

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

ESPECTROSCOPIA DE ESTADOS DE MOMENTO
ANGULAR ELEVADO EM ^{140}Gd

SBI-IFUSP



305M810T3718

Flor Obdulia Falla Sotelo

Dissertação apresentada ao Instituto de Física Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientador: *Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira*

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (IFUSP)

Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)

Prof. Dra. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)



São Paulo

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tomba: 3718

ex. 1

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

sup. 08/08/02

BRANDÃO OLIVEIRA
ORIENTADOR
30/09/2002

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

Falla Sotelo, Flor Obdulia

Espectroscopia de Estados de Momento Angular
Elevado em $^{140}\text{Gd}^1$.
São Paulo 2002.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Espectroscopia Gama;
2. Reação Fusão-evaporação;
3. ^{140}GD ;
4. Modelo de Cranking e TRS;
5. Alto Spin.

USP/IF/SBI-047/2002

Agradecimentos

Queria agradecer a todos aqueles que contribuíram para a realização deste trabalho, em particular:

ao Prof. Dr. Roberto Dias, pela criação, coordenação e apoio durante todas as etapas deste trabalho;

ao Prof. Dr. João Roberto de Sá, pelo apoio financeiro necessário. Agradeço também:

ao Prof. Dr. Roberto Dias, Dr. Wilson e Márcia, pelo apoio financeiro e moral;

ao Prof. Dr. Roberto Dias, pelo apoio financeiro e moral;

ao Prof. Dr. Roberto Dias, pelo apoio financeiro e moral;

ao Prof. Dr. Roberto Dias, pelo apoio financeiro e moral;

ao Prof. Dr. Roberto Dias, pelo apoio financeiro e moral;

*Aos meus pais,
ao meu esposo Juan Antonio,
ao Alessandro, meu garotinho
e à memória de José Sotelo.*

Agradecimentos

Gostaria de expressar os meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram para a realização deste trabalho, em particular,

ao Prof. José Roberto (Zero), pela orientação, crédito e apoio durante todas as etapas deste trabalho.

ao Prof. Rao, pela orientação inicial e apoio sempre que necessário. Agradeço sua amizade;

aos Profs. Roberto Ribas, Ewa, Wayne e Medina pelo profissionalismo e colaboração;

à Prof. Márcia pela solidariedade e apoio;

a todos os colegas e funcionários do Pelletron, por fornecerem toda a infraestrutura necessária à realização deste trabalho;

aos meus pais Francisco e Flor e ao meu irmão, pelo incentivo e apoio constante; muito especialmente a meu esposo Juan Antonio, pela sua compreensão e colaboração durante a realização deste trabalho;

à FAPESP pelo apoio financeiro.

Abstract

High-spin states of ^{140}Gd have been studied using the $^{92}\text{Mo} (^{54}\text{Fe}, \alpha 2p)$ reaction at 240 MeV incident energy with the GASP espectrumeter and the ISIS and CAMEL systems at the Legnaro National Laboratories, Italy. The level scheme of this nucleus was considerably extended. For the first time, several rotational bands have been observed based on two and four quasiparticle configurations. The ground-state band show a backbend sharply at a frequency of $\hbar\omega = 0.30$ MeV. This band is due to the crossing with the aligned $(\pi h_{11/2})^2$ two-quasiprotons band from the $I^\pi = 10^+$ state. A second state 10^+ involves the alignment of $(\nu h_{11/2})^2$ two-quasineutrons. Another positive-parity band with proton AC configuration was identified up to $I^\pi = 17^+$ and the negative-parity bands with neutron bf and af configuration were observed for the first time in this mass region. Four-quasiparticle configurations were identified, one of which is formed by combination of AEBC $(h_{11/2})^3$ and $g_{7/2}$ protons with the backbend at a frequency of $\hbar\omega = 0.38$ MeV, and another band is formed by the aligned ABab of $h_{11/2}$ two-quasiprotons and two-quasineutrons. The γ -vibrational band was observed up to $I^\pi = (19)^+$. The odd- and even-spin members show a pronounced *signature splitting*. The observation of both neutron and proton low-frequency alignments is consistent with total routhian surface (TRS) and cranked-shell model (CSM) calculations. All these bands possess triaxial shapes.

Resumo

Estados de alto spin do ^{140}Gd foram estudados usando a reação $^{92}\text{Mo}(^{54}\text{Fe},\alpha 2p)$ na energia incidente de 240 MeV com o espectrômetro GASP nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália. O esquema de níveis foi consideravelmente estendido. Foram identificadas, pela primeira vez, várias bandas rotacionais baseadas em configurações de duas e quatro *quasi*-partículas. A banda do estado fundamental mostra um *backbending* na frequência $\hbar\omega = 0.30$ MeV. Esta banda cruza com uma banda construída pelo alinhamento de dois *quasi*-prótons $(\pi h_{11/2})^2$ a partir do estado $I^\pi = 10^+$. Um segundo estado 10^+ envolve o alinhamento de dois *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$. Uma outra banda de paridade positiva com a configuração AC de prótons identificada até o estado $I^\pi = 17^+$ e bandas de paridade negativa de configurações bf e af de nêutrons foram observadas pela primeira vez nos núcleos desta região de massa. Duas configurações correspondem a bandas de 4 *quasi*-partículas, uma delas com paridade negativa $(\pi h_{11/2})^3 \otimes (g_{7/2})$ AEBC, com *backbending* na frequência $\hbar\omega = 0.38$ MeV. A outra de configuração ABab $(\pi h_{11/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^2$. A banda vibracional γ foi observada até o spin $I^\pi = (19)^+$. A observação de alinhamentos de prótons e nêutrons a baixa frequência é consistente com os cálculos das superfícies de routhianos totais (TRS) e os cálculos de cranked-shell model (CSM). Todas estas bandas possuem formas triaxiais.

Índice

1	Introdução	1
2	Modelos e Métodos Teóricos	9
2.1	Modelo de Cranking	9
2.1.1	Transformação dos dados experimentais para o sistema intrínseco	13
2.2	Total Routhian Surface (TRS)	17
2.3	Método DCO	19
3	Parte Experimental	22
3.1	Considerações Preliminares	22
3.2	Arranjo Experimental	24
3.2.1	O espectrômetro GASP	24
3.2.2	O Multi-telescópio ISIS	29
3.2.3	O Espectrômetro de Massa de recuo CAMEL	31
3.3	Aquisição de Dados	33
3.4	Redução dos Dados Experimentais	34
3.4.1	Coincidências Temporais	34
3.4.2	Correlações Angulares γ - γ	38
4	Resultados Experimentais	42

4.1	Razão DCO Experimental	42
4.2	Esquema de níveis do ^{140}Gd	48
4.3	Routhianos e alinhamentos	65
5	Resultados Teóricos	70
5.1	Cálculos de CSM	70
5.1.1	Excitações de 2 <i>quasi</i> -partículas	71
5.1.2	Excitações de 4 <i>quasi</i> -partículas	73
5.2	Cálculos de TRS	74
5.2.1	Banda <i>Yrast</i> -vácuo e alinhamentos $h_{11/2}$	75
5.2.2	Configuração $(\pi h_{11/2}) \otimes (\pi g_{7/2})$	76
5.2.3	Configuração $(\nu h_{11/2}) \otimes (\nu s_{1/2}, d_{3/2})$	76
6	Discussão	79
6.1	Bandas de paridade positiva	80
6.2	Bandas de paridade negativa	86
7	Conclusões	88

Capítulo 1

Introdução

É bem conhecido, a partir da teoria e dos dados experimentais que os núcleos na região de massa $A \sim 140$, se apresentam como rotores de pouca rigidez quanto à mudança de deformação. Estudos espectroscópicos a relativamente baixo spin, mostram que o alinhamento de pares de nêutrons ou prótons pode levar os núcleos a terem formas triaxiais. Em particular, esta região de massa com núcleos deficientes em nêutrons, é rica na variedade de fenômenos teoricamente previsíveis e apresentam boas condições de estudo experimental, com os recursos atualmente existentes.

Através de reações com íons pesados, é possível popular estados de momento angular elevado. Para gerar estes momentos angulares ($\sim 30 \hbar$) são necessárias mudanças grandes na estrutura nuclear. Entre os mecanismos que permitem gerar momentos angulares elevados encontram-se principalmente a vibração, a rotação nos núcleos deformados (excitações coletivas), “quebra” de pares ou alinhamento de partículas (excitações de partículas individuais) e acoplamento destas categorias.

Embora existam diversos métodos para popular estados de altos spins, o método mais freqüente é o uso de reações *fusão-evaporação* com íons pesados. Neste tipo de

reação, depois de produzida a fusão, formam-se núcleos compostos altamente excitados retendo todo o momento angular inicial. A distribuição de momento angular inicial depende essencialmente do projétil, do alvo e da energia de bombardeamento. Inicialmente, no processo de desexcitação do núcleo composto, há uma maior probabilidade de emissão de partículas (normalmente prótons, α ou nêutrons) do que de emissão de radiação- γ , já que a largura intrínseca para o decaimento de partícula é algumas ordens de grandeza maior que o decaimento eletromagnético, isto é, numa primeira etapa, a desexcitação se dá através da evaporação de partículas que levam pouco momento angular ($\sim 1\hbar$ por partícula) se for emitido nêutron ou próton, enquanto que a perda de momento angular é um pouco maior no caso de emissão de partículas α , e na segunda etapa, o núcleo residual desexcita-se até o estado fundamental pela emissão de cascatas de raios- γ . Nos núcleos pertencentes à região de terras raras, a emissão de nêutrons é fortemente favorecida em relação à de partículas carregadas.

Na figura 1.1 é ilustrado um processo típico de desexcitação para a região das terras raras usando uma reação de fusão-evaporação. Após a emissão do primeiro nêutron, a energia de excitação do sistema é reduzida pela energia de ligação e pela energia cinética do nêutron emitido (em torno de 10 MeV). Como o nêutron remove pouco momento angular, a distribuição de momentos angulares permanece similar à do sistema composto inicial.

Em momentos angulares grandes, (parte direita da figura 1.1a), observa-se que, com a emissão de alguns nêutrons, começa a haver competição entre a emissão de partícula e a emissão de raios- γ (região hachurada da figura 1.1b), devido à população dos estados do núcleo residual estar suficientemente próxima da linha *yrast*, que corresponde à menor energia de excitação possível para cada momento angular.

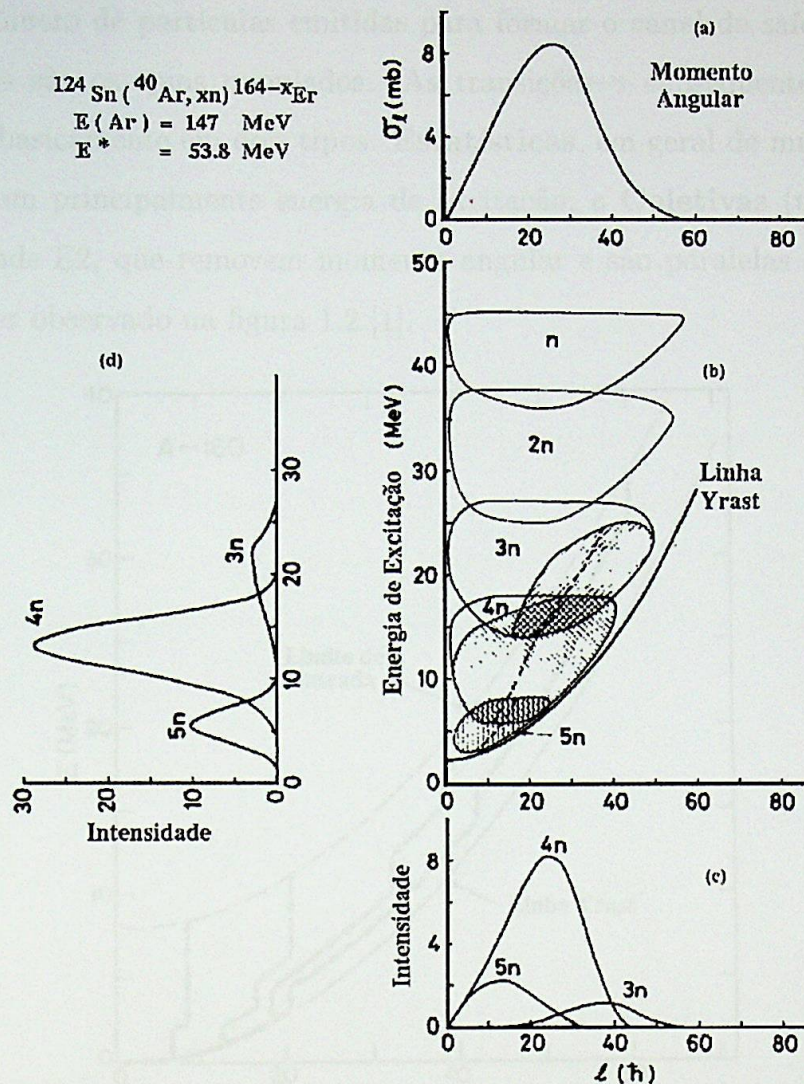


Figura 1.1: Esquema do mecanismo de reação do tipo fusão-*evaporação* para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$ [1].

No entanto, este sistema ainda possui momento angular elevado e decairá pela emissão de um grande número de cascatas de raios- γ . A emissão de raios- γ predomina na região entre a linha *yrast* e uma linha de “entrada” localizada aproximadamente a uma energia de ligação de partícula acima da linha *yrast*, isto é, quando se torna impossível a emissão de mais uma partícula, vide figura 1.2. Nota-se que quanto

menor é o número de partículas emitidas para formar o canal de saída da reação, mais elevados são os spins populados. As transições- γ subsequentes podem ser classificadas basicamente em dois tipos: **Estatísticas**, em geral de multipolaridade E1 que retiram principalmente energia de excitação, e **Coletivas** (tipo *yrast*) de multipolaridade E2, que removem momento angular e são paralelas à linha *yrast*, como pode ser observado na figura 1.2 [1].

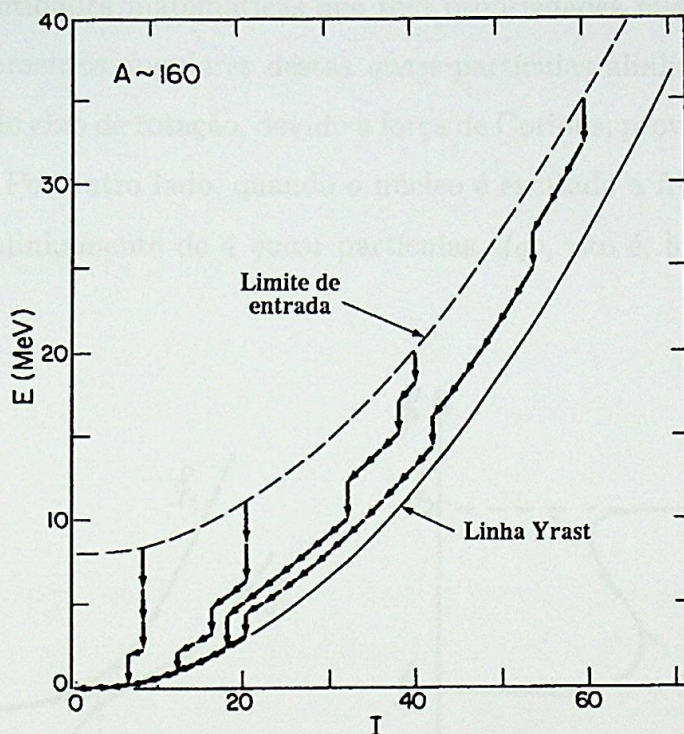


Figura 1.2: Esquema do decaimento- γ do núcleo residual na proximidade da linha *Yrast* [1].

Em momentos angulares menores, (parte esquerda da figura 1.1a), pode haver ainda a emissão de mais um ou dois nêutrons, resultando em um outro núcleo residual, com momento angular menos elevado (um outro canal de emissão), e, conseqüentemente, menor energia de excitação (figura 1.1c,d).

Na região entre $10\hbar$ e $20\hbar$ de momento angular, observa-se uma irregularidade na banda *yrast* de vários núcleos. Na figura 1.3, podemos supor que a linha *yrast* tem momento de inércia \mathcal{J}_1 e outra linha com \mathcal{J}_2 cruza a linha *yrast* onde $\mathcal{J}_2 > \mathcal{J}_1$. Vemos que essas bandas se cruzam numa certa região I chamada *região de interação ou cruzamento*. Nessa segunda banda, o núcleo pode ter uma deformação diferente. Essa segunda banda é normalmente uma banda de 2 *quasi-partículas*, *2qp*. *Quasi-partículas* são entidades matemáticas que têm propriedades mistas de partículas e buracos. Os momentos angulares destas *quasi-partículas* alinharam-se repentinamente ao longo do eixo de rotação, devido à força de Coriolis, provocando o fenômeno de *backbending*. Por outro lado, quando o núcleo é excitado a frequências mais elevadas ocorre o alinhamento de 4 *quasi-partículas*, *4qp*, isto é, haveria um segundo *backbending* [2].

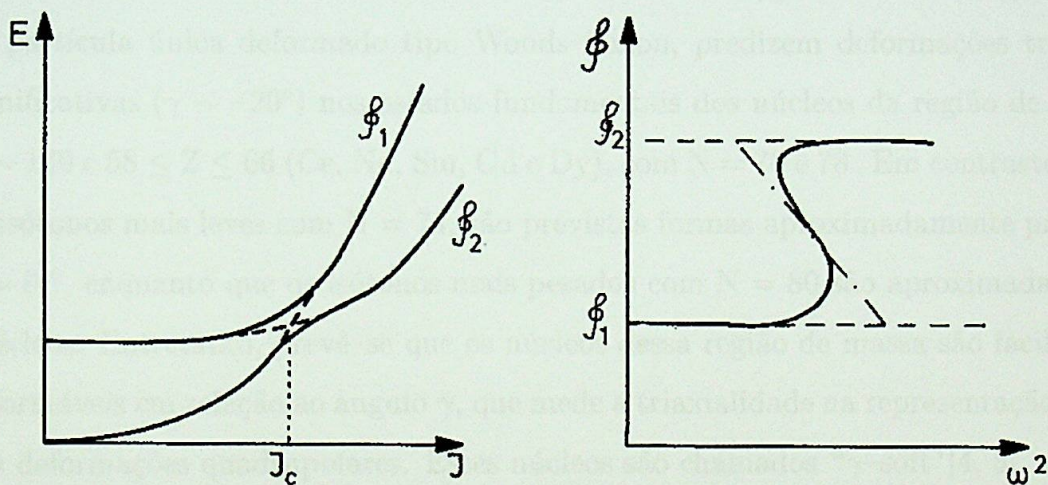


Figura 1.3: *Interseção de duas bandas com diferente momento de inércia \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_2 e o correspondente backbending.*

No mecanismo de reação de fusão-evaporação, há produção de núcleos deficientes em nêutrons, mas a grande vantagem deste método é que os núcleos residuais de interesse são produzidos com momento angular elevado. Existem cálculos de núcleo

composto usando modelos estatísticos que fornecem a probabilidade de produção de um certo núcleo com um valor médio de momento angular em função da energia do projétil incidente. Sendo assim, com a escolha de combinações corretas projétil-alvo e energia incidente apropriada, pode-se popular o núcleo de interesse com seção de choque razoavelmente grande.

A descrição das propriedades nucleares dos estados de momento angular elevado (alto-spin) na região de massa $A = 130 - 140$, têm sido aprimorados progressivamente usando o modelo de "cranking" (vide seção 2.1). Neste modelo é considerado o potencial médio como um campo em rotação uniforme. Este método é utilizado para interpretar os resultados experimentais já que permite previsões quantitativas com relativa facilidade de cálculo.

Cálculos teóricos de superfície de energia potencial, [3] utilizando um potencial de partícula única deformado tipo Woods-Saxon, predizem deformações triaxiais significativas ($\gamma \sim -20^\circ$) nos estados fundamentais dos núcleos da região de massa $A \sim 140$ e $58 \leq Z \leq 66$ (Ce, Nd, Sm, Gd e Dy), com $N = 76$ e 78 . Em contraste, para os isótonos mais leves com $N = 74$, são previstas formas aproximadamente prolatas $\gamma \sim 0^\circ$, enquanto que os isótonos mais pesados com $N = 80$ são aproximadamente esféricos. Entretanto, prevê-se que os núcleos dessa região de massa são facilmente deformáveis em relação ao ângulo γ , que mede a triaxialidade na representação polar das deformações quadrupolares. Estes núcleos são chamados "γ-soft" [4, 5].

Na convenção de Lund, [6] adotada neste trabalho, o eixo x é considerado como o eixo de rotação e as formas quadrupolares em função de γ , no plano polar, são mostradas na figura 1.4. Observa-se que a máxima coletividade está em torno de -30° , é de se esperar a ocorrência de formas triaxiais para valores entre $-60^\circ \leq \gamma \leq 0^\circ$. Os extremos $\gamma = 60^\circ$ e $\gamma = -120^\circ$ correspondem a rotações de

partícula única, ou rotações puramente intrínsecas, nas quais o eixo de rotação é o eixo de simetria das formas prolata e oblata respectivamente. $\gamma = 30^\circ$, -30° e -90° correspondem aos máximos de triaxialidade, sendo para $\gamma = -30^\circ$, a rotação em torno do eixo principal de maior momento de inércia irrotacional possível.

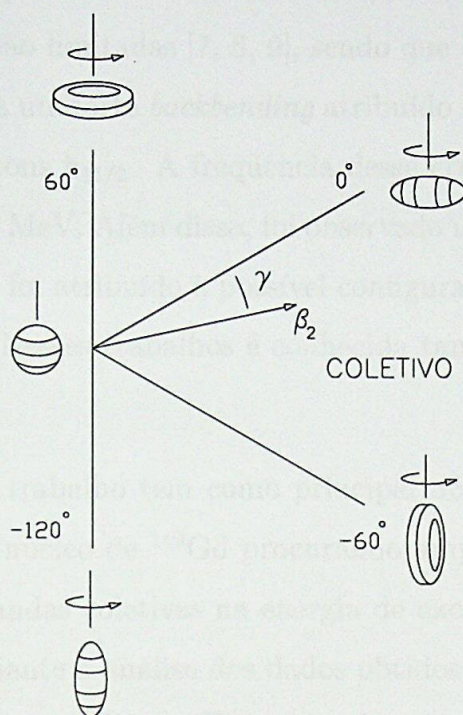


Figura 1.4: Formas quadrupolares num plano de coordenadas polar. O ângulo γ , fornece a triaxialidade e a orientação com respeito ao eixo de rotação.

Na região com $Z \approx 64$ e $N \approx 76$, a quebra e alinhamento de pares de partículas ocorre para os prótons e nêutrons da sub-camada $h_{11/2}$. Com efeito, o alinhamento de prótons $h_{11/2}$ de Ω baixo e aquele de nêutrons $h_{11/2}$ de Ω elevado foram vistos nos núcleos vizinhos do ^{140}Gd . A forma do núcleo, em particular a deformação γ , pode influenciar fortemente a frequência de alinhamento de partículas. No caso de formas triaxiais ($\gamma \approx 20^\circ$) previstas para os isótonos $N = 76$, cálculos de cranked shell-model (CSM) prevêm que os alinhamentos de prótons e nêutrons ocorrem em frequências

rotacionais semelhantes, em contraste com os núcleos com formas aproximadamente prolatas ($\gamma \approx 0^\circ$), nos quais a frequência de alinhamento de prótons é tipicamente ≤ 0.30 MeV, menor do que aquela de nêutrons (≥ 0.40 MeV).

O núcleo ^{140}Gd já foi estudado anteriormente, mas as informações existentes referentes a este núcleo são limitadas [7, 8, 9], sendo que a banda *yrast* é conhecida só até $I^\pi = 20^+$, e mostra um forte *backbending* atribuído ao alinhamento rotacional de um par de *quasi*-prótons $h_{11/2}$. A frequência desse cruzamento observado entre estas bandas é $\hbar\omega = 0.30$ MeV. Além disso, foi observado um segundo estado nuclear com spin $I^\pi = (10^+)$ que foi atribuído à possível configuração de $(\nu h_{11/2})^2$ com uma forma oblata $\gamma \approx -60^\circ$. Nesses trabalhos é conhecida também a banda vibracional γ até o spin $I^\pi = (8^+)$.

Portanto, o presente trabalho tem como principal objetivo estudar com maior profundidade e acurácia o núcleo de ^{140}Gd procurando ampliar as informações sobre estados de alto spin e bandas coletivas na energia de excitação mais elevada. Este estudo foi realizado mediante a análise dos dados obtidos numa experiência usando a reação de fusão-evaporação $^{54}\text{Fe} + ^{92}\text{Mo}$ com energia de feixe incidente de 240 MeV. [2].

Uma descrição dos modelos e métodos é apresentada no capítulo 2. No capítulo 3, apresenta-se o procedimento experimental e redução dos dados experimentais. No capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais com base nos dados obtidos. No capítulo 5 são apresentados os resultados teóricos baseados nos modelos discutidos no capítulo 2. Finalmente, no capítulo 6 é feita a discussão dos resultados e no capítulo 7 são apresentadas as conclusões do trabalho.

Capítulo 2

Modelos e Métodos Teóricos

2.1 Modelo de Cranking

O Modelo de Cranking tem sido freqüentemente utilizado na interpretação de dados experimentais de estados nucleares de alto spin na região de massa $A = 130 - 140$. Este modelo, desenvolvido por Bengtsson e Frauendorf [10], é uma combinação dos formalismos que descrevem as estruturas rotacionais e configurações de partícula única que são os dois formalismos mais importantes na vizinhança da linha yrast para spins elevados.

No contexto do modelo, o estudo das propriedades do núcleo em rotação é feito pela eliminação da dependência temporal do potencial médio através da rotação do sistema nuclear com freqüência angular ω em torno de um eixo principal do elipsóide (sistema intrínseco).

A equação de Schrödinger dependente do tempo no sistema laboratório (ψ e H) pode ser escrita:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (2.1)$$

onde a hamiltoniana, H , depende explicitamente do tempo através do potencial $V(r, \theta, \phi, t)$. A função de onda ψ e a hamiltoniana H podem ser expressas em termos do sistema intrínseco por meio do operador de rotação que transforma o sistema de laboratório (ψ e H) para o sistema que roda junto com o corpo (ψ' e H'):

$$R(\omega t) = e^{-i\omega t J_x / \hbar} \quad (2.2)$$

como: $\psi = R(\omega t) \psi'$ e $H = R(\omega t) H' R^{-1}(\omega t)$

onde: (ψ' e H') estão relacionadas ao sistema intrínseco e H' é a hamiltoniana da partícula independente. A equação de Schrödinger pode ser reescrita como:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [R(\omega t) \psi'] = R(\omega t) H' \psi' \quad (2.3)$$

resolvendo a equação obtemos:

$$i\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t} = [H' - \omega J_x'] \psi' = H_\omega \psi' \quad (2.4)$$

onde $H_\omega = H' - \omega J_x'$ é a hamiltoniana de "cranking" (Routhiano) com autovalores e' .

$$H_\omega \psi' = e' \psi' \quad (2.5)$$

A energia no sistema laboratório é dada pelo valor esperado de H , isto é,

$$e = \langle H \rangle = \langle \psi | H | \psi \rangle \quad (2.6)$$

$$e = \langle \psi' | H' | \psi' \rangle = \langle H' \rangle \quad (2.7)$$

o autovalor de H_ω pode ser escrito como:

$$e' = \langle \psi' | H_\omega | \psi' \rangle = \langle \psi' | H' | \psi' \rangle - \omega \langle \psi' | J_x | \psi' \rangle \quad (2.8)$$

$$e' = e - \omega \langle J_x \rangle \quad (2.9)$$

onde

$$-\frac{de'}{d\omega} = \langle J_x \rangle = i_x \quad (2.10)$$

isto significa que a variação em relação à frequência de rotação da energia da partícula única é igual ao valor esperado da projeção do operador momento angular sobre o eixo de rotação, e é chamado de “alinhamento” i_x .

Para um sistema contendo N núcleons o momento angular total ao longo do eixo de rotação é calculado como :

$$I_x = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | J_x | \mu \rangle \quad (2.11)$$

onde $|\mu\rangle$ são as auto-funções de todos os possíveis estados de J e a sumatoria é sobre todos os níveis ocupados.

O Routhiano total é dado por :

$$E' = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_{\omega} | \mu \rangle = \sum_{\mu=1}^N e'_{\mu} \quad (2.12)$$

e a energia total no sistema laboratório é

$$E = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H' | \mu \rangle = E' + \omega I_x \quad (2.13)$$

A hamiltoniana dada pela equação 2.5 é invariante sob a rotação de um ângulo π em torno do eixo x de rotação nuclear, isto é,

$$R_x(\pi) H_{\omega} R_x^{-1}(\pi) = H_{\omega} \quad (2.14)$$

esta invariância de rotação é uma simetria que permanece e é chamada de *signature* α . Este novo número quântico, α , é definido por:

$$R_x(\pi) \psi_{\alpha} = e^{(-i\pi J_x')} \psi_{\alpha} = e^{-i\pi \alpha} \psi_{\alpha} \quad (2.15)$$

onde ψ_{α} é a função de onda com *signature* α . A *signature* α para estados de partícula única possui os valores $+1/2$ ou $-1/2$ e é uma quantidade aditiva (módulo 2).

Estados de partícula única com valores de $\alpha = \pm 1/2$ são degenerados para $\omega = 0$. Porém, esta degenerescência é removida quando o sistema passa a ter uma rotação diferente de zero onde começa haver a separação entre os níveis e esta

separação observada no diagrama de níveis é chamada de *signature splitting* ($\Delta e'$). A componente α de menor energia é dita "favorecida" e a outra "desfavorecida".

Para uma camada de alto j , a componente de *signature* favorecida, α_f é dada pela relação:

$$j = \alpha_f + 2n \quad (2.16)$$

onde j é o momento angular da partícula e n é um número inteiro.

O spin total dos estados de uma banda de uma dada *signature* é restrito a uma seqüência $I = 2$, através da relação:

$$I = \alpha + 2n \quad (2.17)$$

Para um núcleo par, a *signature* $\alpha = \pm 1$ implica em estados com spins ímpares, isto é, $I = 1, 3, 5 \dots$ enquanto $\alpha = 0$ implica em $I = 0, 2, 4, \dots$

2.1.1 Transformação dos dados experimentais para o sistema intrínseco

Para a utilização do Modelo de Cranking é conveniente transformar os dados de esquema de níveis em termos das energias de excitação no sistema intrínseco (routhianos, e') e da frequência angular de rotação.

A energia de excitação no sistema de laboratório E_x e no sistema em rotação $E'(\omega)$ são relacionadas por:

$$E'(\omega) = E_x(\omega) - \omega I_x \quad (2.18)$$

O valor da velocidade angular de rotação ω é classicamente dada pela derivada da energia em relação ao momento angular:

$$\omega = \frac{dE}{dI_x} \quad (2.19)$$

Calcula-se a velocidade angular para as transições de um estado inicial com energia e momento angular, E_i e I_i , para um estado final de E_f e I_f , através de:

$$\hbar\omega(I_a) = \frac{(E_i - E_f)}{I_x(I_i) - I_x(I_f)} \quad (2.20)$$

onde é considerada uma seqüência de níveis de $\Delta I = 2$ de mesma *signature*.

O routhiano experimental é calculado através de:

$$E'(I) = \frac{1}{2} (E_i + E_f) - \omega(I)I_x(I) \quad (2.21)$$

onde a média das energias dos estados $I+1$ e $I-1$, é uma aproximação da energia correspondente ao momento angular médio I . O alinhamento I_x , que é a projeção do momento angular total I no eixo de rotação é dado semiclassicamente pela relação:

$$I_x(I) = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2} \quad (2.22)$$

sendo K a projeção do momento angular total no eixo de simetria do núcleo.

Para podermos comparar os dados experimentais com a energia e o alinhamento da *quasi*-partícula, no sistema de rotação, é preciso subtrair das quantidades totais a contribuição coletiva das partículas (caroço), aqui chamada de configuração de referência isto é:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad (2.23)$$

e

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_{xg}(\omega) \quad (2.24)$$

onde E'_g e I_{xg} são o routhiano e o alinhamento da configuração de referência, que usualmente é escolhida como sendo a banda do caroço par-par, ou freqüentemente chamada de vácuo de *quasi*-partícula.

O alinhamento I_{xg} e a energia de referência E'_g são dados pelas relações de Harris introduzindo os parâmetros de momento de inércia \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 : [11]

$$I_{xg}(\omega) = \omega\mathcal{J}_0 + \omega^3\mathcal{J}_1 \quad (2.25)$$

e levando em conta a integração da fórmula:

$$I_x(\omega) = -\frac{dE'}{d\omega}, \quad (2.26)$$

temos:

$$E'_g(\omega) = - \int I_{xg}(\omega) d\omega = -\frac{1}{2} \mathcal{J}_0 \omega^2 - \frac{1}{4} \mathcal{J}_1 \omega^4 + \frac{1}{8 \mathcal{J}_0} \quad (2.27)$$

onde $\frac{1}{8 \mathcal{J}_0}$ é uma constante de integração ajustada normalmente para obter $E'_g(I=0) = 0$.

Os parâmetros de Harris \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 são obtidos através de um ajuste de $I_x(\omega)$ aos dados experimentais abaixo do primeiro cruzamento permitido. Desta forma, o termo i_x da equação 24 é considerado um parâmetro constante, e seu valor é determinado através do ajuste da equação:

$$I_x(\omega) = i_x - \mathcal{J}_0 \omega - \mathcal{J}_1 \omega^3 \quad (2.28)$$

• Parâmetro de deformação β

O parâmetro de deformação quadrupolar β pode ser extraído das fórmulas empíricas aplicadas aos valores conhecidos do primeiro estado excitado 2^+ dos núcleos par-par, de acordo com o procedimento descrito na referência [12], onde o valor de β é dado por:

$$\beta = \sqrt{\frac{1224}{E_{2^+} A^{7/3}}} \quad (2.29)$$

onde E_2 é a energia média da primeira transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do núcleo par-par. Obteve-se o valor $\beta = 0.191$ para o núcleo de ^{140}Gd .

2.2 Total Routhian Surface (TRS)

Com o objetivo de descrever e entender muitos fenômenos nucleares tem sido feitos, nas últimas décadas, cálculos dos routhianos totais do núcleo nas regiões de massa $A \approx 80, 130$ e 150 em termos de parâmetros globais tais como a deformação, a frequência de rotação, etc., usando o método proposto por Strutinski. Este método combina as qualidades dos modelos da gota líquida e de camadas com a finalidade de reproduzir as propriedades nucleares.

A aplicação da versão generalizada do método de Strutinsky permite o cálculo do routhiano total de núcleos rodando coletivamente em termos da energia da gota líquida e da correção de camadas extraída das soluções de HFBC para uma dada deformação nuclear, frequência de rotação e configuração das *quasi*-partículas. Assim, o routhiano total para um núcleo rodando numa dada configuração μ e deformação $\hat{\beta}$ (β_2, β_4 e γ) em função da frequência de rotação, resume-se na seguinte expressão:

$$R_{Tot}^{\omega}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) = E_{Str}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) + [\langle \Psi^{\omega} | \hat{H}^{\omega}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) | \Psi^{\omega} \rangle - \langle \hat{H}_{BCS}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) \rangle] \quad (2.30)$$

O primeiro termo representa a energia de Strutinsky, que incorpora as contribuições da energia da gota líquida, as correções de camadas e emparelhamento, enquanto que o segundo termo descreve o acréscimo na energia devido à rotação coletiva e ao alinhamento das *quasi*-partículas.

A contribuição da energia de Strutinsky à energia total é expressa como:

$$E_{Str}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) = E_{LD} + \delta E_{shell} + \delta E_{pair}, \quad (2.31)$$

onde o primeiro termo corresponde à energia da gota líquida, enquanto que os outros dois termos são as correções à energia do potencial devido à não uniformidade na distribuição dos níveis de partícula única e as correlações de emparelhamento de partículas no núcleo.

A contribuição macroscópica à energia total é calculada a partir do modelo da gota líquida. A energia da gota líquida deformada é descrita em relação à energia da gota líquida esférica e é calculada como [13]:

$$E_{LD}(N, Z, \hat{\beta}) = E_s^{(0)} \{ [B_s(\hat{\beta}) - 1] \} + 2\chi [B_c(\hat{\beta}) - 1] , \quad (2.32)$$

onde B_s e B_c descrevem as energias da superfície e de Coulomb, respectivamente, e são funções somente da forma do núcleo. Estas funções são normalizadas de modo que E_{LD} seja igual a $E_s^{(0)}$ para o núcleo esférico. A dependência no número de nêutrons e prótons está contida na energia da superfície esférica, $E_s^{(0)}$, e no parâmetro da fissibilidade χ , definidas como:

$$E_s^{(0)} = 17.9439 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} \text{ MeV}, \quad (2.33)$$

$$\chi = \left(\frac{Z^2}{A} \right) \left[50.88 \left(1 - 1.7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right) \right], \quad (2.34)$$

As flutuações na energia, originadas principalmente pelos nucleons na vizinhança da superfície de Fermi, são calculadas usando o formalismo de HFBC. Usando o método de Strutinsky, as correções de camada (δE_{shell}) são calculadas como a diferença entre as energias dos níveis de partícula única e seu valor médio. Analogamente, a correção do emparelhamento é calculada usando o modelo BCS.

2.3 Método DCO

O método DCO (*Directional Correlations from Oriented States*), está baseado no uso de técnicas de coincidências gama para a análise das correlações angulares a partir de estados orientados. Um estado é chamado de orientado se as populações relativas $P(m)$ dos momentos angulares dos sub-estados são diferentes. No caso particular de $P(m) = P(-m)$ o estado é dito alinhado. Se $P(m) \neq P(-m)$ o estado é polarizado.

Na teoria do DCO [14], os estados nucleares são considerados como tendo propriedades de simetria bem definidas, isto é, os estados nucleares são caracterizados por valores únicos de momento angular e de paridade. Além disso, assume-se que as transições γ são emitidas em sucessão e não simultaneamente. Assim, por exemplo, a função DCO no decaimento de um conjunto de núcleos orientados através de uma cascata $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} I_2 \xrightarrow{\gamma_2} I_3$ de duas transições γ_1 e γ_2 , com o estado nuclear inicial I_1 orientado axialmente simétrico, é calculada como o produto das probabilidades das transições γ_1 e γ_2 observadas nas direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 [15], respectivamente. Isto resume-se na seguinte expressão:

$$DCO(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi), \quad (2.35)$$

onde $B_{\lambda_1}(I_1)$ é o parâmetro de orientação do estado nuclear inicial I_1 , $A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1)$ são os coeficientes de distribuição angular generalizados definidos como:

$$A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta^2} [F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(LLI_2I_1) + 2\delta F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2I_1) + \delta^2 F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(L'L'I_2I_1)], \quad (2.36)$$

onde os coeficientes generalizados $F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2I_1)$ são definidos como:

$$\begin{aligned}
F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2I_1) &= [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1) \\
&\quad \times (2\lambda + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \\
&\quad \times (-1)^{L'+\lambda+\lambda_2+1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_2 & L & I_1 \\ I_2 & L' & I_1 \\ \lambda_2 & \lambda & \lambda_1 \end{Bmatrix}, \quad (2.37)
\end{aligned}$$

e $H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi)$ é a função angular definida como:

$$H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{q=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi}{2\lambda_2 + 1} \langle \lambda_1 0 \lambda q | \lambda_2 q \rangle Y_{\lambda q}(\theta_1, 0) Y_{\lambda_2 q}^*(\theta_2, \phi), \quad (2.38)$$

sendo θ_1 e θ_2 os ângulos polares de \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , respectivamente, em relação ao eixo de simetria (figura 2.1), isto é, a direção do feixe, e ϕ é o ângulo entre os planos que contêm \vec{k}_1 e \vec{k}_2 .

Quando são introduzidas condições sobre o estado nuclear inicial, ou restrições na observação de alguma transição γ , reduz-se a complexidade da função $DCO(\theta_1, \theta_2, \phi)$. Assim, por exemplo, para um conjunto de núcleos orientados isotropicamente (ou não orientados) no espaço, simplifica-se a função DCO à forma simples da correlação angular:

$$DCO(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (2.39)$$

onde o eixo de quantização é definido pela direção de emissão do raio γ_1 (\vec{k}_1), e θ é o ângulo entre \vec{k}_1 e \vec{k}_2 .

No caso em que não seja observada a transição γ_2 da cascata, transforma-se a função DCO à forma de uma simples distribuição angular:

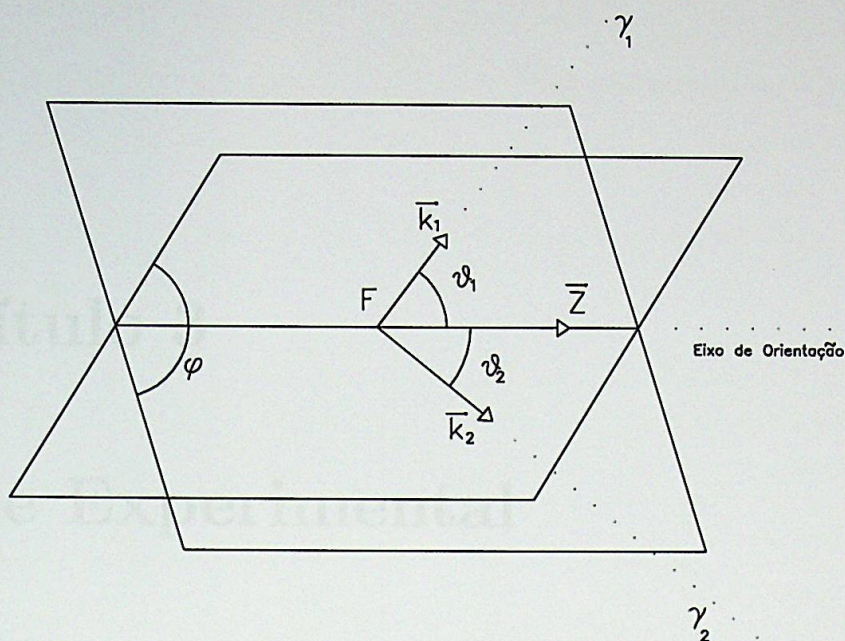


Figura 2.1: Ângulos da direção de emissão dos estados nucleares orientados axialmente simétricos (DCO) entre duas radiações γ_1 e γ_2 .

$$DCO(\theta_1) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_1) A_{\lambda}(\gamma_1) P_{\lambda}(\cos \theta_1). \quad (2.40)$$

Por outro lado, se não for observada a transição γ_1 , reduz-se a função DCO à forma geral da função distribuição angular:

$$DCO(\theta_2) = \sum_{\lambda_1} B_{\lambda_1}(I_1) U_{\lambda_1 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_1}(\gamma_2) P_{\lambda_1}(\cos \theta_2). \quad (2.41)$$

onde $U_{\lambda_1 \lambda_1}$ são os coeficientes de desorientação, isto é, a informação de como os estados nucleares vão perdendo alinhamento nas várias transições dentro da cascata. O ângulo polar θ_2 é tomado como referência em relação à direção de emissão do raio γ_1 .

Capítulo 3

Parte Experimental

3.1 Considerações Preliminares

Com o objetivo de estudar núcleos altamente deficientes em nêutrons na região de massa $A = 140$, foi medida a reação de fusão–evaporação $^{54}\text{Fe} + ^{92}\text{Mo}$ a 240 MeV de energia, que popula estados de altos spins e apresenta muitos canais de saída que competem entre si. Foram efetuados cálculos da seção de choque dos resíduos da reação utilizando os códigos de simulação estatística PACE [16] (Projection Angular Momentum Coupled Evaporation) e CASCADE [17].

O código PACE baseia-se no método Monte Carlo para simular a reação nuclear de fusão–evaporação, fornecendo estimativas das seções de choque de saída, da distribuição dos momentos angulares transferidos ao núcleo composto e outras informações pertinentes.

Pode-se observar na Tabela 1, que segundo o código PACE o núcleo de interesse ^{140}Gd , possui uma seção de choque de 20 mb, sendo que os canais mais intensos ^{142}Gd e ^{143}Tb , possuem ≈ 120 e 100 mb respectivamente, enquanto que o código

CASCADE, mostra 58 mb para o núcleo de ^{140}Gd , o segundo mais intenso após o ^{143}Tb (105 mb).

Tabela 1. Seções de choque (em mb) previstas pelos modelos estatísticos CASCADE e PACE

Canal	CASCADE (mb)	PACE (mb)	Núcleo Residual	Transições Conhecidas (keV)
3p	105	100	^{143}Tb	521.3, 674, 772.2
4p	35	120	^{142}Gd	515, 693.8, 755.9, 793.9, 407.3
2p	22	23	^{144}Dy	492.5, 672.5, 751.6, 648.9
2pn	55	28	^{143}Dy	495, 723.4, 850 ..
α 2p	58	20	^{140}Gd	328.6, 507.8, 627.8, 657.1, 470.7, 581.2, 743.5, 868.1, 962 ..
3pn	40	22	^{142}Tb	212, 182, 137 ..
α p	30	5	^{141}Tb	307.3, 503.8, 647.5
α 3p	8	8	^{139}Eu	323.3, 554.2, 712.8, 816.8, 691.3
2 α p	8	7	^{137}Eu	273.2, 468.4, 612, 722, 800, 857, 912
α n	2	0.5	^{141}Dy	
α pn	9	3	^{140}Tb	118.7, 173.7, 253.5, 259.5 ..
α 2pn	-	3	^{139}Gd	212, 225, 244, 318, 416, 530 543, 641, 660, 760
2 α	-	0.2	^{138}Gd	221, 384, 489, 555 ..
2 α 2p	-	0.8	^{136}Sm	254, 431, 535, 577, 618

3.2 Arranjo Experimental

A reação $^{54}\text{Fe} + ^{92}\text{Mo}$ com 240 MeV de energia de feixe incidente, foi realizada nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália.

O feixe foi proporcionado pelo acelerador *Tandem* XTU de ditos laboratórios. O alvo utilizado foi uma folha autosuportável de ^{92}Mo (isótopo enriquecido, $\geq 98\%$) com espessura aproximada de 1.0 mg/cm^2 .

A informação sobre os raios- γ , tipo e a multiplicidade de partículas carregadas emitidas foi obtida utilizando o sistema GASP [18] e o multi-telescópio ISIS [19]. O espectrômetro de massa de recuo (CAMEL) [20] foi utilizado para identificação de massas dos núcleos residuais.

3.2.1 O espectrômetro GASP

O sistema de detecção de raios- γ GASP, consiste de 40 detectores de germânio hiperpuro (HPGe) de alta eficiência ($\sim 80\%$), com supressão Compton e um filtro de multiplicidade de 80 elementos BGO (Germanato de Bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) formando o chamado “calorímetro de BGO” (vide figura 3.1), utilizado para a medida da multiplicidade da cascata de raios- γ e a energia de excitação do núcleo residual. A totalidade dos detectores cobre um ângulo sólido de $\approx 4\pi$. A parte central tem a forma de um poliedro de 122 faces, sendo 80 faces ocupadas pelos elementos BGO, 40 pelos detectores de germânio hiperpuro e duas faces que são necessárias para a entrada e saída do feixe.

Os detectores de germânio são distribuídos em sete anéis ao redor do eixo do feixe formando os ângulos 36° , 60° , 72° , 90° , 108° , 120° e 144° . O espectrômetro

GASP pode ser utilizado em duas diferentes configurações: com a esfera de BGO ou sem ela; neste segundo caso os detectores de germânio estão próximos ao centro da esfera reduzindo a distancia do alvo de 27 para 18 cm.

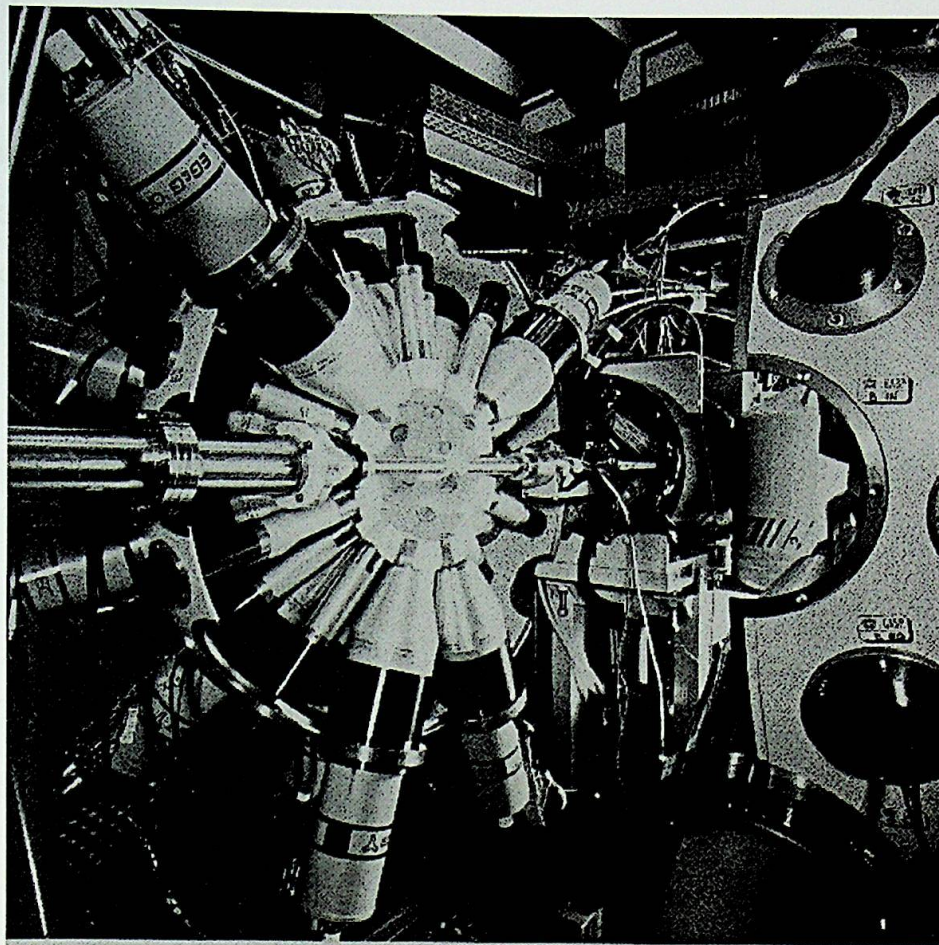


Figura 3.1: *O espectrômetro GASP.*

Os detectores de germânio são constituídos de um cristal cilíndrico de germânio hiperpuro tipo *n*, com diâmetro de 72 mm e altura de ~ 82 mm. A grande dimensão do cristal permite obter uma eficiência do fotopico de $\sim 83\%$ na energia de 1332 keV, a resolução varia entre $\sim 0.15\%$ a 0.8% para as energias entre 1132 e 121 keV. Cada detector de germânio é unido a um anti-Compton para reduzir a contribuição

do efeito Compton dos espectros γ . O sistema anti-Compton é constituído de oito cristais de BGO, cada um com sua própria fotomultiplicadora. A relação P/T fornece uma estimativa da supressão efetuada (entre a área do fotopico e a área total do espectro).

A esfera de BGO é constituída de 80 detectores de cristal de BGO de secção hexagonal e espessura 6 cm (vide figura 3.2). Eles cobrem um ângulo sólido de 76% de 4π com uma eficiência absoluta do fotopico de 12% para um fóton de 1 MeV. É utilizado como calorímetro por fornecer uma estimativa da energia de excitação do

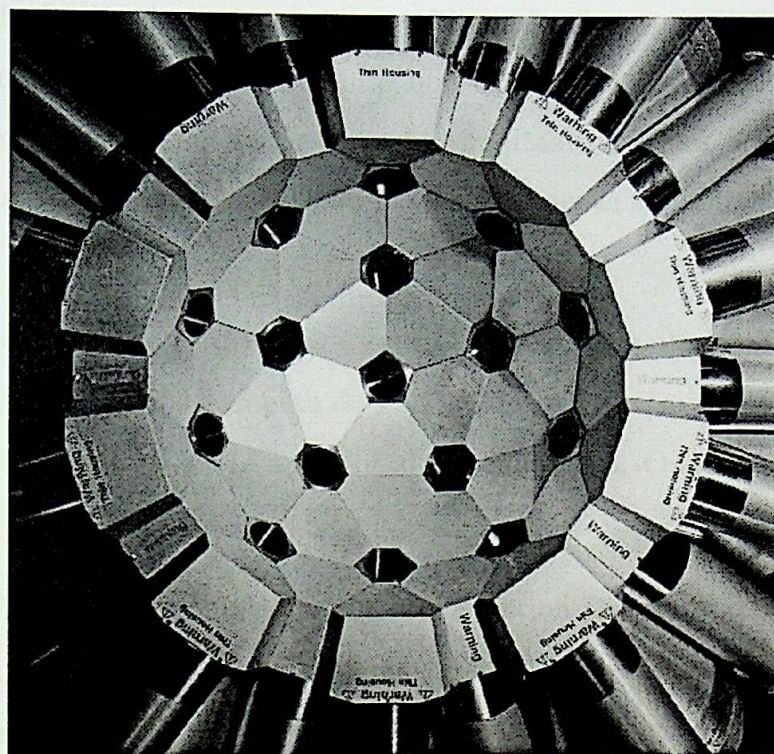


Figura 3.2: *Vista interior da esfera de BGO.*

núcleo residual produto da reação de fusão; com este propósito são somados todos os sinais provenientes dos 80 detectores para obter um único sinal que é proporcional à soma da energia dos raios gama num decaimento nuclear, que por sua vez é pro-

porcional à energia de excitação do núcleo. Em fase de análise é possível selecionar um particular núcleo residual de evaporação tendo a energia de excitação diferente em função do número de partículas evaporadas do núcleo composto.

A esfera de BGO pode, além disso, ser utilizada como filtro de multiplicidade: para cada gama detectado com os detectores de germânio mede-se o número de detectores BGO que estão em coincidência. Tendo a condição de multiplicidade, é possível selecionar em parte um canal da reação. A finalidade do filtro é reduzir ou eliminar, nos espectros de coincidência, os raios- γ , provenientes, por exemplo, da radiação de fundo, da excitação coulombiana do alvo e projétil, que, em geral possuem baixa multiplicidade, enquanto que os raios- γ provenientes dos núcleos residuais da evaporação contém cascatas com muitas transições γ , sendo o número de transições aproximadamente proporcional ao momento angular com que o núcleo foi produzido.

A parte eletrônica do GASP, que é controlada via computador, foi desenvolvida em grande parte pelo departamento de Padova do INFN. Um esquema conciso dos blocos da eletrônica de GASP é apresentado na figura 3.3. Os módulos mais importantes são:

- FA & CFD (Fast Amplifier & Constant Fraction Discriminator): São módulos CAMAC com 4 canais, que incluem um amplificador rápido para os sinais temporais e um CFD.
- PU & MU (Pattern Unit & Multiplicity Unit): São unidades que contam o número de detectores acionados.
- LA & LG (Linear Amplifier & Linear Gate): Trata-se de um amplificador linear de 8 canais com gate linear.

- MA (Main Amplifier): É um amplificador usado pelos sinais de energia dos detectores de germânio.
- LGS (Linear Gate and Stretcher): É um módulo que gera um sinal de amplitude igual ao máximo de amplitude do sinal de ingresso e de forma e duração predefinida.
- SUM : É uma unidade de soma linear que opera os sinais de saída dos LA & LG para dar a energia total depositada no calorímetro.
- GDC & OGG: São módulos de oito entradas independentes do tipo NIM negativo, que geram um sinal de altura fixa e atraso variável.
- ADC e TDC: São os conversores digitais dos sinais da energia e tempo.

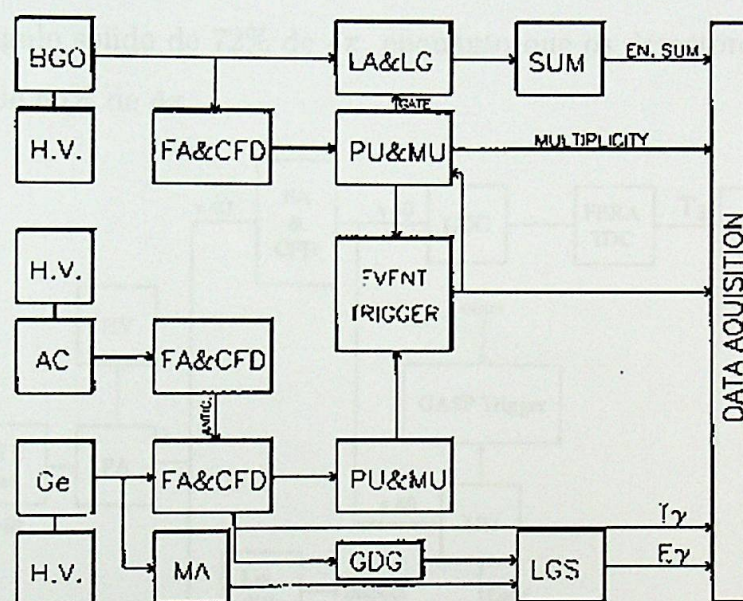


Figura 3.3: O esquema de blocos da eletrônica do GASP.

São duas unidades PU & MU: a primeira recebe os sinais de saída dos CFD dos BGO do calorímetro e conta quantos detectores responderam dentro de uma janela

temporal prefixada (≈ 100 ns). Se a multiplicidade é maior de um valor inicial é gerado um sinal que participa da formação do trigger de evento. Simultaneamente o primeiro módulo habilita os LA & LG dos BGO acionados para formar o sinal da soma de energia. A segunda unidade recebe os sinais dos CFD dos germânios para selecionar uma multiplicidade mínima.

3.2.2 O Multi-telescópio ISIS

O multi-telescópio ISIS (*Italian Silicon Sphere*) é um sistema ancilar de detectores de silício, que consiste de 40 detectores tipo telescópio $\Delta E - E$, dispostos numa geometria de um poliedro de 42 faces, 12 pentágonos regulares e 30 hexágonos irregulares, tendo 2 dos hexágonos como entrada e saída do feixe. Os detectores ΔE cobrem um ângulo sólido de 72% de 4π , enquanto que os detectores E cobrem um ângulo sólido de 65% de 4π .

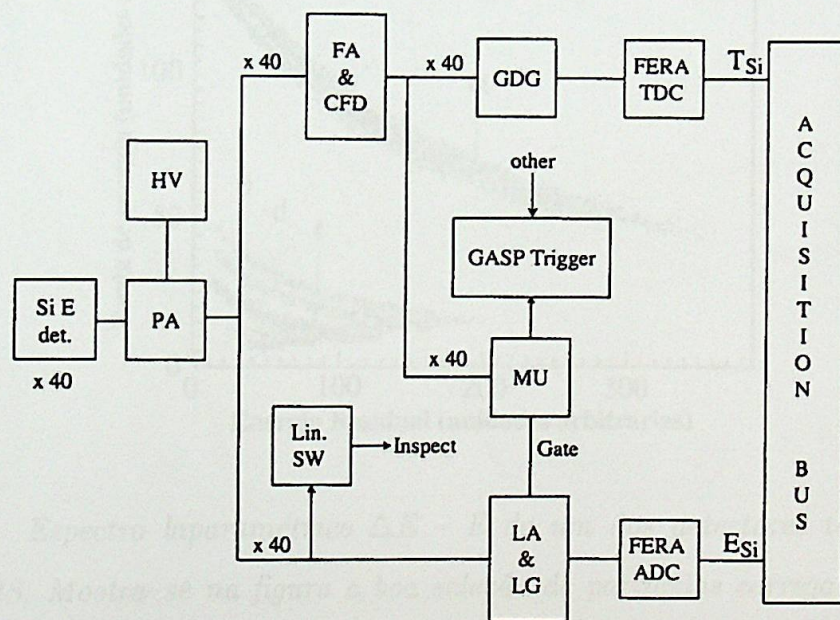


Figura 3.4: O esquema de blocos da eletrônica de ISIS.

A eletrônica do sistema ISIS (vide figura 3.4) foi desenvolvida com os mesmos princípios usados no sistema GASP. Cada canal de energia e tempo precisam de um pre-amplificador sensível a carga, um *Gated Shaping Amplifier* (LA & LG), um Conversor Analógico-Digital (ADC), e um amplificador rápido, um discriminador de fração constante (CFD), um conversor tempo-digital (TDC), respectivamente.

Com o uso do ISIS, tem-se uma efetiva identificação e separação dos canais que emitem partículas carregadas (principalmente partículas α e prótons). Na figura 3.5, mostra-se o espectro biparamétrico de um dos detectores telescópios $\Delta E - E$. O sistema tem uma eficiência de detecção de 40% e 50% para partículas α e prótons, respectivamente.

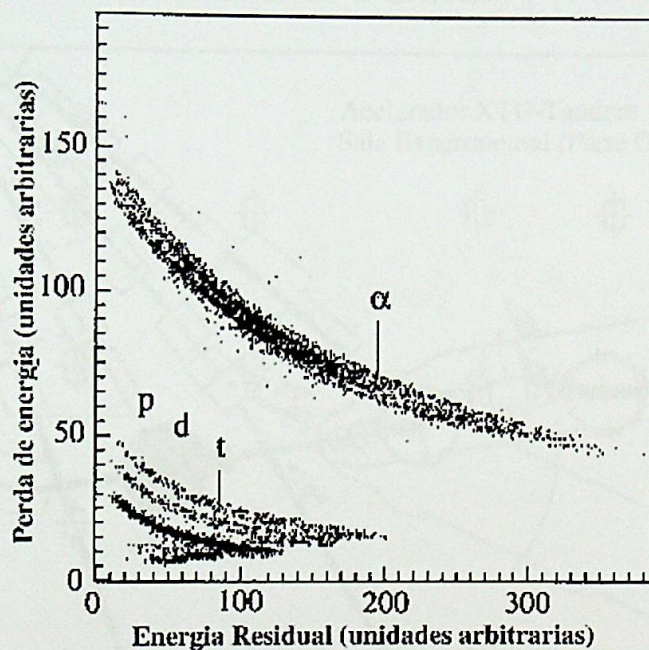


Figura 3.5: *Espectro biparamétrico $\Delta E - E$ de um dos detectores telescópios do sistema ISIS. Mostra-se na figura a boa seleção de partículas carregadas ($Z = 1$ e 2). Além disso o sistema consegue separar os isótopos do Hidrogênio.*

3.2.3 O Espectrômetro de Massa de recuo CAMEL

CAMEL é um sistema ancilar que é usado como um separador de massa com a finalidade de aumentar a sensibilidade do espectrômetro de raios- γ e melhorar a seleção de canais residuais. A seleção de massa depende tanto da massa que entra no espectrômetro como do estado de carga das mesmas. A eficiência de transmissão é da ordem de 1% e a resolução em massa é de 1/300, sendo que estes valores dependem da cinemática da reação realizada e da espessura do alvo. O uso deste sistema em alguns casos é simplesmente para verificar a presença do núcleo de interesse. Na figura 3.6, mostra-se uma vista panorâmica da sala experimental (parte oeste), onde se encontram dispostos os sistemas GASP e CAMEL.

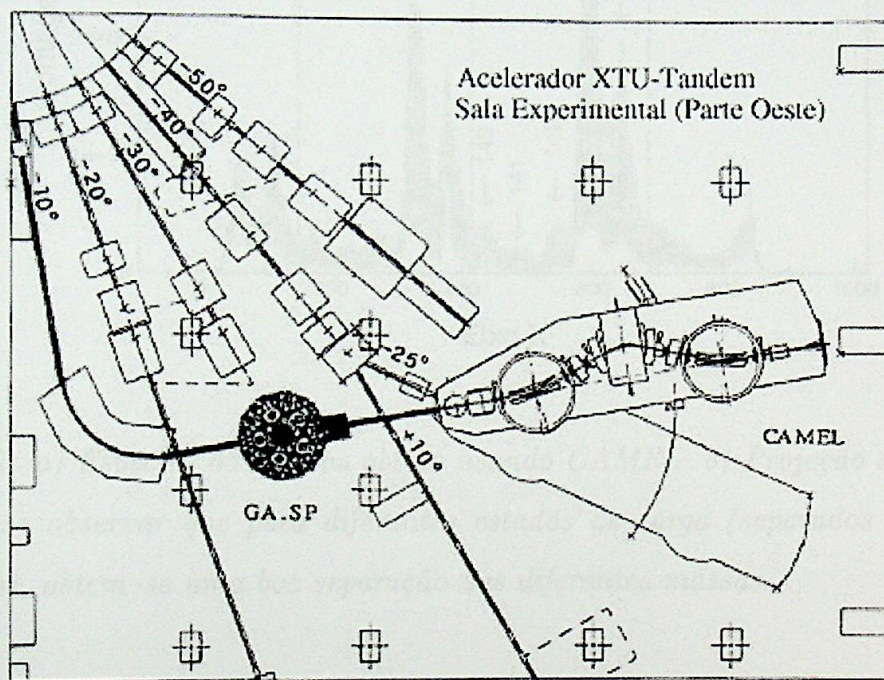


Figura 3.6: Vista panorâmica da sala experimental (parte oeste) dos Laboratórios Nacionais de Legnaro.

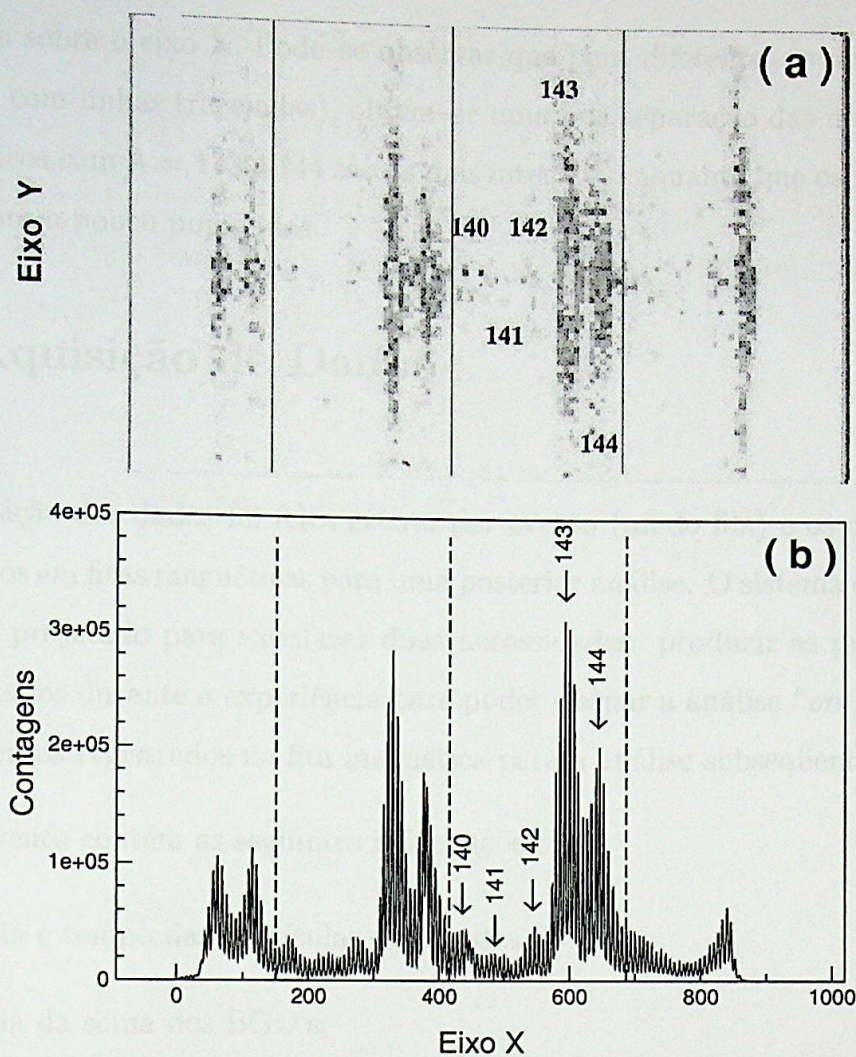


Figura 3.7: a) Espectro de massas obtido usando CAMEL. b) Projeção sobre o eixo X. Pode-se observar que para diferentes estados de carga (separados com linhas tracejadas), obtém-se uma boa separação das diferentes massas.

Na figura 3.7a), mostra-se um espectro bidimensional de massas dos diferentes núcleos residuais produzidos na reação $^{54}\text{Fe} + ^{92}\text{Mo}$ a 240 MeV de energia de feixe incidente, obtido usando o sistema CAMEL. Este espectro foi obtido graficando o ponto de impacto dos ions nos eixos X e Y. A figura 3.7b), mostra a projeção

do espectro sobre o eixo X. Pode-se observar que para diferentes estados de carga (separados com linhas tracejadas), obtém-se uma boa separação das massas, sendo que os núcleos com $A = 143$ e 144 são os mais intensos, enquanto que os núcleos com $A = 141$ foram pouco populados.

3.3 Aquisição de Dados

A aquisição dos dados foi feita evento por evento (modo fila) e os dados foram armazenados em fitas magnéticas para uma posterior análise. O sistema de aquisição de dados é projetado para satisfazer duas necessidades: produzir as projeções dos dados coletados durante a experiência para poder efetuar a análise “*on-line*” e construir os eventos registrados na fita magnética para a análise subsequente.

Cada evento contém as seguintes informações:

- energia e tempo das partículas detectadas no ISIS;
- energia da soma dos BGO's;
- multiplicidade do filtro;
- número de detectores de germânio em coincidência;
- para cada um dos detectores de germânio, a energia do γ detectado e o tempo com relação ao filtro de BGO;
- massa e estado de carga dos resíduos de evaporação.

3.4 Redução dos Dados Experimentais

O processamento dos dados armazenados em modo fila foi feito através do programa GSORT, cuja função é ordenar os eventos em diversas formas, podendo ser espectros, matrizes e/ou cubos (1D, 2D e 3D, respectivamente), em função da análise a efetuar e do tipo de coincidência temporal pré-estabelecida.

3.4.1 Coincidências Temporais

Para nosso estudo foi necessário construir estruturas tridimensionais (cubos) a partir dos dados obtidos na reação. Estes cubos definem 3 tipos de coincidências temporais, podendo ser:

1. Cubo $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$: formado a partir da coincidência temporal de 3 raios- γ , registrados pelo GASP;
2. Cubo $\gamma\text{-}\gamma\text{-}Kp$: formado a partir da coincidência temporal de 2 raios- γ , registrados pelo GASP com a multiplicidade das partículas carregadas detectadas Kp , registradas pelo ISIS;
3. Cubo $\gamma\text{-}\gamma\text{-}A$: formado a partir da coincidência temporal de 2 raios- γ , registrados pelo GASP com a massa dos íons evaporados registrada pelo CAMEL.

A seguir mostra-se um exemplo do arquivo de comando que serve como arquivo de entrada (*input*) no programa GSORT, onde estão especificadas as condições e os parâmetros a serem utilizados para produzir um cubo. Neste caso, segundo as condições estabelecidas o programa criará um cubo $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$.

- HEADER F 5 4096 4096 4096 4096 PLUS 1 64

Define o número de parâmetros presentes no evento. O número 5 indica que 5 parâmetros fixos são escritos em 4096 canais

- DETECTOR G 40 4 8192 4096 4096 4096 (N P G0 G1 G2 G3)

Significa que há 40 detectores de germânio, cada um deles com 4 parâmetros: G0 = energia escrita em 8192 canais, G1 = tempo escrito em 4096 canais, G2 e G3 energias liberadas.

- DETECTOR S 40 4 4096 4096 4096 4096 (N P S0 S1 S2 S3)

Significa que há 40 detectores de $\Delta E - E$, cada um deles com 4 parâmetros: S0 = energia do ΔE , S1 = energia no E, S2 tempo no ΔE e G3 tempo no E.

- GATE F1 680 4095

Relacionado com a multiplicidade, definindo um gate entre os canais 680 e 4095

- GATE F4 700 1600

Relaciona o tempo do RMS, definindo um gate entre os canais 700 e 1600

- RECAL G0 egerd.cal RUN 0. 1. 0 2047 3 40

Calibração em energia dos detectores de germânio com os coeficientes contidos no arquivo egerd.cal

- RECAL G1 tge.cal RUN 0. 1. 1100 1300 3 40

Calibração do tempo dos detectores de germânio com os coeficientes contidos no arquivo tge.cal, fazendo um gate entre os canais 1100 e 1300.

- SORT3D-SYMM G0 ggg.cmat RES 2048

Criados os três cubos anteriormente mencionados, usou-se o programa CMAT que permite projetar um cubo sobre dois eixos para obter assim uma matriz biparamétrica. Isto pode ser feito de duas formas: efetuando a projeção total dos dados de um eixo acima do segundo ou construindo uma matriz em coincidência com os dados pertencentes ao terceiro eixo.

Para a análise do núcleo ^{140}Gd (canal $1\alpha 2p$), foram geradas matrizes a partir dos cubos, isto é:

1. Matriz $gg-g$: que é a matriz biparamétrica obtida do cubo $\gamma-\gamma-\gamma$, com janela num raio- γ pertencente ao núcleo ^{140}Gd , podendo ser as transições de 329, 508 keV ou outra de interesse.
2. Matriz $gg-1\alpha 2p$: que é a matriz biparamétrica obtida do cubo $\gamma-\gamma-Kp$, com janela em multiplicidade de partícula $Kp = 1\alpha 2p$.
3. Matriz $gg-140$: que é a matriz biparamétrica obtida do cubo $\gamma-\gamma-A$ com janela em massa $A = 140$.

Devido ao fato que a eficiência de detecção do sistema ISIS é da ordem de 50% e 40% para a detecção dos prótons e partículas alfas respectivamente, a matriz feita com gate na multiplicidade de partícula $Kp = 1\alpha 2p$, contém transições de diferentes canais que emitem 1α ou mais e 2 ou mais prótons, devido ao escape da detecção de uma ou mais partículas carregadas. Além disso, teve-se um pequeno vazamento devido aos canais mais intensos. Assim, eventos do canal $1\alpha 1p$ (^{141}Tb), $1\alpha 3p$ (^{139}Eu) e o canal $2\alpha 2p$ (^{136}Sm) estão presentes na matriz $gg-1\alpha 2p$ (correspondente ao núcleo de ^{140}Gd).

Estes problemas de vazamento nas matrizes, requereram a necessidade de gerar matrizes descontaminadas, sendo para isto necessário manipular as matrizes. A

técnica usada para descontaminar as matrizes consiste em gerar um sistema de equações onde as matrizes com contaminantes estão formadas por combinações lineares das matrizes puras correspondentes aos canais produzidos na reação, cujos coeficientes representam a proporção de ditas matrizes na matriz de interesse. Sendo a estrutura do sistema de equações da forma seguinte:

$$\text{Matriz } gg_1a1p = a_{11} \text{ Canal } 1\alpha1p + a_{12} \text{ Canal } 2\alpha2p + a_{13} \text{ Canal } 1\alpha3p$$

$$\text{Matriz } gg_2a2p = a_{21} \text{ Canal } 1\alpha1p + a_{22} \text{ Canal } 2\alpha2p + a_{23} \text{ Canal } 1\alpha3p$$

$$\text{Matriz } gg_1a3p = a_{31} \text{ Canal } 1\alpha1p + a_{32} \text{ Canal } 2\alpha2p + a_{33} \text{ Canal } 1\alpha3p$$

Em forma matricial pode ser escrita como:

$$\begin{pmatrix} 1a1p \\ 2a2p \\ 1a3p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1a1p_p \\ 2a2p_p \\ 1a3p_p \end{pmatrix}$$

$$M = A_{nn} M_p \quad (3.1)$$

sendo:

- Matriz M é a matriz que contém os contaminantes.
- Matriz A_{nn} é a matriz de coeficientes (pesos de vários canais).
- Matriz M_p é a matriz sem contaminantes (matriz descontaminada).

Resolvendo este sistema, usando os diferentes métodos existentes, sendo um deles por inversão de matriz, obtemos uma matriz pura:

$$M_p = A_{nn}^{-1} M \quad (3.2)$$

Esta técnica possibilita conseguir matrizes quase puras, contendo eventos que em sua grande maioria pertencentes a uma multiplicidade de partículas carregadas.

3.4.2 Correlações Angulares γ - γ

Nas reações nucleares do tipo fusão-evaporação, os estados de spin elevado populados são fortemente orientados, onde a orientação (alinhamento) é definida pela direção do feixe. A informação das quantidades físicas associadas a esses estados está contida nas correlações ou distribuições angulares das transições γ que os envolvem. Embora as medidas de distribuições angulares sejam muito úteis nas atribuições dos spins, o método DCO (*Directional Correlation from Oriented states*) é uma ferramenta alternativa na atribuição das multipolaridades e do grau de mistura das transições γ .

• Razão DCO Teórica

Os cálculos das razões DCO foram feitos usando o código CORR [21]. Este código fornece os valores das funções DCO de um par de raios- γ dentro de uma cascata, permitindo estudar o comportamento da razão das funções DCO em função das multipolaridades (L_g e L_γ , onde os sub-índices indicam a janela ou a transição respectivamente) e das razões de mistura (δ_g e δ_γ). Esta razão de mistura (proporção das transições quadrupolares presentes nas transições dipolares), é apresentada devido a que o decaimento de um estado com spin igual a I para um outro estado com

spin igual a I ou $I - 1$ ($\Delta = 0,1$), pode-se dar mediante transições γ de multipolaridade $L = 1, 2$ ou ambas (dipolar ou quadrupolar respectivamente).

A interpretação da razão DCO para transições γ pertencentes a uma cascata é dificultada pelo número de parâmetros geométricos envolvidos e pelas propriedades das transições γ . Nos cálculos destas funções foram consideradas as seguintes condições geométricas experimentais: os pares de ângulos de observação ($72^\circ + 108^\circ$) e ($34^\circ + 146^\circ$), o semiângulo subtendido ($\theta \approx 8^\circ$) pelos detectores de raios- γ , além da orientação inicial dos subestados magnéticos. Supõe-se que estes estados, referentes ao spin do estado inicial da cascata, possuem uma distribuição gaussiana de largura de $\sigma = 2 \hbar$.

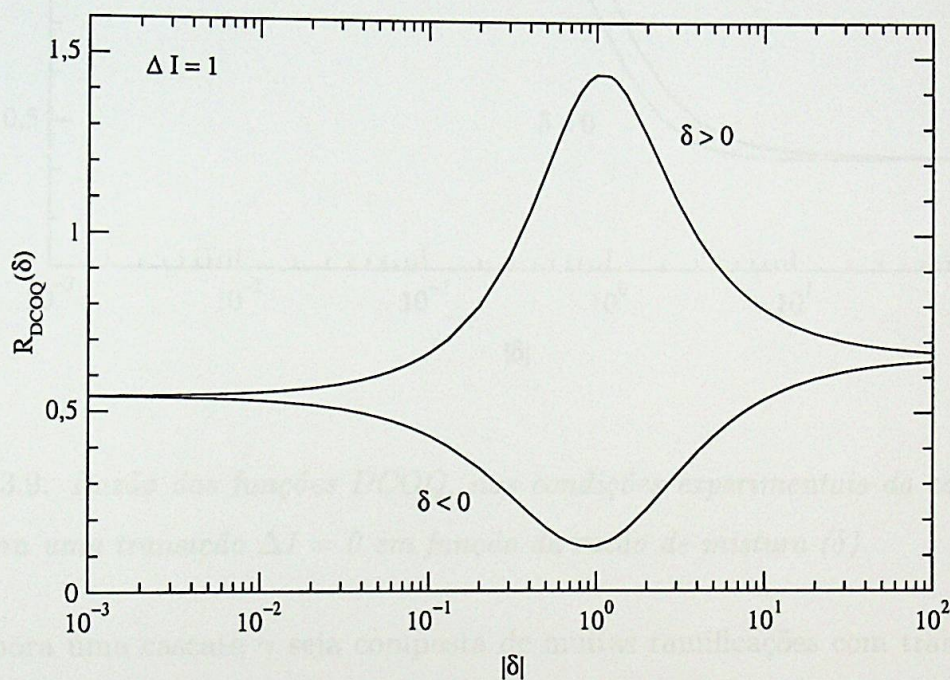


Figura 3.8: Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ - γ , para uma transição $\Delta I = 1$ em função da razão de mistura (δ).

Para cascatas compostas predominantemente por transições γ de multipolari-

dades puras ($\delta = 0$), as funções DCO dependem muito pouco do estado depopulado pela transição γ . Além disso, os valores do momento angular dos estados nucleares podem ser atribuídos, com menos dificuldade, através das razões DCO referidas às transições com multipolaridades puras.

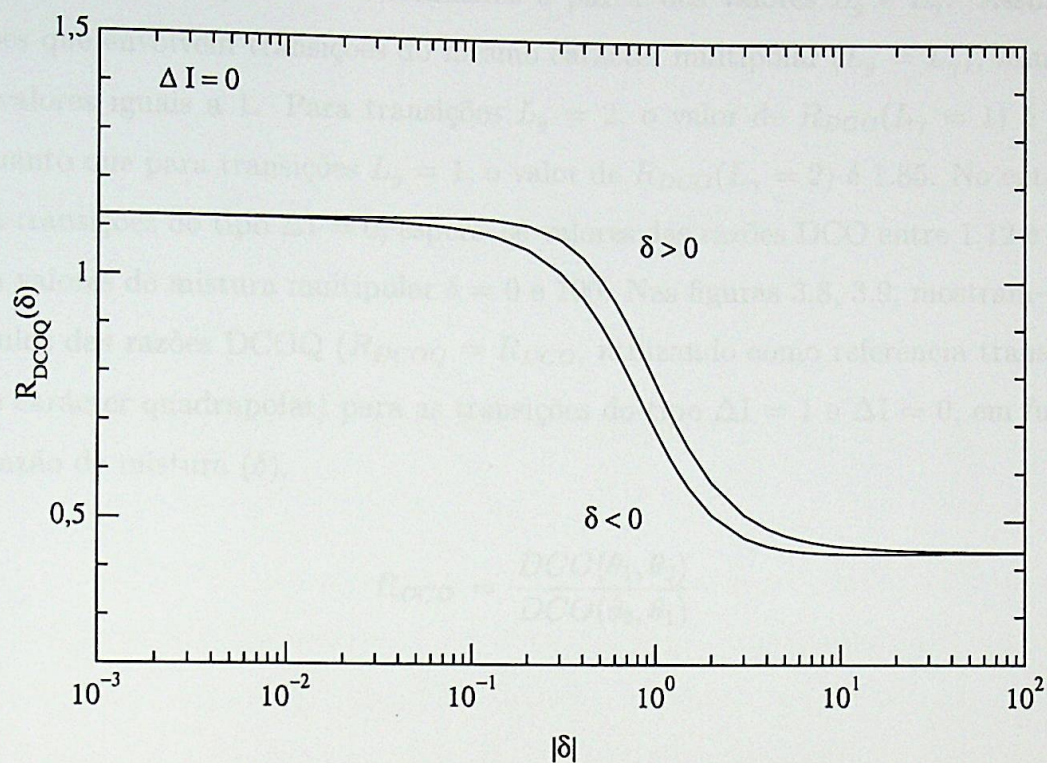


Figura 3.9: Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ - γ , para uma transição $\Delta I = 0$ em função da razão de mistura (δ).

Embora uma cascata γ seja composta de muitas ramificações com transições γ de várias multipolaridades, os cálculos indicam que as características multipolares das transições γ intermediárias não afetam as razões DCO de duas transições γ observadas, quando for seguida uma ramificação da cascata composta unicamente de transições γ de multipolaridades puras ($\delta = 0$), com $\Delta I = L$. Por outro lado, se for considerada uma ramificação da cascata composta de raios γ de quaisquer

multipolaridades ($\delta \neq 0$) deve ser levado em conta o grau de mistura das transições no cálculo da função DCO.

As razões DCO (R_{DCO} , definidas segundo a eq. 3.3) para as transições de multipolaridade pura, podem ser estimadas a partir dos valores L_g e L_γ . Assim, as razões que envolvem transições do mesmo carácter multipolar ($L_g = L_\gamma$), resultam em valores iguais a 1. Para transições $L_g = 2$, o valor de $R_{DCO}(L_\gamma = 1)$ é 0.54, enquanto que para transições $L_g = 1$, o valor de $R_{DCO}(L_\gamma = 2)$ é 1.85. No entanto, para transições do tipo $\Delta I = 0$, espera-se valores das razões DCO entre 1.12 e 0.43, para valores de mistura multipolar $\delta = 0$ e 100. Nas figuras 3.8, 3.9, mostram-se os cálculos das razões DCOQ ($R_{DCOQ} = R_{DCO}$, utilizando como referência transições γ de carácter quadrupolar) para as transições do tipo $\Delta I = 1$ e $\Delta I = 0$, em função da razão de mistura (δ).

$$R_{DCO} = \frac{DCO(\theta_1, \theta_2)}{DCO(\theta_2, \theta_1)} \quad (3.3)$$

Capítulo 4

Resultados Experimentais

4.1 Razão DCO Experimental

As razões DCO experimentais foram obtidas da mesma medida experimental. Para isto foram criadas matrizes γ - γ com os dados dos 8 detectores posicionados em 72° e 108° num eixo e 12 detectores posicionados em 34° e 146° no outro. A matriz biparamétrica $E_\gamma(34^\circ + 146^\circ) \times E_\gamma(72^\circ + 108^\circ)$ obtida tem aproximadamente 2×10^8 eventos. A construção e manipulação dos espectros janelados de correlação angular foram feitas usando o código DAMM [22]. Foram feitas janelas sobre os dois eixos da matriz $E_\gamma(34^\circ + 146^\circ) \times E_\gamma(72^\circ + 108^\circ)$. Assim temos em forma resumida:

$$R_{DCO} = \frac{I_\gamma(72^\circ + 108^\circ)}{I_\gamma(34^\circ + 146^\circ)} \quad (4.1)$$

onde $I_\gamma(72^\circ + 108^\circ)$ e $I_\gamma(34^\circ + 146^\circ)$ representam a intensidade de uma determinada transição quando fazemos janela no eixo $(72^\circ + 108^\circ)$ e $(34^\circ + 146^\circ)$, respectivamente. As intensidades relativas dos raios- γ pertencentes ao núcleo de ^{140}Gd e as

medidas das razões DCO (R_{DCO}) estão listadas na tabela 2, junto com a energia dos níveis e os valores para os spins e paridades.

Tabela 2. Energia (E_γ), atribuições de spins e paridade (I^π), intensidade relativa (I_γ) e razão DCOQ (R_{DCOQ}) para as transições γ do núcleo ^{140}Gd . E_i e E_f são as energias dos estados inicial e final de cada transição. O valor do erro das intensidades é da ordem de 10% e das energias 0.3 keV.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	I_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
71.2	2211.3	2140.2	$7^- \rightarrow 8^+$	0.41	1.12(40)	E1
130.8	2928.0	2797.4	$10^+ \rightarrow 10^+$	0.52	0.93(20)	M1+E2
245.8	1313.6	1068.8	$4^+ \rightarrow 3^+$	0.31	0.94(70)	M1+E2
245.9	2457.1	2211.3	$8^- \rightarrow 7^-$	1.26	0.58(15)	M1
287.2	2744.3	2457.1	$9^- \rightarrow 8^-$	1.05	0.53(10)	M1
307.2	2691.9	2384.6	$9^+ \rightarrow 7^+$	0.67	0.96(8)	E2
313.6	4164.3	3850.4	$(13) \rightarrow 14^+$	0.37		E1
317.3	3061.6	2744.3	$10^- \rightarrow 11^-$	0.90	0.37(12)	M1
328.8	328.8	0.0	$2^+ \rightarrow 0^+$	100	0.90(5)	E2
340.4	3268.4	2928.0	$12^+ \rightarrow 10^+$	5.36	0.88(10)	E2
342.0	3403.4	3061.6	$11^- \rightarrow 10^-$	0.84	0.45(13)	M1
348.6	2982.4	2633.4	$(8^-) \rightarrow 7^-$	0.86		
354.5	2764.3	2411.8	$7^+ \rightarrow 7^+$	0.26		(M1,E2)
355.1	1068.8	713.8	$3^+ \rightarrow 2^+$	4.15	0.98(15)	M1+E2
363.8	3767.2	3403.5	$12^- \rightarrow 11^-$	0.33		M1
380.8	1694.3	1313.6	$5^+ \rightarrow 4^+$	1.02		
382.5	3015.9	2633.4	$(8,9) \rightarrow 7^-$	0.61		

Tabela 2. Continuação.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	I_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
383.1	4149.3	3767.2	(13 ⁻) \rightarrow 12 ⁻	0.59		(M1)
385.0	713.8	328.8	2 ⁺ \rightarrow 2 ⁺	8.60	0.96(20)	M1+E2
398.2	2536.5	2140.2	7 ⁻ \rightarrow 8 ⁺	0.75		E1
403.8	4552.6	4149.3	(14 ⁻) \rightarrow (13 ⁻)	< 0.5		M1
409.7	3996.4	3586.6	13 ⁺ \rightarrow 11 ⁺	4.69	0.97(16)	E2
422.8	4975.8	4552.6	(15 ⁻) \rightarrow (14 ⁻)	< 0.4		M1
(444.5)	5420.0	4975.8	(16 ⁻) \rightarrow (15 ⁻)	< 0.1		M1
461.9	3226.2	2764.3	9 ⁺ \rightarrow 7 ⁺	3.35	0.96(10)	E2
471.0	3268.4	2797.4	12 ⁺ \rightarrow 10 ⁺	24.57	1.05(5)	E2
475.4	2982.4	2536.5	(8 ⁻) \rightarrow 7 ⁻	0.15		E2
477.7	1313.6	836.3	4 ⁺ \rightarrow 4 ⁺	1.45		E2
481.8	3173.7	2691.9	(11 ⁺) \rightarrow 9 ⁺	1.42		E2
498.0	3034.3	2536.5	9 ⁻ \rightarrow 7 ⁻	2.03		E2
507.6	836.3	328.8	4 ⁺ \rightarrow 2 ⁺	89.07	0.97(6)	E2
507.8	3586.6	3078.0	11 ⁺ \rightarrow 10 ⁺	0.62		M1,E2
541.1	3557.0	3015.9	(10, 9) \rightarrow (8, 9)	0.81		E2
545.9	6937.5	6391.6	(20, 21) \rightarrow 19 ⁻	0.49		E2
560.6	3595.0	3034.3	(10, 11) \rightarrow 9 ⁻	1.32		E2
567.4	3793.6	3226.2	11 ⁺ \rightarrow 9 ⁺	3.52	1.01(11)	E2
568.2	1881.9	1313.6	6 ⁺ \rightarrow 4 ⁺	5.72	1.3(34)	E2
582.1	3850.5	3268.4	14 ⁺ \rightarrow 12 ⁺	23.32	1.07(8)	E2
584.4	3586.6	3002.2	11 ⁺ \rightarrow 9 ⁺	2.80	1.08(18)	E2

Tabela 2. Continuação.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	L_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
590.4	3002.2	2411.8	$9^+ \rightarrow 7^+$	3.59	1.01(7)	E2
591.0	3625.5	3034.3	$11^- \rightarrow 9^-$	6.37	0.97(9)	E2
595.1	2477.0	1881.9	$8^+ \rightarrow 6^+$	4.08	0.75(15)	E2
597.0	4.9550	4.3580	$(14^-) \rightarrow (12^-)$	0.54		
599.8	1313.6	713.8	$4^+ \rightarrow 2^+$	4.69	0.99(15)	E2
601.0	3078.0	2477.0	$10^+ \rightarrow 8^+$	1.38	0.85(15)	E2
603.4	3061.6	2457.1	$10^- \rightarrow 8^-$	0.26		E2
624.0	2764.3	2140.2	$7^+ \rightarrow 8^+$	4.67	0.65(15)	M1,E2
625.4	1694.3	1068.8	$5^+ \rightarrow 3^+$	9.54	1.1(11)	E2
626.7	3555.0	2928.0	$12^+ \rightarrow 10^+$	2.22	1.12(9)	E2
627.9	1464.3	836.3	$6^+ \rightarrow 4^+$	82.83	0.97(9)	E2
643.4	5638.5	4995.1	$17^- \rightarrow 15^-$	2.60	1.13(31)	E2
651.5	3729.5	3078.0	$12^+ \rightarrow 10^+$	3.46		E2
654.6	4448.2	3793.6	$13^+ \rightarrow 11^+$	2.62	1.40(30)	E2
655.6	3500.6	2844.9	$(12^+) \rightarrow (10^+)$	1.16		
657.1	2797.4	2140.2	$10^+ \rightarrow 8^+$	40.50	0.98(3)	E2
658.8	3403.5	2744.3	$11^- \rightarrow 9^-$	0.78		E2
674.4	4299.8	3625.5	$13^- \rightarrow 11^-$	5.90	0.64(33)	E2
675.9	2140.2	1464.3	$8^+ \rightarrow 6^+$	68.59	0.95(8)	E2
690.4	2384.6	1694.3	$7^+ \rightarrow 5^+$	3.04		
692.3	3866.0	3173.7	$(13^+) \rightarrow (11^+)$	0.87		
695.1	4995.1	4299.8	$15^- \rightarrow 13^-$	4.75	1.16(29)	E2

Tabela 2. Continuação.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	L_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
704.7	2844.9	2140.2	$(10^+) \rightarrow 8^+$	3.40		
704.9	3767.2	3061.6	$13^- \rightarrow 11^-$	0.30		
706.3	4702.7	3996.4	$15^+ \rightarrow 13^+$	2.97	1.09(36)	E2
713.3	713.7	0.0	$2^+ \rightarrow 0^+$	1.27		E2
717.6	2411.8	1694.3	$7^+ \rightarrow 5^+$	6.07	0.95(35)	E2
719.2	5167.5	4448.3	$15^+ \rightarrow 13^+$	1.76	1.37(16)	E2
728.1	4457.6	3729.5	$14^+ \rightarrow 12^+$	1.09		E2
739.9	1068.8	328.8	$3^+ \rightarrow 2^+$	4.67		M1,E2
743.5	4593.9	3850.5	$16^+ \rightarrow 14^+$	14.23	1.07(13)	E2
(744.9)	4149.3	3403.5	$(13^-) \rightarrow 11^-$	0.36		E2
746.7	2211.3	1464.3	$7^- \rightarrow 6^+$	1.28	0.32(10)	E1
753.1	6391.6	5638.5	$19^+ \rightarrow 17^+$	1.06	1.10(19)	E2
757.6	3554.9	2797.4	$12^+ \rightarrow 10^+$	8.07	0.98(15)	E2
763.0	4358.0	3594.9	$(12^-) \rightarrow (10^-)$	1.17		E2
775.9	6414.4	5638.5	$(19^-) \rightarrow 17^-$	1.28	0.58(32)	E2
782.7	4947.0	4164.3	$(15) \rightarrow (13)$	0.70		E2
784.9	4339.9	3554.9	$14^+ \rightarrow 12^+$	6.46	1.07(10)	E2
785.4	4552.6	3767.2	$(14^-) \rightarrow 12^-$	0.39		E2
787.9	2928.0	2140.2	$10^+ \rightarrow 8^+$	8.37	0.81(12)	E2
800.8	5795.9	4995.1	$17^- \rightarrow 15^-$	1.10	0.94(18)	E2
811.0	5268.6	4457.6	$(16^+) \rightarrow 14^+$	0.19		E2
(826.2)	4975.8	4149.3	$(15^-) \rightarrow (13^-)$	< 0.2		E2

Tabela 2. Continuação.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	I_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
828.5	3625.5	2797.4	$11^- \rightarrow 10^+$	4.43		E1
831.7	5999.2	5338.9	$17^+ \rightarrow 15^+$	1.10	1.36(39)	E2
840.0	6806.7	5967.6	(19) \rightarrow (17)	0.07		E2
847.6	5550.4	4702.7	(17 ⁺) \rightarrow 15 ⁺	2.12		E2
854.5	5194.4	4339.9	$16^+ \rightarrow 14^+$	4.00	0.80(13)	E2
859.2	1694.3	836.3	$5^+ \rightarrow 4^+$	1.45		M1,E2
(867.0)	5420.0	4552.6	(16 ⁻) \rightarrow (14 ⁻)	< 0.1		E2
868.3	5462.3	4593.9	$18^+ \rightarrow 16^+$	8.07	1.03(16)	E2
890.7	5338.9	4448.3	(15, 16) \rightarrow 14 ⁺	0.99		E1,E2
893.7	3034.3	2140.2	$9^- \rightarrow 8^+$	7.56	0.84(8)	E1
896.1	4163.3	3268.4	(13) \rightarrow 12 ⁺	2.06	1.30(51)	
916.2	6110.6	51934.4	$18^+ \rightarrow 16^+$	1.82	0.95(25)	E2
937.7	3078.0	2140.2	$10^+ \rightarrow 8^+$	3.28	1.16(14)	E2
940.0	7354.4	6414.4	(21 ⁻) \rightarrow (19 ⁻)	0.51		E2
(951.0)	6219.6	5268.6	(18 ⁺) \rightarrow (16 ⁺)	0.09		E2
958.7	6509.1	5550.4	(19 ⁺) \rightarrow (17 ⁺)	0.72		E2
963.4	6425.6	5462.3	$20^+ \rightarrow 18^+$	2.87	0.91(12)	E2
966.7	7500.5	6533.8	$22^+ \rightarrow 20^+$	1.07	0.96(10)	E2
977.9	4828.4	3850.5	(16) \rightarrow 14 ⁺	0.32		
982.1	7092.7	6110.6	$20^+ \rightarrow 18^+$	0.77	1.3(30)	E2
990.3	8083.0	7092.7	$22^+ \rightarrow 20^+$	0.17		E2
1013.0	2476.9	1464.3	$8^+ \rightarrow 6^+$	2.44	0.80(17)	E2

Tabela 2. Continuação.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	I_γ	R_{DCOQ}	Multipolaridade atribuída
1071.5	6533.8	5462.3	$20^+ \rightarrow 18^+$	0.96	0.93(9)	E2
1072.1	2536.5	1464.3	$7^- \rightarrow 6^+$	4.19	0.99(6)	E1
1074.0	7499.7	6425.7	$22^+ \rightarrow 20^+$	0.83	0.83(9)	E2
1086.8	6549.0	5462.3	$(20) \rightarrow 18^+$	0.59	0.86(13)	E2
1096.6	4947.0	3850.4	$(15) \rightarrow 14^+$	0.93	0.52(15)	E1
1168.6	2633.4	1464.3	$8^+ \rightarrow 6^+$	2.59	0.84(11)	E1
1183.8	8683.6	7499.7	$(24^+) \rightarrow 22^+$	0.18		E2
1344.4	6806.8	5462.3	$(19) \rightarrow 18^+$	0.34		E1
1373.7	5967.6	4593.9	$(17) \rightarrow 16^+$	0.37		E1

4.2 Esquema de níveis do ^{140}Gd

As novas matrizes obtidas por meio de processo de descontaminação foram analisadas usando os pacotes de códigos computacionais DAMM [22] e RADWARE [23]. Cada uma dessas matrizes possui transições pertencentes ao núcleo de interesse, mas apresentam também (em pouca intensidade) transições pertencentes a outros núcleos. Assim:

1. Na matriz $\gamma\text{-}\gamma\text{-}(Kp = 1\alpha 2p)$ (vide figura 4.1) a grande maioria das transições pertencem ao núcleo de ^{140}Gd , com algumas transições do núcleo ^{139}Gd (canal $1\alpha 2p 1n$).

2. Na matriz γ - γ ($A = 140$) (vide figura 4.2), além de apresentar transições muito intensas que pertencem ao núcleo de ^{140}Gd , também podem ser observadas algumas transições (menos intensas) pertencentes ao núcleo de ^{140}Tb .
3. Na matriz γ - γ ($\gamma = 329$) (vide figura 4.3), podem ser observadas em grande maioria, transições do núcleo ^{140}Gd , mas aparecem outras transições de outros núcleos residuais da reação que possuem algum raio- γ com energia em torno de 329 keV e estão em coincidência temporal com dita transição.

A disposição das transições γ dentro do esquema de níveis, foi determinada usando os seguintes critérios heurísticos principais:

- a soma das intensidades das transições desexcitando um dado nível deverá ser igual ou maior que a soma das intensidades das transições populando o nível,
- as intensidades de coincidência de uma cascata devem ser iguais para todos os gamas janelados por cima, e, para os janelados por baixo devem ser proporcionais às intensidades simples,
- os “cross-overs” que são transições que cruzam um estado intermediário, tendo portanto energia igual à soma das duas transições intermediárias, não devem estar em coincidência com estes gamas,
- nesta região de massa ($A \approx 140$), os gamas pertencentes a uma banda rotacional devem ser do tipo M1 quando são transições dipolares, enquanto as quadrupolares devem ter caráter E2 puro. Sendo assim, para cada uma das transições M1 consecutivas deve corresponder uma E2 de energia igual à soma das duas.

Estes critérios são basicamente verificados com o programa DAMM em forma manual, enquanto que no programa RADWARE a verificação é feita em forma automática, já que internamente o programa compara o resultado esperado a partir do

esquema de níveis com os dados experimentais da matriz γ - γ e respectivas janelas elal

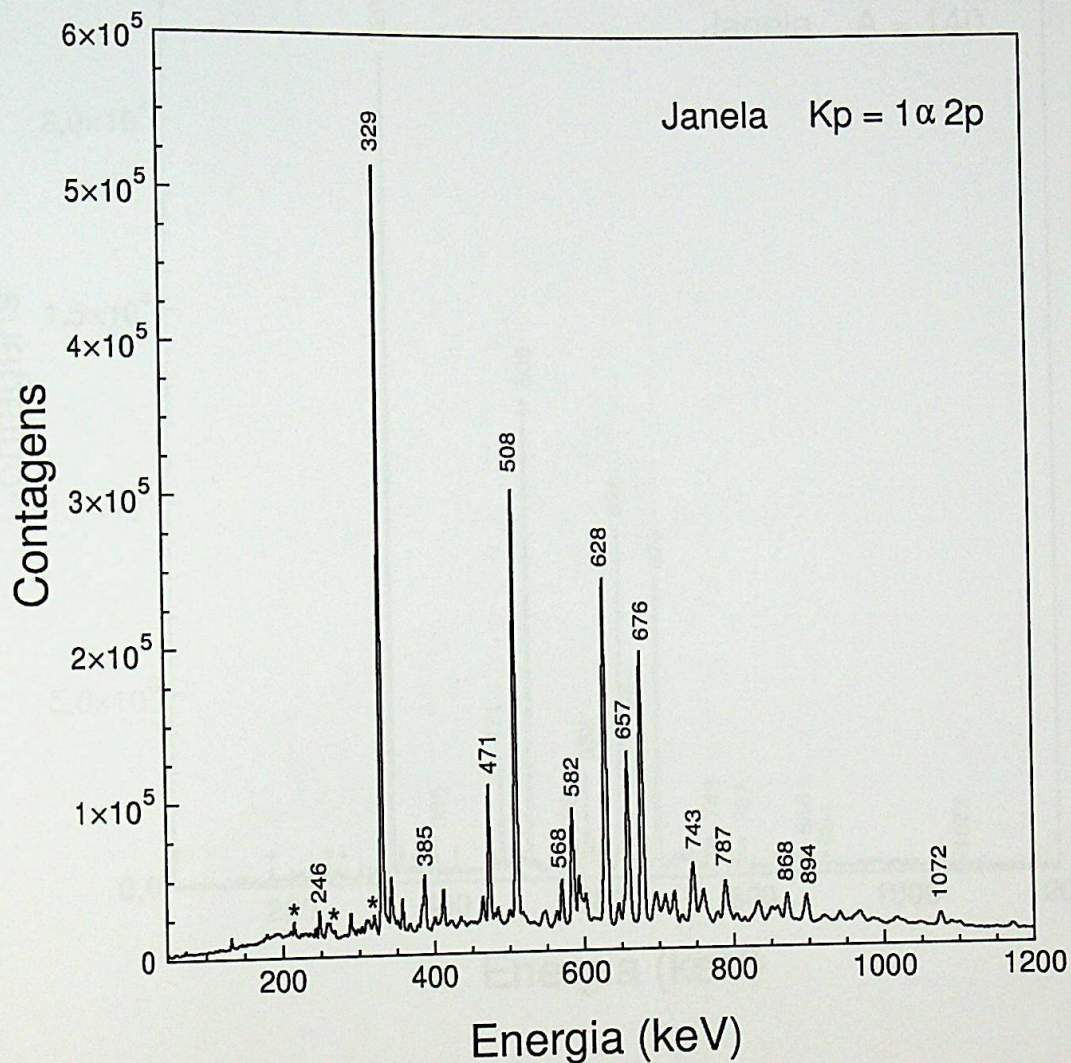


Figura 4.1: Espectro de projeção total da matriz $1\alpha 2p$. Os contaminantes provenientes do ^{139}Gd , são assinalados com (*). As energias são dadas em keV.

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3718

ex. 1

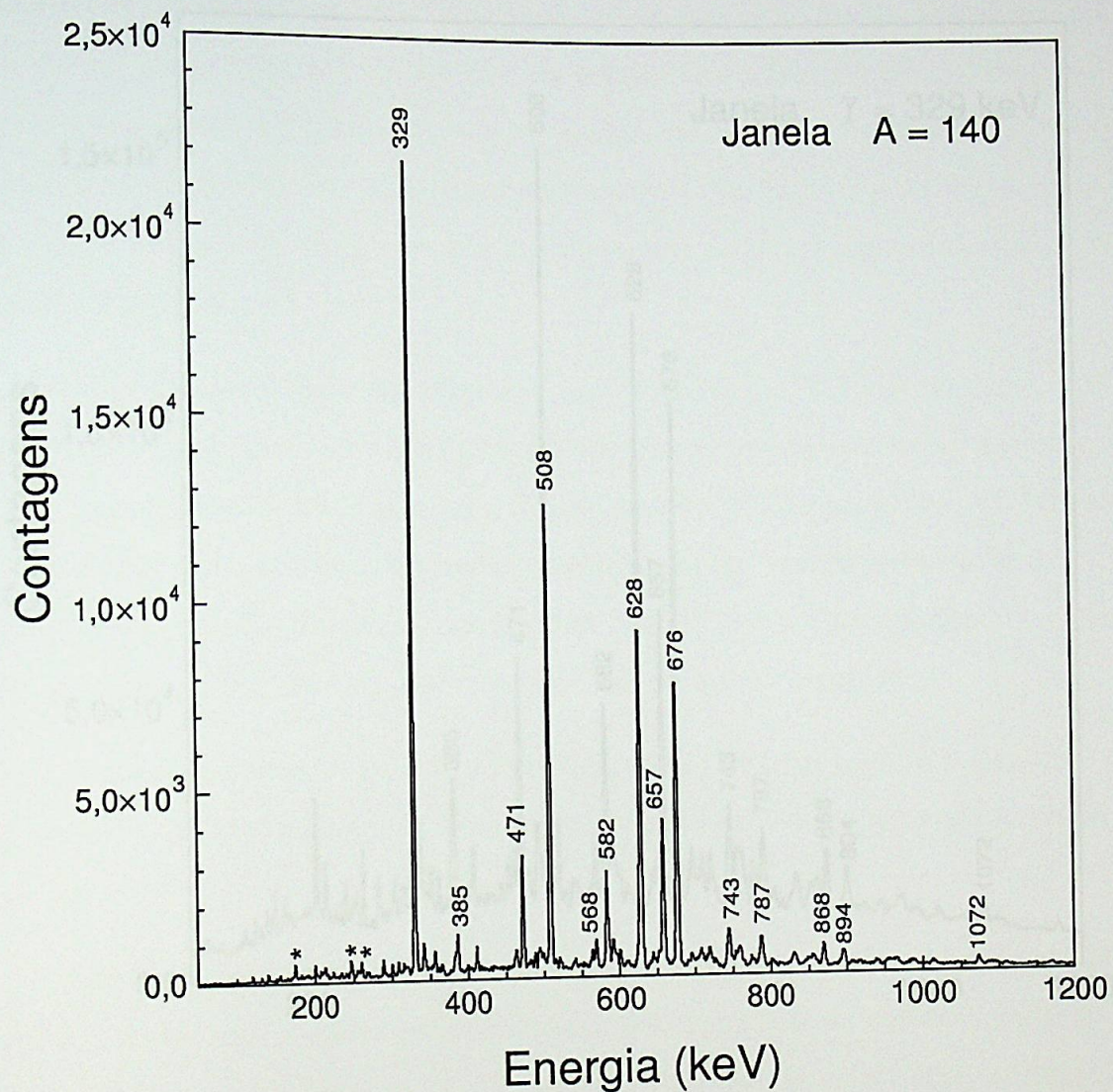


Figura 4.2: Espectro de projeção total da matriz com gate em $A = 140$. Os contaminantes provenientes do ^{140}Tb , são assinalados com (*). As energias são dadas em keV.

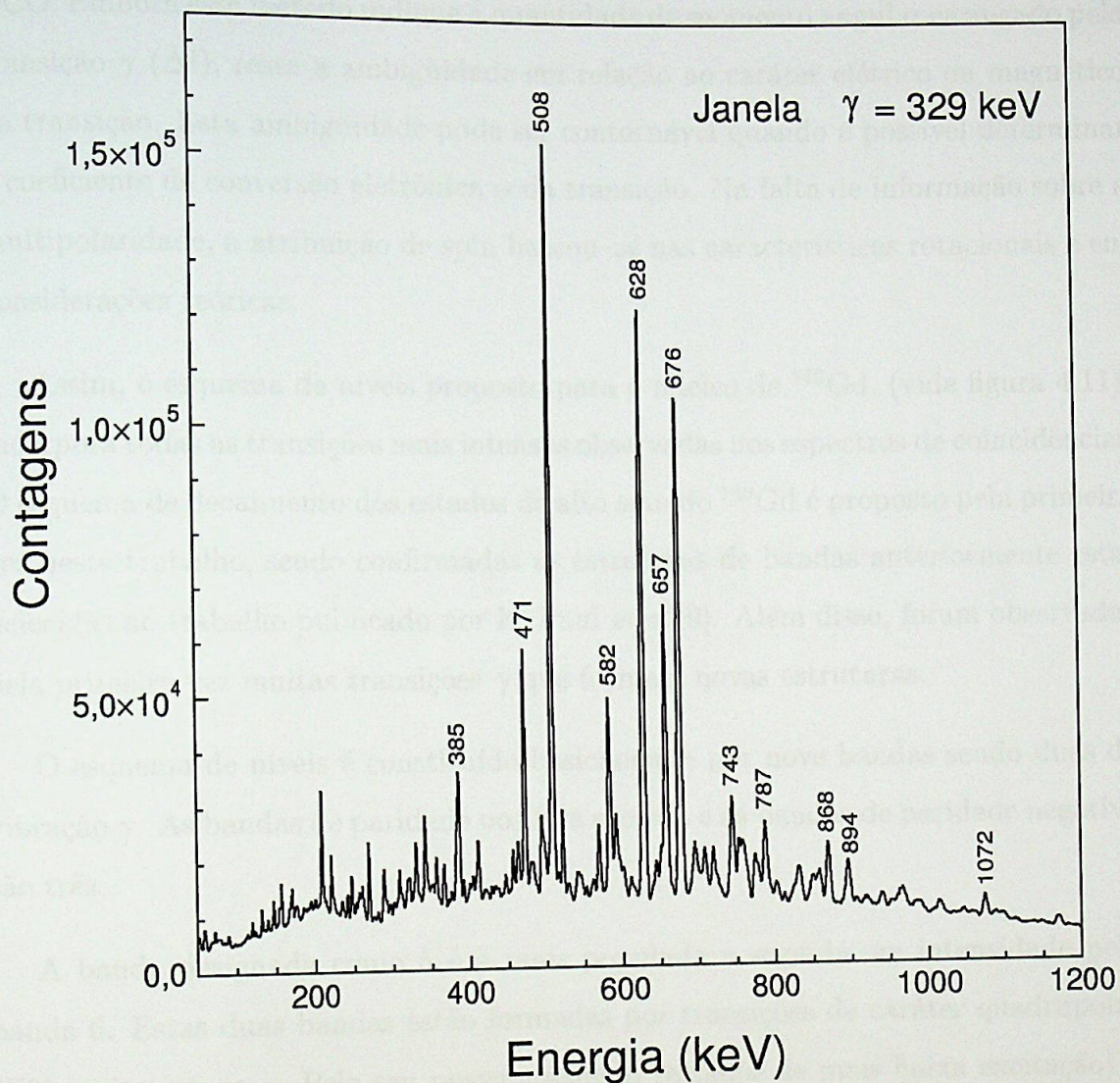


Figura 4.3: Espectro de projeção total da matriz com janela na transição $\gamma = 329$ keV. As energias são dadas em keV.

Usou-se também, a soma de gates das bandas para evidenciar as transições mais fracas. As atribuições dos spins e paridades foi feita de acordo com o método DCO. Embora este método indique a quantidade de momento angular carregado pela transição γ (ΔI), resta a ambigüidade em relação ao caráter elétrico ou magnético da transição. Esta ambigüidade pode ser contornável quando é possível determinar o coeficiente de conversão eletrônica α da transição. Na falta de informação sobre a multipolaridade, a atribuição de spin baseou-se nas características rotacionais e em considerações teóricas.

Assim, o esquema de níveis proposto para o núcleo de ^{140}Gd , (vide figura 4.11), incorpora todas as transições mais intensas observadas nos espectros de coincidências. O esquema de decaimento dos estados de alto spin do ^{140}Gd é proposto pela primeira vez neste trabalho, sendo confirmadas as estruturas de bandas anteriormente estabelecidas no trabalho publicado por K. Paul *et al* [9]. Além disso, foram observadas pela primeira vez muitas transições γ que formam novas estruturas.

O esquema de níveis é constituído basicamente por nove bandas sendo duas de vibração γ . As bandas de paridade positiva são seis e as bandas de paridade negativa são três.

A banda designada como 5 é a mais populada e seguida em intensidade pela banda 6. Estas duas bandas estão formadas por transições de caráter quadrupolar (E2) muito intensas. Pelo seu posicionamento (estados de mais baixa excitação) a banda 5 é a banda *yrast*. Esta banda foi estabelecida até o estado com $I^\pi = (24^+)$. É conveniente ressaltar que a banda *yrast* é a união de duas bandas: a banda *g* e a banda *s*, sendo a banda *g* estabelecida até o estado com $I^\pi = 8^+$ (abaixo do *backbending*) e a banda *s* estabelecida até o estado com $I^\pi = (24^+)$ (acima do *backbending*). Esta banda foi observada anteriormente, só até o estado com $I^\pi = 20^+$,

no trabalho de K. Paul *et al* [9]. Na figura 4.4, mostra-se o espectro obtido com a somas das janelas nas transições de 868, 963 e 1074 keV pertencentes à banda 5. Na figura 4.5, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 854, 916 e 982 keV pertencentes à banda 6.

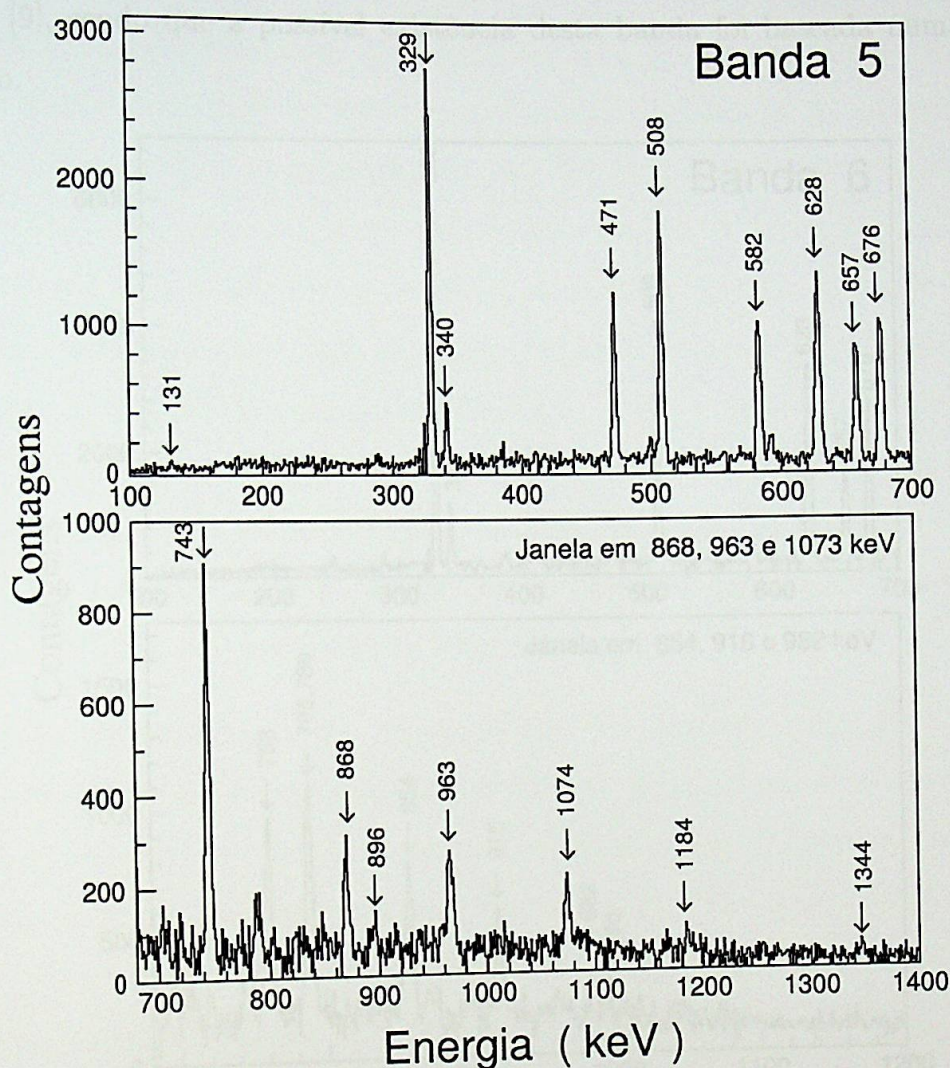


Figura 4.4: Espectro da soma de janelas nas transições de 868, 963 e 1074 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 5.

Na banda 6, formada acima do estado com energia 2929 keV e $I^\pi = 10^+$, conseguiu-se observar até o estado com $I^\pi = 22^+$. Esta banda está unida à banda 5 mediante duas transições de caráter quadrupolar E2 (758 e 788 keV). Convém ressaltar que a transição de 788 keV foi a única transição confirmada no trabalho anterior [9], sendo que a possível existência desta banda foi baseada numa única transição.

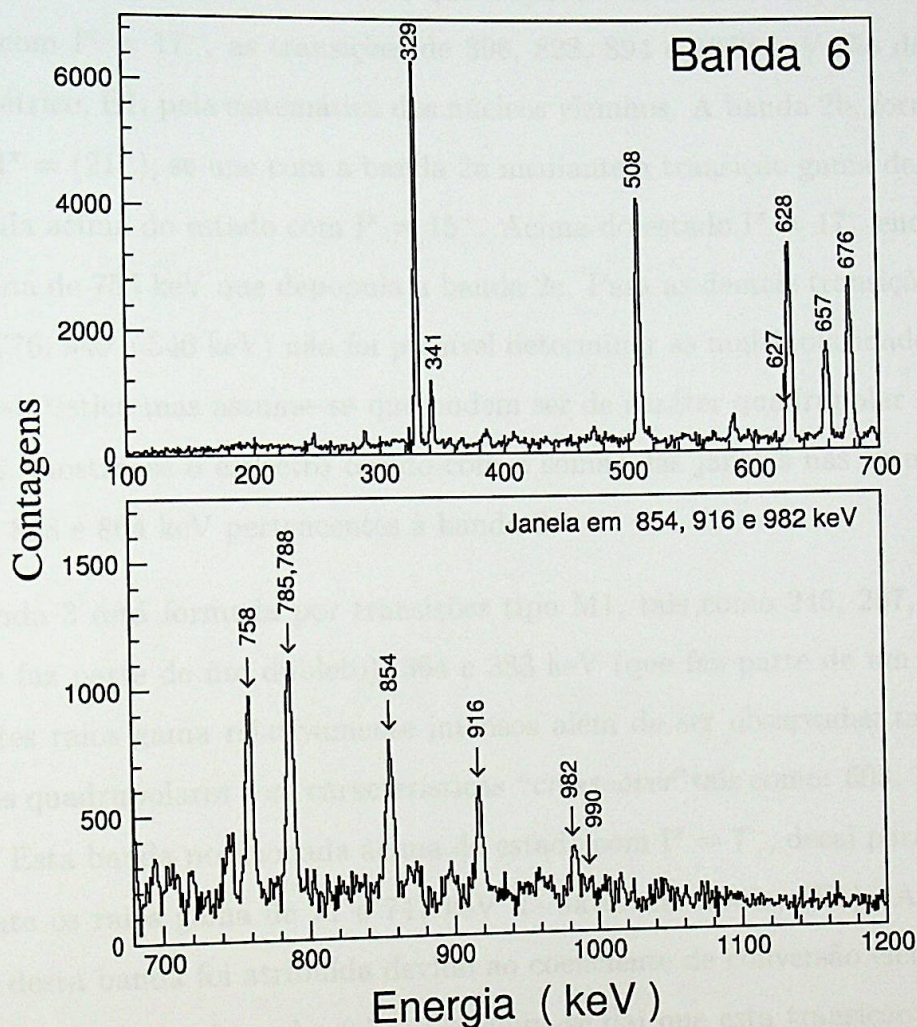


Figura 4.5: Espectro da soma de janelas nas transições de 854, 916 e 982 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 6.

A banda 1 está formada por transições cujas multipolaridades não podem ser determinadas devido a serem raios gama de baixa intensidade e os espectros terem pouca estatística. Esta banda une-se com a banda 2a através das transições gama de 475 e 561 keV, que decaem no estado com $I^\pi = 9^-$ e 7^- , respectivamente.

A banda 2, subdividida em 3 ramos: 2a, 2b e 2c para facilitar a discussão posterior possui transições de carácter quadrupolar. Na banda 2a, observada até o estado com $I^\pi = 17^-$, as transições de 398, 828, 894 e 1072 keV são de carácter dipolar eléctrico, E1, pela sistemática dos núcleos vizinhos. A banda 2b, formada até o estado $I^\pi = (21^-)$, se une com a banda 2a mediante a transição gama de 643 keV posicionada acima do estado com $I^\pi = 15^-$. Acima do estado $I^\pi = 17^-$ encontra-se o raio gama de 753 keV que depopula a banda 2c. Para as demais transições destas bandas (776, 940 e 546 keV) não foi possível determinar as multipolaridades devido à baixa estatística mas assume-se que podem ser de carácter quadrupolar (E2). Na figura 4.6, mostra-se o espectro obtido com a somas das janelas nas transições de 591, 695, 828 e 864 keV pertencentes à banda 2.

A banda 3 está formada por transições tipo M1, tais como 246, 287, 317, 342 keV (que faz parte de um dubleto), 364 e 383 keV (que faz parte de um tripleto), sendo estes raios gama relativamente intensos além de ser observadas também as transições quadrupolares com características "cross-over" tais como: 603, 705, 785 e 659 keV. Esta banda posicionada acima do estado com $I^\pi = 7^-$, decai para a banda *g* mediante os raios gama de 71 e 747 keV de natureza dipolar (E1). A paridade negativa desta banda foi atribuída devido ao coeficiente de conversão eletrônica do raio- γ de 71 keV que é igual a 0.73. Concluiu-se daí que esta transição é do tipo E1 já que se fosse do tipo M1 não haveria consistência com a intensidade com que é observada nas janelas. Na figura 4.7, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 246, 287, 317, 342 e 364 keV pertencentes à banda 3.

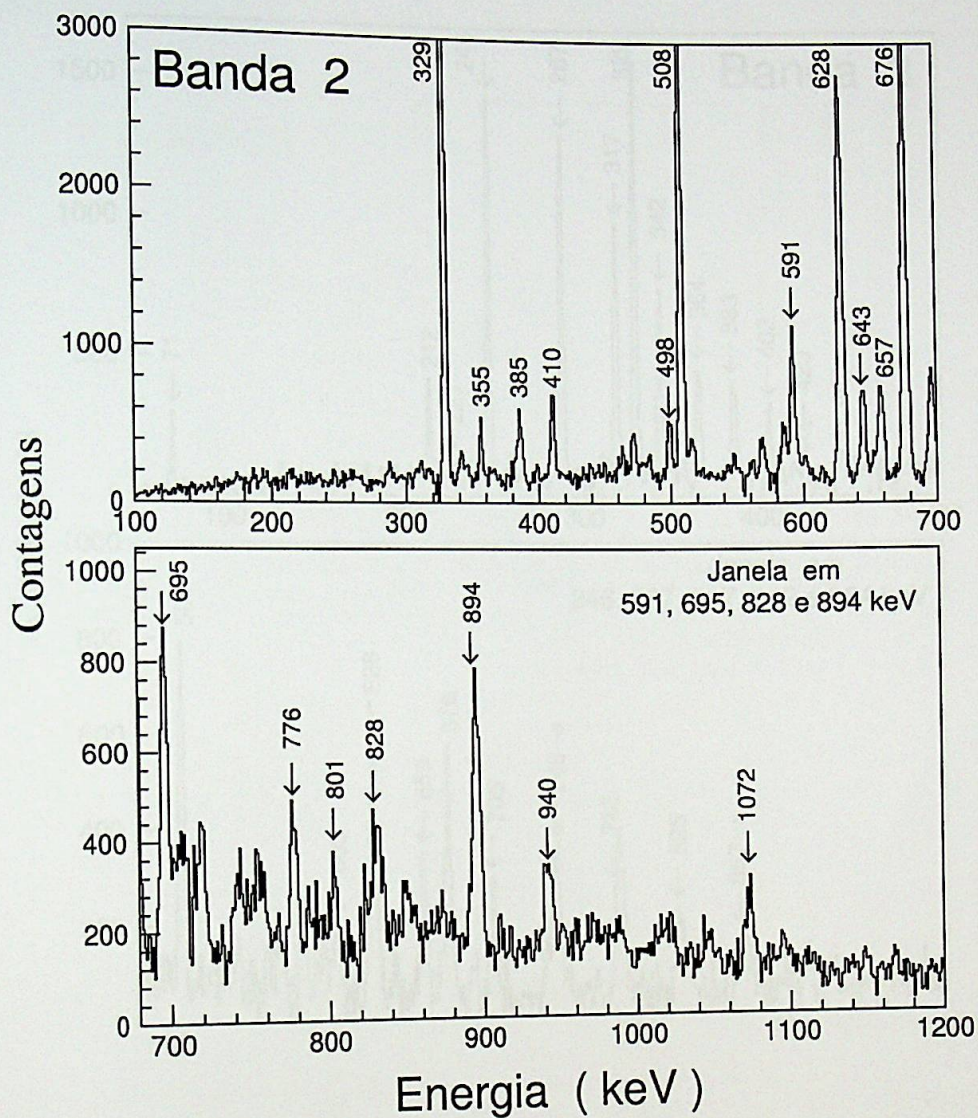


Figura 4.6: Espectro da soma de janelas nas transições de 591, 695, 828 e 894 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 2.

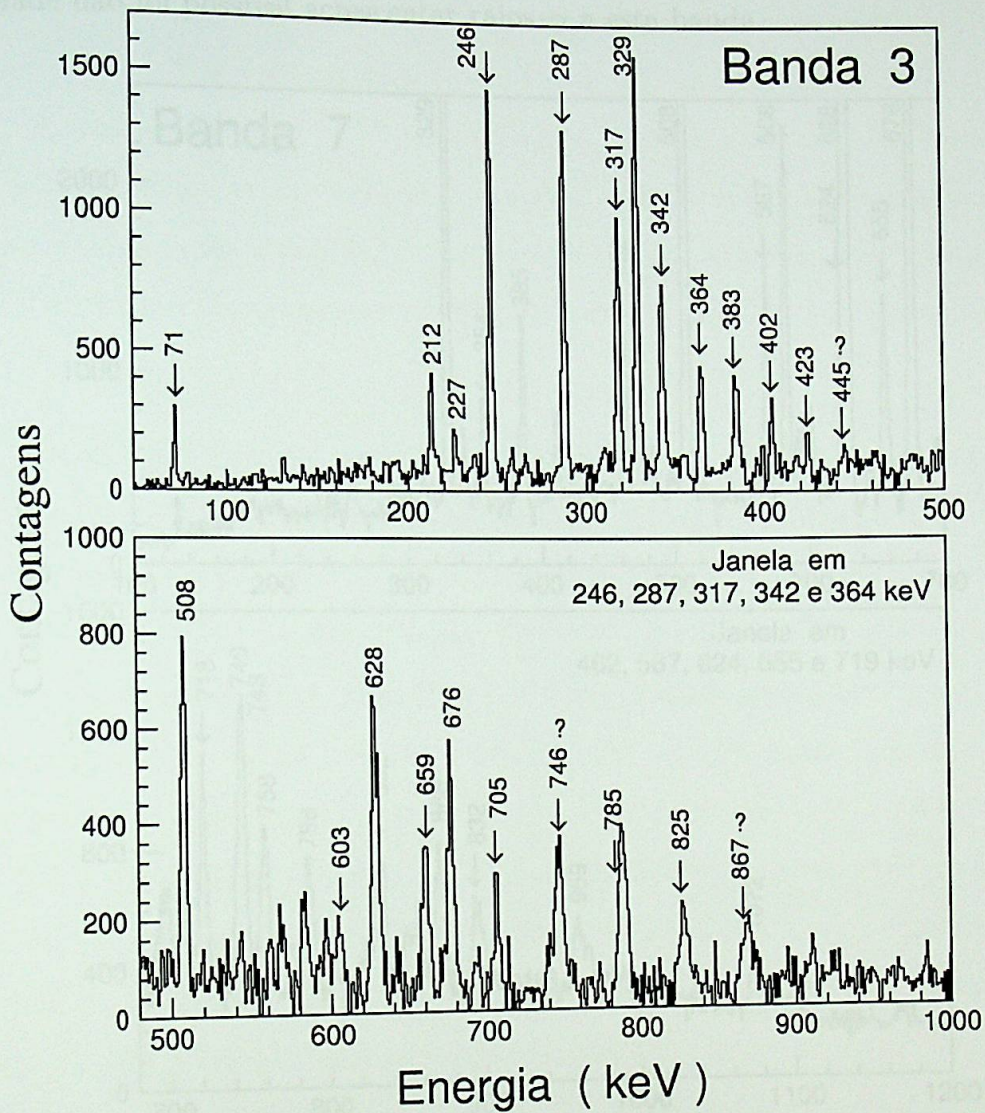


Figura 4.7: Espectro da soma de janelas nas transições de 246, 287, 317, 342 e 364 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 3.

A banda 4 é observada acima do estado $I^\pi = 20^+$ e decai para a banda 5 mediante a transição de 1072 keV de caráter quadrupolar. Devido a baixa estatística e intensidade não foi possível acrescentar raios- γ a esta banda.

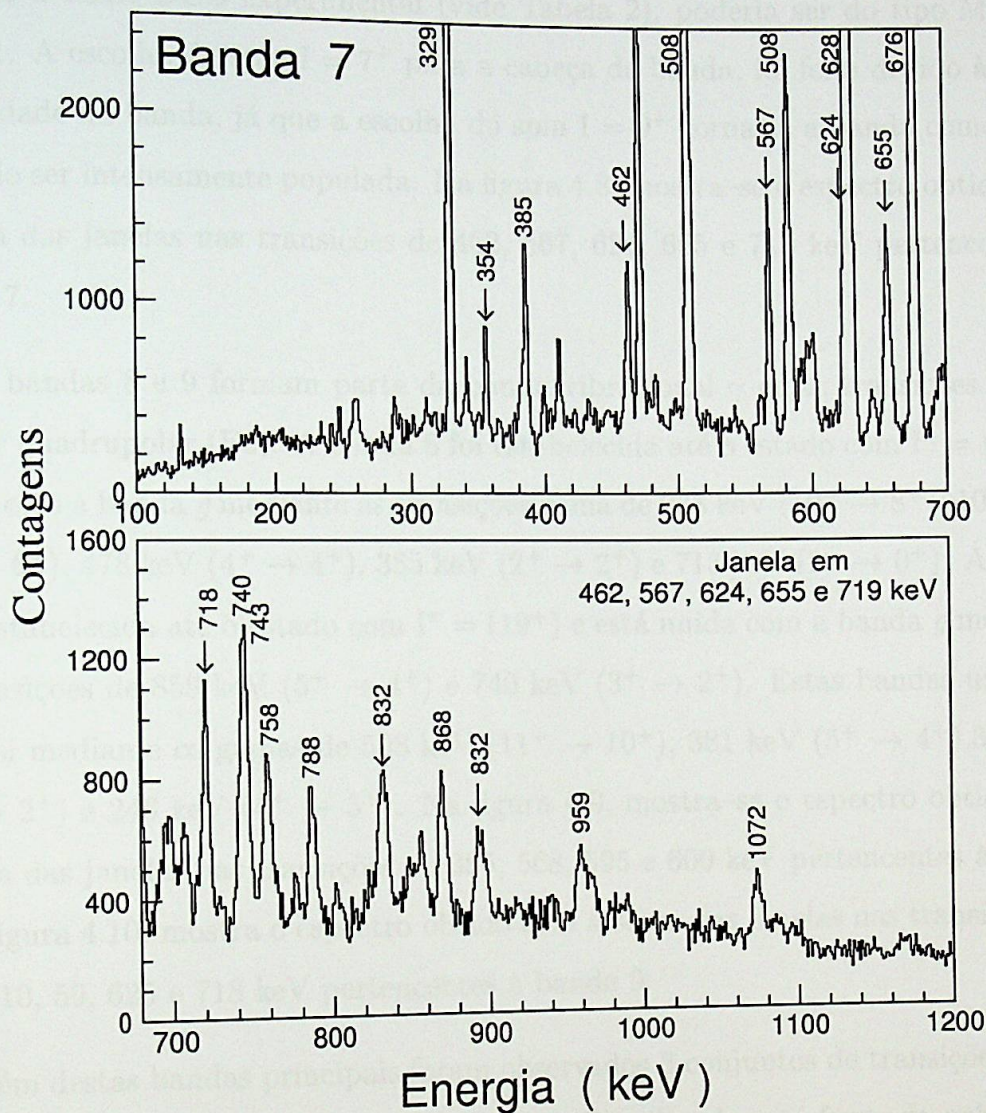


Figura 4.8: Espectro da soma de janelas nas transições de 462, 567, 624, e 719 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 7.

A banda 7 está formada por transições quadrupolares tipo E2 e foi estabelecida até o estado com spin $I^\pi = 17^+$. Esta banda une-se com a banda *g* e banda 9 mediante as transições de 624 keV e 354 keV respectivamente. O gama de 624 keV segundo a razão DCO experimental (vide Tabela 2), poderia ser do tipo M1 com $\Delta I = 1$. A escolha do spin $I = 7^+$ para a cabeça de banda, foi feita devido à baixa intensidade da banda, já que a escolha do spin $I = 9^+$ tornaria a banda como *yrast* devendo ser intensamente populada. Na figura 4.8, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 462, 567, 624, 655 e 718 keV pertencentes à banda 7.

As bandas 8 e 9 formam parte da banda vibracional γ cujas transições são de caráter quadrupolar (E2). A banda 8 foi estabelecida até o estado com $I^\pi = (18^+)$ e se une com a banda *g* mediante as transições gama de 938 keV ($10^+ \rightarrow 8^+$), 1013 keV ($8^+ \rightarrow 6^+$), 478 keV ($4^+ \rightarrow 4^+$), 385 keV ($2^+ \rightarrow 2^+$) e 713 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$). A banda 9 foi estabelecida até o estado com $I^\pi = (19^+)$ e está unida com a banda *g* mediante as transições de 859 keV ($5^+ \rightarrow 4^+$) e 740 keV ($3^+ \rightarrow 2^+$). Estas bandas unem-se entre si mediante os gamas de 508 keV ($11^+ \rightarrow 10^+$), 381 keV ($5^+ \rightarrow 4^+$), 355 keV ($3^+ \rightarrow 2^+$) e 246 keV ($4^+ \rightarrow 3^+$). Na figura 4.9, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 385, 568, 595 e 600 keV pertencentes à banda 8. A figura 4.10, mostra o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 355, 410, 59, 625 e 718 keV pertencentes à banda 9.

Além destas bandas principais foram observados 3 conjuntos de transições gama sendo um deles a banda designada como "a". Esta banda está formada pelos raios gama de 783 e 840 keV e está unida com a banda 5 mediante as transições de 1344, 1374, 1097, 896 e 314 keV, onde as transições de 896 e 1097 keV são de caráter dipolar. Um outro conjunto de transições de 307, 482 e 692 keV, acima do estado com $I^\pi = 7^+$, são indício de uma possível banda que se une com a banda 9 mediante

a transição de 690 keV, sendo este raio gama de caráter quadrupolar.

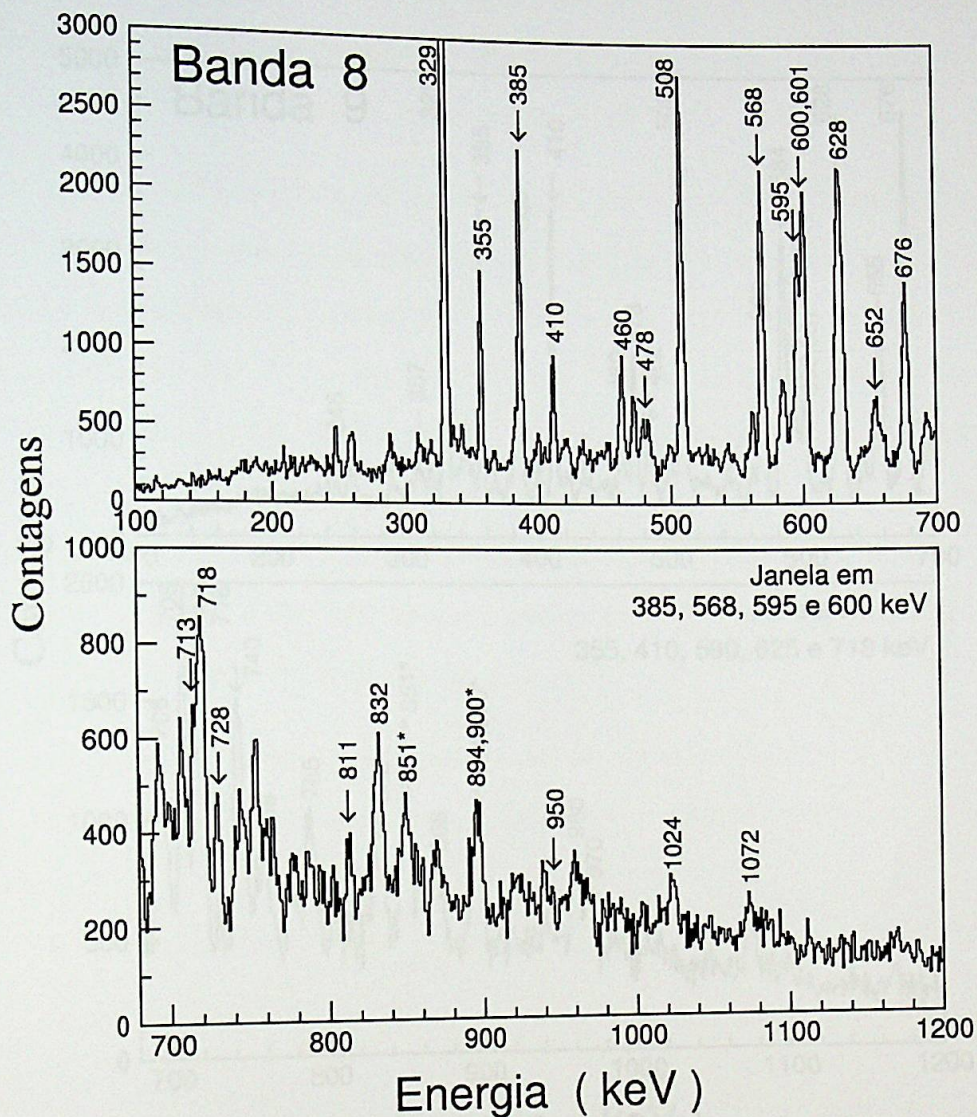


Figura 4.9: Espectro da soma de janelas nas transições de 385, 568, 595 e 600 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 8.

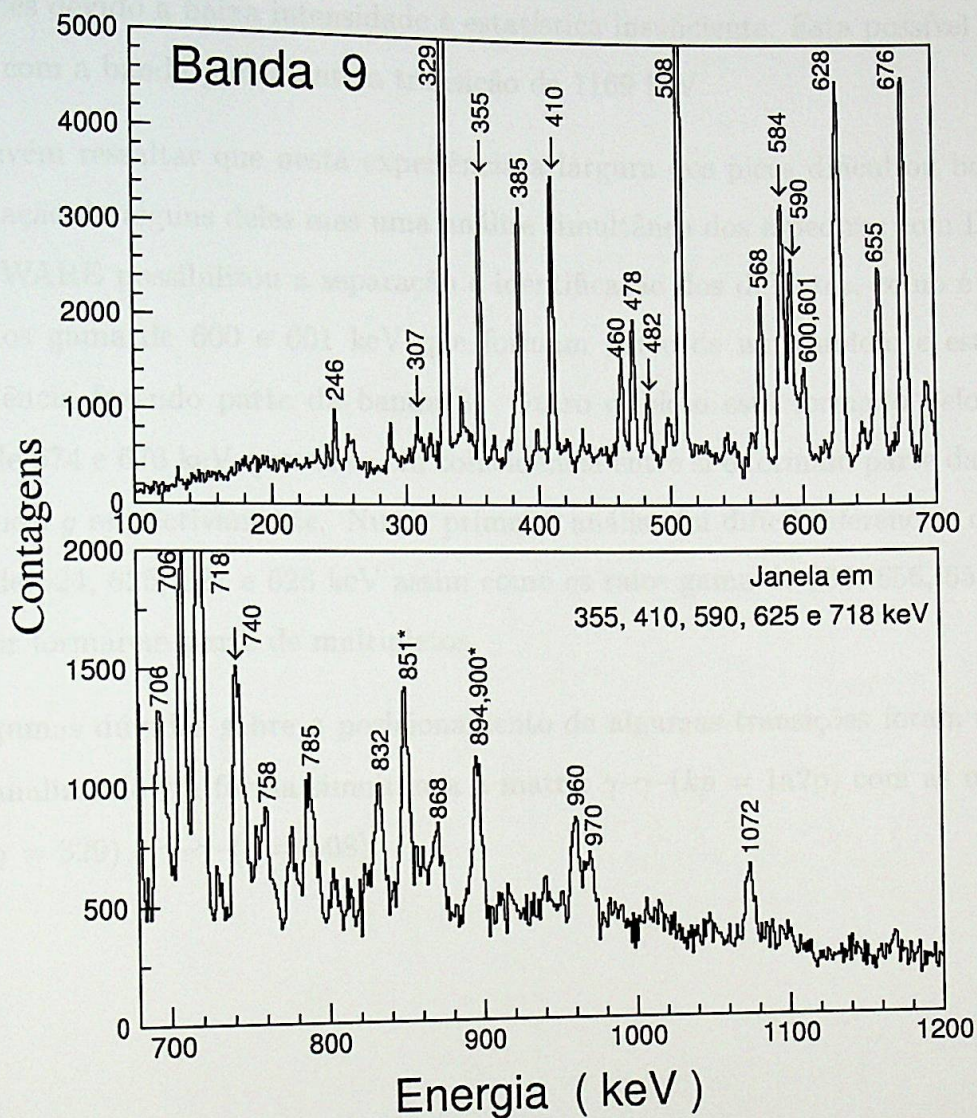


Figura 4.10: Espectro da soma de janelas nas transições de 355, 410, 590, 625 e 718 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 9.

Os raios- γ de 383 e 541 keV parecem formar uma outra banda acima do estado com $I^\pi = 7^-$, sendo que não foi possível determinar a multipolaridade destas transições devido a baixa intensidade e estatística insuficiente. Esta possível banda une-se com a banda g mediante a transição de 1169 keV.

Convém ressaltar que nesta experiência a largura dos picos dificultou bastante a separação de alguns deles mas uma análise simultânea dos espectros com DAMM e RADWARE possibilitou a separação e identificação dos dubletos, como é o caso dos raios gama de 600 e 601 keV que formam parte de um dubleto e estão em coincidência fazendo parte da banda 8. Outro dubleto está formado pelos raios gama de 674 e 676 keV que estão em coincidência entre si e formam parte da banda 2 e banda g respectivamente. Numa primeira análise foi difícil diferenciar os raios gama de 624, 625, 627 e 628 keV assim como os raios gama de 655, 656, 657 e 659 keV por formarem parte de multipletos.

Algumas dúvidas sobre o posicionamento de algumas transições foram esclarecidas analisando em forma simultânea a matriz $\gamma\text{-}\gamma\text{-}(kp = 1a2p)$ com as matrizes $\gamma\text{-}\gamma\text{-}(\gamma = 329)$ e $\gamma\text{-}\gamma\text{-}(\gamma = 508)$.

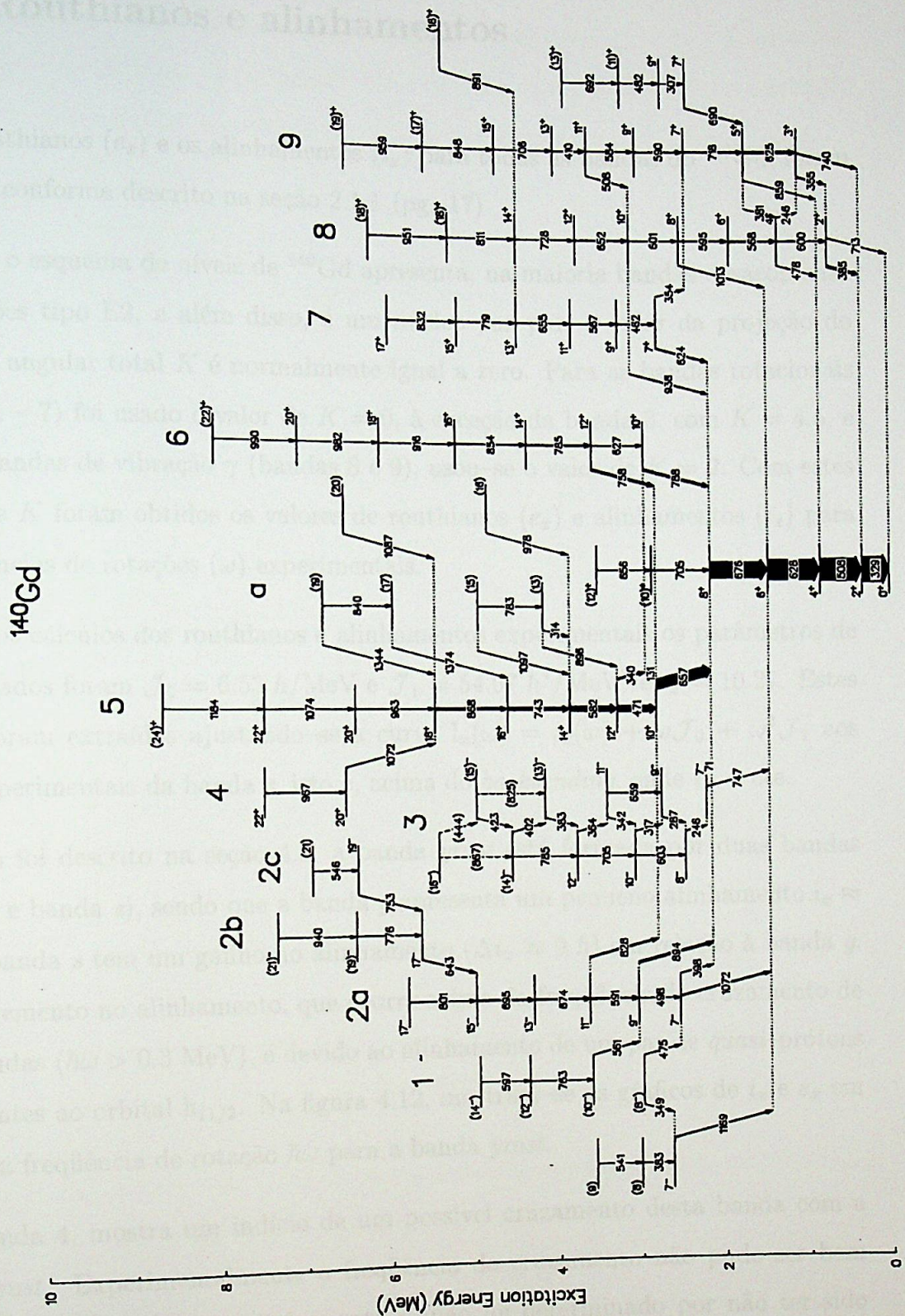


Figura 4.11: Esquema de níveis do ^{140}Gd . As transições são dadas em keV.

4.3 Routhianos e alinhamentos

Os routhianos (e_x) e os alinhamentos (i_x) para todas as bandas do ^{140}Gd , foram extraídos conforme descrito na seção 2.1.1 (pg. 17)

Como o esquema de níveis de ^{140}Gd apresenta, na maioria bandas desacopladas e transições tipo E2, e além disso, é um núcleo par-par, o valor da projeção do momento angular total K é normalmente igual a zero. Para as bandas rotacionais (bandas 1 - 7) foi usado o valor de $K = 0$, à exceção da banda 3, com $K = 4.5$, e para as bandas de vibração γ (bandas 8 e 9), usou-se o valor de $K = 2$. Com estes valores de K foram obtidos os valores de routhianos (e_x) e alinhamentos (i_x) para as frequências de rotações (ω) experimentais.

Para os cálculos dos routhianos e alinhamentos experimentais os parâmetros de Harris usados foram $\mathcal{J}_0 = 6.53 \hbar/\text{MeV}$ e $\mathcal{J}_1 = 54.07 \hbar^4/\text{MeV}^3$ e $i_x = 10.27$. Estes valores foram extraídos ajustando-se a curva $I_x(\omega) = i_x(\omega) + \omega\mathcal{J}_0 + \omega^3\mathcal{J}_1$ aos dados experimentais da banda s , isto é, acima do *backbending*, onde $i_x = \text{cte}$.

Como foi descrito na seção 4.2, a banda *yrast* está formada por duas bandas (banda g e banda s), sendo que a banda g apresenta um pequeno alinhamento $i_x \approx 1 \hbar$ e a banda s tem um ganho no alinhamento ($\Delta i_x \approx 9 \hbar$) em relação à banda g . Este incremento no alinhamento, que ocorre acima da frequência de cruzamento de ditas bandas ($\hbar\omega > 0.3 \text{ MeV}$), é devido ao alinhamento de um par de *quasi-prótons* pertencentes ao orbital $h_{11/2}$. Na figura 4.12, mostram-se os gráficos de i_x e e_x em função da frequência de rotação $\hbar\omega$ para a banda *yrast*.

A banda 4, mostra um indício de um possível cruzamento desta banda com a banda *yrast*. Experimentalmente a frequência de cruzamento não pode ser bem determinada. O ganho em alinhamento i_x não foi determinado por não ter sido

possível identificar outras transições pertencentes a esta banda. Uma possível explicação para a existência desta banda poderia estar baseada na estrutura coletiva atribuída à excitação das 4 *quasi*-partículas de energia de excitação mais baixa.

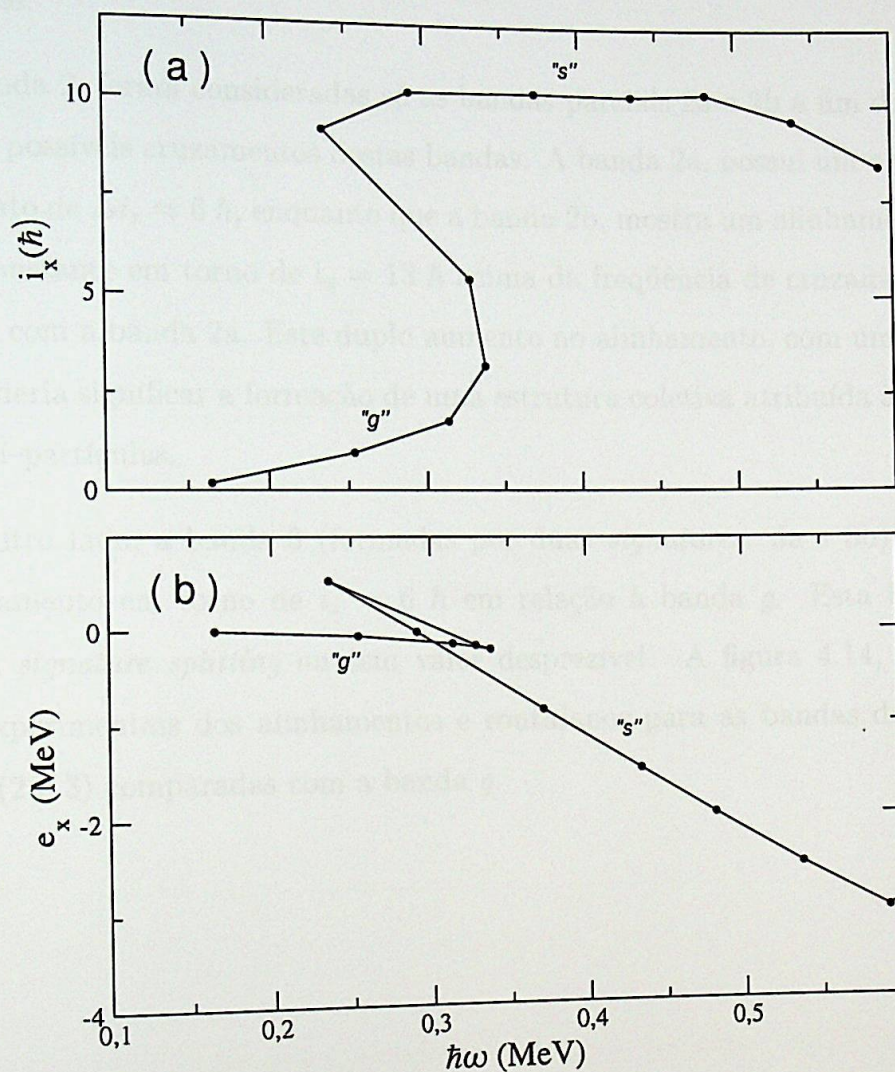


Figura 4.12: (a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para a banda yrast, assinalada como banda 5.

As bandas 6 e 7 possuem um ganho de alinhamento em torno de $\Delta i_x = 8$ e $7 \hbar$ em relação à banda g com frequências de cruzamento de $\hbar\omega \approx 0.35$ e 0.41 MeV, respectivamente. A figura 4.13, mostra os valores experimentais dos alinhamentos e routhianos para as bandas de paridade positiva (bandas 4, 6 e 7), em relação à banda *yrast*.

Na banda 2, foram consideradas só as bandas parciais 2a e 2b a fim de observar melhor os possíveis cruzamentos destas bandas. A banda 2a, possui um aumento do alinhamento de $\Delta i_x \approx 6 \hbar$, enquanto que a banda 2b, mostra um alinhamento maior e quase constante em torno de $i_x = 13 \hbar$ acima da frequência de cruzamento $\hbar\omega \approx 0.34$ MeV com a banda 2a. Este duplo aumento no alinhamento, com um total $\Delta i_x \approx 13 \hbar$ poderia significar a formação de uma estrutura coletiva atribuída à excitação de 4 *quasi*-partículas.

Por outro lado, a banda 3 (formadas por duas *signatures*: 3a e 3b) apresenta um alinhamento em torno de $i_x = 6 \hbar$ em relação à banda g . Esta banda não apresenta *signature splitting* ou tem valor desprezível. A figura 4.14, mostra os valores experimentais dos alinhamentos e routhianos para as bandas de paridade negativa (2 e 3) comparadas com a banda g .

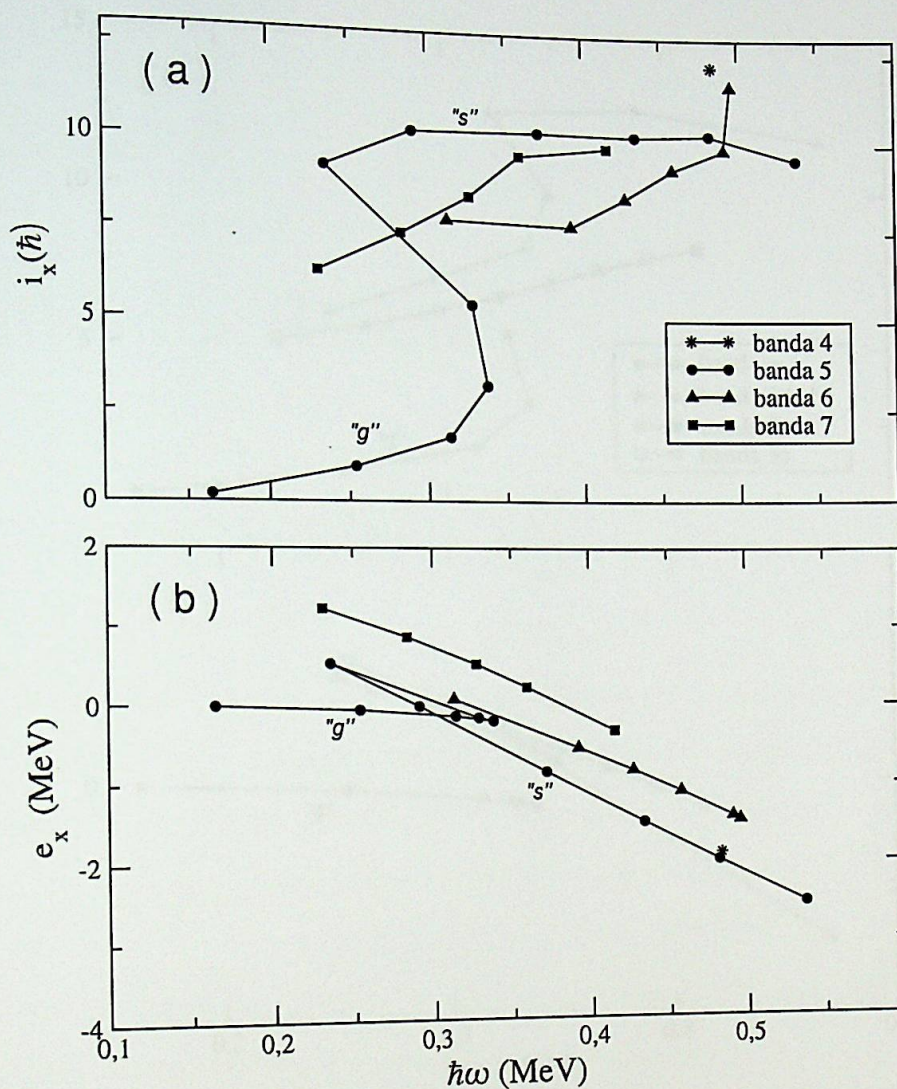


Figura 4.13: (a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade positiva. Usou-se para comparação a banda *grast*.

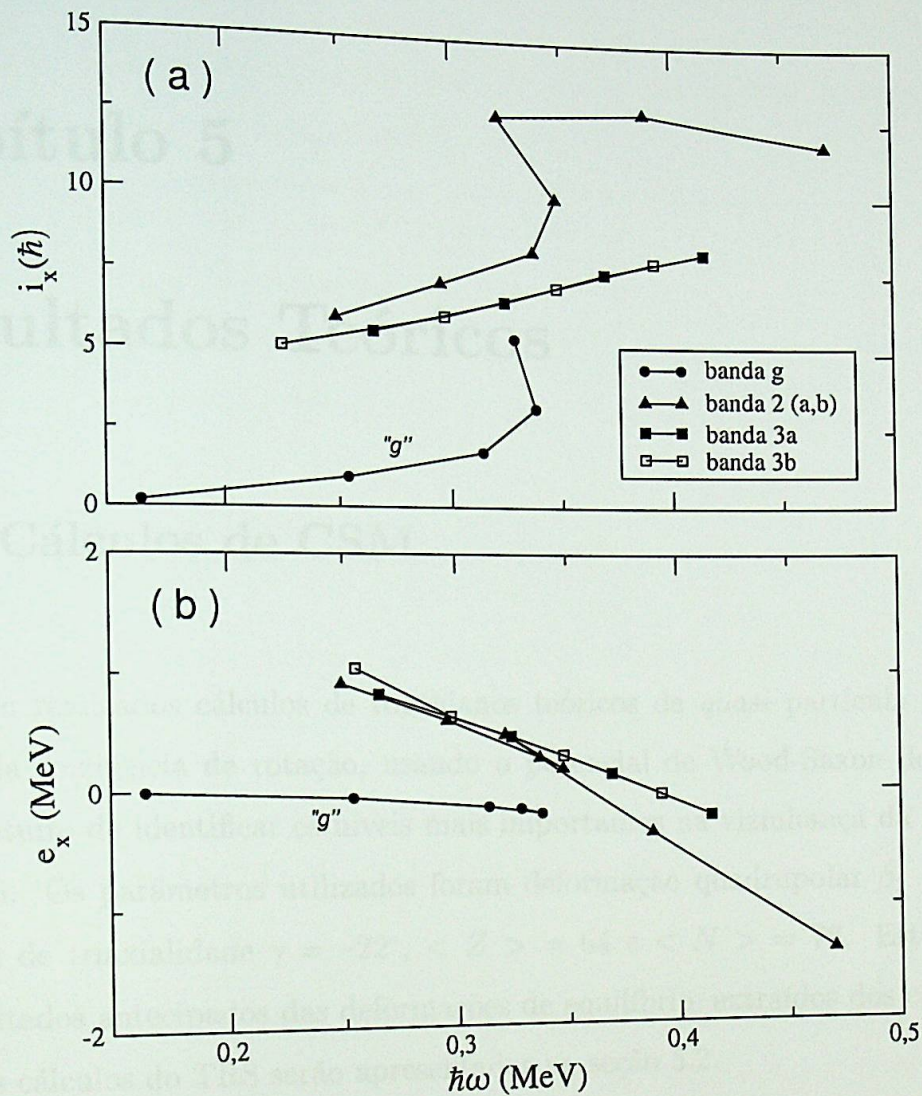


Figura 4.14: (a) alinhamento e (b) rothiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade negativa. Usou-se como referência a banda g.

Capítulo 5

Resultados Teóricos

5.1 Cálculos de CSM

Foram realizados cálculos de routhianos teóricos de *quasi*-partícula única em função da frequência de rotação, usando o potencial de Wood-Saxon deformado, com o intuito de identificar os níveis mais importantes na vizinhança da superfície de Fermi. Os parâmetros utilizados foram deformação quadrupolar $\beta_2 = 0.23$, e um grau de triaxialidade $\gamma = -22^\circ$, $\langle Z \rangle = 64$ e $\langle N \rangle = 76$. Estes valores são resultados antecipados das deformações de equilíbrio, extraídos dos cálculos de TRS. Os cálculos do TRS serão apresentados na seção 5.2.

Nos diagramas das *quasi*-partículas, os níveis dos routhianos são classificados de acordo com os números quânticos de simetria: paridade e signature (π, α), onde os *quasi*-nêutrons são especificados com letras minúsculas e os *quasi*-prótons com letras maiúsculas. Na tabela 3, mostra-se a correspondência entre a notação do CSM (código de letras, paridade, *signature*) e os orbitais de Nilsson ($[N, n_z, \Lambda]\Omega$). Nos diagramas, são lidos diretamente o valor de *signature splitting* ($\Delta e'$) e os alinhamentos

(i_x) a partir da inclinação negativa dos routhianos ($-\frac{de'}{d\omega}$), para cada configuração, assim como as frequências de cruzamento ω_c entre as bandas.

Tabela 3. Estados de *quasi*-partículas, denotados pelo código de letras, correspondentes aos estados de Nilsson para $\hbar\omega = 0$.

j-shell	$[Nn_z\Lambda]\Omega$	paridade	$\alpha = -\frac{1}{2}$	$\alpha = +\frac{1}{2}$
$\pi h_{11/2}$	$[541]_{\frac{3}{2}}$	-	A	B
$\pi h_{11/2}$	$[550]_{\frac{1}{2}}$	-	C	D
$\pi g_{7/2}$	$[413]_{\frac{5}{2}}$	+	E	F
$\nu h_{11/2}$	$[514]_{\frac{9}{2}}$	-	a	b
$\nu s_{1/2}, d_{3/2}$	$[400]_{\frac{1}{2}}, [402]_{\frac{3}{2}}$	+	e	f

Na figura 5.1, são mostrados os resultados típicos dos routhianos de *quasi*-partículas em função da frequência de rotação $\hbar\omega$, para o núcleo de ^{140}Gd .

5.1.1 Excitações de 2 *quasi*-partículas

Na figura 5.1 a excitação de energia mais baixa possível para as *quasi*-partículas no núcleo de ^{140}Gd identifica-se com a ocupação dos estados A e B para prótons e a e b para nêutrons. Observa-se, também, que o valor de *signature splitting* entre os estados de *quasi*-nêutron é pequeno, enquanto que o valor de *signature splitting* entre os estados de *quasi*-próton é da ordem de centenas de keV.

Pode-se observar na figura 5.1a que o primeiro cruzamento de *quasi*-prótons com a banda *yrast* está em torno da frequência de rotação $\hbar\omega = 0.24$ MeV. A configuração

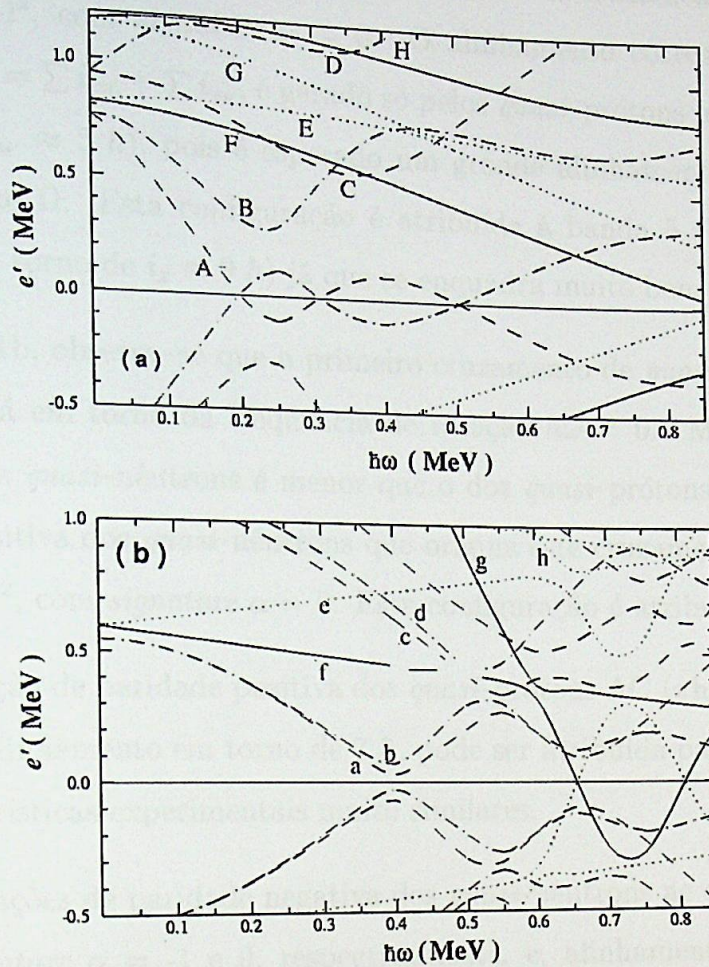


Figura 5.1: Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partículas (e_x'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$), a) para prótons, b) para nêutrons correspondentes à deformação $\beta_2 = 0.23$, $\beta_4 = 0.0$ e $\gamma = -0.22$. Usou-se a seguinte convenção: linha sólida ($\pi = +, \alpha = +1/2$), linha pontilhada ($\pi = +, \alpha = -1/2$), linha traço-pontilhada ($\pi = -, \alpha = +1/2$) e linha tracejada ($\pi = -, \alpha = -1/2$)

de paridade positiva dos *quasi*-prótons que origina este cruzamento é identificada como AB $(h_{11/2})^2$, com *signature* $\alpha = 0$. O alinhamento correspondente a esta configuração, $i_x = \sum i_{x\pi} + \sum i_{x\nu}$, é gerado só pelos *quasi*-prótons $h_{11/2}$ (cada *quasi*-próton possui $i_{x\nu} \approx 5 \hbar$), pois é esperado um grande alinhamento em orbitais de alto j e de baixo Ω . Esta configuração é atribuída à banda 5 (banda *yrast* com alinhamento em torno de $i_x \approx 9 \hbar$) já que se enquadra muito bem nesta descrição.

Na figura 5.1b, observa-se que o primeiro cruzamento de *quasi*-nêutrons com a banda *yrast* está em torno da frequência de rotação $\hbar\omega = 0.4$ MeV, sendo que o alinhamento dos *quasi*-nêutrons é menor que o dos *quasi*-prótons. A configuração de paridade positiva dos *quasi*-nêutrons que origina este cruzamento é identificada como ab $(h_{11/2})^2$, com *signature* $\alpha = 0$. Esta configuração é atribuída à banda 6.

A configuração de paridade positiva dos *quasi*-prótons AC $(\pi h_{11/2})^2$, com *signature* $\alpha = -1$ e alinhamento em torno de $7 \hbar$, pode ser atribuída para a banda 7, por possuir características experimentais muito similares.

As configurações de paridade negativa dos *quasi*-nêutrons ae e be $(h_{11/2} \otimes s_{1/2}, d_{3/2})$ com *signature* $\alpha = -1$ e 0, respectivamente, e, alinhamento em torno de $5 \hbar$, mostram uma banda com uma *signature splitting* pequena $(\Delta e') = 50$ keV na frequência $\hbar\omega = 0.4$ MeV. Estas configurações são atribuídas para as duas *signatures* da banda 3.

5.1.2 Excitações de 4 *quasi*-partículas

No gráfico $e' \times \hbar\omega$ (figura 5.1a), nota-se que o primeiro cruzamento de *quasi*-prótons com a banda *yrast* está em torno da $\hbar\omega = 0.24$ MeV e corresponde ao alinhamento de dois *quasi*-prótons AB $(\pi h_{11/2})^2$ (banda 5). O segundo cruzamento

(figura 5.1b) corresponde ao alinhamento de dois *quasi*-nêutrons $ab (\nu h_{11/2})^2$, em torno da frequência $\hbar\omega = 0.40$ MeV. Este alinhamento total gera uma banda de 4 *quasi*-partículas, sendo 2 *quasi*-prótons AB e 2 *quasi*-nêutrons ab e têm a configuração ABab $(\pi h_{11/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^2$, que pode ser atribuída à banda 4.

Para as configurações de paridade negativa dos *quasi*-prótons AF e AE ($h_{11/2} \otimes g_{7/2}$), com *signature* $\alpha = 0$ e -1 , respectivamente, e, alinhamentos $i_x \approx 7 \hbar$, o primeiro cruzamento dos *quasi*-prótons está bloqueado, no entanto o alinhamento de outros 2 *quasi*-prótons, BC $(h_{11/2})^2$, vindo do próximo cruzamento em torno da frequência de rotação $\hbar\omega = 0.38$ MeV, produz um alinhamento total em torno de $13 \hbar$, gerando configurações de 4 *quasi*-partículas AFBC e AEBC. A banda 2b com *signature* $\alpha = -1$ e com um alinhamento total em torno de $13 \hbar$, enquadra-se muito bem nesta descrição, atribuindo-se a configuração AEBC. No entanto, para banda 1 com *signature* $\alpha = 0$ e frequência de cruzamento não observada experimentalmente, poderia ser atribuída à configuração AF, segundo a sistemática de alguns núcleos vizinhos.

5.2 Cálculos de TRS

Cálculos das superfícies de routhianos totais (TRS) baseados num potencial de Woods-Saxon foram feitos para o ^{140}Gd . Estes cálculos permitiram estudar a evolução da forma nuclear em função da rotação para várias configurações de *quasi*-partículas, bem como extrair os valores da deformação de equilíbrio para cada uma delas. Com base nestes resultados será feita uma melhor análise das configurações no núcleo do ^{140}Gd . Convém ressaltar que para todas as configurações existentes neste núcleo, os parâmetros β e γ , mantem-se quase constantes $\beta_2 \approx 0.23$ e $\gamma \approx$

-24° , sendo portanto usado só um diagrama de níveis de energia dos routhianos das *quasi*-partículas para descrever todas as configurações (vide figura 5.1).

5.2.1 Banda *Yrast*-vácuo e alinhamentos $h_{11/2}$

Para a configuração de vácuo de *quasi*-partículas o TRS mostra, abaixo da frequência de cruzamento ($\hbar\omega \leq 0.30$ MeV), uma deformação de equilíbrio com $\beta_2 \approx 0.22$ e $\gamma \approx -24^\circ$, (vide figura 5.2a,b) apresentando a forma nuclear com pouca rigidez em relação ao parâmetro de triaxialidade γ . Acima da frequência de primeiro cruzamento ($\hbar\omega > 0.30$ MeV), se mantém quase o mesmo grau de triaxialidade ($\gamma \approx -21.5^\circ$) e a deformação permanece constante, aumentando só em forma drástica o alinhamento de *quasi*-prótons com um ganho de $\Delta i_x \approx 7 \hbar$ causada pelo cruzamento dos *quasi*-prótons $(\pi h_{11/2})^2$ (alinhamento do par AB), que segundo os cálculos dos routhianos de *quasi*-partículas acontece em torno de $\hbar \approx 0.25$ MeV (vide figura 5.1a). Esta configuração $(\pi h_{11/2})^2$ é atribuída para a banda 5.

Conforme aumenta a frequência de rotação na configuração de vácuo (após o alinhamento do par AB), o TRS mostra que para uma frequência de rotação, $\hbar\omega \approx 0.43$ MeV ocorre uma segunda mudança no alinhamento dos *quasi*-nêutrons ($\Delta i_x \approx 6\hbar$), onde o mínimo é deslocado para a forma puramente triaxial ($\gamma = -30^\circ$) com diminuição da deformação ($\beta_2 \approx 0.20$), como pode ser observado na figura 5.2c,d. Este novo alinhamento corresponde a uma configuração de 4 *quasi*-partículas, atribuída para a banda 4.

5.2.2 Configuração $(\pi h_{11/2}) \otimes (\pi g_{7/2})$

A evolução da forma nuclear, em função da frequência de rotação para a configuração $(\pi h_{11/2}) \otimes (\pi g_{7/2})$ (excitação do par de prótons AE), é mostrada na figura 5.3. Nesta configuração o núcleo possui uma deformação $\beta_2 \approx 0.24$ com um grau de triaxialidade $\gamma \approx -22^\circ$, (vide figura 5.3). Conforme aumenta a frequência de rotação, ocorre uma mudança no alinhamento devido a dois *quasi*-prótons $\Delta i_x \approx 6 \hbar$ para $\hbar\omega \approx 0.43$ MeV. Nessa frequência de cruzamento o mínimo é deslocado para forma maximamente triaxial coletiva ($\gamma = -30^\circ$) com uma diminuição do parâmetro deformação ($\beta_2 = 0.20$). Esta nova configuração corresponderia a uma estrutura de 4 *quasi*-prótons AEBC, atribuída para a banda 2b.

5.2.3 Configuração $(\nu h_{11/2}) \otimes (\nu s_{1/2}, d_{3/2})$

A forma nuclear para a configuração $(\nu h_{11/2}) \otimes (\nu s_{1/2}, d_{3/2})$ (af), atribuída à banda 3, é mostrada na figura 5.4. Nesta configuração o núcleo possui uma deformação $\beta_2 \approx 0.20$ com um grau de triaxialidade $\gamma \approx -28^\circ$.

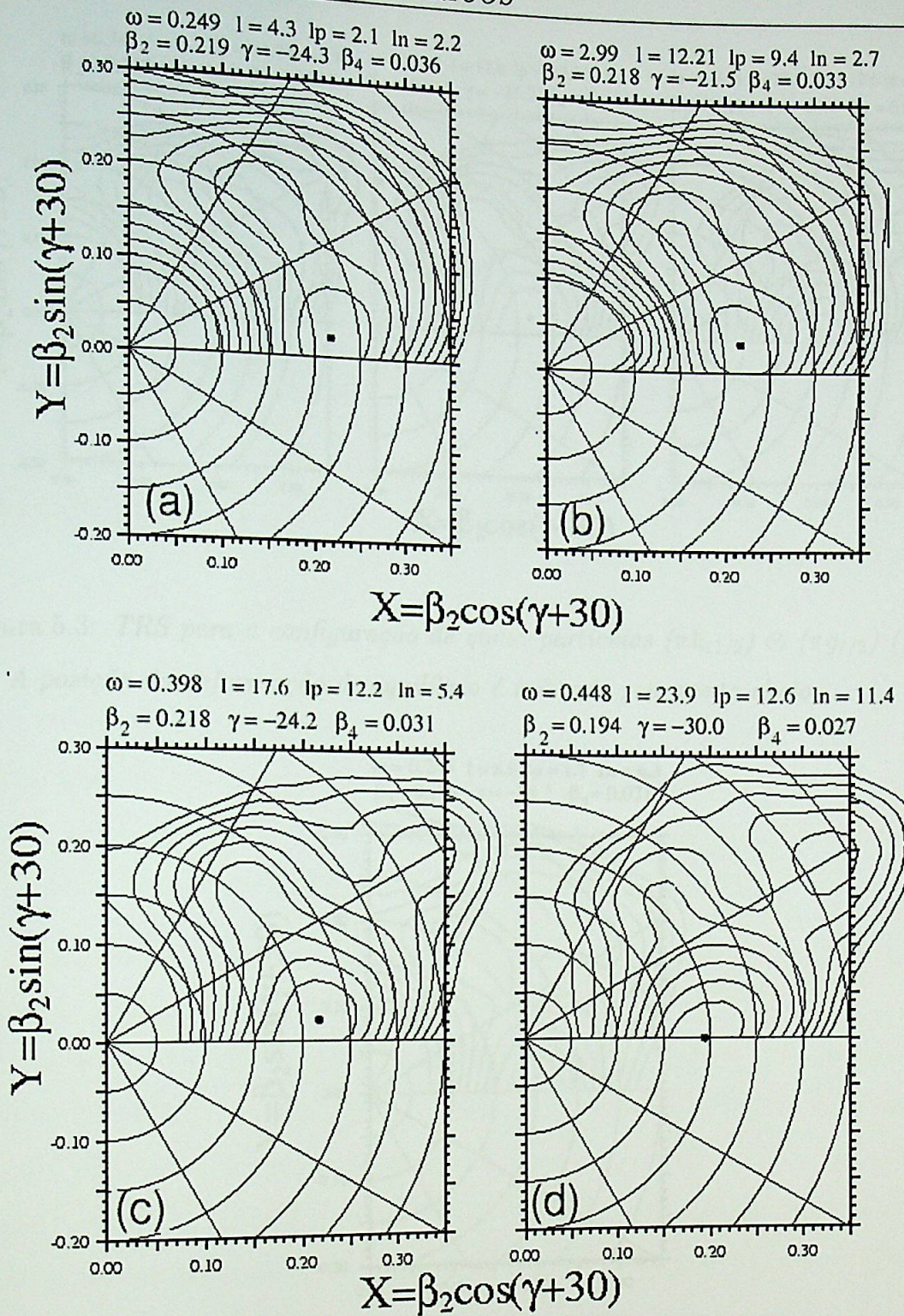


Figura 5.2: TRS para a configuração de vácuo de quasi-partículas. a,b) Mostram o cruzamento de quasi-prótons, (alinhamento de prótons AB). c,d) Mostram o cruzamento de quasi-nêutrons, (alinhamento de nêutrons ab). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

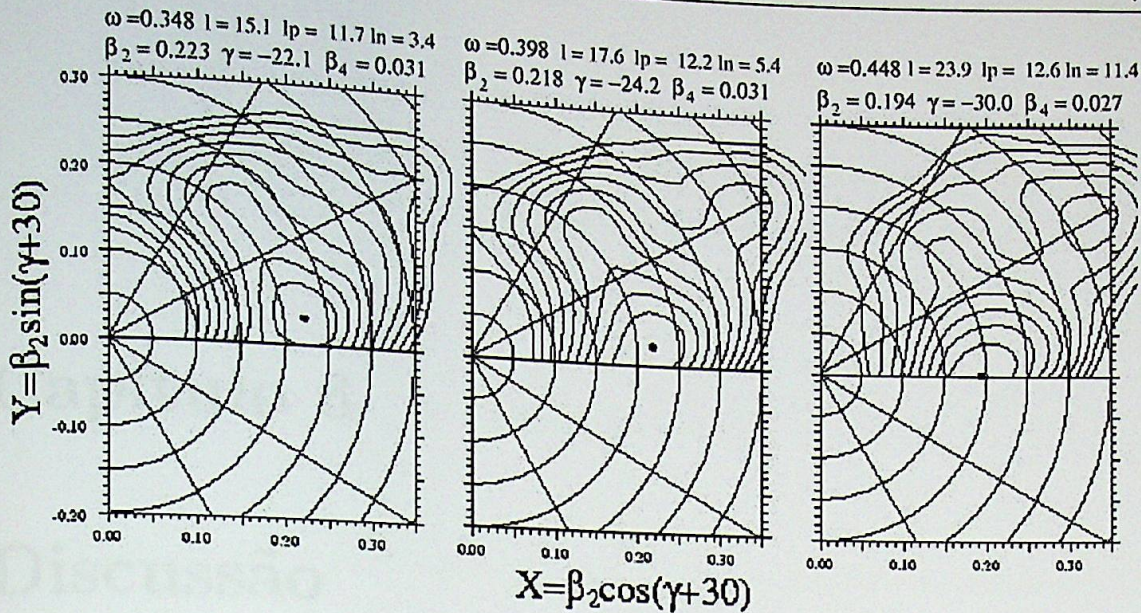


Figura 5.3: TRS para a configuração de quasi-partículas $(\pi h_{11/2}) \otimes (\pi g_{7/2})$ (banda 2). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

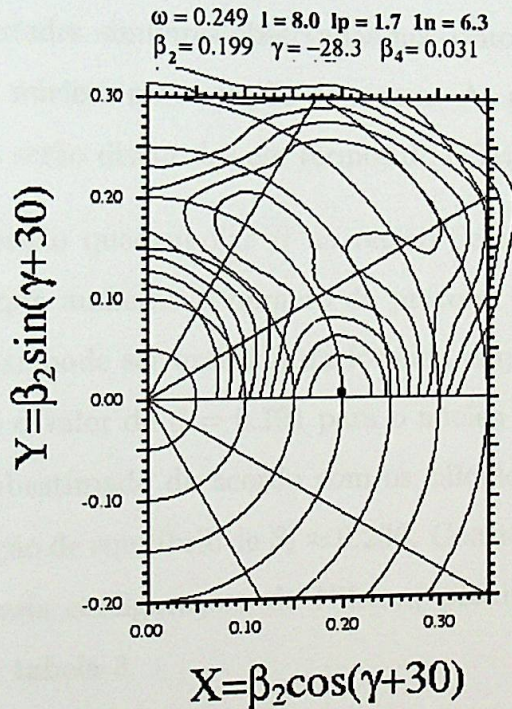


Figura 5.4: TRS para a configuração de quasi-partículas $(\nu h_{11/2}) \otimes (\nu s_{1/2}, d_{3/2})$ (banda 3). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

Capítulo 6

Discussão

O estudo do núcleo transicional de ^{140}Gd revela aspectos interessantes e, ao mesmo tempo, propriedades similares observadas nos isótonos, e isótopos vizinhos assim como em outros núcleos nesta região de massa. As propriedades rotacionais das bandas observadas serão discutidas em termos do CSM e TRS.

O valor da deformação quadrupolar β na região de massa $A \approx 140$ tende a aumentar na medida que aumenta o número de prótons. Um valor estimado da deformação quadrupolar pode ser extraído da fórmula empírica 2.29, mostrada no capítulo 2, resultando o valor de $\beta = 0.191$ para o núcleo de ^{140}Gd . Este valor no entanto, pode estar subestimado de acordo com os cálculos do TRS que prevêem valores para a deformação de equilíbrio de $\beta_2 \approx 0.236$. Considerando esta deformação quadrupolar, as possíveis configurações de Nilsson, próximas do nível de Fermi, foram apresentadas na tabela 3.

Através dos diagramas de Nilsson [25] para prótons e nêutrons, tem-se que para os núcleos com $N < 82$ e $Z > 50$, a subcamada $h_{11/2}$ é uma camada intrusa, isto é, possui a energia mais baixa da camada $N = 5$, penetrando na camada de pari-

dade oposta ($N = 4$). Como as paridades não se misturam e a mistura com os demais níveis da camada $N = 5$ é energeticamente desfavorecida, os orbitais $h_{11/2}$ são relativamente puros em termos de momento angular j (vide figura 6.1).

6.1 Bandas de paridade positiva

A banda do estado fundamental, (banda g), que forma parte da banda *yrast*, é observada até o estado com $I^\pi = 8^+$, possivelmente continuando até o estado 12^+ (transições de 705 e 756 keV).

Devido ao cruzamento com a banda s na frequência de $\hbar\omega = 0.3$ MeV, observa-se o fenômeno de *backbending*. No núcleo ocorre um aumento no alinhamento, em torno de $\Delta i_x = 9 \hbar$, sendo este quase constante em toda a banda. A esta banda (banda 5), atribui-se a configuração de $(\pi h_{11/2})^2$, enquadrando-se muito bem dentro da sistemática das bandas dos isótonos vizinhos como pode ser observado na figura 6.2. Nesta figura são comparadas as bandas do estado fundamental (banda *yrast*) e as bandas de vibração γ dos núcleos ^{132}Ba [26], ^{134}Ce [27], ^{136}Nd [28] e ^{138}Sm [29] com $N = 76$. Pode-se observar que nestas bandas há transições que possuem uma similaridade entre suas energias, sendo que o aumento de número de prótons tende a diminuir o espaçamento entre os níveis de energia dos estados de ditas bandas indicando um aumento de deformação.

Também foi feita uma particular comparação do ^{140}Gd com o ^{138}Sm , por ser este último o núcleo que tem a maior similaridade com o nosso núcleo de interesse, como pode ser observado na figura 6.3.

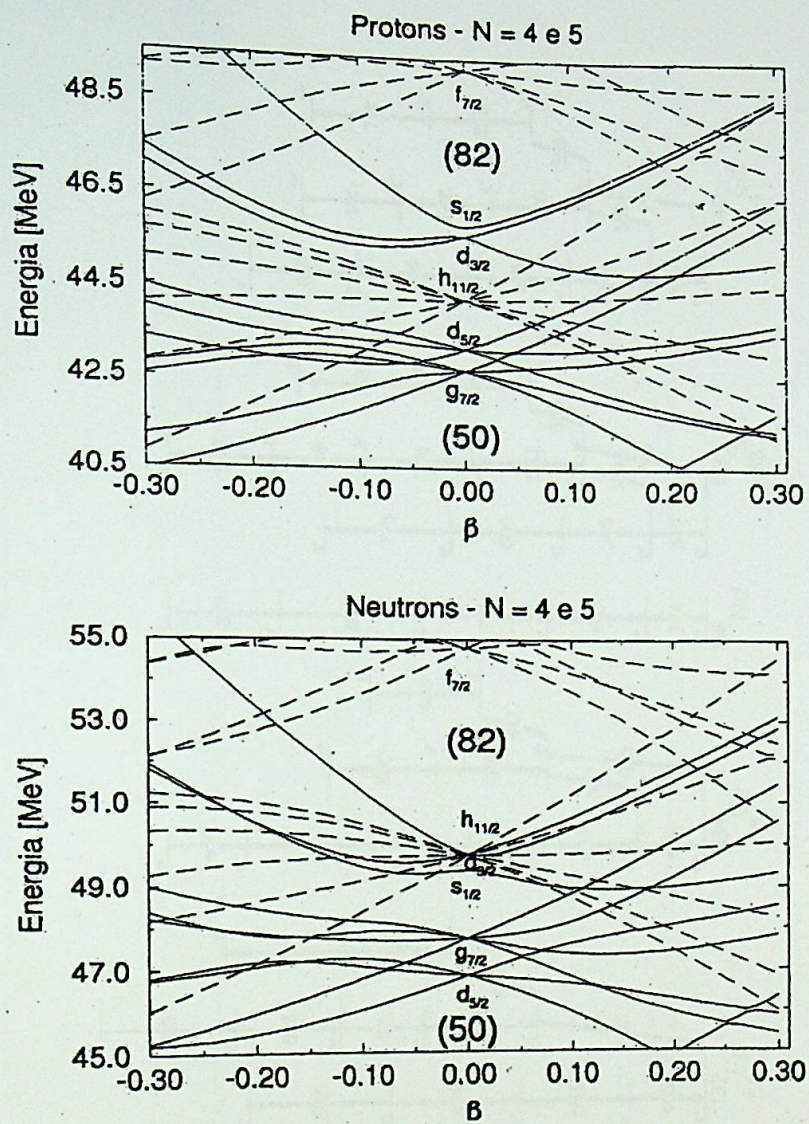


Figura 6.1: Níveis de Nilsson para as camadas $N = 4$ e 5 , para prótons e nêutrons, respectivamente.

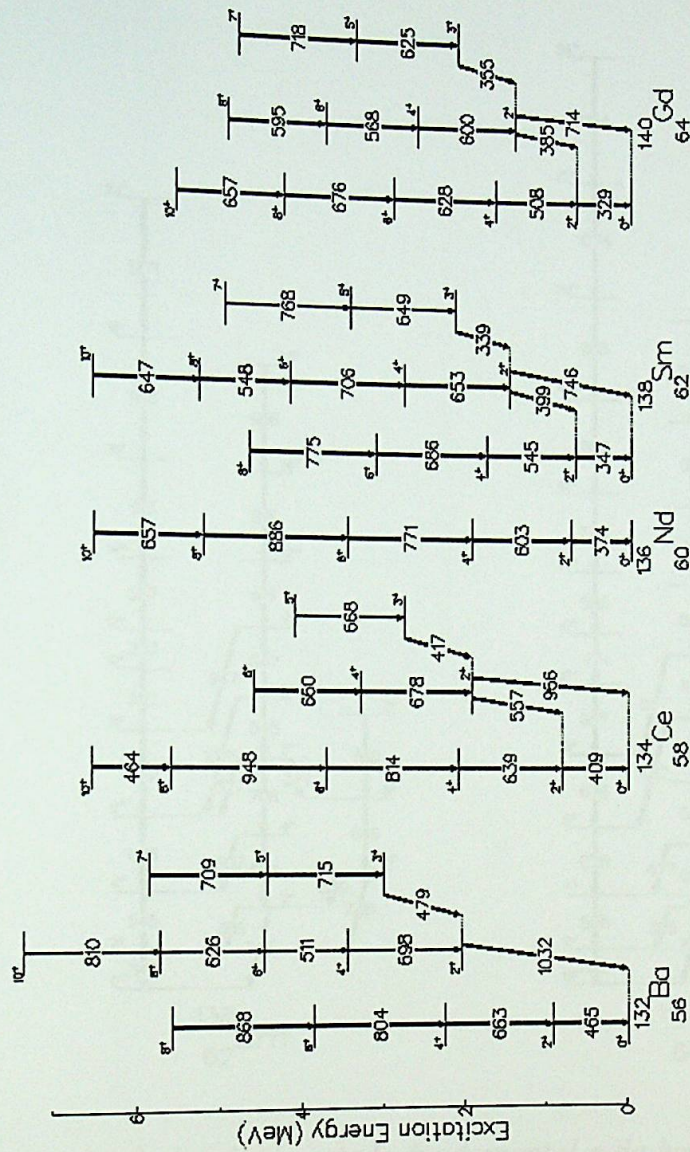


Figura 6.2: Comparação da banda do estado fundamental e da banda γ dos isótonos com $N = 76$.

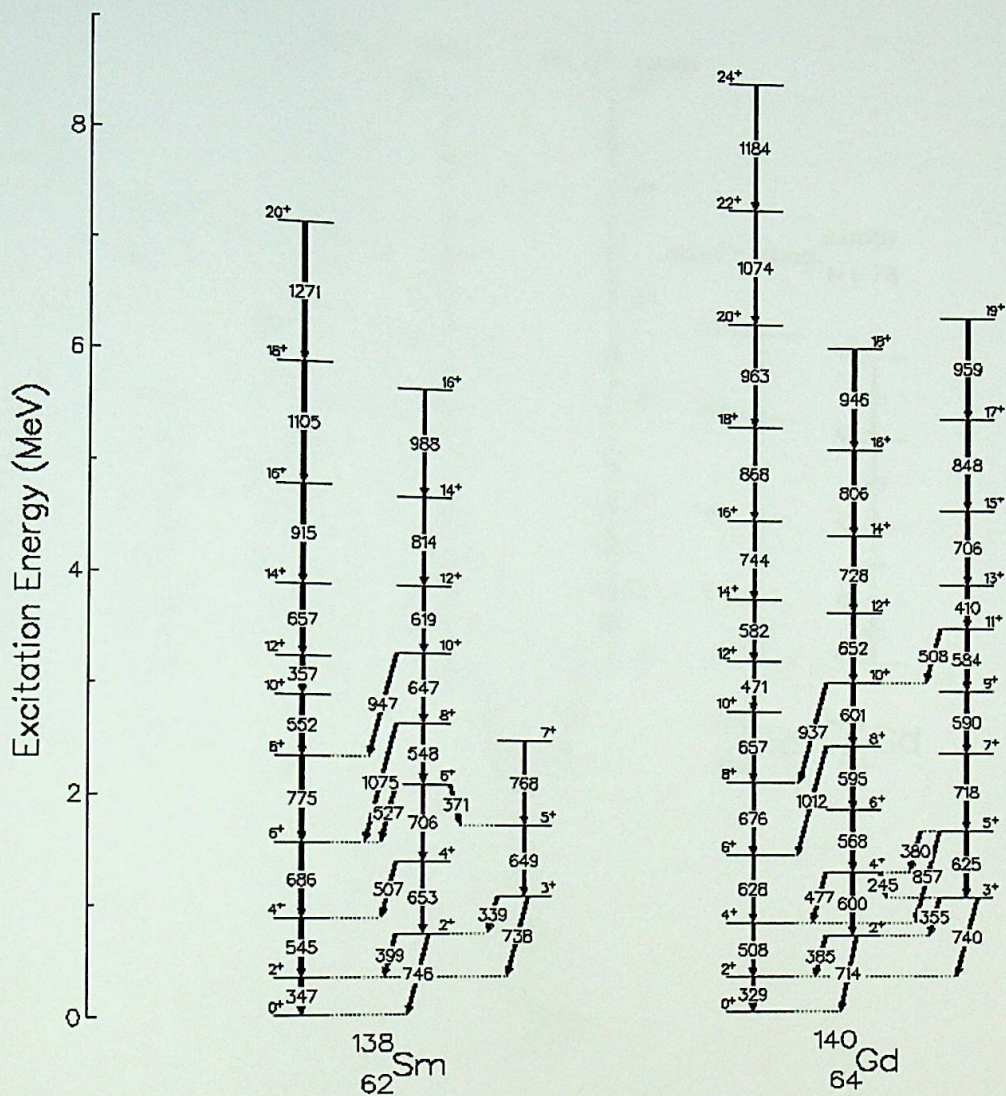


Figura 6.3: Comparação da banda do estado fundamental e da banda γ dos núcleos de ^{138}Sm e ^{140}Gd .

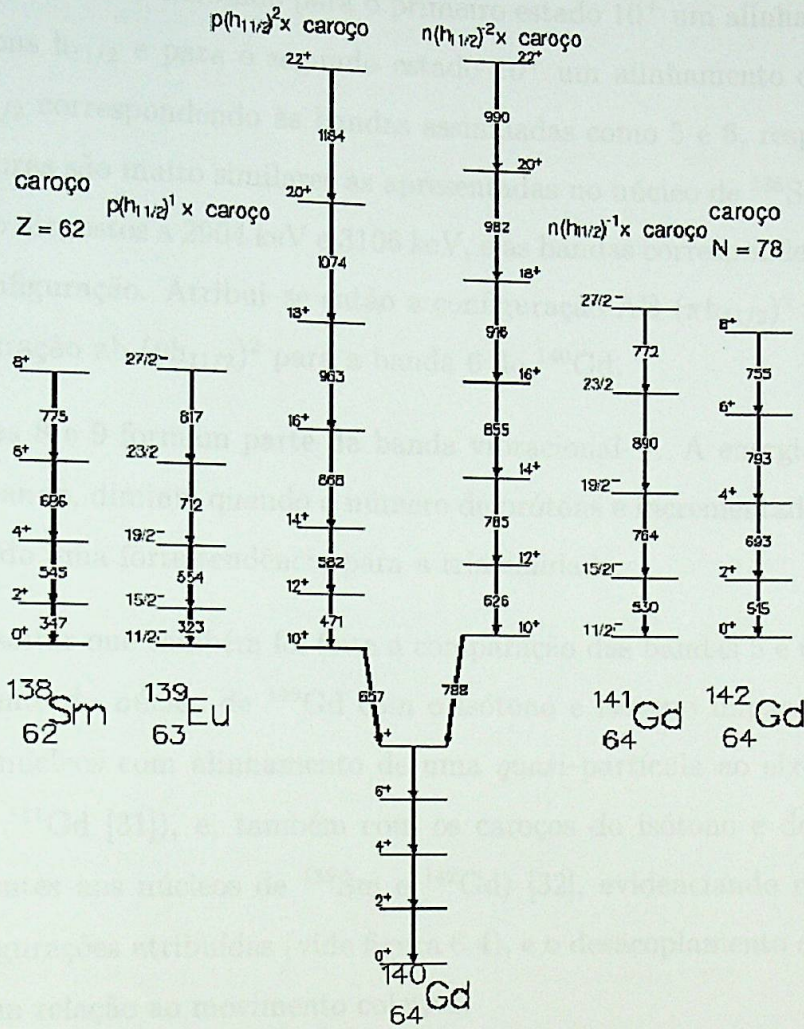


Figura 6.4: Seqüências de níveis $\Delta I = 2$ construídas baseadas no alinhamento de $(\pi h_{11/2})^2$ (parte esquerda) e $(\nu h_{11/2})^{-2}$ (parte direita) no ^{140}Gd comparados com os correspondentes estados com $\Delta I = 2$ nos respectivos caroços e alinhamento de uma quasi-partícula. As energias estão dadas em keV.

O ^{140}Gd apresenta um comportamento coletivo na banda do estado fundamental, o qual é interrompido no estado com $I^\pi = 10^+$ por dois estados dispostos a 2798 keV e 2929 keV, sendo atribuído para o primeiro estado 10^+ um alinhamento de um par de prótons $h_{11/2}$ e para o segundo estado 10^+ um alinhamento de um par de nêutrons $h_{11/2}$ correspondendo às bandas assinaladas como 5 e 6, respectivamente. Estas estruturas são muito similares às apresentadas no núcleo de ^{138}Sm , onde estes estados estão dispostos a 2904 keV e 3106 keV, e as bandas correspondentes possuem a mesma configuração. Atribui-se então a configuração AB $(\pi h_{11/2})^2$ para a banda 5 e a configuração ab $(\nu h_{11/2})^2$ para a banda 6 do ^{140}Gd .

As bandas 8 e 9 formam parte da banda vibracional- γ . A energia dos estados cabeça-de-banda, diminui quando o número de prótons é incrementado (vide figura 6.2), indicando uma forte tendência para a triaxialidade.

Cabe ressaltar que também foi feita a comparação das bandas 5 e 6 $\pi, \nu (h_{11/2})^2$ respectivamente do núcleo de ^{140}Gd com o isótono e isótopo impares (correspondentes a os núcleos com alinhamento de uma *quasi*-partícula ao eixo de rotação, ^{139}Eu [30] e ^{141}Gd [31]), e, também com os caroços do isótono e do isótopo par (correspondentes aos núcleos de ^{138}Sm e ^{142}Gd) [32], evidenciando razoavelmente bem as configurações atribuídas (vide figura 6.4), e o desacoplamento das partículas alinhadas com relação ao movimento coletivo.

A banda 4, possui um cabeça-de-banda com $I^\pi = 20^+$. Segundo o TRS a existência desta banda está prevista para uma forma puramente triaxial ($\gamma = -30^\circ$) com deformação $\beta_2 = 0.20$ na frequência de cruzamento com a banda AB $\hbar\omega$ em torno de 0.40 MeV e com um aumento no alinhamento causado por um par de nêutrons ab. Atribui-se então, para a banda 4, uma configuração $(\pi h_{11/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^{-2}$ que é a representação de uma banda de 4 *quasi*-partículas. Esta banda

é bastante similar à banda observada nos núcleos ^{139}Pm [33] ^{140}Sm [34] e ^{141}Eu [35] com $N = 78$.

Com base nos routhianos de *quasi*-partículas a possível configuração de prótons AC de *signature*, $\alpha = -1$, atribuída à banda 7, não foi observada em nenhum outro núcleo vizinho, mas há consistência entre os resultados experimentais e teóricos com essa atribuição como é o caso do alinhamento e da *signature*.

6.2 Bandas de paridade negativa

A banda 2a de configuração de prótons AE, possui uma cabeça-de-banda com $I^\pi = 7^-$. Segundo os cálculos teóricos TRS o núcleo deve apresentar um ganho de alinhamento ($\Delta i_x = 5 \hbar$) em torno da frequência de rotação $\hbar\omega = 0.42$, devido ao cruzamento do par de prótons BC, formando parte de uma estrutura rotacional de 4 *quasi*-prótons do tipo [AEBC], o que foi observado experimentalmente. Esta banda de 4 *quasi*-prótons com cabeça-de-banda com $I^\pi = 17^-$ deve ter uma deformação $\beta_2 = 0.20$ e forma puramente triaxial ($\gamma = -30^\circ$). Bandas similares foram observadas no ^{136}Nd acima do estado $I^\pi = 5^-$ e no ^{138}Sm foi observada acima do estado $I^\pi = 7^-$, onde em todas estas bandas as frequências de cruzamento estão entre 0.38 e 0.45 MeV, consistente com a da banda 2.

Baseado nesta sistemática, a banda 1 do ^{140}Gd poderia ter a configuração de 2 *quasi*-prótons [AF], embora esta banda não tenha a paridade estabelecida experimentalmente. Nesta banda, o cruzamento com uma estrutura de 4 *quasi*-partículas não foi observada experimentalmente.

A banda 3, apresenta as duas *signatures*, $\alpha = 0$ construída acima do estado com energia de 2457 keV e $I^\pi = 8^-$ e $\alpha = -1$ construída acima do estado com energia de

2211 keV e $I^\pi = 7^-$, sendo que os estados pares desta banda correspondem a uma configuração de 2 *quasi*-nêutrons bf, enquanto que os estados ímpares correspondem a uma configuração de 2 *quasi*-nêutrons af. Nesta configuração o núcleo possui uma deformação $\beta_2 \approx 0.20$ com uma forma triaxial ($\gamma = -28.3^\circ$) conforme o cálculo teórico dos routhianos das *quasi*-partículas. A ausência de *signature splitting* é um reflexo do acoplamento do *quasi*-nêutron $h_{11/2}$ à deformação (vide figura 4.14b). Estima-se para a configuração $\nu h_{11/2} \otimes (s_{1/2}, d_{3/2})$ uma projeção $K \approx 4.5 \hbar$. Este tipo de banda não foi observada em nenhum dos isótonos e isótopos na região de massa $A \approx 140$.

Capítulo 7

Conclusões

Foi estudado o núcleo do ^{140}Gd produzido na reação de fusão evaporação $^{54}\text{Fe} + ^{92}\text{Mo}$ com 240 MeV de energia de feixe incidente, com o espectrômetro GASP e os sistemas ISIS e CAMEL nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália. Pela primeira vez foram identificadas nove bandas rotacionais baseadas em configurações de prótons e nêutrons. Neste trabalho o esquema de níveis foi consideravelmente estendido, sendo possível identificar novos estados de spins mais elevado, resultando na confirmação das bandas já existentes na literatura como outras novas estruturas de duas e quatro *quasi*-partículas.

A banda *yrast* (banda 5) foi estabelecida até o spin $I^\pi = (24)^+$. Um *backbending* causado pelo alinhamento rotacional de um par de *quasi*-prótons $h_{11/2}$ foi observado na frequência de cruzamento $\hbar\omega = 0.30$ MeV a partir do estado $I^\pi = 10^+$. Um segundo estado $I^\pi = 10^+$ que envolve o alinhamento de dois *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$ dá origem a uma outra banda que também foi observada. Estas configurações estão em consistência com a sistemática de bandas da região $A \approx 140$. Observa-se um aumento gradual na deformação β na medida que o número de prótons aumenta.

A banda 3 apresenta duas *signatures* ($\alpha = 0$ e $\alpha = -1$), sendo que os estados pares desta banda correspondem a uma configuração de dois *quasi*-nêutrons bf, enquanto que os estados ímpares correspondem a uma configuração de dois *quasi*-nêutrons af. Este tipo de banda foi observado pela primeira vez nesta região de massa. Para a banda 7, atribui-se uma configuração de *quasi*-prótons AC. Para a banda 4, sobre o estado $I^\pi = 20^+$, atribui-se tentativamente uma configuração de 4 *quasi*-partículas $(\pi h_{11/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^2$.

A banda 2, de paridade negativa, foi estabelecida acima do estado $I^\pi = 7^-$ com uma configuração de prótons AE, cruzando em alto spin com a configuração AEBC atribuída para *quasi*-partículas.

A banda de vibração γ foi estendida até o spin $I^\pi = 19^+$, sendo que esta banda, em comparação com a sistemática da região, indica que o núcleo tem uma forte tendência para a triaxialidade.

Os resultados foram interpretados através do modelo de cranking shell model (CSM) e dos cálculos das superfícies dos routhianos totais (TRS). Em termos qualitativos e quantitativos, os resultados do TRS permitiram estudar a evolução da forma nuclear em função da frequência de rotação para várias configurações de *quasi*-partículas, bem como para extrair os valores da deformação de equilíbrio e de *signature splitting* para cada uma delas, sendo assim, os resultados experimentais estão de modo geral em bom acordo com os cálculos do CSM e os cálculos do TRS, que prevêm formas triaxiais para todas as configurações observadas. Estes modelos teóricos foram utilizados então, com bastante sucesso, na determinação das frequências de cruzamento entre as bandas e na confirmação das configurações atribuídas às bandas do ^{140}Gd .

Lista de Figuras

1.1	<i>Esquema do mecanismo de reação do tipo fusão-evaporação para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$ [1].</i>	3
1.2	<i>Esquema do decaimento-γ do núcleo residual na proximidade da linha Yrast [1].</i>	4
1.3	<i>Interseção de duas bandas com diferente momento de inércia \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_2 e o correspondente backbending.</i>	5
1.4	<i>Formas quadrupolares num plano de coordenadas polar. O ângulo γ, fornece a triaxialidade e a orientação com respeito ao eixo de rotação.</i>	7
2.1	<i>Ângulos da direção de emissão dos estados nucleares orientados axialmente simétricos (DCO) entre duas radiações γ_1 e γ_2.</i>	21
3.1	<i>O espectrômetro GASP.</i>	25
3.2	<i>Vista interior da esfera de BGO.</i>	26
3.3	<i>O esquema de blocos da eletrônica do GASP.</i>	28
3.4	<i>O esquema de blocos da eletrônica de ISIS.</i>	29
3.5	<i>Espectro biparamétrico $\Delta E - E$ de um dos detectores telescópios do sistema ISIS. Mostra-se na figura a boa seleção de partículas carregadas ($Z = 1$ e 2). Além disso o sistema consegue separar os isótopos do Hidrogênio.</i>	30

- 3.6 Vista panorâmica da sala experimental (parte oeste) dos Laboratórios Nacionais de Legnaro. 31
- 3.7 a) Espectro de massas obtido usando CAMEL. b) Projeção sobre o eixo X. Pode-se observar que para diferentes estados de carga (separados com linhas tracejadas), obtem-se uma boa separação das diferentes massas. 32
- 3.8 Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação $\gamma\text{-}\gamma$, para uma transição $\Delta I = 1$ em função da razão de mistura (δ). 39
- 3.9 Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação $\gamma\text{-}\gamma$, para uma transição $\Delta I = 0$ em função da razão de mistura (δ). 40
- 4.1 Espectro de projeção total da matriz $1\alpha 2p$. Os contaminantes provenientes do ^{139}Gd , são assinalados com (*). As energias são dadas em keV. 50
- 4.2 Espectro de projeção total da matriz com gate em $A = 140$. Os contaminantes provenientes do ^{140}Tb , são assinalados com (*). As energias são dadas em keV. 51
- 4.3 Espectro de projeção total da matriz com janela na transição $\gamma = 329$ keV. As energias são dadas em keV. 52
- 4.4 Espectro da soma de janelas nas transições de 868, 963 e 1074 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 5. 54
- 4.5 Espectro da soma de janelas nas transições de 854, 916 e 982 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 6. 55
- 4.6 Espectro da soma de janelas nas transições de 591, 695, 828 e 894 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 2. . . . 57
- 4.7 Espectro da soma de janelas nas transições de 246, 287, 317, 342 e 364 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 3. . 58

- 4.8 *Espectro da soma de janelas nas transições de 462, 567, 624, e 719 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 7.* 59
- 4.9 *Espectro da soma de janelas nas transições de 385, 568, 595 e 600 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 8.* 61
- 4.10 *Espectro da soma de janelas nas transições de 355, 410, 590, 625 e 718 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha 2p$) pertencentes à banda 9.* 62
- 4.11 *Esquema de níveis do ^{140}Gd . As transições são dadas em keV.* 64
- 4.12 *(a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para a banda yrast, assinalada como banda 5.* 66
- 4.13 *(a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade positiva. Usou-se para comparação a banda yrast.* 68
- 4.14 *(a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade negativa. Usou-se como referência a banda g.* 69
- 5.1 *Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partículas (e_x'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$), a) para prótons, b) para nêutrons correspondentes à deformação $\beta_2 = 0.23$, $\beta_4 = 0.0$ e $\gamma = -0.22$. Usou-se a seguinte convenção: linha sólida ($\pi = +$, $\alpha = +1/2$), linha pontilhada ($\pi = +$, $\alpha = -1/2$), linha traço-pontilhada ($\pi = -$, $\alpha = +1/2$) e linha tracejada ($\pi = -$, $\alpha = -1/2$)* 72
- 5.2 *TRS para a configuração de vácuo de quasi-partículas. a,b) Mostram o cruzamento de quasi-prótons, (alinhamento de prótons AB). c,d) Mostram o cruzamento de quasi-nêutrons, (alinhamento de nêutrons ab). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 77*

- 5.3 TRS para a configuração de quasi-partículas $(\pi h_{11/2}) \otimes (\pi g_{7/2})$ (banda 2). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 78
- 5.4 TRS para a configuração de quasi-partículas $(\nu h_{11/2}) \otimes (\nu s_{1/2}, d_{3/2})$ (banda 3). A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 78
- 6.1 Níveis de Nilsson para as camadas $N = 4$ e 5 , para prótons e nêutrons, respectivamente. 81
- 6.2 Comparação da banda do estado fundamental e da banda γ dos isótonos com $N = 76$ 82
- 6.3 Comparação da banda do estado fundamental e da banda γ dos núcleos de ^{138}Sm e ^{140}Gd 83
- 6.4 Seqüências de níveis $\Delta I = 2$ construídas baseadas no alinhamento de $(\pi h_{11/2})^2$ (parte esquerda) e $(\nu h_{11/2})^{-2}$ (parte direita) no ^{140}Gd comparados com os correspondentes estados com $\Delta I = 2$ nos respectivos caroços e alinhamento de uma quasi-partícula. As energias estão dadas em keV. 84

Referências

- [1] R.M. Diamond, *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **30**, 85 (1976).
- [2] A. Johnson and Z. Szymansky, Phys. Rev. **C7**, 181 (1973).
- [3] B.D. Kern *et al.*, Phys. Rev. **C36**, 1514 (1988).
- [4] I. Ragnarsson *et al.*, Nucl. Phys. **A233**, 329 (1974).
- [5] Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. **C28**, 2437 (1983).
- [6] G. Anderson *et al.*, Nucl. Phys. **A268**, 205 (1976).
- [7] C.J. Lister *et al.*, Phys. Rev. Lett **55**, 810 (1985).
- [8] P.J. Bishop *et al.*, J. Phys. **G14**, 995 (1988).
- [9] E.S. Paul *et al.*, Phys. Rev. **C39**, 153 (1989).
- [10] R. Bengtsson and J.D. Garret. Proceeding of de Nordic Winter School on Nuclear Physics, Norway 1983.
- [11] S.M. Harris, Phys. Rev. **138**, B509 (1965).
(1985).
- [12] J. Meyer-Ter-Vehn, Nucl. Phys. **A249**, 111 (1975).

- [13] S. Cwiok *et. al.*, Z. Phys. **A314**, 337 (1983).
- [14] K.S. Krane, R.M. Steffen, and R.M. Wheeler, *Directional Correlations of Gamma Radiations Emitted from Nuclear States Oriented by Nuclear Reactions Or Cryogenic Methods*, Nuclear Data Tables **11**, 351 (1973).
- [15] J.E. Draper, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A247**, 481 (1986).
- [16] A. Gravon, Phys. Rev **C21**, 230 (1980).
- [17] C.L. Dunford *Compound Nucleus Reaction Analysis Programs COMNUC and CASCADE*, TI-707-130-013, Atomics International, 1971.
- [18] D. Bazzacco, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa, 1992, Report No. AECL 10613, Vol. 2, p. 376.
- [19] E. Farnea *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A400**, 87 (1997).
- [20] P. Spolaore, J. D. Larson, C. Signiorini, S. Beghini, Z. Xi-Kai, and S. Hou-Zhi, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., **A238**, 381 (1985).
- [21] D. Bazzacco - *Istituto di Fisica Nucleare, sezione di Padova* (1994).
- [22] W.M. Milner - *Oak Ridge National Laboratory* (1986).
- [23] D. Radford, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A361**, 297 (1995).
- [24] N.H. Medina, *et al.* APH N.S., Heavy Ions Physics vol. 2, (1995) 141.
- [25] P. Ring, *et al.* *The Nuclear Many-Body Problem*—Springer-Verlag Inc., New York/ Berlin (1980).
- [26] S. Juutinen, *et al.* Phys. Rev **C52**, 2946 (1995).

- [27] M. Müller-Veggian, *et al.* Nucl. Phys. **A417**, 189 (1984).
- [28] E.S. Paul, *et al.* Phys. Rev **C36**, 153 (1987).
- [29] E.S. Paul, *et al.* Phys. Rev **C36**, 2380 (1987).
- [30] P. Vaska, *et al.* Phys. Rev **C52**, 1270 (1995).
- [31] S.M. Mullins, *et al.* Phys. Rev **C47**, 2447 (1993).
- [32] W. Starzecki, *et al.* Phys. Lett **B200**, 419 (1988).
- [33] N. Xu, *et al.* Phys. Rev **C36**, 1649 (1987).
- [34] S. Lunardi, *et al.* Phys. Rev **C42**, 174 (1990).
- [35] H.Güven, *et al.* Z. Phys. **A330**, 437 (1988).