UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDO DAS EXCITAÇÕES DE DIPOLLO DE NÍVEIS DE
BAIXA ENERGIA PARA O NÚCLEO DEFORMADO DE ^{153}Eu

Angela Emilia de Almeida Pinto

Tese de Doutorado submetida
ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo

SBI-IFUSP

305M810T3294

Co-orientador: Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto (IFUSP)

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Silvio Bruni Herdade (Orientador - IFUSP)
Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz (IFUSP)
Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)
Prof. Dr. Luis Paulo Geraldo (IPEN)
Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos (IF-UFF)

São Paulo
1999

Prof. Amador Corbani Ferraz
Membro da Comissão de Pós Graduação

537.5352

P659e

D

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Pinto, Angela Emilia de Almeida

Estudo das Excitações de Dipolo de Níveis de Baixa
Energia para o Núcleo Deformado de ^{153}Eu .
São Paulo, 1999.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Silvio Bruni Herdade
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Espectroscopia Gama;
2. Ressonância Fluorescente Nuclear;
3. Modo Tesoura; 4. IBM; 5. IBFM.

USP/IF/SBI-081/99.

*À memória dos meus queridos pais
Waldemar de Almeida Pinto e
Maria do Carmo de Almeida Pinto
pelo sonho, pela luta e pela conquista.*

*"Viva cada dia o máximo, aproveite tudo o que puder.
Cada minuto, cada hora, cada dia e cada época de sua vida.
Assim, você poderá olhar para frente com confiança e sem ressentimentos.
Seja você mesmo.
Atreva-se a ser e desfrute tudo o que é bonito.
Escute, escute, reflita e vá para a ação.
Ame com todo o seu coração e sua alma.
Não importa o que você encontre no fim do caminho.
O importante é a coragem e a ousadia de percorrê-lo"*

Carícias
Marilena Guida Gil

As pessoas que me ensinaram a ter novamente coragem e ousadia, a amar, refletir, pensar e agir. Com todo amor e carinho agradeço a:

Sandra Regina Duarte Peixoto
Dorotéa Ruiz Garcia
Evely Cândido
Trabalhadores do G.S. Espiritual e Assistencial "Tarefeiros da Última Hora"

AGRADECIMENTOS

O meu agradecimento a todos aqueles que ajudaram, direta ou indiretamente, para que este trabalho se realizasse. Em especial agradeço:

À FAPESP pelo suporte financeiro no Brasil e a CAPES pelo suporte financeiro durante a realização deste trabalho na Universidade de Stuttgart, Alemanha.

À memória de meus pais Waldemar e Maria, pelo apoio constante, pelo incentivo, pelo carinho, pela luta, e pela conquista. O meu amor.

Ao Prof. Dr. Ulrich Kneissl pelo convite e oportunidade de realização deste trabalho. A sua esposa Annelie Kneissl, pela hospitalidade e carinho com que me recebeu e auxiliou.

Aos amigos e companheiros do Institut für Strahlenphysik da Universidade de Stuttgart, pelo trabalho em comum realizado desde a montagem do experimento, passando pela coleta dos dados experimentais e sua posterior análise. Em especial agradeço a: Herman Maser, Heinz - Hermann Pitz, Jürgen Besserer, Daniela Belic, Alexander Nord, Thomas Eckert, Vollker Werner (Universidade de Köln), Norbert Pietralla (Universidade de Köln), Bernd Krischok, Oliver Beck e Alexander Wolpert.

À memória do amigo Jürgen Margraf, que tanto me auxiliou ao longo da realização desta experiência, na tomada e análise dos dados, sempre com muita presteza e carinho. Sua partida inesperada não só deixou um grande vazio em nossos corações pela pessoa humana que era, como também levou de nossa convivência um jovem e promissor físico.

À amiga Lucimara e seu marido Yarek, pela atenção e ajuda com que me acolheram em Stuttgart, bem como pelo carinho com que sempre me receberam.

Ao meu orientador Prof. Silvio Herdade pela amizade, pelo trabalho e pela oportunidade.

Ao Prof. Manuel Tiago, pela sua atenção, consideração e estima, pelo seu profissionalismo e respeito, que com sua postura crítica construtiva contribuiu de forma bastante significativa para que este trabalho tomasse corpo. Suas sugestões foram muito bem recebidas, seu real interesse na melhora da redação da tese suplantou o campo da mera sugestão. A ele, minha admiração e gratidão.

Ao meu amigo Edson Rodrigues, cujo contato permanente durante minha estadia em Stuttgart, não só foi de relevante caráter profissional como pessoal.

As secretárias do Linear, Vera Beatriz Canteiro e Inês Lopes Figueira, que sempre foram muito prestativas e eficientes.

As secretárias da CPG, Cláudia Conde Barioni e Virginia Gonçalves França, pela atenção e ajuda constante.

Ao pessoal da Biblioteca do Instituto de Física.

Ao colega David (Linear), pela atenção e auxílio ao longo da confecção da tese e, principalmente, pelo auxílio na compra, montagem e instalação dos equipamentos comprados com a reserva técnica da FAPESP (impressora, softwares, zip-drive, etc.).

Ao colega Zwinglio, pelo auxílio e atenção.

Aos professores Vito Roberto Vanin, Emerson Passos, Marcos Nogueira Martins e João Dias de Toledo Arruda Neto pela ajuda recebida na redação da tese.

À minha família, pela paciência e compreensão em todos os momentos em que o trabalho consumiu minha total atenção e dedicação, implicando numa longa ausência. Pela força, amor e carinho que eu jamais encontraria em outras pessoas, o meu agradecimento.

À Deus e a todos os seus emissários, pela vida, pelo companheirismo, pelas oportunidades, pela ajuda nas horas mais difíceis. O meu eterno amor a todos vocês.

Índice

LISTA DE FIGURAS	ii
LISTA DE TABELAS	iv
RESUMO	vi
ABSTRACT	vii
1 Introdução	1
2 Aspectos Teóricos	5
2.1 Introdução	5
2.2 Modelo de Bósons Interagentes (MBI)	6
2.2.1 MBI-1	7
2.2.2 MBI-2	10
2.3 Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI)	15
2.3.1 MBFI-2	15
2.3.2 Uma Fórmula Analítica para B(M1)	18
2.4 O Método da Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN)	22
2.4.1 O Fluxo de Fótons	22
2.4.2 Seção de Choque e Largura de Decaimento	24
2.4.3 Determinação de Spin e Razão Mista	24
2.4.4 Probabilidade Reduzida de Transição	25
2.4.5 Razão de Ramificação	26
3 Aspectos Experimentais	28
3.1 Arranjo Experimental	28
3.2 Detetores de Radiação Gama	30
3.3 Eletrônica Associada	31
3.4 Alvo de ^{153}Eu	32
3.5 Métodos Experimentais	33
3.5.1 Calibração da Energia	33
3.5.2 Calibração da Eficiência	38
3.5.3 Espectro de RFN	45
3.5.4 Calibração do Fluxo de Fótons pelo ^{27}Al	48
3.5.5 Fórmulas utilizadas na Análise do Espectro de ^{153}Eu	50
4 Discussão dos Resultados Experimentais	53
4.1 Isótopos de Dy	64
4.2 Isótopos de Gd	67
4.3 Comparação com os Isótopos Ímpares de Dy, Gd e Tb	70
5 Conclusões	74
Referências Bibliográficas	77

Lista de Figuras

1.1	Esquema representando, respectivamente, a ressonância magnética isovetorial (modo tesoura) e a ressonância gigante dipolar elétrica. v representa o fluido de nêutrons e π o fluido de prótons.	2
2.1	Definições de ordens de multipolo L , larguras de decaimento Γ , e spins J ; os índices (1) e (2) denotam canais de entrada e saída, respectivamente.	22
3.1	Esquema do arranjo experimental do acelerador Dynamitron.	29
3.2	Sistema de detecção de radiação gama.	31
3.3	Diagrama em blocos da eletrônica associada	32
3.4	Os gráficos a), b) e c) correspondem, respectivamente, à calibração da energia para os detectores posicionados a 90° , 127° e 150° em relação ao feixe incidente. Os losângulos correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa LEONE), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2° grau, da energia em função do canal.	37
3.5	Os gráficos a), b) e c) correspondem, respectivamente, à eficiência relativa calculada para os detectores posicionados a 90° , 127° e 150° em relação ao feixe incidente. Os losângulos correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa EFFICIENCY), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2° grau, da eficiência em função da energia.	41
3.6	Os gráficos a), b) e c) correspondem, respectivamente, à largura a meia altura dos picos nos espectros dos detectores posicionados, respectivamente, a 90° , 127° e 150° em relação ao feixe incidente. Os quadrados correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa FWHM), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2° grau, da FWHM em função do canal.	44
3.7	Espectro do ^{153}Eu , no intervalo de energia entre 1800 e 3100 keV.	46
3.8	Espectro do ^{153}Eu , no intervalo de energia entre 3040 e 4000 keV.	47
4.1	Larguras reduzidas de transição ($g\Gamma_0^{red}$) em função das energias de excitação para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$. Utilizamos aqui o fator g de spin já que para núcleos ímpares não se consegue determinar o spin e nem a paridade dos estados excitados.	59
4.2	Esquema de níveis para o isótopo ímpar de ^{153}Eu . Spins, paridades e energias de excitação, são mostradas. Os estados que podem ser populados em experimentos de espalhamento de fótons são indicados por asteriscos.	60

4.3	Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{161,163}\text{Dy}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{160,162,164}\text{Dy}$. $\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\sum \Gamma_0^{red}$ é apresentada, no canto superior esquerdo, para cada núcleo.	65
4.4	Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{155,157}\text{Gd}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. $\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\sum \Gamma_0^{red}$ é apresentada, no canto superior esquerdo, para cada núcleo.	68
4.5	Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$	71
4.6	Probabilidade reduzida de transição total e seus respectivos erros, para os bem estudados núcleos vizinhos do ^{153}Eu , inclusive, na região de massa $A = 142$ a 181	73
5.1	$\sum B(M1)$ realizada na faixa de $2500 - 3600$ keV, pelo método da flutuação estatística e pelo método antigo. A linha em vermelho corresponde a valores típicos de $B(M1) \uparrow$ da ordem $3 \mu_N^2$ em núcleos pares deformados.	75

Lista de Tabelas

2.1 Cálculos teóricos para a probabilidade reduzida de transição $B(M1)$ (μ_N^2) para a ocupação do próton no formalismo do pseudo-spin com $L_i = 1,2$ e quando o próton ocupa somente o orbital com $j = \frac{7}{2}$	21
3.1 Características dos detetores utilizados neste experimento. Valores garantidos pelo fabricante.	30
3.2 Dados do alvo de ^{153}Eu para as medidas realizadas.	32
3.3 Energia e Intensidade relativa I_γ das linhas de ^{56}Co [HeAs79, Koch81, SePf81] utilizadas para a calibração da energia do presente experimento.	33
3.4 Funções ajustadas (relação energia x canal), para cada um dos três detetores utilizados.	34
3.5 A primeira coluna da tabela apresenta a energia tabelada dos picos de calibração do espectro de ^{56}Co , a terceira apresenta os centróides dos picos, obtidos experimentalmente, associados a essas energias. A quarta coluna apresenta os valores ajustados obtidos para a energia (resultantes do ajuste pelo polinômio de grau 2). A quinta e última coluna, apresenta a diferença (resíduo) entre a energia tabelada e a ajustada. Valores apresentados para os três detetores.	35
3.6 Área e eficiência relativa dos fotopicos situados no intervalo de energia entre 1700 keV e 3500 keV, para o espectro de ^{56}Co	39
3.7 Funções ajustadas da eficiência, para cada um dos três detetores utilizados.	40
3.8 Largura à meia altura dos picos correspondentes ao espectro detectado para o ^{56}Co , respectivamente, a 90° , 127° e 150° no intervalo de energia entre 1700 - 3500 keV.	42
3.9 Funções ajustadas da largura à meia altura, para cada um dos três detetores utilizados.	44
3.10 Energia, seção de choque integrada I , área dos fotopicos, eficiência e fluxo de fótons N_γ para as transições conhecidas no ^{27}Al . Valores apresentados para os três detetores utilizados neste trabalho.	49
3.10 Energia, seção de choque integrada I , área dos fotopicos, eficiência e fluxo de fótons N_γ para as transições conhecidas no ^{27}Al . Valores apresentados para os três detetores utilizados neste trabalho.	49
4.1 Resultados para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$: as energias de excitação E_γ , as seções de choque integradas I_s , o produto $g\Gamma_0$, o produto $g\Gamma_0^{red}$, e a probabilidade reduzida de transição $B(M1)_\uparrow$. Todos os estados decaem ao estado fundamental ($J^\pi = \frac{5}{2}^+$). Se foi observado o decaimento a um estado de baixa energia seguido de um decaimento ao estado fundamental são dados a razão de ramificação R_{exp} , os spins e paridades (J^π) do estado final.	58

4.2	Razões de ramificação experimentais (R_{exp}) obtidas para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$: As duas primeiras colunas apresentam, respectivamente, os níveis de energia excitados E_γ e as suas correspondentes razões de ramificação, observadas experimentalmente. A terceira coluna apresenta os valores experimentais de spin (J_{exp}^π) correspondentes aos estados populados. A quarta coluna contém os estados que podem ser populados pelos níveis excitados (a corresponde ao estado 83,4 keV e b ao estado 97,4 keV). A quinta, sexta e sétima colunas apresentam, respectivamente, as previsões de Alaga para as razões de ramificação (R_{teo}), os possíveis valores de spin (J_{teo}) e de número quântico (K_{teo}).	61
4.3	Comparação de $B(M1)$ experimental com as previsões teóricas do MBFI-2. $B(M1)$ dado em μ_N^2	62
4.4	Previsões teóricas para $B(M1)$ em núcleos ímpares, no limite $SU(3)$, realizadas através do modelo MBFI-2. De [WoWa85] $g_\nu=0,05\pm0,05$ e $g_\pi=0,63\pm0,04$, logo $(g_\nu - g_\pi)^2 \approx 0,36\mu_N^2$. O parâmetro de deformação δ é tabelado em [LoVe70].	63
4.5	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os isótopos de $^{160,161,162,163,164}\text{Dy}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada isótopo, também é apresentado.	64
4.6	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{155,157}\text{Gd}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada núcleo, também é apresentado.	67
4.7	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada núcleo, também é apresentado.	70
4.8	Probabilidade reduzida de transição total ($\sum B(M1)$) para os bem estudados núcleos vizinhos do ^{153}Eu , inclusive. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada isótopo, também é apresentado.	72

Estudo das excitações de dipolo de níveis de baixa energia para o núcleo deformado de ^{153}Eu

Angela Emilia de Almeida Pinto

RESUMO

O objetivo do presente trabalho foi determinar, através de medidas de Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN) para o núcleo deformado de ^{153}Eu , a intensidade integrada de ressonâncias localizadas de dipolo associadas a modos de movimento como o *modo tesoura* M1 (ressonâncias anãs). Foi utilizado o feixe de elétrons do acelerador Dynamitron da Universidade de Stuttgart ($E_0 = 4,3 \text{ MeV}$) e detectores de Ge(HP) e Ge(Li) de alta resolução para a obtenção de informações detalhadas acerca das energias de excitação, larguras de decaimento, probabilidades de transição e razões de ramificação. Os resultados obtidos para o ^{153}Eu são comparados com os obtidos recentemente para seus vizinhos ímpares ($^{161,163}\text{Dy}$, $^{155,157}\text{Gd}$ e ^{159}Tb) e com as previsões do Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI). Enquanto os isótopos ímpares de Dy apresentam uma certa concentração de intensidade de dipolo ao redor de 3 MeV, os isótopos ímpares de Gd apresentam uma extrema fragmentação de intensidade de dipolo (25 transições para o ^{155}Gd e 90 transições para o ^{157}Gd), na faixa de energia de 2-4 MeV. O núcleo de ^{153}Eu quando comparado aos isótopos ímpares de Dy, Gd e Tb, apresenta uma pequena fragmentação, com baixa intensidade de dipolo. Em geral, a intensidade de dipolo total em núcleos ímpares é menor (por um fator 2-3), quando comparada com seus vizinhos pares. Esta diferença de intensidade entre os isótopos ímpares de Eu, Dy, Gd e Tb é inexplicável até agora.

Study of the low energy dipole excitations for the ^{153}Eu deformed nucleus

Angela Emilia de Almeida Pinto

ABSTRACT

The aim of this work was to perform Nuclear Resonance Fluorescence (NRF) measurements for the ^{153}Eu deformed nucleus associated to M1 scissors mode. Using the bremsstrahlung photon beam of the Stuttgart Dynamitron (endpoint energy 4.3 MeV) and high resolution Ge- γ -spectrometers, detailed information was obtained on excitation energies, decay widths, transition probabilities, and branching ratios. The results are compared to those observed recently for the neighboring odd nuclei $^{161,163}\text{Dy}$, $^{155,157}\text{Gd}$ and ^{159}Tb and with the Interacting Boson Fermion Model (IBFM). Whereas in the odd Dy isotopes the dipole strength is rather concentrated, both Gd isotopes show a strong fragmentation of the strength into about 25 (^{155}Gd) and 90 transitions (^{157}Gd) in the energy range 2-4 MeV. The nucleus ^{153}Eu as compared to these odd Dy, Gd and Tb isotopes exhibits a small fragmentation with low strength. In general the observed total strength in the odd nuclei is reduced by a factor of 2-3 as compared to their neighboring even-even isotopes. The different fragmentation behavior of the dipole strengths in the odd Dy, Gd, Tb and Eu isotopes is unexplained up to now.

Capítulo 1

Introdução

A ressonância gigante dipolar elétrica é uma excitação coletiva existente em todos os núcleos, e foi originariamente explicada por Goldhaber e Teller [GoTe48] como sendo um modo de movimento translacional do fluido de prótons em relação ao fluido de nêutrons. Trata-se portanto de um *movimento de separação* dos fluidos de prótons e nêutrons, atuando a energia de simetria como a força restauradora. A energia da ressonância diminui lentamente com a massa, de modo que é aproximadamente proporcional a $A^{-1/3}$. A energia da ressonância dipolar é de cerca de $E_D \approx (40 A^{-1/3} + 7,5)$ MeV, cuja posição está compreendida entre 15 e 30 MeV, e a largura dessa ressonância varia de 3 a 8 MeV [BaKl47a].

Esta imagem de dois fluidos sugere a existência de um modo adicional de excitação em núcleos deformados. Descrito no final dos anos 70 por Lo Iudice e Palumbo [LoPa78, LoPa79], este novo modo de excitação sugere que os fluidos (de núcleos pares) deformados de prótons e nêutrons podem realizar movimentos rotacionais de fases opostas ao redor de um eixo comum, gerando uma ressonância magnética isovetorial ou também conhecida como ressonância anã.

Esta visão macroscópica do núcleo sugerida por Lo Iudice e Palumbo assume que o núcleo é composto por igual número de prótons e nêutrons. Estes dois fluidos constituídos, respectivamente, de prótons e nêutrons são descritos como rotores rígidos (ambos de forma prolata) axialmente simétricos, interagindo através de um potencial harmônico dependente do ângulo formado entre os fluidos deformados e o eixo de simetria [BoRi84]. Este modo de excitação muito parecido com o *abrir e fechar* de uma tesoura, recebeu então o nome de *modo tesoura* (modo orbital M1). As previsões da localização em energia E_γ e da probabilidade reduzida de transição, para o *modo tesoura*, são dadas por [FrPa84]

$$\begin{aligned} E_\gamma &= 42\delta A^{-\frac{1}{6}} \text{ MeV} \\ B_\uparrow(M1) &= 0,035\delta A^{\frac{3}{2}} \mu_N^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

onde δ é o parâmetro de deformação de massa (tabelado em [LoVe70]) e A é o número de massa do núcleo, cuja posição está compreendida entre 2 e 4 MeV. Na figura 1.1 encontram-se representados os dois modos de oscilação descritos anteriormente.

Figura 1.1: Esquema representando, respectivamente, a ressonância magnética isovetorial (*modo tesoura*) e a ressonância gigante dipolar elétrica. ν representa o fluido de nêutrons e π o fluido de prótons.

A verificação experimental deste novo tipo de modo de excitação foi realizada pela primeira vez em meados dos anos 80, por A. Richter e colaboradores (grupo de Darmstadt), que através de um experimento de espalhamento inelástico de elétrons identificaram um modo dipolar magnético isovetorial em 3075 keV, no núcleo de ^{156}Gd [BoRi84]. O sucesso deste experimento despertou o interesse de Berg, Kneissl e colaboradores (grupo de Stuttgart), que realizaram várias investigações em núcleos pares deformados através de experimentos de espalhamento de fótons, utilizando o acelerador de elétrons Dynamitron do Institut für Strahlenphysik da Universidade de Stuttgart [BeBl84]. Nos anos seguintes, houve um crescente interesse por excitações de dipolo de níveis de baixa energia em núcleos pares o que estimulou diversos estudos teóricos e investigações experimentais através de diferentes experimentos com fótons e elétrons [BoRi86, BoKu84, WeBr88b, PiBe89a, HePi88b]. O primeiro experimento de espalhamento de fótons onde foi investigado o modo tesoura em núcleos ímpares foi realizado com o núcleo de ^{165}Ho (número ímpar de prótons), pelo grupo de Darmstadt [HuAh92]. Contudo, foram observadas excitações não muito intensas ($B(M1)^{\dagger} \simeq 0,1\mu_N^2$), não sendo possível detectar o *modo tesoura* para este núcleo. Em 1992 o grupo de Stuttgart detectou, pela primeira vez, uma concentração de intensidade de dipolo em cerca de 3000 keV no ^{163}Dy [BaAr93] (núcleo com número ímpar de nêutrons), cujos resultados estão de bom acordo com a sistemática das excitações do modo orbital M1 dos seus vizinhos pares $^{160,162,164}\text{Dy}$ [WeBr88b, FrSc92, MaEc95].

A interpretação das excitações de dipolo observadas no ^{163}Dy como excitações do modo tesoura, foi baseada em cálculos do Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI). Um comportamento semelhante foi observado, pelo mesmo grupo, nas medidas com o ^{161}Dy [Ecke94, MaEc95], e com o ^{159}Tb [Schi95]. O mesmo comportamento, entretanto, não foi

observado para os isótopos ímpares de Gd. O ^{157}Gd [Ritt94] apresenta extrema fragmentação de intensidade de dipolo (em mais de 90 transições), e o ^{155}Gd [Nord96, NoSc96] apresenta pequena intensidade de dipolo.

Conclui-se então que, ou os isótopos de $^{155,157}\text{Gd}$ representam algum caso patológico, ou a concentração de intensidade de dipolo observada nos núcleos de $^{161,163}\text{Dy}$ e ^{159}Tb , é uma exceção.

Inserido nesse contexto o objetivo do presente trabalho foi determinar, através de medidas de Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN), a intensidade integrada de ressonâncias localizadas de dipolo associadas a modos de movimento como o *modo tesoura* M1 (ressonâncias anãs), para o núcleo de ^{153}Eu . O experimento foi realizado utilizando-se o feixe de elétrons do acelerador Dynamitron da Universidade de Stuttgart, Alemanha ($E_0 = 4,3$ MeV; $I \simeq 0,8\text{mA}$). O feixe de elétrons incide em um alvo produtor (^{232}Th) produzindo um feixe de *Bremsstrahlung*. O feixe de *Bremsstrahlung* é colimado e direcionado até o alvo de ^{153}Eu , produzindo a reação (γ, γ') , na faixa de energia de 1,8 MeV a 4,0 MeV. Os fótons espalhados, provenientes dessa reação, foram detectados por três detectores posicionados em ângulos diferentes (90° , 127° e 150°) em relação à direção do feixe incidente de *Bremsstrahlung*. Obteve-se, dessa forma, informações acerca da estrutura nuclear deste isótopo, ou seja, dos seus níveis de energia, da distribuição angular, da distribuição de intensidade de dipolo, da razão de ramificação, e da probabilidade reduzida de transição.

Esses resultados quando comparados com os obtidos para os bem estudados núcleos vizinhos de Dy, Gd e Tb, com as previsões do Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI) e com a regra de Alaga (previsões teóricas das razões de ramificação), podem contribuir com maiores informações experimentais sobre o comportamento da intensidade de dipolo em núcleos ímpares e seu contexto na sistemática apresentada pelos núcleos pares. Os valores previstos da localização em energia do *modo tesoura*, para o ^{153}Eu , e da sua correspondente probabilidade reduzida de transição são, respectivamente, $E_\gamma = 4$ MeV e $B_\uparrow(M1) = 17\mu_N^2$ ([FrPa84]).

No capítulo 2 é realizada uma apresentação minuciosa dos aspectos teóricos relevantes à compreensão dos resultados experimentais obtidos para o núcleo de ^{153}Eu . Em particular, destacamos a apresentação do Modelo de Bósons e Férmions Interagentes e o método da Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN).

No capítulo 3 são descritos em detalhes o arranjo experimental, a calibração do sistema de detecção de fótons, a eletrônica associada, a confecção do alvo de ^{153}Eu , e apresentamos também as fórmulas utilizadas na análise do espectro de ^{153}Eu .

No capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais obtidos para a reação (γ, γ') no ^{153}Eu , e sua respectiva análise e discussão. É realizada a comparação desses resultados com os obtidos para os bem estudados isótopos vizinhos (pares e ímpares) de Gd, Dy e Tb. A comparação dos resultados obtidos para o ^{153}Eu com as previsões teóricas (MBFI e regras de Alaga) também é realizada e devidamente analisada.

No capítulo 5 apresentamos as conclusões sobre este trabalho e analisamos a importância do mesmo no contexto da sistemática apresentada pelos núcleos, pares e ímpares, em experimentos de RFN, onde espera-se observar o *modo tesoura* na energia de aproximadamente 3000 keV. Uma possível, ou melhor dizendo, evidente *não observação experimental* deste

modo de excitação (*modo tesoura*) até o presente momento, em alguns núcleos ímpares, é abordada ao mesmo tempo em que citamos e questionamos a validade de recentes trabalhos publicados [EnHu97, EnHu98] que afirmam existir o *modo tesoura* em núcleos ímpares, mas cuja sustentação principal é simplesmente baseada na reformulação da análise dos dados experimentais.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

2.1 Introdução

Tentar descrever o núcleo a partir de seus constituintes fundamentais e suas interações não é uma tarefa muito fácil, senão dizer impossível, já que o núcleo é um sistema de muitos corpos e sua descrição exata torna-se um problema muito complexo. Além do mais, o sistema possui um número muito grande de graus de liberdade e a interação entre nucleons não é totalmente conhecida. Na tentativa de se resolver parcialmente essas dificuldades, modelos nucleares e métodos aproximados foram desenvolvidos. Os modelos nucleares mais puros são adequados em situações muito particulares. Assim, o Modelo de Camadas presta-se a descrever os núcleos muito próximos das camadas fechadas; os modelos coletivos tratam macroscopicamente de excitações coerentes de muitos graus de liberdade de partícula única, levando-se ainda em consideração a forma do núcleo. Os núcleos esféricos (poucos nucleons fora de camadas fechadas) apresentam características vibracionais, enquanto os deformados (muitos nucleons fora de camadas fechadas) excitam graus de liberdade rotacionais. No que diz respeito aos métodos aproximados podemos destacar a teoria do campo médio, que consiste em absorver uma parte da interação entre os nucleons em um potencial médio, no qual as partículas se movem independentemente umas das outras. A interação entre as partículas, não contida nesse campo médio, pode, eventualmente, ser tratada como uma perturbação, ou através de sua diagonalização no espaço de Hilbert gerado pelas partículas independentes, ou ainda com o uso de técnicas mais sofisticadas como a AFR (Aproximação de Fase Randômica). O tratamento adequado dessas interações residuais se revelou de vital importância na descrição de inúmeras propriedades nucleares como o espectro de energia e probabilidades de decaimento. Na maior parte dos núcleos, no entanto, estas diferentes descrições deveriam ser convenientemente "misturadas".

Um modelo que conseguiu, com algum sucesso, descrever a estrutura dos estados com baixa energia de excitação, essencialmente coletivos, para os isótopos ímpares de núcleos na região de massa $A \approx 100$, foi o Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI) [Ials91], nos sendo de particular interesse já que utilizamos em nosso trabalho o alvo de ^{153}Eu (um próton desemparelhado). Nesta descrição, acopla-se um férmion ao sistema de bósons s e

d que, no Modelo de Bósons Interagentes (MBI) [IaAr87], representa o caroço par-par. A interação férmion-bóson leva em conta o número de bósons e férmions e é dominada pela interação quadrupolo de bóson (bóson próton)-quadrupolo de férmions (nêutron), no caso de núcleo com número ímpar de nêutrons, sendo necessário levar em conta explicitamente o princípio de Pauli, com um termo de troca. As excitações coletivas a baixas energias de excitação nos núcleos par-par tem, neste modelo, um tratamento mais unificado, quando se procura descrever núcleos com características diferentes, quer vibracionais, quer rotacionais, ou mesmo os de transição. Os ingredientes básicos do MBFI são: a forte interação de emparelhamento entre prótons (ou entre nêutrons) que torna apropriado considerar as excitações coletivas como associadas a pares de prótons (ou de nêutrons) e a interação quadrupolar entre os prótons e os nêutrons. Numa aproximação, consideram-se apenas bósons s_ρ ($L = 0$) e bósons d_ρ ($L = 2$), onde o índice $\rho = \pi, \nu$ representa os bósons de prótons π ou de nêutrons ν , distintamente. Outra aproximação importante é a limitação no número de bósons que são formados por pares de partícula ou de buraco, conforme se esteja acima ou abaixo da camada fechada, desta forma o número de bósons é conservado. Como já é conhecido que a forma do núcleo é definida pela competição entre a interação de emparelhamento, que favorece a conformação esférica, e a interação isoescalar próton-nêutron, que favorece a deformação [Talm62, FePi79], pode-se portanto, ressaltar que este modelo já traz em si, em alguma medida, os ingredientes necessários para descrever as regiões de transição. O acoplamento do férmion com o caroço mantém essas feições por causa do caráter quadrupolar da interação. É importante ainda a escolha dos orbitais de (quase)partícula utilizados no espaço-modelo.

A seguir, uma breve discussão é feita acerca dos princípios fundamentais do MBI e do MBFI.

2.2 Modelo de Bósons Interagentes (MBI)

O Modelo de Bósons Interagentes (MBI) [IaAr87], descreve os movimentos coletivos a baixas energias de forma simples. O MBI é um modelo fenomenológico por essência mas que não deixa de ser algébrico na medida que utiliza a álgebra dos grupos de simetria do problema. Esse modelo pressupõe na sua formulação original (MBI-1) a existência de bósons de momento angular 0 (bósons s) e 2 (bósons d) que estariam associados a pares de férmions correlacionados. Assume também que o número de bósons ativos é igual à metade do número de férmions (partículas ou buracos) fora da camada fechada mais próxima. A interação é assumida como a mais geral possível incluindo termos de um e dois corpos conservando o número total de bósons. Uma extensão natural do modelo e que se aproxima mais da interpretação física do núcleo formado por prótons e nêutrons é tratar diferenciadamente também os bósons, de acordo com a carga. Isso é feito no MBI-2.

2.2.1 MBI-1

Neste modelo as excitações coletivas são descritas a partir de dois tipos básicos de bósons: um bóson de momento angular $L = 0$ (bóson s) e um bóson de momento angular $L = 2$

(bóson d). O número de bósons é igual à metade do número de nucleons fora da camada fechada. Chamamos de $d^\dagger$ e d os operadores de criação e aniquilação de bósons d ; $s^\dagger$ e s os operadores de criação e aniquilação de bósons s , ambos com momento angular magnético $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$. Esses operadores satisfazem as relações de comutação de Bose

$$\begin{aligned} [s, s^\dagger] &= 1; & [s, s] &= [s^\dagger, s^\dagger] = 0; \\ [d_\mu, d_{\mu'}^\dagger] &= \delta_{\mu, \mu'}; & [d_\mu, d_{\mu'}] &= [d_\mu^\dagger, d_{\mu'}^\dagger] = 0; \\ [s, d_\mu^\dagger] &= [s, d_\mu] = [s^\dagger, d_\mu^\dagger] = [s^\dagger, d_\mu] = 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Podemos escrever os operadores de criação e aniquilação de bósons de uma forma mais compacta, assim teremos

$$b_{l,m}^\dagger; \quad b_{l,m}; \quad l = 0, 2; -l \leq m \leq l. \quad (2.2)$$

E as relações de comutação (2.1) podem ser reescritas como

$$\begin{aligned} [b_{l,m}, b_{l,m}^\dagger] &= \delta_{ll'} \delta_{mm'}; \\ [b_{l,m}, b_{l',m'}] &= [b_{l,m}^\dagger, b_{l',m'}^\dagger] = 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Os operadores de criação de bósons $b_{l,m}^\dagger$ se transformam como o produto tensorial de dois tensores esféricos [IaAr87], mas os operadores de aniquilação de bósons $b_{l,m}$ não se transformam como tensores esféricos. Então, na construção de tensores esféricos é necessário introduzir o operador

$$\tilde{b}_{l,m} = (-1)^{l+m} b_{l,-m} \quad (2.4)$$

que se comportam sob rotações como tensores esféricos de ordem l e projeção m .

No presente caso temos

$$\tilde{s} = s, \quad \tilde{d}_\mu = (-1)^\mu d_{-\mu}. \quad (2.5)$$

Se considerarmos que o operador hamiltoniano conserva o número total de bósons (N), além de ser invariante por rotações e reflexão podemos escrevê-lo, de forma geral e contendo termos de 1 e 2 corpos nos bósons s e d , como

$$\begin{aligned}
H = & E_0 + \varepsilon_s(s^\dagger \cdot \tilde{s}) + \varepsilon_d(d^\dagger \cdot \tilde{d}) \\
& + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} c_L \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)} \right\}_0^{(0)} \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^\dagger \times s^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} + \\
& + \frac{1}{2} v_0 \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)} \right\}_0^{(0)} + \\
& + u_2 \left\{ [d^\dagger \times s^\dagger]^{(2)} [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 \left\{ [s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} \right\}_0^{(0)} \quad (2.6)
\end{aligned}$$

onde E_0 é uma constante, ε_s e ε_d correspondem aos dois termos de 1 corpo nos bósons s e d ; e c_L ($L = 0, 2, 4$), v_L ($L = 0, 2$), u_L ($L = 0, 2$) correspondem aos sete termos de 2 corpos nos bósons s e d .

Se considerarmos que o número total de bósons, $N = n_s + n_d$, se conserva, o termo $\varepsilon_s(s^\dagger \cdot s)$ pode ser escrito como

$$\varepsilon_s(s^\dagger \cdot \tilde{s}) = \varepsilon_s n_s = \varepsilon_s (N - n_d) = \varepsilon_s N - \varepsilon_d(d^\dagger \cdot \tilde{d}) \quad (2.7)$$

e a expressão (2.6) pode ser reescrita substituindo-se n_s por $N - n_d$

$$\begin{aligned}
H = & E'_0 + \varepsilon' (d^\dagger \cdot \tilde{d}) \\
& + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} c'_L \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)} \right\}_0^{(0)} + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^\dagger \times s^\dagger]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} + \\
& + \frac{1}{2} v_0 \left\{ [d^\dagger \times d^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^\dagger \times s^\dagger]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)} \right\}_0^{(0)} \quad (2.8)
\end{aligned}$$

com

$$\begin{aligned}
E'_0 &= E_0 + \varepsilon_s N + \frac{1}{2} u_0 N (N - 1), \\
\varepsilon' &= (\varepsilon_d - \varepsilon_s) + \frac{1}{\sqrt{5}} u_2 (N - 1) - u_0 (N - 1), \\
c'_L &= c_L + u_0 - \frac{2}{\sqrt{5}} u_2 \quad (2.9)
\end{aligned}$$

A equação 2.8 possui 8 coeficientes independentes mas, já que o primeiro termo contribui para a energia dos estados com um dado N , ele não precisa ser considerado se estivermos

interessados apenas nas energias de excitação do sistema. Assim os espaçamentos em energia dos níveis são determinados por apenas 6 coeficientes, que são, em geral, ajustados aos dados experimentais.

O hamiltoniano do MBI, é escrito em termos dos 36 geradores do $U(6)$ que são:

$$(s^\dagger s)_0^0; (d^\dagger s)_\mu^2; (s^\dagger \tilde{d})_\mu^2; (d^\dagger \tilde{d})_0^0; (d^\dagger \tilde{d})_\mu^1; (d^\dagger \tilde{d})_\mu^2; (d^\dagger \tilde{d})_\mu^3; (d^\dagger \tilde{d})_\mu^4 \quad (2.10)$$

O conjunto dos geradores que são fechados sob a operação de comutação, isto é, o comutador de dois geradores que é uma combinação linear de todos os geradores desse conjunto, define um subgrupo do $U(6)$. O conhecimento dos subgrupos é importante pois nos fornece números quânticos adequados para rotular as funções de onda. Se assumirmos que o momento angular é um bom número quântico, o grupo de rotações $O(3)$ deve fazer parte da cadeia de subgrupos e, nesse caso, são obtidas apenas três cadeias para a decomposição do $U(6)$:

$$\begin{array}{lllllll} U(6) & \supset & U(5) & \supset & O(5) & \supset & O(3) & \supset & O(2) & \text{I} \\ U(6) & \supset & SU(3) & \supset & & \supset & O(3) & \supset & O(2) & \text{II} \\ U(6) & \supset & O(6) & \supset & O(5) & \supset & O(3) & \supset & O(2) & \text{III} \end{array}$$

A cadeia I corresponde ao chamado limite $U(5)$ cujo espectro é tipicamente vibracional, e os autovalores do hamiltoniano nesse limite são dados por [IaAr87]

$$E^{(I)}(N, n_d, \nu, n_\Delta, L, M) = \varepsilon n_d + \alpha \frac{1}{2} n_d (n_d - 1) + \beta [n_d (n_d + 3) - \nu(\nu + 3)] + \gamma [L(L + 1) - 6n_d] \quad (2.11)$$

onde N é o número total de bósons. n_d é o número de bósons d ($n_d = N, N - 1, \dots, 0$); ν é a senioridade ($\nu = n_d, n_d - 2, \dots, 1$ ou 0 para n_d par ou ímpar). Fisicamente ν é o número de bósons d não acoplados a zero. n_Δ é o número quântico adicional ou o número de tripletos de bósons acoplados a zero ($n_\Delta = 0, 1, \dots$). Este número quântico n_Δ é necessário pois para $n_d > 6$ começam a aparecer 2 estados com os mesmos números quânticos. L é o momento angular ($L = 2\lambda, 2\lambda - 2, 2\lambda - 3, \dots, \lambda + 1, \lambda$) onde $\lambda = \nu - 3n_\Delta \geq 0$ representa o número de bósons que não estão acoplados a zero em pares ou trincas. M é a projeção de L sobre o eixo z do laboratório.

A cadeia II corresponde ao limite $SU(3)$ onde o espectro é rotacional, e os autovalores do hamiltoniano nesse limite são dados por:

$$E^{(II)}(N, \lambda, \mu, k, L, M) = \left(\frac{3}{4}k - k'\right) L(L + 1) - k(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)) \quad (2.12)$$

onde λ e μ são a representação irredutível do $SU(3)$; k é o número quântico adicional que é introduzido pois pode haver muitos estados com o mesmo valor de L na mesma representação (λ, μ) ; $0 \leq L \leq \min(\lambda, \mu)$, par; L é o momento angular $k \leq L \leq k + \max(\lambda, \mu)$.

A cadeia III corresponde ao limite $O(6)$ sendo que o espectro de energia comporta-se como o de um rotor γ - instável, e os autovalores do hamiltoniano nesse limite são dados por:

$$E^{(III)}(N, \sigma, \nu, n_\Delta, L, M) = A\frac{1}{4}(N - \sigma)(N + \sigma + 4) + B\frac{1}{6}\nu(\nu + 3) + CL(L + 1) \quad (2.13)$$

onde $\sigma = N, N - 2, N - 4, \dots, 0$, ou 1 para N par ou ímpar; ν é a senioridade; $0 \leq \nu \leq \sigma$; L é o momento angular; $2\lambda \geq L \geq \lambda$ com $2\lambda - 1$ excluído. $\lambda = \nu - 3n_\Delta \geq 0$.

Para todo grupo é possível construir um operador que comute com todos os geradores desse grupo. Esse operador é chamado operador de Casimir, e os seus autovalores são rotulados pelos próprios números quânticos associados a esse grupo. O hamiltoniano pode ser escrito em termos dos operadores de Casimir dos vários subgrupos que constituem as três possíveis cadeias do MBI.

Os operadores de Casimir e seus autovalores para os vários grupos do MBI são conhecidos [Dini90, Nune87]. Em termos desses operadores o hamiltoniano do MBI é escrito como

$$H = AC_{U(5)} + BC_{U(5)}^2 + DC_{O(5)}^2 + EC_{O(3)}^2 + FC_{SU(3)}^2 + GC_{O(6)}^2 \quad (2.14)$$

Dependendo da cadeia de subgrupos que se deseja estudar, I, II ou III, podemos anular alguns coeficientes do hamiltoniano (2.14) de modo que ele seja diagonal na base formada pelos números quânticos correspondentes à cadeia escolhida. Assim, somente com os autovalores dos operadores de Casimir é construído todo o espectro e, além disso, podem ser obtidas expressões analíticas para as probabilidades de transição em cada um desses limites. Nesses casos limites diz-se que há uma simetria dinâmica.

2.2.2 MBI-2

Neste modelo leva-se em consideração agora a carga dos bósons s e d citados no MBI-1 (ou seja, distingue-se bósons de prótons e bósons de nêutrons). Os operadores de criação e aniquilação de bósons s e d de prótons são definidos por $s_\pi^\dagger, s_\pi, d_{\pi\mu}^\dagger$ e $d_{\pi\mu}$; os operadores de criação e aniquilação de bósons s e d de nêutrons são definidos por $s_\nu^\dagger, s_\nu, d_{\nu\mu}^\dagger$ e $d_{\nu\mu}$ (onde $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$). Existem agora, portanto, 12 operadores de criação e 12 de aniquilação:

$$\begin{aligned} & s_\pi^\dagger, d_{\pi\mu}^\dagger, s_\nu^\dagger, d_{\nu\mu}^\dagger \\ & s_\pi, d_{\pi\mu}, s_\nu, d_{\nu\mu} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Os operadores de prótons comutam com os operadores de nêutrons, enquanto que $s_\pi^\dagger, s_\pi, d_{\pi\mu}^\dagger, d_{\pi\mu}$ e $s_\nu^\dagger, s_\nu, d_{\nu\mu}^\dagger, d_{\nu\mu}$ satisfazem as relações de comutação de Bose (equação 2.1) [IaAr87]. Podemos escrever esses operadores de uma forma mais compacta

$$b_{\rho,l,m}^\dagger; \quad b_{\rho,l,m}; \quad (\rho = \pi, \nu; l = 0, 2; -l \leq m \leq +l) \quad (2.16)$$

com as seguintes relações de comutação

$$\begin{aligned} [b_{\rho,l,m}, b_{\rho',l',m'}^\dagger] &= \delta_{\rho\rho'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}; \\ [b_{\rho,l,m}, b_{\rho',l',m'}] &= [b_{\rho,l,m}^\dagger, b_{\rho',l',m'}^\dagger] = 0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

Como vimos anteriormente, é necessário construir operadores que se transformam sob rotações como tensores esféricos. Isto é feito introduzindo-se os seguintes operadores

$$\begin{aligned} \tilde{s}_\pi &= s_\pi, & \tilde{d}_{\pi,\mu} &= (-1)^\mu d_{\pi,-\mu}, \\ \tilde{s}_\nu &= s_\nu, & \tilde{d}_{\nu,\mu} &= (-1)^\mu d_{\nu,-\mu}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Assim a combinação dos operadores de criação e aniquilação define 144 operadores, dos quais 36 geram o $U(12)$ e são simétricos pela troca $\pi \leftrightarrow \nu$:

$$\begin{aligned} d_{\pi\mu}^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu'} + d_{\nu\mu}^\dagger \tilde{d}_{\nu\mu'} \\ d_{\pi\mu}^\dagger s_\pi + d_{\nu\mu}^\dagger s_\nu \\ s_\pi^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu} + s_\nu^\dagger \tilde{d}_{\nu\mu} \\ s_\pi^\dagger s_\pi + s_\nu^\dagger s_\nu \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde $\mu, \mu' = 0, \pm 1, \pm 2$. Dentre estes operadores, estão os geradores do $U_{\pi+\nu}(6)$. Do $U(12)$ podemos destacar 2 operadores, de transformação e inversão de bósons de prótons em bósons de nêutrons, dados por [Talm93]:

$$\begin{aligned} F^{+} &= s_\pi^\dagger s_\nu + \sum_{\mu=-2}^2 d_{\pi\mu}^\dagger \tilde{d}_{\nu\mu} \\ F^{-} &= s_\nu^\dagger s_\pi + \sum_{\mu=-2}^2 d_{\nu\mu}^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Esses dois operadores em conjunto com

$$F_z = s_\pi^\dagger s_\pi - s_\nu^\dagger s_\nu + \sum_{\mu=-2}^2 (d_{\pi\mu}^\dagger \tilde{d}_{\pi\mu} - d_{\nu\mu}^\dagger \tilde{d}_{\nu\mu}) = \frac{1}{2} (N_\pi - N_\nu) \quad (2.21)$$

geram o $SU_F(2)$.

Para um determinado número de bósons de prótons e nêutrons N_π e N_ν , a base de estados do MBI-2 apresenta o seguinte produto $[N_\pi] \times [N_\nu]$ onde $[N_\pi]$ e $[N_\nu]$ são representações

simétricas dos operadores $U_\pi(6)$ e $U_\nu(6)$, respectivamente. Dessa forma pode-se introduzir, semelhante ao formalismo de Isospin, o spin-F. O spin-F, cujos operadores são definidos por $F^2 = F^+ F^- + (F_z)^2 - F_z$, é dado por:

$$F = \frac{1}{2} (N_\pi + N_\nu) \dots \frac{1}{2} (N_\pi - N_\nu) \quad (2.22)$$

O terceiro componente do spin-F é agora dado pela metade da diferença do número de bósons de prótons e de bósons de nêutrons ou, pela diferença entre prótons e nêutrons de valência. Desde que, para um dado núcleo, os números N_π e N_ν se conservam, isso significa que o operador hamiltoniano do MBI-2 deve comutar com F_z . Se considerarmos os primeiros operadores do hamiltoniano, que comutam com os dois operadores F^+ e F^- , então podemos dizer que o hamiltoniano é invariante por rotações e reflexão na base de spin-F, sendo o spin-F um bom número quântico.

O grupo $U(12)$ é então gerado pelo produto $SU_F(2) \otimes U_{\pi+\nu}(6)$. O grupo $U_{\pi+\nu}(6)$ pode ser dividido como o grupo $U(6)$ do MBI-1. Os operadores geradores do $U(6)$ serão os geradores mais simples do $U_{\pi+\nu}(6)$. Levando em consideração no MBI-2 o formalismo do spin-F o operador quadrático de Casimir do grupo $U_{\pi+\nu}(6)$ pode ser escrito como:

$$C_{2U_{\pi+\nu}(6)} = 2F^2 + \frac{1}{2} N(N+8) \quad (2.23)$$

Os autovalores desses operadores de Casimir são dados por:

$$\langle C_{2U_{\pi+\nu}(6)} \rangle = 2F(F+1) + \frac{1}{2} N(N+8) \quad (2.24)$$

Se o spin-F tem seu valor máximo em $F = \frac{1}{2} (N_\pi + N_\nu) = \frac{1}{2} N$, então os autovalores se reduzem a $N(N+5)$. Estes são os autovalores pares dos operadores quadráticos de Casimir relativos ao grupo $U(6)$, introduzidos no MBI-1. O MBI-1 pode ser tratado então como um caso particular do MBI-2, quando $F = F_{\max}$. O estado com $F = F_{\max}$ pode, entretanto, não conter o *modo tesoura*, pois os estados do *modo tesoura* são dados para $F = F_{\max} + 1$, que não estão contidos nesta aproximação. Dessa forma, o hamiltoniano pode ser escrito através dos operadores de Casimir, e podemos desprezar então, o termo linear e o segundo termo quadrático dos operadores de Casimir do grupo $U_{\pi+\nu}(6)$, obtendo para o hamiltoniano a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} H = & \vartheta F^2 + \varepsilon' C_{1U_{\pi+\nu}(5)} + \alpha C_{2U_{\pi+\nu}(5)} + \beta C_{2O_{\pi+\nu}(5)} \\ & + \gamma C_{2O_{\pi+\nu}(3)} + \delta C_{2SU_{\pi+\nu}(3)} + \eta C_{2O_{\pi+\nu}(6)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Os autovalores da energia podem ser obtidos analiticamente somente quando o hamiltoniano é simplificado através da analogia com as três cadeias possíveis no MBI-1, onde diz-se que há uma simetria dinâmica.

No limite $SU_{\pi+\nu}(3)$ os autovalores da energia são dados por:

$$E = \vartheta F(F+1) + \delta (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + \gamma J(J+1) \quad (2.26)$$

A probabilidade reduzida de transição pode então ser calculada através dos elementos de matriz:

$$\sum B_{\uparrow}(M1) = \sum | \langle \Delta J = 1, \Delta F = 1 | T_{M1} | G.S. \rangle |^2 \quad \text{com} \quad T_{M1} = g_{\pi} J_{\pi} + g_{\nu} J_{\nu} \quad (2.27)$$

g_{π} e g_{ν} representam, respectivamente, o fator g de bósons de prótons e nêutrons. No limite $SU_{\pi+\nu}(3)$, pode ser reescrita como [ScHe85b]:

$$\sum B_{\uparrow}(M1) = \frac{3}{4\pi} (g_{\pi} - g_{\nu})^2 \frac{8 N_{\pi} N_{\nu}}{2 N - 1} \mu_K^2 \quad (2.28)$$

Entretanto, somente os operadores hamiltonianos (referente às varias possíveis transições) que comutam com F^+ e F^- podem ser escritos em termos dos operadores de Casimir, caso contrário, se faz necessário recorrer a outro tratamento. Com esta finalidade, escrevemos o operador hamiltoniano bosônico da seguinte forma:

$$H = H_{\pi} + H_{\nu} + H_{\pi\nu} \quad (2.29)$$

onde H_{π} e H_{ν} são os operadores hamiltonianos de bósons de prótons e nêutrons, respectivamente, enquanto que $H_{\pi\nu}$ é o operador correspondente a interação de próton-nêutron. Levando-se em conta que os operadores hamiltonianos de bósons de prótons e nêutrons são idênticos mediante a substituição de π por ν , podemos escrever os três operados hamiltonianos (H_{ρ} (com $\rho = \pi, \nu$) e $H_{\pi,\nu}$) como

$$\begin{aligned} H_{\rho} = & E_0^{(\rho)} + \varepsilon_s^{(\rho)} (s_{\rho}^{\dagger} \cdot \tilde{s}_{\rho}) + \varepsilon_d^{(\rho)} (d_{\rho}^{\dagger} \cdot \tilde{d}_{\rho}) \\ & + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} c_L^{(0)} \left\{ [d_{\rho}^{\dagger} \times d_{\rho}^{\dagger}]^{(L)} \times [\tilde{d}_{\rho} \times \tilde{d}_{\rho}]^{(L)} \right\}_0^{(0)} \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2^{(\rho)} \left\{ [d_{\rho}^{\dagger} \times d_{\rho}^{\dagger}]^{(2)} \times [\tilde{d}_{\rho} \times \tilde{s}_{\rho}]^{(2)} + [d_{\rho}^{\dagger} \times s_{\rho}^{\dagger}]^{(2)} \times [\tilde{d}_{\rho} \times \tilde{d}_{\rho}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} \\ & + \frac{1}{2} v_0^{(\rho)} \left\{ [d_{\rho}^{\dagger} \times d_{\rho}^{\dagger}]^{(0)} \times [\tilde{s}_{\rho} \times \tilde{s}_{\rho}]^{(0)} + [s_{\rho}^{\dagger} \times s_{\rho}^{\dagger}]^{(0)} \times [\tilde{d}_{\rho} \times \tilde{d}_{\rho}]^{(0)} \right\}_0^{(0)} \\ & + u_2^{(0)} \left\{ [d_{\rho}^{\dagger} \times s_{\rho}^{\dagger}]^{(2)} \times [\tilde{d}_{\rho} \times \tilde{s}_{\rho}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} + \left\{ \frac{1}{2} u_0^{(\rho)} [s_{\rho}^{\dagger} \times s_{\rho}^{\dagger}]^{(0)} \times [\tilde{s}_{\rho} \times \tilde{s}_{\rho}]^{(2)} \right\}_0^{(0)} \end{aligned} \quad (2.30)$$

e

$$\begin{aligned}
H_{\pi\nu} = & \sum_{L=0,1,2,3,4} w_L \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(L)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(L)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_5 \left\{ \left[s_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\pi} \right]^{(0)} \times \left[s_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\nu} \right]^{(0)} \right\}_0^{(0)} + w_6 \left\{ \left[s_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\pi} \right]^{(0)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(0)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_7 \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(0)} \times \left[s_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\nu} \right]^{(0)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_8 \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\pi} + s_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(2)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\nu} + s_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(2)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_9 \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\pi} - s_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(2)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\nu} - s_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(2)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_{10} \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(2)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\nu} + s_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(2)} \right\}_0^{(0)} \\
& + w_{11} \left\{ \left[d_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\pi} + s_{\pi}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(2)} \times \left[d_{\nu}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(2)} \right\}_0^{(0)}. \tag{2.31}
\end{aligned}$$

Temos então nove termos em $H_{\pi} : \varepsilon_L^{\pi} (L = 0, 2), c_L^{\pi} (L = 0, 2, 4), v_L^{\pi} (L = 0, 2), u_L^{\pi} (L = 0, 2);$ nove termos em $H_{\nu} : \varepsilon_L^{\nu} (L = 0, 2), c_L^{\nu} (L = 0, 2, 4), v_L^{\nu} (L = 0, 2), u_L^{\nu} (L = 0, 2);$ e 12 termos em $H_{\pi\nu} : w_k (k = 0, \dots, 11)$, totalizando 30 termos.

Os hamiltonianos acima contém muitos termos decorrentes de um estudo fenomenológico direto. Contudo, um tratamento microscópico deste modelo nos sugere que somente alguns termos são importantes em (2.30) e (2.31). A interação residual nucleon-nucleon é dominada por um termo de emparelhamento entre nucleons idênticos, fazendo com que apareça no hamiltoniano bosoônico um termo do tipo $\varepsilon_{\pi} n_{d\pi} + \varepsilon_{\nu} n_{d\nu}$. A interação quadrupolo-quadrupolo entre nucleons não-idênticos produz um termo do tipo $2k Q_{\pi}^{\chi} \cdot Q_{\nu}^{\chi}$, onde Q_{π}^{χ} e Q_{ν}^{χ} são dadas por

$$Q_{\rho}^{\chi} = \left[d_{\rho}^{\dagger} \times \tilde{s}_{\rho} + s_{\rho}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\rho} \right]^{(2)} + \chi \left[d_{\rho}^{\dagger} \times \tilde{d}_{\rho} \right]^{(2)} \tag{2.32}$$

onde $\rho = \pi, \nu$.

A energia de simetria favorece estados nos quais prótons e nêutrons movem-se em fase. Esta energia de simetria pode ser introduzida através do operador de Majorana, dado por

$$\begin{aligned}
M_{\pi\nu} = & \left[s_{\nu}^{\dagger} \times d_{\pi}^{\dagger} - s_{\pi}^{\dagger} \times d_{\nu}^{\dagger} \right]^{(2)} \cdot \left[\tilde{s}_{\nu} \times \tilde{d}_{\pi} - \tilde{s}_{\pi} \times \tilde{d}_{\nu} \right]^{(2)} \\
& - 2 \sum_{k=1,3} \left[d_{\nu}^{\dagger} \times d_{\pi}^{\dagger} \right]^{(k)} \cdot \left[\tilde{d}_{\nu} \times \tilde{d}_{\pi} \right]^{(k)}. \tag{2.33}
\end{aligned}$$

Os operadores hamiltonianos de Talmi assumem a seguinte forma agora :

$$\begin{aligned} H_\rho &= \varepsilon'_\rho n_{d\rho} + k_\rho (Q_\rho^{\chi_\rho} Q_\rho^{\chi_\rho})^{(0)} \\ H_{\pi\nu} &= 2k_{\pi\nu} Q_\pi^{\chi_\pi} Q_\nu^{\chi_\nu} + \lambda M_{\pi\nu} \end{aligned} \quad (2.34)$$

onde $\rho = \pi, \nu$.

Finalmente, o operador hamiltoniano H pode ser escrito como

$$H = \varepsilon'_\pi n_{d\pi} + \varepsilon'_\nu n_{d\nu} + k_\pi Q_\pi^{\chi_\pi} Q_\pi^{\chi_\pi} + k_\nu Q_\nu^{\chi_\nu} Q_\nu^{\chi_\nu} + 2k_{\pi\nu} Q_\pi^{\chi_\pi} Q_\nu^{\chi_\nu} + \lambda M_{\pi\nu} \quad (2.35)$$

O modelo MBI se adequa bem à sistemática dos núcleos com número par de prótons e nêutrons. Mas como já dissemos anteriormente, neste trabalho utilizamos nas medidas de Ressonância Fluorescente Nuclear o alvo de ^{153}Eu e precisamos recorrer a outro modelo que leve em consideração as interações entre os graus de liberdade coletivos e aqueles de partícula única. Este modelo é o MBFI (Modelo de Bósons e Férmions Interagentes), que será descrito a seguir.

2.3 Modelo de Bósons e Férmions Interagentes (MBFI)

2.3.1 MBFI-2

O MBFI-2 é uma extensão do MBI-2. Neste modelo acopla-se um férmion ao sistema de bósons s e d que, no MBI-2 descrito anteriormente, representa o caroço par. A interação férmion-bóson leva em conta o número de bósons e férmions e é dominada pela interação quadrupolo de bóson (bóson nêutron)-quadrupolo de férmion (próton), no caso de núcleo com número ímpar de prótons, sendo necessário levar em conta explicitamente o princípio de Pauli, com um termo de troca. Os operadores de criação e aniquilação de bósons de prótons e nêutrons são aqueles descritos no MBI-2 (2.15 e 2.16), e satisfazem as relações de comutação de Bose (2.17). Devemos introduzir, neste modelo, os operadores de criação e aniquilação de férmions

$$a_{\rho,j,m}^\dagger; a_{\rho,j,m}; \quad (\rho = \pi, \nu; j = j_1, j_2, \dots, j_n; m = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \dots, \pm j) \quad (2.36)$$

Os operadores de fermions satisfazem as relações de anticomutação de Fermi

$$\begin{aligned} [a_{\rho,j,m}, a_{\rho',j',m'}^\dagger] &= \delta_{\rho,\rho'} \delta_{j,j'} \delta_{m,m'}, \\ [a_{\rho,j,m}, a_{\rho',j',m'}] &= [a_{\rho,j,m}^\dagger, a_{\rho',j',m'}^\dagger] = 0. \end{aligned} \quad (2.37)$$

E os operadores de bósons e férmions satisfazem as seguintes relações de comutação

$$[b_{\rho,l,m}, a_{\rho',j',m'}] = [b_{\rho,l,m}, a_{\rho',j',m'}^\dagger] = [b_{\rho,l,m}^\dagger, a_{\rho',j',m'}] \quad (2.38)$$

$$= [b_{\rho,l,m}^\dagger, a_{\rho',j',m'}^\dagger] = 0. \quad (2.39)$$

Da mesma forma como no MBI-2, são construídos os operadores de criação e aniquilação de bósons (2.18) e férmions, que se transformam sob rotações como tensores esféricos. Os operadores de criação de férmions se transformam como tensores esféricos, mas os de aniquilação não, dessa forma teremos

$$\tilde{a}_{\rho,j,m} = (-1)^{j-m} a_{\rho,j,-m} \quad (2.40)$$

Neste modelo leva-se em consideração agora o seguinte produto de grupos

$$U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(m_{\pi+\nu}) \quad (2.41)$$

O grupo $U_{\pi+\nu}^B(6)$ é o conhecido grupo unitário de bósons construídos a partir de bósons de prótons e nêutrons do IBM-2, e o $U^F(m_{\pi+\nu})$ corresponde ao grupo unitário de transformação no espaço fermiônico de prótons e nêutrons. Aqui, m_π e m_ν são as dimensões do espaço de férmions, isto é, $m_\pi = \sum_{j\pi} (2j_\pi + 1)$ e $m_\nu = \sum_{j\nu} (2j_\nu + 1)$. Para o núcleo estudado neste trabalho ($^{153}_{63}Eu_{90}$) temos um próton desemparelhado (férmion), que pode ocupar os seguintes orbitais: $3s_{\frac{1}{2}}$, $2d_{\frac{3}{2}}$, $2d_{\frac{5}{2}}$, $1g_{\frac{7}{2}}$. Logo, para este núcleo, $m_\pi = 20$.

Podemos fazer uma simples decomposição do grupo $U^F(20)$, introduzindo o pseudo momento angular $\tilde{l}$ e o pseudo spin $\tilde{s}$ [HeAd69, ArHa69]. O conceito deste pseudo momento angular está diretamente relacionado com os orbitais que o próton desemparelhado pode ocupar ($j_\pi = \frac{1}{2} \dots \frac{7}{2}$), dessa forma temos para $\tilde{l}$ os valores 1 e 3, e para o pseudo spin $\tilde{s} = \frac{1}{2}$. Desde que, nesta descrição, o pseudo momento angular seja preservado e o hamiltoniano seja invariante por rotações podemos considerar, utilizando a notação apropriada da teoria de grupos, o produto $U^F(20) \supset U^F(10) \otimes SU^F(2)$.

Reescrevendo o produto acima, no limite $SU(3)$, temos:

$$\begin{aligned} SU_F(2) \otimes U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(20) &\supset U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(20) \\ &\supset U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(10) \otimes SU^F(2) \\ &\supset SU_{\pi+\nu}^B(3) \otimes SU^F(3) \otimes SU^F(2) \\ &\supset SU^{BF}(3) \otimes SU^F(2) \\ &\supset O^{BF}(3) \otimes SU^F(2) \\ &\supset \text{Spin}^{BF}(3) \end{aligned}$$

Mas no caso do ^{153}Eu esta não é uma boa descrição devido ao forte acoplamento do férmion com o caroço par. Levando em consideração esse forte acoplamento devemos ignorar o orbital $1g_{\frac{7}{2}}$, reduzindo m_π a 12. Devemos novamente introduzir o pseudo momento angular e o pseudo spin, agora com valores $\tilde{l} = 0, 2$ e $\tilde{s} = 1, 2$, dessa forma é possível escrever o seguinte produto de grupos: $U^F(12) \supset U^F(6) \otimes SU^F(2)$. No limite $SU(3)$ para rotores axialmente simétricos fortemente acoplados podemos escrever:

$$\begin{aligned} SU_F(2) \otimes U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(12) &\supset U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(12) \\ &\supset U_{\pi+\nu}^B(6) \otimes U^F(6) \otimes SU^F(2) \\ &\supset U^{BF}(6) \otimes SU^F(2) \\ &\supset SU^{BF}(3) \otimes SU^F(2) \\ &\supset O^{BF}(3) \otimes SU^F(2) \\ &\supset \text{Spin}^{BF}(3) \end{aligned}$$

O operador hamiltoniano tem agora a seguinte forma:

$$H = H_B + H_F + H_{BF} \quad (2.42)$$

O operador hamiltononiano bosônico foi encontrado em (2.35), podemos simplificá-lo considerando a igualdade dos seguintes parâmetros

$$\varepsilon'_\pi = \varepsilon'_\nu \equiv \varepsilon' \quad k_\pi = k_\nu = 0 \quad \chi_\pi = \chi_\nu \equiv \chi \quad (2.43)$$

Teremos então

$$H_B = \varepsilon' (n_{d\pi} + n_{d\nu} + 2k_{\pi\nu} Q_\pi^{\chi_\pi} Q_\nu^{\chi_\nu} + \lambda M_{\pi\nu}) \quad (2.44)$$

H_F é o operador hamiltoniano de férmions, e pode ser representado por

$$H_F = \sum_j \varepsilon_j a_j^\dagger \tilde{a}_j \quad (2.45)$$

onde $a_j^\dagger$ e $\tilde{a}_j$ são os operadores de criação e aniquilação de férmions associados a j .

H_{BF} é o operador associado a interação entre bósons e férmions, sendo o operador mais importante do hamiltoniano. A teoria microscópica do MBFI sugere formas específicas para esta interação. Dessa forma podemos escrever o operador em termos das probabilidades de ocupação obtidas através do cálculo BCS [BaCo57]. Estes cálculos são realizados separadamente para prótons e nêutrons, e levam em consideração as energias de partícula única para

um sistema com muitos férmions (energias de quase-partícula são denotadas por $\epsilon_{j\pi}$ e $\epsilon_{j\nu}$); as energias de Fermi λ_π e λ_ν ; as diferenças de emparelhamento Δ_π e Δ_ν e as energias de partícula única $E_{j\pi}$ e $E_{j\nu}$ (para um sistema com um único férmion). Dessa forma, o operador H_{BF} pode ser escrito como:

$$H_{BF} = \sum_{jj'} \Gamma_{jj'} [Q_\nu^\chi (a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(2)}]^{(0)} + \sum_{jj'j''} \Lambda_{jj'}^{j''} \{ [(d_\pi^\dagger \tilde{a}_j)^{j''} (a_{j'}^\dagger \tilde{d}_\pi)^{j''}]^{(0)} : \} \quad (2.46)$$

Os parâmetros $\Gamma_{jj'}$ e $\Lambda_{jj'}^{j''}$ podem ser expressos através das probabilidades de ocupação $u_{j\rho}$ e $v_{j\nu}$ (com $\rho = \pi, \nu$).

$$\begin{aligned} \epsilon_{j\rho} &= \sqrt{(E_{j\rho} - \lambda_\rho)^2 + \Delta_\rho^2} \\ v_{j\rho} &= \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{j\rho} - \lambda_\rho}{\epsilon_{j\rho}} \right) \right] \\ u_{j\rho} &= \sqrt{(1 - u^2)} \\ \Gamma_{jj'} &= \sqrt{5} \Gamma_0 (u_j u_{j'} - v_j v_{j'}) Q_{jj'} \\ \Lambda_{jj'}^{j''} &= -2 \lambda_0 \sqrt{\frac{5}{2j''+1}} \beta_{jj''} \beta_{j''j'} \\ \beta_{jj'} &= (u_j v_{j'} + v_j u_{j'}) Q_{jj'} \\ Q_{jj'} &= \langle j | Y_2 | j' \rangle \end{aligned} \quad (2.47)$$

Através da diagonalização do operador hamiltoniano, podemos encontrar uma expressão numérica para a probabilidade reduzida de transição. O operador de dipolo magnético associado é dado por:

$$T_{M1} = \sqrt{\frac{30}{4\pi}} (g_\pi (d_\pi^\dagger \tilde{d}_\pi)^{(1)} + g_\nu (d_\nu^\dagger \tilde{d}_\nu)^{(1)}) - \sum_{jj'} g_{jj'} \sqrt{\frac{j(j+1)(2j+1)}{4\pi}} (a_j^\dagger \tilde{a}_{j'})^{(1)}$$

2.3.2 Uma fórmula analítica para B(M1)

A probabilidade de transição reduzida pode ser obtida analiticamente [Schi95]. Para obter uma fórmula para B(M1), devemos levar em conta as seguintes considerações. O operador correspondente à interação de quadrupolo de férmions com bósons torna-se diagonalizável devido ao forte acoplamento do férmion com o caroço par. Devido a esse forte acoplamento o número quântico K pode assumir dois valores: $K = K_j \pm K_R$, e podemos escrever a base desse operador como:

$$\begin{aligned} |K_R; K = K_j \pm K_R; j; K J M \rangle = \\ \sum_R \sqrt{2R+1} \begin{pmatrix} R & j & J \\ -K_R & \mp K + K_R & \pm K \end{pmatrix} |K_R R; j; J M \rangle \end{aligned}$$

Da expressão 2.47 podemos ter alguma informação sobre o modo tesoura, e por este ser caracterizado por um movimento coletivo (dos bósons), somente a parte relativa ao movimento coletivo (bosônico) do operador de dipolo magnético nos interessa e é dado por:

$$T_{M1}^B = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\pi \hat{L}_\pi + g_\nu \hat{L}_\nu) \quad (2.48)$$

Para o caroço do núcleo, no limite SU(3), o MBI-2 define os seguintes números quânticos [Talm93]:

$$F = \frac{1}{2} N \quad \lambda = 2 N \quad \mu = 0 \quad \text{und} \quad K_R = 0$$

Os estados excitados (correspondentes ao *modo tesoura*) são definidos através dos números quânticos:

$$F = \frac{1}{2} (N - 2) \quad \lambda = 2 (N - 1) \quad \mu = 1 \quad \text{und} \quad K_R = 1$$

Para os elementos de matriz podemos escrever:

$$\begin{aligned} & \langle N - 2, 1; 2 N - 2, 1; 1; K_j j; K_f J_f | T_{M1}^B | N, 0; 2 N, 0; 0; K_j j; K_i J_i \rangle \\ &= (-1)^{j+J_i} (g_\pi - g_\nu) \sqrt{\frac{6 N_\nu N_\pi (N + 1)}{\pi N (2 N - 1)}} \sqrt{(2 J_i + 1)(2 J_f + 1)} \\ & \sum_{R_i \text{ par}} \sum_{R_f \geq 1} (-1)^{R_f} (2 R_f + 1) \sqrt{2 (2 R_i + 1)} \left\langle \begin{array}{cc} 2 N, 0 & 1, 1 \\ R_i & 1 \end{array} \middle| \begin{array}{c} 2 N - 2, 1 \\ R_f \end{array} \right\rangle \\ & \left(\begin{array}{ccc} R_i & j & J_i \\ 0 & -K_i & K_i \end{array} \right) \left(\begin{array}{ccc} R_f & j & J_f \\ -1 & \mp K_f + 1 & \pm K_f \end{array} \right) \left\{ \begin{array}{ccc} R_f & J_f & j \\ J_i & R_i & 1 \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (2.49)$$

O símbolo de Wigner encontrado na expressão 2.31 é tabelado em [LaBo68], os coeficientes de acoplamento (símbolos-3j, símbolos-6j, e as raízes) podem ser encontrados analiticamente [Verg68]. A diferença $g_\pi - g_\nu$ (entre o fator g de bósons de prótons e o fator g de bósons de nêutrons) é estimada em [WoWa85]. Finalmente, podemos determinar a expressão da probabilidade de transição reduzida em termos do operador de dipolo magnético e dos parâmetros estudados acima:

$$B_\uparrow(M1) = \frac{1}{2 J_i + 1} | \langle T_{M1}^B \rangle |^2 \quad (2.50)$$

$$B_\downarrow(M1) = \frac{1}{2 J_f + 1} | \langle T_{M1}^B \rangle |^2 \quad (2.51)$$

Com as fórmulas acima determinamos a probabilidade de transição reduzida para o caso em que um férmion ocupa apenas um orbital.

No caso do ^{153}Eu torna-se complicado, já que o férmion pode ocupar os orbitais $1g_{7/2}$ ou $2f_{5/2}$, mas se ambos estados possuem pseudo momento angular $\tilde{\ell} = 3$ e pseudo spin $\tilde{s} = \frac{1}{2}$ podemos generalizar o formalismo descrito acima. Se considerarmos o acoplamento do momento angular do caroço (R) com o pseudo momento angular ($\tilde{\ell}$) resultando no momento angular total (L) do caroço, podemos, no caso em que $K_R = 0$ escrever a base [Isac92]:

$$|K_R = 0; K_{\tilde{\ell}} = K_L \tilde{\ell}; K_L L M_L \rangle = \sum_{R \text{ par}} \sqrt{2(2R+1)} \begin{pmatrix} R & \tilde{\ell} & L \\ 0 & -K_L & K_L \end{pmatrix} |K_R = 0 R; K_{\tilde{\ell}} \tilde{\ell}; L M_L \rangle$$

Quando $K_R \neq 0$ podemos escrever uma expressão análoga à acima:

$$|K_R; K_L = K_{\tilde{\ell}} \pm K_R \tilde{\ell}; K_L L M_L \rangle = \sum_R \sqrt{2R+1} \begin{pmatrix} R & \tilde{\ell} & L \\ -K_R & \mp K_L + K_R & \pm K_L \end{pmatrix} |K_R R; K_{\tilde{\ell}} \tilde{\ell}; L M_L \rangle$$

Para os elementos de matriz temos a seguinte expressão:

$$\begin{aligned} & \langle N-2, 1; 2N-2, 1; 1; K_{\tilde{\ell}f} \tilde{\ell}; K_{Lf} L_f J_f | T_{M1}^B | N, 0; 2N, 0; 0; K_{\tilde{\ell}i} \tilde{\ell}; K_{Li} L_i J_i \rangle \\ &= (-1)^{L_i+L_f+J_i+\tilde{\ell}+\frac{1}{2}} (g_\nu - g_\pi) \sqrt{\frac{6 N_\nu N_\pi (N+1)}{\pi N (2N-1)}} \\ & \quad \sqrt{(2L_i+1)(2L_f+1)(2J_i+1)(2J_f+1)} \begin{Bmatrix} L_f & J_f & \frac{1}{2} \\ J_i & L_i & 1 \end{Bmatrix} \\ & \quad \sum_{R_i \text{ par}} \sum_{R_f \geq 1} (-1)^{R_f} (2R_f+1) \sqrt{2(2R_i+1)} \left\langle \begin{matrix} 2N, 0 & 1, 1 \\ R_i & 1 \end{matrix} \middle| \begin{matrix} 2N-2, 1 \\ R_f \end{matrix} \right\rangle \\ & \quad \begin{pmatrix} R_i & \tilde{\ell} & L_i \\ 0 & -K_{Li} & K_{Li} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_f & \tilde{\ell} & L_f \\ -1 & \mp K_{Lf} + 1 & \pm K_{Lf} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} R_f & L_f & \tilde{\ell} \\ L_i & R_i & 1 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Para o ^{153}Eu temos $N_\pi = 6$, $N_\nu = 4$ e de [WoWa85] $g_\nu = 0,05 \pm 0,05$ e $g_\pi = 0.63 \pm 0.04$, logo $(g_\nu - g_\pi)^2 \approx 0.36 \mu_N^2$. Podemos determinar $B(M1)$ quando o próton ocupa mais de um orbital (com $L_i = 1$ e $L_i = 2$) e, para efeito de comparação, determinar $B(M1)$ quando o férmion (próton) ocupa somente o orbital $1g_{7/2}$.

O cálculo da probabilidade de transição reduzida $B(M1)$ é realizado através do programa BM1THEORIE desenvolvido por R. Fischer (Universidade de Köln) e Andreas Schiller (Universidade de Stuttgart), que já leva em consideração a inclusão do férmion na equação 2.52 ([Schi95]).

Para o núcleo de ^{153}Eu , temos:

$F = 5$		$F = 4$		$L_i = 1$		$L_i = 2$		$j = \frac{7}{2}$	
K_i	J_i	K_f	J_f	$B_{\uparrow}(M1)$	$B_{\downarrow}(M1)$	$B_{\uparrow}(M1)$	$B_{\downarrow}(M1)$	$B_{\uparrow}(M1)$	$B_{\downarrow}(M1)$
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	0,27	0,40	0,30	0,45	0,84	1,26
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,13	0,13	0,09	0,09	0,32	0,32
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,02	0,02	0,01	0,01	0,05	0,03
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,41	0,31	0,43	0,32	1,20	0,90
$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,12	0,16	0,26	0,35	0,70	0,93
$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,08	0,08	0,13	0,13	0,41	0,41
$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,06	0,06	0,10	0,10	0,31	0,31
$\frac{5}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,20	0,25	0,24	0,30	0,63	0,79
$\frac{5}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,02	0,02	0,01	0,01	0,04	0,05

Tabela 2.1: Cálculos teóricos para a probabilidade reduzida de transição $B(M1)(\mu_N^2)$ para a ocupação do próton no formalismo do pseudo-spin com $L_i=1,2$ e quando o próton ocupa somente o orbital com $j = \frac{7}{2}$.

2.4 O método da Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN)

Ressonância Fluorescente Nuclear (RFN) representa a absorção ressonante de um fóton real, excitando um nível nuclear, e seu subsequente decaimento pela reemissão de um fóton. Os núcleos podem ser excitados por radiação de multipolo de ordem L_1 ou L'_1 . Este processo e as grandezas que entram no cálculo da correspondente secção de choque de espalhamento de fótons estão ilustrados na Fig. 2.1.

Figura 2.1: Definições de ordens de multipolo L , larguras de decaimento Γ , e spins J ; os índices (1) e (2) denotam canais de entrada e saída, respectivamente.

Em (2.1) J_i , J e J_f são os spins dos estados inicial, intermediário, e final, respectivamente. Em RFN o estado inicial corresponde ao estado fundamental ($J_i = J_0$). L_n , L'_n (com $L'_n = L_n + 1$, e $n = 1, 2$) correspondem às multipolaridades das transições envolvidas.

2.4.1 O fluxo de fótons

Na produção de reações nucleares é muito comum a utilização de feixes monocromáticos em alvos (monitores de corrente) cujas seções de choque de reação sejam bem conhecidas. Através desses monitores de corrente, colocados junto com o alvo em estudo, torna-se possível determinar o número total de partículas incidentes, (ou para reações em linha, o número de partículas incidentes por unidade de tempo) através da ativação do alvo.

Quando trabalhamos com um feixe cujo espectro de energia é contínuo (espectro de *Bremsstrahlung*), podemos estudar as ressonâncias de dipolo de níveis de baixa energia para um ou mais alvos.

Neste trabalho utilizamos o feixe contínuo de *Bremsstrahlung* (produzido pela incidência de um feixe de elétrons em um alvo de ^{232}Th) para ativar o alvo de ^{153}Eu e o monitor de cor-

rente (^{27}Al), que são colocados juntos na posição de irradiação. O espectro de Bremsstrahlung nos é de fundamental importância já que pretendemos utilizá-lo no estudo das ressonâncias de dipolo de níveis de baixa energia, para o núcleo ímpar deformado de ^{153}Eu , através da reação (γ, γ') . Neste caso, não é suficiente conhecermos o fluxo de fótons para as energias das ressonâncias que ocorrem no núcleo do monitor, pois estas não necessariamente coincidem com as energias das ressonâncias do ^{153}Eu , sendo necessário o conhecimento da dependência do fluxo de fótons com a energia. Por isso, utilizamos como monitor o ^{27}Al que possui diversas ressonâncias distribuídas pela região de energia de interesse (2 a 4 MeV), de tal forma que não somente possamos determinar a dependência do fluxo de fótons com a energia dos fótons, via o ajuste de funções simples aos valores de fluxo obtidos com o auxílio do monitor, mas também interpolar essa dependência para obter o fluxo de fótons para uma energia particular do alvo em estudo. O fluxo de fótons em função da energia E_γ é dado por:

$$N_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma \sim a(E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.53)$$

Aqui $\sigma(E_\gamma)$ é a seção de choque para a produção de raios gama com energia E_γ , com ângulo $\vartheta = 0$ em relação ao feixe incidente de elétrons, e é dada pela expressão [Schi51]

$$\begin{aligned} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{2 Z^2 r_e^2}{137 E_\gamma} & \left[\left(1 - \frac{2E}{3E_0} + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right) \left(\ln M + 1 - \frac{2}{b} \arctan b \right) \right. \\ & \left. + \frac{E}{E_0} \left(\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \arctan b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right) \right] dE_\gamma \end{aligned} \quad (2.54)$$

$$b = \frac{2 E_0 E Z^{\frac{1}{3}}}{111 E_\gamma m_e c^2} \quad \frac{1}{M} = \left(\frac{E_\gamma m_e c^2}{2 E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{3}}}{111} \right)^2$$

onde $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ é o raio clássico do elétron; Z é o número atômico do material; E_0 é a energia dos elétrons antes do choque com o alvo; E é a energia dos elétrons após o choque com o alvo e $m_e c^2$ é a energia de repouso dos elétrons.

O fluxo de fótons depende também (além da dependência com $\sigma(E_\gamma)$) da absorção dos fótons $a(E_\gamma)$, que é dada pela seguinte expressão

$$a(E_\gamma) = e^{\alpha(E_\gamma) d} \quad (2.55)$$

onde o coeficiente de absorção $\alpha(E_\gamma)$ pode ser obtido experimentalmente, e d é o diâmetro do feixe.

Em relação à energia de recuo durante a incidência ou espalhamento de fótons, prova-se em [Skor75] que a mesma pode ser desprezada (possue uma ordem de grandeza menor do que a massa do núcleo).

2.4.2 Seção de Choque e Largura de Decaimento

A seção de choque diferencial para a absorção e subsequente reemissão de um fóton partindo do estado fundamental com spin e paridade J_0^π a algum estado excitado (J^π) e de volta ao estado fundamental ou a um estado de baixa energia (J_f^π) apresenta uma forma ressonante [Metz59, Skor75], e é dada por

$$\frac{d\sigma(\gamma, \gamma')}{d\Omega} = \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot (\pi\hbar c)^2 \cdot \frac{1}{E_\gamma^2} \cdot \Gamma_0 \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \cdot \frac{W(\theta)}{4\pi} \quad (2.56)$$

onde E_γ é a energia de excitação; $W(\theta)$ é a distribuição angular normalizada, e θ é o ângulo formado entre os fótons incidentes e espalhados.

Assim, a seção de choque integrada I_s em ângulo sólido é dada por:

$$I_s^f = \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot (\pi \frac{\hbar c}{E_\gamma})^2 \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma} \quad (2.57)$$

onde J e J_0 são o spin do estado excitado e fundamental, respectivamente. E_γ são as energias de excitação dos experimentos de RFN; Γ_0 , Γ_f , e Γ são as larguras de decaimento ao estado fundamental, ao nível final e a largura de decaimento total, respectivamente. No caso de espalhamento elástico ($\Gamma_0 = \Gamma_f$) a seção de choque de espalhamento é dada por

$$I_s^0 = \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot (\pi \frac{\hbar c}{E_\gamma})^2 \cdot \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \quad (2.58)$$

Se o decaimento a outros estados pode ser observado ou é conhecido, a largura total Γ pode ser determinada

$$\Gamma = \Gamma_0 + \sum_{f \neq 0} \Gamma_f + \sum \Gamma_{partícula} \quad (2.59)$$

onde $\Gamma_{partícula}$ é a largura de decaimento na emissão de partícula, que nesta experiência é zero ($\Gamma_{partícula} = 0$), já que a energia máxima em experimentos de RFN é de aproximadamente 4 MeV (a emissão de partículas ocorre para energias acima de 4 MeV).

2.4.3 Determinação de Spin e Razão Mista

Os spins dos estados excitados podem ser extraídos de experimentos RFN através da medida da distribuição angular dos fótons espalhados. A distribuição angular $W(\Theta)$ dos fótons espalhados γ_2 com respeito ao fótons incidentes γ_1 (feixe) (medidos por aparelhos insensíveis à polarização), pode ser escrita como:

$$W(\Theta) = \sum_{\nu=0}^{\nu_{\max}} A_{\nu\uparrow} \cdot A_{\nu\downarrow} \cdot P_\nu(\cos\Theta) \quad (2.60)$$

$\nu = \text{par} \quad \nu_{\max} = \min(2J; 2L_1; 2L_2)$

onde $P_\nu(\cos\Theta)$ são os polinômios de Legendre de ν - ésima ordem. Os coeficientes $A_{\nu\uparrow}$ e $A_{\nu\downarrow}$ da expansão são dados em termos das razões mistas $\delta_\uparrow$ e $\delta_\downarrow$, respectivamente, e dos coeficientes de adição de vetores F_ν

$$\begin{aligned} A_{\nu\uparrow} &= \left(\frac{1}{1 + \delta_\uparrow^2} \right) \cdot \{F_\nu(L_\uparrow L_\uparrow J_i J) + 2 \cdot \delta_\uparrow \cdot F_\nu(L_\uparrow L'_\uparrow J_i J) + \delta_\uparrow^2 \cdot F_\nu(L'_\uparrow L'_\uparrow J_i J)\} \\ A_{\nu\downarrow} &= \left(\frac{1}{1 + \delta_\downarrow^2} \right) \cdot \{F_\nu(L_\downarrow L_\downarrow J_f J) + 2 \cdot \delta_\downarrow \cdot F_\nu(L_\downarrow L'_\downarrow J_f J) + \delta_\downarrow^2 \cdot F_\nu(L'_\downarrow L'_\downarrow J_f J)\} \end{aligned} \quad (2.61)$$

Em (2.61) $J_i = J_0$, J e J_f são os spins dos estados inicial (de estados fundamentais em RFN), intermediário e final, respectivamente. L_n , L'_n (com $L'_n = L_n + 1$, e $n = 1, 2$) correspondem às multipolaridades das transições envolvidas. A razão mista δ pode ser escrita, então, em termos dos elementos de matriz reduzidos de transição, e é definida como:

$$\delta_\uparrow = \frac{\langle \|L'_\uparrow\| \rangle}{\langle \|L_\uparrow\| \rangle} = \frac{\langle \|L_\uparrow + 1\| \rangle}{\langle \|L_\uparrow\| \rangle}. \quad (2.62)$$

Para núcleos com número par de prótons e nêutrons o spin do estado fundamental é $J_0 = 0$. Para esses núcleos é possível determinar a multipolaridade através de medidas de distribuição angular.

Para núcleos com número ímpar de prótons torna-se muito difícil determinar as multipolaridades, já que as transições puras de dipolo e quadrupolo são quase que isotrópicas. O spin do estado fundamental é $J_0 \neq 0$ e, conseqüentemente, $\delta \neq 0$. Uma possibilidade de se determinar o spin dos estados excitados seria medir o espalhamento de fótons com diversos detetores, cobrindo o maior ângulo possível e por um tempo muito longo. Com isso talvez se conseguisse determinar o pequeno desvio da isotropia.

2.4.4 Probabilidade reduzida de transição

A taxa de transição entre dois níveis nucleares decorrente da emissão de fótons de multipolaridade L , paridade π e energia E_γ é dada por [BoMo75]

$$T(L_\pi, J_i \longrightarrow J_f) = \frac{8\pi(L+1)}{L((2L+1)!!)^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \cdot B(\pi L, J_i \longrightarrow J_f) \quad (2.63)$$

onde $B(\pi L, J_i \longrightarrow J_f)$ é a probabilidade reduzida de transição. Para transições M1 o teorema de Wigner-Eckart nos fornece a seguinte expressão

$$B(M1; K_i J_i \longrightarrow K_f J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle K_f J_f || \Xi(M1) || K_i J_i \rangle|^2 \quad (2.64)$$

onde K_i e K_f são os números quânticos dos estados inicial e final, respectivamente, $\Xi(M1)$ é o operador reduzido de transição..

A largura de decaimento total dos estados excitados Γ é proporcional às probabilidades de transição reduzidas $B(\pi L, K_i J_i \rightarrow K_f J_f)$ onde ($\pi = E$ ou M):

$$\Gamma = 8\pi \sum_{\pi L=1}^{\infty} \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \cdot B(\pi L, K_i J_i \rightarrow K_f J_f) \quad (2.65)$$

Quando consideramos as transições de dipolo em núcleos ímpares, podemos determinar as probabilidades reduzidas de transição em função das larguras de transição obtidas experimentalmente e das energias de excitação E_γ . Temos portanto:

$$B(E1) \uparrow = 2,866 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [e^2 fm^2] \quad (2.66)$$

$$B(M1) \uparrow = 0,2598 \cdot \frac{\Gamma_0}{E_\gamma^3} [\mu_N^2] \quad (2.67)$$

onde as energias E_γ dos fótons são dadas em [keV] e as larguras de transição do estado fundamental Γ_0 são dados em [meV].

As probabilidades reduzidas de transição $B(\pi L; J_0 \rightarrow J) = B(\pi L) \uparrow$ e $B(\pi L; J \rightarrow J_0) = B(\pi L) \downarrow$ são diferentes e se correlacionam através da seguinte expressão:

$$B(\pi L) \uparrow = \frac{2J+1}{2J_0+1} \cdot B(\pi L) \downarrow \quad (2.68)$$

O fator $g = (2J+1)/(2J_0+1)$ é chamado *fator de spin*.

2.4.5 Razão de ramificação

No espalhamento dos fótons o núcleo pode decair ao estado fundamental ou a outros estados excitados de baixa energia (com spins J_0 e J_f , respectivamente). A razão das correspondentes probabilidades reduzidas de transição define R_{exp}

$$R_{exp} = \frac{\Gamma_{J_f}}{\Gamma_{J_0}} \cdot \frac{E_{\gamma J_0}^3}{E_{\gamma J_f}^3} = \frac{B(J \rightarrow J_f)}{B(J \rightarrow J_0)} \quad (2.69)$$

No limite rotacional, para núcleos deformados, R_{teo} é dado por

$$R_{teo} = \left| \frac{\sqrt{2J_f+1} \langle J_f, K_f, L, K - K_f | J, K \rangle}{\sqrt{2J_0+1} \langle J_0, K_0, L, K - K_0 | J, K \rangle} \right|^2 \quad (2.70)$$

e os números quânticos K dos estados excitados podem ser medidos assumindo a validade das regras de Alaga [AlA155]. Como já dissemos, é possível determinar os spins e as paridades dos estados excitados em núcleos pares através de medidas de distribuição angular. Porém para núcleos ímpares isso se torna uma tarefa muito complicada, devido a distribuição isotrópica dos fótons. Nesse caso, se algum decaimento a estados de baixa energia é observado conseguimos prever o spin através da comparação da razão de ramificação experimental com a razão de ramificação teórica (prevista pelas regras de Alaga [AlA155]).

Capítulo 3

Aspectos Experimentais

3.1 Arranjo Experimental

O experimento foi realizado utilizando-se o feixe de elétrons do acelerador Dynamitron da Universidade de Stuttgart ($E_{e^-} \leq 4,3 \text{ MeV}$; $I_{e^-} \leq 4 \text{ mA}$). O feixe de elétrons incide em um alvo produtor (Th) produzindo um feixe de *Bremsstrahlung*. O feixe de *Bremsstrahlung* é colimado e direcionado até o alvo de ^{153}Eu , produzindo a reação (γ, γ') . Os fótons espalhados, provenientes dessa reação, são detectados por três detetores posicionados em ângulos diferentes em relação à direção do feixe incidente de *Bremsstrahlung*.

Na Figura 3.1 [MaEc95] pode-se observar que o feixe de elétrons, ao sair do acelerador, é focalizado na direção de um defletor magnético por um par de quadrupolos. O defletor magnético redireciona o feixe de elétrons em 120° , na direção do alvo produtor de *Bremsstrahlung*. No percurso posterior ao redirecionamento do feixe de elétrons, pode-se observar a presença de outro par de quadrupolos e também de dois pares de bobinas, cuja finalidade é focalizar o feixe na direção do alvo produtor. Este sistema de transmissão permite o aproveitamento de cerca de 70% do feixe de elétrons, proveniente do acelerador Dynamitron, que chega até o alvo produtor. Neste experimento, o alvo produtor consiste de placas circulares do isótopo de ^{232}Th com espessura de 3 g/cm^2 .

O feixe de *Bremsstrahlung* é então colimado por um colimador de chumbo (um cilindro de 98 cm de comprimento, com um orifício de 10mm de diâmetro), seguindo para a segunda parte do arranjo. Ressalta-se neste caso, que a primeira e a segunda parte do experimento são separadas por uma parede de concreto de aproximadamente 2 m de espessura, o que reduz drasticamente o efeito da radiação de fundo proveniente do acelerador. Filtros de chumbo e grafite estão, respectivamente, posicionados na entrada e saída do colimador cuja finalidade é reduzir a intensidade, na região de baixas energias, do espectro de *Bremsstrahlung*.

Na segunda parte do experimento, o feixe de fótons percorre cerca de 2m de comprimento, dentro de um tubo cilíndrico, até atingir o alvo espalhador de ^{153}Eu . Durante este percurso o feixe de fótons é mantido num sistema de vácuo da ordem de 10^{-3} mbar . A intensidade do feixe de fótons, na região onde se encontra o alvo, é aproximadamente $10^9 \text{ fótons/(MeV.s)}$.

O alvo espalhador (com dimensões de 16mm de diâmetro e de 4mm de espessura) tem o

Figura 3.1: Esquema do arranjo experimental do acelerador Dynamitron.

formato de um disco, sendo constituído por pó compactado de Eu_2O_3 , tendo em cada lado 2 folhas circulares de alumínio (cada uma com 16mm de diâmetro e 0,5mm de espessura). Estas placas de alumínio produzem a linha 2981 keV por espalhamento ressonante no ^{27}Al , que é utilizada na determinação do fluxo de fótons.

Os fótons espalhados no alvo são detectados por um arranjo de 3 detetores de Ge para medir distribuições angulares de seções de choque nos experimentos de RFN. Os detetores estão posicionados a 90° , 127° e 150° , respectivamente, em relação ao feixe incidente. São utilizados três detetores para se obter uma melhor estatística dos resultados experimentais, e a escolha dos ângulos de posicionamento dos detetores permanecem os mesmos utilizados na investigação da multipolaridade em isótopos pares (a intensidade de dipolo em isótopos pares apresenta um máximo de dipolo em 90° e um máximo de quadrupolo em aproximadamente 120°). Todo o aparato contido na segunda parte do arranjo experimental encontra-se totalmente blindado com chumbo e as câmaras, onde estão posicionados os detetores, são caixas maciças de chumbo.

3.2 Detetores de radiação gama

Os detetores utilizados na detecção da radiação gama proveniente, neste experimento, da reação (γ, γ') , apresentam alta resolução em energia (3 keV na energia de 3 MeV). Foram utilizados três detetores de radiação gama, marca ORTEC, sendo dois de Ge(HP) e um de Ge(Li) (vide figura 3.2). As especificações dadas pelo fabricante para cada detetor são dadas na tabela 3.1, onde os três ângulos correspondem à posição de detecção dos detetores em relação à direção de incidência do feixe gama no alvo. A eficiência varia, de acordo com o detetor, de 38% a 100% relativa a um cristal $3'' \times 3''$ NaI(Tl) para a radiação de 1.33 MeV do ^{60}Co .

Cada detetor foi blindado com uma caixa quadrada de chumbo (20cm x 20cm), contendo uma abertura central de aproximadamente 9,5 cm. Entre o alvo de RFN e cada detetor, foram colocados filtros de chumbo para reter a radiação de fundo.

Ângulo ($^\circ$)	Detector	Volume Ativo (cm^3)	Eficiência Relativa (%)
90	Ge(HP)	425	100
127	Ge(HP)	412	100
150	Ge(Li)	115	38

Tabela 3.1: Características dos detetores utilizados neste experimento. Valores garantidos pelo fabricante.

Figura 3.2: Sistema de detecção de radiação gama.

3.3 Eletrônica associada

A Figura 3.3 mostra o diagrama em blocos da eletrônica utilizada na obtenção dos três espectros gama. A cada detector está associada a eletrônica convencional: pré-amplificador (PA), fonte de tensão (HV), amplificador (MA), amplificador rápido (TFA), contador e um analisador multicanal TMCA de 8192 canais acoplado a um microcomputador IBM tipo PC. Através de um cabo coaxial o sinal é transportado do laboratório até a sala de medidas, passa pelo conversor analógico-digital (ADC) e chega ao analisador multicanal. Os dados contidos no analisador multicanal foram analisados através do sistema de análise *MATE*, desenvolvido em conjunto pela Universidade de Köln e a firma Target Systemelectronic [Poss87][Targ87]. Através do *MATE* podemos ter o controle das medidas, acompanhando a aquisição do espectro no PC. Ao fim da coleta de dados, os três espectros são enviados para um computador VAX, onde é realizada a análise final, que será descrita adiante.

Figura 3.3: Diagrama em blocos da eletrônica associada.

3.4 Alvo de ^{153}Eu

Neste trabalho foi utilizado, na confecção do alvo de ^{153}Eu , óxido na forma de Eu_2O_3 , com massa de 1,729 g. O alvo final de európio tinha o formato de um disco de 16 mm de diâmetro por 4 mm de espessura. Na confecção do alvo o óxido Eu_2O_3 foi compactado, de cada lado, por duas folhas de alumínio. Cada folha possuía 16 mm de diâmetro e 0,5 mm de espessura, sendo a massa total das quatro placas de 1,016 g. O ângulo formado entre o feixe de fótons e alvo era de 90° .

Na tabela 3.2 apresentamos os dados do alvo ^{153}Eu .

Isótopo	^{153}Eu
Composição	Eu_2O_3
Enriquecimento	99,81%
Maior Impureza	^{151}Eu (0,19%)
Massa do Alvo	
Al:	1,016 g
Eu_2O_3 :	1,729 g
Total:	2,745 g
Dimensões do Alvo:	Diâmetro: 16 mm Espessura: 4 g/cm ²

Tabela 3.2: Dados do alvo de ^{153}Eu para as medidas realizadas.

3.5 Métodos experimentais

3.5.1 Calibração da Energia

A calibração do arranjo experimental foi realizada pela substituição do alvo espalhador de RFN por uma fonte de ^{56}Co , com aproximadamente as mesmas dimensões do alvo espalhador, e utilizando o mesmo procedimento de medida e análise, como no caso de experimentos de RFN (onde todos os programas de análise citados a seguir foram desenvolvidos em conjunto pelos pesquisadores do Instituto de Física Nuclear da Universidade de Köln e do Institut für Strahlenphysik da Universidade de Stuttgart). O $^{56}_{27}\text{Co}$ decai pela emissão β^+ , com uma meia vida de 77,7 dias, em $^{56}_{26}\text{Fe}$. Os estados excitados provenientes do decaimento do $^{56}_{27}\text{Co}$ em ^{56}Fe , decaem em parte via cascata, ao estado fundamental, e mais de 19 linhas gama no intervalo de energia 846 - 3550 keV são observadas (ver tabela 3.3).

Energia (keV)	Int. Rel. (%)
846,76 $\pm$ 0,01	99,95 $\pm$ 0,01
977,41 $\pm$ 0,07	1,43 $\pm$ 0,02
1037,84 $\pm$ 0,01	14,03 $\pm$ 0,20
1175,01 $\pm$ 0,01	2,28 $\pm$ 0,03
1238,29 $\pm$ 0,01	67,00 $\pm$ 0,70
1360,21 $\pm$ 0,01	4,29 $\pm$ 0,04
1771,35 $\pm$ 0,02	15,51 $\pm$ 0,14
1810,72 $\pm$ 0,02	0,65 $\pm$ 0,01
1963,71 $\pm$ 0,01	0,71 $\pm$ 0,01
2015,18 $\pm$ 0,01	3,03 $\pm$ 0,05
2034,76 $\pm$ 0,01	7,78 $\pm$ 0,12
2113,11 $\pm$ 0,01	0,38 $\pm$ 0,01
2212,92 $\pm$ 0,01	0,39 $\pm$ 0,02
2598,46 $\pm$ 0,01	16,90 $\pm$ 0,30
3009,60 $\pm$ 0,02	1,06 $\pm$ 0,03
3201,95 $\pm$ 0,01	3,18 $\pm$ 0,10
3253,41 $\pm$ 0,01	7,79 $\pm$ 0,25
3272,99 $\pm$ 0,01	1,85 $\pm$ 0,06
3451,15 $\pm$ 0,01	0,93 $\pm$ 0,03
3548,18 $\pm$ 0,02	0,19 $\pm$ 0,01

Tabela 3.3: Energia e Intensidade relativa (L_γ das linhas de ^{56}Co [HeAs79, Koch81, SePf81] utilizadas para a calibração da energia do presente experimento.

A calibração em energia foi realizada para cada um dos três detetores posicionados em ângulos de 90° , 127° e 150° , em relação ao feixe incidente de fótons. A posição do centróide dos fotopicos foi determinada pelo ajuste dos picos no espectro de ^{56}Co , através do programa *LEONE* [Hane81, AlCl88], desenvolvido pelos pesquisadores do Instituto de Física Nuclear da Universidade de Köln, Alemanha. Obteve-se, dessa forma, as energias e seus respectivos erros correspondentes ao centróide dos fotopicos observados no espectro (relação energia x canal). Através do programa *RESIDUUM* (também desenvolvido no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Köln), estes pontos foram ajustados por um polinômio de grau máximo 9. O programa escolheu o melhor ajuste polinomial para os dados, levando em consideração a diferença (resíduo) entre os dados tabelados para a energia e os valores obtidos pelo ajuste. Dessa forma, para os três detetores, a calibração em energia foi realizada através de um polinômio de grau 2. A seguir são mostrados, na tabela 3.4, os coeficientes da curva ajustada para cada detetor.

Detetor	Função Ajustada ($E_{cal}(keV)$)
90°	$0,785 \cdot 10^{-7} \cdot (canal)^2 + 0,599 \cdot canal + 7,248$
127°	$0,303 \cdot 10^{-7} \cdot (canal)^2 + 0,600 \cdot canal + 6,255$
150°	$0,998 \cdot 10^{-7} \cdot (canal)^2 + 0,602 \cdot canal - 35,939$

Tabela 3.4: Funções ajustadas (relação energia x canal), para cada um dos três detetores utilizados.

De acordo com as equações apresentadas na tabela 3.4, é possível realizar a calibração da energia determinando-se para cada canal a sua energia correspondente. Na tabela 3.5 são apresentadas as energias dos picos de calibração ($E_{cal}(keV)$) calculadas, respectivamente, para os três detetores.

Energia (keV)	Detetor	Centróide dos picos	E_{cal} (keV)	Resíduo
$1771,35 \pm 0,02$	90°	$2941,34 \pm 0,01$	$1771,38 \pm 0,01$	-0,03
	127°	$2941,12 \pm 0,01$	$1771,36 \pm 0,01$	-0,01
	150°	$3002,44 \pm 0,01$	$1771,32 \pm 0,01$	0,03
$2015,18 \pm 0,01$	90°	$3347,64 \pm 0,01$	$2015,17 \pm 0,01$	0,01
	127°	$3347,33 \pm 0,01$	$2015,18 \pm 0,01$	0
	150°	$3407,39 \pm 0,01$	$2015,23 \pm 0,01$	-0,05
$2034,76 \pm 0,01$	90°	$3380,23 \pm 0,01$	$2034,73 \pm 0,01$	0,03
	127°	$3379,95 \pm 0,01$	$2034,75 \pm 0,01$	0,01
	150°	$3439,80 \pm 0,01$	$2034,76 \pm 0,01$	0
$2598,46 \pm 0,01$	90°	$4319,59 \pm 0,01$	$2598,48 \pm 0,01$	-0,02
	127°	$4318,99 \pm 0,01$	$2598,46 \pm 0,01$	0
	150°	$4375,53 \pm 0,01$	$2598,44 \pm 0,01$	0,02
$3201,95 \pm 0,01$	90°	$5324,90 \pm 0,01$	$3201,97 \pm 0,01$	-0,02
	127°	$5324,26 \pm 0,01$	$3201,95 \pm 0,01$	0
	150°	$5377,10 \pm 0,02$	$3201,99 \pm 0,01$	-0,04
$3253,41 \pm 0,01$	90°	$5410,57 \pm 0,01$	$3253,39 \pm 0,01$	0,02
	127°	$5409,95 \pm 0,01$	$3253,42 \pm 0,01$	-0,01
	150°	$5462,44 \pm 0,02$	$3253,41 \pm 0,01$	0
$3272,99 \pm 0,01$	90°	$5443,19 \pm 0,02$	$3272,99 \pm 0,01$	0
	127°	$5442,53 \pm 0,01$	$3272,99 \pm 0,01$	0
	150°	$5494,92 \pm 0,03$	$3272,96 \pm 0,01$	0,03
$3451,15 \pm 0,01$	90°	$5739,96 \pm 0,04$	$3451,17 \pm 0,02$	-0,02
	127°	$5739,33 \pm 0,03$	$3451,15 \pm 0,01$	0
	150°	$5790,40 \pm 0,04$	$3451,19 \pm 0,02$	-0,04

Tabela 3.5: . A primeira coluna da tabela apresenta a energia tabelada dos picos de calibração do espectro de ^{56}Co , a terceira apresenta os centróides dos picos, obtidos experimentalmente, associados a essas energias. A quarta coluna apresenta os valores ajustados obtidos para a energia (resultantes do ajuste pelo polinômio de grau 2). A quinta e última coluna, apresenta a diferença (resíduo) entre a energia tabelada e a ajustada. Valores apresentados para os três detetores.

A figura 3.4 apresenta os pontos experimentais referentes às energias correspondentes aos respectivos canais (losângulos) e a função melhor ajustada a estes pontos, para os três detetor utilizados neste experimento.

a)

b)

c)

Figura 3.4: Os gráficos a), b) e c) correspondem, respectivamente, à calibração da energia para os detectores posicionados a 90° , 127° e 150° em relação ao feixe incidente. Os losângulos correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa LEONE), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2º grau, da energia em função do canal.

3.5.2 Calibração da Eficiência

Em Espectroscopia Gama, o termo eficiência relaciona a taxa de emissão de fótons de certa energia com a taxa de contagem do pico correspondente no espectro medido.

Assim, apenas para efeito de ilustração, cabe aqui descrever algumas definições envolvendo eficiência [?].

- **eficiência do pico de energia total (ε)** : é a razão entre a taxa de contagem do pico com energia E_γ e a taxa de emissão da fonte para raios γ com essa energia.
- **eficiência total**: é a razão entre o número total de fótons detectados (espectro todo) e o número total de fótons emitidos da fonte.
- **eficiência intrínseca**: é a razão entre a taxa de contagem do pico com energia E_γ e o número de fótons incidentes na superfície do detector.

Neste trabalho, uma vez determinada a área abaixo do pico (número de contagens sob o pico com energia E_γ), e conhecendo a intensidade relativa para as linhas do ^{56}Co (emissão da fonte para raios γ com essa energia), pode-se determinar a eficiência relativa do pico de energia total ε e seu respectivo erro:

$$\varepsilon_{rel}(E) = \frac{A}{I_\gamma} \Big|_E, \quad (3.1)$$

$$\sigma_{\varepsilon_{rel}} = \varepsilon_{rel} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_\gamma}}{I_\gamma}\right)^2} \quad (3.2)$$

onde A é a área do fotopico (número de contagens) e I_γ é a intensidade da transição γ . Então, a calibração da eficiência dos detectores de Ge(HP) e Ge(Li), utilizando-se o ^{56}Co , foi realizada com o auxílio da expressão (3.1), uma vez conhecidas as áreas dos fotopicos e as intensidades (I_γ) das linhas do ^{56}Co (tabela 3.3). Através do programa *EFFICIENCY* (desenvolvido por A. Jung do Instituto de Física Nuclear da Universidade de Köln), foram calculados os valores da eficiência (ε) no intervalo de energia de 1700 - 3500 keV.

A curva da eficiência foi ajustada por um polinômio de 2º grau, através do mesmo programa, e a qualidade dos resultados foi avaliada por um teste de χ^2 .

Para se obter os valores da eficiência dos detectores para as energias dos raios γ do ^{153}Eu , foram feitas interpolações na curva ajustada.

As áreas dos picos e os valores para a eficiência (obtidas através da equação 3.1) situados no intervalo de energia 1700 - 3500 keV são mostradas na tabela 3.6.

A tabela 3.7 mostra as funções ajustadas da eficiência, seguida pelos respectivos gráficos para os três detectores utilizados neste experimento (Figura 3.5, a, b e c).

Energia (keV)	I_γ (%)	Detetor	Área (A)	Eficiência $\left(\frac{A}{I_\gamma}\right)$
1771	$15,51 \pm 0,14$	90°	373355 ± 649	24072 ± 221
		127°	439324 ± 692	28325 ± 259
		150°	89327 ± 323	5759 ± 56
2015	$3,03 \pm 0,05$	90°	72326 ± 317	23870 ± 407
		127°	82872 ± 231	27350 ± 464
		150°	16280 ± 154	5373 ± 102
2034	$7,78 \pm 0,12$	90°	185584 ± 461	23854 ± 373
		127°	216311 ± 499	27804 ± 433
		150°	41245 ± 223	5301 ± 87
2598	$16,90 \pm 0,30$	90°	369590 ± 626	21869 ± 390
		127°	422047 ± 662	24973 ± 444
		150°	73577 ± 279	4354 ± 79
3201	$3,18 \pm 0,10$	90°	60451 ± 257	19009 ± 603
		127°	69396 ± 273	21823 ± 692
		150°	11523 ± 111	3623 ± 119
3253	$7,79 \pm 0,25$	90°	148241 ± 393	19029 ± 612
		127°	168594 ± 414	21642 ± 696
		150°	27245 ± 169	3497 ± 114
3272	$1,85 \pm 0,06$	90°	34870 ± 192	18849 ± 620
		127°	39467 ± 205	21333 ± 701
		150°	6558 ± 84	3545 ± 123
3451	$0,93 \pm 0,03$	90°	17183 ± 133	18477 ± 613
		127°	19304 ± 140	20757 ± 137
		150°	3123 ± 56	3358 ± 124

Tabela 3.6: Área e eficiência relativa dos fotopicos situados no intervalo de energia entre 1700 keV e 3500 keV, para o espectro de ^{56}Co .

As curvas ajustadas da eficiência (tabela 3.7) e os respectivos gráficos, para os três detectores, são mostrados a seguir:

Detetor	Função Ajustada ($\varepsilon(E \text{ (keV)})$)
90°	$-0,0008 \cdot E^2 + 0,35 \cdot E + 26147$
127°	$-0,0006 \cdot E^2 - 1,77 \cdot E + 33367$
150°	$0,0003 \cdot E^2 - 3,02 \cdot E + 10196$

Tabela 3.7: Funções ajustadas da eficiência, para cada um dos três detectores utilizados.

a)

b)

c)

Figura 3.5: Os gráficos a), b) e c) correspondem, respectivamente, à eficiência relativa calculada para os detectores posicionados a 90°, 127° e 150°, em relação ao feixe incidente de fótons. Os losângulos correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa EFFICIENCY), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2º grau, da eficiência em função da energia.

O programa *EFFICIENCY* também estima o erro da eficiência para as linhas do ^{153}Eu , através da matriz de covariância dos coeficientes da curva ajustada, que neste experimento é da ordem de aproximadamente 4%. Logo, para os três detetores temos a seguinte expressão:

$$\sigma_{\varepsilon} = \varepsilon \cdot 0,04 \quad (3.3)$$

A eficiência relativa do detetor depende da

1. Distância entre alvo e detetor.
2. Espessura dos filtros de chumbo entre alvo e detetor.
3. Tamanho e qualidade dos cristais do detetor.

O comportamento da largura à meia altura dos picos medidos pelo programa *FWHM*, é necessário para o controle de medidas na análise da existência de um pico simples ou duplo no espectro de RFN, e é aproximadamente linear em relação à energia dos raios γ . Os valores estão entre 2,35 - 3,80 keV para cada detetor.

A largura à meia altura é dada, na região de energia entre 1700 - 3500 keV para os três detetores, é apresentada na tabela 3.8:

Energia (keV)	FWHM (keV) 90°	FWHM (keV) 127°	FWHM (keV) 150°
1771	2,85 ± 0,01	2,77 ± 0,01	2,36 ± 0,01
2015	3,00 ± 0,01	2,91 ± 0,01	2,46 ± 0,01
2034	3,01 ± 0,01	2,92 ± 0,01	2,47 ± 0,01
2598	3,35 ± 0,01	3,19 ± 0,01	2,68 ± 0,01
3201	3,67 ± 0,01	3,44 ± 0,02	2,90 ± 0,02
3253	3,69 ± 0,01	3,47 ± 0,01	2,92 ± 0,02
3272	3,70 ± 0,01	3,48 ± 0,01	2,93 ± 0,03
3451	3,79 ± 0,01	3,54 ± 0,02	2,99 ± 0,03

Tabela 3.8: Largura à meia altura dos picos correspondentes ao espectro detectado para o ^{56}Co , respectivamente, a 90°, 127° e 150° no intervalo de energia entre 1700 - 3500 keV.

O seus respectivos gráficos são apresentados a seguir:

a)

b)

c)

Figura 3.6: Os gráficos a), b) e c), correspondem à largura à meia altura dos picos nos espectros dos detectores posicionados, respectivamente, à 90°, 127° e 150° em relação ao feixe incidente de fótons. Os quadrados correspondem aos pontos experimentais obtidos (programa FWHM), e a linha contínua corresponde ao ajuste, por um polinômio de 2º grau, da FWHM em função da energia.

As curvas de ajuste, para os três detectores são mostradas na tabela 3.9:

Detetor	Função Ajustada (FWHM (keV))
90°	$1,567 + 0,001 \cdot E - 0,483 \cdot 10^{-7} \cdot E^2$
127°	$1,591 + 0,001 \cdot E - 0,609 \cdot 10^{-7} \cdot E^2$
150°	$1,589 + 0,001 \cdot E - 0,177 \cdot 10^{-7} \cdot E^2$

Tabela 3.9: Funções ajustadas da largura à meia altura, para cada um dos três detectores utilizados.

Finalmente, após estas calibrações (energia e eficiência dos detectores), é realizada a análise dos dados para o núcleo de ^{153}Eu .

3.5.3 Espectro de RFN

As medidas de RFN para o alvo de ^{153}Eu foram realizadas em aproximadamente 5 dias no acelerador Dynamitron da Universidade de Stuttgart. As medidas, durante os 5 dias, foram monitoradas 24 horas por revezamento dos integrantes do grupo. Nesse período a máquina apresentou-se estável, apenas um único problema foi identificado: o mau funcionamento de uma fonte de tensão. As medidas foram interrompidas para a devida troca, e retomadas logo em seguida. Este pequeno problema não afetou entretanto a coleta de dados.

As figuras 3.7 e 3.8 correspondem à soma dos espectros de fótons espalhados obtidos para os três detetores, cobrindo a faixa de energia de 2000 a 4000 keV. Nestes espectros podem ser identificados:

- picos de espalhamento elástico de fótons
- possíveis picos de espalhamento inelástico de fótons
- picos de escape simples
- picos de calibração do ^{27}Al
- picos de radiação fundo

Estas medidas apresentam uma linha de radiação de fundo (2614 keV) correspondente ao ^{208}Tl , que pertence à série radioativa do ^{232}Th (alvo produtor de *Bremsstrahlung*, com meia vida de $1,40 \times 10^{10}$ anos) que decai por emissão de β^- , com meia vida de 3,05 min, para o ^{208}Pb .

Figura 3.7: Espectro do ^{153}Eu , no intervalo de energia entre 1800 e 3100 keV.

Figura 3.8: Espectro do ^{153}Eu , no intervalo de energia entre 3040 e 4000 keV.

3.5.4 Calibração do fluxo de fótons pelo ^{27}Al

Neste trabalho utilizamos como monitor do feixe incidente o núcleo de ^{27}Al que possui três transições bem conhecidas [Endt90] entre 2000 e 4000 keV, que serviram para a calibração deste experimento. Devido à ocorrência de spins semi-inteiros, os fótons emitidos pelos núcleos através da desexcitação do estado 2981 keV são emitidos isotropicamente e não são polarizados. Em particular a transição de desexcitação do estado de 2981 keV do ^{27}Al , serve como calibração para a distribuição angular e para o fluxo de fótons incidentes. Adicionalmente, as ressonâncias existentes a 2211, 2981 e 3956 keV no espectro de ^{27}Al , as eficiências (associadas aos detetores do arranjo), e as seções de choque e suas respectivas distribuições angulares, servirão para a determinação da dependência do espectro de fótons com a energia destes.

O fluxo de fótons relativo $N_\gamma(E)$, foi normalizado pelo fluxo de fótons correspondente a $E_\gamma=2981$ keV (linha do ^{27}Al). O fluxo de fótons para outras linhas de ^{27}Al e seu respectivo erro, são então dados por:

$$N_\gamma(E) = \frac{\left(\frac{A}{\varepsilon_l \cdot I_s \cdot W(\Theta)}\right)_{Al;E}}{\left(\frac{A}{\varepsilon \cdot I_s \cdot W(\Theta)}\right)_{Al;E=2981\text{keV}}} \quad (3.4)$$

$$\sigma_{N_\gamma} = N_\gamma \cdot \left[\sqrt{\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_s}}{I_s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2} \right]_{Al;E} \quad (3.5)$$

já que $N_\gamma(2981\text{keV}) = 1$.

A variação da distribuição angular $W(\theta)$ para a energia 2981 keV no ^{27}Al em 90° e 127° pode ser avaliada através da razão

$$W(\theta)_{Al;E=2981\text{keV}} = \frac{A_{90^\circ}(2981)}{A_{127^\circ}(2981)} \cdot \frac{\varepsilon_{127^\circ}(2981)}{\varepsilon_{90^\circ}(2981)} \simeq 1. \quad (3.6)$$

A igualdade acima (equação 3.6) pode ser verificada através da substituição dos valores da área dos fotopicos e da eficiência dados na tabela 3.10.

Conhecendo-se o fluxo de fótons para três linhas conhecidas do ^{27}Al , (tabela 3.10), é possível determinar o fluxo de fótons para outras energias, através de uma interpolação linear.

Então, conhecendo o fluxo de fótons e a razão entre os números de átomos para o Al e o núcleo-alvo em estudo, pode-se determinar a seção de choque para as linhas deste último, indicado por RFN nas expressões que seguem:

Energia (keV)	I (ev.b)	Detetor	Área	Eficiência (10 ⁴)	N _γ (fótons/keV.s)
2211	18,0 ± 0,3	90°	10006 ± 168	2,30 ± 0,10	2,02 ± 0,13
		127°	12289 ± 149	2,65 ± 0,11	2,14 ± 0,14
		150°	2379 ± 64	0,49 ± 0,02	2,26 ± 0,17
2981	31,9 ± 0,7	90°	8472 ± 100	2,01 ± 0,08	1,00 ± 0,05
		127°	9662 ± 105	2,28 ± 0,09	1,00 ± 0,05
		150°	1599 ± 44	0,39 ± 0,02	1,00 ± 0,05
3956	21,1 ± 1,3	90°	878 ± 33	1,50 ± 0,06	0,21 ± 0,02
		127°	1031 ± 35	1,70 ± 0,07	0,22 ± 0,02
		150°	148 ± 14	0,29 ± 0,01	0,18 ± 0,02

Tabela 3.10: Energia, seção de choque integrada I, área dos fotopicos, eficiência e fluxo de fótons N_γ para as transições conhecidas no ²⁷Al. Valores apresentados para os três detetores utilizados neste trabalho.

$$I_{s;RFN} = \frac{n_{Al}}{n_{RFN}} \cdot \left(I_s \cdot \frac{\varepsilon \cdot W(\Theta) \cdot N_\gamma}{A} \right)_{Al;E=2981keV} \cdot \left(\frac{A}{\varepsilon \cdot W(\Theta) \cdot N_\gamma} \right)_{RFN} \quad (3.7)$$

A razão entre os números de átomos para o Al e o núcleo-alvo em estudo (RFN) pode ser escrita como:

$$\frac{n_{Al}}{n_{RFN}} = \frac{\frac{m_{Al}}{M_{Al}}}{\frac{m_{RFN} \cdot P_{RFN}}{M_{RFN}}} \quad (3.8)$$

onde m_{Al} e m_{RFN} são as massas das placas de Al e do alvo de RFN (Eu₂O₃), respectivamente; P_{RFN} é a concentração do isótopo de ¹⁵³Eu; M_{Al} é a massa atômica do Al e M_{RFN} a massa molecular do Eu₂O₃.

Neste experimento foram utilizados os seguintes valores (tabela 3.11):

m_{Al} (g)	m_{RFN} (g)	M_{Al}	M_{RFN}	P_{RFN}
1,016	1,729	27	(2 · 153 + 3 · 16)	0,9981

Tabela 3.11: Dados utilizados no cálculo da razão entre o número de átomos no ²⁷Al e no alvo de RFN

A seguir são descritas as fórmulas utilizadas na análise do espectro de ^{153}Eu , que possibilitam a determinação da seção de choque integrada para cada linha E_γ observada no espectro e sua respectiva probabilidade reduzida de transição.

3.5.5 Fórmulas utilizadas na análise do espectro de ^{153}Eu

As fórmulas descritas abaixo, foram utilizadas na análise do espectro de ^{153}Eu . A princípio os cálculos das grandezas descritas foram realizadas para os três ângulos de detecção, em separado. Mas, para melhorar a estatística das medidas, foi utilizada a média ponderada das seções de choque integradas correspondente aos três detectores. A partir dessa média calculou-se, para cada E_γ , a razão de ramificação experimental, as larguras de transição e a probabilidade reduzida de transição. Este processo será detalhado a seguir.

1. Fluxo de fótons

O fluxo de fótons correspondente a cada energia E_{RFN} observada no espectro de ^{153}Eu , é determinado através da interpolação linear do fluxo conhecido para três transições do ^{27}Al .

a) Se $E_{RFN} < 2981$ keV:

$$N_\gamma = \left[\frac{(2981 - E_{RFN})}{(2981 - 2211)} \cdot \left(\frac{N_\gamma(2211)_{Al}}{N_\gamma(2981)_{Al}} - 1 \right) \right] + 1 \quad (3.9)$$

$$\sigma_{N_\gamma} = \frac{(2981 - E_{RFN})}{(2981 - 2211)} \cdot \frac{N_\gamma(2211)_{Al}}{N_\gamma(2981)_{Al}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_\gamma}(2211)}{N_\gamma(2211)} \right)_{Al}^2 + \left(\frac{\sigma_{N_\gamma}(2981)}{N_\gamma(2981)} \right)_{Al}^2} \quad (3.10)$$

b) Se $E_{RFN} > 2981$ keV:

$$N_\gamma = 1 - \left[\frac{(E_{RFN} - 2981)}{(3956 - 2981)} \cdot \left(1 - \frac{N_\gamma(3956)_{Al}}{N_\gamma(2981)_{Al}} \right) \right] \quad (3.11)$$

$$\sigma_{N_\gamma} = \frac{(E_{RFN} - 2981)}{(3956 - 2981)} \cdot \frac{N_\gamma(3956)_{Al}}{N_\gamma(2981)_{Al}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_\gamma}(3956)}{N_\gamma(3956)} \right)_{Al}^2 + \left(\frac{\sigma_{N_\gamma}(2981)}{N_\gamma(2981)} \right)_{Al}^2} \quad (3.12)$$

2. Seção de Choque

A seção de choque integrada é dada por:

$$I_S = N_{cor} \cdot \left(\frac{A}{\varepsilon_{rel} \cdot N_\gamma} \right)_{RFN} \quad (3.13)$$

para facilitar os cálculos chamamos de N_{corr} a seguinte expressão:

$$N_{cor} = \frac{n_{Al}}{n_{RFN}} \cdot \left(\frac{I_{\gamma} \cdot \varepsilon_{rel}}{A} \right)_{Al; E=2981 keV} \quad (3.14)$$

então:

$$\sigma_{Is} = I_s \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{cor}}}{N_{cor}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon_{rel}}}{\varepsilon_{rel}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{\gamma}}}{N_{\gamma}} \right)^2}. \quad (3.15)$$

Se for observado algum decaimento a um estado de baixa energia, a seção de choque integrada poderá ser calculada para este decaimento utilizando-se a expressão (3.13). Nesse caso, devemos levar em consideração a área do fotopico para esta energia de decaimento.

3. Razão de ramificação experimental

As razões de ramificação experimentais correspondem ao decaimento do núcleo a um estado de baixa energia, e são dadas por:

$$R_{exp 1;2} = I_{S1;2} \cdot \frac{(E_0 - E_{1;2})^3}{(I_{S0} \cdot E_0^3)} \quad (3.16)$$

$$\sigma_{R_{exp 1;2}} = R_{exp 1;2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{I_{S0}}}{I_{S0}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_{S1;2}}}{I_{S1;2}} \right)^2} \quad (3.17)$$

os índices 0, 1 e 2 correspondem a decaimentos de estados excitados, respectivamente, ao estado fundamental e aos dois estados de baixa energia para este trabalho (83,4 keV e 97,4 keV).

4. Largura de transição

As larguras de transição são dadas por:

$$\Gamma_0 = \left(\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} \right) \cdot \left(1 + \frac{I_{S1}}{I_{S0}} + \frac{I_{S2}}{I_{S0}} \right) \quad (3.18)$$

onde

$$\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma} = \frac{I_{S0} \cdot (E_{RFN}/1000)^2}{g \cdot (\pi \hbar c)^2} \quad (3.19)$$

e

$$\sigma_{\Gamma_0} = \frac{1}{g \cdot (\pi \hbar c)^2} \cdot \left(\frac{E_{RFN}}{1000} \right)^2 \cdot \sqrt{(\sigma_{I_{S0}})^2 + (\sigma_{I_{S1}})^2 + (\sigma_{I_{S2}})^2} \quad (3.20)$$

5. Largura reduzida de transição

A largura reduzida de transição vezes o fator de spin é dada por:

$$g\Gamma_0^{red} = \frac{g\Gamma_0}{E_{RFN}^3} \left(\frac{meV}{MeV^3} \right) = 11,574 \cdot B(M1) \uparrow \quad (3.21)$$

$$\sigma_{g\Gamma_0^{red}} = \left(\frac{\sigma_{g\Gamma_0}}{g\Gamma_0} \right) \cdot g\Gamma_0^{red} \quad (3.22)$$

6. Probabilidade reduzida de transição

A probabilidade reduzida de transição é dada por:

$$B(M1) = \frac{9}{16\pi} \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_{RFN}/1000} \right)^3 \cdot \Gamma_0 \quad (3.23)$$

$$\sigma_{B(M1)} = \frac{\sigma_{\Gamma_0}}{\Gamma_0} \cdot B(M1) \quad (3.24)$$

As fórmulas utilizadas, em sequência, na análise dos dados foram apresentadas acima. Para cada ângulo (90°, 125° e 150°) foi realizada uma análise completa, sendo necessário, no final da análise, obter a probabilidade reduzida de transição média para esses três ângulos. Isto é possível encontrando-se a seção de choque integrada média ponderada, e a partir daí, chega-se facilmente (através dos mesmos cálculos expostos acima) aos resultados para B(M1).

7. Seção de choque integrada média

A seção de choque integrada média (ponderada) para os três espectros, é dada por:

$$\overline{I_S} = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{I_{S;i}}{\sigma_{I_{S;i}}^2}}{\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_{I_{S;i}}^2}} \quad (3.25)$$

e seu respectivo erro:

$$\sigma_{\overline{I_S}} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_{I_{S;i}}^2} \right)^{-1}} \quad (3.26)$$

Então, a probabilidade reduzida de transição (levando-se em consideração os três ângulos de detecção) é dada, finalmente pela seguinte expressão:

$$B(M1) \uparrow = \frac{1}{11,574} \cdot g\Gamma_0^{red} \quad (3.27)$$

$$\sigma_{B(M1) \uparrow} = \frac{\sigma_{g\Gamma_0^{red}}}{g\Gamma_0^{red}} \cdot B(M1) \uparrow \quad (3.28)$$

Capítulo 4

Discussão dos Resultados Experimentais

Apresentamos neste capítulo a análise e a discussão dos resultados experimentais obtidos para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$. No capítulo anterior foram descritos, em detalhes, o arranjo experimental, a tomada de dados, a calibração do sistema detetor, além de ser apresentado o caminho que nos leva à obtenção das seções de choque integradas correspondentes às energias de excitação dos picos observados no espectro de ^{153}Eu . De posse desses resultados podemos determinar o comportamento da intensidade de dipolo para o ^{153}Eu , possibilitando identificarmos, ou não, a sua associação ao *modo tesoura*.

As planilhas contendo todas as informações necessárias à análise (dados do alvo, dados do detetor, linhas de alumínio e linhas do ^{153}Eu), para os três detetores, foram construídas no programa MS-Excel e são apresentadas nas três páginas seguintes. Nessas planilhas podemos identificar as especificações dadas para o alvo de ^{153}Eu (seção 3.4), os métodos experimentais empregados (seções 3.5.1 a 3.5.4) e finalmente, as fórmulas utilizadas na obtenção dos resultados experimentais para esse núcleo (seção 3.5.5), dentre eles as seções de choque integradas (I_s) e as probabilidades reduzidas de transição ($B(M1)$). Na terceira planilha quando aparece #DIV/0! significa que para aquela linha, em particular, não se observou nenhum pico.

Detetor a 80 Graus

1. Dados do Alvo:

Nº de massa:	153
Concentração:	99,81 %
Massa do Óxido:	1,729 g
Eu:	2
O:	3
Massa Aluminio:	1,016 g
Energia inel(1):	83,4 keV
Massa molecular do ^{153}Eu :	3,8995
Energia inel(2):	97,4 keV

2. Dados do detetor:

Coeficientes:	A0:	A1:	A2:	A3:
Eficiência:	7,25	0,6	8E-08	0
	26147	0,353	-0,0008	0

3. Linhas do Alumínio:

Energia	W	Área	+/-	Is0	+/-	E1	+/-	E1	+/-	Ngamma	+/-
2211	0,90	10006	168	16,02	0,32	2,30E+4	9,2E+2	2,02252	0,1344	=>	
2981	1,00	8472	100	31,81	0,7	2,01E+4	8,0E+2	1	0,0471		
3956	1,00	876	33	21,1	1,3	1,50E+4	6,0E+2	0,20375	0,0198		

4. Linhas do ^{153}Eu :

Energia	Spin	A0	+/-	A1	+/-	A2	+/-	E1(e0)	+/-	E1(m1)	+/-	E1(m2)	+/-	Ngamma	+/-	(eVb)	+/-	(eVb)	+/-	Resol2	+/-	(meV)	+/-	(meV)	+/-	(uA2)				
1825	1	455	224	0	0	0	0	2,4E+4	9,7E+2	2,4E+4	9,7E+2	2,4E+4	9,7E+2	2,54	0,18	2,16	1,08	0,00	0,00	0,00	0,00	1,68	1,68	0,94	0,027	0,013				
1883	1	655	243	0	0	785	207	2,4E+4	9,6E+2	2,4E+4	9,7E+2	2,4E+4	9,7E+2	2,46	0,17	3,23	1,23	0,00	0,00	3,74	1,05	0,00	0,00	1,36	0,64	2,98	6,43	1,49	0,083	0,019
1933	1	228	136	0	0	0	0	2,4E+4	9,5E+2	2,4E+4	9,6E+2	2,4E+4	9,6E+2	2,39	0,17	1,16	0,70	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,13	1,13	0,86	0,014	0,038	0,011	
2061	1	259	174	0	0	0	0	2,3E+4	9,4E+2	2,4E+4	9,5E+2	2,4E+4	9,5E+2	2,22	0,15	1,44	0,98	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,80	1,80	1,08	0,016	0,011		
2127	1	142	84	0	0	384	174	2,3E+4	9,3E+2	2,4E+4	9,4E+2	2,4E+4	9,4E+2	2,13	0,14	0,83	0,50	0,00	0,00	2,22	1,02	0,00	3,07	2,32	0,88	3,53	1,34	0,032	0,012	
2277	1	154	91	0	0	0	0	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,2E+2	2,3E+4	9,2E+2	1,93	0,13	1,02	0,61	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,37	1,37	0,82	0,010	0,038	0,010		
2285	1	262	76	0	0	0	0	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,2E+2	2,3E+4	9,2E+2	1,91	0,12	1,75	0,53	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,40	2,40	0,72	0,017	0,035	0,020	0,015	
2324	1	259	106	310	88	0	0	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,2E+2	2,3E+4	9,2E+2	1,87	0,12	1,78	0,74	2,10	0,80	0,00	0,00	1,32	0,67	0,00	2,50	5,45	1,34	0,058	0,039	
2346	1	244	76	0	0	0	0	2,3E+4	9,0E+2	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,1E+2	1,84	0,12	1,71	0,55	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,44	2,44	0,78	0,016	0,035	0,035	0,035	
2368	1	128	80	0	0	0	0	2,2E+4	9,0E+2	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,1E+2	1,81	0,12	0,91	0,57	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,33	1,33	0,84	0,009	0,035	0,035	0,035	
2382	1	122	86	0	0	0	0	2,2E+4	9,0E+2	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,1E+2	1,80	0,12	0,88	0,62	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,30	1,30	0,82	0,008	0,036	0,036	0,036	
2581	1	655	104	0	0	0	0	2,2E+4	8,7E+2	2,2E+4	8,8E+2	2,2E+4	8,8E+2	1,56	0,09	0,58	0,98	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	9,98	9,98	1,67	0,049	0,039	0,039	0,039	
2596	1	85	47	106	48	0	0	2,2E+4	8,7E+2	2,2E+4	8,8E+2	2,2E+4	8,8E+2	1,51	0,09	0,75	0,42	0,93	0,43	0,00	0,00	1,36	0,96	0,00	1,32	2,95	1,05	0,015	0,025	0,025
2648	1	175	55	0	0	0	0	2,1E+4	8,6E+2	2,2E+4	8,7E+2	2,2E+4	8,7E+2	1,44	0,08	1,64	0,53	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	3,00	3,00	0,97	0,014	0,034	0,034	0,034	
2686	1	145	43	0	0	0	0	2,1E+4	8,5E+2	2,2E+4	8,6E+2	2,2E+4	8,6E+2	1,38	0,08	1,44	0,44	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,72	2,72	0,83	0,012	0,034	0,034	0,034	
2728	1	183	62	0	0	113	79	2,1E+4	8,5E+2	2,1E+4	8,6E+2	2,2E+4	8,6E+2	1,33	0,08	1,89	0,65	0,00	0,00	1,14	0,80	0,00	0,83	3,66	5,87	2,01	0,025	0,038	0,038	0,038
2760	1	171	46	0	0	0	0	2,1E+4	8,4E+2	2,1E+4	8,5E+2	2,1E+4	8,5E+2	1,29	0,07	1,83	0,51	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	3,63	3,63	1,01	0,015	0,034	0,034	0,034	
2877	1	102	37	0	0	0	0	2,1E+4	8,2E+2	2,1E+4	8,4E+2	2,1E+4	8,4E+2	1,14	0,06	1,27	0,47	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,73	2,73	1,01	0,010	0,024	0,024	0,024	
2891	1	123	42	137	55	0	0	2,0E+4	8,2E+2	2,1E+4	8,3E+2	2,1E+4	8,4E+2	1,12	0,06	1,56	0,54	1,71	0,69	0,00	0,00	1,20	0,64	0,00	3,39	7,11	1,92	0,025	0,037	0,037
2919	1	100	54	136	45	0	0	2,0E+4	8,1E+2	2,1E+4	8,3E+2	2,1E+4	8,3E+2	1,08	0,05	1,32	0,72	1,76	0,59	0,00	0,00	1,46	0,53	0,00	2,93	6,84	2,07	0,024	0,037	0,037
3050	1	57	26	0	0	0	0	2,0E+4	7,9E+2	2,0E+4	8,0E+2	2,0E+4	8,1E+2	0,94	0,04	0,90	0,41	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,18	2,18	1,00	0,007	0,033	0,033	0,033	
3336	1	36	24	0	0	0	0	1,8E+4	7,4E+2	1,9E+4	7,5E+2	1,9E+4	7,5E+2	0,71	0,04	0,80	0,53	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,31	2,31	1,55	0,005	0,034	0,034	0,034	
3351	1	74	28	0	0	0	0	1,8E+4	7,3E+2	1,9E+4	7,5E+2	1,9E+4	7,5E+2	0,70	0,04	1,68	0,67	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	4,90	4,90	1,95	0,011	0,034	0,034	0,034	
3605	1	20	10	0	0	0	0	1,7E+4	6,8E+2	1,7E+4	7,0E+2	1,8E+4	7,0E+2	0,49	0,03	0,69	0,35	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,34	2,34	1,18	0,004	0,032	0,032	0,032	
3737	1	37	14	0	0	0	0	1,8E+4	6,5E+2	1,7E+4	6,7E+2	1,7E+4	6,7E+2	0,39	0,03	1,71	0,86	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	6,21	6,21	2,40	0,010	0,034	0,034	0,034	
3747	1	56	21	0	0	0	0	1,8E+4	6,5E+2	1,7E+4	6,7E+2	1,7E+4	6,7E+2	0,38	0,03	2,65	1,02	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	9,89	9,89	3,71	0,016	0,036	0,036	0,036	

Fluxo de Fótons: 2211/2361 = 2,023 0,134
 3956/2981 = 0,209 0,02
 Noor = 280/9 0

2a. Distribuição Angular:

	Wdist	1
	Wdist	1
	Wrel	1
	Wrel	1

Detetor a 127 Graus

1. Dados do Alvo:

Nº de massa	153
Concentração	99,91 %
Massa do Óxido	1,728 g
Et:	2
O:	3
Massa Alúmina	1,016 g
Energia inel(1):	83,4 keV
Energia inel(2):	97,4 keV
Massa Alúmina do 153Eu =	3,8595

2. Dados do detetor:

Coeficientes:	A0:	A1:	A2:	A3:	
Energia	6,26	0,6	3E-08	0	Wlost
Eficiência	33387	-1,76	-0,0005	0	Wlost
4%:	0	0	0	0	Wfrel
					Wfrel

3. Linhas do Alumínio:

Energia	W	Área	±	Is0	±	Elr	±	Ngamma	±	Fluxo de Fótons:	2211/2281 =	±
2211	0,90	12269	149	18,02	0,52	2,85E+4	1,1E+3	2,14238	0,1389	=>	3356/2981 =	0,14
2281	1,00	5962	105	31,91	0,7	2,28E+4	9,1E+2	1	0,0469		288,3	0,02
3558	1,00	1031	35	21,1	1,3	1,70E+4	8,8E+2	0,21528	0,0201		Nlrr =	0

4. Linhas do 153Eu:

Energia	SpH	A0	+/-	A1	+/-	A2	+/-	Elr(0)	+/-	Elr(1)	+/-	Elr(2)	+/-	Ngamma	+/-	Is0	+/-	Is1	+/-	Is2	+/-	Rexp1	+/-	Rexp2	+/-	GP*2G	GO	±	B(M) ^{1/4}	(u2)	
1825	1	217	135	0	0	0	0	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,72	0,19	0,82	0,52	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,71	0,71	0,45	0,010	0,006	
1893	1	166	123	0	0	0	0	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,63	0,18	0,65	0,49	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,60	0,60	0,40	0,009	0,005	
1933	1	188	100	0	0	0	0	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,55	0,17	0,76	0,41	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,74	0,74	0,40	0,009	0,005	
2061	1	168	111	0	0	0	0	2,7E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,8E+4	1,1E+3	2,36	0,16	0,76	0,50	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,84	0,84	0,56	0,008	0,005	
2127	1	273	118	0	0	534	142	2,7E+4	1,1E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,27	0,15	1,29	0,57	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,22	1,15	1,52	4,46	1,05	0,040	0,009
2277	1	197	76	0	0	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,04	0,13	1,08	0,42	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,43	1,43	0,56	0,010	0,004	
2295	1	384	91	0	0	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,7E+4	1,1E+3	2,02	0,13	2,10	0,52	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,88	2,88	0,72	0,021	0,005	
2324	1	442	77	148	76	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,1E+3	2,6E+4	1,1E+3	1,97	0,13	2,49	0,47	0,82	0,43	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	3,50	4,65	0,89	0,032	0,006	
2346	1	308	69	0	0	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,1E+3	2,6E+4	1,1E+3	1,94	0,12	1,77	0,42	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,53	2,53	0,60	0,017	0,004	
2369	1	265	82	0	0	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,1E+3	1,91	0,12	1,50	0,49	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,18	2,18	0,72	0,014	0,005	
2382	1	96	45	0	0	0	0	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,0E+3	2,6E+4	1,0E+3	1,89	0,12	0,57	0,27	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,84	0,84	0,40	0,005	0,003	
2561	1	519	66	0	0	0	0	2,5E+4	1,0E+3	2,5E+4	1,0E+3	2,5E+4	1,0E+3	1,62	0,10	3,71	0,54	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	6,34	6,34	0,93	0,033	0,005	
2598	1	51	37	131	55	0	0	2,5E+4	9,9E+2	2,5E+4	1,0E+3	2,5E+4	1,0E+3	1,57	0,09	0,38	0,26	0,96	0,41	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,79	2,35	0,87	0,012	0,004	
2629	1	201	67	0	0	0	0	2,5E+4	9,9E+2	2,5E+4	1,0E+3	2,5E+4	1,0E+3	1,52	0,09	1,55	0,53	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,79	2,79	0,95	0,013	0,005	
2646	1	180	50	0	0	0	0	2,4E+4	9,8E+2	2,5E+4	1,0E+3	2,5E+4	1,0E+3	1,49	0,08	1,42	0,41	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,60	2,60	0,74	0,012	0,003	
2686	1	168	53	0	0	0	0	2,4E+4	9,7E+2	2,5E+4	9,9E+2	9,9E+2	9,9E+2	1,42	0,08	1,41	0,45	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,66	2,66	0,86	0,012	0,004	
2729	1	358	52	0	0	0	0	2,4E+4	9,8E+2	2,5E+4	9,8E+2	9,8E+2	9,8E+2	1,37	0,08	3,13	0,50	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	6,06	6,06	0,98	0,026	0,004	
2760	1	126	42	0	0	0	0	2,4E+4	9,8E+2	2,4E+4	9,7E+2	2,4E+4	9,8E+2	1,33	0,07	1,15	0,39	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,27	2,27	0,77	0,009	0,003	
2877	1	187	42	0	0	0	0	2,3E+4	9,3E+2	2,4E+4	9,5E+2	2,4E+4	9,5E+2	1,15	0,06	2,01	0,47	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	4,33	4,33	1,01	0,016	0,004	
2881	1	85	27	88	46	0	0	2,3E+4	9,2E+2	2,4E+4	9,5E+2	2,4E+4	9,5E+2	1,13	0,06	0,93	0,30	0,96	0,50	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,03	4,11	1,27	0,015	0,005	
2819	1	115	40	0	0	0	0	2,3E+4	9,2E+2	2,4E+4	9,4E+2	2,4E+4	9,4E+2	1,08	0,05	1,32	0,47	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,92	2,92	1,03	0,010	0,004	
3058	1	32	24	0	0	0	0	2,2E+4	8,9E+2	2,3E+4	9,1E+2	2,3E+4	9,2E+2	0,94	0,04	0,44	0,33	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,07	1,07	0,81	0,003	0,002	
3336	1	23	15	0	0	0	0	2,1E+4	8,3E+2	2,1E+4	8,5E+2	2,1E+4	8,5E+2	0,71	0,04	0,45	0,29	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	1,30	1,30	0,85	0,003	0,002	
3351	1	36	21	0	0	0	0	2,1E+4	8,3E+2	2,1E+4	8,5E+2	2,1E+4	8,5E+2	0,70	0,04	0,76	0,42	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,21	2,21	1,23	0,005	0,003	
3605	1	45	19	0	0	0	0	1,9E+4	7,7E+2	2,0E+4	7,9E+2	2,0E+4	7,9E+2	0,50	0,03	1,36	0,58	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	4,80	4,80	1,97	0,009	0,004	
3737	1	38	14	0	0	0	0	1,8E+4	7,4E+2	1,9E+4	7,5E+2	1,9E+4	7,5E+2	0,39	0,03	1,53	0,67	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	5,54	5,54	2,09	0,009	0,003	
3747	1	24	15	0	0	0	0	1,8E+4	7,3E+2	1,9E+4	7,5E+2	1,9E+4	7,5E+2	0,38	0,03	0,98	0,62	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	3,61	3,61	2,27	0,006	0,004	

1. Dados do Alvo:		Detector a 150 Graus	
Nº de massa:	153		
Concentração:	99,81 %		
Massa do Óxido:	1,729 g		
Elr	2		
O:	3		
Massa Aluminio:	1,016 g		
Energia inel(1):	83,4 keV		
Energia inel(2):	97,4 keV		
2. Dados do detector:		2a. Distribuição Angular:	
Coefficientes:	A0: A1: A2: A3:		
Energia	-35,94 0,8 1E-07 0	Wellst	1
Eficiência	10196 -3 0,0003 0	Wellst	1
+/-	0 0 0 0	Wellst	1
3. Linhas do Alumínio:		Fluxo de Fótons:	
Energia	W	Area	+/-
2211	0,90	2378	64
2281	1,00	1599	44
3358	1,00	148	14
4. Linhas do 153Eu:		Nº de Fótons:	
Energia	W	Area	+/-
1625	1	0	0
1889	1	0	0
1933	1	0	0
2061	1	0	0
2127	1	0	0
2277	1	54	28
2285	1	0	0
2324	1	107	29
2346	1	108	47
2368	1	0	0
2382	1	0	0
2581	1	0	0
2599	1	0	0
2628	1	123	57
2648	1	44	20
2686	1	51	18
2729	1	157	47
2760	1	0	0
2877	1	54	21
2891	1	42	18
2919	1	41	16
3058	1	22	10
3356	1	0	0
3351	1	28	10
3605	1	0	0
3737	1	0	0
3747	1	0	0

A partir das seções de choque integradas obtidas para os três detetores calculamos a seção de choque integrada média (ponderada) $\overline{I}_s$ e seu respectivo erro $\sigma_{\overline{I}_s}$ (equações 3.25 e 3.26), a largura reduzida de transição vezes o fator g ($g \cdot \Gamma_0^{red}$) e seu erro ($\sigma_{(g\Gamma_0^{red})}$) são deduzidas aplicando os resultados de $\overline{I}_s$ e $\sigma_{\overline{I}_s}$ nas equações 3.21 e 3.22, determinando através da equação 3.27 as probabilidades reduzidas de transição B(M1) para as linhas do ^{153}Eu . Os resultados numéricos obtidos para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$ são apresentados na tabela (4.1). Nesta tabela podemos identificar as energias de excitação (com erro ≤ 1 keV) das transições de dipolo observadas juntamente com a correspondente seção de choque integrada média $\overline{I}_s$, o produto $g \cdot \Gamma_0$ do fator de spin g e da largura de transição do estado fundamental Γ_0 (apresentado dessa forma devido a impossibilidade de determinarmos o spin e a paridade dos estados para núcleos com número de massa ímpar), o produto $g \cdot \Gamma_0^{red}$ do fator de spin g e da largura de transição reduzida do estado fundamental Γ_0^{red} , as razões de ramificação experimental (R_{exp}) e os possíveis spins J quando observados decaimentos de níveis excitados a estados de baixa energia (para o ^{153}Eu foram detetados dois espalhamentos inelásticos, um para a energia de 83,4 keV (com $J_f^\pi = 7/2^+$) e o outro para a energia de 97,4 keV (com $J_f^\pi = 5/2^-$)), e a probabilidade reduzida de transição B(M1) $\uparrow$ (admitindo somente excitações M1). Esses resultados são de fundamental importância, uma vez que fornecem todas as informações acerca da intensidade de dipolo para o núcleo estudado, possibilitando o estudo do ^{153}Eu em relação aos bem estudados núcleos vizinhos de Dy, Gd e Tb e às previsões teóricas.

A Figura 4.1 apresenta as larguras reduzidas de transição para as linhas de ^{153}Eu na região de energia de 1800 keV a 4000 keV. Podemos notar que, levando em consideração a escala para $g\Gamma_0^{red}$, as excitações de dipolo para este núcleo são fragmentadas e pouco intensas. Encontramos ao longo do gráfico alguns pontos de concentração de excitações de dipolo, entretanto nenhuma em torno de 3000 keV que possamos relacionar com as excitações do *modo tesoura*.

E_x [keV]	$\bar{I}_s$ [eV·b]	$g \cdot \Gamma_0$ [meV]	$g \cdot \Gamma_0^{red}$ [meV]/MeV ³	R_{exp}	J_f	$B(M1)\uparrow^a$ [μ_N^2]
1825	$1,07 \pm 0,22$	$0,93 \pm 0,19$	$0,15 \pm 0,03$	—	—	$0,013 \pm 0,003$
1883	$1,01 \pm 0,21$	$3,17 \pm 0,44$	$0,47 \pm 0,07$	$2,83 \pm 0,76$	$5/2^+$	$0,041 \pm 0,006$
1933	$0,86 \pm 0,13$	$0,84 \pm 0,12$	$0,12 \pm 0,02$	—	—	$0,010 \pm 0,002$
2061	$0,90 \pm 0,20$	$1,00 \pm 0,22$	$0,11 \pm 0,03$	—	—	$0,009 \pm 0,002$
2127	$1,03 \pm 0,14$	$4,05 \pm 0,42$	$0,42 \pm 0,04$	$2,69 \pm 0,52$	$5/2^+$	$0,037 \pm 0,004$
2277	$1,12 \pm 0,10$	$1,51 \pm 0,14$	$0,13 \pm 0,01$	—	—	$0,011 \pm 0,001$
2295	$1,93 \pm 0,14$	$2,65 \pm 0,19$	$0,22 \pm 0,02$	—	—	$0,019 \pm 0,001$
2324	$2,43 \pm 0,13$	$5,17 \pm 0,25$	$0,41 \pm 0,02$	$0,57 \pm 0,06$	$7/2^-$	$0,036 \pm 0,002$
2346	$1,82 \pm 0,10$	$2,61 \pm 0,15$	$0,20 \pm 0,01$	—	—	$0,018 \pm 0,001$
2368	$1,25 \pm 0,14$	$1,82 \pm 0,20$	$0,14 \pm 0,02$	—	—	$0,012 \pm 0,001$
2382	$0,62 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,09$	$0,07 \pm 0,01$	—	—	$0,006 \pm 0,001$
2561	$4,16 \pm 0,23$	$7,10 \pm 0,38$	$0,42 \pm 0,02$	—	—	$0,036 \pm 0,002$
2596	$0,49 \pm 0,05$	$2,52 \pm 0,18$	$0,14 \pm 0,01$	$2,12 \pm 0,30$	$7/2^-$	$0,012 \pm 0,001$
2648	$1,56 \pm 0,09$	$2,84 \pm 0,17$	$0,15 \pm 0,01$	—	—	$0,013 \pm 0,001$
2696	$1,54 \pm 0,09$	$2,91 \pm 0,17$	$0,15 \pm 0,01$	—	—	$0,013 \pm 0,001$
2729	$2,80 \pm 0,15$	$8,38 \pm 0,53$	$0,41 \pm 0,03$	$0,61 \pm 0,10$	$5/2^+$	$0,036 \pm 0,002$
2760	$1,40 \pm 0,10$	$2,78 \pm 0,19$	$0,13 \pm 0,01$	—	—	$0,011 \pm 0,001$
2877	$1,74 \pm 0,10$	$3,75 \pm 0,22$	$0,16 \pm 0,01$	—	—	$0,014 \pm 0,001$
2891	$1,18 \pm 0,07$	$5,20 \pm 0,39$	$0,22 \pm 0,02$	$1,13 \pm 0,16$	$7/2^-$	$0,019 \pm 0,001$
2919	$1,48 \pm 0,14$	$7,76 \pm 0,41$	$0,31 \pm 0,02$	$1,48 \pm 0,16$	$7/2^-$	$0,027 \pm 0,001$
3058	$0,72 \pm 0,06$	$1,76 \pm 0,15$	$0,06 \pm 0,01$	—	—	$0,005 \pm 0,001$
3336	$0,53 \pm 0,07$	$1,53 \pm 0,19$	$0,04 \pm 0,01$	—	—	$0,003 \pm 0,001$
3351	$1,20 \pm 0,12$	$3,50 \pm 0,34$	$0,09 \pm 0,01$	—	—	$0,008 \pm 0,001$
3605	$0,87 \pm 0,09$	$2,94 \pm 0,30$	$0,06 \pm 0,01$	—	—	$0,005 \pm 0,001$
3737	$1,60 \pm 0,19$	$5,83 \pm 0,68$	$0,11 \pm 0,01$	—	—	$0,009 \pm 0,001$
3747	$1,44 \pm 0,28$	$5,26 \pm 1,03$	$0,10 \pm 0,02$	—	—	$0,009 \pm 0,002$

^aAssumindo somente transições M1 .

Tabela 4.1: Resultados para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$: as energias de excitação E_γ , as seções de choque integradas I_s , o produto $g \Gamma_0$, o produto $g \Gamma_0^{red}$, e a probabilidade reduzida de transição $B(M1)\uparrow$. Todos os estados decaem ao estado fundamental ($J^\pi = \frac{5}{2}^+$). Se foi observado o decaimento a um estado de baixa energia seguido de um decaimento ao estado fundamental são dados a razão de ramificação R_{exp} , os spins e paridades (J^π) do estado final.

Figura 4.1: Larguras reduzidas de transição ($g\Gamma_0^{\text{red}}$) em função das energias de excitação para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$. Utilizamos aqui o fator g de spin já que para núcleos ímpares não se consegue determinar o spin e nem a paridade dos estados excitados.

A figura 4.2 apresenta o esquema de níveis para o núcleo de ^{153}Eu . Os estados marcados com asterisco (*) podem ser populados pelo decaimento de níveis fotoexcitados. Para o ^{153}Eu o spin do estado fundamental é dado por $J_0^\pi = \frac{5}{2}^+$, quando o núcleo é excitado temos as seguintes possibilidades de spin para a ressonância: $\frac{5}{2}^+ + 1^- = \left\{ \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^- \right\}$. Finalmente, quando o núcleo decai temos então as seguintes possibilidades: $\left\{ \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^- \right\} + 1^\pm = \left\{ \frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm, \frac{5}{2}^\pm, \frac{7}{2}^\pm, \frac{9}{2}^\pm \right\}$.

Neste trabalho identificamos o decaimento dos estados excitados a dois estados de baixa energia que são, respectivamente, 83,4 keV (denominado por *a*) e 97,4 keV (denominado por *b*). A identificação foi realizada através da procura de linhas que correspondessem à diferença entre as linhas observadas experimentalmente e as energias correspondentes aos possíveis níveis de decaimento.

Figura 4.2: Esquema de níveis para o isótopo ímpar de ^{153}Eu . Spins, paridades e energias de excitação, são mostradas. Os estados que podem ser populados em experimentos de espalhamento de fótons são indicados por asteriscos.

A tabela 4.2 apresenta os resultados experimentais dos estados fotoexcitados obtidos para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$ que são, a saber: as energias dos estados excitados (E_γ), as razões de ramificação (R_{exp}) e seus possíveis valores de spin e paridade (J_{exp}^π), e os estados populados pelos níveis excitados (*a* para o estado de energia 83,4 keV e *b* para o estado de energia

$E_\gamma(keV)$	R_{exp}	J_{exp}^π	Estado populado	R_{teo}	J_{teo}	K_{teo}
1883	$2,83 \pm 0,76$	$5/2^-$	<i>b</i>	2,50	5/2	3/2
2127	$2,69 \pm 0,52$	$5/2^-$	<i>b</i>	2,50	5/2	3/2
2324	$0,57 \pm 0,06$	$7/2^+$	<i>a</i>	0,57	3/2	3/2
2596	$2,12 \pm 0,30$	$7/2^+$	<i>a</i>	2,13	7/2	3/2
2729	$0,61 \pm 0,10$	$5/2^-$	<i>b</i>	0,57	3/2	3/2
2891	$1,13 \pm 0,16$	$7/2^+$	<i>a</i>	0,57	3/2	3/2
2919	$1,48 \pm 0,16$	$7/2^+$	<i>a</i>	1,94	5/2	3/2

Tabela 4.2: Razões de ramificação experimentais (R_{exp}) obtidas para a reação $^{153}\text{Eu}(\gamma, \gamma')$. As duas primeiras colunas apresentam, respectivamente, os níveis de energia excitados (E_γ) e as suas correspondentes razões de ramificação, observadas experimentalmente. A terceira coluna apresenta os valores experimentais de spin (J_{exp}^π) correspondentes aos estados populados. A quarta coluna contém os estados que podem ser populados pelos níveis excitados (a corresponde ao estado 83,4 keV e b ao estado 97,4 keV). A quinta, sexta e sétima colunas apresentam, respectivamente, as previsões de Alaga para as razões de ramificação (R_{teo}), os possíveis valores de spin (J_{teo}) e de número quântico (K_{teo}).

97,4 keV); e os compara com as previsões teóricas: as razões de ramificação (R_{teo}) e seus possíveis valores de spin (J_{teo}) e os números quânticos correspondentes (K_{teo}) desses estados antes do decaimento ao estado fundamental, previstas pelas regras de Alaga (calculadas pelo programa *BRANCH*, desenvolvido por Jürgen Margraf do Institut für Strahlenphysik da Universidade de Stuttgart).

Se estivéssemos trabalhando com um núcleo par, poderíamos determinar a paridade e o número quântico K ($K=0,1$) dos estados excitados através de medidas de polarização e, conseqüentemente, saberíamos identificar transições de dipolo elétrico e magnético (transições de dipolo elétrico (E1) apresentam paridade negativa e transições de dipolo magnético (M1) apresentam paridade positiva). Como o *modo tesoura* está associado ao modo orbital dipolar M1 é possível, para núcleos pares, determinar o caráter dipolar magnético (*modo tesoura*) para as transições observadas experimentalmente. As regras de Alaga prevêm, próximo à faixa de energia de 3000 keV, um valor para $R_{teo} \simeq 0,5$ e $K = 1$ para os níveis excitados, estando em bom acordo com os resultados obtidos experimentalmente [MaEc95, NoSc96]. Mas como o ^{153}Eu é um núcleo ímpar, não é possível realizar medidas de polarização, assim sendo, não podemos prever a paridade dos estados excitados mesmo quando esses decaem a níveis de baixa energia. Para o núcleo de ^{153}Eu os resultados experimentais, para as razões de ramificação, estão de bom acordo com as previsões de Alaga (vide tabela 4.2) e conseguimos estabelecer para as suas correspondentes energias os valores de J_f e K_f . A partir desses resultados, podemos estabelecer a ligação entre os valores experimentais e teóricos (previstos pelo modelo MBFI-2) da probabilidade reduzida de transição.

Estado Final		$B_{\uparrow}(M1)$ teórico			Resultados Experimentais
J_f	K_f	$L_i = 1$	$L_i = 2$	$j = \frac{7}{2}$	$\sum B_{\uparrow}^{\text{exp}}(M1)$
$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	0,27	0,30	0,84	$0,091 \pm 0,003$
$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	0,41	0,43	1,20	0
$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}$	0,13	0,09	0,32	$0,105 \pm 0,007$
$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}$	0,02	0,01	0,05	$0,012 \pm 0,001$
$\sum$		0,83	0,83	2,41	0,208

Tabela 4.3: Comparação de $B(M1)$ experimental com as previsões teóricas do MBFI-2. $B(M1)$ dado em μ_N^2 .

No capítulo 2 descrevemos em detalhes o modelo MBFI-2 e apresentamos as previsões deste modelo (tabela 2.1), no limite $SU(3)$, para a probabilidade reduzida de transição utilizando o formalismo de pseudo spin (com pseudo momento angular total $L_i = 1, 2$) e o formalismo de ocupação de um único orbital j ($j = \frac{7}{2}$). Na tabela 4.3 apresentamos as previsões do modelo MBFI-2 e os valores experimentais obtidos para o ^{153}Eu .

Analisando a tabela 4.3, podemos verificar que os valores experimentais obtidos para a probabilidade reduzida de transição estão, dentro do erro, de bom acordo com os valores previstos pelo modelo MBFI-2 quando consideramos $K_f = \frac{3}{2}$ e $J_f = \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$ no formalismo do pseudo spin com $L_i = 1, 2$, mas para $K_f = J_f = \frac{3}{2}, \frac{7}{2}$ verificamos que $\sum B_{\uparrow}^{\text{exp}}(M1)$ é menor por um fator aproximadamente igual a 3. Os valores de $B(M1)$ previstos no formalismo de ocupação de um único orbital ($j = \frac{7}{2}$) praticamente triplicam quando comparados com os valores previstos no formalismo de pseudo spins, e quando comparados com os valores experimentais são maiores por um fator ~ 6 . O melhor tratamento que podemos dar ao núcleo de ^{153}Eu é estudá-lo no formalismo do pseudo spin quando consideramos que o próton pode ocupar mais de um orbital, e não somente o orbital $1g_{7/2}$.

Na tabela 4.4 comparamos os resultados teóricos de $\sum B_{\uparrow}^{\text{teo}}(M1)$ dos núcleos ímpares de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$ estudados até o presente momento, tratados segundo as previsões do modelo MBFI-2 no limite $SU(3)$. Apresentamos também as previsões para $\sum g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ calculadas de acordo com a equação 3.27.

Nesta tabela N_{π} e N_{ν} correspondem ao número de bósons de prótons e nêutrons, respectivamente. O tratamento do ^{161}Dy difere dos demais pelo fato de que o nêutron (férmion) desemparelhado pode ocupar apenas o orbital $j = \frac{13}{2}$, devemos considerar portanto o formalismo de ocupação de um único orbital nos cálculos do MBFI-2. Para os demais núcleos, aplicamos o formalismo do pseudo spin (com pseudo momento angular $\tilde{\ell}$ e possibilidade de ocupação de dois orbitais). Notamos que os valores de $\sum B_{\uparrow}^{\text{teo}}(M1)$ para os diversos núcleos são muito próximos e que as intensidades de dipolo $\sum g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ crescem com o número de massa. Espera-se teoricamente que os núcleos ímpares apresentem um comportamento muito parecido com os encontrados experimentalmente para os núcleos pares no que diz respeito

à fragmentação e intensidade das excitações de dipolo, entretanto, como veremos a seguir, alguns núcleos ímpares (dentre eles o ^{153}Eu , alvo de estudo neste trabalho) discordam das previsões teóricas e da sistemática experimental observada até o presente momento.

Núcleo	Spin	Orbitais	δ	Caroço	N_π	N_ν	$\tilde{\ell}$ ou j	$\sum B_{\uparrow}^{teo}(M1)$ [μ_N^2]	$\sum g\Gamma_0^{red}$ [meV]
$^{153}_{63}\text{Eu}_{90}$	$\frac{5}{2}^+$	$1g_{\frac{7}{2}}2d_{\frac{5}{2}}$	0,257	^{152}Sm	6	4	$\tilde{\ell} = 3$	0,83	9,61
$^{155}_{64}\text{Gd}_{91}$	$\frac{3}{2}^-$	$1h_{\frac{9}{2}}2f_{\frac{7}{2}}$	0,251	^{154}Gd	7	4	$\tilde{\ell} = 4$	0,82	9,49
$^{157}_{64}\text{Gd}_{93}$	$\frac{3}{2}^-$	$1h_{\frac{9}{2}}2f_{\frac{7}{2}}$	0,256	^{156}Gd	7	5	$\tilde{\ell} = 4$	0,94	10,88
$^{159}_{65}\text{Tb}_{94}$	$\frac{3}{2}^+$	$1g_{\frac{7}{2}}2d_{\frac{5}{2}}$	0,257	^{158}Gd	7	6	$\tilde{\ell} = 3$	1,05	12,15
$^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$	$\frac{5}{2}^+$	$1i_{\frac{13}{2}}$	0,249	^{160}Dy	8	6	$j = \frac{13}{2}$	1,018	11,78
$^{163}_{66}\text{Dy}_{97}$	$\frac{5}{2}^-$	$1h_{\frac{9}{2}}2f_{\frac{7}{2}}$	0,239	^{162}Dy	8	7	$\tilde{\ell} = 4$	1,27	14,70

Tabela 4.4: Previsões teóricas para $B(M1)$ em núcleos ímpares, no limite $SU(3)$, realizadas através do modelo MBFI-2. De [WoWa85] $g_\nu = 0,05 \pm 0,05$ e $g_\pi = 0,63 \pm 0,04$, logo $(g_\nu - g_\pi)^2 \approx 0,36 \mu_N^2$. O parâmetro de deformação δ é tabelado em [LoVe70].

4.1 Isótopos de Dy

A Figura 4.3 apresenta os dados experimentais para os núcleos de $^{160,161,162,163,164}\text{Dy}$, na faixa de energia de 1800 keV a 4100 keV (ver [MaEc95] e suas referências). Nesta figura são apresentados o produto $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares, e Γ_0^{red} para os núcleos pares (para estes núcleos o fator de spin $g = \frac{2J+1}{2J_0+1}$ é igual a 3). No caso de isótopos pares, somente excitações $\Delta K=1$ são mostradas. O caráter dipolar magnético M1, proveniente de intensas excitações de dipolo nos isótopos de $^{162,164}\text{Dy}$, foi estabelecido através de medidas de polarização de RFN [FrSc92, MaEc95]. Nesta figura podemos observar no canto superior esquerdo a soma dos valores de $g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou Γ_0^{red} realizada na faixa de energia entre 2100 keV e 4100 keV, e que pode ser deduzida diretamente de B(M1) conforme descrito na seção 3.5.4. Podemos notar na tabela 4.5 que a intensidade total ($\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$) em **isótopos pares** de Dy, aumenta com o número de massa A e o parâmetro de deformação δ permanece praticamente constante (tabelado em [LoVe70]), assim como a intensidade total M1 para o núcleo de ^{161}Dy é extremamente baixa, como observado em experimentos de espalhamento de fótons [PiBr95].

Núcleos	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\sum \Gamma_0^{red}$ (meV/MeV ³)	δ
^{160}Dy	$28,5 \pm 4,8$	0,254
^{161}Dy	$10,2 \pm 1,4$	0,249
^{162}Dy	$38,7 \pm 3,0$	0,254
^{163}Dy	$20,5 \pm 3,9$	0,239
^{164}Dy	$65,7 \pm 5,4$	0,258

Tabela 4.5: $\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os isótopos de $^{160,161,162,163,164}\text{Dy}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada isótopo, também é apresentado.

Lo Iudice e Richter realizaram cálculos [LoRi93] para se determinar a soma de B(M1) $\uparrow$ na faixa de energia onde se espera encontrar o modo tesoura (2,7 - 3,7 MeV). Esses cálculos mostraram que $\sum B(M1)\uparrow$, nessa região de energia, é aproximadamente constante.

Para os isótopos ímpares $^{161,163}\text{Dy}$ a posição em energia ($\approx 3,0$ MeV) correspondente a concentração de intensas excitações de dipolo se ajustam bem à sistemática dos isótopos pares, entretanto, a intensidade total detetada experimentalmente é menor por um fator 3, em relação a seus vizinhos pares.

Para o núcleo de ^{163}Dy os cálculos MBFI feitos por Bauske e colaboradores [BaAr93] sustentam a interpretação de que as excitações são do *modo tesoura*, dão a ordem de

Figura 4.3: Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{161,163}\text{Dy}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{160,162,164}\text{Dy}$. $\Sigma g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\Sigma \Gamma_0^{red}$ é apresentada, no canto superior esquerdo, para cada núcleo.

grandeza certa da intensidade total e ainda explicam as razões de ramificação observadas (ver [MaEc95]). Contudo, deve-se enfatizar que os valores de $B(M1)$ calculados para este núcleo dependem do quadrado da diferença entre os fatores giromagnéticos dos bósons de nêutrons e prótons (onde $g = (g_\nu - g_\pi)^2$ é o fator g de bóson). Van Isacker utilizou um valor de 0,36 para o fator g de bóson, como sugerido por Wolf et al [Wolf85]. Por outro lado, deve-se salientar que quando se usa o mesmo fator g de bóson em núcleos pares vizinhos, as regras de soma previstas pelo modelo IBM-2 para a intensidade total de $B(M1)^\uparrow$ são menores que as experimentalmente observadas, por um fator que varia de 2 a 3.

Recentemente Soloviev et al [Solo96] relatou os cálculos que realizou utilizando o modelo *Quasi Particle-Phonon Nuclear Model* (*QPNM*), para obter a intensidade das excitações de dipolo M1 de níveis de baixa energia para o núcleo de ^{163}Dy . Nestes cálculos, para o núcleo ímpar ^{163}Dy , não há parâmetros livres já que todas as constantes foram fixadas durante a construção da base de fônons no núcleo par vizinho ^{162}Dy , cujos cálculos estão em excelente acordo com os dados experimentais [WeBr88b, FrSc92]. Nestes cálculos, Soloviev encontrou para o ^{163}Dy uma concentração de intensidade M1 entre 2500 keV e 3000 keV, que está de acordo com o observado experimentalmente [BaAr93]. Contudo, a intensidade total de $\sum B(M1)^\uparrow = 3,2 \mu_N^2$ observada experimentalmente somada abaixo de 3200 keV para o ^{162}Dy , é maior do que a intensidade observada experimentalmente para o ^{163}Dy por um fator ~ 2 .

4.2 Isótopos de Gd

Na figura 4.4 os dados experimentais para os núcleos de $^{154,155,156,157,158,160}\text{Gd}$ são apresentados e comparados [NoSc96]. Aqui aparecem também o produto $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para núcleos ímpares, e Γ_0^{red} para núcleos pares. No caso de isótopos pares, somente transições $\Delta K = 1$ são mostradas. Concentrações de intensas excitações de dipolo M1 são observadas para os núcleos de $^{154,156,158}\text{Gd}$ ao redor de 3000 keV (M1 é conhecido através de medidas de espalhamento de elétrons [BoRi84, FrBo89, HaBo89, BoKu84]).

A intensidade das excitações M1 no ^{160}Gd foi encontrada através de medidas de polarização em RFN [FrSc92, FrHa94]. Na parte superior esquerda da figura são dadas as somas dos valores de $g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou Γ_0^{red} na faixa de energia de 2000 keV a 4000 keV. A intensidade das excitações de dipolo nos isótopos pares de Gd aumenta com o número de massa A (vide tabela 4.6), e está de acordo com o esperado aumento dos valores de $B(M1)$, proporcional ao quadrado do parâmetro de deformação δ (ver [ZiRa90, ZiHu93]).

Núcleos	$\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\sum \Gamma_0^{red}$ (meV/MeV ³)	δ
^{154}Gd	$30,1 \pm 5,8$	0,237
^{155}Gd	$6,5 \pm 1,0$	0,251
^{156}Gd	$39,3 \pm 8,7$	0,258
^{157}Gd	$18,7 \pm 2,8$	0,256
^{158}Gd	$49,8 \pm 8,6$	0,264
^{160}Gd	$48,9 \pm 5,7$	0,269

Tabela 4.6: $\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{155,157}\text{Gd}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada núcleo, também é apresentado.

A impressionante diferença de distribuição e concentração de intensidade de excitações de dipolo nos isótopos de $^{155,157}\text{Gd}$, quando comparados com os isótopos ímpares dos núcleos de Dy é obviamente devida à extrema fragmentação dos isótopos ímpares de Gd. Além do mais, as excitações de dipolo são menos intensas, em particular, para o ^{155}Gd . Por causa disto, as excitações de baixa intensidade (excitações E1), não podem ser excluídas. Considerando a grande sensibilidade dos experimentos de RFN, excitações E2 para núcleos pares não podem também ser excluídas.

Transições típicas E2 não-coletivas podem ser da ordem de 1 unidade Weisskopf ($B(E2) = 0,06 A^{\frac{4}{3}} e^2 \text{ fm}^4 \simeq 0,005 e^2 \text{ b}^2$ para Gd e Tb). A largura de decaimento associada é

$$\Gamma_{E2}^W = 4,8 \cdot 10^{-5} A^{\frac{4}{3}} \left(\frac{E_\gamma}{\text{MeV}} \right)^5 \text{ meV} \quad (4.1)$$

Figura 4.4: Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{red}$ para os núcleos ímpares de $^{155,157}\text{Gd}$ e Γ_0^{red} para os núcleos pares de $^{154,156,158,160}\text{Gd}$. $\Sigma g \cdot \Gamma_0^{red}$ ou $\Sigma \Gamma_0^{red}$ é apresentada, no canto superior esquerdo, para cada núcleo.

com valores para $\Gamma_{E2}^W \sim 1$ meV para estados em Gd, Tb e energias de excitação acima de 2 MeV. Esta é a mesma ordem de grandeza dos valores das larguras dos níveis observados para os estados que interpretamos como excitações de dipolo (M1). Entretanto, as intensidades M1 realmente detetadas podem ser ainda menores do que os valores mostrados nas Figuras 4.3 e 4.4.

Por outro lado, excitações de dipolo pouco intensas observadas no ^{155}Gd não podem ser explicadas simplesmente por uma falta de sensibilidade nos experimentos de RFN. O autor da ref. [Nord96] compara a concentração das excitações de dipolo entre os núcleos de ^{155}Gd e ^{157}Gd . Neste trabalho verificou-se que a sensibilidade do experimento RFN é melhor próxima a 3200 keV, exatamente a região em energia onde espera-se encontrar excitações de dipolo associadas ao *modo tesoura*. Para baixas energias ($E_\gamma \leq 2\text{MeV}$) o aumento do fundo, proveniente do espalhamento de fótons de *Bremsstrahlung*, limita a sensibilidade e, para energias acima de 4000 keV a redução do fluxo de fótons leva à redução da sensibilidade do experimento. Dessa forma, as excitações de dipolo pouco intensas e fragmentadas observadas para o núcleo de ^{155}Gd podem ser consideradas tanto como sendo frutos de um efeito físico real, como também provenientes das limitações experimentais (as intensidades de dipolo podem estar encobertas pelo fundo). Mesmo os cálculos feitos por Devi et al [Devi96] com base no modelo MBFI, para o núcleo de ^{157}Gd , não reproduzem a diferença da intensidade e da fragmentação observada para as excitações nos isótopos ímpares de Dy e Gd.

4.3 Comparação com os isótopos ímpares de Dy, Gd e Tb

Na Figura 4.5 são apresentadas as distribuições de excitações de dipolo para os núcleos de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$, onde $\sum g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ podem incluir possíveis excitações E1 ou E2 (principalmente E1), já que o presente experimento não pode distingui-las. Observando a figura nota-se que a intensidade das excitações de dipolo realmente diferem para os núcleos ímpares. Os resultados obtidos para o núcleo de ^{153}Eu (vide figura 4.1) não difere muito dos encontrados para os isótopos de Gd. Não podemos afirmar existir nenhuma concentração de excitações de dipolo em cerca de 3 MeV, além do mais, as intensidades das excitações de dipolo são muito pequenas, o mesmo ocorrendo com ^{155}Gd . Da mesma forma como fizemos anteriormente, podemos atribuir a baixa intensidade das excitações M1 tanto a um problema físico como também resultante de limitações experimentais. Analisando as informações dadas no capítulo 3 (seção 3.4) para o núcleo de ^{153}Eu , verificamos que se trata de um isótopo altamente enriquecido (99.81%), o que minimiza o efeito devido a impurezas. A fragmentação e a intensidade das excitações de dipolo obtidas experimentalmente para os núcleos ímpares de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$ não se enquadram na sistemática observada anteriormente para os isótopos pares de Gd e Dy. Para os isótopos pares a intensidade das excitações cresce com o número de massa A e com o parâmetro de deformação δ . O que se observa neste caso (tabela 4.7), são dois fatos isolados mas que apresentam as mesmas características, ou seja, para os isótopos ímpares de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$ e ^{159}Tb a intensidade total de $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ aumenta com o número de massa A, porém, o parâmetro de deformação se mantém praticamente constante, o mesmo ocorre quando observamos separadamente os isótopos ímpares de $^{161,163}\text{Dy}$.

Para os isótopos ímpares, verifica-se que a intensidade total de $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ é aproximadamente 3 vezes menor do que para seus vizinhos pares.

Núcleos	$\sum g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ (meV/MeV ³)	δ
^{153}Eu	$4,2 \pm 0,4$	0,257
^{155}Gd	$6,5 \pm 1,0$	0,251
^{157}Gd	$18,7 \pm 2,8$	0,256
^{159}Tb	$22,4 \pm 4,7$	0,257
^{161}Dy	$10,2 \pm 1,5$	0,249
^{163}Dy	$20,5 \pm 3,9$	0,239

Tabela 4.7: $\sum g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ para os núcleos de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada núcleo, também é apresentado.

Figura 4.5: Larguras reduzidas de transição $g \cdot \Gamma_0^{\text{red}}$ para os núcleos de ¹⁵³Eu, ^{155,157}Gd, ¹⁵⁹Tb e ^{161,163}Dy.

Para finalizar comparamos os valores da probabilidade reduzida de transição total para cada núcleo citado neste trabalho verificando, dentre outras coisas, como a probabilidade de transição para o ^{153}Eu se insere na sistemática dos diversos núcleos vizinhos já estudados.

Na tabela 4.8 são apresentados os valores de $\sum B_{\uparrow}(M1)$, no intervalo de energia entre 2400 keV e 3700 keV para os núcleos de $^{142,146,148,150}\text{Nd}$, $^{144,148,150,152,154}\text{Sm}$ [GaMo91], ^{153}Eu , $^{154,155,156,157,158}\text{Gd}$ [NoSc96], ^{159}Tb [Schi95], $^{160,161,162,163,164}\text{Dy}$ [NoSc96], ^{167}Er [GiLe97], $^{178,180}\text{Hf}$ [PiBe96] e ^{181}Ta [WoBe98], e em seguida o respectivo gráfico.

Núcleo	$\sum B_{\uparrow}(M1)$ (μ_N^2)
^{142}Nd	$0,02 \pm 0,01$
^{146}Nd	$0,72 \pm 0,06$
^{148}Nd	$1,12 \pm 0,09$
^{150}Nd	$2,12 \pm 0,11$
^{144}Sm	$0,28 \pm 0,10$
^{148}Sm	$0,51 \pm 0,08$
^{150}Sm	$0,97 \pm 0,06$
^{152}Sm	$2,35 \pm 0,11$
^{154}Sm	$2,65 \pm 0,15$
^{153}Eu	$0,43 \pm 0,01$
^{154}Gd	$2,60 \pm 0,50$
^{155}Gd	$0,56 \pm 0,09$
^{156}Gd	$3,42 \pm 0,75$
^{157}Gd	$1,62 \pm 0,24$
^{158}Gd	$4,30 \pm 0,74$
^{159}Tb	$1,94 \pm 0,41$
^{160}Dy	$2,46 \pm 0,41$
^{161}Dy	$0,88 \pm 0,12$
^{162}Dy	$3,34 \pm 0,26$
^{163}Dy	$1,77 \pm 0,34$
^{164}Dy	$5,68 \pm 0,47$
^{167}Er	$3,49 \pm 1,15$
^{178}Hf	$2,04 \pm 0,07$
^{180}Hf	$1,61 \pm 0,07$
^{181}Ta	$0,72 \pm 0,11$

Tabela 4.8: Probabilidade reduzida de transição total ($\sum B(M1)$) para os bem estudados núcleos vizinhos do ^{153}Eu , inclusive. O parâmetro de deformação δ tabelado em [LoVe70], para cada isótopo, também é apresentado.

Pela figura 4.6 fica claro que os núcleos pares apresentam uma intensidade de dipolo maior, por um fator aproximadamente 2, do que para seus vizinhos ímpares. Podemos verificar também que os núcleos ímpares de ^{153}Eu e ^{155}Gd apresentam resultados similares para $\sum B(M1)$, evidenciando a fraca intensidade de dipolo observada. O interessante nesta figura é que notamos nitidamente, na região de número de massa $A = 142$ a 181 , uma sistemática para $\sum B(M1)$ em núcleos pares semelhante para núcleos ímpares sendo que o núcleo de estudo neste trabalho, o ^{153}Eu , se enquadra perfeitamente nesta sistemática.

Figura 4.6: Probabilidade reduzida de transição total e seus respectivos erros, para os bem estudados núcleos vizinhos do ^{153}Eu , inclusive, na região de massa $A = 142$ a 181 .

Capítulo 5

Conclusões

Verificamos que é possível estabelecer uma sistemática no estudo das excitações de dipolo de baixa energia para os núcleos pares, o mesmo se verificando para os núcleos ímpares. Se levarmos em consideração a intensidade de dipolo desses núcleos, verificamos que vários núcleos ímpares ou apresentam uma extrema fragmentação de dipolo (caso do ^{155}Gd) ou apresentam baixa intensidade de excitações de dipolo (^{153}Eu e ^{157}Gd), mas ambos os casos possuem a mesma característica, qual seja, a baixa intensidade de dipolo por um fator aproximadamente 2 em relação a seus vizinhos pares.

Segundo, a intensidade total de dipolo ($\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$) para os núcleos ímpares de ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb e $^{161,163}\text{Dy}$ não se enquadra na sistemática observada anteriormente para os isótopos pares de Gd e Dy, onde a mesma aumenta com o número de massa A e com o parâmetro de deformação δ . O que se observa neste caso (tabela 4.7), é que podemos separar os isótopos ímpares em grupos que possuem aproximadamente o mesmo parâmetro δ de deformação (grupo 1: ^{153}Eu , $^{155,157}\text{Gd}$ e ^{159}Tb ; grupo 2: $^{161,163}\text{Dy}$) e onde a intensidade total de $\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$ aumenta com o número de massa A.

Verificamos que os resultados obtidos para os estados excitados no núcleo de ^{153}Eu se aproximam muito dos obtidos para ^{155}Gd , o que não responde ainda a questões como o porquê da ausência do modo tesoura em alguns núcleos ímpares e qual a razão para a diferente fragmentação em vários núcleos. Por outro lado, se pensarmos que quem de fato contribui para a probabilidade de transição reduzida é a parte deformada do núcleo (daí a sua dependência com a deformação do mesmo), chegaremos à conclusão de que somente alguns nucleons estão contribuindo para a intensidade das excitações de dipolo. Podemos interpretar esse efeito, em núcleos pares, como um movimento das deformações de prótons e nêutrons separadamente, axialmente simétricos e preservando sua identidade. Mas a adição de uma partícula extra (núcleos ímpares) deve, entre outros efeitos, destruir a identidade da deformação dos nêutrons e dos prótons, reduzindo muito a intensidade das excitações de dipolo, e consequentemente, do modo tesoura. Isso pode ser evidenciado na análise da intensidade das excitações de dipolo ($\sum g \cdot \Gamma_0^{red}$) e das probabilidades reduzidas de transição ($\sum B_{\uparrow}(M1)$) previstas teoricamente para os núcleos ímpares de Eu, Gd, Tb e Dy (tabela 4.4). O modelo MBFI-2 prevê (para algumas energias na região de 1800 keV a 3600 keV) uma baixa intensidade de dipolo para os núcleos ímpares o que se verifica experimentalmente, embora

especificamente para o núcleo de ^{153}Eu , os resultados experimentais sejam menores por um fator ~ 3 . Entretanto, a baixa intensidade de dipolo e a fragmentação acentuada não são indícios de má qualidade dos resultados. Experimentalmente, a perda de intensidade de dipolo em núcleos ímpares (quando comparados aos seus vizinhos pares) é visível, a diferença chega a um fator 3 como discutido acima, porém a sistemática se mantém entre os isótopos pares e ímpares separadamente (vide figura 4.6).

Recentemente vários trabalhos experimentais foram realizados na tentativa de detectar uma possível perda de intensidade de dipolo. Alguns desses trabalhos [Huxe96] propõe a realização de uma análise estatística mais rígida para os sensíveis experimentos RFN, proposto e realizado pelo grupo de Darmstadt em colaboração com o grupo de Stuttgart. Esse grupo estudou [EnHu97, EnHu98] o espectro dos isótopos ímpares de $^{155,157}\text{Gd}$, ^{159}Tb , $^{161,163}\text{Dy}$, ^{165}Ho , ^{167}Er e ^{169}Tm , e que fornecem alguma estimativa da perda de intensidade devida ao fundo do espectro de RFN. Utilizaram na análise um novo método chamado "Método da Flutuação Estatística" (para maiores detalhes ver [EnHu97, EnHu98]). Para efeito de comparação confrontamos na figura abaixo os resultados obtidos anteriormente para $\sum B_{ant}(M1)$ e os novos $\sum B_{nov}(M1)$.

Figura 5.1: $\sum B(M1)$ realizada na faixa de 2500 - 3600 keV, pelo método da flutuação estatística e pelo método antigo. A linha em vermelho corresponde a valores típicos de $B(M1)^\uparrow$ da ordem $3 \mu_N^2$ em núcleos pares deformados.

Verificamos através da figura 5.1 que os valores obtidos para a probabilidade reduzida de transição pelo método da flutuação estatística ($\sum B_{nov}(M1)$) estão acima do esperado para núcleos pares e superestimam os valores esperados para núcleos ímpares. Nossa dúvida é o que aconteceria se aplicarmos este método aos isótopos pares, pois se para os ímpares temos uma elevação dos resultados da $\sum B(M1)$ é de se esperar que o mesmo ocorra para

os isótopos pares, logo a diferença continua e não se chegaria a nenhuma conclusão acerca do comportamento da intensidade de dipolo em núcleos ímpares. Dessa análise os autores concluem que uma parte significativa da intensidade de dipolo está encoberta pelo fundo, e utilizam este argumento para ressaltar que o *modo tesoura* está presente em núcleos ímpares deformados, e que os resultados obtidos após esta análise, estão de bom acordo com a sistemática para seus vizinhos pares. Mas como já dissemos anteriormente, o mesmo espera-se que ocorra para os isótopos pares. O problema é que uma significativa parte da intensidade de dipolo escapa à detecção em experimentos de RFN por causa de sua intensa fragmentação (devido à dependência com as condições experimentais, deformação do núcleo, etc). Uma saída razoável seria no futuro tentar diminuir experimentalmente o fundo (utilizando a técnica de fótons marcados ou mesmo um supressor Compton) e, conseqüentemente, remediar o problema das intensidades fragmentadas nos espectros.

Outra possível explicação para a perda de intensidade seria o surgimento de uma concentração, não esperada, de intensidade M1 para energias acima de 4000 keV, que não são acessíveis no presente experimento. Um recente estudo do isótopo de ^{167}Er realizado no S-DALINAC de Darmstadt, estendeu a região de energia de excitação acima de 4000 keV. As medidas revelaram uma considerável intensidade de dipolo acima de 4000 keV [ScNe96]. Considerando a intensidade devida somente a excitações M1, foi encontrada uma intensidade total $\simeq (3 \pm 1) \mu_N^2$ ($E_\gamma = 2500\text{--}4300$ keV), que se ajusta bem à sistemática dos seus vizinhos pares ($^{166,168,170}\text{Er}$ [Mase96]). A porção de intensidade detectada na faixa de energia 4000-4300 keV, nestes experimentos sobre ^{167}Er , foi cerca de $1 \mu_N^2$ (admitindo excitações M1).

Deve ser enfatizado ainda que, em experimentos RFN para núcleos ímpares, não se pode determinar a paridade. Além do mais, contribuições de transições elétricas não podem ser excluídas e substancialmente complicam a discussão. Em particular, para altas energias de excitação ($E \geq 4$ MeV), mais e mais intensidades devido à excitações E1 são esperadas, referentes à ressonância gigante de dipolo elétrico (GDR). Este fato aumenta dramaticamente a dificuldade de interpretação de experimentos de RFN para estudar a distribuição de intensidade M1 do modo tesoura em núcleos ímpares.

Referências Bibliográficas

- [AlAl55] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr and B.R. Mottelson. *Intensity rules for beta and gamma transitions to nuclear rotational states*. Dan. Mat. Fys. Medd. 29 n°9, 1-22 (1955).
- [AlCl88] S. Albers, A. Clauberg, A. Dewald, C. Wesselborg, A. Zilges, Verhandl. DPG (VI) 23, 227 (1988).
- [ArHa69] A. Arima, M. Harvey, K. Shimizu, Phys. Lett. B 30, 517 (1969).
- [BaAr93] I. Bauske, J.M. Arias, et al., Phys. Rev. Lett. 71, 975 (1993).
- [BaCo57] J. Bardeen, L. N. Cooper, R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [BaKl47a] G.C. Baldwin, G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947).
- [BeBl84] U.E.P. Berg, C. Bläsing, et al., Phys. Lett. B 149, 59 (1984)..
- [BoKu84] D. Bohle, G. Kuchler, et al., Phys. Let. B 148, 260 (1984).
- [BoMo75] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2, Benjamin, New York (1975).
- [BoRi84] D. Bohle, A. Richter, et al., Phys. Lett. B 137, 27 (1984).
- [BoRi86] D. Bohle, A. Richter, et al., Nucl. Phys. A 458, 205 (1986).
- [CaWa88] R.F. Casten. D.D. Warner, rev. Mod. Phys. 60, 389 (1988).
- [Devi96] Y.D. Devi et al., Nucl. Phys. A 600, 20 (1996).
- [Dini90] R. Diniz, *O modelo de Bósons Interagentes e sua relação com o BCS*, dissertação de mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1990.
- [Ecke94] T. Eckert, Diplomarbeit, 1994, Universität Stuttgart.
- [Endt90] P.M. Endt. *Energy levels of $A = 21-44$ nuclei (VII)*. Nucl. Phys. A 521, 1-830 (1990).
- [EnHu97] J. Enders, N. Huxel, et al., Physical Review Letters 79, 2010 (1997).

- [EnHu98] J. Enders, N. Huxel, et al., Phys. Review C 57, 996 (1998).
- [FePi79] P. Federman e S. Pittel, Phys. Rev. C 20, 820 (1979).
- [FrBo89] D. Frekers, D. Bohle, et al., Phys. Lett. B 218, 439 (1989).
- [FrHa94] H. Friedrichs, D. Hager, et al., Nucl. Phys. A 567, 266 (1994).
- [FrPa84] G. DeFranceschi, F. Palumbo, Phys. Rev. C 25 1496 (1984).
- [FrSc92] H. Friedrichs, B. Schlitt, et al., Phys. Rev. C 45, R892 (1992).
- [GaMo91] E. Garrido. E. Moya de Guerra, et al., Phys. Rev. C 44, R1250 (1991).
- [GiLe97] J.N. Ginocchio and A. Leviatan, Phys. Rev. Letters 79, 813 (1997).
- [GoTe48] M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
- [HaBo89] U. Hartmann, D. Bohle, et al., Nucl. Phys. A 499, 93 (1989).
- [Hane81] H. Hanewinkel, *Diplomarbeit*, Universidade de Köln, Alemanha (1981).
- [HeAd69] K. T. Hecht, A. Adler, Nucl. Phys. A 137, 129 (1969).
- [HeAs79] R.G. Helmer, P.H.M. Assche, C. van der Leun, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 24, 39 (1979).
- [HePi88b] R.D. Heil, H.H. Pitz, et al., Nucl. Phys. A 476, 39(1988).
- [HuAh92] N. Huxel, W. Ahner, et al., Nucl. Phys. A 539, 478 (1992).
- [Huxe96] N. Huxel et al, Verhandl.DPG(VI)31, 976 (1996).
- [IaAr87] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [IaIs91] F. Iachello and P. van Isacker, *The Interacting Boson-Fermion Model*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- [Isac92] P. van Isacker, comunicação privada à Andreas Schiler, Universität Stuttgart, Alemanha, 1992.
- [Koch81] D.C. Kocher, Report DOE/TIC-11026 (1981).
- [LaBo68] Landolt-Börnstein, *Numerical Tables for Angular Correlation Computations in α -, β - and γ -Spectroscopy: $3J$ -, $6J$, $9J$ - Symbols, F - and Γ -Coefficients*. Springer, Berlin, 1968.
- [LoPa78] N. LoIudice, F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. 41, 1532 (1978).

- [LoPa79] N. LoIudice, F. Palumbo, Nucl. Phys. A 326, 193 (1979).
- [LoRi93] N. Lo Iudice and A. Richter, et al., Phys. Lett. B 304, 193 (1993).
- [LoVe70] K.E.G. Lobner, M. Vetter, et al., Nucl. Data Tables A7, 495 (1970).
- [MaEc95] J. Margraf, T. Eckert et al., Phys. Rev. C 52, 2429 (1995).
- [Mase96] H. Maser et al., Phys. Rev. C 53, 2749 (1996).
- [Metz59] F.R. Metzger, Progr. in Nuclear Physics 7, 54-58 (1959).
- [Nord96] A. Nord, *Diplomarbeit*, Universität Stuttgart, Alemanha, 1996.
- [NoSc96] A. Nord, A. Schiller, et al., Phys. Rev. C 54, 2287 (1996).
- [Nune87] C. A. A. Nunes, *Efeito da Interação de três corpos na hamiltoniana do modelo de Bósons Interatuentes*, dissertação de mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 1987.
- [PiBe96] N. Pietralla, O. Beck, et al., "The Scissors Mode and other Magnetic and Electric Dipole Excitations in the Transitional Nuclei $^{178,180}\text{Hf}$ ", trabalho submetido a Nucl. Phys. A, 28 de Junho de 1996.
- [PiBe89a] H.H. Pitz, U.E.P. Berg, et al., Nucl. phys. A 492, 411(1989).
- [PiBr95] N. Pietralla, P. von Brentano, et al., Phys. Rev. C 52, R2317 (1995a).
- [Poss87] F. Poss, *Diplomarbeit*, Universidade de Köln, Alemanha, 1987.
- [Ritt94] M. Rittner, *Diplomarbeit*, Universität Stuttgart, Alemanha, 1994.
- [ScHe85b] O. Scholten, K. Heyde et al., Nucl. Phys. A 438, 41 (1985).
- [Schi51] L. L. Schiff, Phys. Rev. 83, 252 (1951).
- [Schi95] A. Schiller, *Diplomarbeit*, Universität Stuttgart, Alemanha, 1995.
- [ScNe96] C. Schlegel, P. von Neumann-Cosel, et al., Phys. Lett. B 375, 21 (1996).
- [SePf81] W. Seelmann-Eggebert, G. Pfennig, H. Münzel, H. Klewe-Nebenius, *Nuklidkarte*, Institut für Radiochemie, KFZ Karlsruhe, 5. Auflage (1981).
- [Skor75] S.J. Skorka, *Nuclear Resonance Fluorescence*. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (W.D. Hamilton, editor). North Holland Publ. Company, Amsterdam, p.283-310 (1975).
- [Solo96] V.G. Soloviev et al., Phys. Rev. C 53, 1022 (1996).
- [Talm62] I. Talmi, Rev. Mod. Phys. 34, 704 (1962).

- [Talm93] I. Talmi, *Simple Models of Complex Nuclei*, Harwood Academic Publishers, Chur Switzerland, 1993.
- [Targ87] J. Stein, F. Poss, *Mate 381 User Manual (Firma Target Systemelectronic)*, Koln (1987).
- [Verg68] J. D. Vergados, Nucl. Phys. A 111, 681 (1968).
- [WeBr88b] C. Wesselborg, P. von Brentano, et al., Phys. Lett. B 207, 22 (1988), (ver também Phys. Lett. B 211, 500(1988), errata).
- [WoBe98] A. Wolpert, O. Beck, et al., Phys. Rev. C 58, 765 (1998).
- [Wolf85] A. Wolf et al., Phys. Lett. B 158, 7 (1985).
- [WoWa85] A. Wolf, D. D. Warner, e N. Benczer-Koller, Phys. Lett. B 158, 7(1985).
- [ZiRa90] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, et al., Phys. Rev. Lett. 65, 2515 (1990).
- [ZiHu93] W. Ziegler, N. Huxel, et al., Nucl. Phys. A 564, 366 (1993).