

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA



CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA DOS NÍVEIS EXCITADOS DO NÚCLEO DE ^{142}Ce

ANDRE LUIS LAPOLLI

Dissertação de tese apresentada no
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para
obtenção do grau de *Mestre em*
Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Rajendra Narain Saxena

SBI-IFUSP



305M810T1538

Data de defesa: 24/5/89

SÃO PAULO

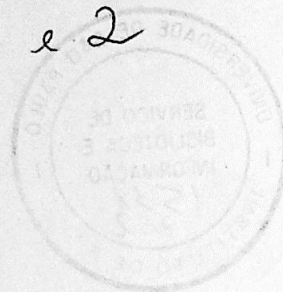
1989

539.7

L 315c

M

e 2



FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Lapolli, André Luis

Correlação angular gama-gama para as transições no
núcleo de ^{142}Ce . São Paulo, 1989.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Pau-
lo. Instituto de Física.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Rajendra Narain Saxena (IPEN)

Unitermos: 1. Correlação angular gama-gama.

1952
M. Narayana Rao
of Kanonur

E R R A T A

pag. nº	Localização	Erro	Correto
Abstract	parágrafo 1	investigated	investigate
Abstract	parágrafo 3		The experimer results discussed terms of sistematic sti of some isotop even-even ^{142}Ce .
13	parágrafo 2	38	36
24	Tabela II-1	0.006 ± 0.005	0.006 ± 0.008
28	parágrafo 2	26	25
30	parágrafo 2	uma	duas
53	nível 2542	$2^+ - 2^+ 0.10 \pm 0.30$	$1 - 2^+ 0.10 \pm 0.30$
57		Nível 641 keV	Nível a 641 kev
58	parágrafo 2	(24,46)	(3,24,46)
62	parágrafo 2	1233 - 2187	1233-2187 e 1233-(1546)-641
68	parágrafo 1	(2100)	$\delta(2100)$
99		Tabela I-3 -0.12 ± 0.9	Tabela IV-3 -0.12 ± 0.09

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA DOS NÍVEIS EXCITADOS DO NÚCLEO DE ^{142}Ce

ANDRE LUIS LAPOLLI

Dissertação de tese apresentada no
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para
obtenção do grau de *Mestre em*
Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Rajendra Narain Saxena

SÃO PAULO
1989

AGRADECIMENTOS

Esta obra é dedicada às minhas filhas, Sandra e Carolina, que me inspiraram com sua coragem e determinação.

Um agradecimento especial à minha esposa, Maria, pelo apoio e compreensão durante a elaboração deste livro.

Agradeço também aos meus amigos e colegas que me incentivaram a escrever e compartilhar minhas experiências.

Por fim, agradeço a Deus por ter me dado a oportunidade de viver e escrever este livro.

Com muito amor,
[Assinatura]

Este livro é dedicado às minhas filhas, Sandra e Carolina, que me inspiraram com sua coragem e determinação.

Um agradecimento especial à minha esposa, Maria, pelo apoio e compreensão durante a elaboração deste livro.

Agradeço também aos meus amigos e colegas que me incentivaram a escrever e compartilhar minhas experiências.

Por fim, agradeço a Deus por ter me dado a oportunidade de viver e escrever este livro.

**As minhas meninas
Sandra e Carolina,
COM MUITO AMOR**

Este livro é dedicado às minhas filhas, Sandra e Carolina, que me inspiraram com sua coragem e determinação.

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

Resta os agradecimentos. Antes de tudo, desculpo-me se eventualmente esquecer-me de alguém, mas creia que sou sinceramente grato. Sendo assim, aos que tiveram contato mais direto com este trabalho agradeço:

- Dr. Saxena Pela orientação dedicada e segura, além do cuidado com minha formação, paciência, compreensão e profissionalismo.
- Dra. Cibele Pelo eficiente auxílio dedicado em toda confecção da dissertação, principalmente na discussão final, pelo apoio constante, senso de cooperação e amizade.
- Prof. Dr. Yuda Pelo auxílio dispensado à interpretação do Modelo Unificado e principalmente pelo apoio em momentos difíceis de minha vida.
- Ricardo Plaza Pelo auxílio nos cálculos realizados com o Modelo Unificado.
- Operação do Reator Pelo auxílio nas irradiações das amostras.
- Proteção Radiológica Pela monitoração durante as irradiações e separação química.
- Willi Pelo eficiente auxílio relacionado a aquisição de dados, amizade e paciência.
- Dr. Tiago e Dr. Max Pelo auxílio na utilização do computador PDP 11 do Laboratório do Acelerador Linear.
- Medina Pelo atencioso auxílio no cálculo dos coeficientes de correção de ângulo sólido para detectores de HPGe.

Ana Maria

Pela revisão de português dos primeiros microescritos.

Eduardo

José Ricardo

Josemary

Maria Augusta

Pela confecção de gráficos, conferências finais, organização de referências e impressão final dos microescritos.

Finalmente agradeço especialmente meus pais, Almiro e Glória, meus irmãos, Saionara, Paulo e Almiro pelo apoio silencioso e minha querida esposa e amiga Sandra por tudo.

CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA DOS NÍVEIS EXCITADOS DO NÚCLEO DE ^{142}Ce

ANDRE LUIS LAPOLLI

R E S U M O

Através da técnica de correlação angular direcional, investigou-se o decaimento β^- do ^{142}La ($T_{1/2} = 91.1$ min) para os níveis do ^{142}Ce , usando um espectrometro-gama, manual, constituído pelos detetores de HPGe-Ge(Li).

Foram realizadas medidas para 29(vinte e nove) cascatas-gama, resultando na determinação de razões de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, para 24(vinte e quatro transições). Os resultados de δ confirmam alguns dos valores obtidos anteriormente através de estudos de correlação angular. O spin e paridade da maioria dos níveis envolvidos no estudo, ou foram estabelecidos ou confirmaram os dados de estudos anteriores.

Os resultados experimentais foram discutidos mediante um estudo sistemático envolvendo os isótopos vizinhos par-par do ^{142}Ce .

Finalmente, foram realizados cálculos de $\delta(E2/M1)$, utilizando-se o Modelo Unificado os quais foram comparados com os resultados experimentais do presente trabalho.

GAMMA-GAMMA ANGULAR CORRELATION FOR GAMMA TRANSITIONS IN ^{142}Ce

ANDRE LUIS LAPOLLI

A B S T R A C T

The technique of directional angular correlation has been used to investigate the β^- decay of ^{142}La ($T_{1/2}=91.1$ min) to levels in ^{142}Ce using a spectrometer consisting of a HPGE and a Ge(Li) detector.

Measurements have been carried out for twenty nine cascades resulting in the determination of multipole mixing ratios, $\delta(E2/M1)$, for twenty four γ -transitions. The present results confirmed some of the mixing ratios determined in the earlier studies of angular correlation.

The experimental results are discussed in terms of a comparison of some properties of the Cerio even mass nuclei.

The Unified Model was used to calculate the mixing ratios for several gamma transitions in ^{142}Ce and the results are compared with the experimental values.

Í N D I C E

	página
INTRODUÇÃO	1
I - PRINCÍPIOS GERAIS DE CORRELAÇÃO ANGULAR	
I.1 - Introdução	4
I.2 - Correção Angular Direcional	5
I.3 - Função Correção Angular	8
I.4 - Correção Angular Tripla	11
II - INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS	
II.1 - Instrumentação	14
II.1.1 - Detetores	14
II.1.2 - Espectrômetro de Correção Angular	15
II.1.3 - Sistema Eletrônico	16
II.2 - Análise de Dados	19
II.2.1 - Obtenção dos Coeficientes de Correção Angular	19
II.2.2 - Obtenção da Razão de Mistura Multipolar	22
II.2.3 - Teste do Equipamento	23
III - CORRELAÇÃO ANGULAR DIRECIONAL DAS TRANSIÇÕES GAMA DO ^{142}Ce	
III.1 - Introdução	25
III.2 - Técnica Experimental	28
III.2.1 - Preparação da Fonte Radioativa de ^{142}La	28

III.2.2	- Medida de Correlação Angular	30
III.2.3	- Resultados	31
IV	- DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	
IV.1	- Introdução	73
IV.2	- Estudo Sistemático	74
IV.3	- Modelo Unificado	80
IV.3.1	- Hamiltoniano	80
I.3.1.1	- Hamiltoniano Associado ao Caroço Vibrador	81
I.3.1.2	- Hamiltoniano Associado a um Nucleon de Valência	84
I.3.1.3	- Hamiltoniano de Interação SDI	85
I.3.1.4	- Hamiltoniano de Interação quadrupolar	85
IV.3.2	- Auto Função e Auto Valores	86
IV.3.3	- Propriedades Eletromagnéticas	89
IV.4	- Cálculos Teóricos	94
V	- CONCLUSÕES	102
	APÊNDICE - I	
VISICALC		104
REFERÊNCIAS		106

LISTA DE FIGURAS

Figura	Título	Página
I-1	Esquema típico de níveis de uma cascata γ - γ .	7
I-2	Esquema simplificado do arranjo experimental.	7
I-3	Esquema típico de níveis de uma cascata- γ tripla.	12
II-1	Sistema Eletrônico.	17
II-2	Ajuste do polinômio $W(\theta)$ para cascata 1173-1332 keV no ^{60}Ni .	24
III-1	Esquema simplificado de separação química para a obtenção da fonte radioativa de ^{142}La .	29
III-2	Espectro direto de raios γ do decaimento do ^{142}La do detetor de HPGe.	33
III-3	Espectro de Coincidências γ - γ para a janela de 641 keV, com o detetor de HPGe.	34
III-4	Espectro de coincidências γ - γ para a janela de 2187 keV, com o detetor de Ge(Li).	35
III-5	Espectro de coincidências γ - γ de contribuição Compton na janela de 641 keV, com o detetor de HPGe.	36
III-6	Função correlação angular ajustada (I-1) e os pontos experimentais da função para as cascatas- γ no ^{142}Ce .	40
III-7	Curvas paramétricas dos valores de A_{kk} .	50
III-8	Curvas paramétricas dos valores de A_{kk} , para duas sequências de spins, envolvendo a cascata tripla com transição gama não observada de 895 keV.	51

III-9	Esquema de decaimento parcial do ^{142}La para os níveis do ^{142}Ce consistentes com os presentes resultados.	56
IV-1	Sistemática dos estados de baixa energia nos núcleos de Cério com $A=140, 142, 144, 146$ e 148 .	76
IV-2	Comparação da razão $E(4^+)/E(2^+_1)$ em termos do limite vibracional-rotacional, para os isótopos par-par do Cério.	77
IV-3	Níveis de energias experimentais e calculados com o Modelo Unificado, para comparação.	97

LISTA DE TABELAS

Tabela	Título	Página
II-1	Coefficientes de Correlação Angular do ^{60}Ni .	24
III-1	Valores de A_{kk} para cascatas-gama do ^{142}Ce .	37
III-2	Valores das Razões de Mistura Multipolar para as transições gama no ^{142}Ce .	52
IV-1	Parâmetros utilizados nos cálculos com o Modelo Unificado.	96
IV-2	Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{142}Ce .	98
IV-3	Valores teóricos de Q , μ e $B(E2)$, obtidos pelo Modelo Unificado, para o estado excitado 2_1^+ do ^{142}Ce .	99

INTRODUÇÃO

A compreensão da estrutura nuclear, está intimamente ligada ao entendimento das forças nucleares (interação nucleon-nucleon) que não possuem uma forma matemática precisa, gerando conseqüentemente, um problema fundamental na física nuclear.

Assim, a compreensão dos fenômenos ligados ao núcleo pode ser feita através da formulação teórica de modelos nucleares. Por outro lado, a determinação experimental de parâmetros nucleares tais como, energia, spin, paridade, momentos nucleares e meia vida de níveis excitados bem como a determinação da razão de mistura multipolar (δ) de transições gama, contribuem também para um melhor entendimento da estrutura nuclear, constituindo um verdadeiro teste para os modelos nucleares desenvolvidos.

Dentro do campo da espectroscopia nuclear diversas técnicas possibilitam medidas de parâmetros nucleares. Em particular, temos a destacar a correlação angular gama-gama, que baseia-se em medidas de coincidência entre radiações gama sucessivas permitindo a determinação de spins de níveis nucleares, e razões de mistura multipolar das transições gama.

No presente trabalho foram realizadas medidas de correlação angular gama-gama, para diversas cascatas do núcleo de ^{142}Ce , utilizando o espectrômetro de correlação angular constituído pelos detetores de HPGe-Ge(Li). Estas medidas

possibilitaram a determinação, e em alguns casos a confirmação de vários spins nucleares, além de fornecerem as razões de mistura multipolar de várias transições gama. Embora muitas dessas razões já sejam conhecidas de outros trabalhos, as discrepâncias entre os valores existentes justificam sua redeterminação experimental.

Assim, com o objetivo de ampliar as informações sobre o núcleo de ^{142}Ce , além de verificações experimentais, foi feita análise dos resultados utilizando-se o Modelo Vibracional. Este estudo foi estendido aos isótopos do ^{142}Ce possibilitando uma comparação sistemática destes núcleos. Além disto foram feitos cálculos a partir do Modelo Unificado para comparação dos níveis de baixa energia e das propriedades eletromagnéticas calculadas com os resultados experimentais obtidos neste trabalho e da literatura.

A apresentação do trabalho é feita em cinco capítulos. O capítulo I contém uma descrição sucinta da teoria de correlação angular e aspectos relevantes referentes à probabilidade de transição gama. O capítulo II apresenta o arranjo experimental utilizado juntamente com os métodos empregados no tratamento dos dados. O capítulo III apresenta os resultados experimentais obtidos precedidos de um relato de medidas efetuadas anteriormente. No capítulo IV é realizada uma análise comparativa de alguns isótopos do ^{142}Ce , todos núcleos par-par, baseado em resultados experimentais de mistura multipolares e probabilidades de transição. Além disso, nesse capítulo, é feita uma análise do ^{142}Ce em termos do Modelo Unificado. Finalmente no capítulo V, são apresentadas as conclusões.

As expressões matemáticas, as tabelas e também as figuras são apresentadas, para cada capítulo, com o número do capítulo em romano, precedendo o número de ordem, enquanto que as referências são numeradas independentemente dos capítulos, seguindo o critério de ordem alfabética. Estas referências estão listadas no final do trabalho.

I - PRINCÍPIOS GERAIS DE CORRELAÇÃO ANGULAR

I.1 - Introdução

De um modo geral o processo de decaimento de núcleos radioativos, por partículas alfa e beta ou reações nucleares, levam a formação de possíveis núcleos excitados, que por sua vez podem se desexcitar por emissão de radiação gama. Dentro do campo da espectroscopia nuclear, o estudo desta radiação eletromagnética é de grande importância, pois proporciona informações sobre parâmetros nucleares como spin, paridade, energia, momentos nucleares e meia-vidas de níveis excitados. Considerando o caso em que a desexcitação nuclear ocorre pela emissão sucessiva de raios- γ , tem-se a possibilidade da existência de correlação entre os mesmos, conseqüentemente outras informações sobre fenômenos que ocorrem nesses núcleos podem ser obtidas.

Dunworth⁽¹¹⁾ mencionou em 1940, a possibilidade da existência de correlações espaciais entre as radiações gama emitidas sucessivamente. Hamilton⁽²⁰⁾ no mesmo ano publicou o primeiro trabalho teórico sobre este assunto, e Goertzel⁽¹⁹⁾ em 1946, aprimorou a teoria levando em consideração as perturbações extra-nucleares. As primeiras evidências experimentais surgiram em 1947 no trabalho de Brady e Deutsch⁽⁷⁾.

Com o desenvolvimento de detetores mais eficientes que o Geiger-Müller, como NaI(Tl) e posteriormente Ge(Li) e HPGe aliados a utilização do analisador multicanal,

tornou-se possível o estudo de correlação angular de núcleos com esquema de decaimento complexo, mostrando a eficiência desta técnica, entre outras, destinadas à investigação nuclear.

A teoria de Correlação Angular gama-gama, baseia-se nos princípios gerais de simetria que levam à conservação do momento angular e paridade. Há trabalhos bem completos sobre o assunto tais como: os artigos teóricos de H. Frauenfelder e R. M. Steffen⁽¹⁷⁾, H. J. Rose e D. M. Brink⁽³⁶⁾, R. M. Steffen e K. Alder⁽⁴¹⁾ e Gill⁽¹⁸⁾. Os trabalhos de Twin⁽⁴⁴⁾ e W. D. Hamilton⁽²¹⁾ tratam de detalhes sobre técnicas experimentais.

1.2 - Correlação Angular Direcional

Devido à orientação ao acaso dos spins nucleares na amostra radioativa, a distribuição angular das radiações gama emitidas é isotrópica. Desta forma para que se possa observar um padrão anisotrópico é necessário que esses spins sejam alinhados ou, então, que se selecione núcleos orientados em uma determinada direção.

O alinhamento "forçado" dos spins é feito através da aplicação de um campo magnético ou gradiente de campo elétrico em amostras à baixa temperatura, o que tende a provocar o alinhamento em relação ao eixo do campo.

A técnica de seleção dos núcleos alinhados, utilizada neste trabalho, é feita através da observação da

desintegração- γ em cascata de núcleos excitados. Isto consiste em fixar-se um detetor na direção de emissão de uma radiação γ_1 que permite a seleção de um conjunto de estados alinhados em relação a radiação de emissão γ_2 . Desta forma γ_2 será emitida de um estado intermediário alinhado. Esta técnica é chamada de correlação angular direcional.

Para que esta correlação angular seja observada, é necessário que o spin do estado intermediário permaneça alinhado até a emissão de γ_2 , e, isto requer que a vida-média do estado intermediário da cascata seja muito pequena ($\tau \cong 10^{-10}$ seg) e que a forma física da amostra seja tal que não haja campos extra nucleares perturbando a orientação dos spins. Nestas condições, a correlação angular é denominada direcional, e permite a obtenção de dados que fornecem informações sobre os spins dos níveis nucleares e multipolaridades das transições- γ .

Na figura I-1 é apresentado o esquema de decaimento por dois raios- γ sucessivos onde os parâmetros que caracterizam os níveis de energia (energia: E, spin: I, paridade: π , vida-média: τ) e as transições gama (multipolaridade: L) estão em destaque.

O arranjo experimental para a obtenção da taxa de coincidências é mostrado esquematicamente na figura I-2. Como se pode observar, um dos detetores é sempre mantido fixo enquanto o outro, móvel, ocupa diferentes posições angulares, sendo θ o ângulo formado entre os eixos dos detetores.

Figura I-1 - Esquema típico de níveis de uma cascata γ - γ .

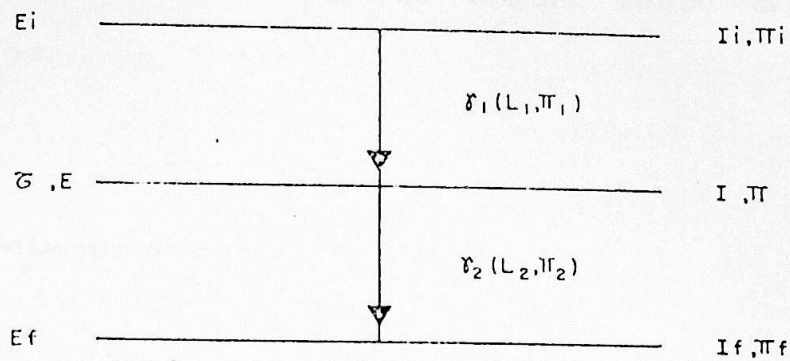
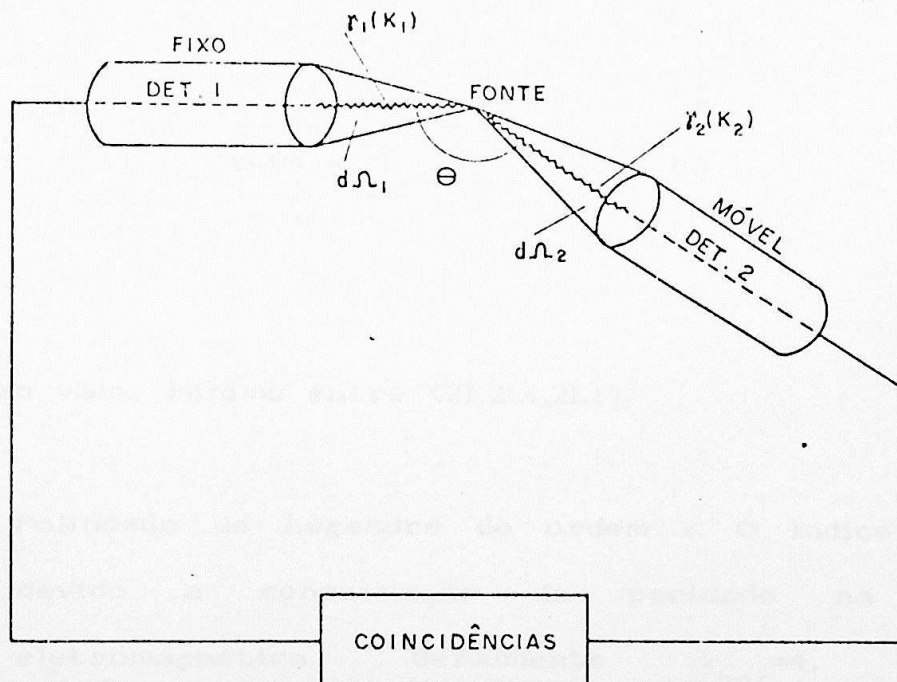


Figura I-2 - Esquema simplificado do arranjo experimental.



Devido ao tamanho finito da fonte e dos detetores, as radiações emitidas atingem os respectivos detetores dentro do ângulo sólido $d\Omega$, portanto, o número de coincidências medidas para um dado ângulo θ deve ser corrigido para a geometria de detecção, ou seja, o número de fons γ_1 emitidos por unidade de tempo na direção k_1 é detectado no ângulo sólido $d\Omega_1$, o mesmo acontecendo para γ_2 .

1.3 - Função Correlação Angular

A taxa de coincidências entre as radiações- γ em cascata, observada no esquema da figura I-1, dependente do ângulo θ entre os detetores, figura I-2, pode ser descrita pela função correlação angular:

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

onde: k_{\max} = ao valor mínimo entre $(2I, 2L_1, 2L_2)$.

$P_k(\cos\theta)$ - Polinômio de Legendre de ordem k . O índice k é par devido a conservação da paridade na interação eletromagnética. Geralmente $k_{\max} = 4$, pois a multipolaridade das transições gama são geralmente do tipo dipolar ou quadrupolar.

A_{kk} - Coeficientes de correlação angular. Podem ser escritos

da seguinte forma:

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

onde: $A_k(\gamma_1)$ e $A_k(\gamma_2)$ - dependem das multipolaridades (L_1, L'_1) e (L_2, L'_2) das transições γ_1 e γ_2 , respectivamente e dos spins (I_i, I) e (I, I_f) dos respectivos níveis de energia, onde $L_n' = L_n + 1$ sendo $n=1,2$.

os coeficientes $A_k(\gamma_n)$ são dados por:

$$A_k(\gamma_1) = \frac{F_k(i_1 L_1 L_1) + (-)^{L_1 - L'_1} 2\delta F_k(i_1 L_1 L'_1) + \delta^2 F_k(i_1 L'_1 L'_1)}{1 + \delta_1^2} \quad (I-3)$$

$$A_k(\gamma_2) = \frac{F_k(i_2 L_2 L_2) + 2\delta F_k(i_2 L_2 L'_2) + \delta^2 F_k(i_2 L'_2 L'_2)}{1 + \delta_2^2} \quad (I-4)$$

F_k - Coeficientes de Ferentz Rosenzweig. Estão tabelados na referência (16) e são explicitamente escritos por:

$$F_k(LL'I') = (-)^{(I'+I-1)} \left[(2L+1)(2L'+1)(2K+1) \right]^{1/2} \begin{Bmatrix} L & L' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & K \\ I' & I & I \end{Bmatrix}$$

onde $\begin{pmatrix} L & L' & K \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}$ e $\begin{pmatrix} L & L' & K \\ I' & I' & I \end{pmatrix}$ são, respectivamente, os coeficientes $3j$ e $6j$ de Wigner.

Os δ_n ($n=1,2$) são as razões de mistura multipolar das transições- γ envolvidas e são definidas da seguinte forma:

$$\delta_n = \frac{\langle f || T_{L_n}^{<\sigma'\rangle} || i \rangle / (2L_n + 1)^{1/2}}{\langle f || T_{L_n}^{<\sigma\rangle} || i \rangle / (2L_n + 1)^{1/2}} \quad (I-5)$$

onde:

$\langle I_f || T_{L_n}^{<\sigma\rangle} || I_i \rangle$ - são os elementos de matriz reduzido, para as transições gama, de um estado inicial I_i para outro estado final I_f .

$T_L^{<\sigma'\rangle}$ - operadores de interação multipolar.

L_n e $L'_n = L_n + 1$ - multipolaridades predominates das transições γ_n .

$\langle \sigma \rangle = E$ e $\langle \sigma' \rangle = M$ - indicam interações elétrica ou magnética.

Interpretando-se fisicamente, a razão de mistura multipolar temos:

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

Como, em geral, apenas os três primeiros coeficientes A_{kk} são suficientes para descrever a função correlação angular, a equação (I-1) pode ser dada por:

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) \quad (I-6)$$

onde os A_{kk} são normalizados em relação a A_{00} .

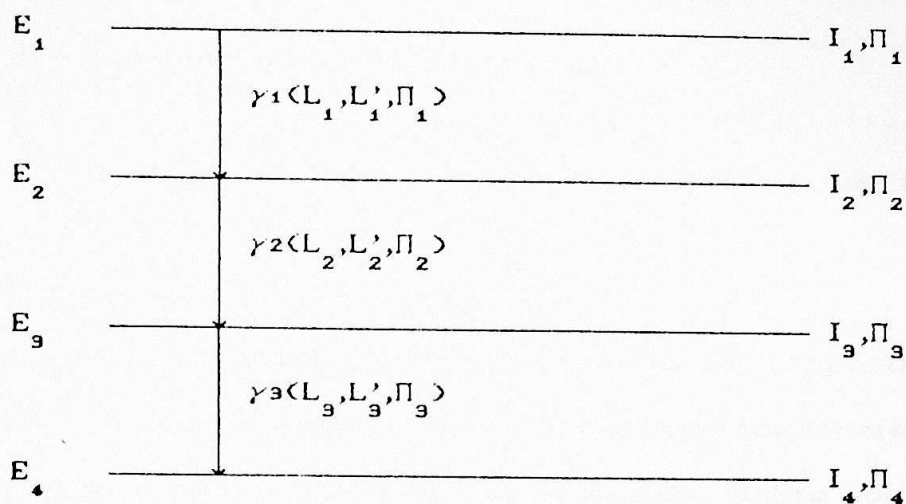
I.4 - Correlação Angular Tripla ^{11. 19}

A correlação angular tripla ocorre quando se tem um conjunto de níveis nucleares como esquematizado na figura I-3.

Experimentalmente pode-se obter a coincidência de γ_1 - γ_3 sem a observação de γ_2 . Nestas condições temos a função correlação angular para a cascata tripla expressa por:

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) U_k \left(\begin{matrix} I_1 & I_2 & I_3 \\ 2 & 1 & 2 \end{matrix} \right) A_k(\gamma_3) P_k(\cos \theta) \quad (I-7)$$

Figura I-3 - Esquema típico de níveis de uma cascata tripla.



onde $U_k(I_2, I_3)$ representa coeficiente de distribuição angular da transição não observada.

Estes coeficientes estão tabelados na ref.(38) e são descritos por:

$$U_k(I_2, I_3) = \frac{U_k(L_2, I_2, I_3) + \delta_2 U_k(L'_2, I_2, I_3)}{1 + \delta_2^2} \quad (I-8)$$

onde: $A_k(\gamma_n)$ - é definido por (I-3), $n = 1, 2$

δ_2 - razão de mistura multipolar de γ_2 , definida por (I-5).

A partir da determinação experimental dos coeficientes A_{22} e A_{44} e usando-se informações adicionais de outras experiências, usualmente extrai-se informações sobre os spins dos níveis estudados e sobre as características multipolares das transições- γ .

A expressão (I-7) pode ser generalizada para o caso do i-ésimo γ não observado de uma cascata n-upla introduzindo-se os coeficientes $U_k(I_i, I_{i+1})$, para cada raio gama não observado na cascata, isto é:

$$W(\theta, n) = \sum_{k \text{ par}} A_k(\gamma_1) \left[U_k(I_2, I_3) \dots U_k(I_{n-2}, I_{n-1}) \right] A_k(\gamma_n) P_k(\cos \theta) \quad (I-9)$$

II - INSTRUMENTAÇÃO E ANÁLISE DE DADOS

O estudo de correlação angular visa obter a partir das taxas de coincidências, $W(\theta)$, entre as radiações γ_1 e γ_2 emitidas sucessivamente, os coeficientes de correlação angular A_{22} e A_{44} , fazendo-se o ajuste, pelo método do χ^2 , da função correlação angular (I-1). Uma comparação entre a correlação angular teórica e experimental permite obter-se informações sobre a razão de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das transições- γ , bem como os spins dos níveis nucleares envolvidos na cascata.

Neste trabalho, as taxas de coincidências são obtidas utilizando-se um espectrômetro constituído por dois detetores, como o apresentado na figura (I-2) e eletrônica associada, figura (II-1). A obtenção dos coeficientes de correlação bem como a razão de mistura multipolar é feita através da análise de dados.

Desta forma, este capítulo divide-se em duas partes, onde na primeira é apresentada a instrumentação utilizada, e na segunda a análise de dados.

II.1 - Instrumentação

II.1.1 - Detetores

Para realização destas medidas foram utilizados

dois detetores semicondutores: HPGe de 89 cc de volume e um Ge(Li) coaxial de 45 cc de volume, que compõem o espectrômetro de correlação angular. Enquanto um detetor foi utilizado para medir os espectros de coincidências, o outro foi utilizado para selecionar as janelas em energia de interesse.

Neste arranjo experimental, foram colocados na frente de cada detetor absorvedores de alumínio, para evitar coincidência $\beta\text{-}\gamma$, e circundando os detetores foram colocados colimadores cônicos de chumbo para evitar a detecção de fótons espalhados.

A resolução do detetor de HPGe foi de 1,99 keV enquanto que para o Ge(Li) foi de 2,78 keV, na energia de 1332 keV do ^{60}Co .

II.1.2 - Espectrômetro de Correlação Angular

As medidas de coincidências foram realizadas no espectrômetro de correlação angular HPGe-Ge(Li). Estes detetores foram montados sobre uma mesa circular de aço, onde um permanece fixo (HPGe), podendo o outro ocupar qualquer posição angular entre 90° e 270° , com intervalo de 15° em 15° , em relação ao eixo horizontal do detetor fixo.

A mudança de ângulo do detetor móvel foi feita manualmente, em intervalo de tempo pré-estabelecido. No centro da mesa há um pino metálico, onde se fixa a amostra radioativa. Este

possui altura ajustável e está sujeito a rotações (≈ 4 rpm), que tem por finalidade minimizar qualquer anisotropia na forma física da amostra. Também a distância radial entre a fonte e os detetores é ajustável; nesta medida os detetores foram posicionados a 7 cm da fonte.

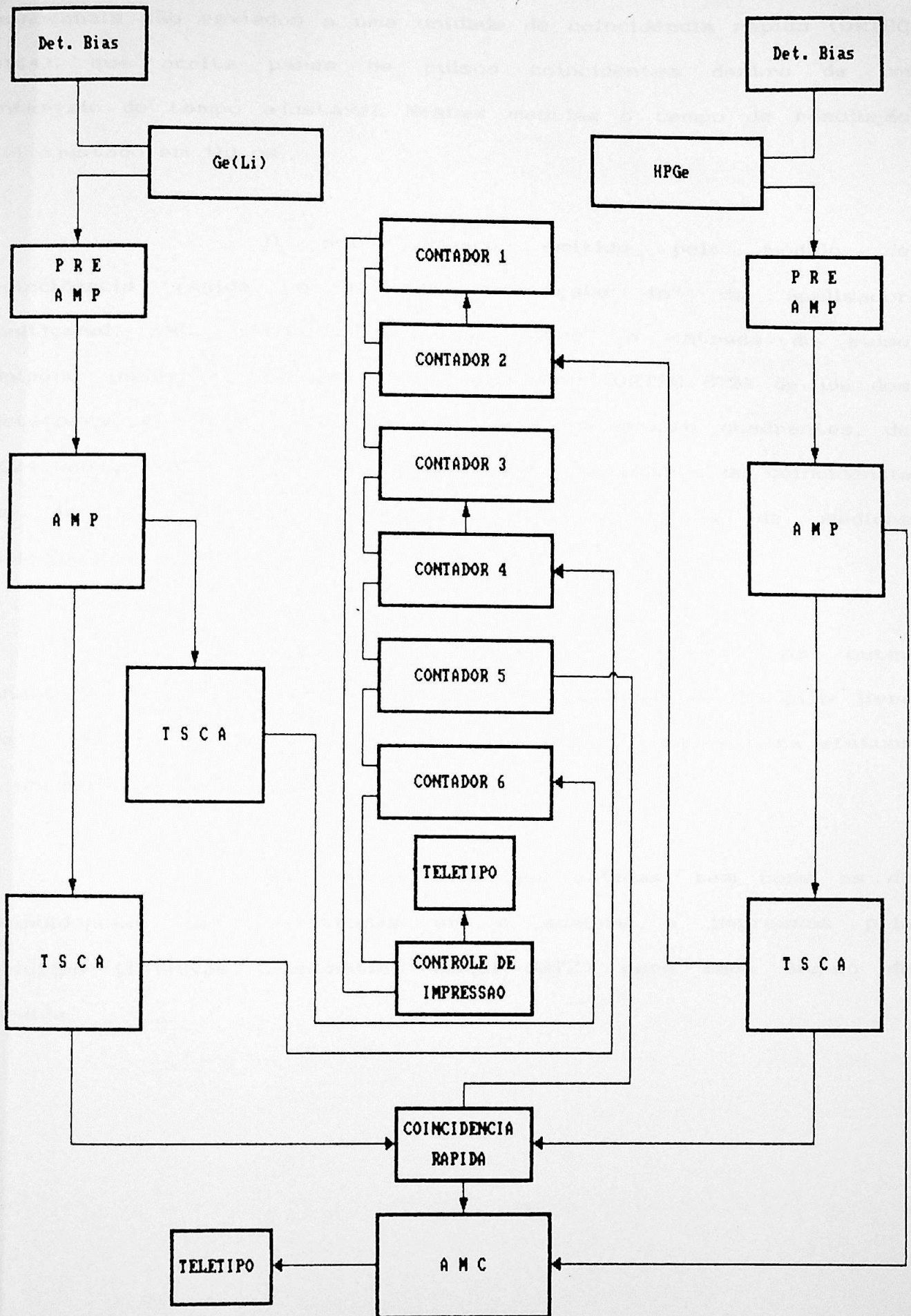
Nestas medidas foram selecionadas quatro posições angulares: 90° , 120° , 150° , 180° , e o tempo de contagem em cada ângulo foi fixado considerando-se a meia-vida do núcleo estudado. Desta forma, o detetor móvel ocupava várias posições angulares em ciclos, e os espectros de coincidência eram armazenados continuamente em quatro memórias pré-estabelecidas do Analisador Multicanal, AMC, para cada ângulo selecionado. Outros detalhes são dados no capítulo III.

II.1.3 - Sistema Eletrônico

O sistema eletrônico utilizado neste trabalho foi o de correlação angular integral, apresentado na figura II-1.

O pulso eletrônico produzido pelos detetores de HPGe e Ge(Li) são pré-amplificados e enviados aos respectivos amplificadores (ORTEC 572) para formação de pulsos de boa característica em tempo. A saída bipolar de cada amplificador é fornecida ao analisador monocanal (ORTEC 420). A janela em energia do analisador monocanal de um dos detetores é ajustada para a obtenção do fotopico de interesse no espectro γ , enquanto a janela do outro detetor é deixada completamente aberta.

Figura II-1 - Sistema Eletrônico



Os pulsos provenientes dos analisadores monocanais são enviados a uma unidade de coincidência rápida (ORTEC 414A), que aceita pares de pulsos coincidentes dentro de um intervalo de tempo ajustável. Nestas medidas o tempo de resolução foi ajustado em 110 ns.

O pulso lógico emitido pelo módulo de coincidência rápida, é enviado ao "gate in" do analisador multicanal, AMC, (ORTEC 6240B) que "abre" a entrada do pulso unipolar incidente originário do amplificador (ORTEC 572) de um dos detetores. A memória do AMC é dividida em quatro quadrantes, de 1024 canais cada, onde são armazenados os espectros de coincidência da janela selecionada, para os quatro ângulos de medidas selecionados (90° , 120° , 150° e 180°).

Acoplado ao detetor de Ge(Li) há outro analisador monocanal (ORTEC 420A) que seleciona um fotopico livre de interferências, a fim de obter-se contagens simples para efetuar a normalização dos espectros.

As contagens simples obtidas, bem como as de coincidências são registradas em 6 scalers e impressas pela teletipo (Teletype Corporation model 33TZ) para cada ângulo de medida.

II.2 - Análise de Dados

II.2.1 - Obtenção dos Coeficientes de Correlação Angular

Geralmente cada um dos espectros é constituído de coincidências verdadeiras adicionadas a coincidências devido a efeito Compton, inclusão de raios- γ coincidentes de energia mais alta na janela selecionada, e coincidências acidentais devido a raios gama provenientes de núcleos diferentes. Assim sendo, torna-se necessário realizar-se medidas de coincidências acidentais e coincidências por efeito Compton, extraíndo-se da total, para obtenção das coincidências verdadeiras.

Para determinar as coincidências devido ao efeito Compton, deslocou-se a janela selecionada no monocanal do detetor de Ge(Li) para uma posição adjacente. Na determinação do espectro de coincidências acidentais foram mantidas as condições eletrônicas (bem como a atividade inicial da amostra) atrasando-se o pulso de um dos detetores em 1 μ seg antes de serem registrados na unidade de coincidência.

O espectro de coincidências registrados diariamente no analisador multicanal eram divididos em regiões de energia de interesse e transferidos para a planilha eletrônica (VISICALC) detalhada no Apêndice-I. Uma vez concluída a passagem dos dados para a planilha, realizou-se a soma dos canais correspondentes de cada espectro, adquirindo-se para cada região escolhida, um espectro de coincidências total, Compton e acidental.

A partir dos três espectros de coincidências, determinaram-se as áreas dos fotopicos de interesse. Estas áreas foram calculadas através de um programa de computador ou manualmente, dependendo da estatística do fotopico, somando-se os números de contagens para cada canal do fotopico considerado e subtraindo-se a radiação de fundo.

Das áreas dos fotopicos de interesse calculados foram extraídas as coincidências verdadeiras pela expressão:

$$W^v(\theta) = W^t(\theta) - W^{ac} - W^{co}(\theta) \quad (II-1)$$

onde:

$W^t(\theta)$ - Área do fotopico do espectro de coincidências totais;

W^{ac} - Área do fotopico de coincidências acidentais;

$W^{co}(\theta)$ - Área do fotopico do espectro de contribuição Compton.

O número de coincidências de cada ângulo deve ser normalizado utilizando-se contagens simples, $C^a(\theta)$, obtidas através da janela de normalização selecionada no monocanal do detetor de Ge(Li), geralmente em relação ao ângulo de 90° , o que significa que as coincidências verdadeiras passam a serem dadas pela relação:

$$W(\theta) = \frac{W^v(\theta)}{C^a(\theta)/C^a(90^\circ)} \quad (\text{II-2})$$

Utilizando-se a razão: $W^{\text{exp}}(\theta)/W(90^\circ)$ obtêm-se os coeficientes de correlação angular através do ajuste de mínimos quadrados da função $W(\theta)$ dada pela equação (I-6). Este ajuste foi feito com o auxílio do computador sendo o erro de $W^{\text{exp}}(\theta)$ estatístico dado por $\sigma = \sqrt{W^{\text{exp}}(\theta)}$.

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

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

onde:

$Q_{kk} = Q_k(\gamma_1) \cdot Q_k(\gamma_2)$ - São os fatores de correção de geometria que dependem:

- do ângulo sólido entre a fonte e o detetor;
- da energia da radiação γ incidente no detetor.

Os fatores de correção de geometria dos detetores de HPGe foram calculados por um programa de computador, descrito na referência (35) e os do Ge(Li) estão tabelados na referência (8).

II.2.2 - Obtenção da Razão de Mistura Multipolar

Os valores de A_{22} e A_{44} são os únicos dados experimentais obtidos na medida de correlação angular. Dependem, geralmente de sete parâmetros de acordo com as equações (I-3) e (I-4): I_i , I , I_f , δ_1 , δ_2 , L_1 , L_2 os quais não podem ser obtidos simultaneamente; neste caso é necessário o uso de outros tipos de informações, seja experimental ou teórica sobre os níveis ou transições envolvidas na cascata. Para esta determinação é necessário, com base em informações referentes ao decaimento β e γ , a suposição de um ou mais valores de spin para o nível desconhecido. Conseqüentemente é possível a definição dos fatores $F_k^{(10)}$, dados pelas equações (I-3) e (I-4). Com o auxílio de um programa de computador, descrito no Apêndice-I da referencia (40), chega-se ao valor da razão de mistura multipolar e do spin inicialmente desconhecidos. Resumidamente, este programa fornece o melhor ajuste entre a seqüência de spin apropriada e a razão de mistura multipolar procurada por meio do valor mínimo de χ^2 , definido por:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left[\frac{W^{\text{teor}}(\theta_j) - W^{\text{exp}}(\theta_j)}{\alpha(\theta_j)} \right]^2 \quad (\text{ II-4 })$$

onde:

m - número de ângulos nos quais são realizadas as medidas de coincidências;

$W^{\text{teor}}(\theta_j)$ - valor teórico da função correlação angular, calculado

pela equação (I-6), considerando-se uma determinada sequência de spins: $I_i \longrightarrow I \longrightarrow I_f$;

$W^{\text{exp}}(\theta_j)$ - valor experimental obtido por (II-2);

$\alpha(\theta_j)$ - erro associado a $W^{\text{exp}}(\theta_j)$.

II.2.3 - Teste do Equipamento

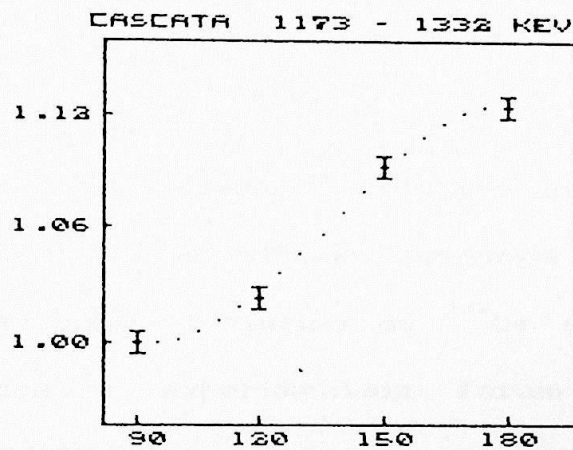
Para verificação do bom funcionamento do sistema eletrônico bem como do espectrômetro gama, foi realizada a medida de correlação angular γ - γ da cascata (1173 - 1332) keV do ^{60}Ni . O motivo desta escolha deve-se ao fato de que teóricamente esta cascata é bem estabelecida com sequência de spins dada por $4^+ \longrightarrow 2^+ \longrightarrow 0^+$.

A medida foi realizada no espectrômetro de correlação angular descrito em II.1.2. Os coeficientes de correlação angular obtidos, apresentados na tabela II-1, estão de acordo com os valores teóricos indicando que tanto o espectrômetro como o sistema eletrônico estão em boas condições de utilização. Na Figura II-2 é mostrada a curva ajustada para o polinômio $W(\theta)$, da cascata 1173-1332 keV do ^{60}Ni

Tabela II-1 - Coeficientes de Correlação Angular do ^{60}Ni .

	EXPERIMENTAIS	TEÓRICO
A_{22}	0.100 ± 0.005	0.102
A_{44}	0.006 ± 0.005	0.009

Figura II-2 - Ajuste do polinômio $W(\theta)$ para cascata 1173-1332 keV no ^{60}Ni .



III - Correlação Angular Direcional das Transições Gama do ^{142}Ce

III.1 - Introdução

Nos últimos anos os núcleos com número de neutrons variando de $84 \leq N \leq 90$, foram extensivamente estudados através de trabalhos experimentais envolvendo decaimento β^- e γ e por reação de transferência de partículas, bem como por investigações teóricas realizadas para interpretação dos resultados experimentais. Estes estudos concluíram que estes núcleos possuem uma estrutura que pode variar desde vibracional, dos núcleos quase-esféricos, a estrutura rotacional na região de terras raras. Portanto, sem estrutura definida estes núcleos são de grande interesse para estudo, principalmente no que diz respeito a investigações experimentais.

Os isótopos de Cério com número de massa par, de 136 a 148 e $Z=58$, estão situados próximos a camada fechada de 82 neutrões. Em particular, o núcleo de ^{142}Ce que possui $N=84$, vários trabalhos teóricos e experimentais foram realizados, mostrando muitas incompatibilidades entre as previsões dos modelos vibracional e rotacional, com dados experimentais sugerindo uma estrutura mais complexa para este núcleo.

As primeiras investigações relevantes do ^{142}Ce , referentes ao decaimento β^- do ^{142}La ^(99,97,98) utilizando detectores de NaI(Tl), propuseram um esquema de níveis simplificado devido a baixa resolução em energia desses detectores. Estudos mais

recentes ^(29,24,49) também de decaimento, mas utilizando detetores de Ge(Li) possibilitaram a definição de um esquema de níveis mais completo. No trabalho de Larsen e outros ⁽²³⁾ além da definição do esquema de decaimento, foram propostos spin e paridade para diversos níveis excitados.

Outros trabalhos como excitação coulombiana, ^(12,15,22) reações nucleares: (t,p) e (p,t) ⁽²⁶⁾ e captura eletrônica ⁽³⁴⁾, complementam as informações sobre o decaimento β^- do ¹⁴²La, com a definição de outros parâmetros como meia vida e momento de quadrupólo elétrico de níveis excitados além da determinação das probabilidades de transições reduzidas para algumas transições- γ . Todos os resultados estão apresentados no Nuclear Data Sheets ⁽³¹⁾.

Os estudos de correlação angular, anteriores a este trabalho, foram feitos primeiramente por Prestwich e Kennet ⁽³³⁾ utilizando dois detetores de NaI(Tl), por Basinger e outros ⁽³⁾, utilizando um detetor de Ge(Li) para o espectro de coincidências e 6 NaI(Tl) para o ajuste de janelas em energia, por Michelakakis e outros ⁽²⁴⁾, e mais recentemente por Wolf e outros ⁽⁴⁶⁾ ambos utilizando detetores de Ge(Li).

Desses trabalhos, os mais completos são os de Basinger e outros ⁽³⁾ e Michelakakis e outros ⁽²⁴⁾ que definiram grande parte dos spins e paridades de vários níveis excitados, bem como a razão de mistura multipolar de diversas transições- γ das cascatas estudadas, embora os resultados sejam muito discordantes.

O estudo de Wolf e outros⁽⁴⁶⁾ foi realizado com o objetivo de corrigir a discrepância relacionada ao segundo estado excitado do ^{142}Ce , interpretado como 2^+ por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, contradizendo as previsões teóricas, bem como os resultados de Basinger e outros⁽⁹⁾, onde $I^\pi = 4^+$.

Todos estes trabalhos levaram a um esquema de níveis bem estabelecido embora complexo. Entretanto, até o momento não há spin e paridade definitivos para alguns níveis excitados do ^{142}Ce , além de várias discrepâncias entre os resultados experimentais dos coeficientes de correlação angular, alguns apresentando grandes erros estatísticos, e entre os valores da razão de mistura multipolar.

Com base nisto, o presente trabalho foi realizado com o propósito de medir correlações angulares γ - γ de um grande número de cascatas, utilizando-se o espectrômetro HPGe-Ge(Li), para melhor definição dos spins desses níveis, além da obtenção da razão de mistura multipolar para a maioria das transições- γ envolvidas.

Os níveis e as transições- γ do ^{142}Ce foram estudados através da medida de 29 cascatas- γ populadas pelo decaimento β^- do ^{142}La . Os resultados obtidos por Basinger e outros⁽⁹⁾, Michelakakis⁽²⁴⁾ e outros, e Wolf e outros⁽⁴⁶⁾ foram utilizados para comparação.

III.2 - Técnica Experimental

III.2.1 - Preparação da fonte radioativa de ^{142}La

As fontes radioativas de ^{142}La ($T_{1/2} = 91,1$ min) foram produzidas a partir da fissão do ^{235}U com neutrons térmicos do reator IEA-R1 do IPEN em São Paulo, seguida de uma separação química do La dos outros produtos de fissão.

Foram irradiados aproximadamente 1 g de Nitrato de Uranila, por 2 minutos num fluxo de $5 \cdot 10^{12}$ n/cm²s. Após aguardar cerca de 2 minutos (para decaimento dos produtos de fissão de meia vida curta) iniciava-se a separação química, segundo o método utilizado por Minkkinen⁽²⁶⁾. Algumas alterações foram feitas no método, o qual é esquematizado na figura III-1, reduzindo o tempo de execução da separação química. Uma descrição do procedimento é dada a seguir.

Primeiramente, dissolve-se o Nitrato de Uranila em 10 ml de H_2O , adicionando-se 10 ml de uma solução de BaCl_2 como carregador, (10 mg de Ba/ml). Precipita-se o Cloreto de Bário com 30 ml de HCl + Éter, na proporção de 5:1, resfriado a aproximadamente 5°C e filtra-se o precipitado. Assim, obtém-se o precipitado de Ba separado do Urânio e dos outros produtos de fissão. A seguir faz-se a dissolução de BaCl_2 com 5 ml de H_2O e adiciona-se 2 ml de carregador de Lantânio, $\text{La}(\text{NO}_3)_3$ (10 mg La/ml). Nesta etapa, é necessário aguardar um período de ≈ 30 minutos, para a obtenção do ^{142}La a partir do decaimento do ^{142}Ba . O La é então

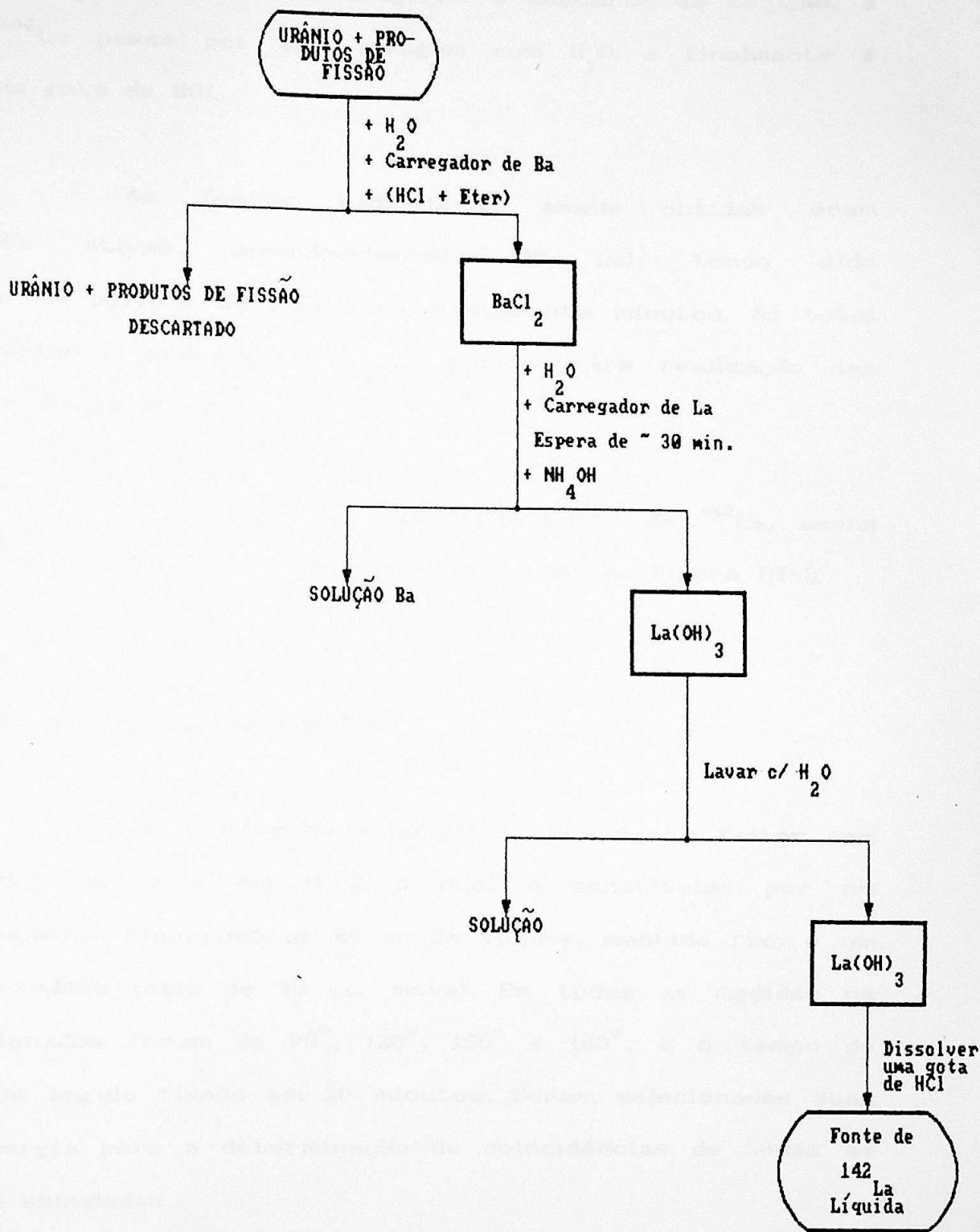


Figura III-1 - Esquema simplificado da separação química para obtenção da fonte radioativa de ¹⁴²La

separado da solução de Bário precipitando-se $\text{La}(\text{OH})_3$ por adição de 10 ml de NH_4OH . Após a centrifugação e descarte da solução, a amostra de ^{142}La passa por uma lavagem com H_2O e finalmente é dissolvida numa gota de HCl .

As fontes radioativas assim obtidas eram suficientemente ativas, aproximadamente 10 μCi , tendo sido utilizadas por um período de uma hora e quarenta minutos. No total foram necessárias a preparação de 150 fontes para realização das medidas de correlação angular.

O espectro de raios- γ da fonte de ^{142}La , assim obtida, observado no detetor de HPGe é apresentado na figura III-2.

III.2.2 - Medida de Correlação Angular

As medidas de coincidência γ - γ foram feitas com o espectrômetro descrito em II.1.2 o qual é constituído por um detetor de Germânio Hiperpuro de 89 cc de volume, mantido fixo e um detetor de Germânio Litio de 45 cc, móvel. Em todas as medidas os ângulos seleccionados foram de 90° , 120° , 150° e 180° , e o tempo de medida em cada ângulo fixado em 20 minutos. Foram seleccionadas duas janelas de energia para a determinação de coincidências de todas as cascatas-gama estudadas.

O primeiro gama de 641 keV, foi seleccionado no detetor de Ge(Li) enquanto que, no detetor de HPGe era registrado o espectro de coincidências. Uma região adjacente à de

641 keV foi selecionada para registro das coincidências devido ao efeito Compton. Para determinação do espectro de coincidências acidentais foi introduzido um atraso de aproximadamente 1 μ seg entre os pulsos dos detetores antes de chegarem à unidade de coincidências. Estas correções foram determinadas em medidas separadas.

O segundo gama de 2187 keV, foi selecionado no detetor de HPGE, devido a sua maior eficiência em relação ao de Ge(Li), conseqüentemente o espectro de coincidências era registrado através deste detetor. Devido a alta energia da região selecionada e a baixa taxa de coincidências não foi necessário a correção devido ao efeito Compton e as coincidências acidentais. A tabela III-1 apresenta as cascatas-gama que foram medidas para as duas janelas selecionadas: 641 keV e 2187 keV.

De acordo com a tabela III-1, foram feitas medidas para 29 cascatas- γ , sendo quatro medidas pela primeira vez. Em particular, a transição γ de 1233 keV foi estudada por duas cascatas: 1233-(1546)-641 keV e 1233-2187 keV. A medida de coincidência com a janela de 2187 keV foi feita especialmente para confirmar o spin do nível a 3420 keV, apesar desta informação ser obtida pela cascata- γ tripla na janela de 641 keV.

III.2.3 - Resultados

O espectro direto de raios gama do decaimento do ^{142}La observado com o detetor de HPGe é apresentado na figura

III-2. Os espectros de coincidências γ - γ observados para as duas janelas, 641 keV e 2187 keV, com os detetores de HPGe e Ge(Li) respectivamente, são apresentados nas respectivas figuras III-3 e III-4. Na figura III-5 é apresentado o espectro de coincidências por efeito Compton na janela de 641 keV com o detetor de HPGe.

Os coeficientes de correlação angular, os A_{kk} , obtidos de acordo com a descrição dada em II.2.1, são apresentados na tabela III-1. Na figura III-6 temos a apresentação das curvas de correlação angular ajustadas a partir das coincidências $W(\theta)$, para o polinômio dado pela equação (I-6), para cada uma das cascatas-gama estudadas. Além disso, nas figura III-7 e III-8 temos as curvas paramétricas dos coeficientes A_{kk} em função da mistura multipolar de algumas transições para as seqüências de spin escolhidas, onde estão assinalados os valores experimentais de A_{22} e A_{44} , com os seus respectivos erros.

As razões de mistura multipolar ($\delta(E2/M1)$), segundo a convenção de Becker e Steffen⁽⁴⁾, das transições-gama, obtidas conforme a descrição dada no item II.2.2, com as seqüências de spin mais consistentes com os nossos resultados da correlação angular, e outros resultados obtidos anteriormente^(3,24,46), são apresentados na tabela III-2.

Na figura III-9 é apresentado o esquema parcial de decaimento β^- do ^{142}La ($T_{1/2} = 91.1 \text{ min}$)⁽³¹⁾, onde apenas as transições gama e os níveis de energia de interesse deste trabalho são apresentados.

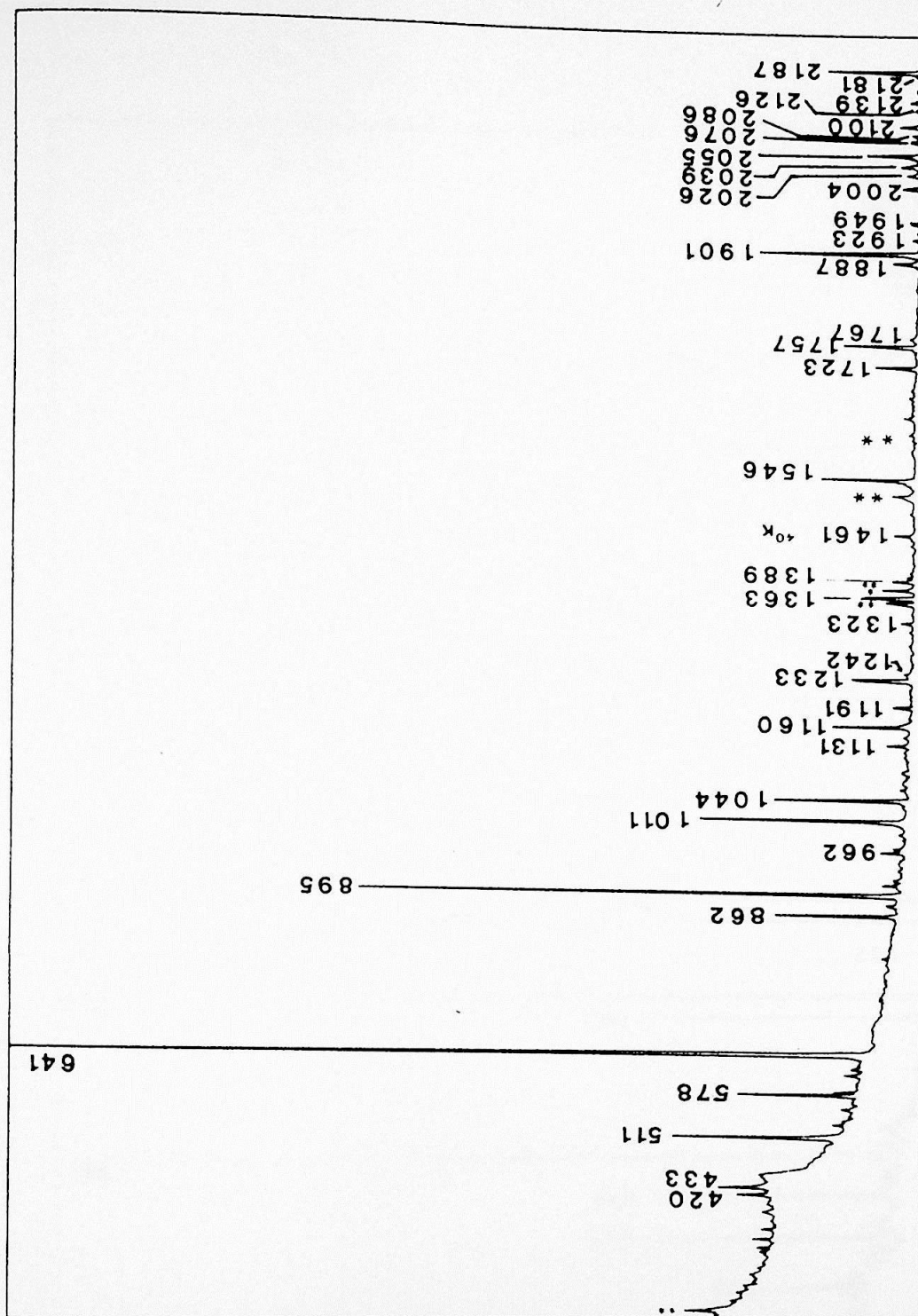
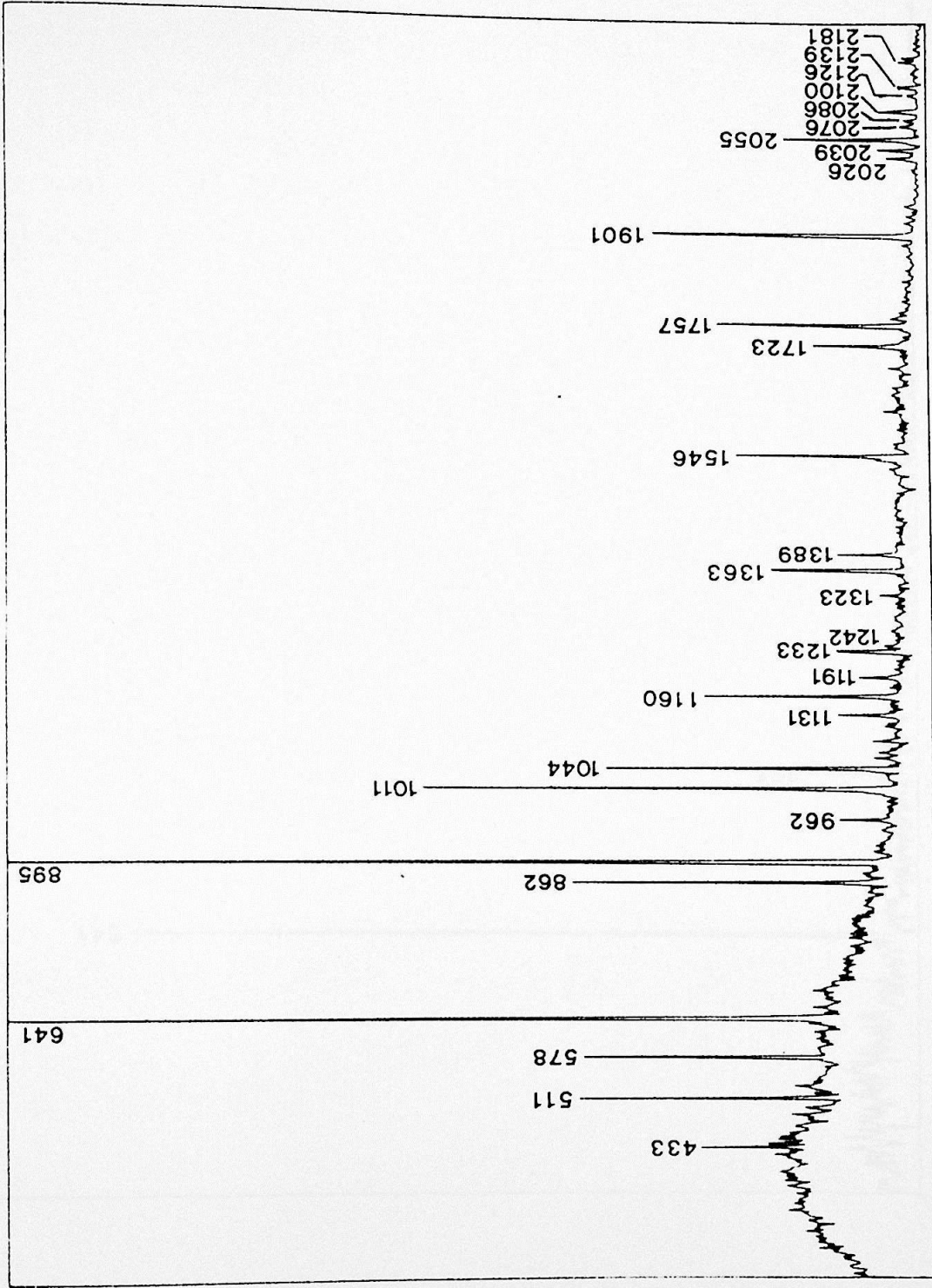


Figura III-2 - Espectro direto de raios- γ do decaimento do ^{142}La do detector de HPGe.

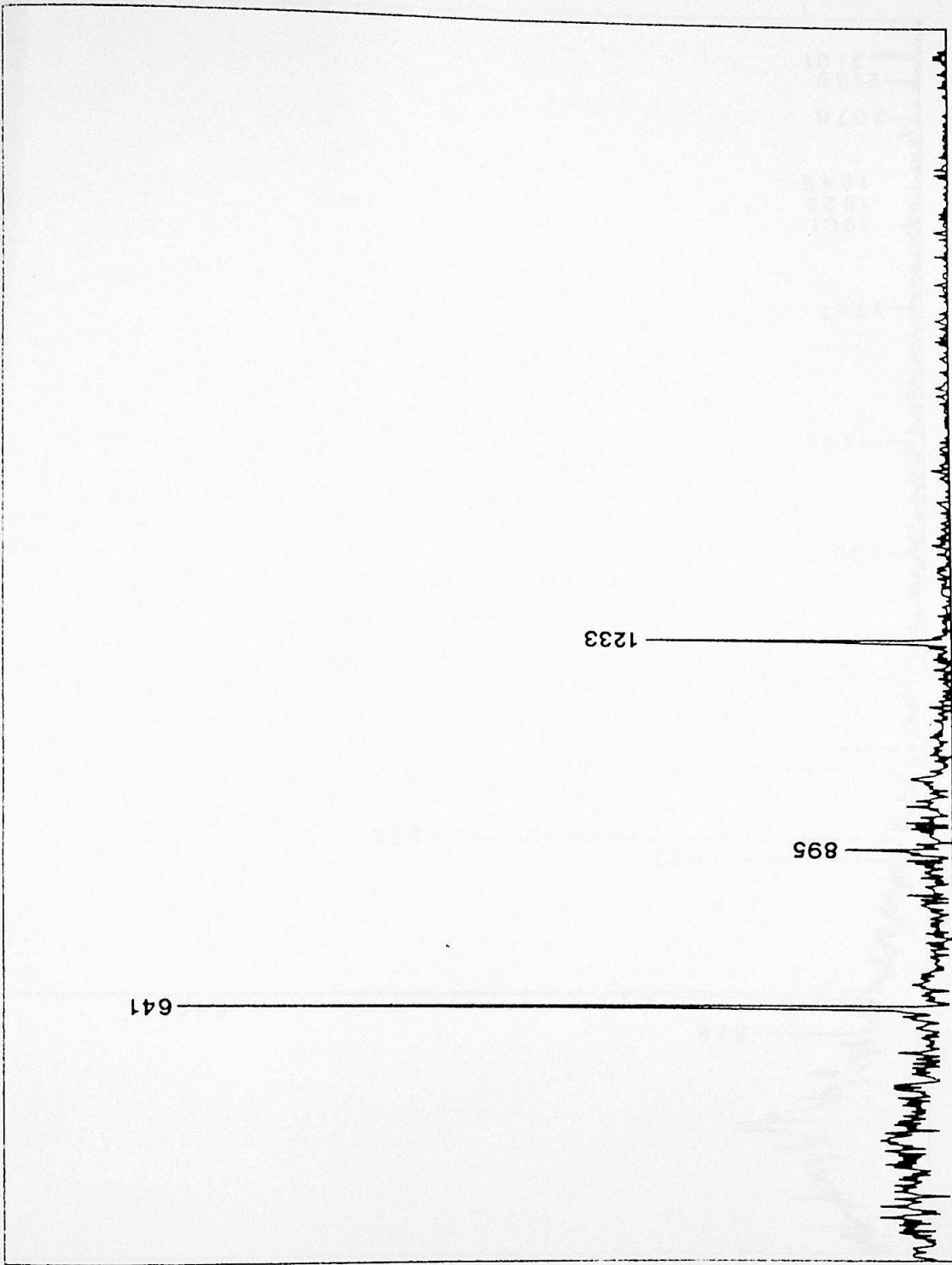
* simples escape

** duplo escape



DATA

Figura III-3 - Espectro de coincidências γ - γ para a janela de 641 KeV, com o detector de HPGe.



CANAL

Figura III-4 - Espectro de coincidências γ - γ para a janela de 2187 keV, com o detector de Ge(Li).

INSTRUMENTOS

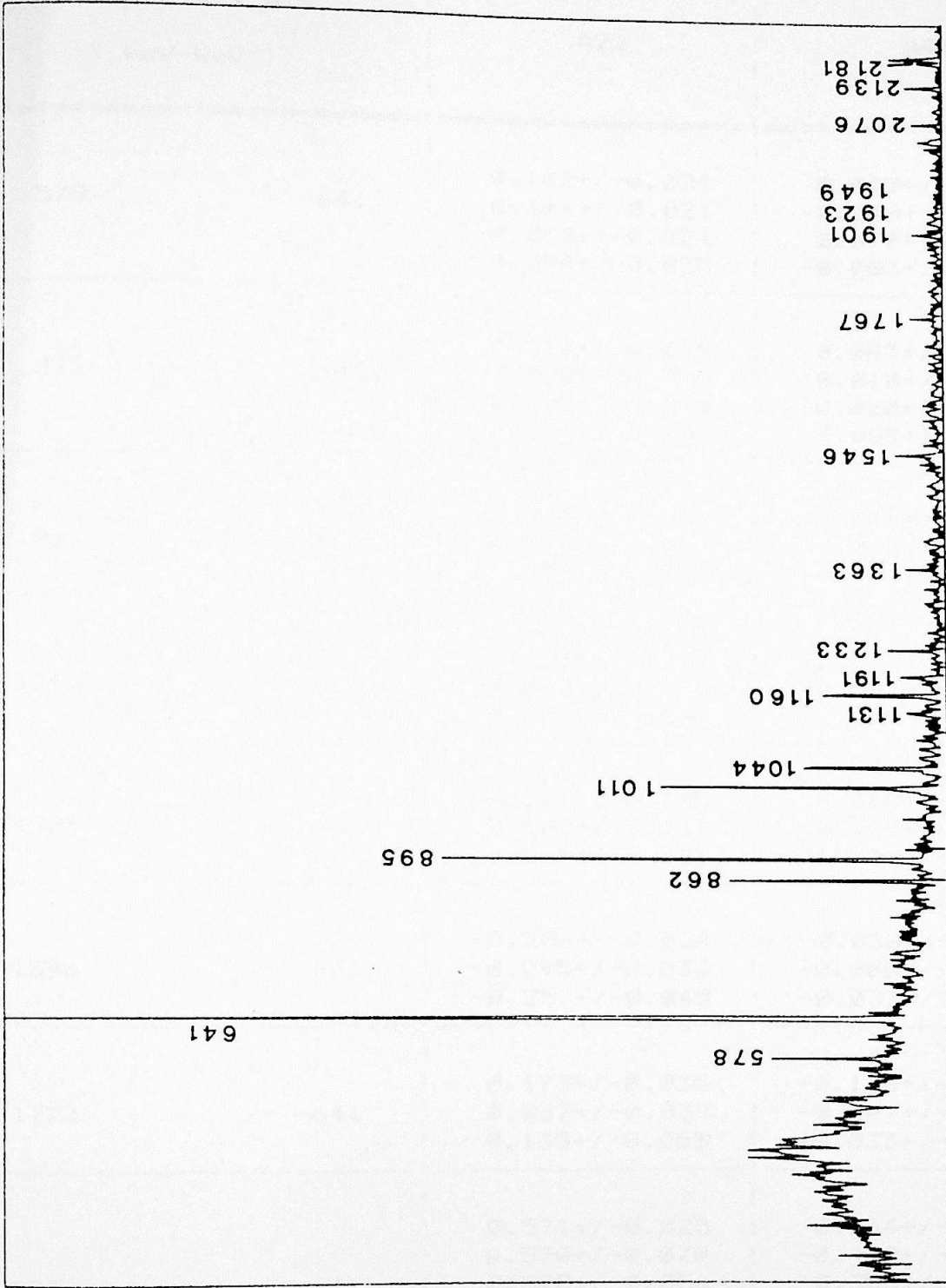


Figura III-5 - Espectro de coincidências γ - γ de contribuição Compton na Janela de 641 keV, com o detector de HPGe.

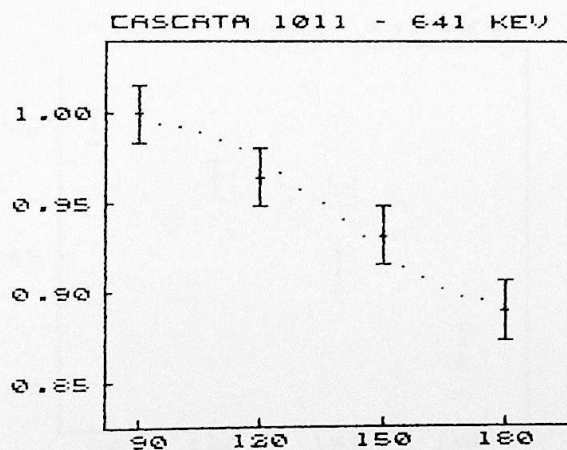
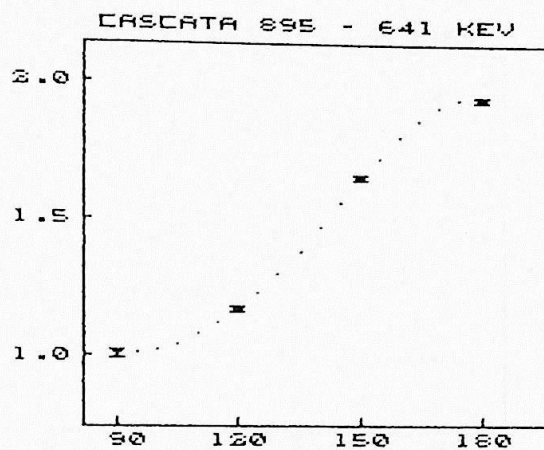
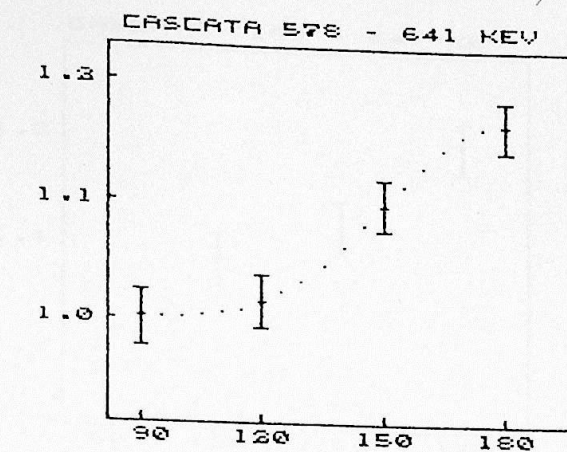
Tabela III-1 - Valores de A_{kk} para cascatas-gama do ^{142}Ce

NUM.	C A S C A T A S (keV-keV)		A22	A44	Ref
1	578	- 641	0.102 ± 0.024	0.042 ± 0.037	46 24 3
			0.101 ± 0.021	-0.040 ± 0.030	
			-0.055 ± 0.024	0.070 ± 0.043	
			0.094 ± 0.055	-0.003 ± 0.060	
2	895	- 641	0.510 ± 0.015	0.087 ± 0.025	46 24 3
			0.320 ± 0.020	0.010 ± 0.030	
			0.325 ± 0.016	-0.020 ± 0.032	
			0.417 ± 0.034	0.089 ± 0.036	
3	1011	- 641	-0.074 ± 0.018	-0.006 ± 0.026	24 3
			-0.182 ± 0.022	0.006 ± 0.040	
			-0.023 ± 0.045	-0.049 ± 0.050	
4	1363	- 641	0.118 ± 0.027	-0.009 ± 0.042	24 3
			-0.053 ± 0.046	0.087 ± 0.084	
			0.181 ± 0.044	-0.004 ± 0.047	
5	1389	- 641	0.232 ± 0.105	0.868 ± 0.235	24 3
			0.182 ± 0.217	0.995 ± 0.447	
			0.231 ± 0.281	1.436 ± 0.332	
6	1546	- 641	-0.206 ± 0.024	-0.030 ± 0.034	24 3
			-0.295 ± 0.033	-0.008 ± 0.060	
			-0.257 ± 0.045	-0.037 ± 0.049	
7	1723	- 641	0.173 ± 0.035	-0.118 ± 0.054	24 3
			0.067 ± 0.039	-0.107 ± 0.070	
			0.138 ± 0.055	-0.033 ± 0.062	
8	1757	- 641	0.571 ± 0.025	-0.534 ± 0.041	46 24 3
			0.570 ± 0.070	-0.440 ± 0.110	
			0.528 ± 0.056	-0.355 ± 0.097	
			0.519 ± 0.043	-0.401 ± 0.047	

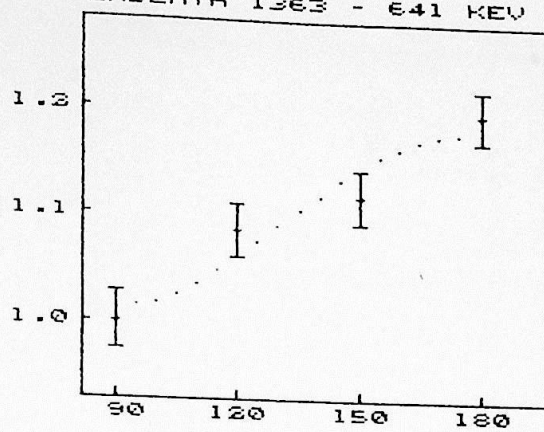
9	1901	- 641	-0.176+/-0.018 -0.130+/-0.040 -0.223+/-0.019 -0.133+/-0.024	0.065+/-0.026 0.010+/-0.050 -0.031+/-0.034 -0.055+/-0.026	46 24 3
10	2026	- 641	-0.353+/-0.051 -0.343+/-0.061 -0.291+/-0.154	0.142+/-0.071 0.204+/-0.110 -0.056+/-0.173	24 3
11	2055	- 641	0.512+/-0.030 0.266+/-0.039 0.455+/-0.047	0.074+/-0.046 0.057+/-0.070 0.077+/-0.053	24 3
12	2086	- 641	0.362+/-0.079 0.015+/-0.128	-0.169+/-0.123 -0.215+/-0.276	24
13	2100	- 641	0.286+/-0.052 0.183+/-0.053 0.192+/-0.085	-0.107+/-0.081 -0.196+/-0.100 -0.097+/-0.108	24 3
14	2126	- 641	0.207+/-0.196 -0.052+/-0.254	0.841+/-0.450 1.022+/-0.535	24
	1233	- 2187	0.529+/-0.089	0.074+/-0.150	
15	433 - (578)	- 641	-0.216+/-0.043	0.050+/-0.062	
16	962 - (578)	- 641	0.261+/-0.062 0.152+/-0.163 0.346+/-0.095	-0.089+/-0.096 -0.016+/-0.293 -0.094+/-0.102	24 3
17	1323 - (578)	- 641	0.168+/-0.063 0.240+/-0.060	0.030+/-0.098 0.085+/-0.070	46
18	862 - (895)	- 641	-0.082+/-0.024 -0.290+/-0.041 -0.029+/-0.036	-0.014+/-0.036 -0.017+/-0.074 -0.004+/-0.040	24 3
19	1131 - (895)	- 641	0.007+/-0.048 -0.009+/-0.116	-0.162+/-0.073 -0.431+/-0.202	24

20	1160 - (895) - 641	$0.030+/-0.027$ $0.041+/-0.048$ $-0.016+/-0.043$	$0.013+/-0.041$ $0.013+/-0.087$ $0.015+/-0.049$	24 3
21	1191 - (895) - 641	$0.056+/-0.059$ $0.197+/-0.191$	$0.034+/-0.090$ $-0.195+/-0.335$	24
22	2076 - (895) - 641	$0.174+/-0.051$ $-0.090+/-0.102$	$-0.063+/-0.080$ $0.057+/-0.192$	24
23	2139 - (895) - 641	$0.109+/-0.066$ $-0.328+/-0.141$	$0.094+/-0.099$ $0.495+/-0.275$	24
24	2181 - (895) - 641	$0.195+/-0.074$ $-0.398+/-0.141$	$0.091+/-0.114$ $0.721+/-0.287$	24
25	1044 - (1011) - 641	$-0.185+/-0.021$ $-0.311+/-0.031$ $-0.143+/-0.041$	$-0.022+/-0.031$ $0.104+/-0.056$ $0.057+/-0.046$	24 3
26	2039 - (1363) - 641	$0.228+/-0.050$ $-0.064+/-0.078$	$-0.092+/-0.077$ $0.034+/-0.143$	24
27	1233 - (1546) - 641	$-0.138+/-0.044$ $-0.252+/-0.088$	$-0.007+/-0.064$ $-0.030+/-0.158$	24
	1242-(962-578) - 641	$-0.635+/-0.092$	$0.369+/-0.121$	

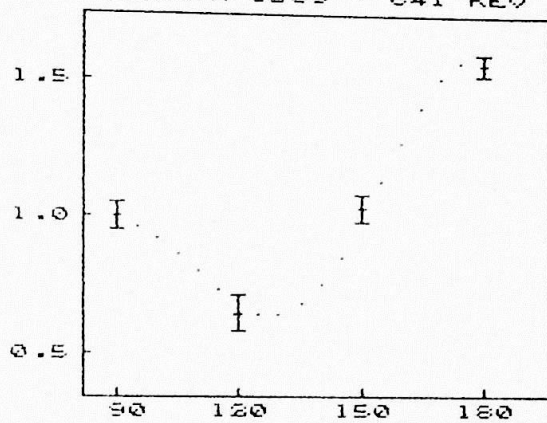
Figura III-6 - Função correlação angular ajustada (I-1) e os pontos experimentais da função para as cascatas- γ no ^{142}Ce .



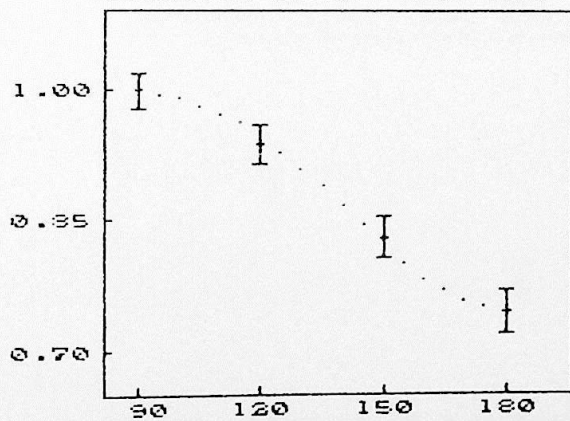
CASCATA 1363 - 641 KEV

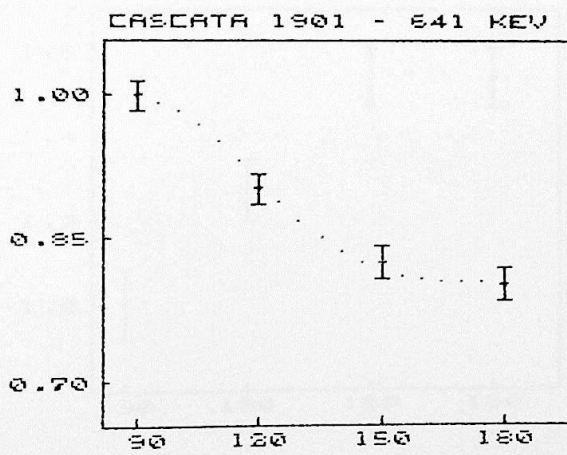
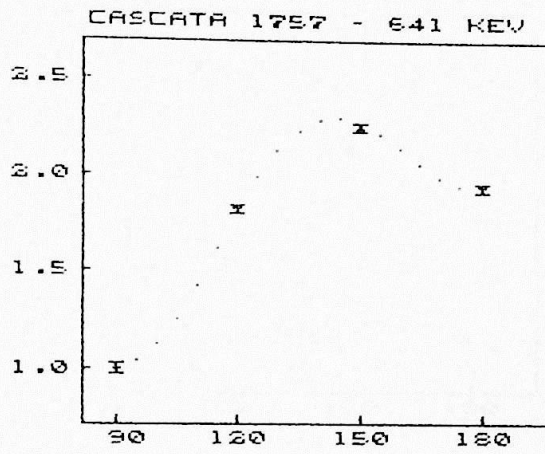
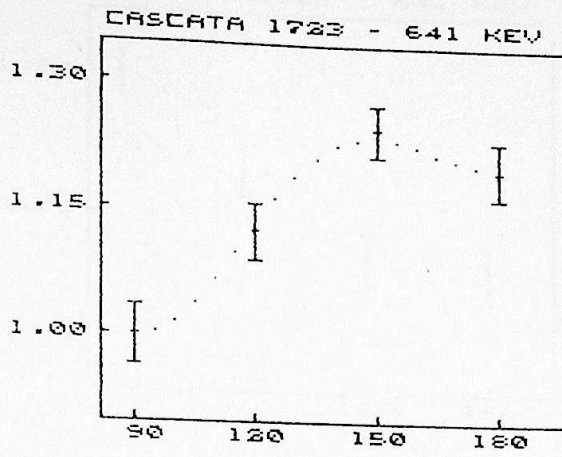


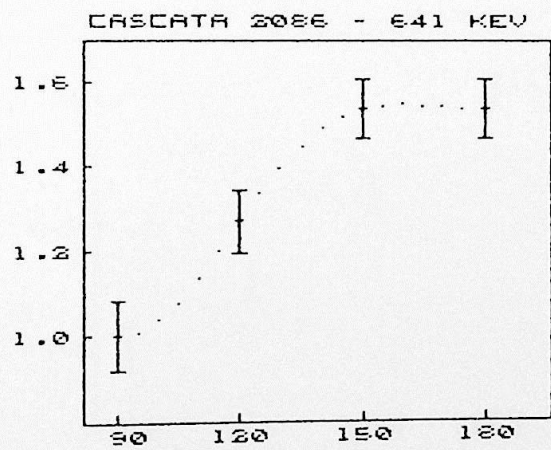
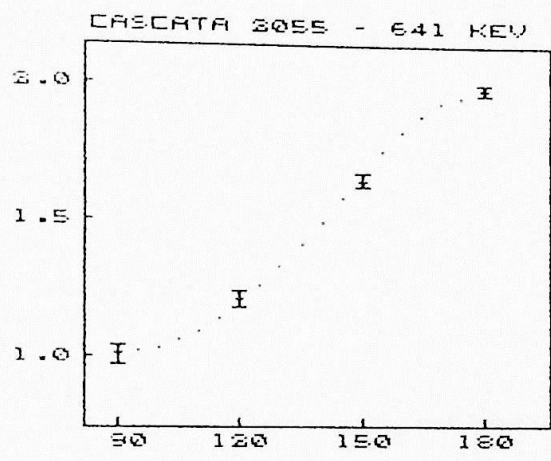
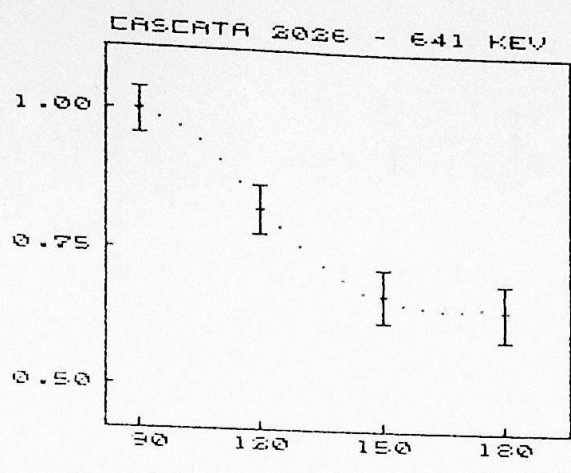
CASCATA 1389 - 641 KEV



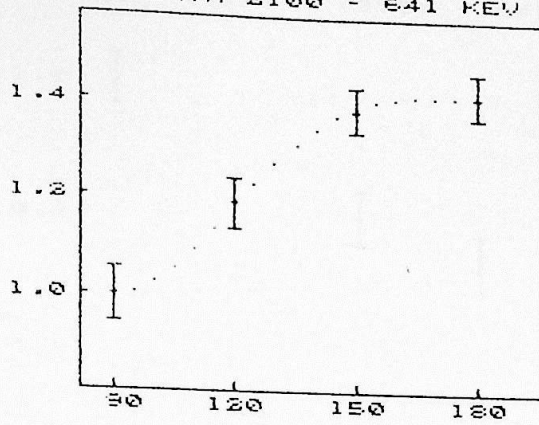
CASCATA 1846 - 641 KEV



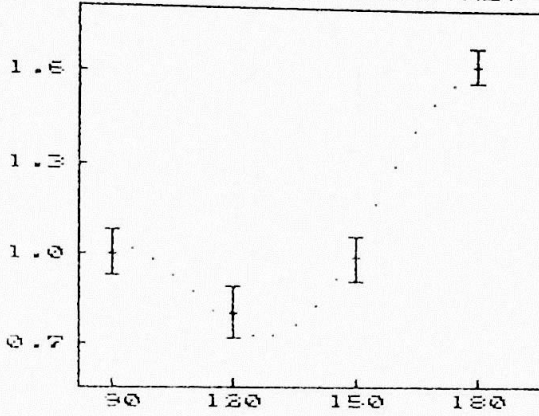




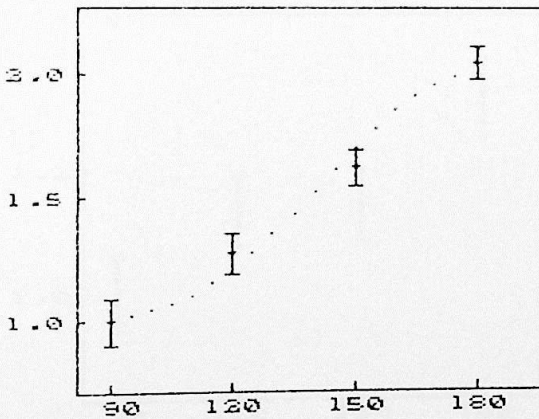
CASCATA 2100 - 641 KEV



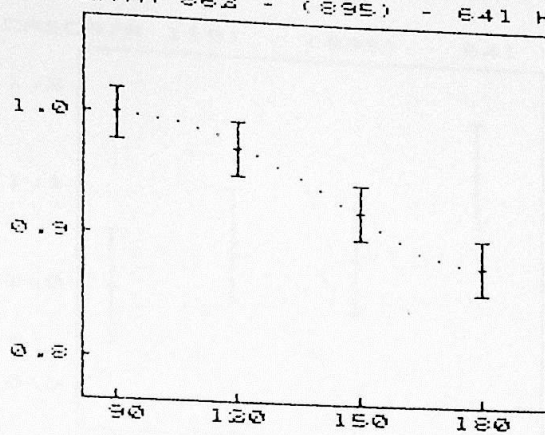
CASCATA 2126 - 641 KEV



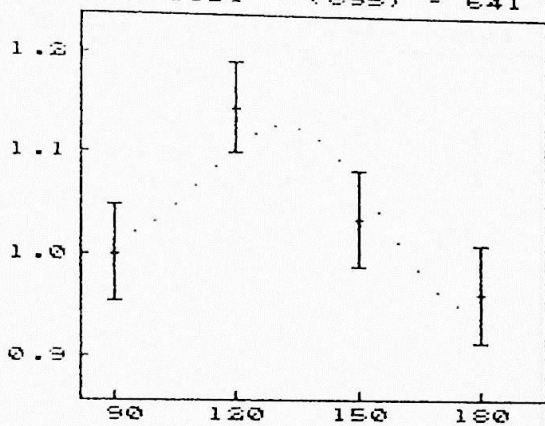
CASCATA 1233 - 2187 KEV



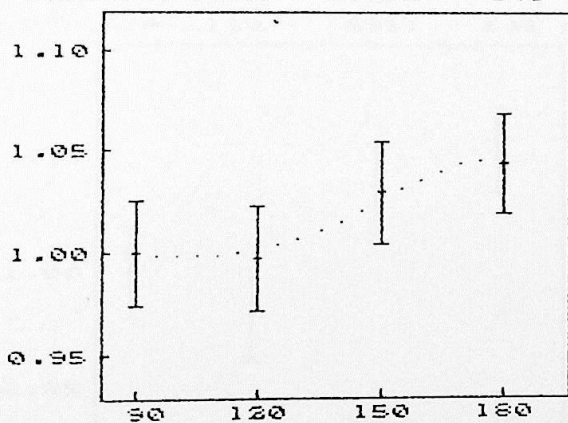
CASCATA 862 - (895) - 641 KEV



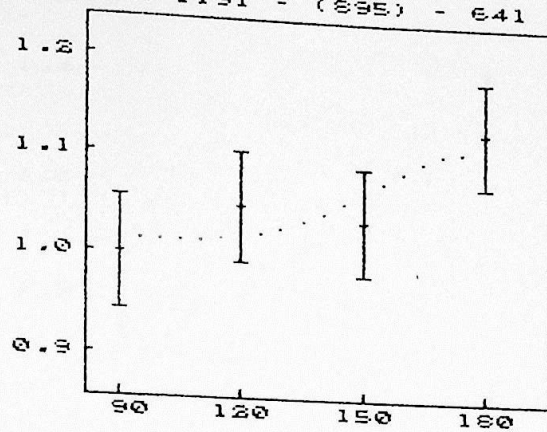
CASCATA 1131 - (895) - 641 KEV



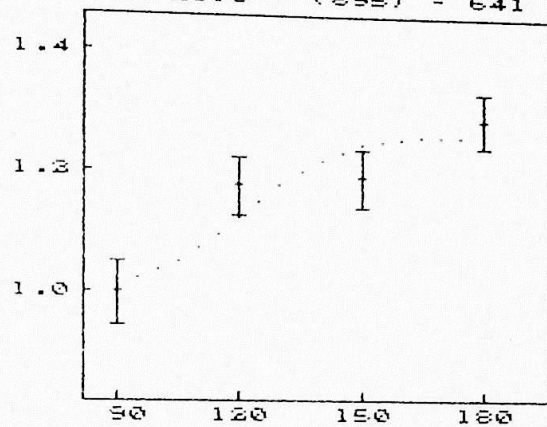
CASCATA 1160 - (895) - 641 KEV



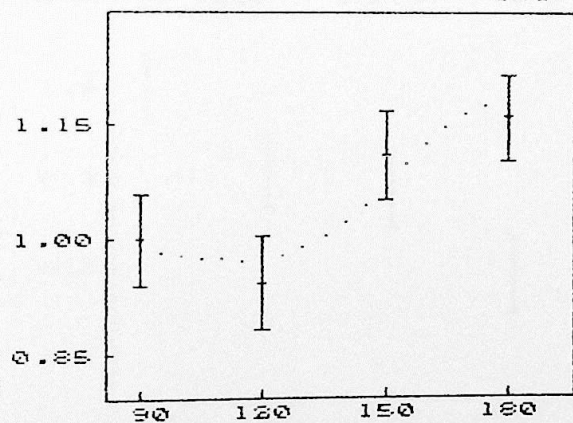
CASCATA 1191 - (895) - 641 KEV



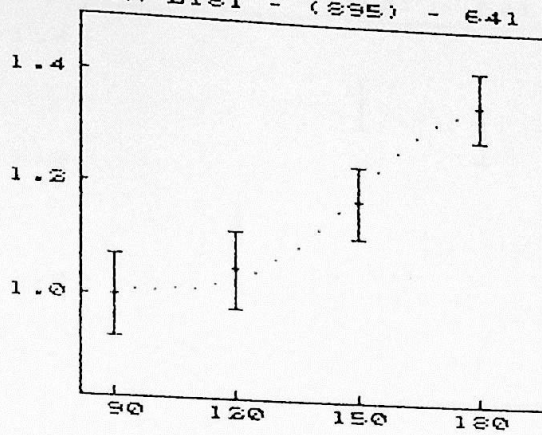
CASCATA 2076 - (895) - 641 KEV



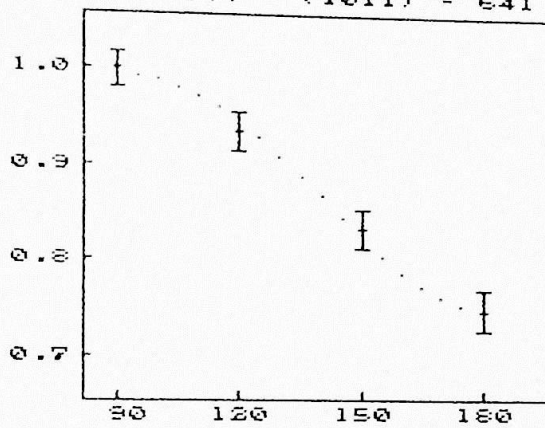
CASCATA 2139 - (895) - 641 KEV



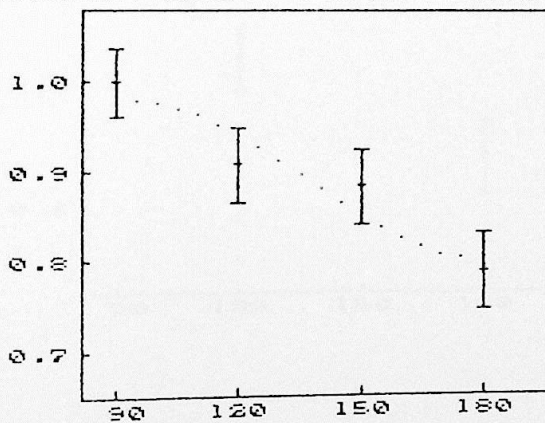
CASCADE 2181 - (895) - 641 KEV



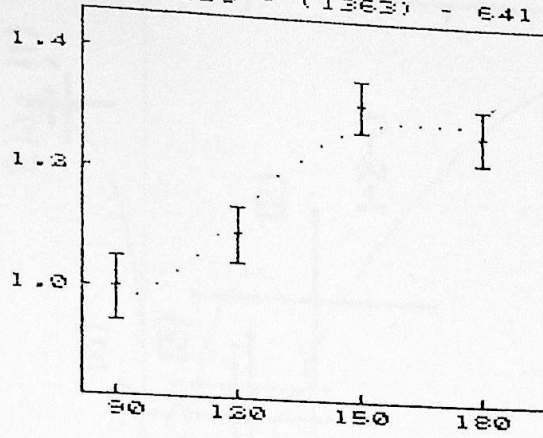
CASCADE 1044 - (1011) - 641 KEV



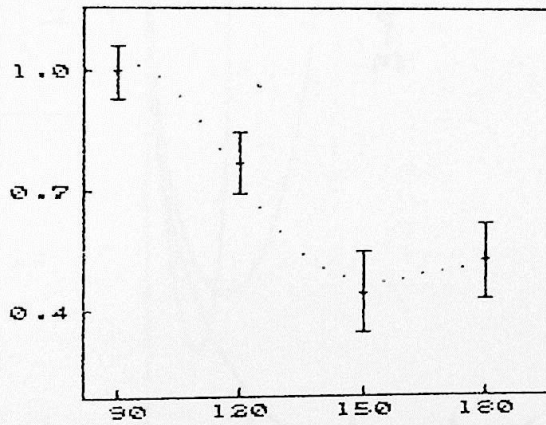
CASCADE 1233 - (1546) - 641 KEV



CASCATA 2039 - (1363) - 641 KEV



CASCATA 1242 - (962-572) - 641 KEV



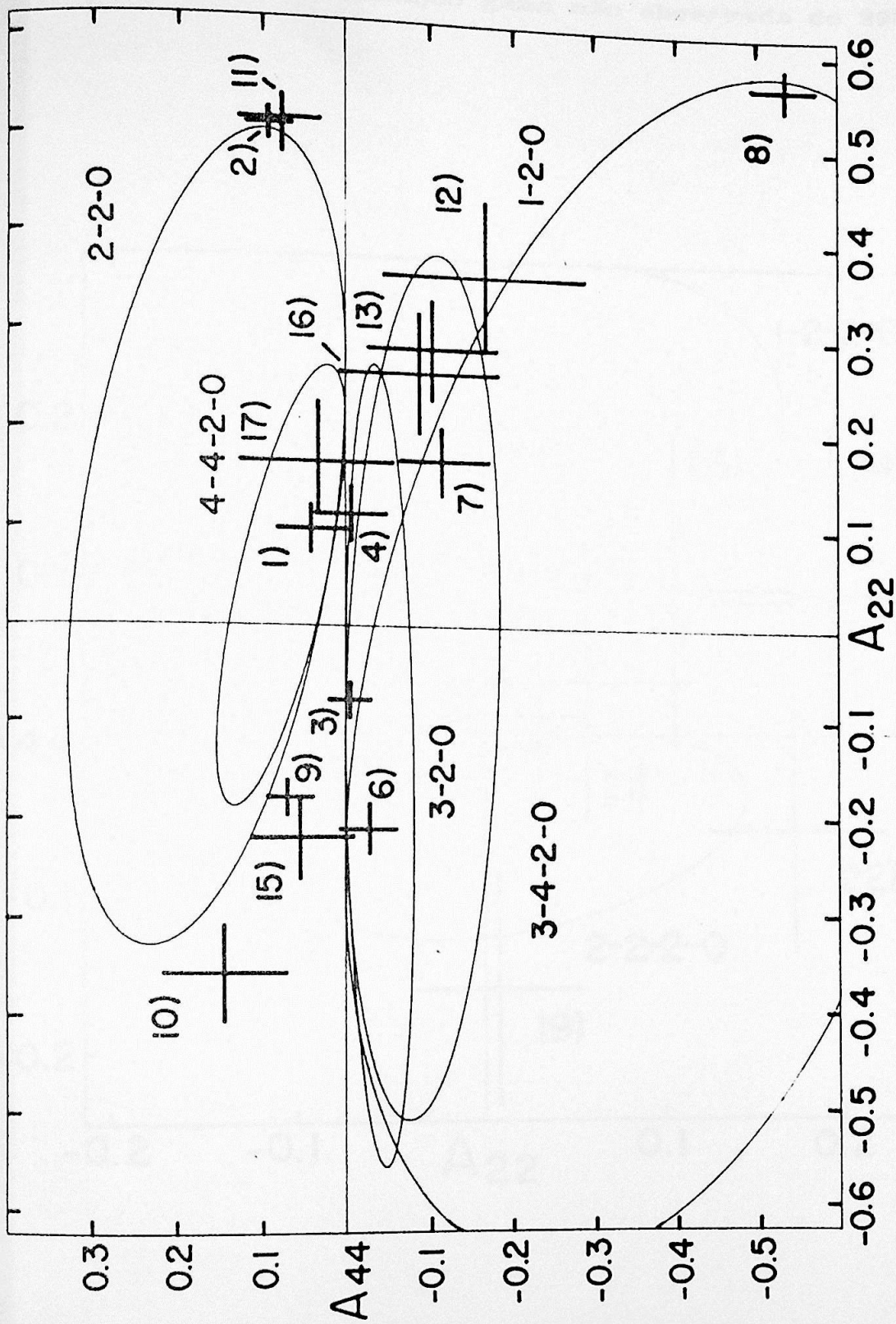


Figura 111-7 - Curvas paramétricas dos valores de A_{kk} .

Figura III-8 - Curvas paramétricas dos valores de $A_{kk'}$, para duas sequências de spins, envolvendo a cascata tripla com transição gama não observada de 895 keV.

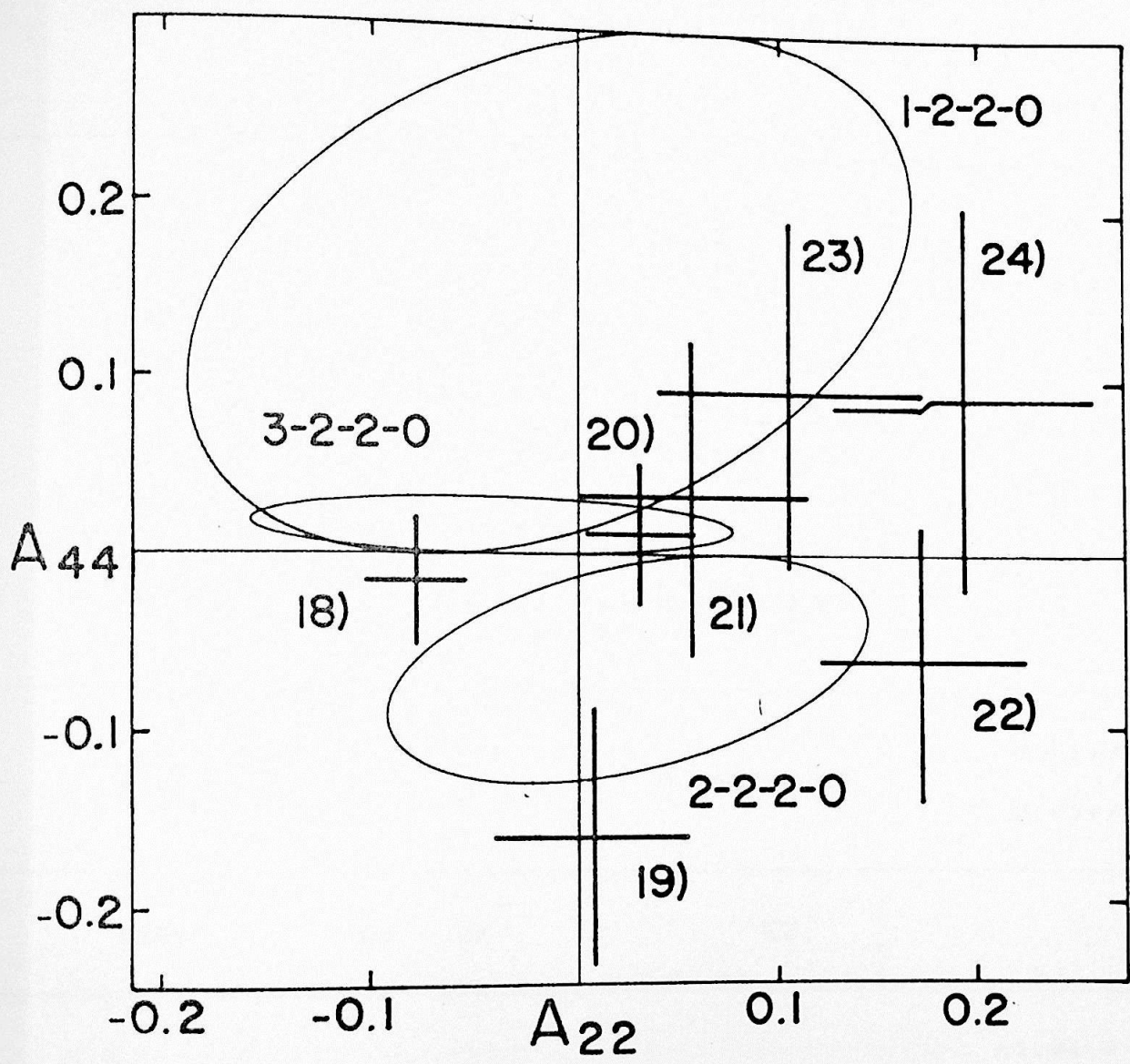


Tabela III-2 - Valores das Razões de Mistura Multipolar para as transições gama no ^{142}Ce

TRANSIÇÃO keV	I _i - I _f	Razão de Mistura deste Trabalho	Razão de Mistura de Tabalhos Anteriores.	REF.
578	4+ - 2+	E2		
	2+ - 2+		0.41+/-0.04	24
895	2+ - 2+	-0.63+/-0.10	-0.11 + 0.02 0.03	24
			-0.61+/-0.18	(+)3
1011	3- - 2+	-0.01+/-0.03	-0.14+/-0.03	24
			-0.06+/-0.06	3
433	3- - 4+	0.10+/-0.06		
1363	2+ - 2+	0.16+/-0.04	0.41+/-0.07	24
			0.09+/-0.06	3
1389	0+ - 2+	E2		
	3+ - 4+	-0.56+/-0.05	-1.01 + 2.08 - 0.46	3
962	3+ - 2+		[4.39, 0.06]	24

1546	(1-) - 2+	-0.05+/-0.05	0.04+/-0.04 0.01+/-0.04	24 3
1723	1+ - 2+	-0.38+/-0.04	-0.28 + 0.03 - 0.04 -0.35+/-0.05	24 3
1757	1+ - 2+	-1.57+/-0.10	-0.93 + 0.28 - 0.22 -1.06+/-0.13	24 3
862	1+ - 2+	0.03+/-0.05	[0.26, 0.36] -0.12+/-0.12	24 3
1901	2+ - 2+	0.65+/-0.05	0.55 + 0.54 - 0.40 0.10+/-0.30	46 3
	1 - 2+		0.02+/-0.02	24
1323	2+ - 4+	E2		
2026	2+ - 2+	1.33+/-0.30	[2.54, 1.02] 0.60+/-0.05	24 3
1131	2+ - 2+	-5.56 + 1.99 - 6.97] -2.5, 2.95[3

2055	2+ - 2+	-0.63+/-0.10	-0.02+/-0.06	24
			-0.55+/-0.27	3
1160	2+ - 2+	0.20+/-0.05	0.22+/-0.13	24
			0.49+/-0.30	3
1044	2+ - 3-	0.02+/-0.03	0.18+/-0.04	24
			-0.03+/-0.04	3
2086	1+ - 2+	-0.60+/-0.10	-0.23+/-0.13	24
1191	1+ - 2+	-0.43+/-0.10	[-0.23, -0.6]	24
2100	1+ - 2+	-0.50+/-0.05	-0.04+/-0.06	24
			-0.40+/-0.09	3
2126	0+ - 2+	E2		
	* 1- - 1-	1.00+/-0.18		
	2- - 1-	-1.34 + 0.32 - 0.46		
1233	** 1- - 1-	0.45+/-0.05	[0.48, 2.12]	24
		2.24+/-0.25		

1233	2- - 1-	$11.02 + 26.8$ $- 4.8$	[0.44, 8.24]
		$0.40 + / - 0.78$	
1242	2+ - 3+	$0.72 + 0.50$ $- 0.31$	
2076	2+ - 2+	$-0.68 + / - 0.33$	[0.30, 1.3]
2139	1+ - 2+	$-0.56 + / - 0.10$	[0.89, 1.6]
2181	1+ - 2+	$-1.19 + 0.29$ $- 0.45$	[0.65, 2.7]
2039	2+ - 2+	$-0.99 + / - 0.20$	[0.28, -6]

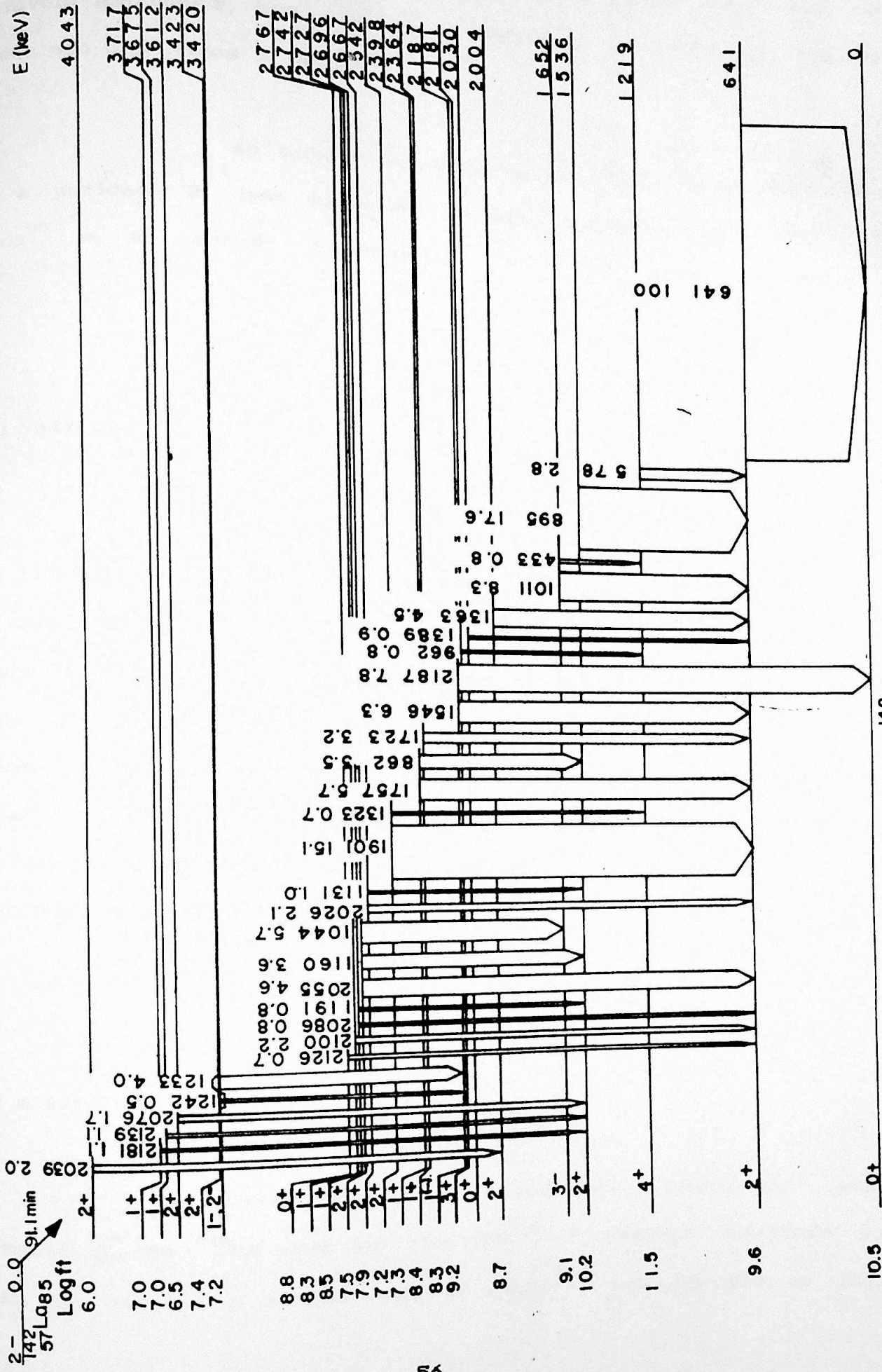
or de delta foi avaliado a partir de A_{44} .

a seqüência da cascata 1233-2187 keV.

a seqüência da cascata 1233-(1546)-641 keV.

valores da razão de mistura multipolar da referência 3 estão ap
s com sinal trocado, devido a diferença de convenção do trabalho a

Figura III-9 - Esquema de decaimento parcial do ^{154}Gd com os presentes resultados.



^{142}Ce 84

Figura 111-9 - Esquema de decaimento parcial do ^{142}Ce para os níveis do ^{142}Ce consistentes com os presentes resultados.

possibilidade $J^\pi=3^-$, com base em seu estudo de excitação coulombiana. Mulligan e outros⁽²⁶⁾, através de medidas com a reação (t,p) chegaram, também, ao valor 3^- . Os trabalhos referentes ao decaimento β^- ^(3,23,24) sugeriram, baseados principalmente no valor de $\text{Log ft}=9.1$, o spin 3 e a paridade negativa.

No presente trabalho foram estudadas duas cascatas envolvendo este nível como inicial: 1011-641 keV e 433-(578)-641 keV, sendo a cascata tripla medida pela primeira vez. Os resultados obtidos foram igualmente consistente com $J^\pi=3^-$. Sabendo que as transições de 641 keV e 578 keV são puras, as medidas de correlação angular possibilitaram a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 433 keV, $\delta(433)=0.10\pm 0.06$.

Nível a 2004 keV:

Este nível é observado nos estudos de decaimento β e γ ^(3,23,24,46) e em estudos com a reação (t,p)⁽²⁶⁾. Com base no valor de $\text{log ft}=8.7$ e nas características do decaimento γ deste nível, Larsen e outros⁽²⁹⁾ atribuem spin e paridade 2^+ .

O nível a 2004 keV é o inicial da cascata- γ de 1363-641 keV, medida neste trabalho. Como se pode observar nas tabelas III-1 e III-2 os nossos resultados concordam com os de Basinger e outros⁽³⁾, mas não são consistentes com os de Michelakakis

A atribuição de spin e paridade para cada um dos níveis estudados, bem como os resultados de correlação angular obtidos são discutidos a seguir.

Ao estado fundamental do ^{142}La foram atribuídos spin e paridade 2^- com base em estudos realizados por Chung e outros⁽⁹⁾ e ao estado fundamental do ^{142}Ce , núcleo para-par, $I^\pi=0^+$.

Nível 641 keV:

Este nível é alimentado pelo decaimento β^- do ^{142}La com $\log ft = 9.6^{(31)}$. Se desexcita por um único raio- γ (641 keV) cuja intensidade relativa é assumida 100%. Foi estudado por captura eletrônica⁽³⁴⁾, excitação coulombiana⁽¹⁵⁾ bem como pela reação de transferência de partícula (t,p)⁽²⁶⁾. Os resultados confirmam o spin e paridade 2^+ , previstos teoricamente para núcleos par-par e o caráter E2 da transição- γ de 641 keV. Neste trabalho este nível é intermediário de 28 cascatas-gama estudadas que serão mencionadas na análise dos demais níveis.

Nível a 1219 keV:

Este nível é fracamente alimentado pelo decaimento β^- do ^{142}La com $\log ft = 11.5^{(31)}$. É também observado no estudo que envolve a reação nuclear (t,p)⁽²⁶⁾ com energia de 1220

keV. Seu $J^\pi=4^+$ foi estabelecido inicialmente no estudo de decaimento β^- realizado por Larsen e outros⁽²⁹⁾ e confirmado em medidas de correlação angular realizada por Basinger e outros⁽⁹⁾ e Wolf e outros⁽⁴⁶⁾. O trabalho de correlação angular, feito por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ propõe $J^\pi=2^+$. Neste trabalho, a medida de correlação angular da cascata- γ de 578-641 keV que envolve o nível da 1219 keV como inicial, confirma o spin e paridade 4^+ e o caráter E2 da transição- γ de 578 keV.

Nível a 1536 keV:

O valor do $\log ft=10.2$ ⁽³¹⁾ para este nível e seu modo de desexcitação levaram Larsen e outros⁽²⁹⁾ a proporem spin e paridade 2^+ . Esta atribuição foi posteriormente confirmada em medidas de correlação angular^(24,46).

Este nível é o inicial da cascata-gama, 895-641 keV, estudada no presente trabalho. O resultado obtido da correlação angular é bastante consistente com a previsão de J^π mencionada. Também o caráter predominantemente M1 da transição gama de 895 keV é confirmado.

Nível a 1652 keV:

Hansen e Nathan⁽²²⁾ atribuíram a este nível a

possibilidade $J^\pi=3^-$, com base em seu estudo de excitação coulombiana. Mulligan e outros⁽²⁶⁾, através de medidas com a reação (t,p) chegaram, também, ao valor 3^- . Os trabalhos referentes ao decaimento β^- ^(3,23,24) sugeriram, baseados principalmente no valor de $\text{Log ft}=9.1$, o spin 3 e a paridade negativa.

No presente trabalho foram estudadas duas cascatas envolvendo este nível como inicial: 1011-641 keV e 433-(578)-641 keV, sendo a cascata tripla medida pela primeira vez. Os resultados obtidos foram igualmente consistente com $J^\pi=3^-$. Sabendo que as transições de 641 keV e 578 keV são puras, as medidas de correlação angular possibilitaram a determinação da razão de mistura multipolar da transição de 433 keV, $\delta(433)=0.10\pm 0.06$.

Nível a 2004 keV:

Este nível é observado nos estudos de decaimento β e γ ^(3,23,24,46) e em estudos com a reação (t,p)⁽²⁶⁾. Com base no valor de $\text{log ft}=8.7$ e nas características do decaimento γ deste nível, Larsen e outros⁽²⁹⁾ atribuem spin e paridade 2^+ .

O nível a 2004 keV é o inicial da cascata- γ de 1363-641 keV, medida neste trabalho. Como se pode observar nas tabelas III-1 e III-2 os nossos resultados concordam com os de Basinger e outros⁽³⁾, mas não são consistentes com os de Michelakakis

e outros⁽²⁴⁾. Entretanto, todos esses estudos confirmam a atribuição do $J^\pi=2^+$ deste nível, bem como o caráter predominantemente $M1(\approx 98\%)$ da transição γ de 1363 keV.

Nível a 2030 keV:

Este nível se desexcita por uma única transição γ de 1389 keV para o primeiro estado excitado a 641 keV(2^+). Desta forma, o spin e paridade 0^+ sugeridos por Basinger e outros⁽³⁾ e por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, em medidas de correlação angular envolvendo a cascata gama de 1389-641 keV, é coerente.

Neste trabalho, este nível também foi estudado através da cascata 1389-641 keV. A partir da análise desta cascata observou-se a contribuição de simples escape da transição γ de 1901 keV interferindo na determinação dos coeficientes de correlação angular. Não sendo possível avaliar esta contribuição, nenhuma afirmação, a princípio, poderia ser feita em relação ao spin e paridade deste nível.

Entretanto, os valores dos coeficientes da correlação obtidos neste trabalho, $A_{22} = 0.232 \pm 0.105$ e $A_{44} = 0.868 \pm 0.235$, são compatíveis com os resultados obtidos por Basinger e outros⁽³⁾, $A_{22} = 0.092 \pm 0.175$ e $A_{44} = 0.936 \pm 0.199$, sem correção de simples escape, o que possibilita considerar $J^\pi=0^+$, uma vez que os autores a partir desses valores de A_{kk} mostraram que com a devida correção 0^+ é bem definido.

Nível a 2181 keV:

Este nível foi estabelecido a partir de estudos relacionados ao decaimento β^- do ^{142}La com $\log ft = 9.2^{(31)}$. Desta forma, são possíveis os spins 2, 3 e 4.

Em medidas anteriores de correlação angular^(9,24) com a cascata- γ 962-(578)-641 keV, foi possível restringir as possibilidades de spin e paridade a 2^+ e 3^+ , sendo $J^\pi = 3^+$ levemente favorecido.

Neste trabalho, este nível foi estudado através de duas cascatas: 962-(578)-641 keV e 1242-(962-578)-641 keV sendo esta última medida feita pela primeira vez. A análise da cascata tripla mostrou um melhor ajuste em relação a $J^\pi = 3^+$, além disso, levando-se em consideração a outra cascata medida, que envolve o nível a 2181 keV como intermediário, foi possível confirmar o spin e paridade 3^+ .

Nível a 2187 keV:

Este nível foi observado nos estudos de decaimento beta⁽³¹⁾. Ele se desexcita para os níveis a 641 keV (2^+) e para o fundamental (0^+).

Os trabalhos anteriores de correlação

angular^(9,24), estudaram este nível através da cascata γ 1546-641 keV, definindo-o com $J=1$.

Neste trabalho, além da cascata mencionada também foi feita, pela primeira vez, a medida de correlação angular direcional da cascata-gama 1233-2187 keV que envolve este nível como intermediário. Os resultados obtidos para os coeficientes A_{kk} são bastante consistentes com $J=1$, onde, em particular, para a cascata 1546-641 keV os erros experimentais dos coeficientes A_{kk} são bem menores, como mostra a tabela III-1.

Determinou-se a razão de mistura multipolar para todas as transições envolvidas no estudo. No caso da transição de 1546 keV, o valor de $\delta(1546)$, que sugere paridade negativa para este nível, está em bom acordo com os valores de Basinger e outros⁽³⁾ e de Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ como pode ser verificado na tabela III-2.

Nível a 2364 keV:

Este nível foi primeiramente observado por Larsen e outros⁽²³⁾, no decaimento β^- do ^{142}La . Foi também observado no estudo com reação (t,p) ⁽²⁶⁾ com energia de 2364 keV.

Neste trabalho, como em medidas anteriores de correlação angular^(9,24), este nível foi estudado por meio da cascata-gama (1723-641) keV. De acordo com a medida realizada por

Basinger e outros⁽⁹⁾ os valores de A_{kk} são consistentes com $J=1,2,3$ e 4, mas a presença da transição de 2364 keV para o estado fundamental restringe tais possibilidades a $J=1, 2$. Já no trabalho realizado por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, os valores de A_{kk} permitem que o spin 2 seja descartado, entretanto nenhuma definição quanto a paridade é obtida.

A medida de correlação angular realizada neste trabalho mostrou-se consistente com $J=1$ e paridade positiva, devido à substancial mistura de quadrupólo da transição- γ de 1723 keV. O valor obtido para $\delta(1723)$ juntamente com os dos demais trabalhos são apresentados na tabela III-2.

Nível a 2398 keV:

Vários estudos relacionados com decaimento β^- do ^{142}La (9,24,46), atribuem a este nível o spin e paridade 1^+ .

Este nível é o inicial de duas cascatas γ estudadas no presente trabalho: 862-(895)-641 keV e 1757-641 keV. Os resultados referentes aos coeficientes de correlação angular, junto com os de outras medidas, apresentados na tabela III-1, são consistentes com $J^\pi=1^+$.

Uma melhor avaliação da razão de mistura multipolar foi obtida para as transições de 862 keV e 1757 keV.

Nível a 2542 keV:

Este nível foi observado na reação $(t,p)^{(26)}$ bem como na maioria dos estudos envolvendo decaimento β e $\gamma^{(3,23,24,46)}$. O valor de $\log ft$ que lhe corresponde é $7,2^{(31)}$ com atribuição do spin e paridade $2^{+(23,46)}$.

Neste trabalho, este nível foi estudado através de duas cascatas- γ : 1901-641 keV e 1323-(578)-641 keV. Também a razão de mistura multipolar foi calculada para as transições envolvidas. Os resultados de A_{kk} e δ são apresentados nas tabelas III-1 e III-2, respectivamente.

Para a transição de 1901 keV, já estudada em trabalhos anteriores de correlação angular^(3,46), o valor de δ mostra substancial mistura de quadrupólo $\delta(1901)=0.65\pm 0.05$, portanto em acordo com o resultado obtido por Wolf e outros⁽⁴⁶⁾ $\delta(1901)=0.55\pm_{0.40}^{0.54}$.

Para a cascata- γ tripla, medida pela primeira vez, o resultado da correlação angular obtido é bastante consistente com a sequência $2^+-4^+-2^+-0^+$, o que faz de 1323 keV uma transição pura com caráter de quadrupólo elétrico.

Nível a 2667 keV:

Este nível é estabelecido com spin e paridade 2^+ , com base em medidas anteriores de correlação angular^(3,24).

Foram duas as cascatas- γ estudadas envolvendo este nível como inicial: 1131-(895)-641 keV e 2026-641 keV. Os resultados obtidos para os coeficientes A_{kk} concordam com os valores obtidos por Basinger e outros⁽³⁾ e Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, no entanto, nossos resultados apresentam erros experimentais menores.

A determinação da razão de mistura multipolar para as transições de 1131 keV e 2026 keV foi feita levando-se em consideração os valores de $\delta(641)$ e $\delta(895)$ já estabelecidos. De um modo geral o que se observa é uma melhor avaliação de δ para as duas transições, como é apresentado na tabela III-2.

Nível a 2696 keV:

Este nível foi primeiramente observado em medidas de coincidências γ - γ realizados por Larsen e outros⁽²³⁾. Foi também estudado pela reação de transferência de partícula (t,p)⁽²⁶⁾ bem como por decaimento β e γ ^(3,24,43,46).

Medidas de correlação angular realizadas por Basinger e outros⁽³⁾ propoem spin e paridade 2^+ para este nível,

enquanto que as medidas realizadas por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, também de correlação angular, só confirmam o spin 2, sem restrição quanto a paridade.

Neste trabalho, este nível é o inicial de três cascatas γ estudadas: 1044-(1011)-641 keV, 1160-(895)-641 keV e 2055-641 keV. Os resultados dos coeficientes A_{kk} , juntamente com os de trabalhos anteriores são apresentados na tabela III-1, onde um bom acordo só foi obtido em relação as medidas feitas por Basinger e outros⁽³⁾, confirmando assim $J^{\pi}=2^{+}$. Da mesma forma, o nosso cálculo da razão de mistura multipolar das transições γ de 1044 keV, 1160 keV e 2055 keV, são consistentes com os resultados obtidos por Basinger e outros⁽³⁾.

Nível a 2727 keV:

Este nível foi observado por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ no decaimento β^{-} do ^{142}La , com o valor de $\log ft=8.5$. As possibilidades de spin do nível 2727 keV são desta maneira, limitadas aos valores 1, 2 e 3.

De acordo com a medida anterior de correlação angular⁽²⁴⁾, o spin e a paridade 3^{+} mostrou-se mais consistente com os valores obtidos para os coeficientes A_{kk} , embora os autores não descartem as outras possibilidades.

Neste trabalho, este nível foi estudado por meio das cascatas-gama de 2086-641 keV e 1191-(895)-641 keV. As duas cascatas foram analisadas para três possibilidades de spin. O resultado da cascata- γ mais intensa permitiu descartar as possibilidades de spin 2 e 3. Desta forma, os valores de δ obtidos para as transições gama de 1191 keV e 2086 keV são $\delta(1191) = -0.43 \pm 0.10$ e $\delta(2086) = -0.60 \pm 0.10$, apresentando considerável mistura de quadrupolo, possibilitando a confirmação da paridade positiva.

Nível a 2742 keV:

Este nível foi primeiramente proposto no esquema de decaimento por Larsen e outros⁽²³⁾, através de medidas de coincidência γ - γ estabelecida pelos raios gama de 1206 keV e 2100 keV. Estes raios γ decaem para níveis cujo spin é dado por 2^+ , isto é, 1536 keV e 641 keV respectivamente sugerindo as possibilidades de spin a 1, 2, 3 e 4.

A medida de correlação angular da cascata 2100-641 keV, feita por Basinger e outros⁽⁹⁾, propõe $J^\pi = 3^+$ sem descartar as possibilidades de spin 2 e 4, enquanto esta mesma medida realizada por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ propõe $J^\pi = 1^+$.

Neste trabalho este nível também foi estudado a partir da cascata-gama de 2100-641 keV, onde as quatro possibilidades de spin foram analisadas. Os resultados obtidos,

para os coeficientes de correlação angular, foram bastante consistentes com $J^\pi=1^+$ conforme previsão de Michelakakis e outros⁽²⁴⁾. Entretanto na determinação da razão de mistura multipolar da transição de 2100 keV, nosso resultado $\delta(2100)=-0.50\pm 0.05$, é consistente com o resultado obtido por Basinger e outros⁽⁹⁾, $\delta(2100)=-0.40\pm 0.09$, porém não concorda com o de Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, $\delta(2100)=0.04\pm 0.06$.

Nível a 2767 keV:

O spin e a paridade 0^+ para este nível foram estabelecidos em medidas anteriores de correlação angular⁽²⁴⁾.

Neste trabalho, o nível a 2767 keV foi estudado por meio da cascata- γ de 2126-641 keV. O resultado obtido para os coeficientes A_{kk} concordam com os valores obtidos por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ no entanto, nosso resultado apresenta erros experimentais menores.

Nível a 3420 keV:

A partir dos primeiros estudos de decaimento β e γ ^(23,43), este nível foi observado com o valor de $\log ft=7.2$, possibilitando os spins 0,1,2 sem definição quanto a paridade. Estudos mais recentes realizados por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾,

forneceram resultados da correlação angular direcional da cascata-gama de 1233-(1546)-641 keV, que por sua vez também não favorece nenhuma das possibilidades de spin.

Neste trabalho, o nível a 3420 keV foi estudado através de duas cascatas- γ : 1233-(1546)-641 keV e 1233-2187 keV, esta última medida pela primeira vez. A partir da análise destas cascatas, para as três possibilidades de spin (0, 1, 2), foi possível descartar o spin 0 e a paridade positiva.

Os resultados de $\delta(1233)$ para as duas seqüências são apresentados na tabela III-2.

Nível a 3423 keV:

Este nível foi proposto no estudo de decaimento β^- do ^{142}La realizado por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾. Possui $\log ft=7.4^{(31)}$, sendo possível portanto as possibilidades de spin 0,1,2 e 3. Uma análise cuidadosa do esquema de decaimento deste nível, mostra que este se desexcita para o nível a 2030 keV, com $J^\pi=0^+$, o que elimina o spin 0.

Neste trabalho foi feito pela primeira vez a medida de correlação angular da cascata- γ -quádrupla 1242-(962-578)-641 keV. Com os valores obtidos de A_{kk} tentou-se definir entre as três possibilidades de seqüência de spins: 1-3-4-2-0, 2-3-4-2-0 e 3-3-4-2-0. A partir dos resultados obtidos observa-se um favorecimento de $J=2$, em função do menor χ^2 .

A mistura de quadrupólo de aproximadamente 30% de E2 da transição de 1242 keV sugere paridade positiva para este nível.

Nível a 3612 keV:

Este nível é baseado na observação da transição de 3612 keV para o estado fundamental (0^+). Possui $\log ft=6.5^{(31)}$, limitando as possibilidades de spin a 1 e 2.

O nível a 3612 keV é o inicial da cascata-gama tripla 2076-(895)-641 keV estudada neste trabalho. Os resultados da medida de correlação angular para esta cascata, juntamente com os obtidos por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ são apresentados na tabela III-1, sendo os nossos erros experimentais bem menores.

A partir dos valores obtidos de A_{kk} tentou-se definir entre as duas seqüências de spins propostas no trabalho anterior de correlação angular⁽²⁴⁾, 1-2-2-0 e 2-2-2-0. A análise de nossos resultados tornou possível a escolha de $J^\pi=2^+$ para este nível.

Uma melhor avaliação da razão de mistura multipolar para a transição de 2076 keV foi feita obtendo-se $\delta(2076)=-0.68\pm 0.33$.

Nível a 4043 keV:

De acordo com o esquema de decaimento β , apresentado no Nuclear Data Sheets⁽³¹⁾, este nível se desexcita por vários raios γ , entre eles a transição de 2039 keV estudada neste trabalho.

Como este nível não decai para os estados com paridade negativa e como o valor de $\log ft$ do decaimento β^- $(6.0)^{(31)}$ lhe dá um caráter permitido, as possibilidades de spin limitam-se a 1, 2 e 3, provavelmente com paridade positiva.

Este nível faz parte da cascata-gama tripla estudada: 2039-(1363)-641 keV. Foi feita a análise da mesma para as três possibilidades de spin, sendo possível a escolha $J^\pi=2^+$. Além dos valores de A_{kk} , com erros experimentais bem menores do que os obtidos por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, o valor da razão de mistura multipolar foi calculada para transição de 2039 keV, fornecendo $\delta(2039)=-0.99\pm 0.20$, em desacordo com o previsto por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾, isto é, $\epsilon(0.28,-6.9)$.

Nível a 3675 keV:

Este nível é alimentado pelo decaimento β^- do ^{142}La com valor de $\log ft$ de $7.0^{(31)}$. O spin e paridade 1^+ foi proposto por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ através da medida de correlação angular da cascata-gama tripla 2139-(895)-641 keV.

Neste trabalho, este nível foi estudado pela cascata já mencionada. Os resultados referentes aos coeficientes $A_{kk'}$, mostrados na tabela III-1, apresentam erros experimentais bem menores. Uma melhor avaliação da razão de mistura multipolar da transição 2139 keV também foi obtida, conforme mostra a tabela III-2.

Nível a 3717 keV:

O estudo de correlação angular feito por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾ definiu $J^\pi = 1^+$.

Neste trabalho, o estudo deste nível a partir da cascata- γ 2181-(895)-641 keV confirma o $J^\pi = 1^+$. Os valores dos coeficientes de correlação angular, bem como a razão de mistura multipolar da transição de 2181 keV são apresentados nas tabelas III-1 e III-2, respectivamente. É sensível a diferença entre os valores de $A_{kk'}$ obtidos nos dois estudos, porém neste trabalho os erros experimentais são menores e o valor de δ é bem definido.

IV.1 - Introdução

Os estados excitados de baixa energia dos núcleos par-par, na região de massa entre $60 \leq A \leq 150$, podem ser descritos em termos de vibrações ao redor de sua forma de equilíbrio esférica, em termos de rotações de caroço levemente deformado ou por excitação de duas partículas (quase-partícula) do estado fundamental. Estes modelos levam a diferentes previsões no que diz respeito a probabilidade de transição eletromagnética, pois este parâmetro é bastante sensível aos detalhes das funções de onda do modelo considerado. Desta forma, uma investigação sistemática em termos das razões de misturas multipolares, $\delta(E2/M1)$, das transições γ é de extrema importância para a compreensão da estrutura desses núcleos.

O objetivo deste capítulo é, justamente, procurar uma melhor interpretação da estrutura do núcleo de ^{142}Ce em termos dos modelos apropriados a esta região de massa, tendo em vista os resultados experimentais obtidos neste e em outros trabalhos. Para isto, foi feita uma análise da variação sistemática de δ para várias transições γ de alguns isótopos do ^{142}Ce . Além disso foi feita uma descrição do Modelo Unificado⁽²⁾ onde são apresentados todos os parâmetros para cálculos do esquema de níveis e propriedades eletromagnéticas. No final do capítulo são apresentados os resultados dos cálculos realizados enfatizando-se os valores da razão de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$, os quais são

comparados com os resultados experimentais deste trabalho para o ^{142}Ce .

IV.2 - Estudo Sistemático

Considerando que o núcleo de ^{142}Ce tem somente dois neutrons fora da camada fechada de $N=82$ podemos admitir, a princípio, que alguns de seus níveis de energia sejam explicados pelo Modelo Vibracional. Neste contexto, o primeiro nível excitado a 641 keV (2_1^+) pode ser considerado como o estado de um fonon e os níveis a 1219 keV (4^+) e 1536 keV (2_2^+) como membros do tripleto (0^+ , 2_2^+ , 4^+) de dois fonons. Já o nível a 2030 keV (0_2^+) possui energia muito alta para ser considerado como membro deste tripleto sendo mais apropriado sua descrição em termos de um estado de três fonons.

De acordo com o estudo realizado por Hansen e Nathan ⁽²²⁾, referente a excitação coletiva de estados octopolares na região de massa entre $110 \leq A \leq 150$, o nível a 1652 keV (3^-) é considerado de natureza coletiva e muito provavelmente seja estabelecido pela vibração de um fonon octopolar.

Para uma melhor apreciação dos fatos mencionados, na figura IV-1 é mostrado o esquema parcial dos níveis de energia de cinco isótopos do Cério, onde os primeiros níveis excitados são apresentados com os parâmetros relevantes (energia, spin e paridade) em destaque. Estas informações foram obtidas pelas referencias (27, 28, 29, 30, 31 e 32), mas como podemos observar os

spins e paridade desses níveis não são completamente estabelecidos, principalmente para o núcleo de ^{144}Ce cujas informações foram todas obtidas do recente trabalho realizado por Michelakakis e outros⁽²⁴⁾.

De acordo com a figura IV-1, com exceção do núcleo de ^{140}Ce que possui camada fechada de 82 neutrons, uma análise destes níveis, só em termos de E, J, Π , indicam que estes núcleos possuem estrutura de níveis esperada para núcleos vibracionais par-par.

Em particular, uma análise aos níveis 2_1^+ e 4_1^+ mostra um decréscimo nas energias de excitação com o aumento do número de neutrons e, paralelamente, um aumento no valor da razão $E(4_1^+)/E(2_1^+)$, que vai desde o limite vibracional (2.0) até o limite rotacional (3.3) como mostra a figura IV-2, enfatizando o caráter vibracional do ^{142}Ce , além de sugerir um caráter parcialmente coletivo para os demais núcleos.

Por outro lado, o nível (0_2^+) que a princípio deveria fazer parte do tripleto de dois fonons $(0^+, 2^+, 4^+)$ apresenta para todos os isótopos considerados um grande espaçamento em energia, da ordem de três vezes a energia do primeiro nível excitado, portanto, pouco compatível com a estimativa do modelo. Da mesma forma os níveis 2_9^+ e 3^+ possuem alta energia para serem considerados como membros do terceiro fonon octopolar $0^+, 2^+, 3^+, 4^+$ e 6^+ .

Outras evidências que põem esta interpretação

Figura IV-1 - Sistemática de estados de baixa energia nos núcleos de Cério com $A = 140, 142, 144, 146$ e 148 .

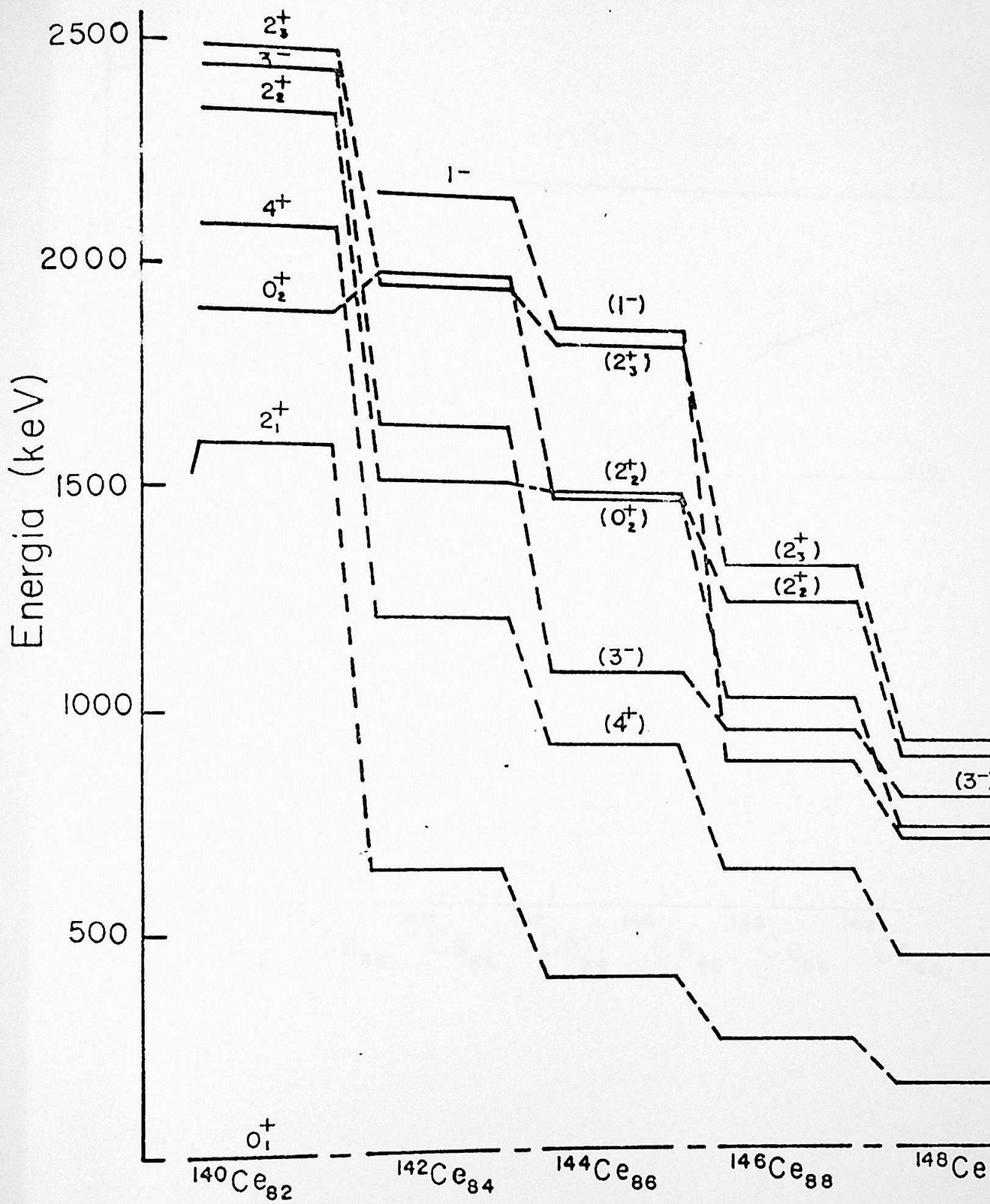
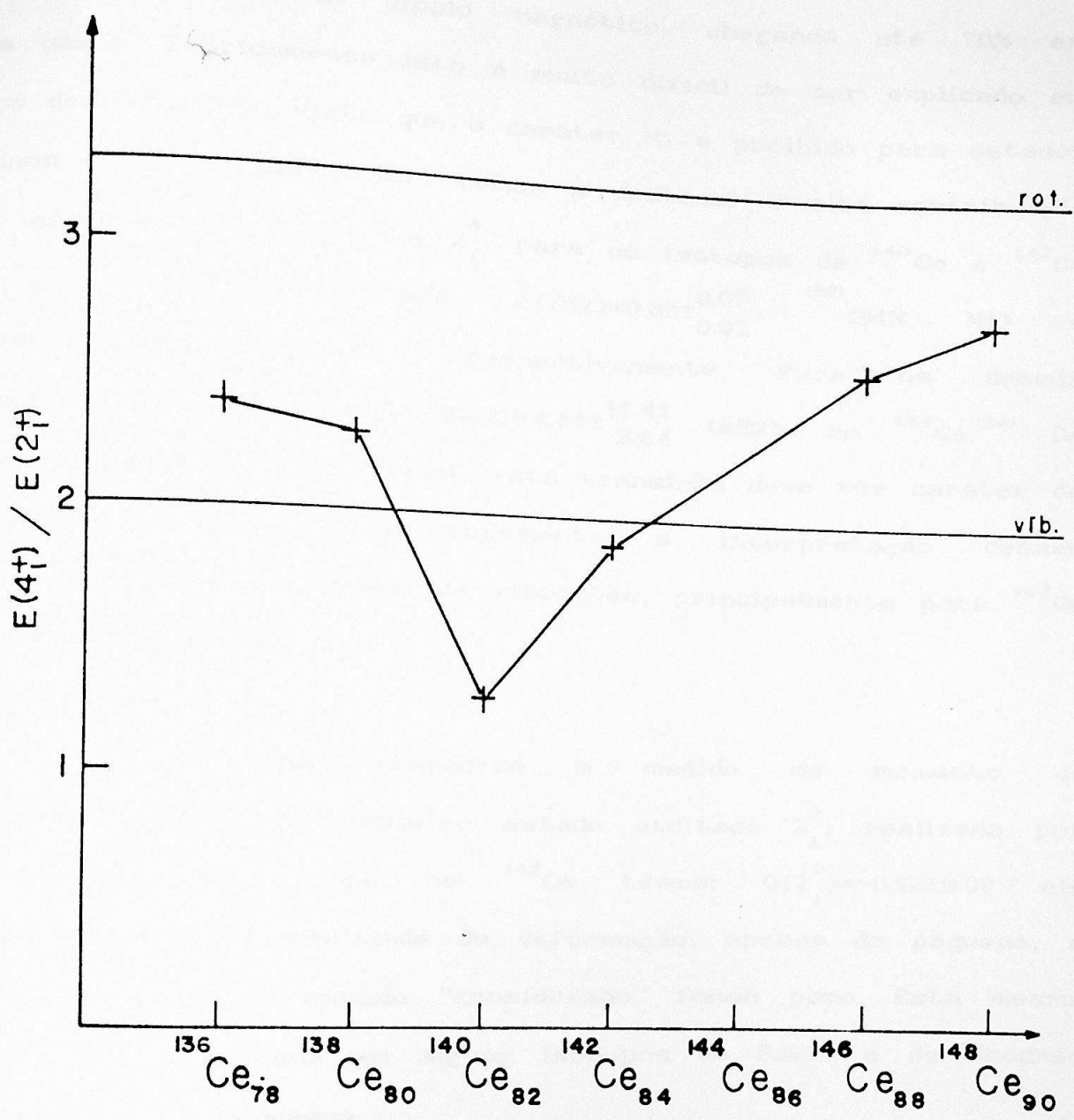


Figura IV-2 - Comparação da razão $E(4^+)/E(2^+)$ em termos do limite vibracional-rotacional, para os isótopos par-par do Cério .



como desfavorável é a análise das propriedades eletromagnéticas das transições γ , entre os níveis do ^{142}Ce , estudadas neste trabalho. De acordo com a tabela III-2, os resultados obtidos de $\delta(E2/M1)$ mostram que um grande número de transições no ^{142}Ce tem considerável mistura de dipólo magnético, chegando até 70% em alguns casos. Teoricamente isto é muito difícil de ser explicado em termos de vibrações, visto que o caráter M1 é proibido para estados de fonon puro. Em particular, temos a destacar a alta contribuição de M1 na transição $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, para os isótopos de ^{140}Ce e ^{142}Ce cujos δ são dados por: $\delta(752) = 0.30 \pm \begin{matrix} 0.07 \\ 0.02 \end{matrix}$ ⁽⁹²⁾ (91% M1) e $\delta(895) = -0.63 \pm 0.10$ (72% M1), respectivamente. Para os demais isótopos, só é conhecido $\delta(1092) = 4.64 \pm \begin{matrix} 11.41 \\ 2.66 \end{matrix}$ ($\approx E2$), do ^{144}Ce .⁽²⁴⁾ De acordo com o Modelo Vibracional, esta transição deve ter caráter de quadrupólo elétrico, conseqüentemente a interpretação desses estados excitados em termos de vibrações, principalmente para ^{142}Ce parece inadequada.

Considerando-se a medida de momento de quadrupólo elétrico do primeiro estado excitado 2_1^+ , realizada por Engle⁽¹⁵⁾ para o isótopo de ^{142}Ce temos: $Q(2_1^+) = -0.12 \pm 0.09$ eb, mostrando que a possibilidade de deformação, apesar de pequena, é significativa para um estado "considerado" fonon puro. Esta mesma tendência foi observada em alguns isótopos do Bário e do Neodmio para esta região de massa.

Outro aspecto interessante referente a interpretação dos níveis do ^{142}Ce foi sugerida por Basinger e outros⁽³⁾. De acordo com a análise feita pelos autores a existência de bandas β e γ é possível. Foram identificadas três bandas: banda

fundamental onde os estados 2_1^+ e 4_1^+ (sendo 4^+ membro do tripleto) fazem parte, banda- γ vibracional ($\Delta J=1$) de paridade positiva construída a partir do estado 2_2^+ , sendo 3^+ (2187 keV) seu segundo membro, e uma provável banda octopolar, de paridade negativa, construída a partir do nível 3^- (1652 keV), sendo 1^- (2187 keV) o segundo membro desta banda, pois a ordem usual dos níveis de energia, neste tipo de banda para núcleos quase-esféricos é 3^- , $1^-, 5^-$,

Todos os estudos mencionados mostram, de modo geral, que não é possível admitir que só vibrações e ou só rotações sejam responsáveis pela estrutura do ^{142}Ce . Provavelmente, cálculos mais refinados envolvendo outros modelos, venham a explicar a estrutura deste núcleo. Com base nisto será apresentado a seguir os cálculos de $\delta(E2/M1)$, $E(J^{\pi})$, Q , μ e $B(E2)$ realizados com o Modelo Unificado.

IV.3 Modelo Unificado

O Modelo Unificado⁽²⁾, o qual pode ser utilizado na descrição de núcleos par-par, sujeitos a vibrações e deformações, é constituído por um caroço vibrador acoplado a dois nucleons de valência, por meio de uma interação quadrupolar. Esta situação permite que um problema de muitos corpos, caso de núcleos com muitos nucleons, seja tratado como um problema de três corpos, os quais interagem dois a dois, conforme descrição dada a seguir. Mais especificamente, discutiremos o comportamento do núcleo de ^{142}Ce o qual, segundo o modelo, pode ser descrito por um caroço vibrador constituído por 58 prótons e 82 nêutrons, acoplado a dois nêutrons de valência.

IV.3.1 - Hamiltoniano

O hamiltoniano total para o modelo do caroço vibrador acoplado a dois nucleons de valência é dado por:

$$H = H_v + H_1 + H_2 + H_{12} + H_{int} \quad (IV-1)$$

onde:

H_v - é o hamiltoniano associado ao caroço vibrador;

H_1 e H_2 - representam o hamiltoniano do modelo de camadas dos nucleons (nêutrons) de valência 1 e 2;

H_{12}

- o hamiltoniano de interação entre os dois nucleons de valência;

 H_{int}

- o hamiltoniano que representa a interação entre o caroço vibrador e cada um dos dois nucleons de valência.

IV.3.1.1 - H_v

Para descrição de H_v iremos admitir que estamos tratando de um núcleo esférico na sua situação de equilíbrio, conseqüentemente este núcleo estará sujeito a oscilações superficiais. Nestas circunstâncias é possível mostrar^(1,5) que o hamiltoniano (H_v) que descreve esse movimento pode ser dado por:

$$H_v = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} B_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_\lambda |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \quad (IV-2)$$

onde:

$\alpha_{\lambda\mu}$ e $\dot{\alpha}_{\lambda\mu}$ - representam as variações dinâmicas de deformação;

B_λ - parâmetro de inércia, o qual é função da densidade nuclear;

C_λ - parâmetro relacionado com a deformação do núcleo;

λ - ordem multipolar da vibração, com projeção μ .

Em geral, as formas vibracionais fundamentais são dadas por $\lambda = 0, 1, 2$ e 3 . Em particular, para tratamento do Modelo Unificado⁽²⁾, vamos considerar somente as vibrações quadrupolares, isto é $\lambda=2$. Dessa forma H_v , dado em (IV-2), descreverá as vibrações quadrupolares do caroço em termos dos

parâmetro $\alpha_{2\mu}$ e de suas derivadas temporais $\dot{\alpha}_{2\mu}$.

Para a quantização de H_v iremos considerar os operadores de criação (b^\dagger) e aniquilação (b) de fonons, os quais, por sua vez são definidos por meio dos operadores α_μ e $\dot{\alpha}_\mu$, (índice $\lambda=2$ foi suprimido) conforme as equações que se seguem:

$$\alpha_\mu = (\hbar w / 2C)^{1/2} [b_\mu^\dagger + b_{-\mu}] \quad (IV-3)$$

e

$$\dot{\alpha}_\mu = i(\hbar w / 2B)^{1/2} [b_\mu^\dagger - b_{-\mu}] \quad (IV-4)$$

e pela relação de comutação:

$$[b_\mu, b_{\mu'}^\dagger] = \delta_{\mu\mu'} \quad (IV-5)$$

com

$$[b_\mu, b_{\mu'}] = [b_\mu^\dagger, b_{\mu'}^\dagger] = 0 \quad (IV-6)$$

onde $w = \sqrt{C/B}$ representa a frequência de oscilação.

Desta forma a partir dos operadores de criação

e aniquilação pode-se representar a hamiltoniana dada em (IV-2), por:

$$H_v = \sum_{\mu} \hbar \omega \left(b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu} + \frac{1}{2} \right) \quad (IV-7)$$

Definindo-se o operador número de fonons por:

$$\hat{n}_{\mu} = b_{\mu}^{\dagger} b_{\mu} \quad (IV-8)$$

com

$$N = \sum_{\mu} \hat{n}_{\mu} \quad (IV-9)$$

a equação (IV.7) passa a ser dada por:

$$H_v = \sum_{\mu} \hbar \omega \left(\hat{n}_{\mu} + \frac{1}{2} \right) = \hbar \omega \left(N + \frac{5}{2} \right) \quad (IV-10)$$

onde os auto valores de N são expressos por números inteiros sucessivos.

$$E_N = \hbar \omega \left(N + \frac{5}{2} \right)$$

(IV-11)

ou seja, os auto valores de H_v são as energias do oscilador harmônico de 5 dimensões.

IV.3.1.2 - H_1 e H_2

O hamiltoniano associado a um núcleon de valência (extra), pode ser dado, com base no modelo de partícula simples, por:

$$H_n = - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + V_n \quad (IV-12)$$

para $n=1$ e 2 , e

$$V_n = V(r) - C I^2 - D I_s$$

onde:

- $V(r)$ - potencial do oscilador
- $C I^2$ - parâmetro que produz a quebra da degenerescência em l
- $D I_s$ - Acoplamento spin orbita

Para este hamiltoniano foi escolhida a interação delta de superfície a qual permite escrever

$$H_{12} = V_{\delta} \delta(|r_1| - R_0) \quad (IV-13)$$

com o potencial descrito por⁽³⁹⁾:

$$V_{\delta} = -V_0 \delta(r_1 - r_2)$$

onde r_1 e r_2 são as coordenadas espaciais das partículas 1 e 2.

VI.3.1.4 - H_{int}

O hamiltoniano de interação quadrupólo-quadrupólo entre os dois nucleons e o vibrador é dada por:

$$H_{int} = \sum_{i=1}^2 k(r_i) \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta_i, \phi_i) \quad (IV-14)$$

onde:

- $\alpha_{2\mu}$ - coordenadas generalizadas definidas em (IV-2);
- $Y_{2\mu}^*(\theta_i, \phi_i)$ - harmônicos esféricos
- indica interação com nucleons livres
- + - indica interação com buracos de nucleons
- $k(r_i)$ - intensidade da interação dada por (42)

$$k(r_i) = r_i \frac{d}{dr_i} V(r_i) \quad (IV-15)$$

onde $V(r_i)$ é o potencial de Woods-Saxon.

IV.3.2 - Auto Função e Auto valores

A base escolhida para descrição do auto estado

é:

$$|(j_1 j_2)_\alpha J, NRv; IM\rangle \quad (IV-16)$$

$|n_{i_1} l_{i_1} 1/2 j_i\rangle$ - é o estado ocupado pelos nucleons (onde i é o índice de cada núcleo). Estes nucleons acoplam-se a um momento angular J , produzindo o estado antissimetrizado $|(j_1 j_2)_\alpha J\rangle$, que pode ser escrito como:

$$|(j_1 j_2)_a J\rangle = \frac{1}{\sqrt{2 \left(1 + \delta_{j_1 j_2} \delta_{n_1 n_2} \delta_{l_1 l_2} \right)}} \left[|j_1 j_2\rangle - (-)^{j_1 + j_2 - J} |j_2 j_1\rangle \right]$$

onde:

$|j_1 j_2 J\rangle$

- estado sem antissimetrização onde a partícula 1 está no estado j_1 e a partícula 2 no estado j_2 .

$|j_2 j_1 J\rangle$

- estado no qual a partícula 1 está no estado j_2 e a partícula 2 no estado j_1 .

$|NRv\rangle$

- é o estado simetrizado que representa o caroço com:

N - fonons

R - momento angular

v - senioridade

Do acoplamento dos momentos angulares J e R, obtemos o estado (IV-16) com momento angular I.

A partir da base (IV-16) temos que o termo H_D

dado por:

$$H_D = H_v + H_1 + H_2 \quad (IV-17)$$

que é parte diagonal da hamiltoniana do Modelo Unificado, e possui auto-valor dado por:

$$N\hbar\omega + E(n_1, l_1, 1/2, j_1) + E(n_2, l_2, 1/2, j_2)$$

(IV-18)

onde:

$N\hbar\omega$

- Energia de N fonons (referenciada à energia de $\frac{5}{2} \hbar\omega$)

$E(n_1, l_1, 1/2, j_1)$

e

$E(n_2, l_2, 1/2, j_2)$

- Energias do modelo de camadas dos neutrons nas orbitas $(n_1, l_1, 1/2, j_1)$ e $(n_2, l_2, 1/2, j_2)$. Estas energias são, geralmente, referenciadas ao estado de energia mais baixa do modelo de camadas.

Desta forma H_{int} e H_{12} contribuem com elementos de matriz não diagonais no hamiltoniano H .

Portanto basta diagonalizar o hamiltoniano H para a obtenção dos auto-valores e auto-estados $|EIM\rangle = |I_n M\rangle$ (onde I_n significa que existem $n-1$ auto estados de mesmo momento angular I com energias menores), podendo ser expressas em termos dos estados de base como sendo a expressão:

$$|I_n M\rangle = \sum_{j_1 j_2 J R v} C_{j_1 j_2 J M R v}^{I_n M} |(j_1 j_2)_a J, N R v; I M\rangle \quad (IV-19)$$

onde:

$I_n M$
 $C_{J_1 J_2 J M R v}$

- são as constantes obtidas no processo de diagonalização.

A determinação de um auto estado I_n implica na obtenção dos coeficientes de expansão deste auto-estado na base de estados escolhida.

IV.3.3 - Propriedades Elétromagnéticas

A obtenção das propriedades eletromagnéticas é feita através da expansão quântica em multipolos do campo eletromagnético nuclear⁽¹⁹⁾. Portanto estas propriedades são obtidas a partir de valores esperados dos operadores eletromagnéticos entre os auto-estados definidos em IV-19. A obtenção dos momentos é realizada calculando-se o valor esperado de dois auto estados idênticos. Entretanto o mesmo não acontece para a probabilidade de transição a qual é obtida através do cálculo do valor esperado de dois auto-estados diferentes, o inicial e o final.

Para a realização desses cálculos é necessário a definição dos seguintes operadores⁽¹⁾:

$$M(M1\mu) = \frac{eh}{2m} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[(\epsilon_s - \epsilon_l) S_\mu + (\epsilon_l - \epsilon_R) J_\mu + \epsilon_R I_\mu \right] \quad (IV-20)$$

onde:

- S_μ - spin total das duas partículas
- J_μ - Momento angular de acoplamento das duas partículas
- I_μ - Momento angular total do estado
- ϵ_s - Fator giromagnético de spin
- ϵ_l - Fator giromagnético orbital
- ϵ_R - Fator giromagnético do caroço vibrador
- $\frac{eh}{2m}$ - Magneton nuclear : m - massa do neutron
e - carga elementar

A radiação magnética dipolar "carrega" um momento angular igual a 1 com projeção μ e tem paridade positiva⁽¹⁰⁾, ou seja, há transições entre estados com mesma paridade. Uma propriedade importante do operador de momento magnético é a que ele apenas pode alterar a orientação do spin.

Operador de Momento de Quadrupolo Elétrico

$$M(E2\mu) = \pm \sum_{i=1}^2 e_{of}^p r_i^2 Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i) + \frac{3}{4\pi} ZeR_o^2 \alpha_{2\mu} \quad (IV-21)$$

onde:

e_{ef}^p

$Y_{2\mu}(\theta_i, \phi_i)$

r_i

Z

R_0

$\alpha_{2\mu}$

- carga efetiva da partícula livre
- harmônicos esféricos
- coordenada radial da partícula i
- número atômico do núcleo
- raio médio do núcleo
- coordenadas generalizadas do modo de vibração quadrupolar definida na equação (IV-2)

Os sinais, positivo ou negativo, decorrem da existência de partículas ou buracos de nucleons respectivamente.

A radiação elétrica quadrupolar "carrega" um momento angular 2, com projeção μ , e paridade positiva⁽¹⁰⁾, ou seja, as transições tipo E2 só ocorrem para estados de mesma paridade.

O momento de dipólo magnético do estado I_n é dado por:

$$\mu(I_n) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \langle I_n || M(M1) || I_n \rangle \quad (IV-22)$$

O momento de quadrupólo elétrico, dado de forma semelhante, é:

$$Q(I_n) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \langle I_n || M(E2) || I_n \rangle \quad (IV-23)$$

As probabilidades de transições reduzida entre os estados inicial e final (I_i e I_f) considerando-se os momentos de dipolo magnético e de quadrupólo elétrico são dadas respectivamente por:

$$B(M1; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i + 1)} |\langle I_f || M(M1) || I_i \rangle|^2 \quad (IV-24)$$

e

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{(2I_i + 1)} |\langle I_f || M(E2) || I_i \rangle|^2 \quad (IV-25)$$

A razão de mistura multipolar, $\delta(E2/M1)$ da transição entre os auto estados $I_i \rightarrow I_f$ segundo a convenção de Steffen Alder ⁽⁴¹⁾ é dada por:

$$\delta(E2/M1) = 0.00835 E_\gamma \frac{\langle I_f || M(E2) || I_i \rangle}{\langle I_f || M(M1) || I_i \rangle} \quad (IV-26)$$

onde:

E_γ

- Energia da radiação gama em MeV

$$\langle I_i' | M(E2) | I_i \rangle$$
$$\langle I_i' | M(M1) | I_i \rangle$$

- São os elementos de matriz reduzido de E2 em
(e F²) e M1 em (mn)

Os cálculos com o Modelo Unificado⁽²⁾ foram realizados através de dois programas descritos no Apêndice da referência (42).

Para realização destes cálculos faz-se necessário a classificação dos parâmetros (a serem utilizados) em dois conjuntos distintos, a saber: um conjunto para a obtenção das energias e funções de onda e um outro para obtenção das propriedades eletromagnéticas.

O primeiro conjunto é constituído por quatro parâmetros:

- i) a energia do fonon quadrupolar $\hbar\omega$, que corresponde a energia do primeiro estado excitado 2^+ do núcleo vizinho, o $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$.
- ii) o parâmetro de emparelhamento da interação delta de superfície, $G=22/A$ MeV (para neutrons)
- iii) o parâmetro de acoplamento partícula-carço, η .
- iv) a energia das partículas independentes distribuídas nos estados de camada de valência: $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$ e $3p_{3/2}$, correspondentes as órbitas da camada de $82 < N < 126$, pois o núcleo de ^{142}Ce possui 2 neutrons fora da camada fechada $N=82$.

A tabela IV-1 apresenta os valores usados para

os parâmetros mencionados. Os valores das energias foram obtidos a partir da referência (45)

A figura IV-3 apresenta os níveis de energia do ^{142}Ce , obtidos pelo modelo, juntamente com os experimentais para comparação.

O segundo conjunto de parâmetros, restringe-se:

- i) a carga efetiva da partícula livre (neutron) e_n^{ef} , tomada igual a $1e$.
- ii) a carga efetiva do caroço vibrador, λ , tomada igual a $24 eF^2$.
- iii) aos fatores giromagnéticos de valência orbital (g_o), de spin (g_s) e coletivos (g_R), tomados igual a 0 , -2.67 e 0.41 , respectivamente.

Na tabela IV-2 apresentamos os resultados obtidos dos cálculos para $\delta(E2/M1)$, de várias transições envolvidas no presente trabalho, com exceção daquelas que envolvem níveis de paridade positiva (restrição feita pelo modelo utilizado).

Na tabela IV-3 são apresentados os cálculos de outras propriedades eletromagnéticas (Q , μ , e $B(E2)$) do primeiro estado excitado 2_1^+ , juntamente com dados experimentais obtidos em outros trabalhos, para comparação e avaliação do Modelo Unificado na interpretação do núcleo de ^{142}Ce .

Como se pode observar, o esquema de níveis

Tabela IV-1 - Parâmetros do utilizados nos cálculos com o Modelo Unificado .

Parâmetros	Valores em (MeV)
$\hbar\omega = E(2_1^+)$	1.60
θ	0.155
η	1.73
$\langle f_{7/2} \rangle$	0
$\langle i_{13/2} \rangle$	0.65
$\langle h_{9/2} \rangle$	1.37
$\langle p_{3/2} \rangle$	1.71

ENERGIA
(keV)

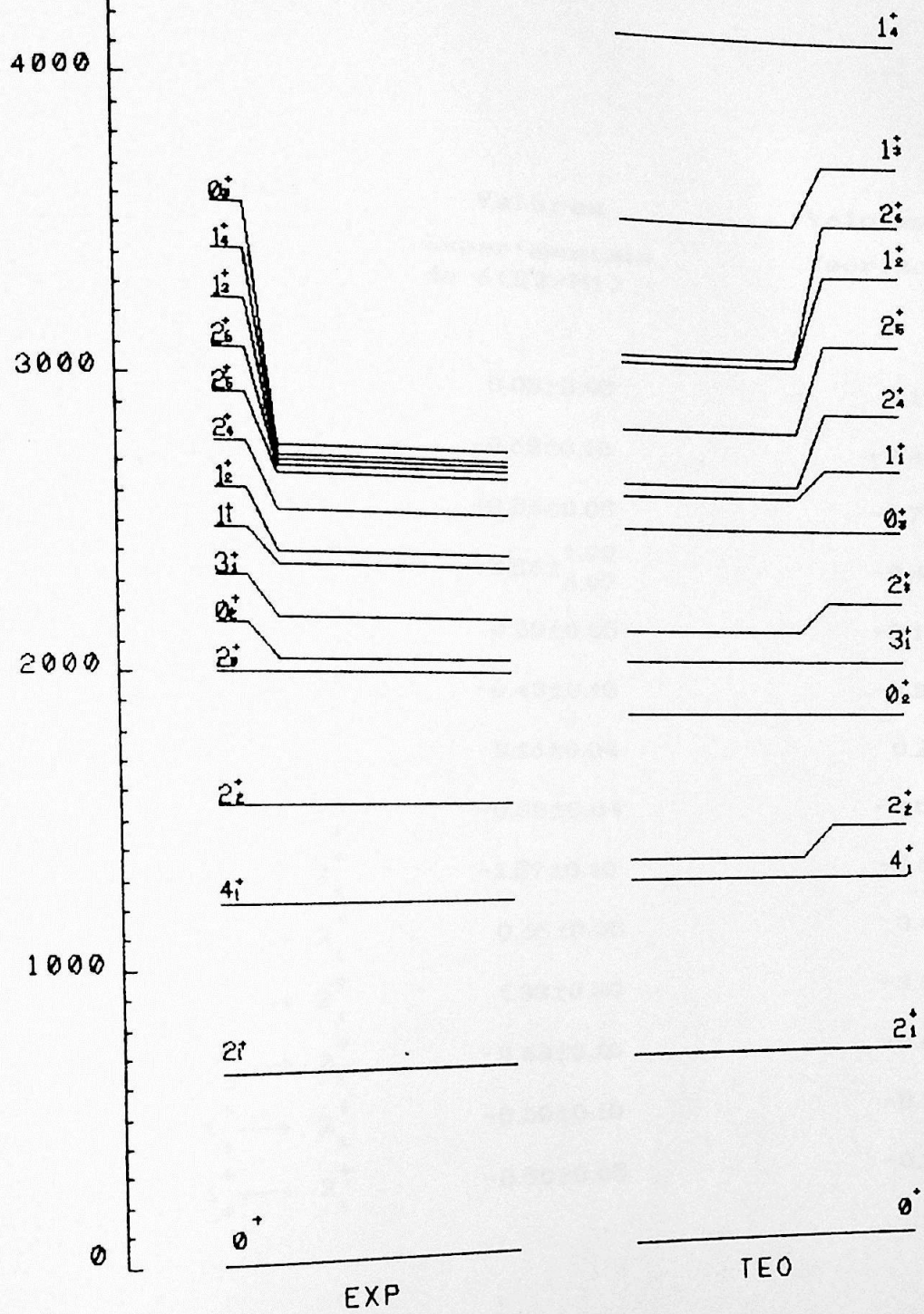


Figura IV-3 - Níveis de energias experimentais e calculados com o Modelo Unificado, para comparação.

Tabela IV-2 - Resultados teóricos para $\delta(E2/M1)$ do núcleo de ^{142}Ce

E(keV) Transição- γ	$I_i \rightarrow I_f$	Valores Experimentais de $\delta(E2/M1)$	Valores Teóricos
862	$1_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.03 ± 0.05	0.11
895	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.63 ± 0.10	-2.40
962	$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.56 ± 0.05	-0.78
1131	$2_5^+ \rightarrow 2_2^+$	$-5.56 \pm \begin{matrix} 1.99 \\ 6.97 \end{matrix}$	-0.46
1160	$2_6^+ \rightarrow 2_2^+$	0.20 ± 0.05	-0.12
1191	$1_9^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.43 ± 0.10	-0.37
1363	$2_9^+ \rightarrow 2_1^+$	0.16 ± 0.04	0.25
1723	$1_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.38 ± 0.04	-0.03
1757	$1_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-1.57 ± 0.10	-5.64
1901	$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	0.65 ± 0.05	0.43
2026	$2_5^+ \rightarrow 2_1^+$	1.33 ± 0.30	-3.60
2055	$2_6^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.63 ± 0.10	-0.40
2086	$1_9^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.60 ± 0.10	-0.14
2100	$1_4^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.50 ± 0.05	-0.32

Tabela I-3 - Valores teóricos de Q , μ e $B(E2)$ obtidos com o Modelo Unificado para o estado excitado 2_1^+ do ^{142}Ce .

Parâmetro	valor teórico	valor experimental ^{15.31}
$Q(2_1^+)$	-0.23 eb	-0.12 ± 0.9 eb
$\mu(2_1^+)$	0.01 mn	
$B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.659 e ² b ²	0.459 ± 0.006 e ² b ²

calculados pelo Modelo Unificado de modo geral é consistente com o experimental, principalmente no que diz respeito aos cinco níveis iniciais. Podemos destacar o estado 0_1^+ do tripleto do segundo fonon que reproduz um afastamento em energia dos outros dois estados (4_1^+ e 2_1^+) semelhante ao observado no mesmo estado no esquema experimental.

Os resultados de $\delta(E2/M1)$ calculados, em sua maioria, concordam em sinal, com exceção das transições $2_5^+ \longrightarrow 2_1^+$ e $2_6^+ \longrightarrow 2_2^+$. Em particular, para esta última transição, observa-se que em termos de valores absolutos que os δ 's são próximos.

Com relação as transições de $1_2^+ \longrightarrow 2_1^+$ e $2_2^+ \longrightarrow 2_1^+$ temos a concordância do sinal, entretanto os valores absolutos de δ estão superestimados. Esta previsão, principalmente para a transição $2_2^+ \longrightarrow 2_1^+$ é discrepante pois, o valor teórico de δ sugere caráter de quadrupólo elétrico para a transição, contrariando a determinação experimental, que mostra grande contribuição de dipólo elétrico, $\sim 70\%$. Já para as transições $1_1^+ \longrightarrow 2_1^+$ e $1_9^+ \longrightarrow 2_1^+$ o valor de δ teórico é subestimado, mas a previsão do caráter das transições é correta.

Com respeito aos demais casos apresentados na tabela IV-2, a análise dos resultados mostra uma boa concordância entre o valor teórico e o experimental, dentro de um fator de ~ 2 , na maioria dos casos.

Cabe ressaltar também que os valores do momento de quadrupólo elétrico e da probabilidade de transição reduzida



para o nível 2_1^+ , estão em bom acordo com os valores experimentais obtidos de outros trabalhos^(15,31).

Desta forma, concluímos que este modelo pode ser aplicado para núcleos nesta região de massa com obtenção de bons resultados. Uma boa proposta para um trabalho teórico seria a realização de um estudo isotônico dos núcleos com $N=84$, visto que se poderia obter uma melhor interpretação da estrutura dos núcleos transicionais.

V - CONCLUSÃO

No presente trabalho foram realizadas medidas de correlação angular para 29 cascatas- γ no núcleo de ^{142}Ce . Medidas anteriores, usando a mesma técnica, mostraram grandes discrepâncias nos resultados obtidos tanto para os coeficientes de correlação angular como para as razões de mistura multipolar $\delta(E2/M1)$ das transições- γ .

Através dos presentes resultados, juntamente com os outros relacionados a outras técnicas, tais como: excitação coulombiana e captura eletrônica, foi possível a definição e confirmação de spins de um grande número de níveis deste núcleo, até a energia de aproximadamente 4000 keV.

Além disso, foi possível a confirmação e em alguns casos a determinação de razões de mistura multipolar para a maioria das transições γ envolvidas no estudo.

Foi feito um estudo sistemático dos isótopos do Cério par-par, baseado nas previsões dos Modelo Vibracional, visto que este modelo é aplicado a esta região de massa. Entretanto, constatou-se que o modelo não fornece resultados satisfatório para o núcleo de ^{142}Ce .

Finalmente foram feitos cálculos, através do Modelo Unificado, de propriedades eletromagnéticas (δ , μ , $B(E2)$ e Q) obtendo-se uma concordância razoável, especialmente para os



APÉNDICE

Este apéndice contiene los resultados de los cálculos realizados para determinar los valores de $\delta(E2/M1)$ en función de los parámetros α y β . Los cálculos se realizaron para valores de α entre 0 y 1, y de β entre 0 y 1. Los resultados se presentan en la tabla adjunta.

Los cálculos se realizaron utilizando el método de los momentos. Los resultados se presentan en la tabla adjunta.

Los resultados de los cálculos se presentan en la tabla adjunta. Los valores de $\delta(E2/M1)$ se muestran en función de los parámetros α y β .

APÊNDICE - I

VISICALC

O Visicalc é uma planilha eletrônica disposta em forma de matriz constituída de 254 linha e 23 colunas. A intersecção entre uma linha e uma coluna (ou seja o elemento de matriz) é chamado de célula. Nas células podem ser inseridos valores numéricos, palavras ou fórmulas. Em uma planilha formada de valores numéricos, pode-se efetuar cálculos como: soma, multiplicação, divisão, etc... de linhas ou colunas, armazenando-se os resultados em uma determinada célula.

Neste trabalho o Visicalc foi utilizado, principalmente, para a obtenção da soma dos canais correspondentes as regiões de energia escolhidas no presente estudo, visto que, não havendo um sistema automático para aquisição de dados, esta seria a forma mais eficiente de se obter este resultado.

Para a utilização do Visicalc foram criadas algumas planilhas de características descritas a seguir. Na primeira linha é identificado o ângulo de medida correspondente e o tipo de coincidência, isto é: total, Compton ou acidental. Na linha abaixo foram dispostas outras colunas conforme mencionamos a seguir. A primeira coluna apresenta a energia e o canal de maior intensidade do fotopico da região estudada. Nas colunas seguintes são colocadas as data de aquisição de dados (na primeira linha) e nas linhas abaixo são armazenados os valores correspondentes as

Intensidade das contagens dos canais que fazem parte da região de energia selecionada. A última coluna (coluna da somatoria) contém o valor correspondente à soma de cada canal armazenado.

Como podemos verificar foi criada uma planilha para cada ângulo estudado bem como para as coincidências totais, por efeito Compton e acidentais (esta independente do ângulo). Isto foi feito para cada cascata medida.

REFERÊNCIAS

- 1 - ALAGA, G. Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course XL, Course XL, 1969.
- 2 - ALAGA, G.; PAAR, V.; SIPS, L. Problems of Vibrational Nuclei. North-Holland: 147, 1975.
- 3 - BASINGER, G.J., SCHICK JR., W.C., TALBERT JR., W.L. γ - γ Angular Correlation of Transitions in ^{142}Ce . Phys. Rev., C11: 1755, 1975.
- 4 - BECKER, A.J., STEFFEN, R. M. M1-E2 mixing ratios and conversion electron particle parameters for the electromagnetic transitions in As^{75} . Phys. Rev., 180(4):1043-8, 1969.
- 5 - BOHR, A. The coupling of nuclear surface oscillations to the motion of individual nucleons. Dan. Mat. Fys. Medd., 26:14, 1952.
- 6 - BOHR, A ; MOTTELSON, B. Collective and individual-particle aspects of Nuclear Structure. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 27:16, 1953.
- 7 - BRADY, E.L.; DEUTSCH, M. Angular correlation of successive gamma ray quanta. Phys. Rev., 72(9):870-1, 1947.
- 8 - CAMP, D.C.; VAN LEHN, A.L. Finite solid-angle corrections for Ge(Li) detectors. Nucl. Instrum. Method., 76:192-240, 1969.
- 9 - CHUNG, C.; WALTERS, W.B.; BRENNER, D.S.; APRAHAMIAN, A.; GILL, R.L.; SHMID, M.; CHRIEN, R.E. ; YUAN, L.J.; WOLF, A.; BERANT, Z. Decay of ^{142}Ba to Level of Odd-Odd ^{142}La . Phys. Rev. C28: 2099, 1983.
- 10 - CRUZ, M.T.F. Modelo coletivo vibracional para núcleos par-par esféricos. Publicações IFUSP P-560.
- 11 - DUNWORTH, J.W. The application of the coincidence counting to experimentes in nuclear physics. Nucl. Instrum. Meth, 11:167-80, 1940.
- 12 - ECCLESHALL, D.; YATES, M.J.L.; SIMPSON, J.J. Coulomb excitation of low-energy states in Ce, Nd and Sm isotopes. Nucl. Phys., C6:481, 1966.
- 13 - EISENBERG, J.M.; GREINER, W. Nuclear Theory, vol. 2, North-Holland Pub. Com., 1972.
- 14 - ELSSASSER, W. J. de Phys. et Rad. 5:635, 1934.
- 15 - ENGLE, G. Determination of the static quadrupole moment of the first 2^+ excited in ^{142}Ce . Phys. Rev., C1:734, 1970.
- 16 - FERENTZ, 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.
- 17 - FRAUENFELDER, H.; STEFFEN, R.M. Angular distribution of nuclear radiation: (A) Angular correlation. In: SIEGBAHN, ed. Alpha beta and gamma-ray spectroscopy, v.2. Amsterdam, North-Holland, 1965. p.997-1198.
 - 18 - GILL, R.D. Gamma-ray angular correlations. Londres, Academic Press, 1975.
 - 19 - GOERTZEL, G. Angular correlation of gamma-rays. Phys. Rev., 70(11-12):897-909, 1946.
 - 20 - HAMILTON, D.R. On directional correlation of successive quanta. Phys. Rev., 58:122-31, 1940.
 - 21 - HAMILTON, W.D. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
 - 22 - HANSEN, O.; NATHAN, O. Excitation of collective octupole states in the Pb-Sm region. Nucl. Phys., 42:197, 1963.
 - 23 - LARSEN, J.T.; TALBERT JR., W.L.; MacCONNELL, J.R. Gamma -Ray Studies of the Decays of ^{142}Xe , ^{142}Cs , ^{142}Ba , and ^{142}La . Phys. Rev. C3: 1372, 1971
 - 24 - MICHELAKAKIS, E. HAMILTON, W.D.; HUNGERFORD, P.; JUNG, G.; PFEIFFER, P.; SCOTT, S.M. Levels and Transitions in $^{142,144}\text{Ce}$ Populated following the β Decay of $^{142,144}\text{La}$. J. Phys.(London), 68:, 111, 1982.
 - 25 - MINKKINEN, C.O. Collected radiochemical procedures, Radiochemistry Group J II, LA-1721, Los Alamos Scientific Laboratories University of California, Los Alamos, New Mexico.
 - 26 - MULLIGAN, T.J.; FLYNN, E.R.; HANSEN, O., CASTEN, R.F. SHELINE, R.K. (t,p) and (p,t) Reations on even Ce isotopes. Phys, Rev., C6:1802, 1972
 - 27 - NUCLEAR data sheetes, 27(1), 1979.
 - 28 - NUCLEAR data sheetes, 28(2), 1979.
 - 29 - NUCLEAR data sheetes, 41(2), 1984.
 - 30 - NUCLEAR data sheetes, 42(2), 1984.
 - 31 - NUCLEAR data sheetes, 43(4), 1984.
 - 32 - NUCLEAR data sheetes, 51(2), 1987.
 - 33 - PRESTWICH, W.V.; KENNETT, T.J. Decay of 92.5 min La^{142} . Phys. Rev., 134: B485, 1964.
 - 34 - RAMAN, S. The decay of ^{142}Pr to ^{142}Ce and ^{142}Nd . Nucl. Phys., A113: 603, 1968.

- 35 - RIBAS, R. São Paulo, Univ. São Paulo, Instituto de Física. (Comunicação privada)
- 36 - ROSE, H.J.; BRINK, D.M. Angular distributions of gamma rays in terms of phase-defined reduced matrix elements. *Rev. Mod. Phys.*, 39(2):306-47, 1967.
- 37 - RYDE, H.; HERRLANDER, C.J. Gamma Transitions in the decay of La^{142} . *Arkiv Fysik*, 13:177, 1958.
- 38 - SCHUMAN, R.P.; TURK, E.H.; HEATH, R.L. Decay of short-lived Barium and Lanthanum fission Products. *Phys. Rev.*, 115: 185, 1959.
- 39 - SHALIT, A.; TALMI, I. Nuclear shell Theory. Academic Press, New York, 1963.
- 40 - SOUSA, M.O.M.D. Correlação angular gama-gama para transições nos núcleos de Te^{127} e Te^{129} . São Paulo, 1984, (Tese de doutoramento, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).
- 41 - STEFFEN, R.M.; ALDER, K. Angular distribution and correlation of gamma-ray. In: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975. p. 505-82.
- 42 - TEIXEIRA, R.R.P. Cálculo dos níveis e propriedades eletromagnéticas dos isótopos pares de Telúrio, pelo Modelo Unificado. São Paulo, 1988. (Tese de mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo).
- 43 - TONG, S.L.; PRESTWICH, W.V.; FRITZE, K. Decay of ^{142}La . *Can. J. Phys.*, 49: 1179, 1971.
- 44 - TWIN, P.J. Gamma-ray angular distribution and correlation measurement experimental methods following nuclear reaction. in: HAMILTON, W.D., ed. The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1975.
- 45 - UHER, R.A.; SORENSEN, R.A. Structure effects in the change radius of spherical nuclei. *Nuc. Phys.*, 86:1-46, 1966.
- 46 - WOLF, A.; CHUNG, C.; WALTERS, W.; GILL, R.L.; SHMID, M.; CHRIEN, R.E.; PEASLEE, G. Gamma-Gamma Angular Correlation Studies for ^{142}Ce . *Phys. Rev. C* 28: 352, 1983.