}{g} = \frac{\sqrt{2}}{R} \frac{\sqrt{\omega(\theta)}}{\omega(\theta)} \quad (\text{II.4})$$

onde o termo $\omega(\theta)$ pode ser tomado em qualquer sentido do campo magnético, pois os valores de $\omega(\theta, \pm B)$ são da mesma ordem de grandeza.

No caso em que $\tau > \tau_R$, a determinação do fator g é feita empregando-se a técnica de correlação angular perturbada diferencial.

Em presença de campo magnético externo B, aplicado perpendicularmente ao plano de ação dos detectores, a função correlação angular, para $k_{\max} = 2$, torna-se:

$$\omega(\theta, \pm B, t) = 1 + b_2 \cos(2\theta \pm 2\omega_L t) \quad (\text{II.5})$$

com

$$b_2 = 3A_{22}/4 + A_{22} \quad (\text{II.6})$$

Tomando-se os espectros de coincidência em tempo, para os dois sentidos do campo magnético, com o ângulo

$\theta = \pm 155^\circ$ fixo, são determinados os valores de $\omega(\theta, \pm B, t)$. Com os valores de $\omega(\theta, \pm B, t)$ corrigidos é estabelecido o valor numérico de $R(t)$ usando-se a equação (I.11).

Por meio de um ajuste de mínimos quadrados pode-se obter ω_L da equação (I.12) e finalmente g por meio da equação (I.10). Neste caso, o erro em g será dado em termos dos parâmetros utilizados no ajuste de ω_L . Os erros sistemâticos nesta medida são supostos desprezíveis perante a magnitude do erro avaliado estatisticamente.

II.2.3- Meia Vida

O espectro de coincidências atrasadas obtido experimentalmente é, na verdade, constituído de coincidências reais e acidentais. A correção quanto às acidentais é feita tomando-se a média por canal das coincidências à esquerda da distribuição pronta e à direita, isto é, para $t < 0$ e $t \gg T_{1/2}$ e subtraindo-se este valor do número de coincidências atrasadas.

As coincidências, assim apresentadas, podem ser descritas em termos de uma função $F(t)$, que é uma convolução da distribuição pronta $P(t)$ com uma curva de decaimento $f(t)$, que possui uma constante de decaimento λ . O comportamento de $f(t)$ é descrito por:

$$\begin{aligned} f(t) &= \lambda e^{-(\lambda t)}, \quad t \geq 0 \\ &= 0, \quad t < 0 \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

A relação matemática entre as funções $F(t)$, $P(t)$ e $f(t)$ é expressa pela equação:

$$F(t) = \int_0^{\infty} f(t') P(t-t') dt' \quad (\text{II.8})$$

onde as três funções devem ser normalizadas para a mesma área.

A equação (II.8) mostra que o número de contagens observadas em um tempo t são eventos ocorridos no tempo t' , e isto se deve ao atraso nos circuitos eletrônicos.

A substituição da função $f(t)$ em (II.8) e cálculos posteriores, fornecem a expressão:

$$d[\ln F(t)] / dt = -\lambda [1 - P(t)/F(t)] \quad (II.9)$$

No caso em que os valores de t mostram que a função $P(t)$ é desprezível em comparação com $F(t)$, isto é, $F(t) \gg P(t)$, a equação (II.9) se reduz a:

$$d[\ln F(t)] / dt = -\lambda \quad (II.10)$$

Portanto, a relação entre $\ln F(t)$ e t é dita linear. A constante de decaimento pode então ser obtida da inclinação da reta extrapolada em $F(t)$ por meio de ajustes de mínimos quadrados que irão fornecer seu erro e $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ do nível em questão.

Uma descrição detalhada deste método é dada pela referência 35.

II.2.4- Testes do Equipamento

Para verificação do bom funcionamento dos sistemas eletrônicos utilizados, bem como dos espectrômetros, ambos descritos neste capítulo, realizaram-se medidas de correlação angular, fator-g e meia-vida, em núcleos onde estes parâmetros são bem determinados.

O bom funcionamento do sistema eletrônico integral foi testado medindo-se a correlação angular gama-gama da

cascata (1170 - 1330)KeV do ^{60}Ni . Esta escolha deve-se ao fato de que teoricamente esta cascata é bem estabelecida. As medidas foram realizadas utilizando-se o espectrômetro automático, cons_tituído pelos detectores de Ge(Li) e NaI(Tl).

Os resultados obtidos, depois de analisados, for_neceram para os coeficientes da função correlação angular experimental os valores de: $A_{22} = 0,108 \pm 0,007$ e $A_{44} = 0,005 \pm 0,012$ que estão de acordo com os valores teóricos dados por: $A_{22} = 0,102$ e $A_{44} = 0,009$.

Na figura 7 é mostrada a curva de $\omega\theta/\omega(90^\circ)$ versus θ , ajustada para o polinômio da equação (I.7) para a cascata gama (1170 - 1330)KeV do ^{60}Ni . Os pontos experimentais são mostrados com os respectivos erros nesta curva.

O arranjo correspondente ao sistema do eletro_nímã, foi testado medindo-se o fator-g do nível 428 KeV no ^{181}Ta através da cascata de (133 - 428)KeV. Para esta medida usou-se o sistema eletrônico diferencial.

A amostra foi preparada irradiando-se háfnio metálico por 8 horas em um fluxo de nêutrons de 10^{13} n/(cm² x seg). Para minimizar perturbações extra-nucleares, dissolveu-se a amostra em ácido fluorídrico, obtendo-se fonte líquida de HfF₄ em HF diluído.

Em presença de campo magnético, aplicado perpendicularmente ao plano dos detectores, nos dois sentidos, para cima (+ B) e para baixo (- B), foi possível obter-se:

$$R(t) = \frac{\omega(135^\circ, + B, t) - \omega(135^\circ, - B, t)}{\omega(135^\circ, + B, t) + \omega(135^\circ, - B, t)} = 2b_2 \text{sen}\omega_L t \quad (\text{II.11})$$

A frequência de Larmor ω_L foi avaliada por um ajuste de mínimos quadrados de $R(t)$ com a função $A \exp(-Ht) \text{sen}\omega_L t$. O fator exponencial é devido a observação de diminuição da amplitude de oscilações com o tempo.

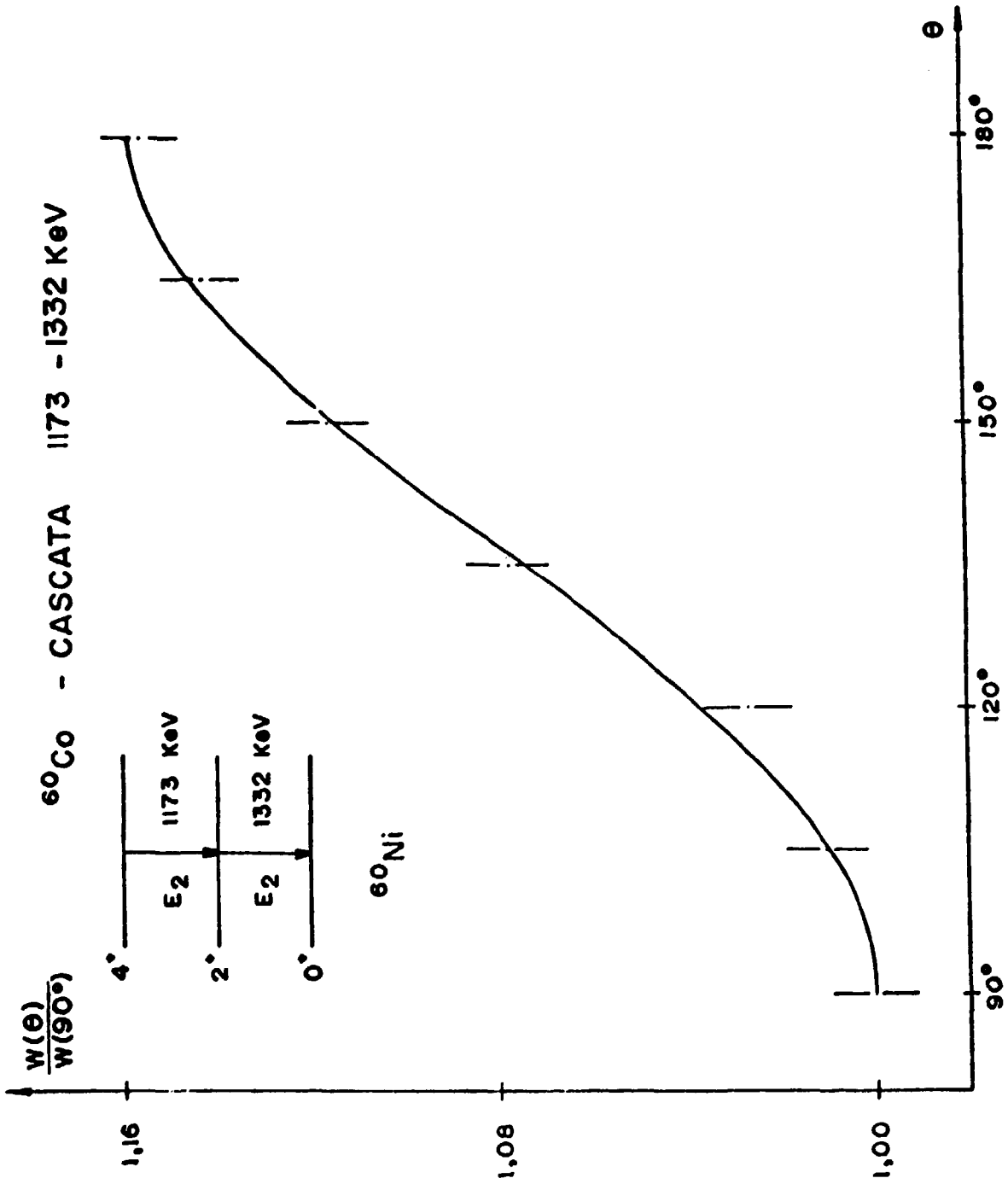


Figura 7

Sendo o campo magnético externo de 25 kGauss, obteve-se para o fator-g o valor $1,30 \pm 0,02$, que concorda satisfatoriamente com o obtido na referência 9, ou seja,

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

A figura 8 mostra os valores experimentais e ajustados de $R(t)$ em função do tempo.

A medida da meia vida do nível a 428 KeV no ^{181}Ta , foi feita selecionando o gama de 133 KeV no canal de "start" e o gama de 428 KeV, no canal de "stop". O espectro de coincidências atrasadas gama-gama, após correções de acidentais (figura 9), forneceu como resultado para meia vida após o ajuste por mínimos quadrados:

$$T_{1/2} = (10,15 \pm 0,10)\text{ns}$$

que está de acordo com o valor médio aceito na literatura³²:

$$T_{1/2} = (10,42 \pm 0,20)\text{ns}$$

Os resultados obtidos nas três medidas mostram a boa concordância entre os valores obtidos experimentalmente neste trabalho e trabalhos anteriores de outros autores, indicando que o equipamento está em boas condições de funcionamento.

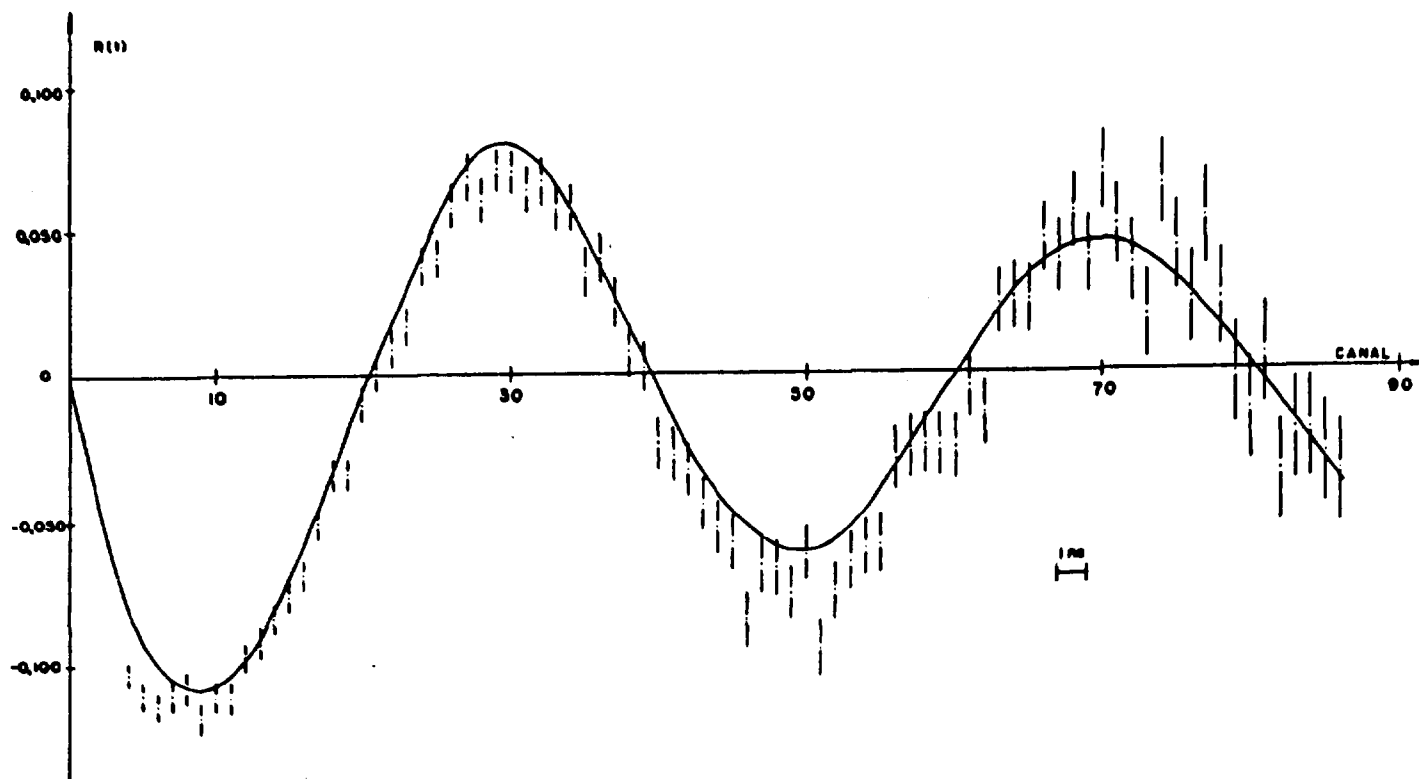


Figura 8- Razão $R(t)$ versus tempo, para a cascata de (133 - 482)KeV no ^{181}Ta .

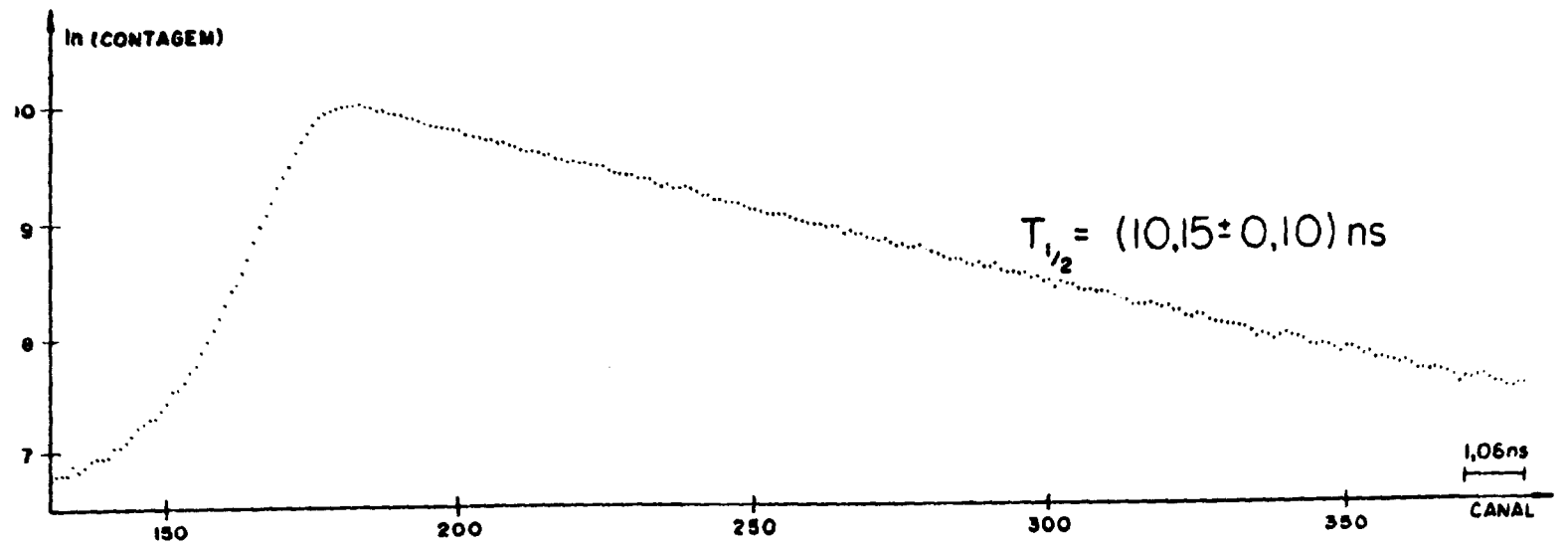


Figura 9- Espectro de coincidências γ - γ atrasadas da medida de meia vida do nível a 482 KeV no ^{181}Ta .

MODELOS NUCLEARES DE PROBABILIDADE DE TRANSIÇÃO GAMAIII.1- MODELOS NUCLEARESIII.1.1- Introdução

O desenvolvimento de uma teoria geral para o núcleo constitui um problema fundamental da física nuclear que não foi solucionado até o presente momento. Isto se deve ao fato de que as forças nucleares são extremamente complexas e conhecidas apenas de forma aproximada. Uma descrição detalhada dos movimentos realizados pelos nucleons torna-se portanto, muito difícil. Com base neste problema, os físicos usam modelos nucleares para as explicações de propriedades nucleares observadas. Um bom modelo nuclear deve explicar parâmetros que caracterizam um estado nuclear como energia, spin, paridade, momentos elétricos e magnéticos. Além destas propriedades dos estados estacionários o modelo também deve explicar as probabilidades de transição entre estados nucleares de maneira adequada.

Atualmente não existe nenhum modelo que possa prever todas as propriedades nucleares. Portanto, vários modelos são propostos para descreverem razoavelmente os fenômenos observados em diferentes tipos de núcleo. Por esta razão, os núcleos podem ser classificados em dois grupos: os núcleos esféricos e os núcleos que mostram deformações permanentes. Os núcleos esféricos são melhor descritos em termos de modelo de camadas²²⁻³⁸⁻⁴³ e em termos de vibrações coletivas, enquanto os núcleos deformados são considerados em termos de modelo de Nilson⁴² e movimentos coletivos.

Neste capítulo é feita uma breve apresentação sobre aspectos importantes de alguns modelos que podem ser utilizados para interpretação de resultados experimentais deste trabalho.

III.1.2- Modelo de Camadas

Existe uma grande quantidade de evidências ex

perimentais para números mágicos de prótons e nêutrons de 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126. Além da presença destes números mágicos que são remanescentes de camadas fechadas de orbitais eletrônicos em átomos, informações sobre energia, spin, paridade e momentos magnéticos de estados nucleares, obtidos experimentalmente, foram decisivas para o desenvolvimento do modelo de camadas. Principalmente as observações como:

- a) spin do estado fundamental de todos os núcleos par-par ser zero;
- b) sistemática dos spins do estado fundamental dos núcleos par-ímpar;
- c) dependência do momento magnético do núcleo sobre o spin nuclear.

Estas observações sugerem que as propriedades do estado fundamental de núcleos com A ímpar sejam consideradas como se fossem devido ao núcleon ímpar.

O modelo de camadas é fundamentado em uma posição muito drástica de que cada núcleon movimenta-se em um poço potencial, o qual pode ser aproximadamente representado pelas interações entre todos os núcleons. O movimento de cada núcleon é, portanto, independente dos movimentos dos demais núcleons do núcleo, sendo que todos os núcleons são coletivamente responsáveis pela existência deste potencial. Na forma mais simples do modelo de camadas o potencial é considerado esfericamente simétrico. Para a escolha do potencial que melhor explica as previsões do modelo de camadas, dois tipos de potenciais são normalmente considerados:

- 1) poço potencial quadrado infinito

$$\begin{aligned} V(r) &= -V_0, \text{ para } r < R \\ V(r) &= \infty, \text{ para } r > R \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

onde:

R é o raio nuclear

2) poço potencial de um oscilador harmônico infinito

$$V(r) = -V_0 + 1/2 M W^2 r^2 \quad (\text{III.2})$$

onde:

W é a frequência angular do oscilador.

O potencial procurado deve ser mais realístico e estar entre os dois já mencionados. Um potencial deste tipo que também possui base experimental é o de Wood-Saxon⁵²:

$$V(r) = \frac{-V_0}{\left[1 + e^{a(r-R)}\right]} \quad (\text{III.3})$$

Portanto, soluções analíticas não são obtidas para este potencial. Devido à simplicidade do potencial do oscilador harmônico, seu uso é empregado em quase todos os cálculos do modelo de camadas. Mesmo assim, são reproduzidos apenas os números mágicos 2, 8 e 20 nesses cálculos. Para reproduzir os demais números mágicos, Mayer³⁷ e independentemente Haxel, Jansen e Suess³⁰, sugeriram que um termo de acoplamento spin-órbita fosse incluído na Hamiltoniana da partícula:

$$V(r) = -V_0 + 1/2 MW^2 r^2 - \frac{2\alpha}{\hbar^2} (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (\text{III.4})$$

onde:

$$(\vec{l} \cdot \vec{s}) = 1/2 \left[\vec{j}^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2 \right], \text{ com } \vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

sendo que, α é considerada uma constante sem dependência radial.

Com a introdução do termo spin-órbita, a degenerescência dos níveis do oscilador é parcialmente removida sendo que os níveis com $j = l - 1/2$ são deslocados para cima e níveis com $j = l + 1/2$ são deslocados para baixo. Com isto, a ordem dos níveis fica bastante alterada de modo que agora os demais números mágicos podem ser reproduzidos.

Um esquema dos níveis do oscilador harmônico com acoplamento spin-órbita é mostrado na figura 10. Os números de núcleos de cada tipo com dado valor de número quântico n , l , j são restritos pelo princípio de exclusão de Pauli. A paridade do nível é dada por $(-1)^l$.

III.1.3- Modelo Extremo de Partícula Simples

A versão mais simplificada do modelo de camadas é chamado de Modelo Extremo de Partícula Simples (MEPS)¹⁹ onde os níveis de prótons e nêutrons são preenchidos independentemente e aos pares. Devido ao emparelhamento dos núcleons, as propriedades nucleares são determinadas pelo único núcleon desemparelhado.

Para núcleos par-par, no estado fundamental, este modelo prevê que os prótons e nêutrons separadamente são preenchidos aos pares com spin total zero. Essa configuração tem uma paridade positiva. O modelo prevê então um fato confirmado experimentalmente de que todos os núcleos tipo par-par têm $I^\pi = 0^+$ no estado fundamental. Para os núcleos de A ímpar, o spin e paridade para o estado fundamental será o do último núcleon desemparelhado. Portanto, o modelo não pode prever spin e paridade de núcleos tipo ímpar-ímpar.

Os estados excitados são formados pela promoção de um ou mais núcleons para estados de maior energia. Para núcleos par-par, a elevação em energia de um dos núcleons, resulta numa excitação de tipo partícula-buraco. Tanto a partícula como o buraco, podem acoplar seus vetores j de várias maneiras impossibilitando a determinação de qual deles possui energia mais baixa. Além disso, é possível elevar um par de partículas (acoplados ao 0^+) simultaneamente para estados de energia maior.

Os estados excitados dos núcleos com A ímpar são previstos mais facilmente no Modelo de Partícula Simples.

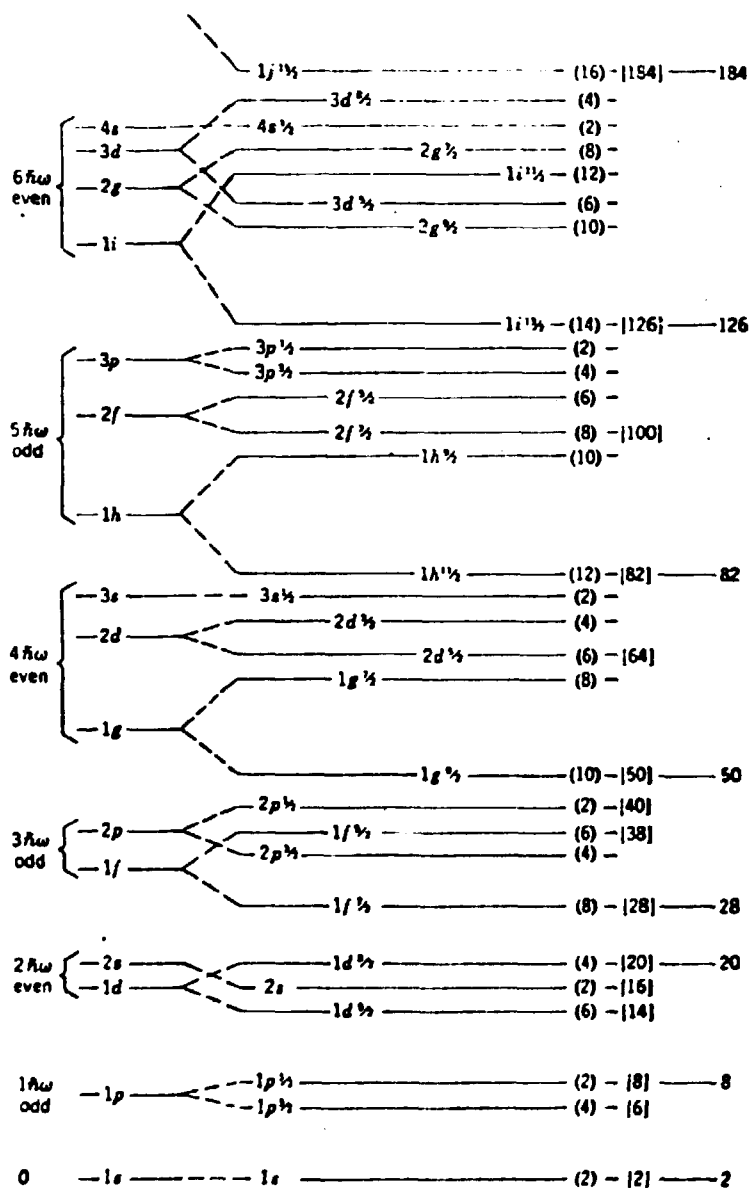


Figura 10- Sistema de níveis nucleares de um oscilador harmônico isotópico com acoplamento spin-órbita (ref. 23).

Os estados excitados de mais baixa energia são devido a promoção de partícula desemparelhada para estados não ocupados. Também uma partícula, abaixo do nível de Fermi pode ser promovida para emparelhar com outra acima. Neste caso a excitação cria um buraco na superfície de Fermi. Nos dois casos de excitação o spin e a paridade dos estados nucleares resultantes são de partícula ou caroço.

Uma forma pouco mais realística seria considerar somente os núcleons nas camadas fechadas como caroço inerte, levando em consideração somente as interações entre os núcleons restantes. Esse procedimento dá origem ao Modelo de Partícula Simples¹¹.

III.1.4- Modelo de Emparelhamento mais Quadrupolo

Na generalização do potencial central que descreve o modelo de camadas, temos a considerar: o termo de monopolo, responsável pela parte esférica do potencial do modelo de camadas; o termo de dipolo, que representa oscilações do centro de massa e o termo de quadrupolo que representa as forças que atuam a longas distâncias, consideradas fracas para núcleos na região de camada fechada e portanto ausentes no modelo de camadas. Esses efeitos de camadas, emparelhamento e de quadrupolo foram levados em consideração no modelo desenvolvido por Kisslinger e Sorensen³³, onde a força atuante possui duas componentes de emparelhamento de curto alcance e uma componente devido a força de quadrupolo. Este modelo é empregado em possíveis casos que correspondam a uma transformação entre uma forma de equilíbrio esférico e deformado.

A principal suposição deste modelo é de que os estados de baixa energia de núcleos esféricos podem ser tratados em termos de duas excitações básicas: quasi-partícula e fonons. Para a maioria dos casos, estas excitações são tratadas separadamente. Para núcleos par-par, as excitações de energia

mais baixa são fonons e para núcleos com número de massa ímpar, ambos os modos são de energia baixa e precisam ser consideradas, bem como suas interações.

Tanto os prótons como os nêutrons preenchem níveis diferentes, supondo-se que a força de emparelhamento só é efetiva para núcleons do mesmo tipo. A intensidade desta força pode ser descrita por dois parâmetros: G_p para prótons e G_n para nêutrons. No caso da força de quadrupolo, ela apresenta caráter efetivo para pares de prótons, nêutrons e nêutrons-prótons e neste caso é descrita por três constantes de acoplamento x_p , x_n e x_{np} , respectivamente.

O tratamento dado a cada conjunto de constantes de acoplamento selecionado é feito da seguinte forma: primeiramente a Hamiltoniana de emparelhamento é diagonalizada aproximadamente pelo uso de transformações de quasi-partícula para nêutrons e prótons separadamente. Desta forma, a força de quadrupolo pode então ser descrita como uma interação entre as quasi-partículas do próton e do nêutron. Finalmente, na determinação de certas propriedades nucleares, os efeitos de uma interação adicional de curto alcance são determinados pela aplicação da teoria de perturbações às funções de onda de emparelhamento mais quadrupolo.

O MEMQ que inclui os efeitos coletivos nos núcleos esféricos, foi empregado para vários tipos de núcleos resultando em bom acordo com os dados experimentais.

III.2- PROBABILIDADE DE TRANSIÇÃO GAMA

III.2.1- Introdução

A razão de mistura multipolar de uma transição gama, já definida anteriormente pela equação (1.5), como sendo:

$$\delta = \frac{\langle f || T_L^{<\sigma'>} || i \rangle / (2L' + 1)^{1/2}}{\langle f || T_L^{<\sigma>} || i \rangle / (2L + 1)^{1/2}}$$

contêm elementos reduzidos de matriz dos operadores de interação multipolar, $T_{LM}^{<\sigma>}$, que de acordo com a situação física a ser considerada, podem ser operadores de interação elétrica (se $\langle \sigma \rangle = E$) e de interação magnética, (se $\langle \sigma \rangle = M$).

Informações sobre esses elementos de matriz podem ser obtidas através dos cálculos das interações dos núcleos com o campo eletromagnético. Um estudo detalhado a respeito deste tipo de interação é feito por Moszkowsk⁴⁰ e apenas os resultados mais significativos para análise deste trabalho serão destacados.

III.2.2- Fundamentos Teóricos da Probabilidade de Transição

A probabilidade de transição gama de um estado inicial, descrito pela função de onda $|i\rangle$, para um estado final com função de onda $|f\rangle$, pode ser obtida da teoria quântica de perturbação, e é descrita como:

$$T(\langle \sigma \rangle, L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!]^{1/2}} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B(\langle \sigma \rangle, L) \quad (\text{III.5})$$

onde:

$B(\langle \sigma \rangle, L)$ é a probabilidade de transição reduzida, dada por:

$$B(\langle \sigma \rangle, L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i + 1)} |\langle f || T_L^{<\sigma>} || i \rangle|^2 \quad (\text{III.6})$$

sendo que,

$\langle \sigma \rangle$ diz respeito a interação elétrica ($\langle \sigma \rangle = E$) ou magnética ($\langle \sigma \rangle = M$):

$T_L^{<\sigma>}$ são operadores de interação multipolar definidos no apêndice da referência 54.

A dedução das expressões (III.5) e (III.6) realizadas por Moszkowsk⁴⁰, independem do modelo nuclear considerado, ao passo que o cálculo da probabilidade de transição é fortemente sensível a qualquer mudança nas funções de onda dos estados envolvidos.

Weisskopf⁸ propôs uma estimativa da ordem de grandeza destas probabilidades, utilizando o MEPS e supondo constantes as funções de onda no interior do núcleo e iguais a zero para distâncias maiores que o raio nuclear, obtendo:

$$T(M2) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \times 10 \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar/mc}{R}\right) \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2L} \omega \quad (\text{III.7})$$

$$T(EL) = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{2L} \omega \quad (\text{III.8})$$

onde:

L é o momento angular do gama emitido;

$\hbar\omega$ é a energia do gama emitido;

m é a massa de repouso do núcleon desemparelhado.

É costume comparar-se a probabilidade obtida experimentalmente com as estimativas de Weisskopf.

III.2.3- Regras de Seleção para Transição Gama

A radiação gama surge de efeitos puramente eletromagnéticos que ocasionam mudança na carga e na distribuição de corrente no núcleo. Posto que a distribuição de carga dá origem a momentos elétricos e a distribuição de correntes a momentos magnéticos, as transições gama são classificadas em elétrica e magnética.

É conveniente caracterizar a transição gama de acordo com o momento angular (em unidades de \hbar), que o raio gama carrega. Portanto, EL e ML referem-se a radiação emitida por um multipolo elétrico ou magnético de valor 2^L que está em vibração.

Regras de seleção para transição gama entre um estado inicial de momento angular I_i e paridade π_i , para um estado final com momento angular I_f e paridade π_f , são fundamentadas na conservação do momento angular e paridade.

A conservação do momento angular irá avaliar o número de multipolos possíveis para uma dada transição de acordo com a regra:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$$

e para componente Z do momento angular $M = |M_i - M_f|$.

A conservação de paridade $\pi_i \pi_f = \pi_L$, dará o caráter elétrico ou magnético de acordo com as expressões:

$$\Delta\pi_L = (-1)^L \quad \text{para radiação EL (multipolos elétricos)}$$

$$\Delta\pi_L = (-1)^{L-1} \quad \text{para radiação ML (multipolos magnéticos)}$$

onde:

$\Delta\pi = 1$, significa que o estado nuclear final para transição gama tem a mesma paridade que o estado nuclear inicial entre os quais houve a transição;

$\Delta\pi = -1$, significa que o estado nuclear final para a transição gama tem paridade oposta a do estado inicial.

Um caso especial, que não foi mencionado, diz respeito à transição $0 \rightarrow 0$, isto é, $I_i = 0$ e $I_f = 0$, que é proibida, pois o fóton deve ter pelo menos uma unidade de momento angular.

Pode ocorrer ainda uma mistura de tipos de multipolos e que obedece às regras de seleção. Neste caso, ocorre que as intensidades relativas desses tipos são bem diferentes e geralmente um tipo ou no máximo dois multipolos de mais baixa ordem são predominantes.

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NO ^{117}In IV.1- INTRODUÇÃO

Estudos sobre núcleos de In com A-ímpar são de grande interesse porque esses núcleos possuem 49 prótons e conseqüentemente é bem provável que os seus estados de baixa energia sejam estados de buraco em camada fechada de 50 prótons. Os níveis excitados e as transições gama do ^{117}In têm sido estudados por meio de uma variedade de técnicas experimentais, incluindo entre elas estudos de decaimento beta e gama do ^{117}Cd ^{5,46,49}, medidas de coeficientes de conversão, correlação angular gama-gama^{5,36} e estudos por meio de reações nucleares tais como: (^3He , d)³¹, (α , t)²⁹, (d, ^3He)¹⁶, (p, p')¹, (p, n)¹ etc. Todas essas experiências forneceram informações sobre o esquema de níveis do ^{117}In e são apresentadas na referência 44. Vários trabalhos teóricos foram também desenvolvidos numa tentativa de explicar as propriedades nucleares dos núcleos de In com A-ímpar.

Tanto o estado fundamental como o primeiro estado isomérico a 313 KeV no ^{117}In com spin e paridade $9/2^+$ e $1/2^-$ ³⁶ respectivamente, são bem estabelecidos como estados de buraco em camada fechada de prótons em orbitais $g_{9/2}$ e $p_{1/2}$ ⁴⁸. Entretanto a medida da meia vida do estado $3/2^-$ a 587 KeV mostra que a transição M1 para o estado $1/2^-$ a 313 KeV é bem retardada⁵⁹, de um fator de aproximadamente 200 vezes em relação à estimativa de Weisskopf, sugerindo que o estado $3/2^-$ não seja um estado simples $(p_{3/2})^{-1}$, podendo ser fortemente misturado.

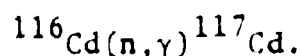
Uma outra característica interessante deste núcleo é apresentada por Bäcklin e outros que propõem que os estados a 660 KeV e 748 KeV podem ser membros de uma banda rotacional, baseada no estado $1/2^+$ (431) do modelo de Nilson. Esta suposição foi amplamente comprovada por Pandharipande e outros⁴⁶, a partir da medida do momento magnético do estado a 660 KeV e também pela medida do momento de quadrupolo elétrico do mesmo estado, por Raghvan e Raghvan⁵¹.

O objetivo do presente trabalho é obter informações adicionais sobre o estado $3/2^-$ a 587 KeV no ^{117}In , medindo-se o momento magnético deste estado para melhor caracterizá-lo. A medida do fator-g foi feita aplicando-se a técnica de correlação angular gama-gama perturbada e utilizando-se o método de rotação integral com ângulo constante e inversão de campo magnético. A cascata gama de (1303- 273)KeV no ^{117}In obtida a partir do decaimento β^- do ^{117}Cd foi utilizada para as medidas.

IV.2- PREPARAÇÃO DA FONTE RADIOATIVA

As fontes radioativas de ^{117}Cd foram utilizadas para as medidas de transições gama no ^{117}In . Como em medidas de correlação angular gama-gama perturbada integral é essencial se assegurar que não existem perturbações extra nucleares na fonte, como por exemplo interações quadrupolares ou campo magnético interno etc, foram feitos dois tipos de fontes radioativas: em forma sólida (CdO) e em forma líquida ($\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$) por meio da dissolução de óxido de cádmio em ácido nítrico.

Aproximadamente 5mg de CdO (enriquecido a 95% em ^{116}Cd) foram selados em um tubo de sílica, de 2mm de diâmetro por 10mm de comprimento, antes de ser irradiado por nêutrons. No caso de fontes líquida, as 5mg de CdO foram dissolvidas em uma gota de ácido nítrico diluído e a solução de $\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$ resultante foi então transferida para um tubo de sílica, posteriormente selado. Desta forma, as amostras assim preparadas foram irradiadas com nêutrons térmicos em um fluxo de $-2 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$, durante um período de - 20 min, no reator IEA-R1. Obteve-se então a fonte de ^{117}Cd por meio da reação:



O posterior decaimento do ^{117}Cd por β^- com meia vida da ordem de 2,5h popula os estados excitados do ^{117}In .

IV.3- CORRELAÇÃO ANGULAR DA CASCATA GAMA A 1303 - 273 KeV
NO ^{117}In

Para verificação da melhor forma física da amostra foram feitas medidas da correlação angular gama-gama da cascata (1303 - 273)KeV no ^{117}In , para os dois tipos de fonte. Utilizou-se o espectrômetro automático com dois conjuntos de detectores:

- a) dois detectores de NaI(Tl) 2" x 2";
- b) um detector de NaI(Tl) 3" x 3" e outro de Ge(Li).

As medidas foram feitas de acordo com o procedimento descrito em II.2.1. Devido à meia vida curta da fonte radioativa, ($T_{1/2} = 2,5\text{h}$), foi necessário o uso de várias fontes em cada medida, para obtenção de uma estatística razoavelmente boa de contagem. Assim foram preparadas várias amostras sendo que em média, foram feitas duas ou três irradiações por dia, utilizando-se as diferentes amostras.

Os espectros gamas obtidos com o uso dos detectores de NaI(Tl) e Ge(Li) são mostrados nas figuras 11 e 12. Os raios gama utilizados para as medidas de coincidência estão assinalados no espectro fornecido pelo detector de NaI(Tl).

Os resultados experimentais dos coeficientes de correlação angular A_{kk} são apresentados na tabela I. Sendo pequeno o tamanho das fontes, não foram consideradas necessárias as correções para efeitos de absorção e tamanho finito da fonte. Na tabela I foi incluído o resultado da correlação angular para esta cascata gama, medida por Pandharipande e outros⁴⁸ com uso de detectores de NaI(Tl) para comparação dos resultados. Os valores de A_{kk} foram corrigidos para efeito de ângulo sólido dos detectores.

A presente medida de correlação angular da cascata gama (1303 - 273)KeV foi feita com o espectrômetro de Ge(Li)- NaI(Tl), aproveitando a melhor resolução em energia do detector de Ge(Li). Esta medida foi feita com o intuito de mostrar que a

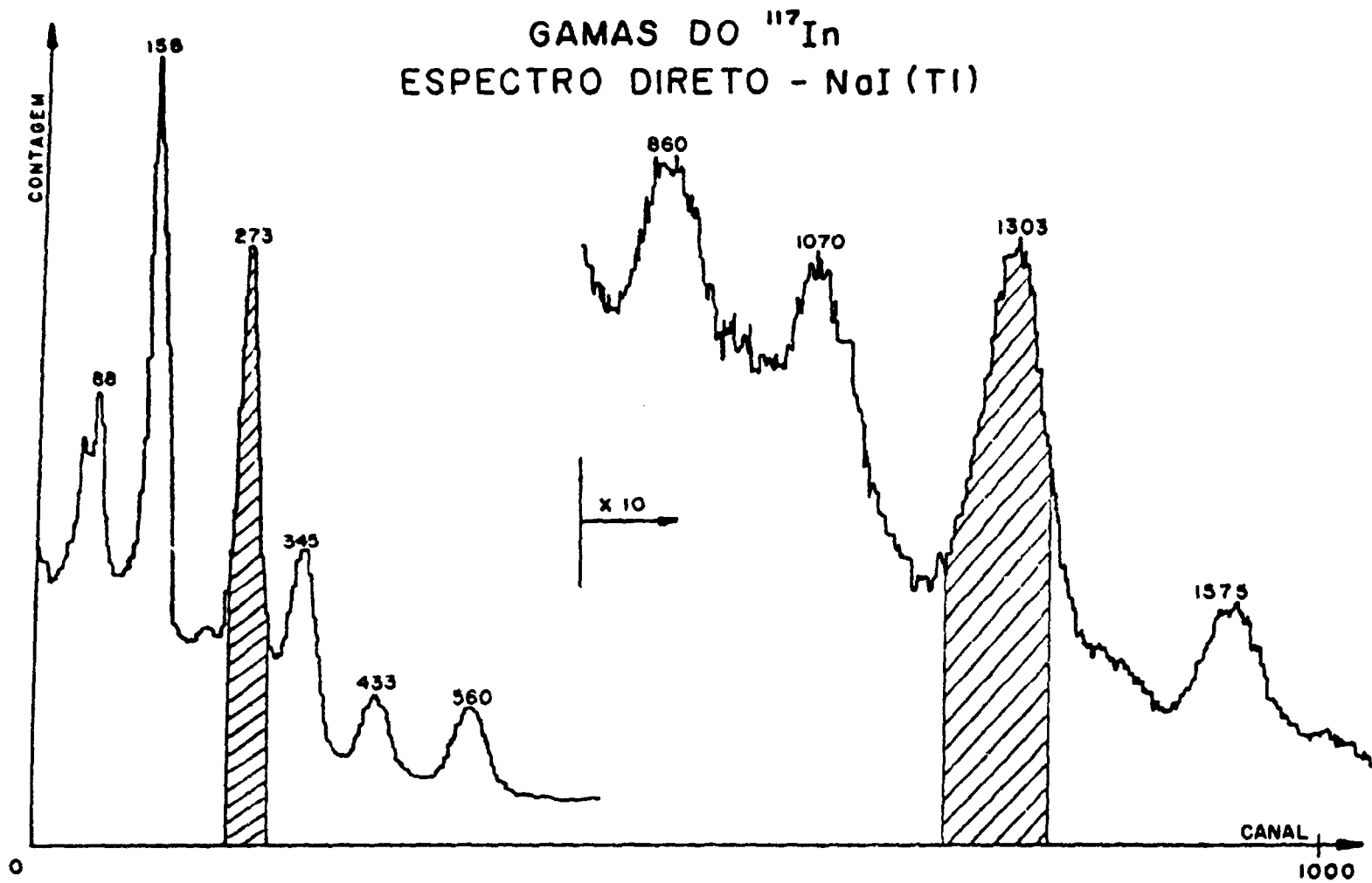


Figura 11

GAMAS DO ^{117}In
ESPECTRO DIRETO - Ge (LI)

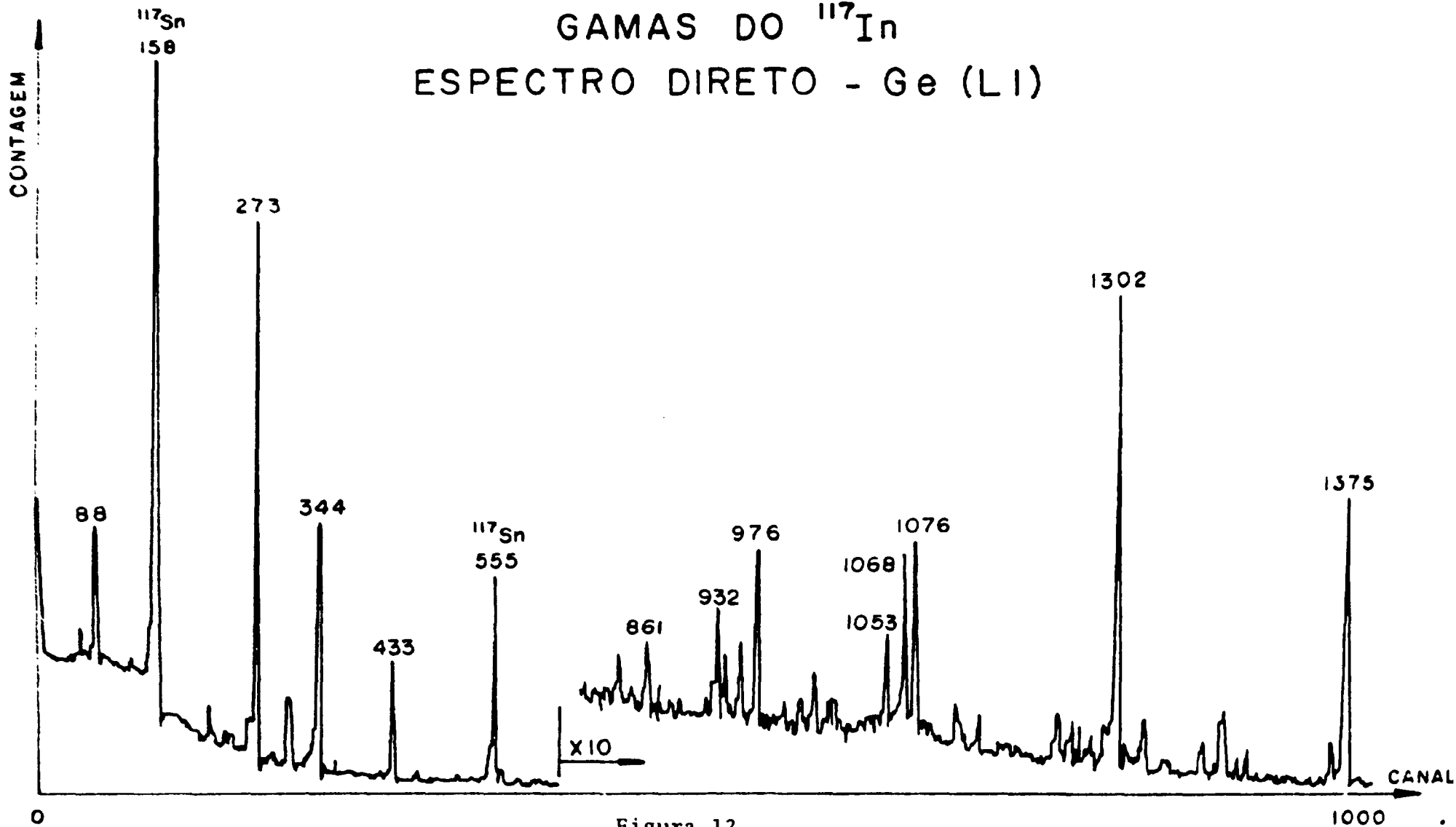


Figura 12

Tabela 1- Valores experimentais dos coeficientes A_{kk} da cascata $\gamma(1303 - 273)\text{KeV}$ no ^{117}In

Fonte	Conjunto de Detectores	A_{22}	A_{44}
$\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$	NaI(Tl) - Ge(Li)	$0,29 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,02$
CdO	NaI(Tl) - Ge(Li)	$0,27 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,02$
$\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$	NaI(Tl) - NaI(Tl)	$0,25 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
CdO	NaI(Tl) - NaI(Tl)	$0,26 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
Referência 48	Detectores NaI(Tl)	$0,271 \pm 0,013$	$0,026 \pm 0,042$

possível interferência de raios gama provenientes de outras cascatas, quando dois detectores de NaI(Tl) são utilizados, é mínima (observar os valores de A_{kk} na tabela I). Ao mesmo tempo, os resultados obtidos mostram que tanto a fonte em forma de CdO como em forma de solução de $Cd(NO_3)_2$ podem ser utilizadas para as medidas do fator-g sem introduzir perturbações extra nucleares. Por questão de conveniência o CdO foi utilizado para as medidas posteriores.

IV.4- MEDIDA DO FATOR-g DO ESTADO A 587 KeV NO ^{117}In E RESULTADOS

A medida do fator-g do estado a 587 KeV no ^{117}In foi feita utilizando-se a cascata gama (1303 - 273)KeV. Devido à meia vida curta ($T_{1/2} = 0,17ns$)¹⁵ do estado intermediário da cascata foi empregado o método de rotação integral em campo magnético externo. Um sistema de três detectores (um para o gama de "start" e dois para o gama de "stop") foram utilizados junto com o sistema eletrônico para medida diferencial. O sistema de detectores e o arranjo eletrônico foram descritos no capítulo II. Como foi mencionado antes, as fontes em forma de CdO foram utilizadas nessas medidas. O sistema de três detectores nesse arranjo experimental é formado por dois conjuntos de dois detectores, funcionando independentemente (conjunto 1-3 e conjunto 2-3), sendo o detector 3 ("start") comum aos dois conjuntos.

Para a cascata gama (1303 - 273)KeV, $A_{22} \gg A_{44}$ (tabela I); teoricamente $A_{44} = 0$ sendo o spin do estado intermediário $I = 3/2$. Nestas circunstâncias, a rotação integral da correlação angular em campo magnético é dada pelas curvas B e C da figura 13 para cada sentido do campo, sendo que a curva A representa a função correlação angular sem aplicação de campo magnético externo. Nota-se que para o ângulo de $+135^\circ$ ou -135° entre os detectores existe uma sensibilidade maior de contagens ou seja, a diferença entre número de coincidências com o campo "para cima", $\omega(\theta, +B)$, e campo "para baixo", $\omega(\theta, -B)$, é maior para estes ângulos. Esta foi a razão da escolha dos ângulos:

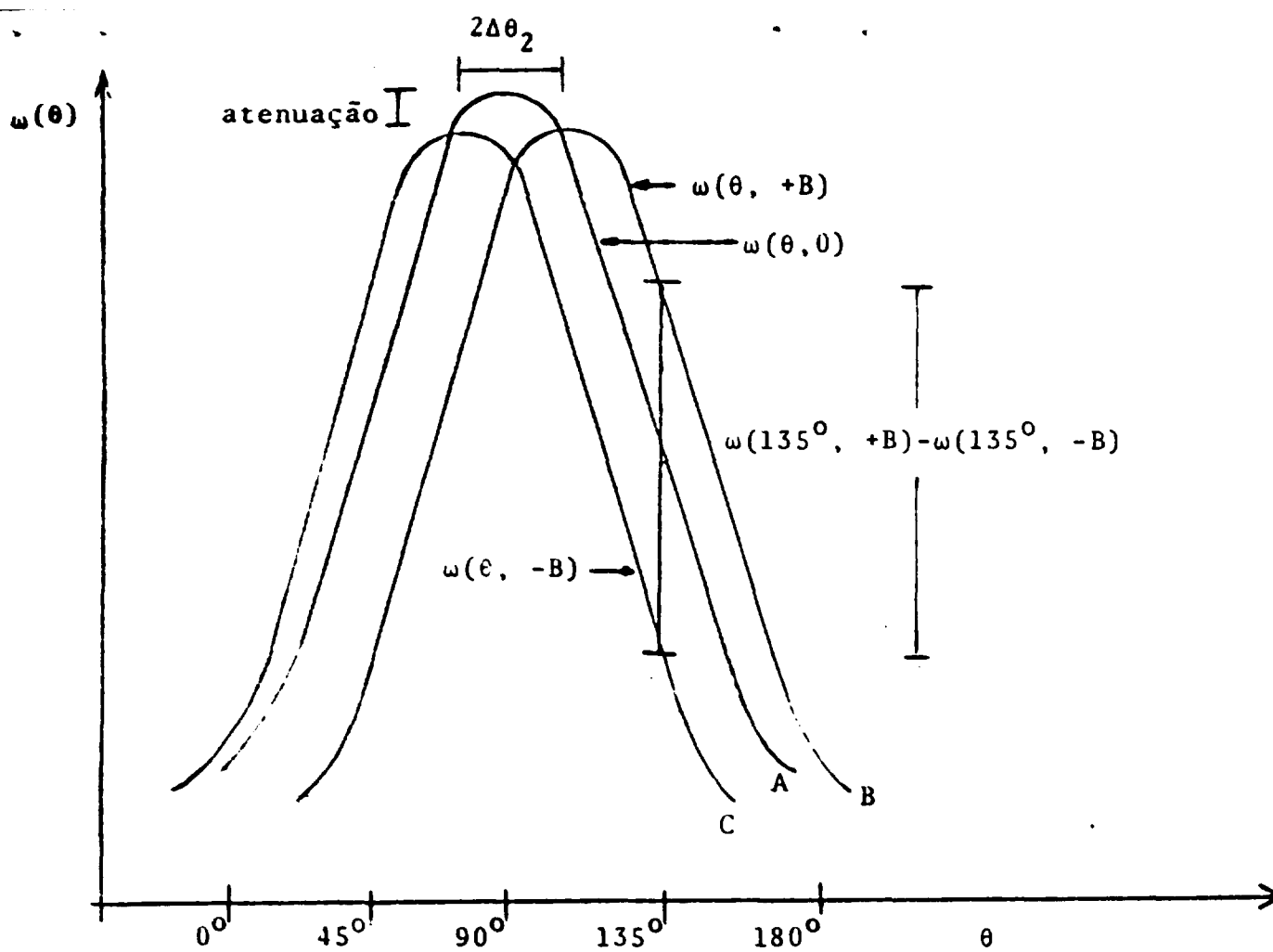


Figura 13- Efeito da aplicação de um campo magnético B na correlação angular integral, no caso de k_{\max} igual a 2.

$\theta = +135^\circ$ para o conjunto de detectores (1 - 3) e $\theta = -135^\circ$ para o conjunto de detectores (2 - 3). A disposição angular dos detectores é mostrada na figura 4.

De acordo com o procedimento experimental, mediu-se primeiramente A_{22} para a cascata gama (1303 - 273)KeV na geometria do eletroímã para os dois conjuntos de detectores, mas sem aplicação de campo magnético. Foram utilizados somente os ângulos de 90° e 180° para as medidas de coincidência, nesta primeira etapa. Os valores de A_{22} obtidos são: $A_{22} = +0,214 \pm 0,008$, para o conjunto de detectores 1 - 3 e $A_{22} = +0,190 \pm 0,007$, para o conjunto de detectores 2 - 3. Os resultados aqui apresentados não foram corrigidos para efeito de ângulo sólido dos detectores.

Na segunda etapa, os detectores foram fixados na disposição angular, dada pela figura 4, isto é, $+135^\circ$ para o conjunto 1 - 3, -135° para o conjunto 2 - 3. Foi aplicado um campo externo de 26kG perpendicularmente ao plano dos detectores. Em seguida, foram medidas as coincidências gama-gama para os dois sentidos do campo: "para cima", $\omega(\theta, +B)$ e "para baixo", $\omega(\theta, -B)$, com $\theta = \pm 135^\circ$, revertendo o sentido do campo a cada 10 min. O espectro de coincidência para cada conjunto de detectores foi armazenado em diferentes memórias no AMC, para cada sentido do campo magnético. Após várias semanas de medidas, foram acumuladas aproximadamente 2×10^6 coincidências verdadeiras para cada conjunto de detectores. Feita a normalização das coincidências e correções para acidentais, como foi descrito em IV.2.1, foi determinada a taxa de contagem R, definida pela equação (I.16), para cada conjunto de detectores. Como foi visto no capítulo I, no caso em que $k_{\max} = 2$ e $\omega_L \tau \ll 1$,

$$R = \pm 2 b_2 \omega_L \tau$$

onde:

$$b_2 = \frac{4 A_{22}}{3 + A_{22}}$$

sendo que A_{22} são valores obtidos na geometria do eletroímã sem correção de ângulo sólido.

A partir dessas expressões podem-se determinar os valores da rotação angular $\omega_L \tau$ e conseqüentemente o valor da frequência de Larmor, (ω_L) sendo conhecida a vida média do estado intermediário, $\tau = (0,25 \pm 0,03)$ ns. Desta forma, obtém-se o valor do fator-g por meio da equação (I.19) sendo o campo magnético conhecido ($B = 26$ kG).

Os parâmetros relevantes a cada conjunto de detectores são apresentados na tabela II, sendo os valores médios dados por:

$$b_2 = 0,144 \pm 0,007$$

$$\omega_L \tau = (7,11 \pm 1,77) \times 10^{-3} \text{ rad}$$

$$g = -0,233 \pm 0,057$$

O erro em g é estatístico e foi avaliado levando-se em consideração a soma das contagens para os dois conjuntos de detectores.

Tabela II

Conjunto de detectores	Ângulo entre os detectores	$\omega_L \tau$ (rad)	g_θ
1 - 3	$+135^\circ$	$(7,20 \pm 2,00) \times 10^{-3}$	$-0,24 \pm 0,07$
2 - 3	-135°	$-(7,01 \pm 2,50) \times 10^{-3}$	$-0,22 \pm 0,09$

IV.5- DISCUSSÃO

As propriedades nucleares dos isótopos de Índio com A-ímpar tem recebido considerável atenção nos últimos anos, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico. Em todos os núcleos de In com A-ímpar ($A = 109 - 121$), o estado fundamental é $9/2^+$ ³. O primeiro estado excitado, nos casos em que foi determinado, tem spin e paridade $1/2^-$. Para os isótopos de ¹¹³In, ¹¹⁵In e ¹¹⁷In, o segundo estado excitado é $3/2^-$. O estado fundamental $9/2^+$ e o primeiro estado excitado $1/2^-$, têm sido usualmente interpretados como estados de buraco nas órbitas de $g_{9/2}$ e $p_{1/2}$ ⁴⁸, respectivamente. Esta interpretação é confirmada pelas medidas de momento magnético³ dos estados $9/2^+$ e $1/2^-$, bem como pela probabilidade de transição $M4$ ⁴. Os valores experimentais nestes casos, estão em bom acordo com os valores previstos pelo modelo de partícula simples. Entretanto, a interpretação para o segundo estado excitado $3/2^-$ não tem sido feita com muita clareza.

Os estados de baixa energia no ¹¹⁵In e ¹¹⁷In, com paridade positiva, têm sido examinados em termos de dois modelos distintos. Silverberg⁵⁷ fez cálculos sobre níveis de energia para isótopos de In com A-ímpar, considerando o acoplamento de um buraco próton $g_{9/2}$ com o estado fonon 2^+ do caroço. Neste procedimento a existência dos estados $1/2^+$ e $3/2^+$ de baixa energia no ¹¹⁵In e ¹¹⁷In requer o acoplamento com o estado fonon 4^+ . Mas o estado 4^+ de mais baixa energia é o do caroço do ¹¹⁸Sn, com energia de aproximadamente 2,2 MeV. Conseqüentemente é difícil de entender que os estados desses acoplamentos possam existir a tão baixas energias (-700 KeV). Por outro lado, os estados de paridade positiva foram observados decaindo com transição E1 bastante retardada⁴⁶ para o estado isomérico $1/2^-$, enquanto as transições do tipo E2 entre esses estados de paridade positiva são aproximadamente 100 vezes maior do que as estimativas de Weisskopf. Essas observações levaram Bäcklin⁴ e outros a propor que estes níveis sejam considerados como membros de uma banda rotacional, baseado no estado de Nilsson $1/2^+$ (431), com parâmetro de deformação $\delta \approx 0,2$.

A possibilidade de deformação para os núcleos desta região de massa foi indicada pela medida de momento de quadrupolo elétrico¹⁰ e momento de dipolo magnético⁶ do estado 2^+ do ^{114}Cd . As recentes medidas de momentos de quadrupolo elétrico⁵¹ e dipolo magnético⁴⁹ para o estado a 660 KeV no ^{117}In , estão de pleno acordo com a interpretação baseada no modelo rotacional. Pandhari pande e outros⁴⁷, calcularam as seqüências de níveis para a banda rotacional, sugerida por Backlin⁴, estando os resultados obtidos em boa concordância com os valores de energia e seqüência de spin, encontrados experimentalmente.

Uma interpretação similar foi feita no caso do ^{115}In para os estados de paridade positiva. Os dois estados de spin e paridade $1/2^+$ e $3/2^+$ que são evidentes nos núcleos de ^{115}In e ^{117}In e que foram considerados como membros de uma banda rotacional⁴, não estão presentes no caso do ^{113}In . Pode-se concluir então, que os efeitos coletivos são geralmente menos desenvolvidos no ^{113}In do que nos núcleos de ^{115}In e ^{117}In .

Todas essas informações mostram níveis de natureza rotacional e de partícula simples para baixas energias no ^{117}In . A figura 14 mostra um esquema parcial de decaimento do ^{117}Cd para os níveis do ^{117}In , onde os dados mais significativos deste núcleo, tirados da referência 44, disponíveis até a presente data, são apresentados. Na primeira coluna são apresentados os valores de spin e paridade dos níveis do ^{117}In . A segunda mostra as energias dos níveis excitados, em KeV. Na terceira coluna são apresentados os valores do momento de dipolo magnético, onde o resultado obtido neste trabalho foi incluído e por fim as meias vidas dos níveis.

Quanto à interpretação do segundo estado excitado $3/2^-$, que é observado nos três núcleos ^{113}In , ^{115}In e ^{117}In , podem-se fazer algumas observações. Uma comparação dos dados experimentais obtidos para os isótopos de A-ímpar do In, mostram que principalmente nos núcleos de ^{115}In e ^{117}In , os níveis de paridade negativa a baixas energias, são bem parecidos⁴⁷. A tabela III apresenta alguns desses resultados. A separação em energia

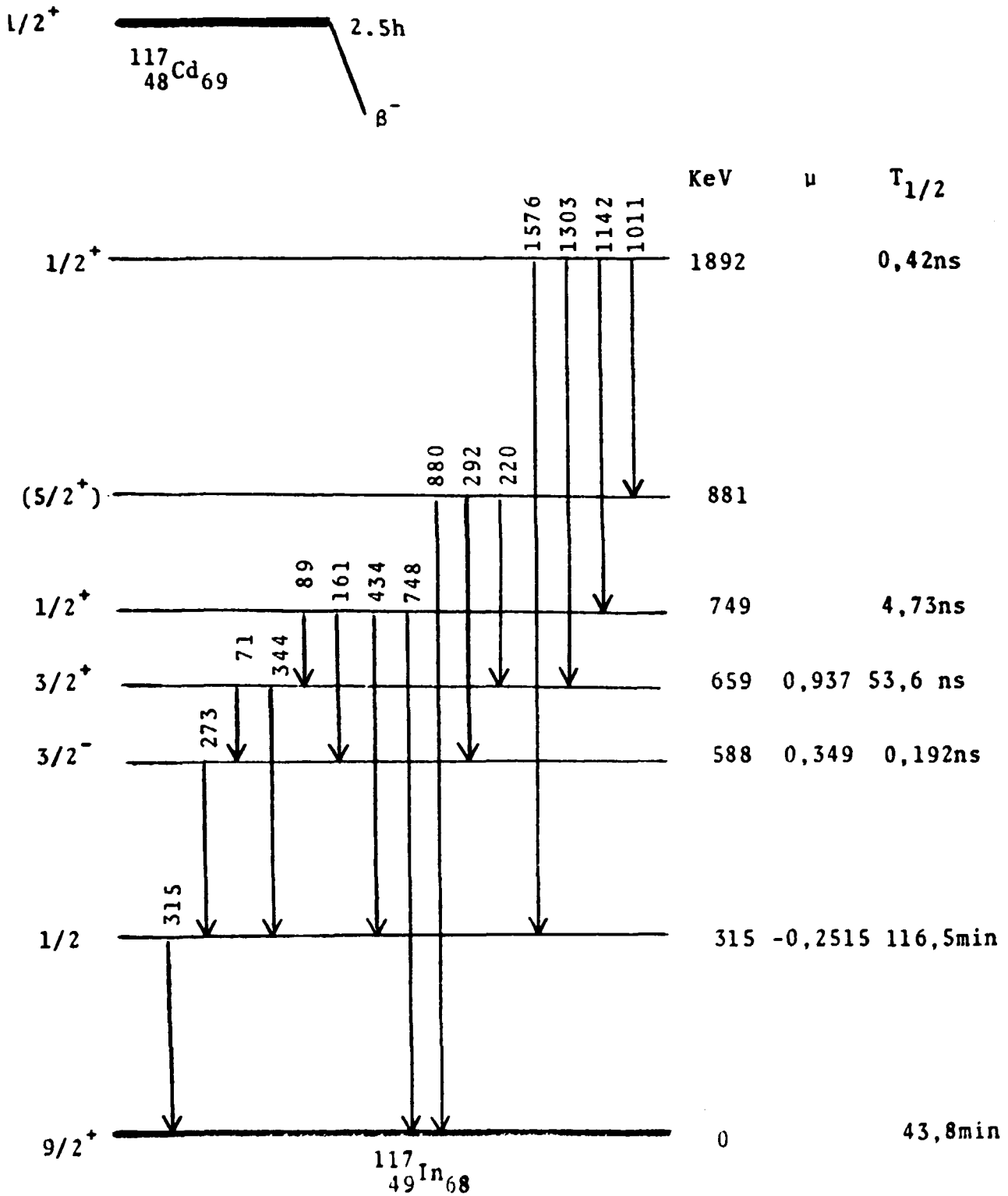


Figura 14- Esquema parcial de decaimento do ^{117}Cd para os níveis do ^{117}In (referência 44).

Tabela III- Energia dos níveis, spins e paridade, meia vida e energia de transição dos núcleos de ^{115}In e ^{117}In .

Núcleo	Energia nível (KeV)	Spin e paridade	Meia vida	Energia de transição (KeV) Multipolaridade
$^{115}_{49}\text{In}_{66}$	336	$1/2^-$	4,5h	336(M4)
	598	$3/2^-$	0,2ns	261(E2) E 261(M1)
$^{117}_{49}\text{In}_{68}$	315	$1/2^-$	1,8h	315(M4)
	587	$3/2^-$	0,2ns	274(E2) E 274(M1)

entre os estados $1/2^-$ e $3/2^-$ nos três isótopos é praticamente constante, - 260 KeV. A separação entre os níveis $9/2^+$ e $1/2^-$ decresce com o aumento do número de massa³. De $A = 109$ até $A = 113$, o decréscimo é acentuado e de $A = 113$ até $A = 121$ o decréscimo é menos acentuado. Na figura 15 é feita uma comparação da distribuição dos níveis em termos de energia para os três isótopos do Índio com $A = 113, 115$ e 117 .

Foi sugerido por Silverberg⁵⁷ que a razão para essa variação sistemática das energias é devido à interação residual entre proton-nêutron. As subcamadas $1g_{7/2}$ e $2d_{5/2}$ de nêutrons são preenchidos até $N = 64$ nêutrons (^{113}In), onde a tendência para supressão de nível de proton $p_{1/2}$ já decresce, sugerindo que a adição de mais nêutrons nas camadas $1h_{11/2}$, $2d_{3/2}$ e $3s_{1/2}$ não influenciam muito a camada de proton $p_{1/2}$. O mesmo tipo de argumento deve valer para a camada de proton $p_{3/2}$. Essa interpretação então sugere que o estado $3/2^-$ é provavelmente um estado de buraco simples $(2p_{3/2})^-$. Por outro lado, outras observações experimentais sugerem o contrário, julgando que este estado não seja simplesmente um estado de buraco.

As medidas de meias vidas do estado $3/2^-$ no ^{117}In e ^{115}In foram feitas por Begzhanov e outros⁵. Estes dados, analisados juntamente com a razão de mistura multipolar para transição $3/2^- \rightarrow 1/2^-$, indicam que a transição M1 é retardada por um fator de aproximadamente 200, enquanto a transição E2 entre os mesmos níveis tem um aumento de um fator de aproximadamente 50 em relação a estimativa de Weisskopf. A presente medida do momento magnético do estado $3/2^-$ no ^{117}In também indica que este estado não pode ser um estado puro de partícula simples. O momento magnético de um estado de proton $2p_{3/2}$ é $3,79\mu_N$ com $g_s(\text{free}) = 5,58$, enquanto o valor experimental é $(0,35 \pm 0,06)\mu_N$. Mesmo considerando $g_s(\text{eff})/g_s(\text{free}) = 0,5$ ⁴⁶, sugerido pelo momento magnético dos estados $9/2^+$ e $1/2^-$ no ^{115}In e ^{117}In , o modelo de partícula simples fornece um valor de $2,39\mu_N$, que é muito maior em relação ao valor experimental. Além disso, a excitação de um buraco em $p_{3/2}$, resultando em um estado $3/2^-$, requer aproximadamente uma energia de 1,2 MeV acima do estado $p_{1/2}$, enquanto a

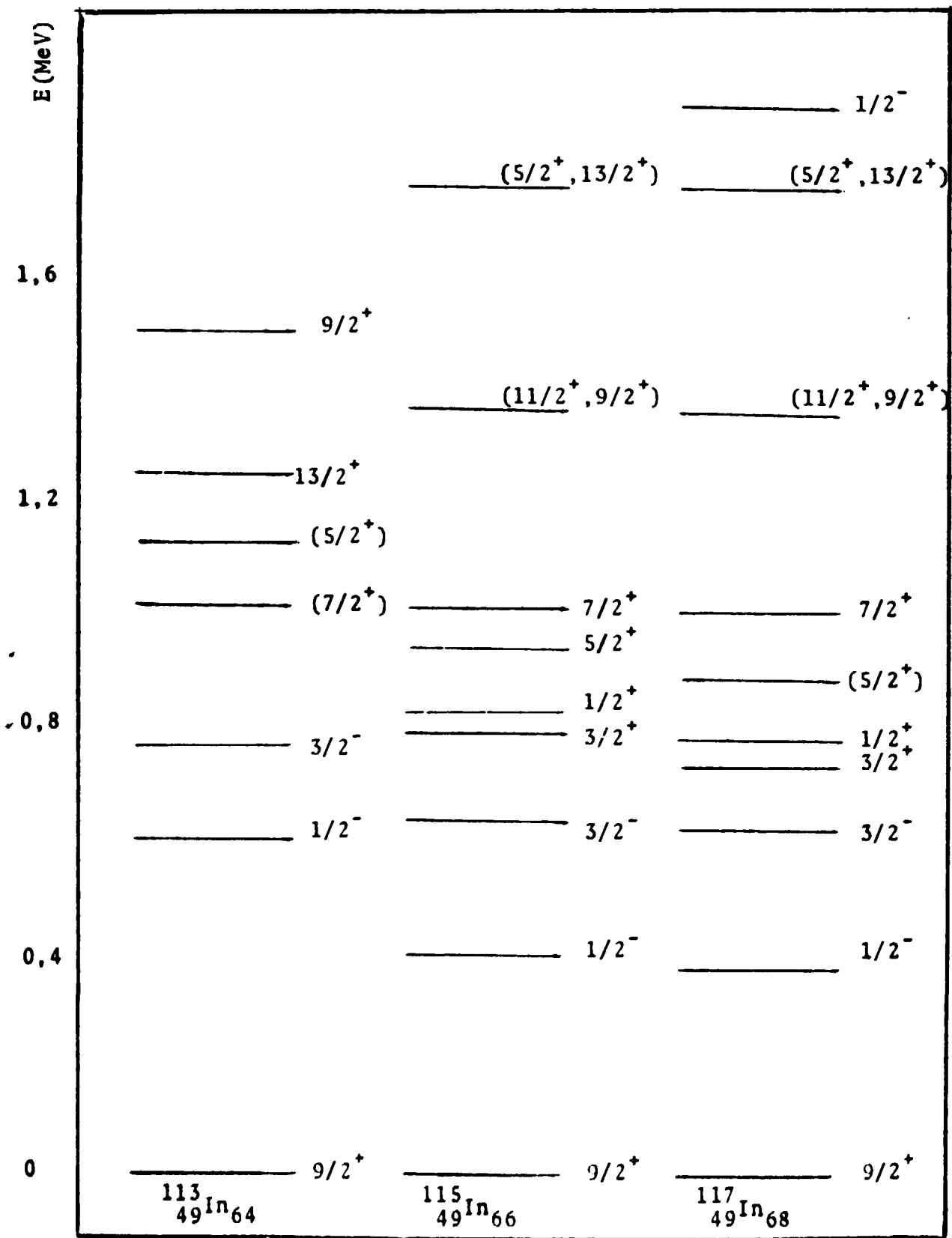


Figura 15- Níveis de energias mais baixas dos isótopos do In com A = 113, 115, 117.

energia do estado $3/2^-$ é apenas 260 KeV acima do estado $1/2^-$. Conseqüentemente esta não parece ser a interpretação correta para este estado.

Uma outra maneira de formação de um estado $3/2^-$ seria devido ao acoplamento de um buraco $p_{1/2}$ com o estado fonon 2^+ do caroço. Portanto, este estado também deve existir em energia de aproximadamente 1,2 MeV acima do estado $1/2^-$ (a energia do estado fonon 2^+ nesta região de massa é -1,2 MeV). É evidente que as energias dos dois estados $3/2^-$, um sendo estado de buraco simples $p_{3/2}$ e outro sendo o membro de um dubleto formado pelo acoplamento ($2^+ + p_{1/2}$), são bem próximas. Foi sugerido⁴⁸ que estes dois estados podem interagir fortemente entre si e dessa maneira um dos estados $3/2^-$ pode baixar bastante em energia.

Cálculos recentes de várias propriedades nucleares para isótopos de índio com A-ímpar foram feitos por Atalay e Chiao-Yap³ utilizando o modelo unificado de acoplamento intermediário. Os cálculos dos parâmetros nucleares como: energia, spin, paridade e momento magnético, foram feitos para o estado fundamental e para o primeiro estado excitado, bem como o de probabilidade de transição etc, sendo que os resultados encontrados estão razoavelmente de acordo com os valores experimentais. Como os autores não calcularam o momento magnético para o estado $3/2^-$ nesse núcleo, uma comparação direta do valor experimental deve então aguardar um cálculo futuro. Portanto, o que se pode dizer com base nas informações obtidas até o presente, é que o estado $3/2^-$ a 587 KeV no ^{117}In , provavelmente não seja um estado puro de partícula simples, mas sim um estado que envolva misturas complexas de excitação coletiva, bem como de partícula simples.

ESTUDO ESPECTROSCÓPICO NO ^{77}Se V.1- INTRODUÇÃO

Nos últimos anos a estrutura dos níveis do ^{77}Se tem sido assunto de várias investigações utilizando-se uma variedade de técnicas experimentais. O decaimento do ^{77}Br para os níveis do ^{77}Se foi estudado por Monaro³⁹, Ardisson e Ythier² com o uso de detectores de NaI(Tl) e Ge(Li), respectivamente. Mais recentemente Sarantites e Erdal⁵⁵, e Braga e outros¹³ utilizaram detectores de Ge(Li) e Si(Li) para as medidas de coincidências gama-gama, coeficientes de conversão eletrônica e correlação angular gama-gama a partir do decaimento do ^{77}Br . Vários estudos foram também realizados por meio das reações nucleares como: (d,p) e (d,t) por Lin³⁴, (n, γ) por Rabenstein e Vonach¹¹, (α ,n γ) por Zell e outros⁶¹ e excitação coulombiana por Robinson e outros⁵². Todos os resultados destas pesquisas forneceram um esquema dos níveis do ^{77}Se razoavelmente bem estabelecido que está resumido na referência 45. Apesar do número de estudos já mencionados, ainda não foi possível uma interpretação consistente da estrutura dos níveis do ^{77}Se . Vários modelos teóricos já foram utilizados para a interpretação da estrutura deste núcleo, como é o caso dos estados de paridade negativa $3/2^-$ e $5/2^-$ a 239 KeV e 440KeV respectivamente que foram considerados em termos de modelo de excitação de caroço de Shalit¹⁷ onde esses estados são resultados de um acoplamento entre um nêutron na camada $p_{1/2}$ e o estado 2^+ do caroço par-par. Ao mesmo tempo, estes estados também foram interpretados como membros de uma banda rotacional²⁰ baseado no estado de Nilson $1/2^-(301)$ ⁴¹.

Os resultados obtidos por Lin³⁴ por meio da reação (d,p) mostram que o estado $5/2^-$ a 249 KeV deve ser predominantemente um estado de partícula simples $f_{5/2}$. Entretanto outras considerações feitas por Monaro³⁹, sugerem que este nível pode ser interpretado em termos de acoplamento partícula com movimento vibracional ou até mesmo como um estado vibracional.

O fator-g do estado $5/2^-$ a 249 KeV foi medido anteriormente por Engels e outros²¹ sendo que esta medida apresenta um erro significativo no valor do fator-g (- 12%). A presente medida do fator-g deste estado foi feita com o intuito de se obter um valor mais preciso do parâmetro para a melhor caracterização deste estado. Além disso, também foi medida a meia vida deste estado com melhor precisão do que os valores anteriores²¹⁻³⁹. A medida do fator-g foi feita utilizando-se a técnica de correlação angular gama-gama perturbada diferencial com campo magnético externo de 25 kG. A meia vida do estado a 249 KeV foi medida pela técnica de coincidências gama-gama atrasadas.

V.2- FONTES RADIOATIVAS

Todas as medidas no núcleo do ^{77}Se deste trabalho foram feitas com fonte de ^{77}Br que decai por captura eletrônica, com meia vida de 57h, para os estados do ^{77}Se . As fontes de ^{77}Br foram obtidas a partir da reação $^{75}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$. Aproximadamente 200mg de arsênio metálico em forma de disco, com diâmetro de 6mm, foram irradiados por um feixe de partículas α com energia da ordem de 28 MeV no cíclotron do Instituto de Engenharia Nuclear do Rio de Janeiro, por um período de 1h. A corrente do feixe foi avaliada em $2\mu\text{A}$, fornecendo para a fonte de ^{77}Br uma atividade inicial bastante intensa. Outros isótopos como ^{78}Br ($T_{1/2} = 6,5\text{min}$) e ^{76}Br ($T_{1/2} = 16\text{h}$) que podem ser produzidos juntos, pelas reações de (α, n) e $(\alpha, 3n)$ não influenciam nas medidas, porque o ^{78}Br decai muito rapidamente e o ^{76}Br é produzido em pequena quantidade devido a perda de energia do feixe, sendo de ~ 26 MeV o limiar para a reação $(\alpha, 3n)$. Além disso, as medidas no ^{77}Se foram iniciadas somente dois dias após a irradiação e nenhuma atividade além do ^{77}Br foi observada nas fontes, como pode ser visto na figura 16, pelo espectro gama obtido pelo detector de Ge(Li).

As medidas iniciais para o fator-g mostraram a presença de fortes interações quadrupolares nas amostras (arsênio metálico) pela atenuação muito rápida das amplitudes de precessão

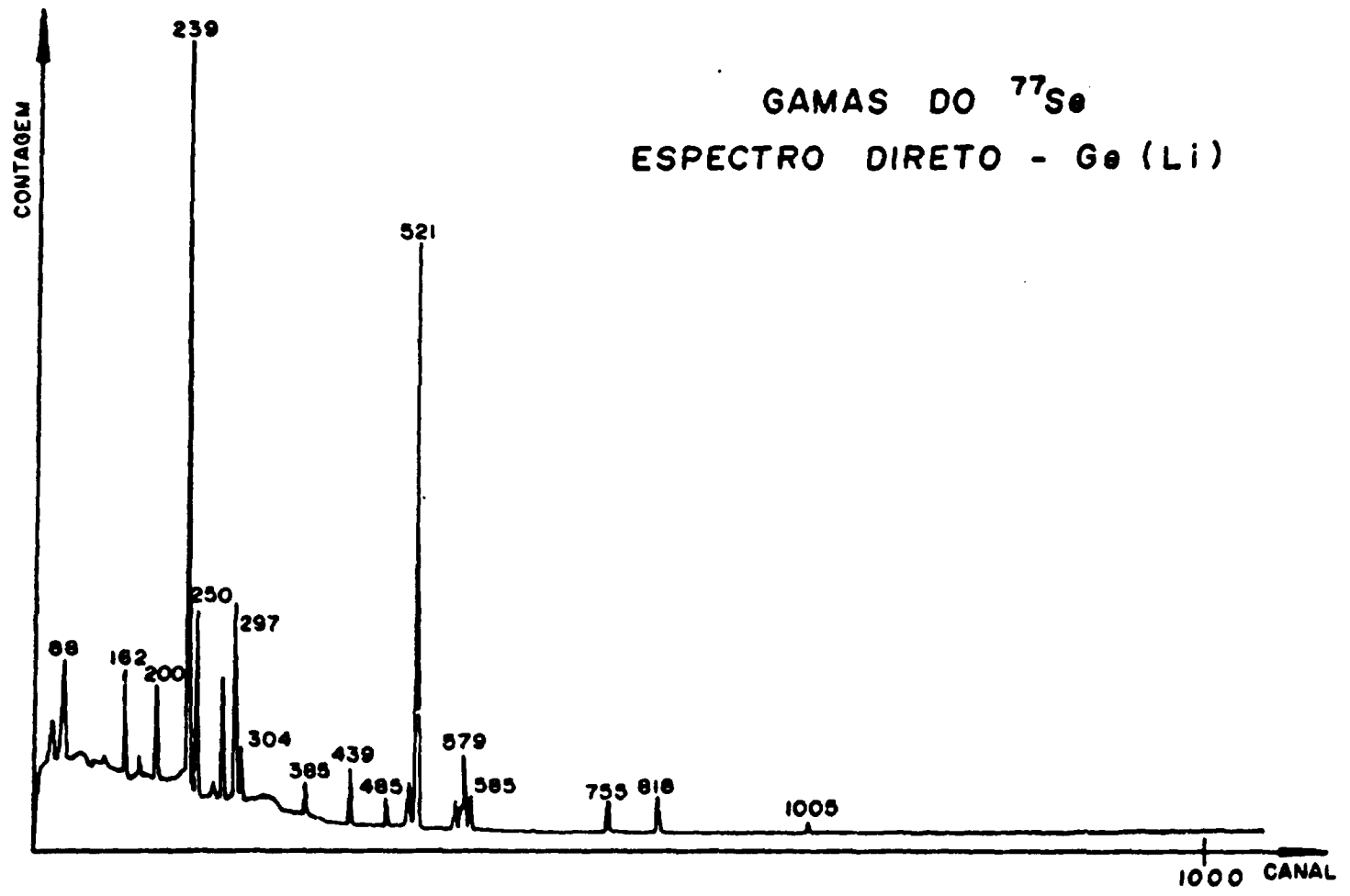


Figura 16

de Larmor. As demais fontes foram preparadas com separação química do ^{77}Br do arsênio pelo método de extração com solvente descrito na referência 55. Todas as medidas foram então realizadas com fontes de ^{77}Br em forma de solução (AgBr dissolvida em uma gota de $2\text{M-Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$).

V.3- MEDIDA DA MEIA VIDA DO ESTADO $5/2^-$ A 249 KeV NO ^{77}Se

As medidas de meia vida do estado a 249 KeV foram feitas pelo método de coincidências gama-gama atrasadas. Foram utilizados dois detectores de NaI(Tl) , 2" x 2", acoplados a fotomultiplicadoras RCA-8575, descritas em II.1.1 e o sistema eletrônico para medidas diferenciais em tempo, conforme descrição em II.1.5. As cascatas gama de (750 - 249) KeV e (572 - 249) KeV foram utilizadas juntas, para as medidas de coincidências gama-gama. Foram selecionados no canal de "start" os gamas de (750 + 572) KeV, enquanto que no canal de "stop" foi selecionado o gama de 249 KeV. Um espectro típico das coincidências gama-gama atrasadas é mostrado na figura 17, onde o espectro de "prompt" aparece devido a inclusão da cascata gama (578 - 239) KeV nas janelas. A introdução de linhas com atraso conhecido no canal de "stop" permitiu a determinação da calibração em tempo. A resolução do sistema foi determinada pelo espectro de "prompt" usando-se fonte de ^{60}Co com janelas nas mesmas energias da cascata gama no ^{77}Se . A resolução do sistema foi $\tau_R = 2,5\text{ns}$ (largura a meia altura).

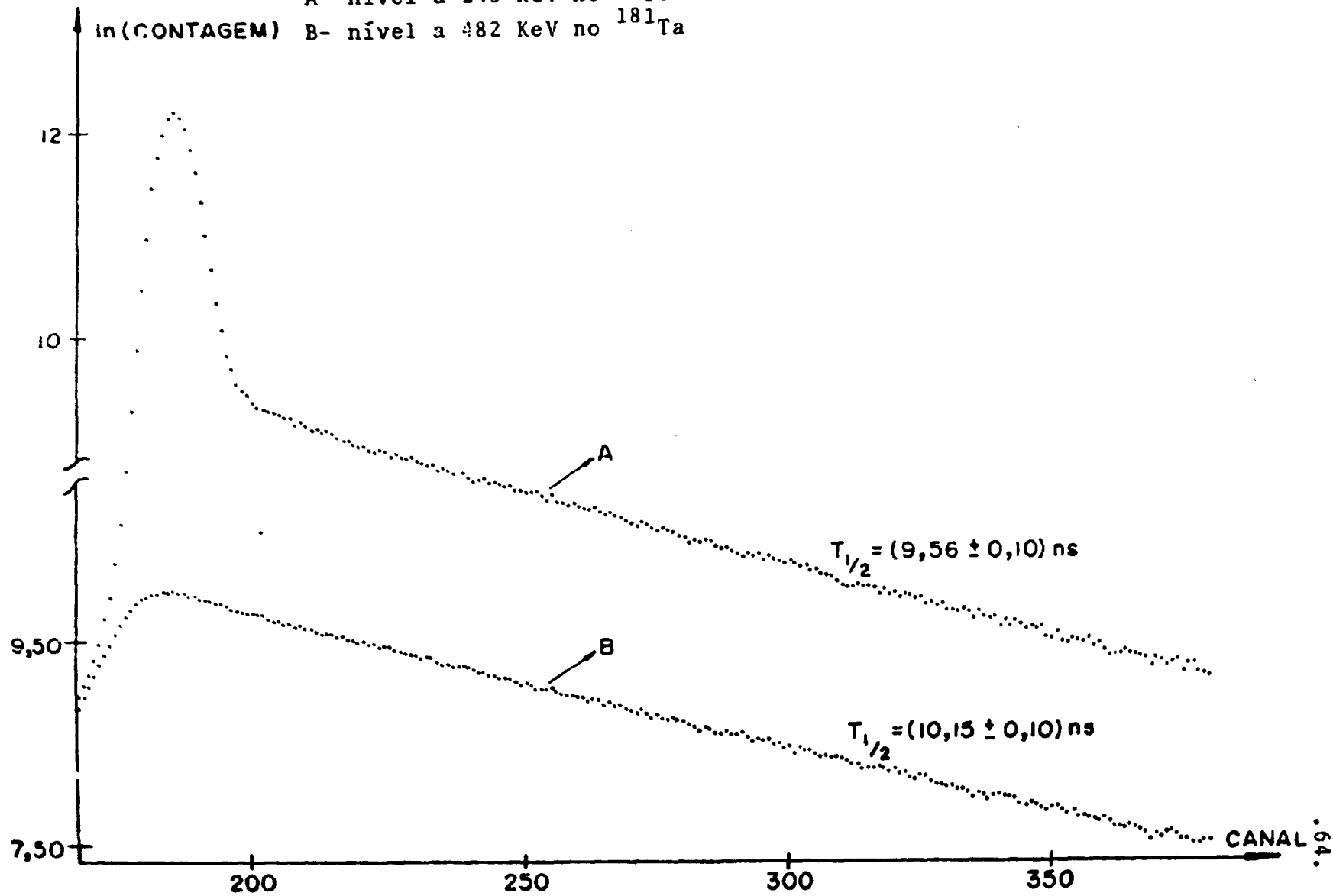
Foram feitas várias medidas de espectros de coincidências atrasadas com diferentes fontes. Todos os dados foram submetidos a um ajuste por mínimos quadrados a uma função exponencial $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ onde $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$. Desta forma foi obtido para meia vida do estado a 249 KeV o valor de $T_{1/2} = (9,56 \pm 0,10)\text{ns}$.

Para verificar a confiabilidade deste resultado mediu-se logo em seguida o valor da meia vida do estado a 482 KeV do ^{181}Ta . A fonte de ^{181}Hf na forma HfF_4 dissolvida em HF diluída foi utilizada para esta medida. A cascata gama (133 - 482) KeV

Figura 17- Espectro de coincidências atrasadas gama-gama

A- nível a 249 KeV no ^{77}Se

B- nível a 482 KeV no ^{181}Ta



foi utilizada para as medidas de coincidências gama-gama atrasadas sem que houvesse alterações na parte rápida do sistema eletrônico. O tratamento dos dados foi o mesmo que no caso do ^{77}Se . Os resultados das medidas para o estado a 482 KeV no ^{181}Ta e para o estado a 249 KeV no ^{77}Se são mostrados na figura 17. O valor de $T_{1/2}(482 \text{ KeV}) = (10,15 \pm 0,10)\text{ns}$ pode ser comparado com a média dos valores mais recentes, (ref. 32):

$$T_{1/2} = (10,42 \pm 0,20)\text{ns}$$

V.4- MEDIDA DO FATOR-g DO ESTADO $5/2^-$ A 249 KeV NO ^{77}Se

O método de correlação angular gama-gama perturbada diferencial com campo magnético externo foi utilizado para a medida do fator-g do nível a 249 KeV no ^{77}Se . O arranjo experimental que utilizou dois detectores de NaI(Tl) de 2" x 2" e o sistema eletrônico podem ser vistos nas figuras 4 e 6, e são descritos com detalhes no capítulo II.

A cascata gama (750 - 249) KeV foi utilizada para obtenção dos espectros de coincidência na geometria do eletroímã. O gama de 750 KeV foi selecionado no canal de "start" enquanto que o gama de 249 KeV foi selecionado no canal de "stop". O espectro gama obtido pelo decaimento do ^{77}Br com um detector de NaI(Tl) é mostrado na figura 18. Como os raios gama de 820 KeV e 1005 KeV são transições para o estado fundamental do ^{77}Se não se espera interferência de nenhuma outra cascata gama nas medidas de coincidências que utilizam a cascata de (750 - 249) KeV.

A fonte radioativa de ^{77}Br foi colocada em um tubo cilíndrico de lucite de 3mm de diâmetro por 6mm de comprimento e fixada entre os polos do eletroímã como mostra a figura 4. A distância entre a fonte e os detectores foi de -5cm. Os detectores foram mantidos fixos, formando ângulo de 135° ("start" - para "stop"). Um campo magnético externo de 25 kG foi aplicado perpendicularmente ao plano dos detectores e os espectros de coincidências gama-gama foram medidos para os dois sentidos do campo magnético: para cima, $\omega(135^\circ, +B)$ e para baixo, $\omega(135^\circ, -B)$. A direção do campo magnético foi invertida de hora em hora e os espectros para cada sentido do campo

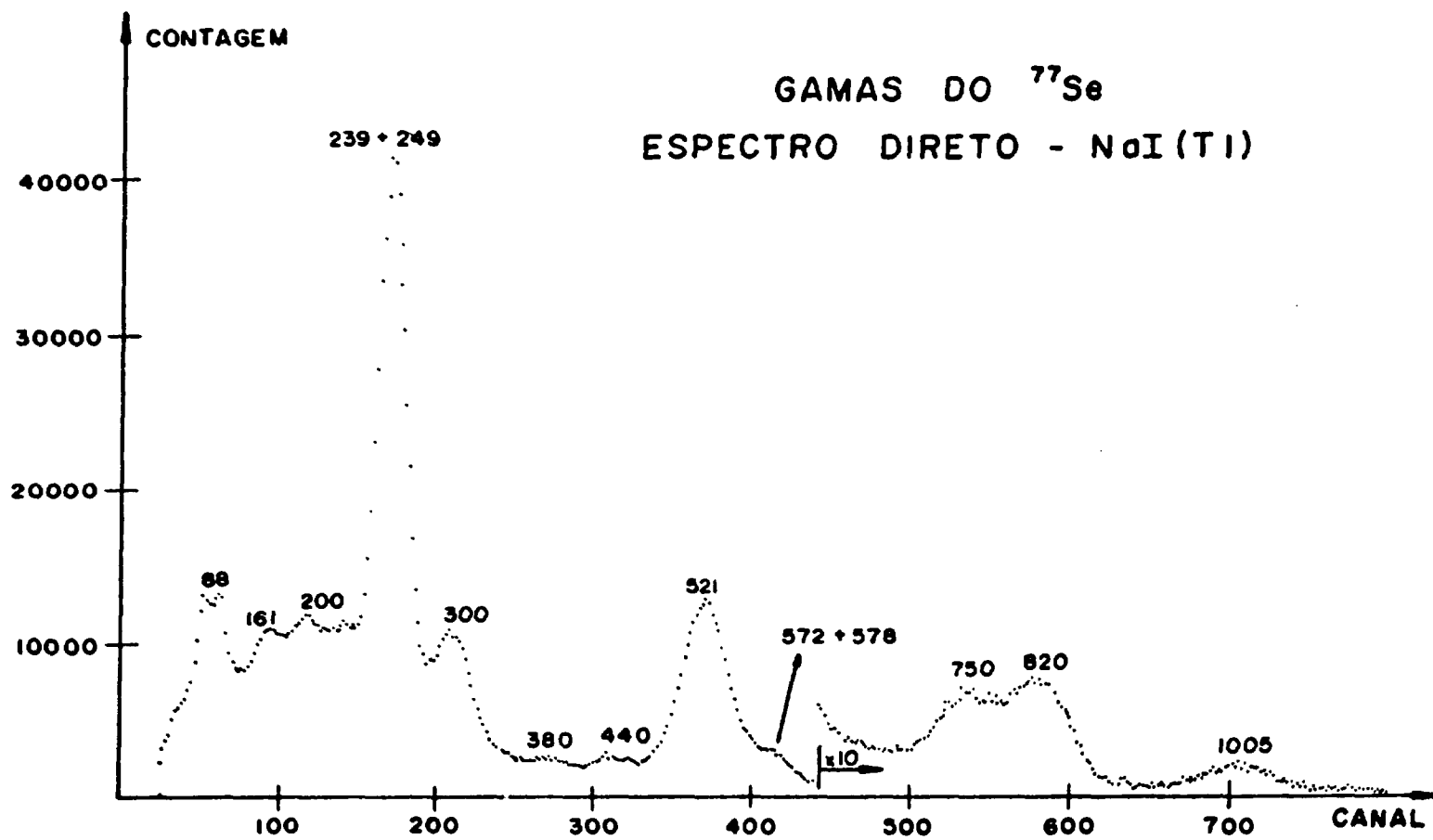


Figura 18

foram armazenados em diferentes memórias no analisador de multi canal, como foi descrito no capítulo II.

Os coeficientes de correlação angular para a cascata gama (750 - 249) KeV foram medidos por Monaro³⁹, que encontrou $A_{22} = -0,320 \pm 0,023$ e $A_{44} = 0,027 \pm 0,031$. Temos então $A_{22} \gg A_{44}$, e $R(t)$ é definida como em I.1.3:

$$R(t) = \frac{\omega(135^\circ, +B, t) - \omega(135^\circ, -B, t)}{\omega(135^\circ, +B, t) + \omega(135^\circ, -B, t)} = 2b_2 \text{ sen}2\omega_L t$$

desta forma, $R(t)$ é uma função oscilatória em função do tempo t de atraso com período $T = \pi/\omega_L$, onde ω_L é a frequência de Larmor.

Um gráfico de $R(t)$ em função do tempo é mostrado na figura 19 onde as barras de erros são erros estatísticos para cada valor de $R(t)$. Um ajuste por mínimos quadrados foi feito nesta curva, com a função $Ae^{-(Bt)} \text{ sen} Ct$. A função exponencial foi introduzida no ajuste devido à observação de pequena atenuação de amplitude na curva senoidal em função do tempo. A partir deste ajuste foi obtido o valor da frequência de Larmor:

$$\omega_L = (0,058 \pm 0,010) \times 10^9 \text{ seg}^{-1}$$

e usando a expressão:

$$g = \omega_L \hbar / \mu_N B$$

foi obtido o valor do fator-g = $0,486 \pm 0,009$ sendo o campo externo aplicado conhecido e igual a 25 kG. O sinal do fator-g foi aferido pelo sentido da precessão.

V.5- DISCUSSÃO

O valor da meia vida do estado a 249 KeV obtido neste trabalho, $T_{1/2}(249 \text{ KeV}) = (9,56 \pm 0,10)\text{ns}$ está em bom acordo com o valor obtido por Monaro³⁹, $T_{1/2} = (9,7 \pm 0,8)\text{ns}$ e por

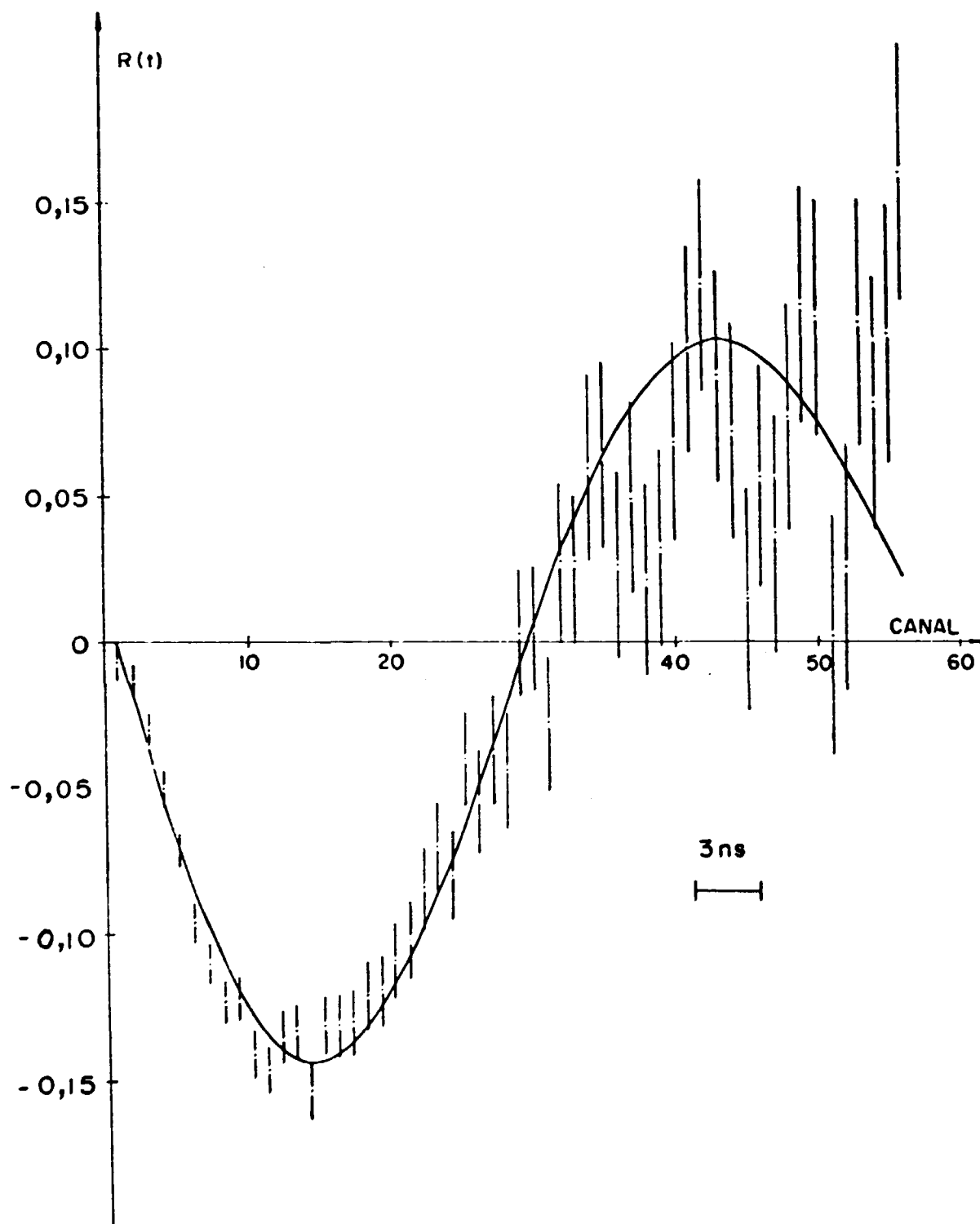


Figura 19- Razão $R(t)$ versus tempo, para a cascata de (752 - 249) KeV no ^{77}Se .

Engels e outros²¹, $T_{1/2} = (9,3 \pm 0,4)\text{ns}$. Portanto o presente valor mostra uma melhor precisão. A determinação do fator-g do mesmo estado também está de acordo com o valor obtido da referência 21, com considerável melhoria na sua estimativa. Um fator decisivo para uma melhor precisão foi a estatística das contagens. Engels e outros²¹ utilizaram para as medidas apenas uma fonte de ^{77}Br com atividade de $\sim 1,5\mu\text{Ci}$, enquanto que no presente trabalho foram utilizadas pelo menos três ou quatro fontes com alta atividade, $\sim 50\mu\text{Ci}$. Para uma melhor definição da frequência de Larmor, todos os dados foram somados, antes de ser feito o ajuste por mínimos quadrados. O ajuste da curva experimental com a curva teórica (figura 19) mostra uma pequena atenuação na amplitude, indicando a presença de campos internos, apesar de se ter utilizado fontes líquidas. Como a frequência de Larmor é insensível a pequenas interações quando a medida é feita de modo diferencial o resultado pode ser considerado confiável.

O spin e paridade de muitos níveis de baixas energias no ^{77}Se são razoavelmente bem estabelecidos por vários tipos de estudos já mencionados. O estado fundamental tem spin 1/2 e paridade negativa, sugerida por Lin³⁴ em estudos do núcleo do ^{77}Se por meio da reação $^{76}\text{Se}(d,p)$. Os dados obtidos por meio deste estudo, mostram que o estado fundamental pode ser predominamente um estado $p_{1/2}$. O momento magnético do estado fundamental também é conhecido⁶¹ e está de acordo com esta interpretação.

Outros estados de paridade negativa têm sido estabelecidos por trabalhos de excitação Coulombiana⁵² e estudos de transições gama¹³⁻³⁹⁻⁵⁵ com os valores: 239 KeV($3/2^-$), 249 KeV($5/2^-$), 440 KeV($5/2^-$) e 520 KeV($3/2^-$). Um esquema dos níveis de energias mais baixas no ^{77}Se é mostrado na figura 20. Medidas de probabilidade de transição por meio de excitação Coulombiana⁵² mostram que os estados a 239 KeV e 440 KeV resultam de excitações coletivas do estado fundamental e que os estados a 249 KeV e 520 KeV são provenientes de alterações da configuração do estado fundamental. Uma possível explicação desses estados coletivos tem sido proposta em termos do modelo de excitação de caro

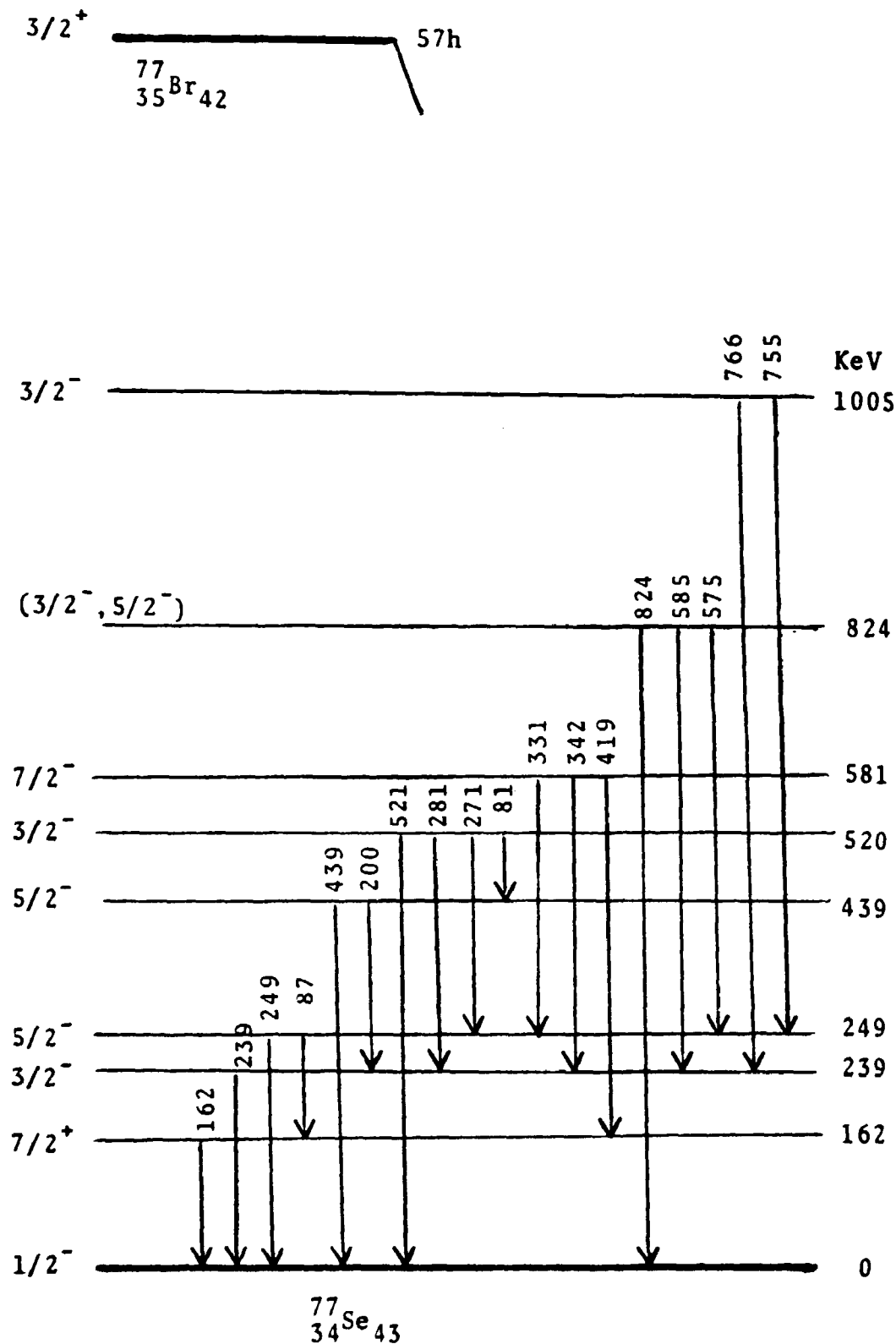


Figura 20- Esquema parcial de decaimento do ^{77}Br para os níveis do ^{77}Se (referência 45).

ço de De-Shalit¹⁷. De acordo com este modelo os estados a $3/2^-$ e $5/2^-$ podem ser considerados como o resultado do acoplamento do nêutron $p_{1/2}$ com o primeiro estado excitado 2^+ do caroço par-par do ^{76}Se .

Os valores de probabilidade de transição reduzida $B(E2)$, dos estados a 249 KeV e 520 KeV, determinados por excitação Coulombiana⁵² e por estudos de transições gama¹³⁻³⁹⁻⁵⁵ sugerem que estes dois estados podem ser interpretados como estados de partícula simples $f_{5/2^-}$ e $p_{3/2^-}$, respectivamente. O valor de $B(E2)$ da transição de 249 KeV para o estado fundamental foi calculado a partir da medida de meia vida deste estado e é $\sim 1,8^{13}$ em unidades de Weisskopf enquanto que o valor de $B(E2)$ da transição de 520 KeV encontrado foi $\sim 2,6$ em unidades de Weisskopf por meio de medidas de excitação Coulombiana⁵². A medida do fator-g do estado $5/2^-$ a 249 KeV, realizada neste trabalho, também suporta esta interpretação. O valor experimental do fator-g é $0,486 \pm 0,009$ enquanto o valor teórico para os estados de nêutron no orbital $f_{5/2}$ é $0,55\mu_N$. Além disso, o largo fator espectroscópico⁶¹ observado em medidas com reação de (d,p) confirma a suposição do estado a 249 KeV ser um estado puro de configuração $f_{5/2}$.

Recentemente Zell⁶¹ e outros obtiveram um número razoável de informações a respeito dos estados de paridade negativa do ^{77}Se com spins altos, em medidas realizadas com a reação $^{74}\text{Ge}(\alpha, n\gamma)$. Esses autores interpretaram estes resultados em termos de duas bandas rotacionais: a primeira começando com $1/2^-$ no estado fundamental e a segunda com o estado $5/2^-$ a 249 KeV. Foi encontrada deformação positiva, $\beta = 0,29$, para o estado fundamental da primeira banda, similar aos valores encontrados nos núcleos vizinhos (^{75}Se e ^{79}Se). O cálculo das energias dos membros das bandas concordam razoavelmente com os resultados experimentais. As transições em cascata, que normalmente caracterizam as bandas, não são observadas no caso de banda com cabeça no estado $5/2^-$ a 249 KeV. De acordo com os autores, o fato de que o valor observado experimentalmente para o fator-g do nível $5/2^-$ a 249 KeV (que é o estado fundamental da segunda ban

da) ser próximo ao valor hidrodinâmico, $Z/A = 0,44$, (os autores utilizaram o valor experimental $g = 0,48 \pm 0,06$ obtido por Engels²¹) concorda com as observações experimentais de que para esta banda, as transições em cascata não têm sido observadas, pois o modelo prevê neste caso a retardação da transição M1 enquanto as transições ("crossover") do tipo E2 são favorecidas. Uma descrição detalhada dos cálculos é dada na referência 61. Sendo o valor experimental do fator-g encontrado neste trabalho:

$$g(249 \text{ KeV}) = 0,486 \pm 0,009$$

portanto, em bom acordo com o utilizado no modelo, a possibilidade de considerar este estado como rotacional não pode ser descartada. Fica claro que duas aproximações completamente diferentes podem ser usadas para a discussão dos níveis de energias mais baixas no ⁷⁷Se. Torna-se difícil afirmar qual das interpretações seria a mais conveniente, particularmente no caso do estado $5/2^-$ a 249 KeV. É necessário portanto que mais trabalhos teóricos, bem como experimentais neste núcleo e núcleos vizinhos sejam desenvolvidos para solucionar o problema.

O fator-g nuclear do estado $3/2^-$ a 587 KeV no ^{117}In e do estado $5/2^-$ a 248 KeV no ^{77}Se foram medidos usando a técnica de correlação angular gama-gama perturbada em campo magnético externo da ordem de 26 kG. Foi feita também a medida da meia vida do estado a 249 KeV no ^{77}Se usando o método de coincidências atrasadas gama-gama. A fonte de ^{117}Cd que popula os estados excitados do ^{117}In pelo decaimento beta, foi usada para as medidas no núcleo de ^{117}In , enquanto que as medidas no ^{77}Se foram feitas utilizando-se fontes de ^{77}Br que decaem por EC para os níveis excitados do ^{77}Se .

Todos os esforços foram feitos para assegurar que interferências devido a outras cascatas gama no ^{117}In não fossem introduzidas. Os resultados de nossas medidas para os coeficientes A_{kk} , usando o espectrômetro Ge(Li)-NaI(Tl) bem como NaI(Tl)-NaI(Tl), mostram que tais interferências são na verdade muito pequenas, tornando o valor do fator-g por nós obtido, confiável.

Uma conclusão importante que pode ser tirada de nossas medidas é que a possibilidade de considerar o estado 587 KeV no ^{117}In como estado puro de partícula simples $p_{3/2}$ é rejeitada, porque o valor de partícula simples para esta configuração é muito maior que o resultado obtido por nós experimentalmente. Contudo, nós acreditamos que este estado na verdade possa ser uma mistura complexa de algumas configurações como já foi argumentado em outros trabalhos. É importante lembrar também que devido à meia vida muito curta do $^{117}\text{Cd}(2,7\text{h})$ é muito difícil obter-se uma precisão muito melhor para o valor do fator-g neste caso. Uma alternativa, embora não muito simples, é usar um campo magnético mais intenso que o empregado no presente trabalho. A possibilidade de uso de campo magnético hiperfino em Fe ou Co não é indicada, desde que o Cd é extremamente insolúvel em qualquer um desses elementos.

Com respeito à medida do fator-g do estado $5/2^-$ a 249 KeV no ^{77}Se , pode-se dizer que o resultado por nós obtido, ape

sar de bem próximo do já conhecido, é bem mais preciso. A interpretação deste estado como estado puro de partícula simples é favorecida pelos resultados obtidos em medidas de excitação Coulombiana, medidas com a reação (d,p), bem como pela medida do fator-g do presente trabalho. Entretanto, recentes medidas usando a reação $(\alpha, n\gamma)$, interpretam este estado como sendo o estado fundamental de uma banda rotacional baseado no estado de Nilsson $5/2^-$ (301), o que significa que esta possibilidade não pode ser rejeitada.

A presente medida da meia vida do estado a 249 KeV no ^{77}Se está em bom acordo com os valores obtidos por Monaro e Engels, sendo que nosso resultado apresenta uma precisão maior.

REFERÊNCIAS

- 1- ABRAMSON, E.; EISENSTEIN, R.A.; PLESSER, I.; VAGER, Z.
Analogue resonances of odd cadmium isotopes. Nucl.Phys.,
A138:609-25, 1969.
- 2- ARDISON, G. & YTHIER, C. La desintegration du Brome 77.
Physica, 34:53-60, 1967.
- 2- ATALAY, B.I. & CHIAO-YAP, L.W. Unified model in intermediate
coupling applied to the odd- Mass isotopes of Indium. Phys.
Rev. C, 5(2):369-81, 1972.
- 4- BACKLIN, A. & FOGELBERG, B. Possible deformed states in
 ^{115}In and ^{117}In . Nucl.Phys., A96:539-60, 1967.
- 5- BEGZHANOV, R.B.; KHODZHAEV, M.K.; SHARIPOV, S.S. Spectroscopy
of the nucleus ^{117}In . Sov. J. Nucl. Phys., 8:142-6, 1969.
- 6- BHATTACHERJEE, S.K.; BOWMAN, J.O.; KAUFMANN, E.N. Magnetic
moment of the first excited state of ^{114}Cd . Phys. Rev.Lett.,
18(6):223-5, 1967.
- 7- BLACK, J.L. & GRUHLE, W. Calculation of angular correlation
attenuation factors and efficiencies for lithium drifted
germanium detectors. Nucl.Instrum.Meth., 46:213-22, 1967.
- 8- BLAT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. Theoretical nuclear physics.
N.York, Wiley, 1954.
- 9- BODENSTED, E. & ROGERS, J.D. Magnetic moments of nuclear
excited state. In: Karlsson, E.; Matthias, K.; Siegbahn, K.,
Perturbed angular correlation, Amsterdam, North-Holland,
1964.
- 10- BOER, J.; STOKSTAD, R.G.; SYMONS, D.G.; WINTHER, A. Re-
orientation effect in ^{114}Cd . Phys.Rev.Lett., 14(14):564-7,
1965.
- 11- BOHR, A. & MOTTELSON, B.R. Nuclear structure I. Amsterdam
Benjamin, 1969.
- 12- BRADY, E.L. & DEUSTSCH, M. Angular correlation of successive
gamma-ray. Phys.Rev., 72(9):870-1, Nov. 1947.
- 13- BRAGA, R.A. & SARANTITES, D.G. Multipole mixing ratios in
 ^{77}Se from $\gamma\gamma$ directional correlations following $56\text{h } ^{77}\text{Br}$
decay. Phys.Rev., C9:1493-505, 1974.
- 14- CAMP, D.C. & VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle corrections
for Ge(Li) detectors. Nucl.Instrum.Meth., 78:192-240, 1969.

- 15- CHILOSI, G.; VAN HISE, J.R.; IANG, C.W. Leftimes of three low-lying excited states in ^{117}In . Phys.Rev., 168(4):1409-14, 1968.
- 16- CONJEAUD, M.; HARAR, S.; THURIERE, E. Reaction(d, ^3He) sur les isotopes doublement pair de l'Etain. Nucl.Phys., A129: 10-20, 1969. ro
- 17- DE-SHALIT, A. Core excitations in nondeformed, odd-A, nuclei. Phys.Rev., 122:1530-6, 1961. 1,
- 18- DUNWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experiments in nuclear physics. Nucl.Instrum.Meth., 11:167-80, 1940. 3.
- 19- EISENBERG, J.M. & GREINER, W. Nuclear models, Amsterdam, North-Holland, 1970.
- 20- ENGELS, W. Untersuchung der Berchreibungsniüglichkeit des Selen 77 als deformicter Kern. Z. Naturforsch., 22a:2004-10, 1967.
- 21- ENGELS, W.; DELANG, W.; WEHMANN, U.; BONDESTEDT, E. The g-factor of the 248 KeV state of ^{77}Se . Phys.Lett., 11(1): 57-8, 1964.
- 22- FERENBERG, E. & HAMACK, K.C. Nuclear shell structure. Phys. Rev., 75(12):1877-93, 1949.
- 23- FERINTZ, M. & ROSENZWEIG, N. Table of angular correlation coefficients. In: SIEGBAHN, K. ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. p. 1687-90.
- 24- FRAUNFELDER, H. & STEFFEN, R.M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) Angular correlations. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.997-1198.
- 25- FRIEDLANDER, G.; KENNEDY, J.W.; MILLER, J.M. Nuclear and Radiochemistry. 2 ed., New York, Wiley, 1966. p.281.
- 26- GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-rays. Phys.Rev., 70(11-12): 897-909, 1946.
- 27- HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. Phys.Rev., 58:122-31, 1940.
- 28- HAMILTON, W.D. Gamma-ray angular distribution and correlation measurements. (I) Experimental Methods using radioactive sources. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland 1975. p.645-700.

- 29- HARAR, S. & HOROSHIKO, R.N. Study of the level scheme of ^{117}In via proton transfer reactions. Nucl.Phys., A183: 161-72, 1972.
- 30- HAXEL, D.; HANS, J.; JENSEN, D. e SUESS, H.E. On the "magic numbers" in nuclear structure. Phys.Rev., 75(11): 1766, 1949.
- 31- ISHIMATUSU, T.; NAKAGAWA, T.; ORIHARA, H.; OHMURA, H.; AWAYA, T.; YAGI, K. Levels of ^{117}In from the $^{116}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{117}\text{In}$ reaction. J.Phys.Soc.Jap., 30:1519-22, 1971.
- 32- KRIEN, K.; KROTH, K.; SAITOVITCH, H.; THOMAS, W. The magnetic moments and halflives of the $5/2^-$ states in ^{199}Hg and ^{197}Hg and the discrepancies in the experimental hiperfine fields at Hg in Fe. Z.Physik, A283, 337-43, 1977.
- 33- KISSLINGER, L.S. & SORENSEN, R.A. Spherical nuclei with simples residual forces. Rev.Mod.Phys., 35:853-915, 1963.
- 34- LIN, E.K. Nuclear structure studies in the selenium isotopes with (d,p) and (d,t) reactions. Phys.Rev., 139:340-53, 1965.
- 35- LOBNER, K.E.G. Gamma-ray transition probabilities in deformed nuclei. In: HAMILTON, W.D. ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975 p.141.
- 36- MANCUSO, R.V. e ARNS, R.G. The decay of ^{117}Cd and $^{117\text{m}}\text{Cd}$ and directional correlation of gamma rays in ^{117}In . Nucl.Phys., 68:504-12, 1965.
- 37- MAYER, M.G. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. Phys.Rev., 78(1):16-23, Apr. 1950.
- 38- MAYER, M.G. On closed shelds in nuclei. II. Phys.Rev., 75(12):1969-70, 1949.
- 39- MONARO, S. Excited levels in ^{77}Se from the decay of ^{77}Br . Nuovo Cim., 30(6):1379-95, 1963.
- 40- MOSZKOWSK, S.A. Theory of multipole radiation. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. V.2.
- 41- NATHAN, O. e NILSON, S.G. Collective nuclear motion and the unifold model. In: SIEGBAHN, K., ed. Alpha, beta and gamma ray spectroscopy, Amsterdam, North-Holland, 1965.
- 42- NILSON, S.G. Binding states of individual nucleonics in strongly deformed nuclei. Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat. - fys. medd., 29(16), 1955.

- 43- NORDHEIM, L.W. On spins, moments and shelds in nuclei.
Phys.Rev., 75(12):1894-901, 1949.
- 44- Nuclear Data sheets, 25(2), 1978.
- 45- Nuclear Data sheets, 29(1), 1980.
- 46- PANDHARIPANDE, V.R.; PRASAD, K.G.; SHARMA, R.P. Magnetic moment of the 660 KeV state in ^{117}In . Nucl.Phys., A104: 525-8, 1967.
- 47- PANDHARIPANDE, V.R.; PRASAD, R.G.; SHARMA, R.P.; THOSAR, B. V. Level structure of ^{117}In from the decay of ^{117}Cd . Nucl.Phys., A109:81-93, 1968.
- 48- PANDHARIPANDE, V.R.; PRASAD, K.G.; SINGRU, R.M.; SHARMA, R. P. Low-lying excited states in ^{115}In and ^{117}In . Phys. Rev., 143:740-4, 1966.
- 49- PILLAY, R.G.; DEVARE, S.H.; TANDON, P.N. The g-factor of the 659 KeV level in ^{117}In . Pramana, 7(3):190-3, 1976.
- 50- RABENSTEIN, D. e VONACH, H. Untersuchung des neutronenein fangmechanismus in der reaktion $^{80}\text{Se}(n,\gamma)^{81}\text{Se}$ unde der kernstruktur von ^{77}Se , ^{78}Se und ^{81}Se mit hilfe von (n, γ) reaktionen. Z. Naturfosch, 26a:458-88, 1971.
- 51- RAGHAVAN, R.S. & RAGHAVAN, P. Quadrupole moment of the 660 KeV "rotational" level of ^{117}In . Phys.Rev.Lett., 28(1):54-6, 1972.
- 52- ROBINSON, R.L.; MCGOWAN, F.K.; STELSON, P.H. Coulomb excitation of levels in ^{77}Se . Phys.Rev., 125:1373-8, 1962.
- 53- ROY, R.N. & NIGAN, B.P. Nuclear physics: theory an experiment. New York, Wiley, 1967.
- 54- ROSE, H.J. e BRINK, D.M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements. Rev. mod. Phys., 39(2):306-47, Apr. 1967.
- 55- SARANTITES, D.G. & ERDAL, B.R. Anomalous $\frac{5}{2}^+$ states in ^{77}Se from the decay of 56-h ^{77}Br . Phys.Rev., 177(4):1631-40, 1969.
- 56- SAXENA, R.N.; MONTEIRO, N.T.S.; BAIRRIO NUEVO JR., A. Espectrômetro automático para correlação angular γ - γ . São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1974 (IEA-Pub - 359).
- 57- SILVERBERG, L. On the change of the single-particle energies due to a variation of the pair distribution in nuclei of type single closed shell ± 1 . Ark. Fysik, 20:341-53, 1961.

- 58- STEFFEN, R.M. e ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma rays (I) theoretical basis. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
- 59- WAPSTRA, A.H.; NIJGH, G.J.; VAN LIESHOUT, R. Nuclear spectroscopy tables - Amsterdam. North-Holland, 1959.
- 60- YATES, M.J.L. Finite solid angle corrections. In: KARLSSON, E.; MATTHIAS, E.; SIEGBAHN, K. eds. Perturbed angular correlations: proceedings on..., Uppsala, May, 27-30. 1963. Amsterdam, North-Holland, 1964. p.453-66.
- 61- ZELE, K.O.; FRIEDERICHES, H.G.; HEITS, B.; HIPPE, D.; SCHUH, H.W.; von BRETANO, P. High spin states in ^{77}Se populated by the $^{74}\text{Ge}(\alpha, n\gamma)$ reaction. Z.Physik, A276:371-80, 1976.