UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Momentos Magnéticos de Estados Nucleares do ^{159}Tb

Nilberto Heder Medina

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1947
e. 1
INSTITUTO DE FÍSICA

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador
Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas

SÃO PAULO
1992

SBI-IFUSP
305M810T1947

73 5841

539.74
M491m
D
e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Medina, Nilberto Heder
Momentos magnéticos de estados nucleares do ^{159}Tb.
São Paulo, 1992.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profº Drº Roberto Vicençotto Ribas

Unitermos: 1. Momentos magnéticos; 2. ^{159}Tb; 3. Perturbação da distribuição angular; 4. Campo magnético transiente; 5. Excitação Coulombiana; 6. Modelo rotor+partícula; 7. Modelo rotor triaxial+quase-partícula; 8. Modelo de camadas com projeção de momento angular; 9. B(M1).

USP/IF/SBI - 26/92

Aos meus pais Gabriel e Carmen
e à Silvana

Abstract

Magnetic moments of the levels in the ground state rotational band of ^{159}Tb were measured using the transient magnetic field perturbed angular distribution technique. The levels in ^{159}Tb were populated by Coulomb excitation with an 88 MeV beam and the deexciting γ rays were observed in coincidence with backscattered projectiles.

The magnetic moments measured in this work were compared with hybrid models (rotor+particle and triaxial rotor+quasi-particle) in which the Hamiltonian of the nucleus is separated in a phenomenological part describing the core and a microscopic part which takes into account the movement of the unpaired particle. The experimental results were also interpreted with a purely microscopic calculation based on the angular momentum projection shell model.

The energy levels in the ground state band are well described by the models, although the energy staggering predicted in the triaxial rotor+quasi-particle calculation has a phase opposite to the observed one. The experimental magnetic moments are well reproduced by the models, with the band mixing suggesting a slight oscilation as observed in the experimental data. The magnetic transition probabilities B(M1) are not well described by the models, in which the band mixing attenuates the calculated values.

Resumo

Foram medidos os momentos magnéticos dos estados da banda rotacional do estado fundamental do ^{159}Tb, através da técnica da distribuição angular perturbada, utilizando-se o campo magnético transiente. Os estados do ^{159}Tb foram populados via excitação coulombiana com feixe de ^{35}Cl a 88 MeV, sendo os raios γ, emitidos na desexcitação dos estados, observados em coincidência com as partículas retroespalhadas do feixe.

Os momentos magnéticos medidos neste trabalho, foram comparados com as previsões de modelos híbridos (rotor+partícula e rotor triaxial+quase-partícula), nos quais a hamiltoniana do núcleo é separada em uma parte fenomenológica que descreve o caroço e uma parte microscópica que leva em conta o movimento da partícula desemparelhada. Os resultados experimentais também foram interpretados com um cálculo puramente microscópico, baseado no modelo de camadas com projeção de momento angular.

Os níveis de energia da banda do estado fundamental são bem descritos pelos modelos, embora o "staggering" em energia previsto pelo modelo rotor triaxial+quase-partícula apresente uma fase de oscilação oposta à abservada. Os momentos magnéticos experimentais são bem reproduzidos pelos modelos, nos quais a inclusão de outras configurações sugere uma pequena oscilação, observada nos resultados experimentais. As probabilidades de transição magnéticas B(M1) não são bem descritas por nenhum dos modelos, nos quais a inclusão de várias configurações atenua os valores calculados.

Agradecimentos

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

ao Prof. Ribas pelo entusiasmo, pelo profundo profissionalismo, e pelo apoio constante durante todas as etapas deste trabalho.

aos colegas do grupo γ: José Roberto (Zero), Luiz Guilherme, Marcia, Suzana e Prof.^{es} Ewa, Rao e Wayne pelo incentivo, solidariedade e ajuda na tomada de dados.

ao Luíz Marcos pela inestimável colaboração.

aos Prof.^{es} K. Hara, C. Lima, C. Tenreiro e ao Cesar pelas proveitosas e esclarecedoras discussões.

ao Prof. O. Sala, pelo apoio moral e por ter colocado à nossa disposição o acelerador Pelletron.

à Silvana e Fernando pela ajuda na edição da tese.

a todos os funcionários do laboratório Pelletron pelo suporte indispensável para a realização deste trabalho.

à FAPESP pelo apoio financeiro.

Índice

1 Introdução **1**

2 Modelos Teóricos **5**

2.1 Rotor + Partícula 5

2.1.1 Momento de Inércia Variável 10

2.1.2 Momentos e Transições Magnéticas 11

2.2 Rotor Triaxial + Quase-Partícula 13

2.2.1 O Modelo 14

2.2.2 Método do Cálculo 16

2.3 Modelo de Camadas com Projeção de Momento Angular 19

2.3.1 Considerações Teóricas 20

2.3.2 Cálculo dos Observáveis 23

3 Distribuição Angular Perturbada **29**

3.1 O Campo Magnético Transiente 32

3.1.1 Histórico 32

3.1.2 O Campo Gerado por Elétrons em Camadas-s 34

3.1.3 Parametrizações 44

3.2 Técnica do "Alvo Triplo" 47

3.3 Distribuição Angular 49

3.4 Medida da Rotação 51

3.4.1 Excitação Coulombiana Múltipla 53

4 A Experiência **59**

4.1 Montagem Experimental 60

4.2 Preparação dos Alvos 64

4.3 Eletrônica Analógica e Aquisição de Dados 71

5 Análise dos Dados **77**

5.1 Redução dos Dados 77

5.1.1 Extração das Assimetrias (ε) 77

5.1.2 Estimativa do Desvio do Feixe 81

5.2 Distribuição Angular e População Inicial 83

5.3 Determinação do Fator g 87

6 Resultados e Discussão **91**

6.1 Resultados Experimentais 91

6.2 Rotor + Partícula 93

6.3 Rotor Triaxial + Quase-Partícula 103

6.4 Projeção de Momento Angular 110

7 Conclusão **121**

Capítulo 1

Introdução

As medidas de momentos multipolares fornecem contribuições significativas para o desenvolvimento de modelos teóricos da estrutura nuclear. As propriedades eletromagnéticas nucleares estão relacionadas com a distribuição de carga e de correntes no núcleo e dependem das funções de onda dos estados. Suas medidas podem fornecer informações decisivas para o teste desses modelos, pois modelos distintos podem predizer valores diferentes para os momentos eletromagnéticos, mesmo concordando nas previsões de outros parâmetros nucleares, como energia, spin e paridade dos estados nucleares. Os momentos magnéticos são muito sensíveis aos graus de liberdade de partícula única devido à grande contribuição do spin intrínseco ao momento magnético do núcleon, além do momento magnético total depender dos detalhes da função de onda do estado nuclear. Medidas de momentos magnéticos também têm sido largamente utilizadas para se verificar quais os núcleons participantes do alinhamento rotacional que ocorre em núcleos deformados em momentos angulares elevados [1].

O momento magnético μ é definido como o valor esperado no subestado $m = j$ do operador magnético, dado por:

$$\mu = \mu_N \sum_k (g_k^l l_k + g_k^s s_k) \tag{1.1}$$

onde $\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc}$ é o magneton nuclear e

$$g^l = 0 \qquad g^s = -3.83 \qquad para \quad nêutrons$$

$$g^l = 1 \qquad g^s = +5.59 \qquad para \quad prótons$$

e o fator giromagnético do estado nuclear é dado por:

$$g = \frac{\mu}{I} \tag{1.2}$$

onde I é o momento angular total do estado.

No modelo de partícula única extremo, os momentos magnéticos em estados de configurações de partícula ou buraco são iguais e dados pelas fórmulas de Schmidt [2].

$$\mu = \mu_N((j - \tfrac{1}{2})g^l + \tfrac{1}{2}g^s) \qquad para\ j = l + \frac{1}{2} \tag{1.3}$$

$$\mu = \mu_N(\tfrac{j}{j+1})((j + \tfrac{3}{2})g^l - \tfrac{1}{2}g^s) \qquad para\ j = l - \frac{1}{2} \tag{1.4}$$

As previsões de Schmidt representam valores limites dentre os quais situam-se os valores medidos dos momentos magnéticos dos estados fundamentais de núcleos na vizinhança de camadas fechadas, cuja contribuição é dada apenas pelos núcleons desemparelhados. Em núcleos de A ímpar, os momentos magnéticos têm contribuições da configuração intrínseca da partícula, do caroço par-par, e da interação do caroço com a partícula desemparelhada. No caso de núcleos ímpar-ímpar devem ser consideradas as contribuições das duas partículas desemparelhadas. Em núcleos par-par os efeitos de partícula única são atenuados em favor do movimento coletivo, através da interação de emparelhamento. O fator g para estados coletivos segue aproximadamente a estimativa $g = Z/A$, extraída da rotação de um corpo uniformemente carregado. As medidas dos momentos magnéticos podem então ser decisivas na interpretação das configurações dos estados nucleares em todos os tipos de núcleos [3, 4].

Neste trabalho foram medidos os momentos magnéticos dos estados excitados da banda do estado fundamental de ^{159}Tb. A medida em núcleos de A ímpar fornece informações sobre as correlações existentes entre a partícula desemparelhada e o caroço par-par, e visa estender o conhecimento da banda do estado fundamental, que pode apresentar mistura com bandas de configuração de partícula única vizinhas.

Os resultados experimentais obtidos são utilizados neste trabalho para avaliar a aplicabilidade de alguns modelos na previsão das propriedades magnéticas deste núcleo, bastante deformado ($\delta = 0.3$), apresentando uma banda rotacional construída a partir de uma configuração de partícula única $K = 3/2$, com energias e spins sendo bem descritos pelos modelos coletivos.

Dentre os modelos utilizados na interpretação do núcleo de A ímpar ^{159}Tb, está o modelo rotor+partícula, que é uma generalização do modelo de Nilsson. Este modelo inclui os efeitos da força de Coriolis, proveniente do acoplamento de um rotor coletivo com a partícula desemparelhada, e provoca a mistura de configurações. As amplitudes de mistura das funções de onda dos estados de partícula são ajustadas no intuito de reproduzir as energias experimentais.

Foi utilizado também o modelo rotor triaxial+quase-partícula, que descreve núcleos de A ímpar considerando uma quase-partícula, na aproximação de BCS, acoplada fortemente a um rotor coletivo axial ou triaxial. A base considerada neste modelo é feita através da representação de BCS construída sobre estados de partícula do modelo de Nilsson. As funções de onda dos estados são extraídas diretamente do modelo, sendo levado em conta um número maior de orbitais em relação ao modelo anterior.

Além desses modelos fenomenológicos, foi utilizado o modelo de camadas com projeção de momento angular. Este modelo, desenvolvido recentemente, descreve vários núcleons interagindo com um caroço formado por poucas partículas, através de uma hamiltoniana microscópica. A base utilizada neste modelo (Nilsson+BCS) viola algumas simetrias do sistema, no entanto é possível restaurá-las, projetando os estados em uma base adequada. O espaço de configurações utilizado é reduzido com o objetivo de possibilitar a descrição de núcleos pesados. As características principais desses três modelos são apresentadas no capítulo 2, onde também é descrito como são calculadas as propriedades magnéticas do núcleo (momentos e probabilidades de transição magnéticas).

A técnica de medidas utilizada na determinação experimental dos momentos magnéticos é apresentada no capítulo 3, enquanto que os detalhes experimentais e a análise dos dados são mostrados nos capítulos 4 e 5. No capítulo 6 são apresentados e discutidos os resul-

tados experimentais e os dos modelos utilizados na descrição do ^{159}Tb. No capítulo 7 são apresentadas as conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

Modelos Teóricos

2.1 Rotor + Partícula

O modelo da partícula acoplada a um rotor coletivo é bem conhecido e pode ser encontrado em vários livros-textos, vide por exemplo [2, 5, 6, 7, 8]. Este modelo é utilizado na descrição de núcleos de massa A ímpar, sendo consideradas apenas as partículas de valência acopladas ao rotor coletivo, que é descrito como sendo formado por todas as demais partículas. A separação em rotor coletivo e partículas de valência não é única, mas, em geral, considera-se apenas o núcleon desemparelhado (próton ou nêutron) do núcleo de A ímpar como sendo a partícula de valência, acoplada a um caroço par-par. Este modelo descreve bem as propriedades de núcleos de A ímpar, principalmente quando são tratadas as contribuições das configurações de partícula única vizinhas, proposto por A.K.Kerman [9].

A hamiltoniana deste sistema é então separada em uma parte intrínseca, que descreve a partícula de valência microscopicamente, e uma parte coletiva, fenomenológica, que descreve o caroço inerte,

$$H = H_{col} + H_p \tag{2.1}$$

onde H_{col} é a hamiltoniana coletiva, dada por

$$H_{col} = \sum_{k=1}^{3} \frac{\hbar^2 L_k^2}{2\Im_k} = \sum_{k=1}^{3} \frac{\hbar^2}{2\Im_k}(I_k - j_k)^2 \tag{2.2}$$

e I, L e j são os momentos angulares total, do rotor e da partícula desemparelhada respectivamente, e $\Im_k$ as componentes do momento de inércia do rotor. A hamiltoniana da partícula (H_p) é dada por

$$H_p = \frac{p^2}{2m} + V \tag{2.3}$$

onde a forma do potencial deformado V pode ser descrita pelos parâmetros β e γ no referencial fixo ao corpo. Neste modelo, para uma dada deformação β e γ, o núcleon ocupa os orbitais acima do caroço.

Se o núcleo for axialmente simétrico, é razoável supor que o caroço também o seja, comportando-se então como um núcleo par-par deformado. Supondo que o rotor tenha o eixo 3 como eixo de simetria, não deve haver rotação coletiva em torno desse eixo e a componente L_3 deve ser nula, o que torna iguais as projeções no eixo 3 dos momentos angulares da partícula (Ω) e do núcleo (K). Este fato pode ser observado com auxílio da figura 2.1.

No caso do potencial V e o rotor possuírem simetria axial, os momentos de inércia $\Im_1 = \Im_2 = \Im$, e a hamiltoniana coletiva pode ser escrita como

$$H_{col} = \frac{\hbar^2}{2\Im}[(I - j)^2 - (I_3 - j_3)^2] + \frac{\hbar^2}{2\Im_3}(I_3 - j_3)^2 \tag{2.4}$$

A hamiltoniana total do sistema será dada por

$$H = H_p + \frac{\hbar^2}{2\Im}(I^2 - I_3^2 - j_3^2) + \frac{\hbar^2}{2\Im_3}(I_3 - j_3)^2 + RPC \tag{2.5}$$

com

$$H_p = \frac{p^2}{2m} + V + \frac{\hbar^2}{2\Im}j^2 \tag{2.6}$$

e

$$RPC = \frac{-\hbar^2}{2\Im}(I_+ j_- + I_- j_+) \tag{2.7}$$

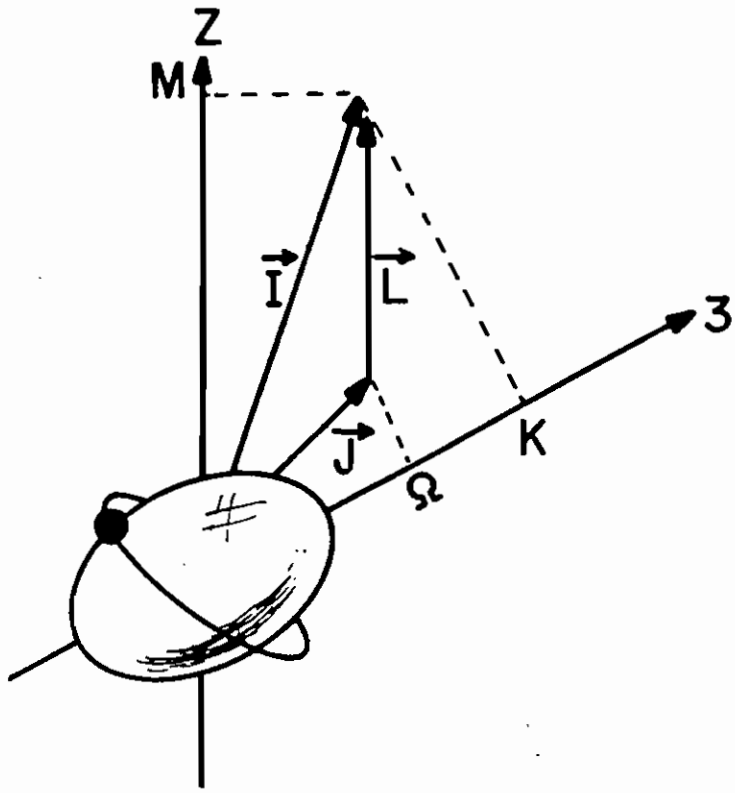

Figura 2.1: Ilustração de um núcleo de A ímpar axialmente simétrico. I, L e j são os momentos angulares total, do rotor e da partícula desemparelhada, respectivamente. M e K são as projeções do momento angular total I no eixo Z do referencial do laboratório e no eixo 3 do referencial fixo ao corpo. O número quântico Ω é a projeção do momento angular da partícula nesse último eixo.

onde

$$I_{\pm} = I_1 \pm iI_2, \qquad j_{\pm} = j_1 \pm ij_2$$

O último termo da hamiltoniana do sistema é um efeito da força de Coriolis sobre a partícula, conhecido como "Rotation-Particle Coupling" (RPC). Este termo será importante ou não dependendo essencialmente do espectro de energias da hamiltoniana H_p. Se a freqüência rotacional for pequena comparada com as freqüências correspondentes às energias de excitação de partícula, o movimento do núcleon será fortemente acoplado ao rotor, e seguirá o movimento de seu eixo de uma forma aproximadamente adiabática. Nesse caso, o termo de Coriolis é pequeno e pode ser tratado como uma perturbação (aproximação adiabática), correspondendo ao limite de acoplamento forte. No limite de acoplamento fraco, válido para núcleos pouco deformados, nos quais a partícula se move num potencial praticamente esférico, o termo de Coriolis não é desprezível em relação ao espaçamento dos níveis de energia de partícula única. Neste caso o potencial V é que deve ser tratado como uma perturbação.

Neste trabalho é considerado apenas o limite de acoplamento forte, que é utilizado para descrição de núcleos que apresentam grande deformação β. Neste limite o termo de Coriolis pode ser desprezado, tornando I_3 e j_3 bons números quânticos com auto-valores K e Ω respectivamente. A hamiltoniana H_p de partícula única pode ser resolvida utilizando, por exemplo, o modelo de Nilsson [10] e o espectro de energia será dado por:

$$E = E_{\Omega}^{0} + \frac{\hbar^2}{2\Im_3}(K-\Omega)^2 + \frac{\hbar^2}{2\Im}(I(I+1) - K^2 - \Omega^2) \tag{2.8}$$

como $K = \Omega$, tem-se

$$E = E_{K}^{0} + \frac{\hbar^2}{2\Im}(I(I+1) - 2K^2) \tag{2.9}$$

De acordo com a teoria de perturbação, é incluído a seguir o termo de Coriolis. Com isso o espectro de energia é alterado, pois a interação RPC apresenta elementos de matriz diagonais para $K = 1/2$ da forma,

$$< K = 1/2 \mid RPC \mid K = \overline{1/2} >= a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I+1/2) \tag{2.10}$$

e o espectro de energia torna-se

$$E_K(I) = E_K^0 + E_K^1[I(I+1) + \delta_{K,\frac{1}{2}} a(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2})] \tag{2.11}$$

onde $E_K^1 = \hbar^2/2\Im$, e a o parâmetro de desacoplamento, que indica a separação parcial do movimento da partícula do movimento do rotor, dado por [5],

$$a = - < K = 1/2 \mid j_+ \mid K = \overline{1/2} > \tag{2.12}$$

Este parâmetro pode ter uma influência muito grande para bandas rotacionais K = 1/2. Se o seu valor for pequeno a banda deve mostrar o comportamento usual de uma banda rotacional E $\sim$ I(I+1). Para valores maiores, devido ao comportamento oscilante por causa da alternância do sinal, os níveis deve aparecer como dubletos próximos em energia, conhecido como "staggering". Se a for suficientemente grande e negativo pode ocorrer até a inversão dos momentos angulares totais (I) na sequência dos níveis de energia.

Quando a partícula ocupa orbitais K=1/2, considera-se que os níveis de energia se separam em duas bandas distintas dependendo da fase $\sigma = (-1)^{I-1/2}$, sendo $\sigma = +1$ a banda favorecida e σ = -1 a desfavorecida. O comportamento oscilante dos níveis de energia com o aumento de uma unidade do momento angular total é descrito então como dependente da fase σ de cada banda.

Outra consequência de se incluir o termo de Coriolis é que os elementos de matriz fora da diagonal misturam os estados de configurações K que diferem por $\pm$ 1, fazendo com que Ω e K não sejam mais bons números quânticos.

No caso de se considerar a mistura de duas bandas construídas a partir de estados de partícula única de configurações K e $K+1$, o espectro rotacional correspondente será dado por [9, 11]

$$E(I) = \frac{1}{2}\left\{E_{K+1}(I) + E_K(I) \pm \sqrt{[E_{K+1}(I) - E_K(I)]^2 + 4A_K^2(I-K)(I+K+1)}\right\} \tag{2.13}$$

onde,

$$A_K = \frac{\hbar^2}{2\Im} < K \mid j_- \mid K+1 > = \frac{\hbar^2}{2\Im} < K+1 \mid j_+ \mid K >$$

Este fator pode ser calculado usando as soluções de partícula única, mas é obtido juntamente com os parâmetros a, E_K^0 e E_K^1 (2.11), ajustando-se os autovalores da hamiltoniana diagonalizada aos níveis de energia experimentais.

Como os níveis de energia E(I) são descritos considerando mistura de bandas, K deixa de ser um bom número quântico, e as funções de onda dos estados são descritas como

$$\Psi_I = a_K \Phi_{IK} + a_{K+1} \Phi_{IK+1} \tag{2.14}$$

onde a_K e a_{K+1} são as amplitudes de mistura, com [9, 11]

$$a_K^2 + a_{K+1}^2 = 1$$

$$\begin{pmatrix} a_K(I) \\ a_{K+1}(I) \end{pmatrix} = \{1 + [\pm R + \sqrt{1+R^2}]^2\}^{-\frac{1}{2}} \tag{2.15}$$

sendo,

$$R = \frac{E_{K+1} - E_K}{2A_K\sqrt{(I-K)(I+K+1)}} \tag{2.16}$$

Este procedimento é facilmente estendido para o caso de mistura de 3 bandas, com as funções de onda dos estados sendo escritas considerando-se a contribuição das bandas K, K+1 e K-1. Neste caso,

$$\Psi_I = a_K \Phi_{IK} + a_{K+1} \Phi_{IK+1} + a_{K-1} \Phi_{IK-1} \tag{2.17}$$

2.1.1 Momento de Inércia Variável

Para descrever o rotor de uma maneira mais abrangente, M. A. Mariscotti et al. [12] propuseram um modelo simples no qual o momento de inércia torna-se variável com o aumento da freqüência de rotação do núcleo. Este fenômeno é justificado pela possibilidade do movimento rotacional distorcer a forma nuclear, modificando o seu momento de inércia, segundo a equação

$$\Im_I = \frac{\Im_0}{\{1 - [I(I+1)/2C\Im_I^3]\}} \tag{2.18}$$

onde $\Im_0$ é o momento de inércia do estado fundamental e C é a constante da força restauradora. Para núcleos deformados que giram sobre um eixo perpendicular ao seu eixo de simetria, os valores $\Im_0$ e C podem ser resolvidos algebricamente considerando-se a equação de terceiro grau

$$\Im_I^3 - \Im_I^2 \Im_0 - \frac{I(I+1)}{2C} = 0 \tag{2.19}$$

Neste modelo o espectro rotacional considerado tem a seguinte forma

$$E(I) = \frac{I(I+1)}{2\Im_I}\left\{1 + \frac{I(I+1)}{4C\Im_I^3}\right\} \tag{2.20}$$

onde as constantes $\Im_0$ e C são obtidas através de um ajuste das energias dos níveis experimentais.

De acordo com este modelo, é possível avaliar o grau de elasticidade de um núcleo, através do valor de σ ("softness"), definido como sendo

$$\sigma = \frac{1}{2C\Im_0^3} \tag{2.21}$$

Os valores de σ indicam o quanto o núcleo é susceptível a deformações com o aumento da freqüência angular.

2.1.2 Momentos e Transições Magnéticas

No modelo rotor + partícula o operador momento de dipolo magnético consiste de uma parte coletiva e uma parte intrínseca [13]:

$$\mu = g_R L + g_K j = g_R I + (g_K - g_R) j \tag{2.22}$$

onde g_K é o fator g intrínseco da configuração de partícula e pode ser avaliado pela relação [5],

$$g_K = \frac{1}{K} < K \mid g_l l_3 + g_s s_3 \mid K > \tag{2.23}$$

onde g_s e g_l são os fatores g orbital e de spin do núcleon desemparelhado.

O operador momento magnético pode ser reescrito como

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R)\frac{(j_3 I_3)}{I+1} + (g_K - g_R)\frac{(j_+ I_- + j_- I_+)}{2(I+1)} \tag{2.24}$$

obtendo-se,

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R)\frac{K^2}{I+1}(1 + \delta_{K,\frac{1}{2}}(2I+1)(-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0) \tag{2.25}$$

onde b_0 é proveniente do termo de Coriolis, denominado parâmetro de desacoplamento magnético, dado por

$$(g_K - g_R)b_0 = -(g_l - g_R)a + (g_s - g_l) < 1/2 \mid s_+ \mid \overline{1/2} > \tag{2.26}$$

As probabilidades de transição magnéticas (M1) são dadas por:

$$B(M1; IK \to I-1\,K) = \frac{3}{4\pi}\mu_N^2[< I1K0 \mid I-1\,K > (g_K - g_R)K\{1 + \delta_{K,\frac{1}{2}}(-1)^{I+\frac{1}{2}} b_0\}]^2 \tag{2.27}$$

Para o caso geral, considerando-se mistura de bandas, o momento magnético de um estado (ν,I) é dado por [14]

$$\begin{aligned} \mu_\nu(I) &= g_R I + \\ &+ \sum_K a_{KI}^2 \frac{K^2}{I+1}(g_K - g_R)[1 + \delta_{K,\frac{1}{2}}(-1)^{I+\frac{1}{2}}(2I+1)b_0] + \\ &+ \sqrt{\frac{I}{I+1}} \sum_{K \neq K'} a_{K'I} a_{KI} < IK1K' - K \mid IK' > G^{K'K} \end{aligned} \tag{2.28}$$

onde

$$b_0 = \frac{b_{M1}}{\sqrt{2}} \qquad G^{KK} = K(g_K - g_R)$$

e

$$
\begin{aligned}
G_{M1}^{K'K} &= \delta_{KK'}[-g_R K + \sum_{l,\Lambda}(a_{l\Lambda}^K)^2(g_s\Sigma + g_l\Lambda)] + \\
&+ \delta_{|K-K'|,1}\frac{K-K'}{\sqrt{2}}\sum_{l\Lambda\Lambda'} a_{l\Lambda}^K a_{l\Lambda'}^{K'} \\
&\times \left[\delta_{\Lambda\Lambda'}(g_s - g_R) + \delta_{\Sigma\Sigma'}(g_l - g_R)\sqrt{(l-\Lambda_<)(l+\Lambda_>)}\right]
\end{aligned}
\tag{2.29}
$$

$$
\begin{aligned}
b_{M1}G_{M1}^{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} &= \frac{(-1)^{1+N}}{\sqrt{2}}\sum_{l\Lambda\Lambda'} a_{l\Lambda}^{\frac{1}{2}} a_{l\Lambda'}^{\frac{1}{2}} \\
&\times \left[\delta_{\Lambda 0}\delta_{\Lambda' 0}(g_s - g_R) + (\delta_{\Lambda 0}\delta_{\Lambda' 1} + \delta_{\Lambda 1}\delta_{\Lambda' 0})(g_l - g_R)\sqrt{l(l+1)}\right]
\end{aligned}
\tag{2.30}
$$

No caso geral as probabilidades de transição magnéticas são dadas por [14]

$$
\begin{aligned}
B(M1;\nu I \to \nu' I') &= \mu_N^2\frac{3}{4\pi}\,|\sum a_{K'I'}a_{KI}G^{K'K}[< IK1K' \; -K \mid I'K' > + \\
&+ (-1)^{I'+K'} < IK1-K' \; -K \mid I'-K' > b_{M1}\delta_{K\frac{1}{2}}\delta_{K'\frac{1}{2}}]\,|^2
\end{aligned}
\tag{2.31}
$$

2.2 Rotor Triaxial + Quase-Partícula

Para descrever núcleos de A ímpar de uma maneira menos empírica do que o modelo rotor+partícula, descrito na seção anterior, foi utilizado o modelo rotor triaxial+quase-partícula [20]. Neste modelo, a partícula ímpar, ocupando um orbital de partícula única deformado, é acoplada a um rotor rígido axial ou triaxial. Este modelo tem as mesmas características do modelo rotor+partícula, pois a descrição do núcleo também é separada em uma parte fenomenológica, que descreve o caroço coletivo, e uma parte microscópica, que descreve o movimento do núcleon desemparelhado. Entretanto, neste caso não se utiliza a aproximação adiabática, sendo possível também a descrição de núcleos com deformações

triaxiais, e o núcleon desemparelhado é considerado como uma quase-partícula, descrita na aproximação de BCS [21].

2.2.1 O Modelo

A Hamiltoniana que descreve o núcleo A-ímpar é dada por [22]:

$$H = H_c(\alpha) + H_p^{\alpha} + H_{int}(\alpha) \tag{2.32}$$

onde $H_c(\alpha)$ é a hamiltoniana que descreve o caroço, H_p^{α} a hamiltoniana que descreve a partícula única no potencial definido pelo conjunto de variáveis coletivas do caroço (α) e $H_{int}(\alpha)$ descreve a interação entre a partícula e o caroço.

O potencial do caroço no qual a partícula se move, satisfazendo a invariância rotacional, pode ser escrito como [20]:

$$V(\alpha, r) = U(r^2\{1 + \sum_{\lambda}[\alpha_\lambda \otimes Y_\lambda(\Omega_p)]^0 + O(\alpha^2)\}) \tag{2.33}$$

Esse potencial pode ser expandido em termos dos parâmetros coletivos em torno de um mínimo definido por $\bar{\alpha}$. O termo de ordem zero dessa expansão é inserido em $H_p^{\bar{\alpha}}$, enquanto os demais termos constituem a hamiltoniana de interação $H_{int}(\alpha)$. Escolhendo-se $\bar{\alpha} = 0$, que define um potencial esférico, obtém-se:

$$H = H_c(\alpha) + H_p^{\bar{\alpha}=0} + r^2\frac{dU(r^2)}{dr^2}\sum_{\lambda}[\alpha_\lambda \otimes Y_\lambda(\Omega_p)]^0 \tag{2.34}$$

onde o potencial em $H_p^{\bar{\alpha}=0}$ é $U(r^2)$. Os termos de segunda ordem e ordens mais altas são desprezados. Esta é a chamada hamiltoniana de acoplamento intermediário. Uma base adequada para se diagonalizar esta hamiltoniana é a base $\mid \tau R M_R > \otimes \mid nlj\Omega >$, que mantém os momentos angulares do caroço e da partícula como bons números quânticos. Para se descrever o acoplamento da partícula ao caroço em estados de bom momento angular total (I) nessa base, é necessário incluir todos os membros de uma camada, mas

para que o cálculo seja factível é necessário truncar a base tanto em relação ao espaço de configurações da partícula única como o do caroço.

A diferença entre a hamiltoniana do acoplamento intermediário e a hamiltoniana total (2.32) é que não são incluídos os termos de ordem mais alta em α. Com isso, para se atingir uma convergência numérica na descrição dos núcleos é necessário um aumento do espaço de configurações disponível à partícula única para dimensões proibitivas ao cálculo. Esse aumento do espaço de configurações é importante ao serem considerados os diversos acoplamentos necessários quando a hamiltoniana do caroço deformado for diagonalizada na base esférica. Uma maneira de resolver esse problema é fazer uma expansão do potencial sentido pela partícula não em $\bar{\alpha} = 0$, mas em torno de um valor $\bar{\alpha} = \bar{\beta}, \bar{\gamma}$ que minimize $H_{int}(\alpha)$. O termo de ordem zero dessa expansão corresponde ao potencial deformado no qual a partícula está se movendo. Dessa maneira a maioria dos acoplamentos entre os diferentes estados de partícula são absorvidos nas funções de onda e energias de partícula única, e apenas alguns orbitais ao redor do nível de Fermi são suficientes para a descrição do núcleo.

A hamiltoniana é então dada por:

$$H = H_c(\alpha) + H_{p+int}^{\bar{\beta},\bar{\gamma}}(\theta_i) + H_{int}(\beta - \bar{\beta}, \gamma - \bar{\gamma}) \tag{2.35}$$

Na base de acoplamento intermediário a hamiltoniana H_{int} contém o acoplamento partícula-vibração, enquanto o acoplamento partícula-rotor está absorvido na hamiltoniana de partícula única, descrita no referencial intrínseco definido pelo caroço.

A seguir é utilizada a aproximação de rotor rígido na qual são desprezadas as vibrações em torno do ponto de equilíbrio $\bar{\beta}$ e $\bar{\gamma}$. Uma escolha conveniente de $\bar{\alpha}$ é a deformação de equilíbrio do caroço. Com isso, a hamiltoniana H_{int} desaparece e a hamiltoniana $H_c(\alpha)$ é descrita pela hamiltoniana de um rotor rígido,

$$H_c(\alpha) = H_{rot}(\bar{\beta}, \bar{\gamma}) \tag{2.36}$$

Dessa forma, a hamiltoniana que descreve o núcleo será dada por:

$$H = \sum_{\kappa=1}^{3} \frac{\hbar^2}{2\Im_\kappa} L_\kappa^2(\theta_i) + H_{p+int}^{\bar{\beta},\bar{\gamma}}(\theta_i) \tag{2.37}$$

onde L é o momento angular do caroço, κ refere-se aos eixos intrínsecos e $\Im_\kappa$ os momentos de inércia.

Na base de acoplamento forte a hamiltoniana coletiva é melhor descrita pelo momento angular total $I = L + j$, dada por

$$H = \sum_{\kappa=1}^{3} \frac{\hbar^2}{2\Im_\kappa} (I_\kappa^2 - 2I_\kappa j_\kappa + j_\kappa^2) + H_p \tag{2.38}$$

Nessa base a interação partícula-rotação está representada explicitamente na forma do termo de Coriolis $(-\sum I_\kappa j_\kappa / \Im_\kappa)$ e do termo de recuo $(j_\kappa^2 / 2\Im_\kappa)$. A hamiltoniana acima é idêntica à hamiltoniana de acoplamento intermediário, sendo a única diferença a base utilizada para diagonalização. Neste modelo é utilizada a base de acoplamento forte por motivos práticos, e não significa que tenha sido utilizada a aproximação adiabática, a não ser que o espaço de configurações da partícula única seja truncado para um único orbital.

2.2.2 Método do Cálculo

Os orbitais de partícula-única são descritos através do modelo de Nilsson para uma dada deformação, sendo o potencial do oscilador harmônico deformado escrito em termos de coordenadas "stretched", no qual são consideradas as deformações de multipolaridade quadrupolar e hexadecapolar (ϵ_2, ϵ_4) [23]. Esses parâmetros de deformação são, em geral, obtidos através de modelos, obedecendo a sistemática da região de massa.

Na descrição do caroço é utilizado o momento de inércia hidrodinâmico, dado por:

$$\Im_\kappa = \frac{4}{3} \Im_o sen^2(\gamma + \kappa \frac{2}{3}\pi). \tag{2.39}$$

Esse momento de inércia coincide com o de um núcleo deformado axialmente simétrico em $\gamma = 0^o$ e 60°.

Os níveis de energia de partícula são calculados primeiro utilizando a hamiltoniana de Nilsson [23], sendo as suas autofunções, que descrevem a partícula num potencial deformado, dadas pela expansão:

$$\chi_\nu = \sum_{\alpha j \Omega} c^\nu_{\alpha j \Omega} \phi^{\alpha j}_\Omega, \qquad \alpha = N, l \tag{2.40}$$

onde Ω é a projeção do momento angular da partícula no eixo 3 do referencial intrínseco, e os estados conjugados são dados por:

$$\tilde{\chi}_\nu = \sum_{\alpha j \Omega} (-)^{j-\Omega} c^\nu_{\alpha j \Omega} \phi^{\alpha j}_{-\Omega} \tag{2.41}$$

São selecionados alguns estados χ_ν, próximos ao nível de Fermi, com o objetivo de se constituirem num truncamento adequado do espaço de configurações.

Para se levar em conta o emparelhamento dos núcleons é introduzido nos elementos de matriz da hamiltoniana de partícula única o fator de emparelhamento $u_\mu u_\nu + v_\mu v_\nu$. O núcleon é então tratado como uma quase-partícula, que representa tanto uma partícula ou um buraco ou a superposição de ambos. As energias de quase-partículas são dadas por:

$$E_\nu = \sqrt{(e_\nu - \lambda_F)^2 + \Delta^2} \tag{2.42}$$

onde e_ν é o nível de energia de partícula, λ_F o nível de Fermi, e Δ o "gap" de emparelhamento, dado por

$$\Delta = 12/\sqrt{A} \qquad \text{MeV} \tag{2.43}$$

com a probabilidade de ocupação dada por,

$$v^2_\nu = \frac{1}{2}[1 - (e_\nu - \lambda_F)/E_\nu] \quad e \quad u^2_\nu = 1 - v^2_\nu \tag{2.44}$$

A base para diagonalizar a hamiltoniana do sistema é dada por,

$$\Psi^{I\nu}_{MK} = \sqrt{\frac{2l+1}{16\pi^2}} \sum_{\alpha j \Omega} c^\nu_{\alpha j \Omega} \{ D^I_{MK} \phi^{\alpha j}_\Omega + (-)^{I-j} D^I_{M-K} \phi^{\alpha j}_{-\Omega} \} \tag{2.45}$$

onde $D(\alpha, \beta, \gamma)$ são as funções de Wigner (funções-D) que descrevem o rotor, sendo α, β e γ os ângulos de Euler [8].

O momento magnético de um estado I é dado por:

$$\mu = \frac{1}{2I+1} < II10 \mid I0 >< I \,\|M(M1)\|\, I > \tag{2.46}$$

e as probabilidades de transição magnéticas são dadas por:

$$B(M1; I' \to I) = \frac{1}{2I'+1} \,|< I' \,\|M(M1)\|\, I >|^2 \tag{2.47}$$

sendo os elementos de matriz, expandidos na base 2.45, dados por:

$$\begin{aligned}
&< I' \,||\, M(M1) \,||\, I >= \left\{\frac{3}{4\pi}(2l+1)\right\}^{\frac{1}{2}} \sum_{KK'\nu\nu'} a_{K'}^{I'\nu'} a_K^{I\nu} [g_R \delta_{I'I} \delta_{K'K} \delta_{\nu'\nu} \{I(I+1)\}^{\frac{1}{2}} \\
&+ < IK10 \mid I'K' > \{(g_s - g_l) < \chi_{\nu'} \mid s_z \mid \chi_\nu > +(g_l - g_R) < \Omega >_{\nu\nu'}\} \\
&+\sqrt{\frac{1}{2}}(-)^{I'-\frac{1}{2}} < IK1-1 \mid I'K' > \{(g_s - g_l) < \chi_{\nu'} \mid s_+ \mid \bar{\chi}_\nu > +(g_l - g_R)(a+b)_{\nu'\nu}\} \\
&+\sqrt{\frac{1}{2}}(-)^{I'+\frac{1}{2}} < IK11 \mid I'K' > \{(g_s - g_l) < \chi_{\nu'} \mid s_- \mid \bar{\chi}_\nu > +(g_l - g_R) c_{\nu'\nu}\}]
\end{aligned} \tag{2.48}$$

onde a_K são os coeficientes de expansão das autofunções do sistema e

$$(a+b)_{\mu\nu} =< \chi_\mu \mid j_+ \mid \bar{\chi}_\nu >= \sum_{\alpha j \Omega} c^\mu_{\alpha j \Omega} c^\nu_{\alpha j-(\Omega-1)} (-)^{j-\Omega} \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega-1)} \tag{2.49}$$

$$c_{\mu\nu} =< \chi_\mu \mid j_- \mid \bar{\chi}_\nu >= \sum_{\alpha j \Omega} c^\mu_{\alpha j \Omega} c^\nu_{\alpha j-(\Omega+1)} (-)^{j-\Omega} \sqrt{j(j+1) - \Omega(\Omega+1)} \tag{2.50}$$

$$< \Omega >_{\mu\nu} =< \chi \mid j_3 \mid \chi_\nu >= \sum_{\alpha j \Omega} c^\mu_{\alpha j \Omega} c^\nu_{\alpha j \Omega} \Omega \tag{2.51}$$

Esses elementos são conhecidos como os fatores de desacoplamento generalizados, uma vez que o termo $(a+b)_{\mu\nu}$ contém, como um caso particular, o fator de desacoplamento para bandas K=1/2 [20]. As equações acima são as mesmas definidas na seção 2.1.2, sendo, neste caso, todos os termos calculados pelo próprio modelo, e não ajustados de forma a reproduzir as energias experimentais, como no modelo rotor+partícula.

2.3 Modelo de Camadas com Projeção de Momento Angular

Para uma descrição de núcleos pesados mais sofisticada do que os modelos fenomenológicos, descritos nas seções anteriores, foi utilizado um modelo, desenvolvido recentemente, no qual são considerados vários núcleons interagindo com um caroço formado por poucas partículas, através de uma hamiltoniana microscópica [15]. Neste modelo é escolhida a base de muitos corpos de acordo com a importância física dos estados, i.e., seleciona-se uma base que contenha somente os estados essenciais à física a ser descrita. Dessa forma, o espaço de configurações, no qual a hamiltoniana do sistema será diagonalizada, será muito menor do que no modelo de camadas usual, possibilitando a descrição de núcleos com número de partículas elevado. O número de partículas que constituem o caroço é escolhido de forma a não alterar significativamente a descrição do núcleo.

Na descrição do núcleo é utilizado um campo médio nuclear, descrito na representação de Nilsson + BCS, que gera orbitais de quase-partículas deformados. A base de Nilsson é fixada pelos parâmetros de deformação do núcleo, obtidos experimentalmente, ou através de estimativas dependentes de modelo, sendo feita então uma mudança para a representação de quase-partículas. Este procedimento viola algumas simetrias do sistema, como por exemplo, a invariância rotacional e o número de partículas. O modelo proposto restaura a invariância rotacional projetando os estados em uma base na qual o momento angular seja um bom número quântico. O número de partículas é restaurado, em média, através de um multiplicador de Lagrange, o potencial químico, como é feito usualmente no modelo de BCS.

O modelo de camadas com projeção de momento angular tem sido aplicado com sucesso na interpretação de bandas rotacionais em núcleos par-par, de A ímpar e ímpar-ímpar, na região das terras-raras [15, 16, 17].

2.3.1 Considerações Teóricas

A invariância rotacional de um sistema quântico implica que suas autofunções $| \Phi >$ sejam degeneradas em energia quando submetidas a uma rotação Ω,

$$\frac{< \Phi(\Omega) \mid \widehat{H} \mid \Phi(\Omega) >}{< \Phi(\Omega) \mid \Phi(\Omega) >} = \frac{< \Phi \mid \widehat{H} \mid \Phi >}{< \Phi \mid \Phi >} \tag{2.52}$$

As autofunções $\Phi(\Omega)$ são dadas por,

$$\Phi(\Omega) >= \widehat{D}(\Omega) \mid \Phi > \tag{2.53}$$

onde $\Omega =$ α, β e γ representa os ângulos de Euler e $\widehat{D}(\Omega)$ é o operador de rotação, dado por,

$$\widehat{D}(\Omega) = exp(-i\alpha\hat{J}_x)exp(-i\beta\hat{J}_y)exp(-i\gamma\hat{J}_z) \tag{2.54}$$

sendo $\hat{J}_i$ o operador momento angular.

Como este resultado é independente da orientação (Ω), pode-se usar o método de coordenadas geradoras para construir a base na qual serão descritas as propriedades coletivas de um núcleo.

A base é dada por:

$$| \Psi >= \int d\Omega F(\Omega) \mid \Phi(\Omega) > \tag{2.55}$$

e $F(\Omega)$ pode ser escrito em termos de um conjunto completo $\{D^I_{MK}(\Omega)\}$,

$$F(\Omega) = \sum_{IMK} \frac{2I+1}{8\pi^2} F^I_{MK} D^I_{MK}(\Omega) \tag{2.56}$$

onde $D^I_{MK}(\Omega)$ é a função-D. Dessa forma,

$$| \Psi >= \sum_{IMK} F^I_{MK} \widehat{P}^I_{MK} \mid \Phi > \tag{2.57}$$

onde $\widehat{P}^I_{MK}$ é o operador de projeção de momento angular descrito explicitamente por,

$$\widehat{P}^I_{MK} = \frac{2I+1}{8\pi^2} \int d\Omega \widehat{D}(\Omega) D^I_{MK}(\Omega). \tag{2.58}$$

Atuando sobre o estado de quase-partícula $| \Phi >$, o projetor gera um auto-estado do momento angular,

$$| \Psi^{I\kappa}_{MK} >= \widehat{P}^{I}_{MK} \, | \Phi_{\kappa} > \tag{2.59}$$

onde K é o número quântico magnético de $| \Phi_{\kappa} >$ no eixo fixo ao corpo.

Nessa representação é possível construir a nova base do modelo de camadas, selecionando as configurações fisicamente importantes e projetando-as em estados de bom momento angular.

A base projetada é dada por:

$$| \Psi^{I}_{M} >= \sum_{\kappa} F_{\kappa} \, \widehat{P}^{I}_{MK} \, | \Phi_{\kappa} > \tag{2.60}$$

onde $| \Phi_{\kappa} >$ representa um dos estados de quase-partícula, que formam a base do modelo de camadas:

$| 0 >, | a^{\dagger}_{\nu} a^{\dagger}_{\nu'} >, \quad \ldots$ para sistemas de A par e

$| a^{\dagger}_{\nu} >, | a^{\dagger}_{\nu'} a^{\dagger}_{\nu''} a^{\dagger}_{\nu'''} >, \quad \ldots$ para sistemas de A ímpar.

onde $a^{\dagger}_{\nu}$ ($a^{\dagger}_{\pi}$) é o operador de criação de um quase-nêutron (próton), construído na representação de Nilsson + BCS, e $| 0 >$ é o vácuo de quase-partículas.

Cada estado projetado corresponde a uma banda rotacional. O estado $P^{I}_{MK} \, | 0 >$, por exemplo, representa a banda do estado fundamental de um núcleo de A par, na qual todas as partículas estão emparelhadas. O estado $P^{I}_{MK} \, | a^{\dagger}_{\nu} >$ representa a banda do estado fundamental de um núcleo de A-ímpar, e corresponde à excitação de uma quase-partícula. Os demais estados projetados representam as várias bandas construídas a partir da excitação de pares de quase-partículas.

Se forem considerados todos os níveis de Nilsson ativos nessa nova base, haverá muitos deles sem importância, já que a maioria deles estão em energia de excitação muito alta. Por isso, os estados são escolhidos seguindo a hierarquia de excitações de quase-partículas, além de serem selecionados apenas os estados próximos ao nível de Fermi. A vantagem dessa representação é que apenas alguns estados de quase-partícula projetados são suficientes para descrever o núcleo.

Neste modelo, a descrição do sistema nuclear é feita através da hamiltoniana esquemática,

$$\widehat{H} = \widehat{h}_o - \frac{\chi}{2}\sum_{\mu} \widehat{Q}^{\dagger}_{\mu}\widehat{Q}_{\mu} - G_M \widehat{P}^{\dagger}\widehat{P} - G_Q \sum_{\mu} \widehat{P}^{\dagger}_{\mu}\widehat{P}_{\mu} \tag{2.61}$$

onde $\widehat{h}_o$ é a hamiltoniana de partícula única na base esférica, que contém o potencial químico λ. O segundo termo representa a interação quadrupolo-quadrupolo, e o terceiro representa o emparelhamento monopolar, sendo G_M a constante da força de emparelhamento, ajustada de modo a obter o "pairing gap" apropriado.

$$G_M = [G_1 \pm G_2 \frac{N-Z}{A}]/A \qquad MeV \qquad \begin{array}{ll} + & para \quad prótons \\ - & para \quad nêutrons \end{array} \tag{2.62}$$

O último termo da hamiltoniana representa o emparelhamento quadrupolar, que por hipótese tem intensidade proporcional à força de emparelhamento monopolar, tanto para prótons como para nêutrons, sendo relacionadas através da constante γ, dada por:

$$\gamma = (\frac{G_M}{G_Q})_n = (\frac{G_M}{G_Q})_p \tag{2.63}$$

Esta interação é importante no caso de núcleos de A ímpar para atenuar o acoplamento de Coriolis, pois, em geral, a intensidade da força de Coriolis é superestimada no modelo rotor + partícula convencional. Os operadores dessa hamiltoniana são descritos no formalismo de segunda quantização por:

$$Q^{\dagger}_{\mu} = \sum_{jm} < jm \mid Q_{\mu} \mid j'm' > c^{\dagger}_{jm} c_{jm} \tag{2.64}$$

$$P^{\dagger} = -\frac{1}{2}\sum_{jm} c^{\dagger}_{jm} c^{\dagger}_{j\bar{m}} \tag{2.65}$$

$$P^{\dagger}_{\mu} = -\frac{1}{2}\sum_{jm} < jm \mid Q_{\mu} \mid j'm' > c^{\dagger}_{jm} c^{\dagger}_{j'\bar{m}'} \tag{2.66}$$

onde o operador $c^{\dagger}_{jm}$ cria uma partícula no estado jm.

A mudança para a representação de quase-partícula é feita definindo-se os novos operadores,

$$a_\nu = u_\nu c_\nu + v_\nu c_{\bar{\nu}}^\dagger \quad , \qquad u_\nu^2 + v_\nu^2 = 1 \tag{2.67}$$

de forma que

$$\begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ c^\dagger \end{pmatrix} \tag{2.68}$$

Os operadores de rotação atuando sobre quase-partículas são descritos da seguinte forma,

$$\hat{D}(\Omega) \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix} \hat{D}^\dagger(\Omega) = \begin{pmatrix} U(\Omega) & V(\Omega) \\ V(\Omega)^* & U(\Omega)^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix} \tag{2.69}$$

onde $V(\Omega)$ e $U(\Omega)$ são dados por:

$$\begin{pmatrix} U(\Omega) & V(\Omega) \\ V^*(\Omega) & U^*(\Omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D(\Omega) & 0 \\ 0 & D^*(\Omega) \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix}^\dagger \tag{2.70}$$

2.3.2 Cálculo dos Observáveis

Os elementos de matriz dos observáveis, descritos por um operador tensorial $\hat{O}_{\lambda\mu}$, a serem calculados são dados por:

$$\begin{aligned} < \Psi^{I'}_{K'M'} \mid \hat{O}_{\lambda\mu} \mid \Psi^I_{KM} > &= \sum_{KK'} F^I_K F^{I'}_{K'} < \Phi_{K'} \mid \hat{P}^{I'\dagger}_{M'K'} \hat{O}_{\lambda\mu} \hat{P}^I_{MK} \mid \Phi_K > \\ &= \sum_{KK'} F^I_K F^{I'}_{K'} < \Phi_{K'} \mid \hat{P}^{I'}_{K'M'} \hat{O}_{\lambda\mu} \hat{P}^I_{MK} \mid \Phi_K > \end{aligned} \tag{2.71}$$

utilizando-se a propriedade dos tensores esféricos [5],

$$\hat{P}^{I'}_{M'K'} \hat{O}_{\lambda\mu} = \sum_{\nu JM''K''} < JM''\lambda\mu \mid I'M' >< JK''\lambda\nu \mid I'K' > \hat{O}_{\lambda\nu} \hat{P}^J_{M''K''} \tag{2.72}$$

pode-se escrever,

$$\begin{aligned} < \Psi^{I'}_{M'} \mid \hat{O}_{\lambda\mu} \mid \Psi^I_M > \; = \; & \sum_{\kappa\kappa'} \sum_{\nu JM''K''} < JM''\lambda\mu \mid I'M' >< JK''\lambda\nu \mid I'K' > \\ & < \Phi_{K'} \mid \hat{O}_{\lambda\mu} \hat{P}^J_{K''M''} \hat{P}^I_{KM} \mid \Phi_K > F^I_\kappa F^{I'}_{\kappa'}. \end{aligned} \tag{2.73}$$

Como os operadores de projeção apresentam a seguinte propriedade,

$$\widehat{P}^{J}_{K''M''}\widehat{P}^{I}_{KM} = \delta_{IJ}\delta_{MM''}\widehat{P}^{I}_{K''K} \tag{2.74}$$

vem,

$$\begin{aligned} < \Psi^{I'}_{M'} \mid \widehat{O}_{\lambda\mu} \mid \Psi^{I}_{M} > \; &= \; < IM\lambda\mu \mid I'M' > \sum_{\nu KK'} < IK' - \nu\lambda\nu \mid I'K' > \\ & < \Phi_{K'} \mid \widehat{O}_{\lambda\nu}\widehat{P}^{I}_{K'-\nu}\Phi_{K} > F^{I}_{K}F^{I'}_{K'} \end{aligned} \tag{2.75}$$

A quantidade $< \Phi_k \mid \widehat{O}_{\lambda\mu}\widehat{P}^{I}_{kk'} \mid \Phi_{k'} >$ pode ser reescrita em termos do projetor $\widehat{P}^{I}_{KM}$,

$$< \Phi_k \mid \widehat{O}_{\lambda\mu}\widehat{P}^{I}_{kk'} \mid \Phi_{k'} >= \frac{2I+1}{8\pi^2}\int_0^{\pi} d\Omega D^{I}_{KK'}(\Omega) < \Phi_k \mid \widehat{O}_{\lambda\mu}\widehat{D}(\Omega) \mid \Phi_{k'} > \tag{2.76}$$

onde o operador $\widehat{O}_{\lambda\mu}$ pode ser a hamiltoniana $\widehat{H}$, ou os operadores de transição eletromagnéticos.

Com o objetivo de calcular a quantidade acima será introduzido o operador de um corpo, escrito em termos dos elementos de matriz $< \nu_2 \mid O \mid \nu_1 >$ e dos operadores de criação e aniquilação de partículas $(c^{\dagger}, c)$ e buracos $(b^{\dagger}, b)$ [5],

$$O = O_o + O_1 + O_2 \tag{2.77}$$

onde,

$$\begin{aligned} O_o &= \sum_{\substack{\nu_1>\nu_f \\ \nu_2>\nu_f}} < \nu_2 \mid O \mid \nu_1 > c^{\dagger}_{\nu 2}c_{\nu 1} \\ O_1 &= \sum_{\substack{\nu_1\leq\nu_f \\ \nu_2>\nu_f}} \{< \nu_2 \mid O \mid \bar{\nu}_1 > c^{\dagger}_{\nu 2}b^{\dagger}_{\nu 1} \\ &\qquad + < \bar{\nu}_1 \mid O \mid \nu_2 > b_{\nu 1}c_{\nu 2}\} \\ O_2 &= -\sum_{\substack{\nu_1\leq\nu_f \\ \nu_2\leq\nu_f}} < \bar{\nu}_1 \mid O \mid \bar{\nu}_2 > b^{\dagger}_{\nu 2}b_{\nu 1} \\ &\qquad + \sum_{\nu\leq\nu_f} < \nu \mid O \mid \nu > \end{aligned} \tag{2.78}$$

onde ν_f é o nível de Fermi, e o último termo em O_2 é o valor esperado no vácuo.

Pode-se reescrever o operador acima de uma forma mais compacta, substituindo-se os operadores de criação (aniquilação) de buraco pelos operadores de aniquilação (criação) de partículas no orbital com inversão temporal.

$$b_\nu^\dagger = c_{\bar{\nu}} \qquad b_\nu = c_{\bar{\nu}}^\dagger$$

obtendo-se

$$\begin{aligned} O &= \sum_{1,2}(< 2 \mid O \mid 1 > c_{\bar{1}}^\dagger c_2 + < 2 \mid O \mid \bar{1} > c_2^\dagger c_{\bar{1}} + \\ &< \bar{2} \mid O \mid 1 > c_{\bar{2}}^\dagger c_1 + < \bar{2} \mid O \mid \bar{1} > c_{\bar{2}}^\dagger c_{\bar{1}}) + < O > \end{aligned} \tag{2.79}$$

Os símbolos $\nu_1\nu_2$ da equação 2.78 foram substituídos por 1 e 2 respectivamente, e $< O >$ é uma representação mais simplificada para o valor esperado no vácuo.

A quantidade $< \Phi \mid \hat{O}_{\lambda\mu} D(\Omega) \mid \Phi >$ terá então a seguinte forma:

$$< \Phi \mid \hat{O}_{\lambda\mu} \hat{D}(\Omega) \mid \Phi > = < 0 \mid a_\mu \ldots a_\nu \hat{D}(\Omega) a_\rho^\dagger \ldots a_\sigma^\dagger \mid 0 > \tag{2.80}$$

Foi desenvolvido um algoritmo eficiente para o cálculo desses elementos de matriz, que utiliza as simetrias do sistema quântico para otimizar o tempo de processamento envolvido [18, 19, 17]. Nesse algoritmo, os elementos de matriz são decompostos como uma soma anti-simetrizada do produto de n contrações do tipo:

$$\begin{aligned} A_{12}(\Omega) &= < 0 \mid [\Omega] a_1^\dagger a_2^\dagger \mid 0 > \\ B_{12}(\Omega) &= < 0 \mid a_1 a_2 [\Omega] \mid 0 > \\ C_{12}(\Omega) &= < 0 \mid a_1 [\Omega] a_2^\dagger \mid 0 > \end{aligned} \tag{2.81}$$

onde

$$[\Omega] = \frac{\hat{D}(\Omega)}{< 0 \mid \hat{D}(\Omega) \mid 0 >}$$

e

$$\begin{aligned} &A(\Omega) = V^*(\Omega) U^{-1}(\Omega), \qquad B(\Omega) = U^{-1}(\Omega) V(\Omega), \\ &C(\Omega) = U^{-1}(\Omega) \quad \text{e} \quad < 0 \mid \hat{D}(\Omega) \mid 0 > = \{det\, U(\Omega)\}^{1/2} \end{aligned} \tag{2.82}$$

Para sistemas simétricos a integral 2.76 é reduzida a:

$$< \Phi_k \mid \widehat{O}_{\lambda\mu}\widehat{P}^I_{kk'} \mid \Phi_{k'} >= (I+1/2)\int_0^{\pi} d\beta\, sen\beta\, d^I_{KK'}(\beta) < \Phi_k \mid \widehat{O}_{\lambda\mu}e^{-i\beta\hat{j}_y} \mid \Phi_{k'} > \quad (2.83)$$

Utilizando-se as propriedades das funções-d pode-se reescrever a integral da equação 2.76 na forma:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} d\beta\, sin\beta \quad \{d^I_{KK'}(\beta) < \Phi_k \mid \widehat{O}e^{-i\beta\hat{j}_y} \mid \Phi_{k'} > + (-)^{I-K'}d^I_{K-K'}(\beta) < \Phi_k \mid \widehat{O}e^{-i\beta\hat{j}_y} \mid \Phi_{\bar{k}'} >\} \quad (2.84)$$

Observa-se que o efeito de desacoplamento, responsável pelo "staggering" em energia, pode ocorrer devido a dependência da fase do segundo termo dessa integral, quando sua magnitude for comparável ao primeiro termo. Este elemento de matriz é análogo ao do modelo de rotor + partícula, onde o "staggering" ocorre somente para bandas $K = 1/2$, ou então através de mistura com essa banda. Nesse caso, o desacoplamento pode acontecer também para orbitais $K = 3/2$. Esta é uma das características mais marcantes deste modelo.

Para se determinar os elementos de matriz 2.71 dos observáveis magnéticos, é necessário o cálculo da quantidade $< \Phi_k \mid \widehat{M}_\mu\widehat{D}(\Omega) \mid \Phi_{k'} >$ (eq.2.76). Neste trabalho, o cálculo dos momentos e probabilidades de transição magnéticas foi restrito a estados de 1 quase-partícula: $\Phi_k = a^\dagger \mid 0 >=\mid a^\dagger_k >$. Para sistemas axialmente simétricos e utilizando as equações 2.82, a quantidade acima se reduz a:

$$< \Phi_k \mid \widehat{M}_\mu\widehat{D}(\Omega) \mid \Phi_{k'} >=< a_1 \mid \widehat{M}_\mu[\beta] \mid a^\dagger_2 > \quad (2.85)$$

Esses elementos podem ser reescritos na forma [19]:

$$< a_1 \mid \widehat{M}_\mu[\beta] \mid a^\dagger_2 >=< \widehat{M}_\mu[\beta] >< a_1[\beta]a^\dagger_2 > +(a_1 : \widehat{M}_\mu : [\beta]a^\dagger_2) \quad (2.86)$$

onde $(a_1 : \widehat{M}_\mu : [\beta]a^\dagger_2)$ implica que nenhuma contração entre a_1 e $a^\dagger_2$ deva ser feita.

Como o operador dipolo magnético $\widehat{M}_\mu$, descrito na representação de quase-partículas, apresenta componentes do tipo a_ia_j, $a^\dagger_ia_j$, etc (veja eq. 2.79), pode-se avaliar 2.86 em termos das contrações 2.81.

$$
\begin{aligned}
(a_1 : \widehat{M}_\mu : [\beta] a_2^\dagger) &= \sum_3 (u_1 u_3 + v_1 v_3)[< 1 \mid M_\mu \mid 3 > C^1_{32} - < 1 \mid M_\mu \mid \bar{3} > C^2_{32}] \\
&- \sum_{3,4} (v_3 u_4 - v_4 u_3)[(< 3 \mid M_\mu \mid 4 > B^2_{13} C^1_{42} - < 3 \mid M_{\bar{\mu}} \mid 4 > B^1_{13} C^2_{42}) \\
&+ (< 3 \mid M_\mu \mid \bar{4} > B^2_{13} C^2_{42} + < 3 \mid M_{\bar{\mu}} \mid \bar{4} > B^1_{13} C^1_{42})] \qquad (2.87)
\end{aligned}
$$

onde

$$
\begin{aligned}
C^1_{ij} &=< a_i[\beta] a_j^\dagger > \qquad & C^2_{ij} &= - < a_{\bar{i}}[\beta] a_j^\dagger > \\
B^1_{ij} &=< a_i a_j[\beta] > \qquad & B^2_{ij} &= < a_i a_{\bar{j}}[\beta] > \qquad (2.88)
\end{aligned}
$$

e

$$
\begin{aligned}
< \widehat{M}_\mu[\beta] >< a_1[\beta] a_2^\dagger > &= \sum_{\substack{3>0 \\ 4\geq 3}} (v_3 u_4 - v_4 u_3)[< 3 \mid M_\mu - M_{\bar{\mu}} \mid 4 > B^2_{34} - \\
&- < 3 \mid M_\mu - M_{\bar{\mu}} \mid \bar{4} > B^1_{34}]/(1 + \delta_{34}) \qquad (2.89)
\end{aligned}
$$

Capítulo 3

Distribuição Angular Perturbada

A determinação experimental do momento de dipolo magnético de um estado nuclear envolve sua interação com um campo magnético. Esta interação é descrita pela parte magnética da hamiltoniana de interação hiperfina [24],

$$H_m = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \tag{3.1}$$

que apresenta os seguintes autovalores:

$$E(m) = \left(\frac{m}{I}\right) \mu B \tag{3.2}$$

onde m é o número quântico magnético. A interação magnética separa um estado nuclear com spin $\vec{I}$ em $(2I+1)$ subníveis equidistantes

$$\Delta E_m = |E(m+1) - E(m)| = \frac{\mu B}{I} \tag{3.3}$$

O momento de dipolo magnético de um estado nuclear pode ser descrito através do fator giromagnético nuclear :

$$\vec{\mu} = g\, \mu_N \vec{I} \tag{3.4}$$

onde μ_N é o magneton nuclear e $\vec{I}$ o spin do estado. A separação dos subníveis nucleares corresponde à freqüência,

$$|\omega_L| = g\, \frac{\mu_N}{\hbar}\, B \tag{3.5}$$

que é chamada "freqüência de Larmor" e tem o significado clássico de freqüência de precessão do momento nuclear ao redor da direção do campo magnético. Uma das técnicas utilizadas na determinação dos momentos magnéticos de estados nucleares é a da "Distribuição Angular Perturbada" [25], na qual campos magnéticos são aplicados sobre núcleos excitados e é medida a precessão de Larmor através da observação da distribuição angular perturbada dos raios γ emitidos no decaimento do estado. São realizadas medidas diferenciais quando a resolução temporal for menor do que a meia vida do estado, e medidas integrais no caso dos estados com meias vidas menores do que a resolução temporal do experimento.

A distribuição angular dos raios γ emitidos na desexcitação de estados nucleares, em relação a um eixo de quantização, pode ser expressa como:

$$W(\theta) = \sum_k b_k \cos(k\theta) \tag{3.6}$$

A precessão do núcleo altera a distribuição angular dos raios γ, tornando-a dependente do tempo:

$$W(\theta, B, t) = \sum_k b_k \cos[k(\theta - \omega_L t)] \tag{3.7}$$

onde t é o tempo de interação em que o estado permanece sob a influência do campo magnético.

Se o estado nuclear permanecer sob a influência do campo até decair, a distribuição angular será dada por:

$$W(\theta, B, \infty) = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} \sum_k b_k cos[k(\theta - \omega_L t)]\, dt \tag{3.8}$$

integrando, vem:

$$W(\theta, B, \infty) = \sum_k \frac{b_k}{\sqrt{1 + (k\omega_L \tau)^2}} cos[k(\theta - \phi)] \tag{3.9}$$

onde a precessão angular ϕ, é dada pela relação:

$$tg(k\phi) = k\omega_L \tau \tag{3.10}$$

O efeito total do campo magnético atuando sobre o núcleo excitado é uma combinação de uma rotação e atenuação da distribuição angular. Entretanto, para o caso de rotações

pequenas ($\omega_L\tau \leq 100\,mrad$), o fator de atenuação torna-se $\sqrt{1+(k\omega_L\tau)^2} \approx 1$ e $\phi \approx \omega_L\tau$. Neste caso a perturbação da distribuição angular é apenas uma rotação de $\omega_L\tau$ da distribuição angular [26].

Nesta técnica, a medida dos momentos magnéticos é limitada pelo produto entre a magnitude do campo aplicado e a vida média do estado, que deve ser grande o suficiente para produzir perturbações mensuráveis na distribuição angular. Considerando que o menor valor de rotação possível de ser medido com boa precisão seja de $\phi \approx 1$ mrad, e supondo um fator g da ordem de 0.5, vem:

$$B = \frac{4 \times 10^{11}}{\tau(s)} \quad T \tag{3.11}$$

onde τ é a vida média do estado. Como a interação magnética é efetiva enquanto o estado não decai, e supondo estados de vida média da ordem de 1 ps, os campos magnéticos necessários são da ordem de 40 T. Não existem campos dessa ordem de grandeza produzidos macroscopicamente, pois o limite superior de campos obtidos por bobinas supercondutoras não excede 10 T [24]. Entretanto, existem outras fontes para campos magnéticos mais intensos que podem ser utilizadas nessas medidas: campos hiperfinos estáticos sobre impurezas em ferromagnetos, campos magnéticos interatômicos e campos magnéticos transientes.

Nos últimos anos, tem sido largamente utilizado o campo magnético transiente (CMT) para medidas de momentos magnéticos em estados de meia vida curta (ps). O CMT atua sobre íons em recuo em materiais ferromagnéticos polarizados, apresenta uma dependência suave com o número atômico do íon em recuo, e a medida dos momentos magnéticos é praticamente independente da vida média para estados com $\tau > 1ps$, e possibilita também a determinação dos sinais dos momentos magnéticos. Os campos hiperfinos estáticos também são usados para medidas em estados de vida média $\tau \geq 20\,ps$, mas sua intensidade varia muito com o número atômico do íon implantado, e a determinação dos momentos magnéticos depende fortemente da vida média do estado. As medidas utilizando campos magnéticos interatômicos, que atuam sobre íons em recuo no vácuo ou em gases, são dependentes do spin e da vida média do estado, e fornecem apenas a magnitude dos momentos magnéticos.

É importante ressaltar que, em geral, as medidas dos momentos magnéticos dos estados excitados são as últimas informações a serem extraídas sobre um núcleo, pois necessitam do conhecimento prévio dos momentos angulares, paridades e vidas médias dos estados, além das energias e cararacterísticas dos raios γ emitidos no decaimento e, em muitos casos, do esquema de níveis do núcleo.

Neste trabalho, os momentos magnéticos dos estados nucleares foram determinados através da interação com o campo magnético transiente. Este campo é descrito a seguir, com uma breve introdução histórica da sua descoberta e são discutidos alguns mecanismos que interpretam o seu surgimento. Na segunda parte desse capítulo é descrita a técnica de "alvo triplo", utilizada nesse trabalho, e como são medidas as rotações das distribuições angulares.

3.1 O Campo Magnético Transiente

3.1.1 Histórico

A primeira evidência da existência do campo magnético transiente foi observada pelo grupo MIT-Wisconsin [27] ao medir os momentos magnéticos dos estados 2^+ dos isótopos pares de Te. Para tanto foi utilizada a técnica IMPAC [28], na qual íons de Te são implantados em ferro polarizado, medindo-se a rotação da distribuição angular devida à interação do momento magnético com o campo hiperfino estático, previamente determinado por efeito Mossbauer [25]. Os valores obtidos para os momentos magnéticos estavam em completo desacordo tanto com as previsões teóricas [29], apresentando valores de 2 a 4 vezes maiores, como com os resultados obtidos com medidas através de radioatividade [30, 31]. Essas anomalias foram explicadas [32] como sendo efeitos provocados por um campo magnético transiente positivo de algumas centenas de teslas, atuando durante alguns *ps* sobre núcleos atravessando materiais polarizados. A primeira interpretação física desse campo foi introduzida por Borchers et al [32], sugerindo que o campo é originado

da captura de elétrons polarizados do ferro em camadas s do íon em recuo. Mas, como não havia dados experimentais suficientes para sustentar essa interpretação, em 1971 J. Lindhard & A. Winther [33] propuseram um outro mecanismo microscópico que explicava a origem do campo magnético transiente, no qual a intensidade do campo aumenta com o acréscimo na densidade de elétrons polarizados, provocado pelo espalhamento coulombiano dos elétrons do hospedeiro pelo potencial atrativo do íon em movimento. Esta interação provoca um aumento na densidade de elétrons polarizados ao redor do íon da ordem de 10^2 a 10^3, justificando a presença de um campo magnético da ordem de 10^2T.

A teoria de Lindhard & Winther (LW) desempenhou um papel importante na compreensão do campo transiente, propondo um mecanismo bastante coerente e obtendo resultados que reproduziam bem o comportamento do campo em função da velocidade e do número atômico do íon em recuo, e em função da magnetização do hospedeiro ferromagnético. Entretanto, os valores extraídos da teoria apresentavam discrepâncias de até 50% em relação às medidas. Esse problema era contornado introduzindo-se na teoria uma constante empírica multiplicativa, a fim de ajustar a teoria com os dados experimentais [33, 34]. A teoria LW era considerada como um tratamento definitivo para o campo magnético transiente; no entanto, em 1975 o grupo de Bonn-Strasbourg [35] observou ser a interação hiperfina em íons de ^{18}O, em recuo em ferro polarizado com velocidades iniciais $v = 2.9v_o$, consideravelmente maior do que a prevista, mesmo pelo modelo ajustado de LW ($v_o = c/137$ é a velocidade de Bohr).

Como as discrepâncias nessa e em outras medidas com íons de nitrogênio [36] tinham sido atribuídas ao campo hiperfino estático, J.L.Eberhardt et al [37] mediram a rotação em estados 2^+ de íons de ^{28}Si, com velocidades entre 0.8 e 3.4 v_o. Nessa experiência qualquer contribuição devida à interação hiperfina estática foi evitada, já que a meia vida do estado ($\tau = 0.7\ ps$) é da ordem de grandeza do tempo de freamento no sólido ferromagnético. Os resultados obtidos demonstraram que o campo transiente aumenta com a velocidade do íon ao invés de decrescer, como era previsto pela teoria de LW. Uma vez certificados da existência de discrepâncias, foi questionada a validade do modelo de LW para velocidades altas, e nesse sentido foram iniciados intensos estudos do campo transiente em função da

velocidade e número atômico do projétil, tanto em ferro como em gadolínio, como hospedeiros [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44]. Foram então propostos mecanismos que interpretassem esse novo comportamento observado do campo magnético. O grupo de Utrecht [37, 45] retomou a idéia sugerida por Borchers et al., na qual o campo transiente sobre o núcleo é o resultado das interações hiperfinas com elétrons desemparelhados polarizados, capturados em camadas internas (ns) do íon durante o processo de freamento no hospedeiro ferromagnético. Enquanto o mecanismo de espalhamento tratado por LW é eficiente apenas em regiões de baixas velocidades, esse mecanismo é importante para todas as regiões de velocidades. Vários processos contribuem para que os íons em recuo possuam elétrons desemparelhados polarizados nas camadas ns, os quais serão discutidos em detalhes na próxima seção.

3.1.2 O Campo Gerado por Elétrons em Camadas-s

Não existe uma teoria fechada para o campo transiente devido aos elétrons desemparelhados polarizados em camadas ns. As estimativas são extremamente difíceis de serem feitas, uma vez que é necessário o conhecimento detalhado da configuração eletrônica e a polarização do íon em recuo no sólido ferromagnético; entretanto, a introdução de mecanismos presentes na interação sólido-íon que contribuem para a polarização e o desemparelhamento de elétrons em camadas ns, é suficiente para descrever qualitativamente o aparecimento e o comportamento do campo magnético transiente.

A figura 3.1 ilustra esquematicamente o modelo [46], onde estão graficadas curvas indicando a probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados nas diversas camadas s em função da velocidade (curva cheia). O máximo de probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados para cada camada encontra-se numa velocidade comparável com a energia de ligação da camada. Elétrons desemparelhados nessas camadas produzem um campo magnético intenso na região do núcleo (campo de contato de Fermi) [47, 77]. As curvas tracejadas indicam a contribuição desses elétrons desemparelhados, ligados em

camadas ns, na magnitude desse campo. Segundo esse modelo, espera-se um aumento suave dessa magnitude em função da velocidade do íon, e o campo transiente deve ser escrito como uma soma do campo hiperfino médio devido à contribuição de cada elétron ligado polarizado na configuração eletrônica do íon em movimento [48],

$$B_{CMT} = \sum_n \xi_{ns}(v) F_{ns}(v) B_{ns} \tag{3.12}$$

onde B_{ns} é o campo de contato de Fermi sobre o núcleo devido a elétrons ns desemparelhados, F_{ns} representa a fração de íons carregando elétrons ns desemparelhados e ξ_{ns} o grau de polarização desses elétrons.

O campo de contato de Fermi devido a um elétron não relativístico é dado por [47]:

$$B_{ns}(Z) = 0.167(\frac{Z}{n})^3 \quad MG \tag{3.13}$$

que reflete a densidade eletrônica na região do núcleo.

N.Rud e K.Dybdal estimaram o campo magnético de contato devido a um elétron desemparelhado num átomo ionizado, utilizando-se do formalismo de Hartree-Fock, e considerando efeitos relativísticos e de blindagem [48]. Os resultados desses cálculos podem ser vistos na figura 3.2, onde são graficados os valores do campo magnético em unidades de $1/6(Z/n)^3$ MG, em função do número atômico do íon. As linhas pontilhadas nessa figura representam o campo para elétrons desemparelhados 3s e 4s onde as camadas 2p, 3d e 3p são preenchidas com a metade de elétrons possíveis.

A probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados nos orbitais ns, resulta da competição entre processos de excitação e desexcitação e processos de captura e ionização. Não se tem o conhecimento detalhado desses processos, principalmente para íons recuando em sólidos. Entretanto, medidas da população de camadas K de íons atravessando materiais ferromagnéticos podem fornecer evidências dos processos mais relevantes. Essas medidas foram realizadas através da observação dos raios X das camadas K, com as quais se obteve as frações de equilíbrio de vacâncias K simples [49], para vários íons penetrando em ferro, em várias velocidades. Os resultados obtidos podem ser vistos na figura 3.3, onde são graficadas as frações de vacâncias K simples (F_{ns}) para vários íons em ferro com

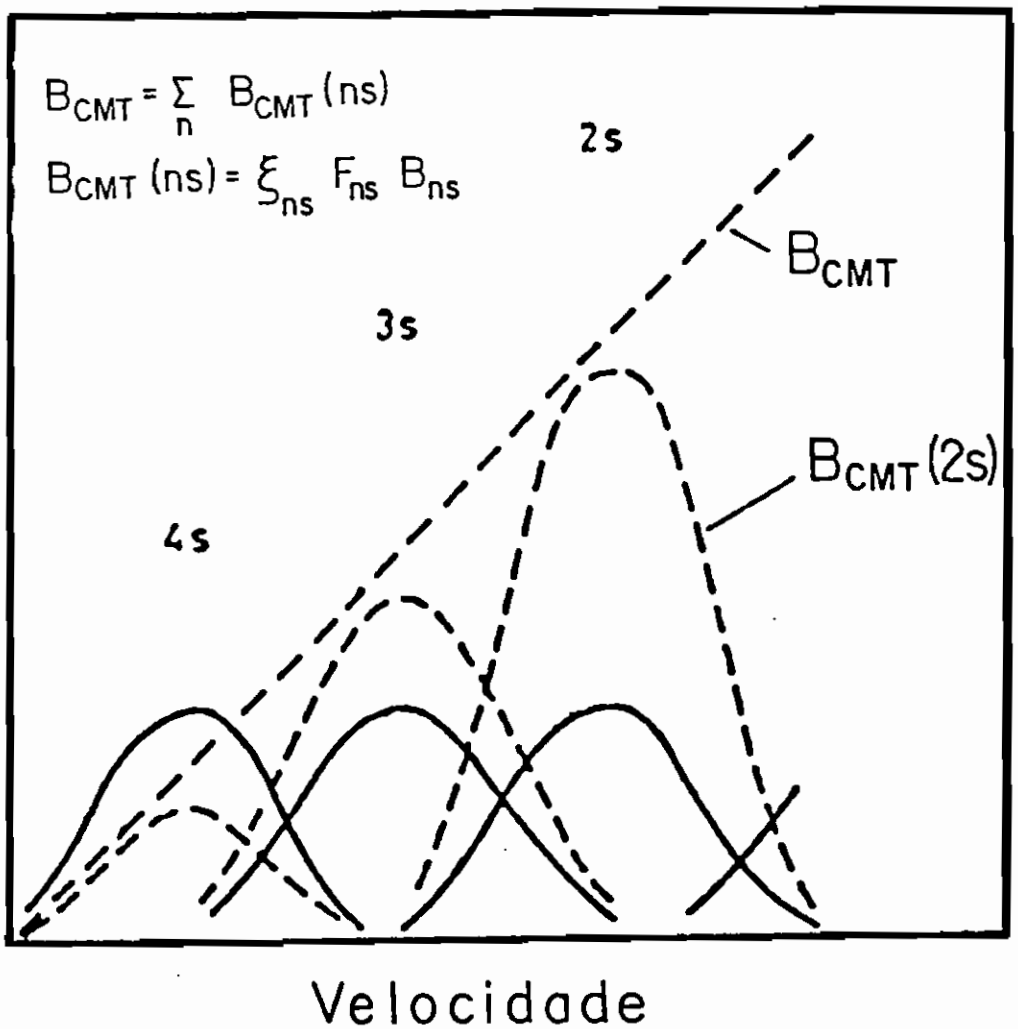

Figura 3.1: Ilustração esquemática do mecanismo responsável pelo campo transiente segundo o modelo de elétrons polarizados. As curvas cheias representam as frações de vacâncias simples para camadas s de íons pesados. As curvas tracejadas são contribuições do B_{CMT} devido às camadas individuais ns. Nessa figura nota-se que o campo transiente cresce suavemente com a velocidade.

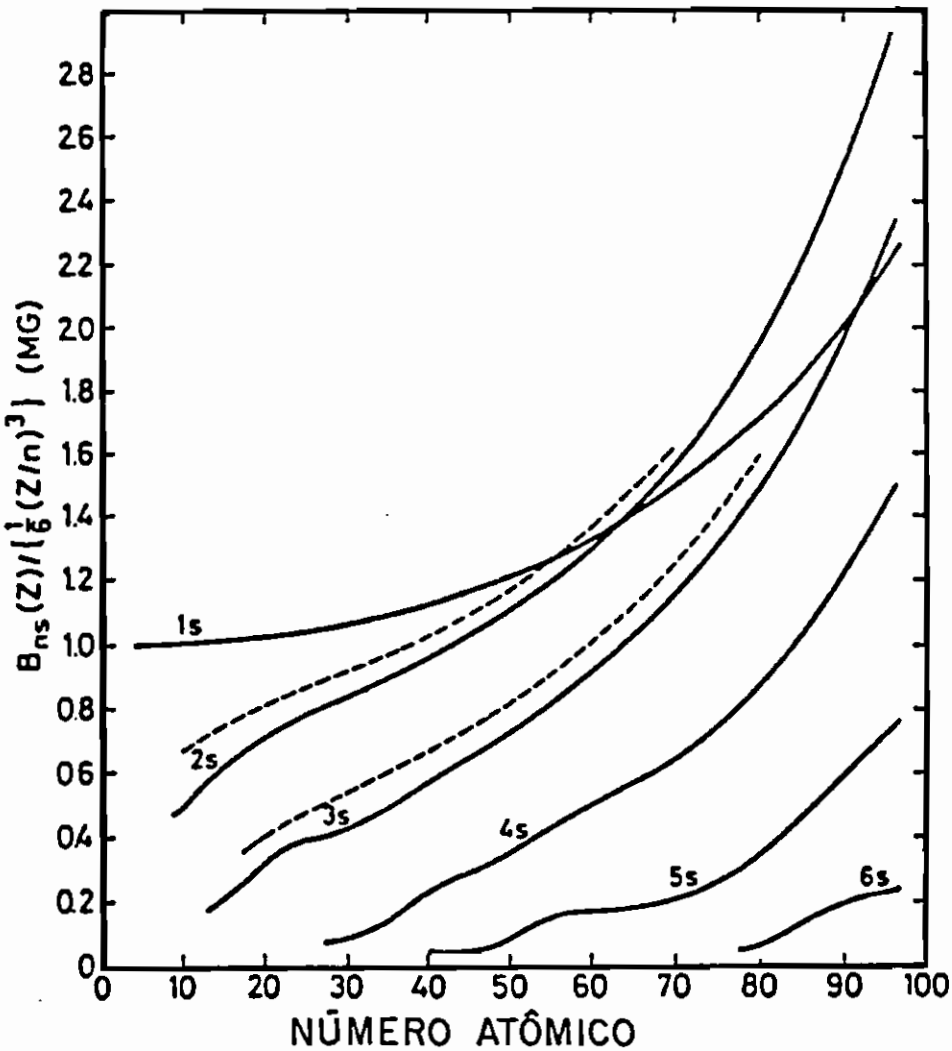

Figura 3.2: Campo magnético de contato em unidades de $(1/6)(Z/n^3)$ devido a um elétron s desemparelhado em um átomo ionizado, mostrado em função do número atômico (curva cheia). As linhas tracejadas representam os campos para elétrons desemparelhados em camadas 2s e 3s, os quais apresentam camadas 2p, 3d e 3d preenchidas pela metade.

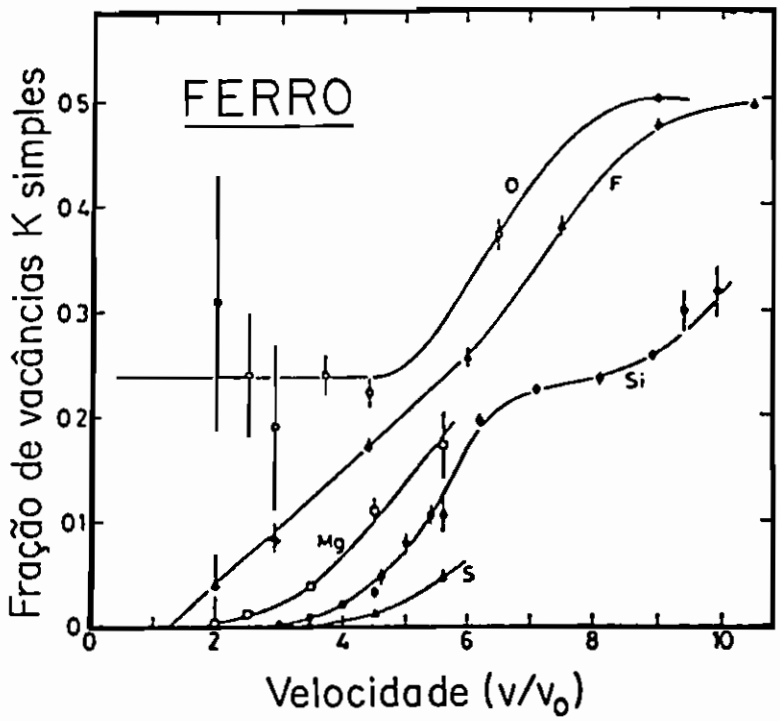

Figura 3.3: Fração de vacâncias K simples no equilíbrio para íons penetrando em ferro.

várias velocidades. Nessa figura podem ser observados vários comportamentos diferentes em relação ao número atômico e à velocidade do íon, os quais serão discutidos a seguir.

Na região de velocidades altas ($v/v_o \geq Z/2$), para íons O, F, Mg, Si e S, recuando em ferro, a fração de vacâncias K simples é caracterizada pela captura de elétrons, principalmente da camada L do átomo de ferro, e também pela ionização e excitação provocada pela interação coulombiana com as cargas blindadas do átomo hospedeiro. Para íons de Si recuando em ferro é verificada uma diminuição de vacâncias em velocidades abaixo de $6v_o$, que é devida a elétrons Auger e decaimento de elétrons das camadas L com emissão de raios X característicos [46]. No processo Auger, um átomo excitado reduz sua excitação, emitindo um elétron, enquanto que, simultaneamente, outro elétron na mesma camada,

decai para uma camada mais interna [50].

Na região de velocidades baixas é observada uma enorme diferença na fração de vacâncias K simples para os íons vizinhos F e O penetrando em ferro. Esses comportamentos distintos podem ser entendidos em termos da formação de orbitais moleculares (MO) [51, 52, 53]. Segundo esse modelo, os orbitais de dois átomos se correlacionam ao se aproximarem em baixas velocidades formando outros orbitais, correspondentes àqueles de um sistema diatômico de acordo com a figura 3.4 [45]. No caso do sistema O + Fe, as vacâncias existentes no orbital molecular $3d\sigma$, onde σ caracteriza a projeção do momento angular $m = 0$, são transferidas exclusivamente do orbital 3d do ferro, ao orbital 1s do O, após a separação, enquanto que em colisões entre F+Fe essas vacâncias são compartilhadas entre os orbitais 1s do F e 2p do Fe, devido à proximidade em energia desses dois orbitais [46]. O comportamento das curvas de vacâncias K simples em velocidades baixas para íons S, Si e Mg, apresenta uma diminuição suave com a velocidade, que pode ser explicada pelo decaimento espontâneo de elétrons em camadas mais externas [48].

Uma estimativa da fração das vacâncias em camadas ns mais externas é prejudicada pela presença de outros orbitais numa mesma camada. Entretanto, espera-se que a fração das vacâncias ns tenha um máximo de aproximadamente 0.5, que é alcançado em velocidades do íon ao redor da velocidade orbital do elétron ns, independente do hospedeiro ferromagnético, enquanto que para velocidades baixas a formação de orbitais moleculares (MO), provoca o aparecimento de efeitos similares àqueles observados para O em ferro [46].

A fonte da polarização para elétrons nas camadas ns do íon em recuo num material ferromagnético polarizado é estabelecida pelo excesso de elétrons polarizados nas camadas M+N de ferro ($2.2\mu_B/atm$), cobalto ($1.7\mu_B/atm$) e níquel ($0.6\mu_B/atm$) ou nas camadas N+O no caso de gadolínio ($7.2\mu_B/atm$) [48]. Esses elétrons são pouco ligados, e pelo menos dois processos devem participar na transferência dessa polarização aos elétrons ligados do íon. O primeiro é devido a interações diretas com o sólido, como captura e perda de elétrons, e o outro é devido às interações entre os próprios elétrons da configuração eletrônica do íon, através de forças de troca ("spin exchange") e acoplamento spin-órbita,

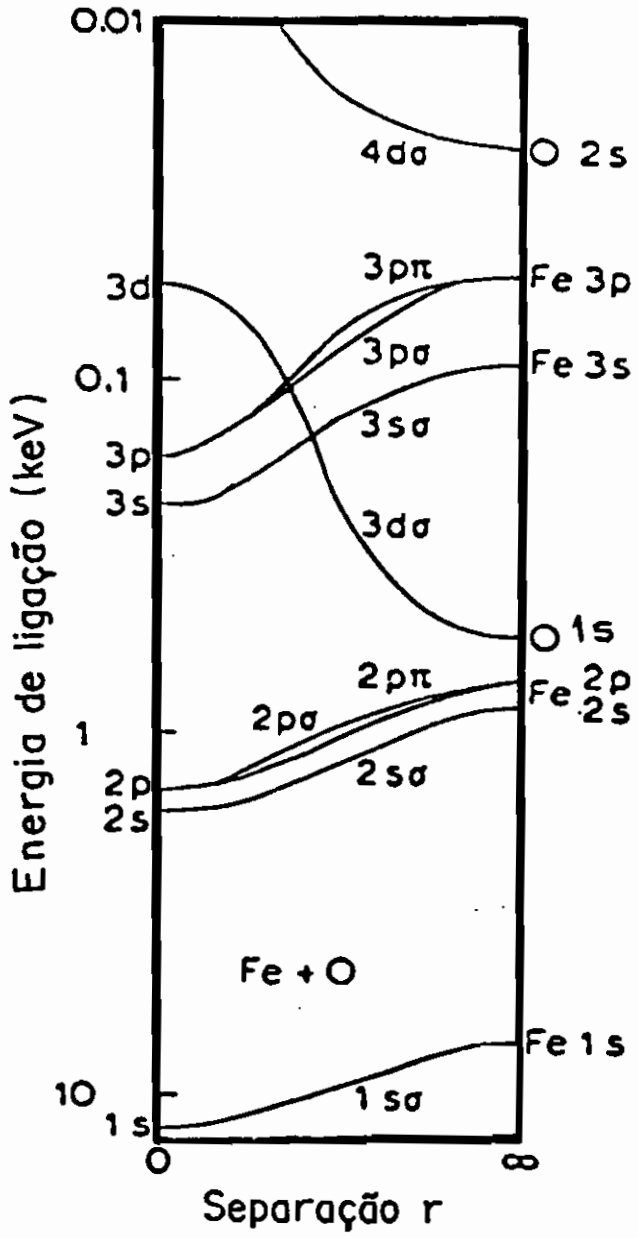

Figura 3.4: Diagrama de correlações do sistema diatômico assimétrico O+Fe para átomos neutros.

assim como processos de excitação e desexcitação. Em geral essas duas formas de interação dependem do número atômico, da velocidade do íon em recuo, bem como do orbital em questão.

O processo de captura eletrônica deve contribuir para a polarização dos elétrons ligados se uma fração significativa dos elétrons capturados forem provenientes das bandas polarizadas do hospedeiro ferromagnético. Cálculos realizados para íons penetrando sólidos em velocidades ($v < 7v_o$) [45], além de resultados experimentais para íons O, F, Mg, Si e S [49] indicam que a captura de elétrons na camada L de íons leves em recuo em ferro, é dominada por elétrons provenientes das camadas M e N do ferro, assim como a captura de elétrons nas camadas M de íons pesados. Por outro lado, elétrons capturados na camada K (L) de íons leves (pesados) são provenientes da camada L do ferro, ou da camada M do gadolínio. Nesse caso, não há transferência direta de polarização através de captura eletrônica. A polarização pode ser transferida indiretamente à camada K de íons leves através de processos Auger em elétrons das camadas L, enquanto que para íons pesados esses processos podem transferir a polarização da camada M para a camada L.

Se os íons em recuo capturarem elétrons provenientes das camadas M e N de Fe, Co e Ni, é esperado um grau de polarização para elétrons em camadas externas do íon de $\xi = 0.14$ para ferro, $\xi = 0.10$ para cobalto, e $\xi = 0.03$ para níquel. Do mesmo modo, é esperado um grau de polarização $\xi = 0.20$, se os elétrons forem capturados das camadas N, O e P dos átomos de gadolínio. Eberhardt et al. [45] mostraram que um valor de $\xi = 0.13$, juntamente com estimativas de F_{ns} podem reproduzir algumas propriedades observadas do campo transiente de ferro.

A polarização também pode ser obtida através da captura de elétrons polarizados em estados fracamente ligados e transferida para camadas mais internas por decaimento espontâneo, excitação por colisão e "spin-exchange coupling".

Processos de decaimento espontâneo podem transferir polarização de elétrons em camadas mais externas para os orbitais s mais internos, em analogia à transferência de polarização por captura eletrônica. Esse mecanismo deve ser eficiente em orbitais fortemente ligados e em baixas velocidades, onde a desexcitação eletrônica deve competir com

outras maneiras de preenchimento das vacâncias. O processo de excitação por colisão deve contribuir para a produção de vacâncias com magnitude comparável aos processos de ionização. Nesses casos a polarização de elétrons em camadas externas provoca excitação, dependente do spin, que resulta na polarização do elétron desemparelhado remanescente na camada mais interna.

Existem vários mecanismos possíveis de transferência de polarização, mas, com o conhecimento atual da interação sólido-íon não é possível calcular ξ exatamente, e somente o próprio campo transiente pode fornecer informações sobre o grau de polarização das vacâncias. Nesse sentido, alguns grupos determinaram experimentalmente o grau de polarização dos elétrons desemparelhados na camada K, em função da velocidade e do número atômico (Z) de íons leves em recuo em diferentes hospedeiros ferromagnéticos. Para estas medidas foram utilizados como íons de prova: C [54], O [54, 55], Ne [56], Mg [57, 58], Si [3] e S [59] em velocidades próximas à velocidade orbital dos elétrons da camada K ($v = Zv_o$), na qual a fração de vacâncias é máxima ($F_{1s} = 0.5$). O momento magnético de pelo menos um dos estados excitados desses núcleos tinha sido determinado por outras técnicas, e as suas frações de vacâncias K eram conhecidas experimentalmente [49]. Dessa forma, medindo-se a interação magnética é possível determinar o grau de polarização do elétron desemparelhado (ξ_{1s}). O campo de contato de elétrons na camada 1s (B_{1s}) foi calculado através da equação 3.13. Os resultados obtidos indicaram que a polarização dos elétrons desemparelhados na camada K dos íons leves, ao recuarem em ferro, variava de 0.12 a 0.28, apresentando um valor médio de $< \xi_{1s} >= 0.14 \pm 0.01$. No caso de íons recuando em gadolínio os valores obtidos eram praticamente constantes, com valor médio de $< \xi_{1s} >= 0.24 \pm 0.01$, enquanto que para íons de O e S recuando em níquel o valor foi de $< \xi_{1s} >= 0.05 \pm 0.01$.

Foram feitas algumas estimativas, considerando-se como mecanismo de transferência de polarização o "spin-flip" dos elétrons desemparelhados do íon em recuo, provocado pelo espalhamento elástico com os elétrons polarizados do hospedeiro ferromagnético. Comparando-se os valores experimentais com os calculados encontra-se uma concordância razoável, sugerindo ser este o mecanismo principal na transferência da polarização para

os elétrons do íon em recuo [59, 60].

Convém ressaltar que foi observada a existência do campo transiente mesmo em intervalos de tempo da ordem de alguns fs [61]. Foram feitos cálculos considerando o mecanismo descrito acima e verificou-se que é possível reproduzir seções de choque suficientemente grandes para explicar o aparecimento desse campo tão intenso, mesmo em intervalos de tempo tão curtos.

Foram medidos também os graus de polarização de íons de O e F em velocidades altas, 7 e 11 v_o respectivamente, emergindo de folhas de ferro polarizadas [62, 63]. Os graus de polarização encontrados foram de $< \xi_{1s} >= 0.10 \pm 0.03$ e $< \xi_{1s} >= 0.060 \pm 0.006$, respectivamente. No caso dos íons de O foi realizada uma medida integral no tempo, enquanto que nos íons de F foi feita uma medida diferencial de maior sensibilidade. Como o valor encontrado nessa última medida é quase a metade do que o esperado, os autores sugeriram ter sido essa redução provocada pela presença de uma fina camada de O ou C ($\approx 1\mu g/cm^2$) na superfície da folha ferromagnética.

Espera-se que a maioria dos processos discutidos, baseados na presença de elétrons em camadas externas, percam a sua magnitude em velocidades mais altas quando essas camadas são totalmente ionizadas. Dessa forma o campo deve atingir um valor máximo em $v_{ion} \approx Zv_o$. Este comportamento foi confirmado pela observação do campo sobre íons de C e O [64, 55], onde a dependência com a velocidade é determinada nitidamente pela fração de elétrons desemparelhados.

O aumento da intensidade do campo com a velocidade foi observado em íons leves (6<Z<16) em velocidades até $\approx 8v_o$, enquanto que foram observados campos de intensidades bem menores do que as esperadas para íons pesados em velocidades acima de $v \approx 5v_o$. Este decréscimo foi atribuído a uma propriedade do íon e entendido em termos de um impedimento da transferência de polarização do hospedeiro para o íon pesado em velocidades altas, i.e., o aumento do campo hiperfino devido a elétrons de camadas mais internas é compensado pelo decréscimo no grau de polarização. Por outro lado, medidas do campo transiente em íons de Si em velocidades 11 e $13v_o$ em recuo em ferro e em Gd indicaram comportamentos diferentes em velocidades altas, quando o estado nuclear é

populado através de excitação coulombiana com feixes de íons ^{28}Si em relação à utilização de feixes de ^{62}Ni [65, 66]. A intensidade do campo transiente é reduzida quando se utiliza feixe de ^{62}Ni, o que não acontece quando são utilizados feixes de ^{28}Si. Foi sugerido ser essa redução devida a uma perda momentânea do ferromagnetismo, causada pela interação do feixe de íons pesados com a rede cristalina do hospedeiro ferromagnético. Nesse mesmo trabalho, foi apresentada a medida do campo transiente em íons de O em recuo em ferro, após o bombardeamento sucessivo do alvo com feixe de Ni. A intensidade do campo transiente sentido pelos íons de O não foi alterada significativamente, sugerindo que a redução da magnetização ocorra somente durante a passagem do feixe de íons pesados, e que o hospedeiro ferromagnético recupera suas propriedades magnéticas após o bombardeio.

O grupo de Legnaro [67] mediu o campo transiente em íons ^{20}Ne recuando em ferro e Gd, numa velocidade de $9v_o$. Nessa medida o feixe de neônio atinge um alvo duplo com camadas de Fe (Gd) e Au, e é excitado através da interação coulombiana com os núcleos de ouro. Os íons excitados e retroespalhados atravessam novamente a camada de ferro, onde sentem o campo transiente. Os resultados preliminares dessa experiência indicaram uma intensidade do campo, tanto em Fe como em Gd, bem menor do que o observado para Si em Fe (Gd), mesmo levando-se em conta o tempo de trânsito e a dependência em Z. Tais resultados sugerem que o campo transiente é realmente atenuado nessa região de velocidades, mesmo quando são utilizados feixes de íons leves.

3.1.3 Parametrizações

A complexidade e a quantidade de processos envolvidos, tanto na estimativa da fração de íons com elétrons s desemparelhados, como o grau de polarização desses elétrons, impedem uma descrição precisa do campo transiente, tanto qualitativa como quantitativamente em todas as regiões de velocidades. No entanto, com a finalidade de utilizar o campo magnético transiente em medidas de momentos magnéticos de estados excitados de meia vida curta, foram propostas algumas parametrizações semi-empíricas do campo transiente

em função da magnetização do hospedeiro, da velocidade e do número atômico do íon em vôo.

A primeira parametrização para esse campo foi sugerida pelo grupo de Utrecht [45],

$$B(v,Z) = a\frac{v}{v_o}Z \quad T \tag{3.14}$$

onde a constante $a = (12.5 \pm 1.7)$ foi obtida por um ajuste dos resultados experimentais de ^{28}Si recuando em ferro.

O grupo de Rutgers propôs outra parametrização para o campo transiente da seguinte forma [38]:

$$B(v,Z) = aZ^{p_z}(\frac{v}{v_o})^{p_v}M \quad T \tag{3.15}$$

onde a, p_v e p_z são parâmetros ajustados aos dados experimentais, e M é a magnetização da folha ferromagnética. Os parâmetros foram ajustados considerando-se uma grande variedade de íons (Z = 8 a 68) em recuo em ferro e gadolínio, obtendo-se $p_v = (0.45 \pm 0.18)$, $p_z = (1.1 \pm 0.2)$ e $a = (96.7 \pm 1.6)$.

O grupo de Chalk River propôs por sua vez a seguinte dependência com v e Z [68]:

$$B(v,Z) = \alpha\frac{v}{v_o}Zexp[-\beta(\frac{v}{v_o})] \quad T \tag{3.16}$$

Para a obtenção dos parâmetros foi feita uma calibração de terras raras em recuo em ferro, obtendo-se os valores $\alpha = (19.0 \pm 0.6)$ e $\beta = 0.12$ [43]. Essas parametrizações do campo transiente estão graficadas na figura 3.5 em função da velocidade do íon (Z=65) em recuo em ferro.

As parametrizações do campo descrevem uma dependência aproximada em função de v e Z, e não devem ser usadas em velocidades muito baixas ($v \leq v_o$), onde os efeitos de orbitais moleculares no campo transiente se tornam importantes. As parametrizações são válidas na região de velocidades $v_o < v < 10v_o$, e concordam com o fato do campo transiente ter uma dependência aproximadamente linear com o número atômico do projétil, e com a magnetização do material ferromagnético, assim como descrevem um mesmo comportamento de crescimento suave em função da velocidade do íon. Esse comportamento pode ser justificado qualitativamente no contexto de elétrons ligados polarizados, onde

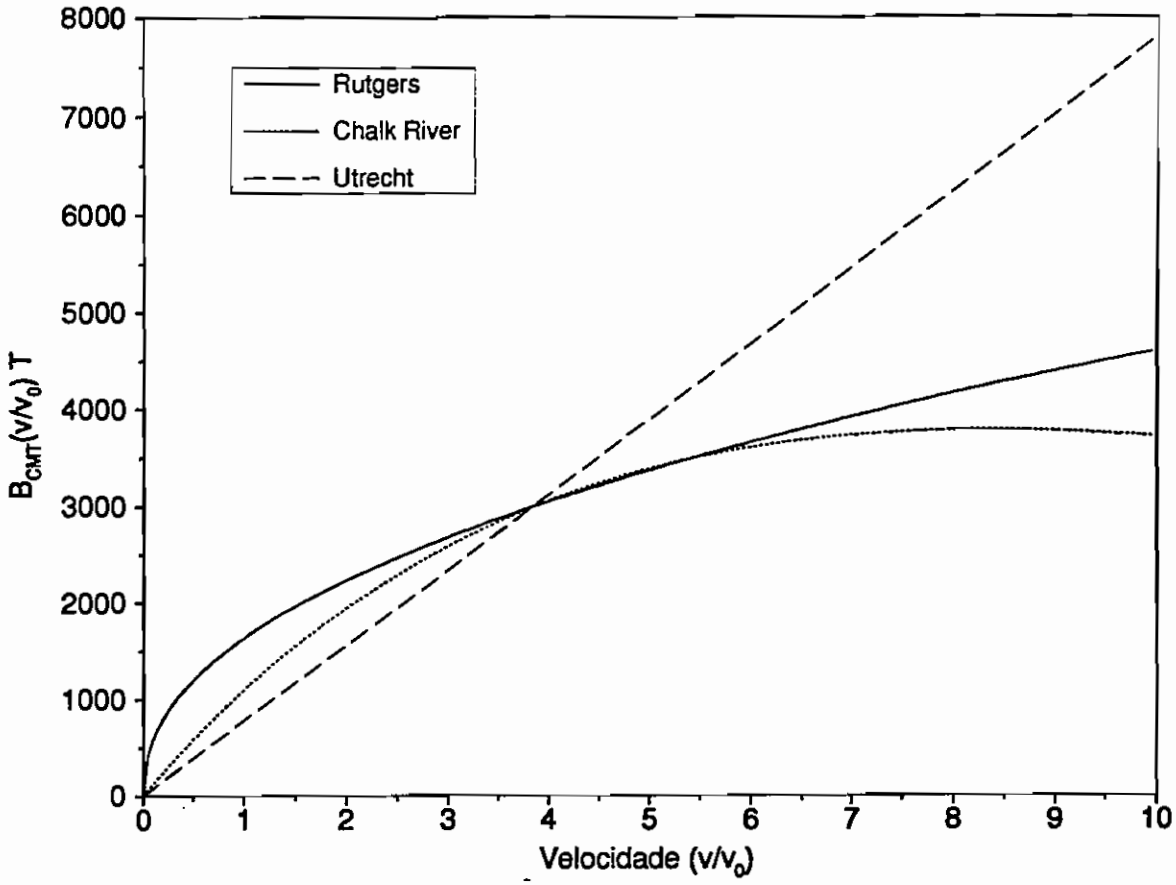

Figura 3.5: Parametrizações do campo transiente em função da velocidade do íon (Z=65) em recuo em ferro.

as contribuições das camadas ns para o campo transiente se sobrepõem sugerindo um crescimento suave com a velocidade do íon.

3.2 Técnica do "Alvo Triplo"

Nas medidas empregando o CMT, os estados nucleares são populados, em geral, via excitação coulombiana com feixe de íons pesados. Os núcleos excitados e alinhados penetram num material ferromagnético, polarizado por um campo magnético externo, aplicado perpendicularmente ao plano de reação. A partir do momento em que penetram no material ferromagnético, os íons sentem um campo magnético intenso (CMT). A interação entre esse campo e o momento magnético de um estado é descrita pela precessão de Larmor, dada por:

$$\omega_L = \frac{d\phi}{dt} \tag{3.17}$$

onde ϕ é a rotação média do spin nuclear provocada pela interação com o campo magnético, e é dada por [69]:

$$\phi = \frac{-g\mu_N}{\hbar}\int_0^\infty B(t)P(t)\,dt \tag{3.18}$$

sendo $B(t)$ o campo magnético, $P(t) = e^{-t/\tau}$ a população do estado no instante t e τ a vida média do estado.

A rotação média do spin nuclear pode ser reescrita em termos das velocidades dos íons em recuo:

$$\phi = \frac{-gm\mu_N}{\hbar}\left\{\int_{v_i}^{v_f}\frac{B_{CMT}(v)e^{(-t(v)/\tau)}}{\frac{dE}{dx}(v)}\,dv + B_e\tau\, e^{(-t_e/\tau)}\right\} \tag{3.19}$$

onde m é a massa do íon em recuo, v_i e v_f as velocidades iniciais e finais dos íons ao atravessarem a folha ferromagnética, t_e o tempo total de freamento, $\frac{dE}{dx}(v)$ o poder de freamento do material ferromagnético, B_{CMT} o campo magnético transiente e B_e o campo hiperfino estático. Os íons sentem a presença do CMT durante o tempo de trânsito no material ferromagnético ($\approx$ 0.5 ps), na mesma direção do campo externo polarizador.

O segundo termo deve ser incluído quando os íons são totalmente freados no material ferromagnético, quando então sentem a presença do campo hiperfino estático.

Na técnica de "alvo triplo" [71] os íons atingem o repouso em uma terceira camada não magnética, para que os efeitos magnéticos relevantes sejam restritos durante a passagem do íon pela camada ferromagnética. Dessa forma é eliminada a contribuição do campo magnético hiperfino estático, uma fonte de erro a mais, uma vez que, em experiências de implantação de íons verificou-se que sua contribuição é afetada devido aos danos da radiação no hospedeiro [72]. Outra vantagem desta técnica é ser praticamente independente da vida média para estados com $\tau > 1\ ps$.

Núcleos com estados de momentos de quadrupolo diferentes de zero, quando implantados em redes cristalinas que apresentem algum gradiente de campo elétrico, são submetidos à interação quadrupolar, tendendo a desalinhá-los. Para evitar tal interação são utilizados, como camada freadora, materiais como cobre, chumbo ou prata. Estes elementos não apresentam gradiente de campo elétrico em sua rede por possuírem forma cristalina cúbica. Danos produzidos pelo feixe nessa camada, acabam por destruir essa simetria acarretando perda do alinhamento. Isto acaba impedindo, em muitos casos, a utilização da técnica de alvo triplo para estados de vida média muito longa (ns).

Nessa técnica a espessura da folha ferromagnética é controlada para que os íons permaneçam mais tempo nessa camada, porém a velocidade do íon deve ser $v > v_o$, para se evitar a região de velocidades baixas, onde existem muitas incertezas na determinação do poder de freamento tanto eletrônico como nuclear. Dessa forma, evita-se também a região de velocidades onde ocorrem descontinuidades no valor do campo magnético transiente, provocadas pela formação de orbitais moleculares (MO) [73], além de não ser necessário incluir o campo transiente para velocidades baixas, descrito pela teoria de Lindhard & Winther.

3.3 Distribuição Angular

A distribuição angular de raios γ emitidos no decaimento de estados excitados depende da sua multipolaridade e da orientação nuclear em relação a um eixo de quantização. Núcleos num estado com spin $\vec{I}$ estão orientados quando os possíveis $2I+1$ subestados magnéticos (m) não estiverem igualmente populados. O grau de orientação do núcleo depende do processo de formação do estado excitado. No caso de reações nucleares o eixo de quantização é dado pela direção do feixe de partículas, e o alinhamento é produzido pelo mecanismo de reação.

A orientação de um conjunto de núcleos pode ser descrita através de parâmetros de população $P(m_i)$, que são as populações relativas dos vários subestados magnéticos m_i.

$$P(m_i) = \frac{N(m_i)}{\sum N(m_i)} \tag{3.20}$$

Em um sistema com simetria cilíndrica, a distribuição angular de fótons de multipolaridade λ e componente μ é dada por [13]:

$$Z_{\lambda\mu}(\theta,\phi) = \frac{(-)^{\mu-1}}{4\pi}\sum_k < \lambda 1 \lambda - 1 \mid k0 >< \lambda\mu\lambda - \mu \mid k0 > P_k(\cos\theta) \tag{3.21}$$

onde k é par, e tem valor máximo $k_{max} = 2\lambda$. A probabilidade de um raio γ de momento angular λ ser emitido de um estado orientado com parâmetro de população $P(m_i)$ é dada por:

$$a_{\lambda\mu} = \sum_{m_i} |< j_i m_i \lambda\mu \mid j_f m_f >|^2 \; P(m_i) \tag{3.22}$$

Levando-se em conta essa probabilidade, a distribuição angular de um raio γ emitido de um estado orientado, será dada por:

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \frac{-1}{4\pi}\sum_k < \lambda 1 \lambda - 1 \mid k0 > \; P_k(\cos\theta) \\ &\times \sum_{m_i,\mu} (-)^{\mu} < \lambda\mu\lambda - \mu \mid k0 > |< j_i m_i \lambda\mu \mid j_f m_f >|^2 \; P(m_i) \end{aligned} \tag{3.23}$$

Em geral a orientação nuclear é descrita, por conveniência, através dos tensores estatísticos $\rho_k(I)$, definidos por,

$$\rho_k(j) = \sqrt{(2j+1)}\sum_m (-)^{j-m} < jmj-m \mid k0 > P(m), \quad k = 0, 1, \ldots, 2j. \tag{3.24}$$

A distribuição angular é então escrita como:

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(j_i) F_k(j_f \lambda j_i)\, P_k(\cos\theta) \tag{3.25}$$

com

$$F_k(j_f \lambda j_i) = (-)^{1+j_i-j_f}\sqrt{(2j_i+1)}\,(2\lambda+1) < \lambda 1 \lambda - 1 \mid k0 > \times W(j_i j_i \lambda\lambda; k j_f) \tag{3.26}$$

onde $W(j_i j_i \lambda\lambda; k j_f)$ são os coeficientes de Racah.

Essa expressão é normalizada para que o seu primeiro termo seja a unidade: $\rho_0(j)$=1, $F_0(j_f \lambda j_i)$=1, $P_0(\cos\theta)$=1. Os tensores estatísticos contêm toda informação necessária da população do estado inicial, e os coeficientes F_k dependem somente do momento angular envolvido. Para o caso de transições multipolares misturadas λ e λ', são utilizados os coeficientes F_k de uma forma mais geral:

$$F_k(j_i \lambda\lambda' J_i') = (-)^{1+j_i-j_f}\sqrt{(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2j_i+1)} < \lambda 1 \lambda' - 1 \mid k0 > \times W(j_i j_i \lambda\lambda'; k j_f) \tag{3.27}$$

Reescrevendo a distribuição angular, vem

$$W(\theta) = \sum_k A_k(j_i \lambda\lambda' j_f)\, P_k(\cos\theta) \tag{3.28}$$

onde o coeficiente A_k para a transição misturada é dado por:

$$A_k(j_i \lambda\lambda' j_f) = \rho_k(j_i)\,(1+\delta^2)^{-1}[F_k(j_f \lambda\lambda j_i) + 2\delta F_k(j_f \lambda\lambda' j_i) + \delta^2 F_k(j_f \lambda'\lambda' j_i)] \tag{3.29}$$

onde δ é a razão de mistura para a transição definida por:

$$\delta = \frac{< j_f \,\|\lambda'\|\, j_i >}{< j_f \,\|\lambda\|\, j_i >} \tag{3.30}$$

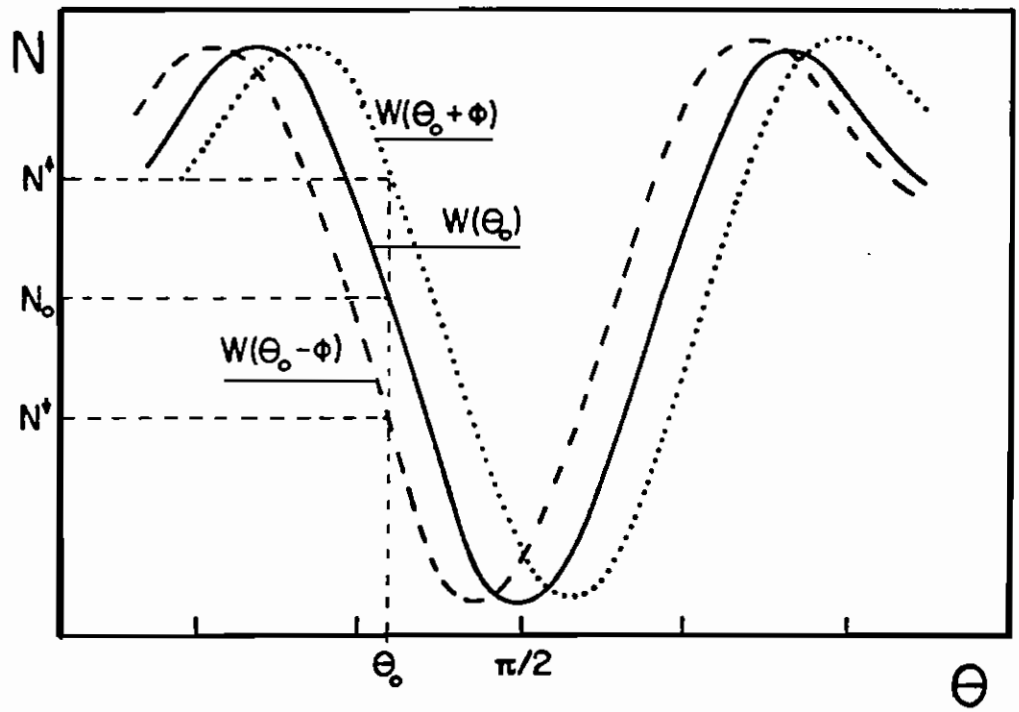

Figura 3.6: Desenho esquemático indicando a alteração do número de raios γ coletados provocada pela inversão do campo magnético polarizador.

3.4 Medida da Rotação

A rotação da distribuição angular pode ser determinada medindo-se a variação do número de contagens, num dado ângulo, quando o sentido do campo magnético polarizador for invertido. Esta inversão provoca uma rotação da distribuição angular no sentido contrário, alterando o número de raios γ coletados no detetor (figura 3.6).

Considerando-se apenas um detetor posicionado num ângulo θ_0, com feixe constante, e dados sendo adquiridos durante um intervalo de tempo fixo para os dois sentidos do campo magnético, o número de contagens é proporcional a:

$$N^{\uparrow\downarrow} = W(\theta_0 \pm \phi) \tag{3.31}$$

onde os sinais correspondem ao sentido do campo magnético aplicado sobre o núcleo.

Em primeira ordem, pode-se escrever:

$$N^{\uparrow\downarrow} = W(\theta_0) \pm \phi \frac{dW}{d\theta} |_{\theta=\theta_0} \tag{3.32}$$

e, definindo a razão:

$$\varepsilon = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}} \tag{3.33}$$

vem,

$$\varepsilon = \frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta} |_{\theta_0} \ \phi \tag{3.34}$$

onde

$$SL = \frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta} |_{\theta_0} \tag{3.35}$$

é a inclinação logarítmica da distribuição angular.

A rotação da distribuição angular é então extraída da medida das quantidades ε e SL, através da relação

$$\phi = \frac{\varepsilon}{SL} \tag{3.36}$$

O número de contagens depende do número de núcleos excitados, durante o intervalo de tempo em que o campo magnético permanecer num dos sentidos ($n_{\pm}$), e deve ser corrigido por alguns fatores como a eficiência (e) e o ângulo sólido ($\Delta\Omega$) do detetor de raios γ. Com isso, ε é escrito como:

$$\varepsilon = \frac{N^{\uparrow} e\, n_+ \Delta\Omega - N^{\downarrow} e\, n_- \Delta\Omega}{N^{\uparrow} e\, n_+ \Delta\Omega + N^{\downarrow} e\, n_- \Delta\Omega} \tag{3.37}$$

como é utilizado o mesmo detetor nos dois sentidos do campo, as correções devidas à eficiência e ao ângulo sólido são canceladas.

Utilizando-se dois detetores posicionados em ângulos tais que: $SL(\theta_1) = -SL(\theta_2)$, e sendo ϕ uma quantidade física independente do ângulo em que é medida, de acordo com a equação 3.36, vem

$$\phi = SL(\theta_1)^{-1}\varepsilon_1 = SL(\theta_2)^{-1}\varepsilon_2 \tag{3.38}$$

e

$$\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \varepsilon \tag{3.39}$$

Definindo-se a razão

$$\rho = \frac{N^{\uparrow}}{N^{\downarrow}} \tag{3.40}$$

tem-se,

$$\rho_1 = \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \quad e \quad \rho_2 = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \tag{3.41}$$

definindo-se ρ como a média geométrica de ρ_1 e ρ_2

$$\rho = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{1/2} \tag{3.42}$$

e substituindo ε, encontra-se

$$\rho = \left(\frac{N_1^{\uparrow} n_+}{N_1^{\downarrow} n_-} \frac{N_2^{\downarrow} n_-}{N_2^{\uparrow} n_+}\right)^{1/2} = \left(\frac{N_1^{\uparrow} N_2^{\downarrow}}{N_1^{\downarrow} N_2^{\uparrow}}\right)^{1/2} \tag{3.43}$$

portanto ρ é independente da normalização $n_{\pm}$ e livre de erros sistemáticos causados pelas variações da corrente do feixe, e também independente do número de inversões do campo.

Como as distribuições angulares são simétricas por reflexão, i.e., $W(\theta) = W(\theta - \pi)$, podem ser utilizados 4 detetores dispostos em ângulos ($\pm\theta_1$ e $\pm\theta_2$) que satisfaçam às seguintes condições: $SL(\theta_1) = -SL(-\theta_1) = SL(-\theta_2)$. Dessa forma são extraídos 6 valores de ε correspondentes às várias combinações de pares de detetores. Com isso pode ser feita uma média com os 4 valores referentes à rotação observada. Os dois valores restantes, correspondentes aos pares de detetores posicionados em ângulos tais que $SL(\theta_1) = SL(-\theta_2)$, são nulos. Esse procedimento, além de otimizar a tomada de dados, possibilita um teste da experiência durante a aquisição de dados, pois, pode-se verificar periodicamente o balanceamento entre os detetores.

3.4.1 Excitação Coulombiana Múltipla

A excitação coulombiana é o processo pelo qual um núcleo é excitado pelo campo eletromagnético das partículas carregadas incidentes. Para que o projétil não penetre no

alcance das forças nucleares, a energia de bombardeio deve ser menor do que a energia de segurança, dada por [74] :

$$E_s = 1.44(\frac{A_1 + A_2}{A_2})\frac{Z_1 Z_2}{1.24(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 5} \quad MeV \tag{3.44}$$

onde Z_1, Z_2, A_1 e A_2 são os números atômicos e as massas do projétil e do alvo respectivamente.

A excitação coulombiana de primeira ordem é causada pela alteração no campo eletromagnético induzido pelas partículas carregadas incidentes, i.e., pelo fóton virtual emitido pelo projétil sobre o núcleo-alvo. Abaixo da barreira coulombiana a força nuclear é desprezível; por outro lado, a interação eletromagnética ainda fornece uma considerável excitação do núcleo, principalmente dos níveis nucleares resultantes dos graus de liberdade coletivos.

A excitação coulombiana é largamente utilizada para se popular estados excitados em núcleos estáveis, e para se determinar, por exemplo, as energias, as probabilidades de transição desses estados, etc, por se tratar de um fenômeno bem explicado pela teoria eletromagnética. Esse mecanismo, permite o controle da população inicial dos estados através da escolha do projétil e da energia utilizada. Nas experiências que utilizam excitação coulombiana, os núcleos alinhados são selecionados através de uma coincidência temporal dos raios γ emitidos nos decaimentos dos estados, com as partículas retroespalhadas do feixe.

Se um único estado nuclear for populado, a rotação da distribuição angular do raio γ emitido no decaimento desse estado fornece diretamente a informação sobre seu fator g (equação 3.19). No entanto, no caso de experiências de excitação coulombiana múltipla, na qual são populados vários estados nucleares simultaneamente (ver figura 3.7), a precessão nuclear total observada é proveniente das contribuições das precessões dos vários estados populados durante a passagem do núcleo pela camada ferromagnética. A assimetria (ε) na distribuição angular observada de um raio γ emitido de um estado pertencente a uma cascata de decaimentos, contém as informações de todas as precessões ocorridas e deve ser cuidadosamente analisada.

A rotação parcial do núcleo num estado i qualquer, populado durante a passagem pela camada ferromagnética, pode ser definida por:

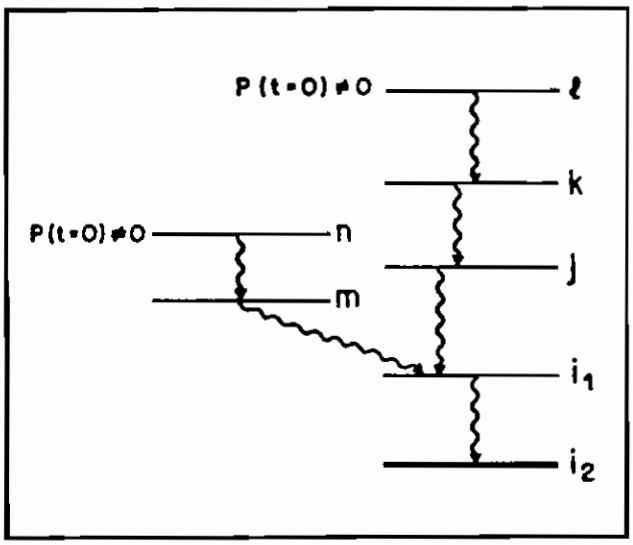

Figura 3.7: Esquema de níveis populados em uma excitação múltipla, indicando os estados conectados através de transições eletromagnéticas.

$$\Delta\phi_i^\ell = g_i w_i^\ell \tag{3.45}$$

onde g_i é o fator g do estado i e

$$w_i^\ell = \frac{\mu_N}{\hbar}\int_{t_i}^{t_f} P_i^\ell(t) B_{CMT}(t)\, dt \tag{3.46}$$

onde B_{CMT} é o campo magnético transiente, t_i o instante de entrada do núcleo no ferromagneto e t_f o instante de saída. O quanto um estado i é populado no instante $t\,(P_i^\ell(t))$, depende do decaimento dos níveis que o populam, e é dado pelas equações de Bateman [75], supondo que o nível ℓ seja populado diretamente no instante inicial ($t = 0$),

$$P_i^\ell(t) = \sum_{j=i+1}^{\ell} a_{ij} P_j^\ell + b_i^\ell\, e^{-\Lambda_i t} \tag{3.47}$$

com

$$a_{ij} = \begin{cases} \frac{\lambda_{ji}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & \text{para } j = i+1 \\ \frac{\lambda_{ji} - \sum_{k=i+1}^{j-1} \lambda_{jk} a_{ik}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & \text{para } j > i+1 \end{cases} \tag{3.48}$$

e

$$b_i^\ell = \begin{cases} P_\ell^\ell(0) & \text{para } i = \ell \\ -a_{il} P_\ell^\ell(0) & \text{para } i < \ell \end{cases} \tag{3.49}$$

sendo Λ_i a probabilidade de transição total do nível i:

$$\Lambda_i = \sum_{j<i} \lambda_{ij} \tag{3.50}$$

onde λ_{ij} são as constantes de decaimento que descrevem as probabilidades de transição entre dois estados quaisquer $i \to j$.

Considerando um dado caminho de decaimento, iniciado pelo nível ℓ, a rotação total do núcleo, no estado de interesse, é dada pela soma das rotações do próprio estado e de todos os estados que o populam,

$$\phi_i^\ell = \Delta\phi_i^\ell + \sum_{i_1=i+1}^{\ell} \sum_{i_2=i}^{i_1-1} \Delta\phi_{i_1}^\ell Y_{i_1 i_2}^\ell \tag{3.51}$$

Esta soma deve ser ponderada pelo número total de raios γ da transição $i \to j$, dada por:

$$Y_{ij}^\ell = \lambda_{ij} \int_0^\infty P_i^\ell(t)\, dt \tag{3.52}$$

Neste caso, a assimetria da distribuição angular dos raios γ emitidos na transição $i_1 \to i_2$ será uma generalização da equação 3.34,

$$\varepsilon_{i_1 i_2}^\ell = \phi_i^\ell \frac{1}{W_{i_1 i_2}^\ell(\theta_\gamma \varphi_\gamma)} \frac{dW_{i_1 i_2}^\ell(\theta_\gamma \varphi_\gamma)}{d\theta}\Big|_{\theta_\gamma \varphi_\gamma} \tag{3.53}$$

A distribuição angular $W_{i_1 i_2}^\ell(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ dos raios γ emitidos pela transição entre os níveis $i_1 \to i_2$, populados via decaimento do nível ℓ, pode ser calculada através da equação [13],

$$W_{i_1 i_2}^\ell(\theta_\gamma \varphi_\gamma) = \sum_{\substack{k=0,2,4 \\ \kappa=-k,k}} Q_k(i,j) U_{k,\kappa}^\ell(i,\delta) F_k(i,j,\delta) Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) \tag{3.54}$$

onde Q_k são os fatores de atenuação geométricos, que dependem das dimensões do detetor e da energia dos raios γ em questão [70], e $U_{k,\kappa}^\ell(i,\delta)$ fornece o alinhamento do nível i dado por:

$$U_{k\kappa}^\ell(i,\delta) = \rho_{k\kappa}^\ell \prod_{\substack{j_1=i+1,\ell \\ j_2=i,j_1}} \frac{1}{1+\delta^2} \left[u_k(j_1,2,j_2) + \delta^2 u_k(j_1,1,j_2)\right] \tag{3.55}$$

onde

$$u_k(j_1\lambda j_2) = (-)^{\lambda-j_1-j_2}[(2j_1+1)(2j_2+1)]^{\frac{1}{2}}W(j_1j_1j_2j_2;k\lambda) \tag{3.56}$$

e,

$$F_k(i,j,\delta) = \frac{1}{1+\delta^2}[F_k(i,j,2,2) + \delta^2 F_k(i,j,1,1) + 2\delta F_k(i,j,2,1)]. \tag{3.57}$$

Na equação 3.54 são considerados todos os estados j_1 e j_2 que pertençam à cascata iniciada no nível ℓ, e que sejam conectados ao nível i. A quantidade $\rho^{\ell}_{k\kappa}$ é o tensor estatístico e indica o alinhamento do nível ℓ quando populado diretamente pela excitação coulombiana.

Os valores das assimetrias $\varepsilon^{\ell}_{i_1i_2}$ (equação 3.53) também devem ser ponderados considerando-se todos os níveis populados no instante $t = 0$.

$$< \varepsilon_{i_1i_2} > = \sum_{\ell=i_1}^{NL} \varepsilon^{\ell}_{i_1i_2} Y^{\ell}_{i_1i_2} \tag{3.58}$$

Essa assimetria é a quantidade medida experimentalmente quando se utiliza excitação coulombiana múltipla.

Capítulo 4

A Experiência

Os estados excitados do núcleo ^{159}Tb foram populados através de excitação coulombiana com feixe de ^{35}Cl de energia incidente 88 MeV. O feixe de ^{35}Cl atinge o alvo, onde a primeira camada é de Tb_2O_3 ($\approx 500\mu g/cm^2$). Os núcleos de térbio excitados recuam através da camada de ferro ($\approx 2.5mg/cm^2$), onde sentem o CMT, e são totalmente freados em uma camada de prata natural ($\approx 4mg/cm^2$).

A precessão de Larmor provocada pela interação do CMT com o momento magnético do estado nuclear é determinada através da observação das distribuições angulares das transições eletromagnéticas emitidas nos decaimentos dos estados excitados. Os raios γ foram detetados em coincidência temporal com as partículas do feixe retroespalhadas, coletadas por um detetor anular. A simetria cilíndrica na deteção das partículas retroespalhadas em coincidência com os raios γ emitidos, permite a seleção de núcleos alinhados. Esta coincidência permite também limitar os ângulos de recuo dos íons ao penetrarem na folha ferromagnética.

4.1 Montagem Experimental

Na figura 4.1 vê-se um desenho esquemático do interior da câmara de espalhamento utilizada nas medidas. Esta câmara mantém fixos à sua tampa um circuito magnético, utilizado para polarizar o alvo, e o detetor de partículas por avalanche (PPAD), responsável pela coleta das partículas retroespalhadas.

O circuito magnético foi dimensionado para fornecer um campo perpendicular ao plano da reação, suficiente para polarizar a folha de ferro (B $\approx$ 500 *gauss* [76], sendo constituído de um C magnético de ferro ARMCO, com duas bobinas encapsuladas, alimentadas por uma fonte regulada em corrente. A figura 4.2 mostra o campo magnético fornecido pelo sistema em função da corrente aplicada nas bobinas. As inversões do sentido da polarização da folha de ferro são controladas por um circuito eletrônico que recebe pulsos do integrador do feixe a cada 4 μC de carga, coletada no copo de Faraday, indicando o instante para a inversão da corrente nas bobinas. O intervalo de tempo durante o qual a polarização da folha de ferro permanece num dado sentido varia de acordo com a intensidade da corrente do feixe, e foi de aproximadamente 3 minutos.

Foi utilizado um detetor de partículas anular a gás, desenvolvido especialmente para as medidas de fatores g [77]. Este detetor, com simetria axial e abertura angular de 171° a 145°, foi posicionado a 30 mm do alvo, num ângulo sólido de Ω = 1.1 sr. A pressão em seu interior foi mantida em P = 3 torr, mantendo-se também um fluxo contínuo de gás isobutano. Foi posicionado junto ao detetor um colimador de tântalo de 3mm de diâmetro, de modo a evitar que o feixe o atingisse. Através deste detetor, foram obtidos pulsos rápidos ($\approx$ 5 ns) com alguns mV de amplitude, após passarem por um pré-amplificador rápido, que indicam o instante de chegada da partícula retroespalhada. Na figura 4.3 é apresentado o esquema deste detetor anular.

Os detetores de raios γ (GeHp) foram fixados em uma mesa giratória de correlação angular centrada na câmara de espalhamento (figura 4.4), numa distância de 8.5 cm do alvo. Esses detetores, com $\approx$ 2.2 keV de resolução e cerca de 20% de eficiência, foram posicionados em ângulos próximos ao máximo da inclinação da distribuição angular para

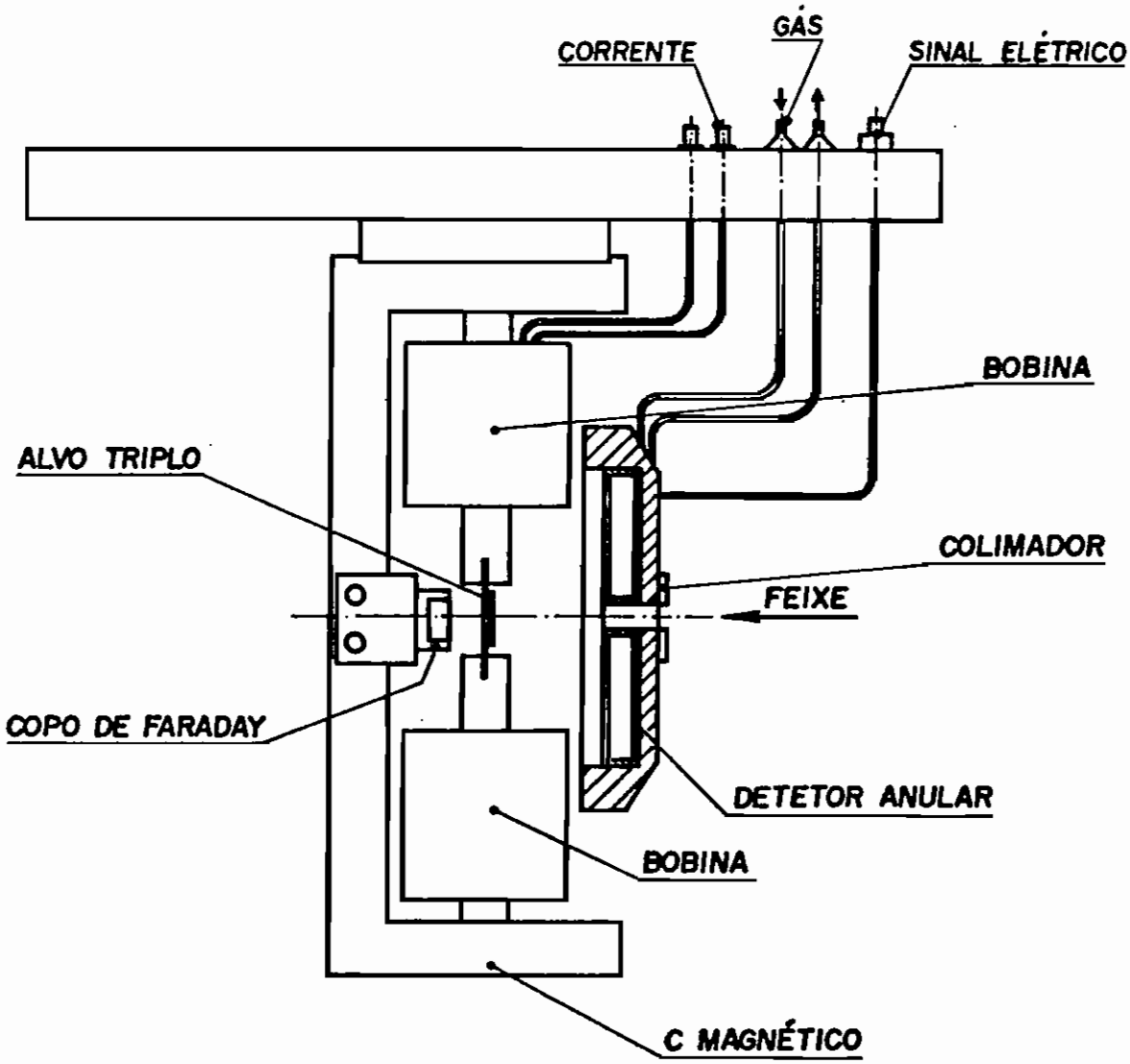

Figura 4.1: Desenho esquemático do interior da câmara de espalhamento mostrando a posição do alvo, o circuito magnético polarizador e o detetor anular por avalanche (PPAD).

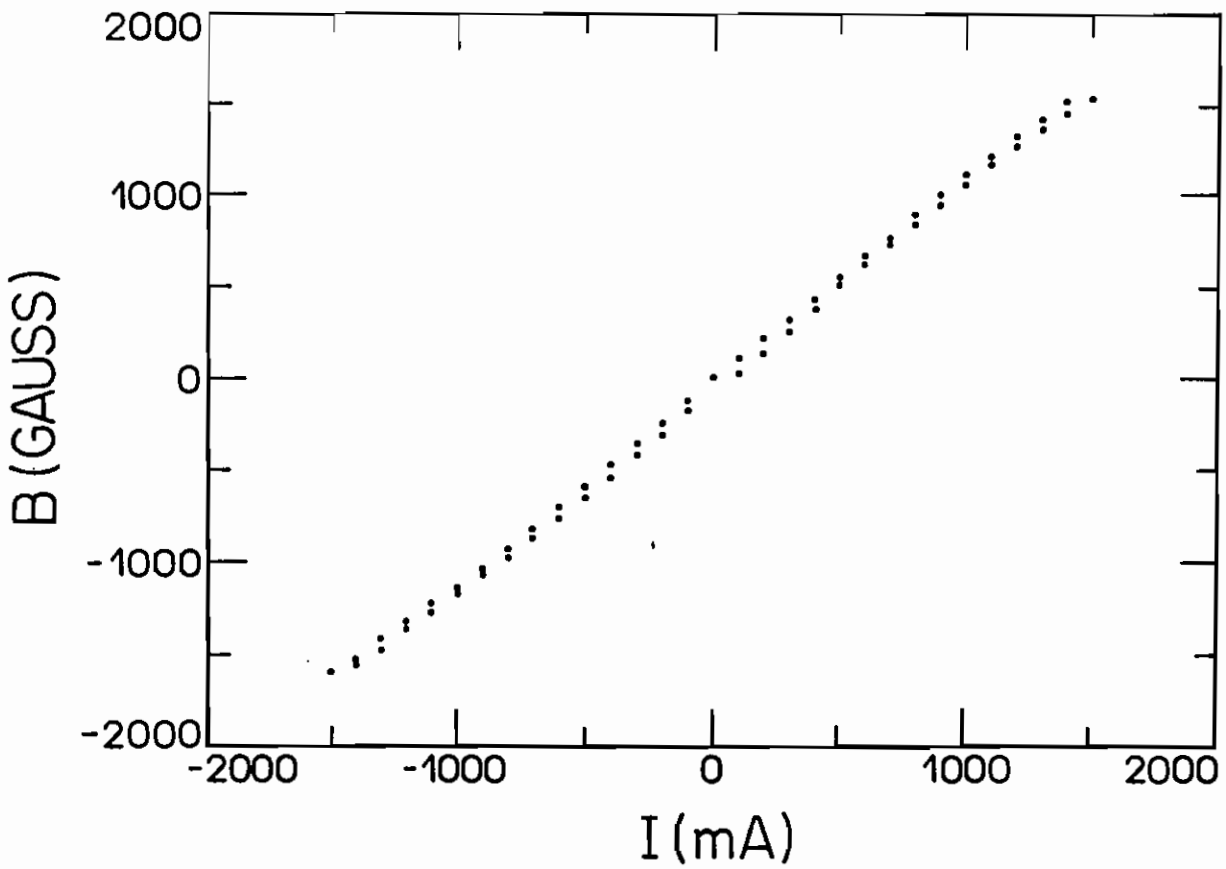

Figura 4.2: Curva do campo magnético em função da corrente aplicada nas bobinas.

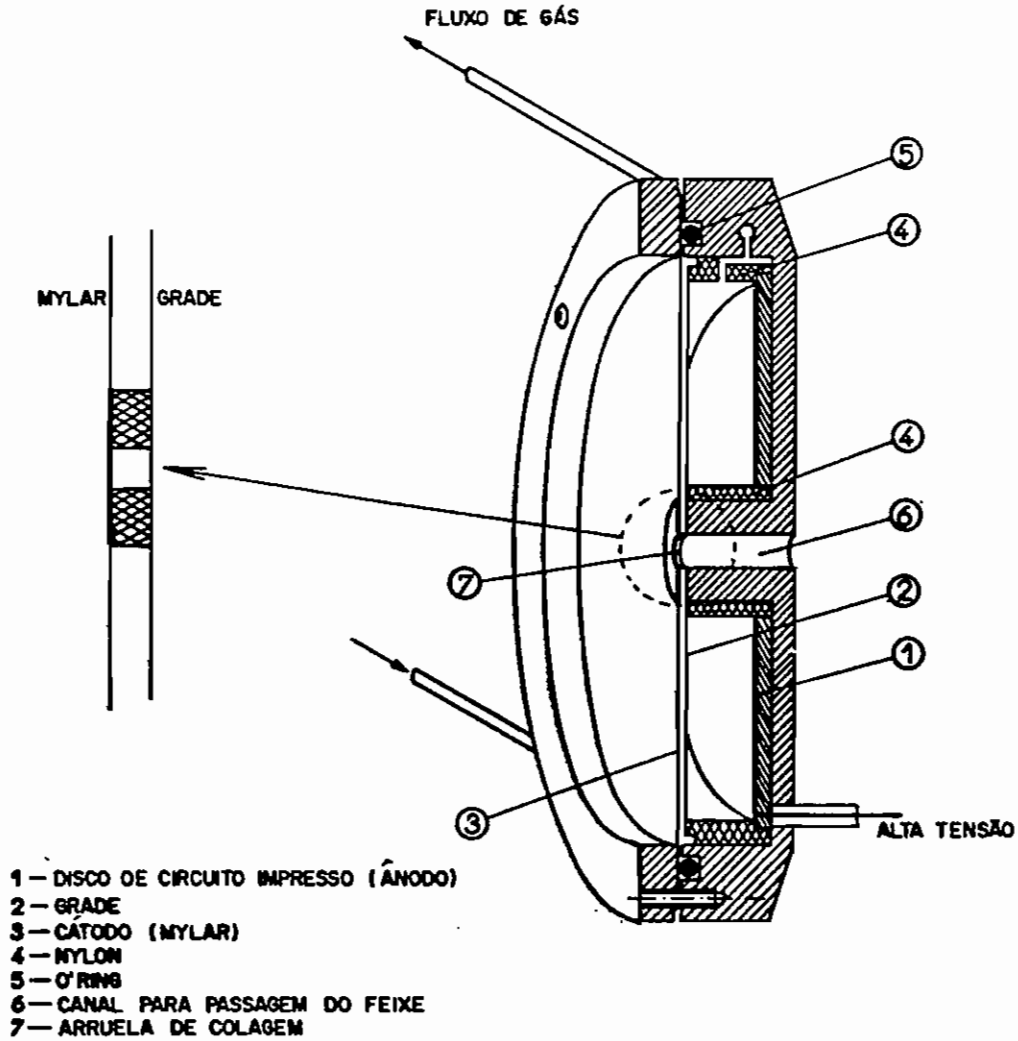

Figura 4.3: Desenho esquemático do detetor anular por avalanche de placas paralelas.

as transições quadrupolares elétricas (E2) dos estados de ^{159}Tb ($\theta = \pm 65^o$ e $\pm 115^o$). Durante a experiência um dos detetores de raios γ deixou de funcionar, dessa forma as 6 combinações de pares de detetores possíveis, foram reduzidas a apenas 3 combinações.

4.2 Preparação dos Alvos

Para a preparação dos alvos, algumas folhas de ferro natural foram laminadas até as espessuras desejadas, determinadas por medidas de área e massa. Como as tensões provocadas pelo processo de laminação podem diminuir a magnetização de materiais ferromagnéticos, as folhas de ferro foram submetidas a um processo de recozimento proposto por J.Gallant e P.Dmytrenko [78]. As folhas são aquecidas no início do processo até uma temperatura de 500^oC sob uma pressão de 10^{-6} torr. A temperatura é posteriormente elevada até 900^oC em atmosfera de hidrogênio numa pressão de 1 atm, sendo mantido esse regime durante 1 hora. Este procedimento foi realizado utilizando um sistema próprio para recozimento, no Instituto de Pesquisas Energéticas Nucleares (IPEN). Um desenho esquemático desse sistema é apresentado na figura 4.5.

A magnetização de uma amostra das folhas de ferro utilizadas na preparação dos alvos foi determinada utilizando-se um magnetômetro [79] de amostra vibrante do laboratório de materiais magnéticos do IFUSP. A folha de ferro apresentou uma magnetização de $\sigma = (214 \pm 10)$ emu/g quando submetida a um campo de 500 *gauss*, indicando que o processo de recozimento restaurou praticamente toda a magnetização esperada para uma folha de ferro ($\sigma = 218$ emu/g) [80]. A curva da magnetização da amostra de ferro em função do campo aplicado pode ser vista na figura 4.6. Após o recozimento, as superfícies das folhas de ferro foram limpas através de um "plasma glow" de argônio à tensão de 1kV, utilizando-se o evaporador do laboratório Pelletron.

Foi então evaporado óxido de térbio (Tb_2O_3) sobre uma das superfícies da folha de ferro, utilizando-se o sistema de bombardeamento eletrônico [81, 82]. Para se evaporar

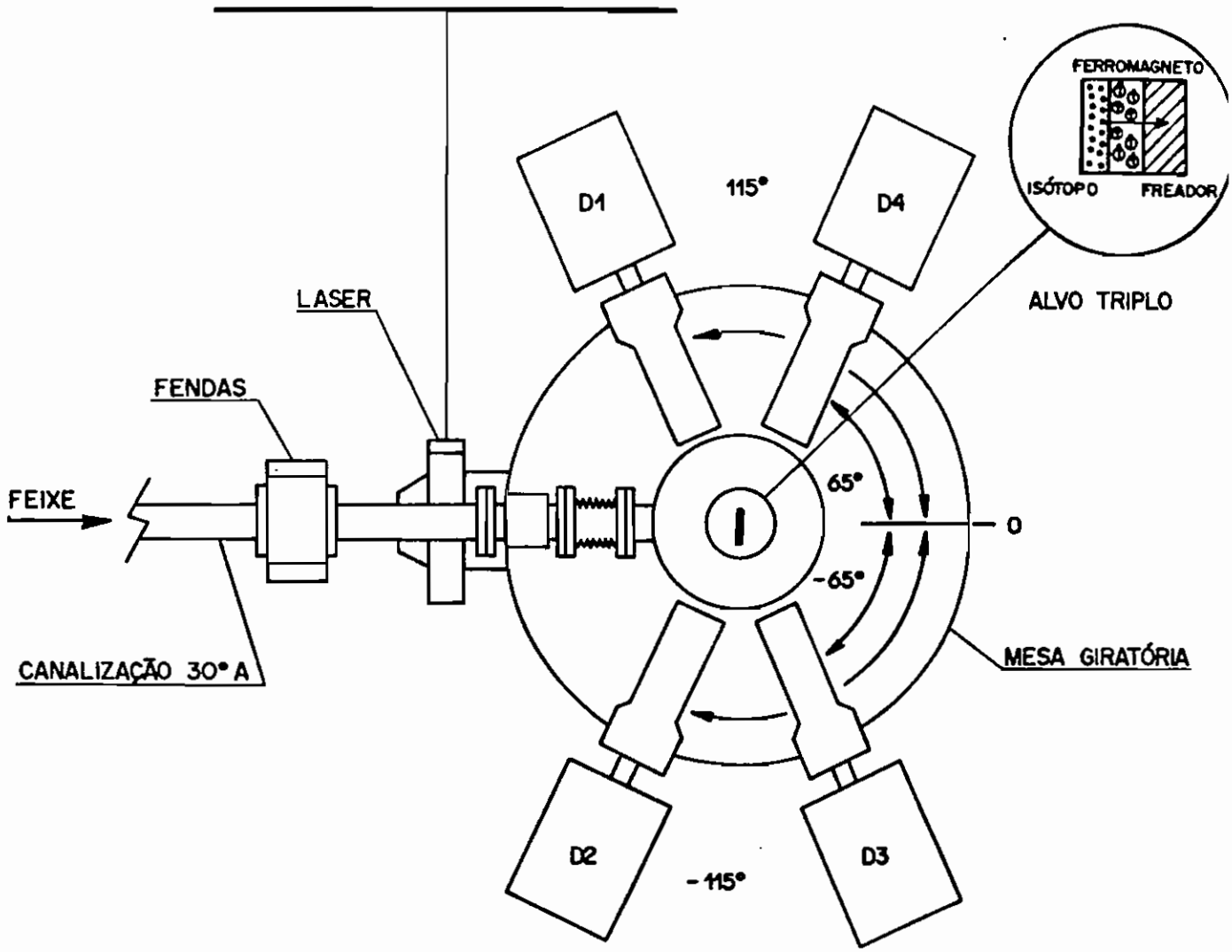

Figura 4.4: Mesa de correlação angular giratória, centrada na câmara de espalhamento. Os detetores foram posicionados a 8.5cm do alvo, em ângulos onde é máxima a inclinação da distribuição angular para transições quadrupolares elétricas (E2) ($\theta = \pm 65^o$ e $\theta = \pm 115^o$).

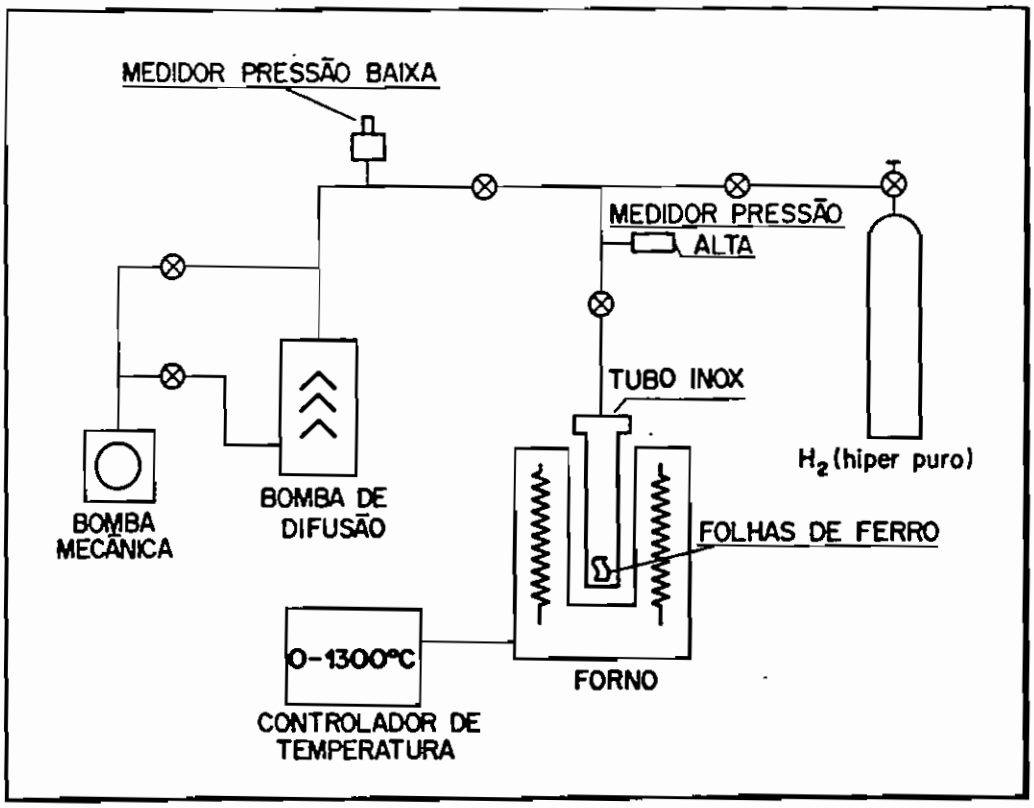

Figura 4.5: Desenho esquemático do sistema utilizado para o recozimento das folhas de ferro.

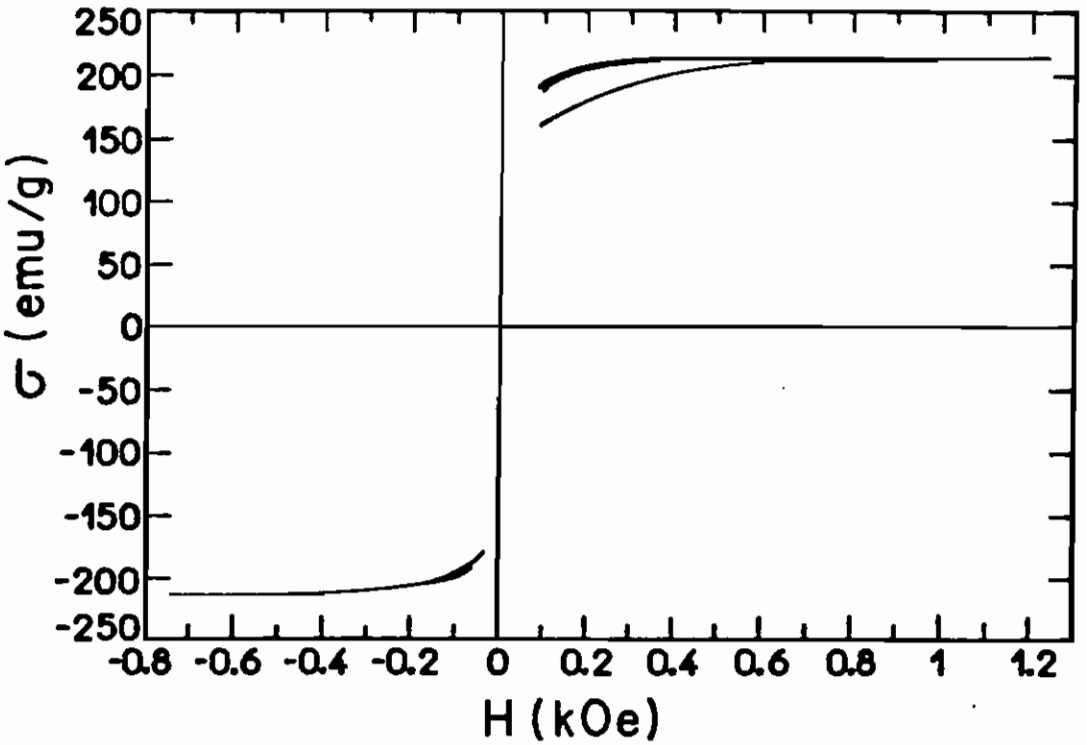

Figura 4.6: Curva da magnetização (σ) em função do campo aplicado (H) de uma amostra da folha de ferro, utilizada na preparação dos alvos.

óxidos de terras raras são necessárias temperaturas muito altas ($T \approx 1300^oC$ em pressões de 10^{-4} torr para o Tb_2O_3), sendo necessário submetê-los, em alguns casos, a um processo de óxido-redução para que sejam obtidos na sua forma metálica, cujo ponto de evaporação é bem mais baixo. Neste caso, o processo de óxido-redução se mostrou ineficiente para se obter as espessuras desejadas, optando-se pela evaporação do próprio óxido. O material a ser evaporado foi colocado num cadinho de tântalo, e foram utilizadas potências limitadas em P = 80 W, numa tentativa de se evitar a evaporação do material do próprio cadinho. A montagem utilizada nas evaporações pode ser vista na figura 4.7, na qual a folha de ferro foi fixada a aproximadamente 20 mm do cadinho, entre duas placas de cobre de 6 mm de espessura, apoiadas por uma máscara de aço inox, a fim de se evitar um acréscimo muito grande na temperatura da folha, que poderia danificá-la, ou mesmo reduzir a eficiência da evaporação do óxido. Nesta medida, optou-se pela prata natural como camada freadora, evaporada também através do sistema de bombardeamento eletrônico. Por possuir número atômico alto (Z=47), a prata não permite que os feixes utilizados causem danos na sua rede cristalina.

A determinação das espessuras médias de todas as camadas evaporadas foi feita através das medidas das áreas depositadas, e das medidas com balança analítica, das diferenças das massas das folhas de ferro antes e depois das evaporações.

Os alvos de óxido de térbio preparados são detalhados na tabela 4.1. Num dos alvos foi evaporada também uma camada de ouro fina para proteger a superfície do óxido. Estes alvos foram colados em suportes de cobre e mantidos em uma câmara de pré-vácuo em atmosfera de argônio.

Os alvos preparados foram bombardeados com feixes de ^{16}O (E_F = 42 MeV) e ^{28}Si (E_F = 66 MeV), e coletados os raios γ emitidos no decaimento dos estados excitados por interação coulombiana. Um dos espectros obtidos pode ser visto na figura 4.8. Os resultados dessas medidas indicaram que as espessuras de Tb_2O_3 desses alvos eram suficientes para a medida. Na tomada de dados dos fatores g dos estados excitados de ^{159}Tb foi utilizado o alvo n° 3.

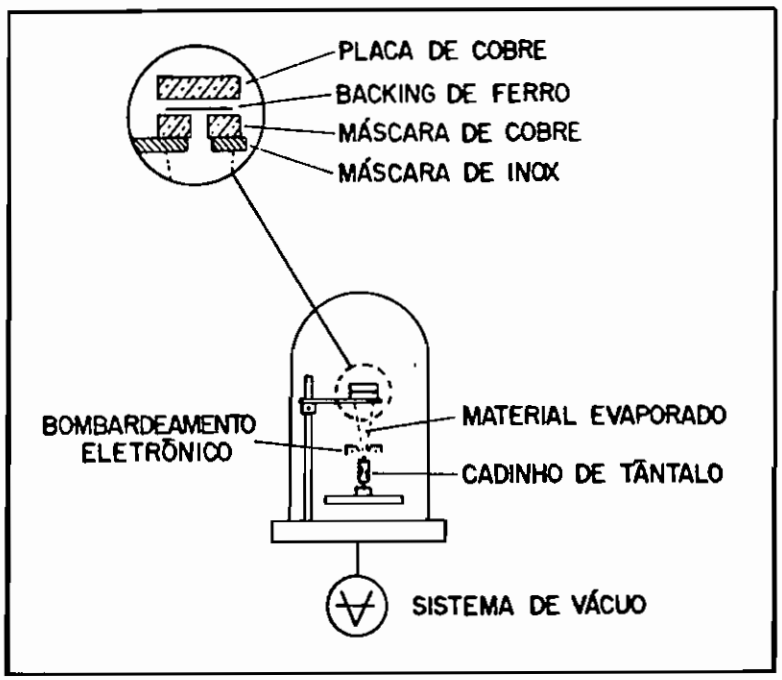

Figura 4.7: Desenho esquemático do sistema de evaporação por bombardeamento eletrônico do laboratório Pelletron, utilizado na preparação dos alvos.

Alvo	Au ($\mu g/cm^2$)	Tb_2O_3 (mg/cm^2)	Fe (mg/cm^2)	Ag (mg/cm^2)
1		0,43	2,50	4,89
2		0,42	2,38	3,85
3	22	0,52	2,50	5,92

Tabela 4.1: Tabela indicando as espessuras das camadas que compõem os alvos preparados para as medidas de momentos magnéticos dos estados excitados de ^{159}Tb. Os erros nas espessuras foram estimados em 5%.

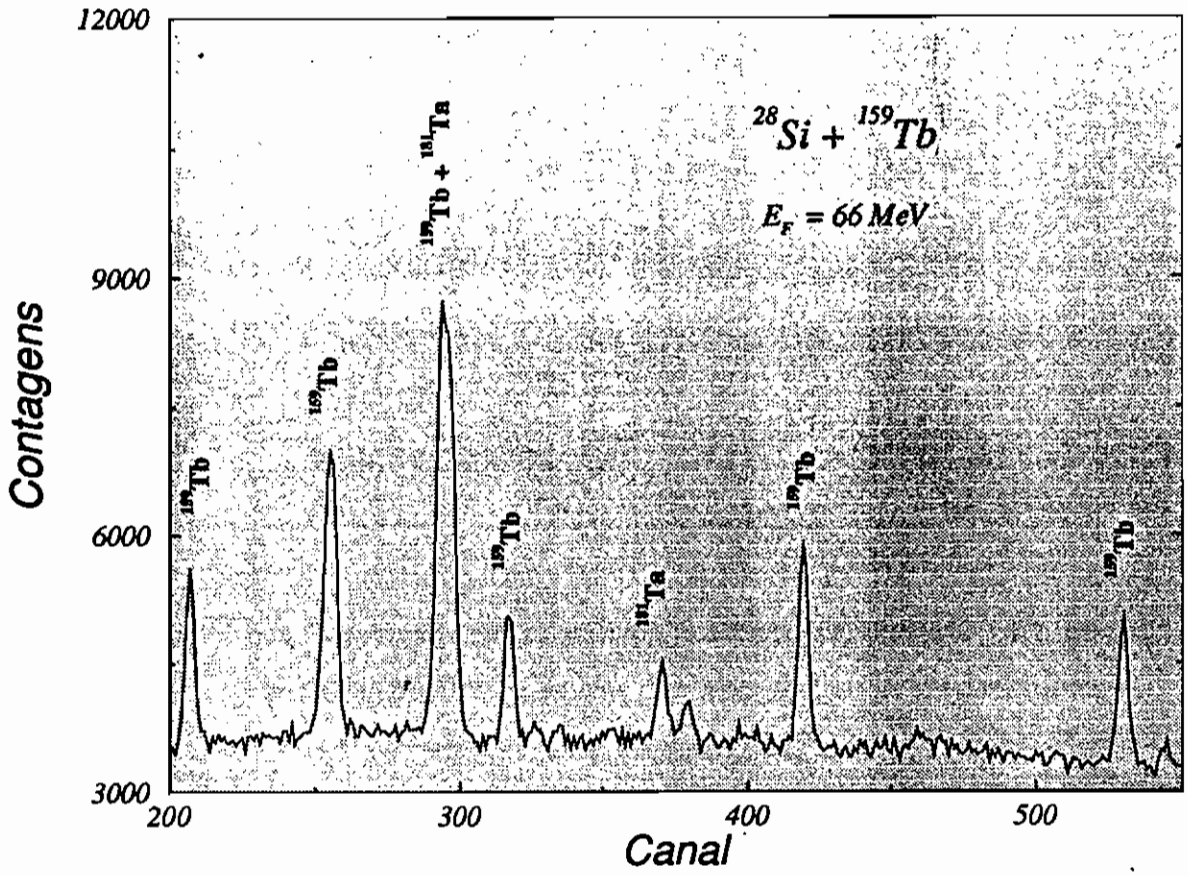

Figura 4.8: Espectro de raios γ dos estados excitados de ^{159}Tb, populados via interação coulombiana com feixe de ^{28}Si a 66 MeV.

4.3 Eletrônica Analógica e Aquisição de Dados

Para o controle, coleta e armazenagem dos dados pertinentes à medida dos fatores g de estados nucleares, foi utilizado o sistema de aquisição de dados estocásticos do laboratório Pelletron (SPM_CAMAC) [83], que utiliza a norma de interface de instrumentos CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) [84]. Os módulos CAMAC são controlados pelo "Crate Controler" (CC) que é ligado ao computador Vax 11/780 através da interface "Branch Driver" (Jorway 411). E' utilizado também o controlador auxiliar "Event Handler" que possui um microprocessador programável pelo experimentador.

Para o tratamento dos pulsos dos detetores de raios γ e de partículas foi utilizada uma eletrônica convencional de coincidências partícula-γ. Na figura 4.9 pode-se ver o circuito eletrônico usado nas tomadas de dados, onde é mostrado o sistema de coincidências rápidas simultâneo com medidas de energia de alta resolução.

Os sinais lineares (energia) provenientes dos pré-amplificadores dos detetores de raios γ, são amplificados (516 Mechtronics Nuclear), e introduzidos nos conversores analógicos-digitais (Silena 4418). Os pulsos dos detetores γ são também amplificados e diferenciados por um "Timing Filter Amplifier" (TFA - Ortec 474) e introduzidos num "Constant Fraction Discriminator" (CFD - Ortec 434), que gera pulsos rápidos (norma NIM, $\approx$ 10 ns), correspondentes ao instante de ocorrência de um evento (transição γ), independentemente da amplitude do pulso de entrada.

Os pulsos correspondentes às partículas retroespalhadas do feixe, coletadas no detetor a gás (PPAD) são pré-amplificados num circuito montado especialmente para este detetor, introduzidos em um "Fast Amp" (FTA Ortec-EG&G), e também amplificados e diferenciados por um "Timing Filter Amplifier" (TFA - Ortec 474), sendo então introduzidos num "Constant Fraction Discriminator" (CFD - Ortec 434), e passam por um "Gate & Delay Generator" (EG&G - GG 202/N) que os atrasa e alarga em tempo. Este pulso corresponde a uma marca de tempo das partículas que é introduzida, juntamente com os pulsos rápidos provenientes dos CFD dos detetores de raios γ, no "4-Fold Logic Unit" (LU) sendo ajustado para realizar as operações lógicas desejadas. Os sinais fornecidos por este

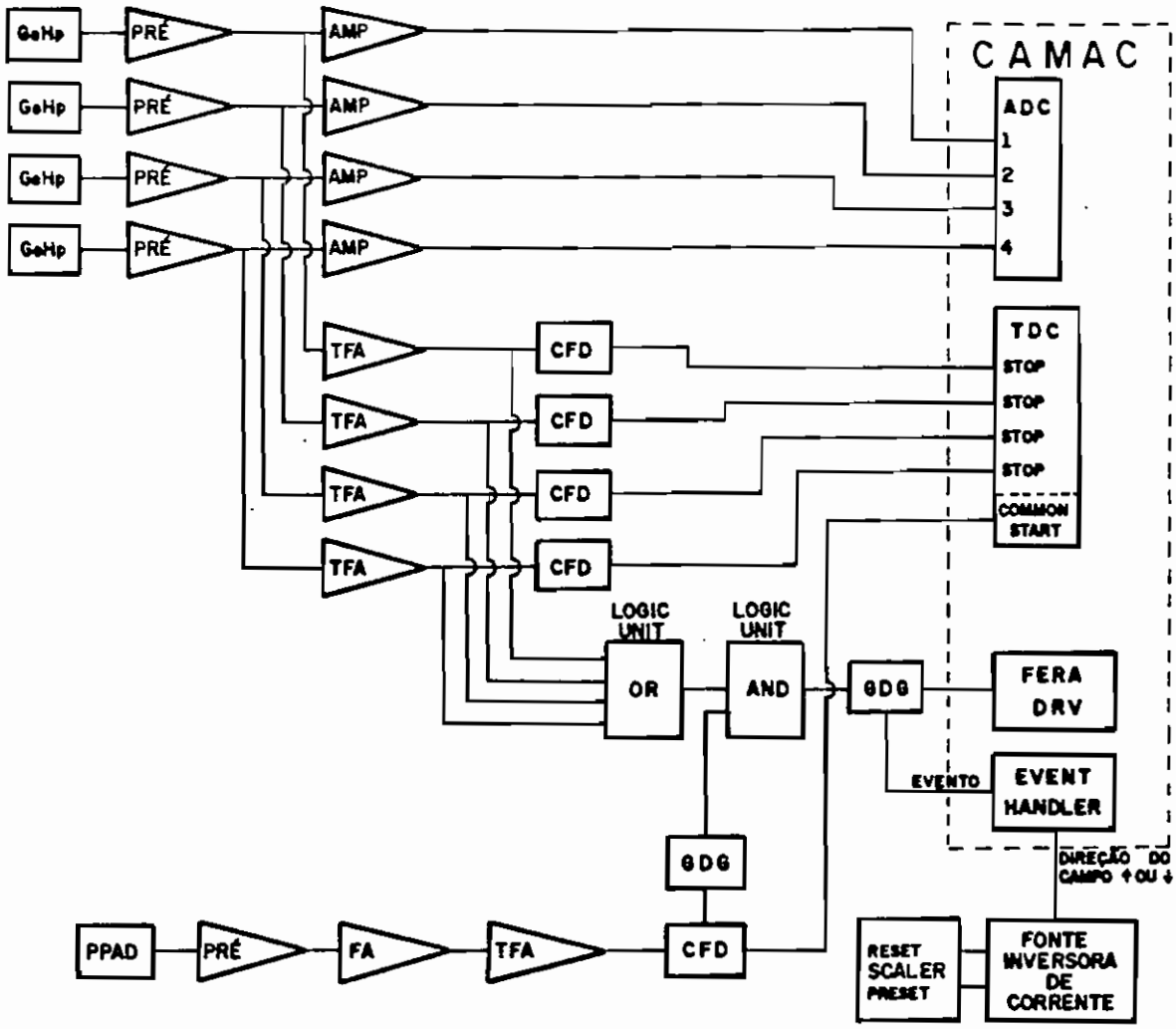

Figura 4.9: Diagrama de blocos do sistema eletrônico analógico de tratamento de pulsos.

módulo indicam a ocorrência de uma coincidência partícula-γ (evento), e são atrasados e alargados em tempo (GDG), a fim de servirem como "gate" para o EH e para o "Fera Driver" (Lecroy 4301). Quando o módulo "Fera Driver" recebe este pulso (entrada GAI) é aberta uma porta, e assim permanece durante o intervalo de tempo de duração deste pulso ($\approx 5\mu s$). Neste intervalo o ADC procura pelo máximo do pico a fim de convertê-lo no canal apropriado. O EH ao receber o sinal referente à ocorrência de um evento, e não havendo nenhum impedimento (por ex. uma condição "Wait" ou "Stop"), executa o programa interno, que testa os bits lógicos usados para selecionar diferentes tipos de eventos, lê e zera os ADC, e escreve os parâmetros lidos num "buffer" de memória FIFO (first in - first out). Este "buffer" é programado para enviar um sinal de atenção "Look at Me" (LAM) ao CC quando tiver completado 3/4 de sua capacidade de memória. O sistema de aquisição está preparado para receber uma interrupção associada a este LAM, quando então esvazia a memória FIFO e apaga o sinal LAM.

A diferença em tempo entre a chegada dos pulsos referentes às partículas e os pulsos referentes à deteção de raios γ provenientes dos respectivos "Gate & Delay Generator" (GDG), é traduzida numa posição de memória (canal) pelo módulo "Time to Digital Converter" (TDC). O espectro fornecido por este módulo apresenta um pico correspondente à diferença em tempo do evento coincidente partícula-γ; além disso, espera-se um fundo estatístico constante, pois é igualmente provável a chegada de eventos não correlacionados com qualquer diferença em tempo.

Uma fonte inversora de corrente é ligada ao circuito magnético para produzir o campo necessário para magnetizar a folha de ferro em dois sentidos opostos. Um circuito eletrônico controla esta fonte, gerando e recebendo pulsos lógicos, indicando o sentido da corrente, e envia pulsos ao EH indicando o sentido da polarização (figura 4.10).

As informações contidas em cada evento desta medida são: quais detetores receberam uma transição γ em coincidência com a partícula retroespalhada, quais são os canais desses pulsos, a diferença temporal entre a chegada do pulso de partículas e a correspondente transição γ, e o sentido do campo magnético externo.

O sistema de aquisição de dados do laboratório Pelletron compõe-se de vários processos

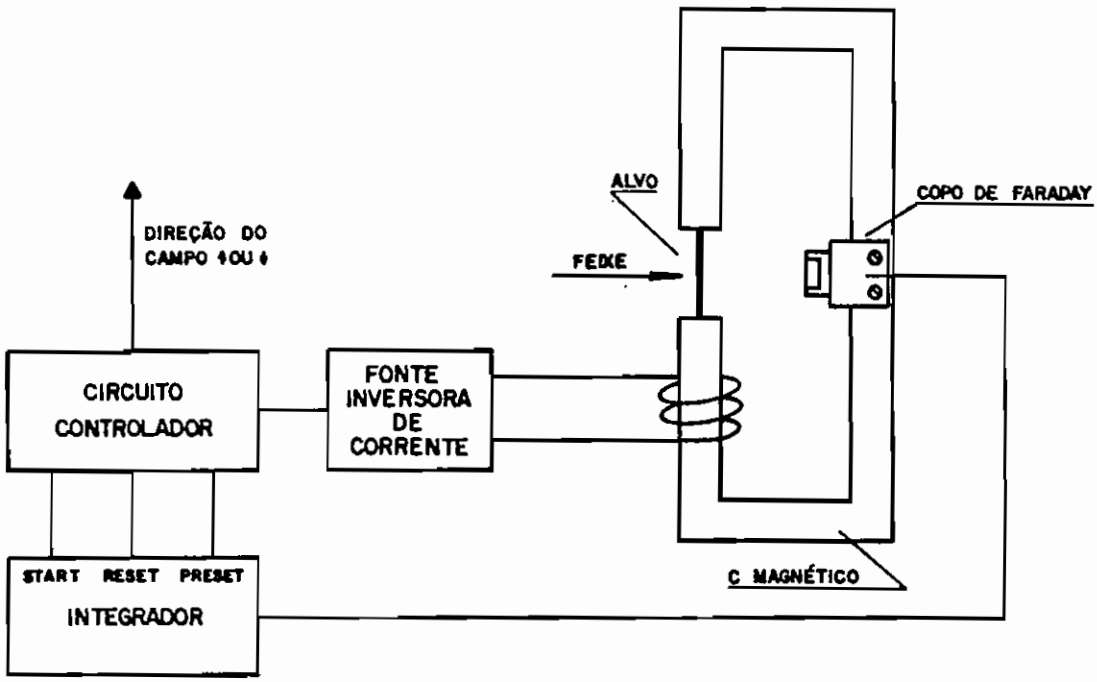

Figura 4.10: Diagrama de blocos do sistema eletrônico de inversão do campo externo.

concorrentes, comandados pelo processo GERENTE que faz o controle geral da aquisição: carrega os vários sub-processos a serem utilizados (IO, SCAN4, EPS e SVFILA), estabelece as áreas globais de comunicação entre os mesmos, recebe e distribui os comandos para os vários processos configurados.

O sub-processo CAMAC_IO é o responsável pela comunicação do computador com o CAMAC, inicializa o sistema, aloca posições de memória, carrega o programa do EH, deteta a ocorrência da requisição de demanda do CC, quando então executa as operações CAMAC para ler e zerar o FIFO, e controla o início ou o final da aquisição de dados. O sub-processo CAMAC_SCAN4 histograma, em arquivos de disco, os eventos escolhidos pelo experimentador para a monitoração da aquisição, que é feita através do sub-processo SPM_EPS. Este processo foi desenvolvido especialmente para estas medidas, permitindo visualizar e analisar os dados durante a aquisição (tempo real), calculando os valores das assimetrias das distribuições angulares causadas pela inversão do campo externo (ε), considerando os vários pares de detetores utilizados. Finalmente, é utilizado o sub-processo CAMAC_SVFILA, que registra os eventos em arquivos de disco, agrupando-os em blocos de 8192 bytes, no modo sequencial (formato L002), sendo posteriormente gravados em fitas magnéticas de alta densidade (6250 bpi) através do programa LEMO com 16364 bytes/record, para serem analisados posteriormente ("off-line").

Capítulo 5

Análise dos Dados

5.1 Redução dos Dados

A histogramação dos dados nos respectivos espectros de raios γ é feita de maneira análoga ao que é feito durante sua aquisição, sendo que, na análise de dados "off-line" os eventos são lidos de fitas magnéticas. Os espectros de raios γ correspondentes aos eventos reais foram obtidos após a subtração dos raios γ coletados em coincidências aleatórias. A manipulação dos eventos gravados em fita permitiu a correção da mudança de ganho ocorrida num dos detetores durante a aquisição dos dados. Devido a exigência de coincidência temporal entre os raios γ coletados e as partículas retroespalhadas, os espectros de raios γ adquiridos apresentam um fundo estatístico com poucas contagens. Na figura 5.1 pode-se ver um dos espectros de raios γ obtidos nesta medida.

5.1.1 Extração das Assimetrias (ε)

As assimetrias ε das distribuições angulares dos raios γ emitidos no decaimento dos estados nucleares foram calculadas considerando a diferença de contagens nos picos dos

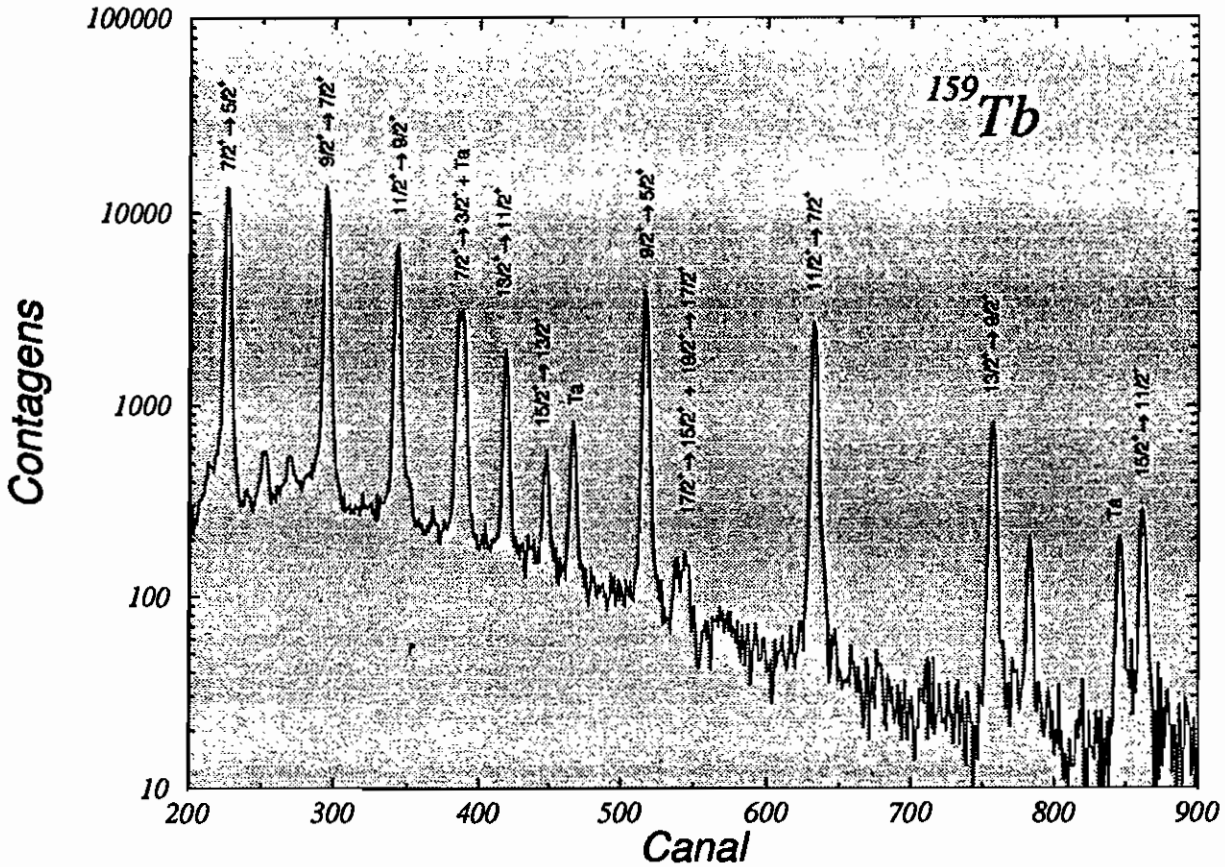

Figura 5.1: Espectro de raios γ de ^{159}Tb, obtido através da excitação coulombiana com feixe de ^{35}Cl a 88 MeV.

raios γ quando a polarização da camada ferromagnética é invertida, e são dadas pela equação 3.33. Como o efeito a ser determinado é pequeno ($\varepsilon \approx 1$ a 2%), e depende da diferença entre dois números grandes, é necessário um número de contagens muito grande nos detetores para que o efeito seja mensurável. Essa é uma das maiores dificuldades dessa técnica.

Na extração das áreas dos picos de raios γ não foi necessária a utilização de programas de ajuste de picos, uma vez que os picos estavam bem separados e apresentavam um fundo estatístico pequeno. Com isso, evitam-se as incertezas provenientes desses ajustes, nos quais são feitas suposições relacionadas à forma dos picos de raios γ. As áreas dos picos de raios γ de interesse foram então obtidas somando-se todas as contagens do pico acima de um fundo estatístico, que é definido por uma reta obtida através de um ajuste, pelo método dos mínimos quadrados, das contagens experimentais próximas ao pico (ver figura 5.2).

Pode ser observado na figura 5.1 que houve contaminação do alvo durante sua preparação com tântalo (Ta), pois aparecem nitidamente picos de raios γ pertencentes a este núcleo, mesmo sendo o espectro obtido em coincidência partícula-γ. Os núcleos de Ta têm uma alta seção de choque para a excitação coulombiana com feixe de íons pesados, e a transição entre seus estados $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ ($\tau = 58$ ps) emite um raio γ com energia ($E_\gamma = 136.3$ keV) muito próxima à energia do raio γ emitido na transição $7/2^+ \rightarrow 3/2^+$ do ^{159}Tb ($E_\gamma = 137.2$ keV). Mesmo sendo possível separar as respectivas áreas, através de programas de ajuste, a superposição destes picos impediu a medida da precessão da distribuição angular desse raio γ, principalmente porque os núcleos de Ta param no interior do ferromagneto e continuam precessionando devido a interação com o campo hiperfino estático. Este efeito, somado à interação do Ta com o CMT, afeta a medida da precessão da distribuição angular do raio γ vizinho.

Devido à utilização de apenas 3 detetores, os valores das assimetrias das distribuições angulares foram extraídos da combinação de apenas 2 pares de detetores ($\theta_1 = +115^o, \theta_2 = -115^o$, e $\theta_1 = +65^o, \theta_2 = +115^o$). Os valores médios de ε são apresentados na tabela 5.1.

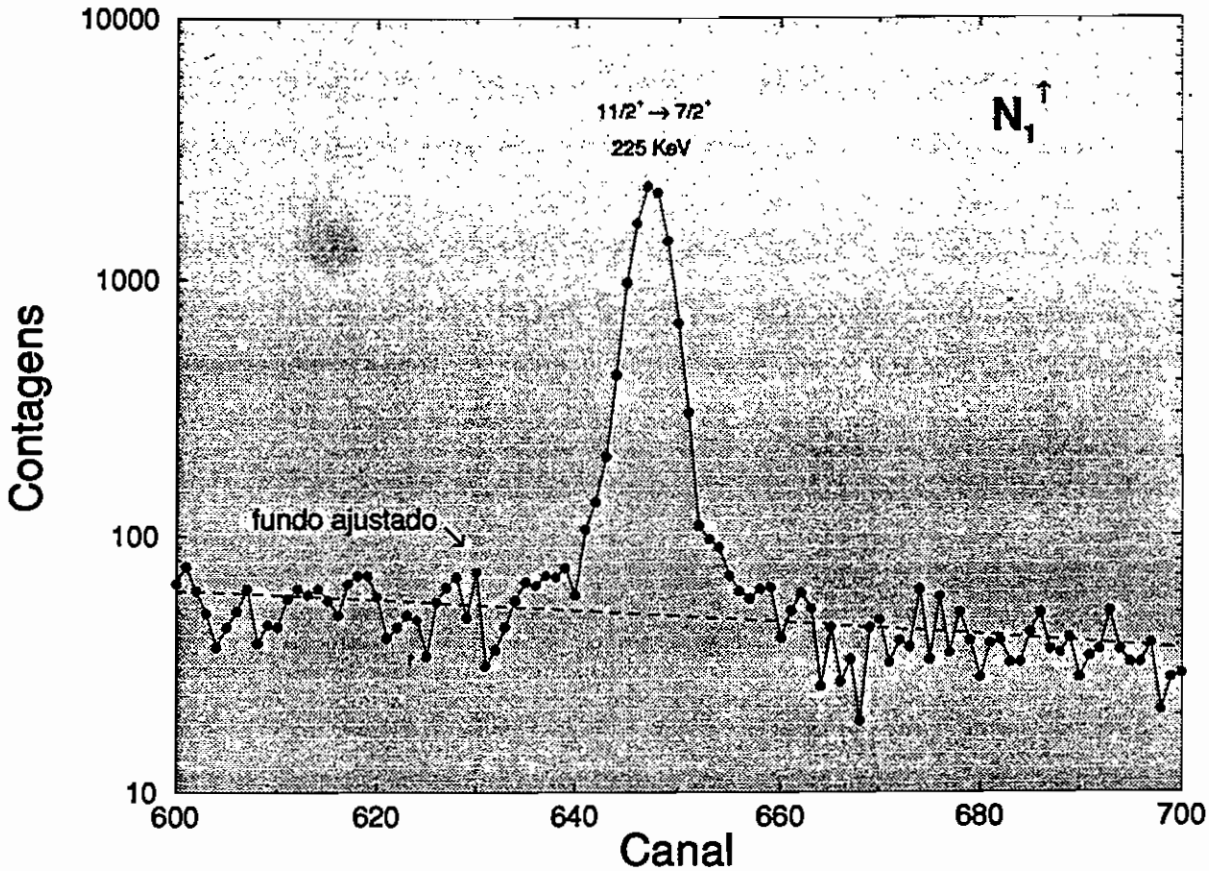

Figura 5.2: Pico de raios γ correspondente à transição $11/2 \rightarrow 7/2$. A linha tracejada indica o fundo ajustado por mínimos quadrados.

Transição $J_i \rightarrow J_f$	Energia (keV)	$< \varepsilon > \times 10^2$
7/2→5/2	79.5	0.13(15)
9/2→7/2	103.4	0.20(18)
9/2→5/2	183.1	-1.50(35)
11/2→9/2	120.8	0.64(27)
11/2→7/2	224.6	-1.98(38)
13/2→11/2	148.2	0.99(69)
13/2→9/2	269.3	-1.06(66)
15/2→13/2	158.4	3.95(213)
15/2→11/2	307.0	2.86(117)

Tabela 5.1: Valores das assimetrias (ε) das distribuições angulares obtidas experimentalmente.

5.1.2 Estimativa do Desvio do Feixe

Em experiências envolvendo o campo magnético transiente as rotações observadas são pequenas ($\phi \approx 1$ a 100 mrad) e, uma vez que as distribuições angulares são definidas em relação a um eixo de simetria, dado pela direção do feixe, deve ser considerado o desvio do feixe incidente provocado pelo campo magnético utilizado para polarizar o ferromagneto. Além disso, quando se observa a correlação partícula-γ, como no caso de excitação coulombiana, o desvio das partículas retroespalhadas que atingem o detetor também deve ser considerado, tendendo esses dois efeitos a se anular [85].

Para uma estimativa simplificada deste efeito, foi avaliada a contribuição devida ao desvio do feixe incidente na rotação da distribuição angular para as medidas das precessões efetuadas neste trabalho [69]. Convém ressaltar que esta rotação é indistingüível daquela provocada pela interação entre o campo transiente e o momento magnético do estado

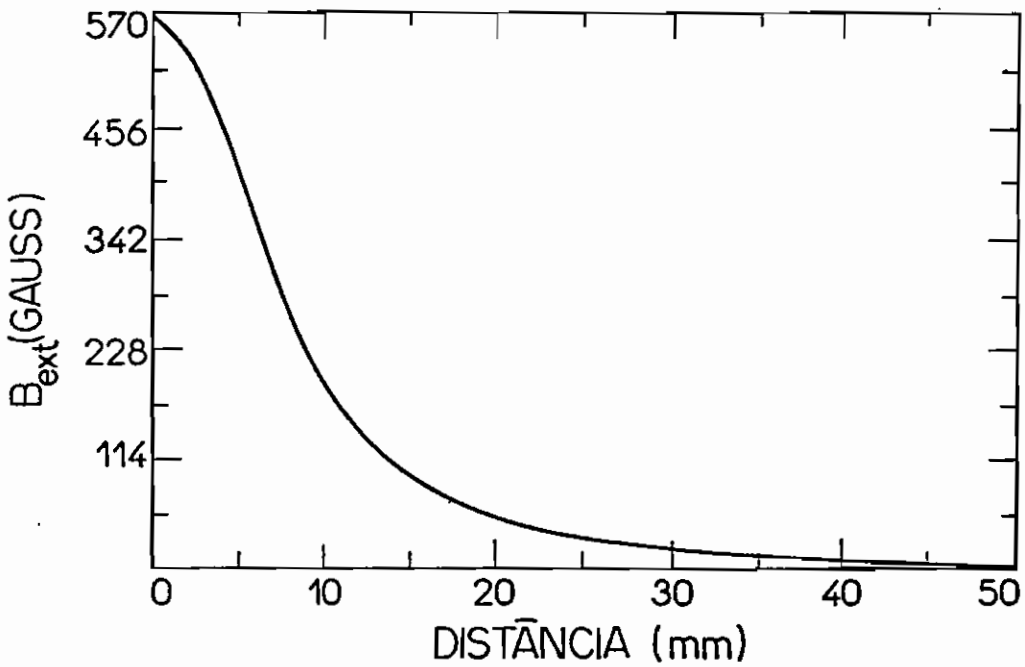

Figura 5.3: Mapeamento espacial do campo magnético utilizado para polarização do alvo.

nuclear. No cálculo foi considerado um feixe de ^{35}Cl incidindo sobre o alvo com uma energia de 88 MeV, sofrendo a influência de um campo magnético externo de forma gaussiana com intensidade B = 500 *gauss*, considerando uma distância detetor-alvo de 8.5 cm. Na figura 5.3 encontra-se o mapeamento espacial do campo magnético externo, justificando a aproximação gaussiana usada na avaliação do desvio do feixe. O resultado obtido indicou um desvio de apenas $\theta' = 0.50$ mrad, por isso, não foi necessário levá-lo em conta.

5.2 Distribuição Angular e População Inicial

Neste trabalho, as distribuições angulares não perturbadas dos raios γ das transições em ^{159}Tb foram obtidas através das seções de choque diferenciais e dos tensores estatísticos para a excitação coulombiana, calculados através do código COULEX [86]. Este código utiliza o formalismo de Alder & Winther [87], que descreve bem a excitação coulombiana múltipla de bandas rotacionais em núcleos deformados. Neste cálculo as intensidades relativas dos raios γ de desexcitação são integradas sobre as energias de bombardeamento do feixe, devido à perda de energia no alvo, e sobre os ângulos de espalhamento do feixe, para reproduzir as condições experimentais. Também é levado em conta o tamanho finito do detetor de partículas, integrando os tensores estatísticos, e as seções de choque diferenciais sobre sua abertura angular, numa dada energia de feixe. Os dados de entrada relevantes para este cálculo são as energias e spins dos estados excitados, os elementos de matriz das transições quadrupolares elétricas (E2), a carga e massa do projétil e do alvo, a energia do projétil e o ângulo de abertura do detetor de partículas.

Os valores absolutos dos elementos de matriz das transições quadrupolares foram calculados através dos B(E2) extraídos da literatura [88]. As fases e os elementos de matriz diagonais foram calculadas com base no modelo rotor + partícula. As razões de mistura (δ) das transições γ de interesse foram extraídas da literatura [89]. Essas quantidades juntamente com as inclinações logarítmicas das distribuições angulares calculadas em $\theta = 65^o$ considerando as condições experimentais desta medida, e as respectivas rotações totais são apresentadas na tabela 5.2.

Pode ser observado na tabela 5.2 que para cada um dos estados $9/2^+$, $11/2^+$, $13/2^+$ e $15/2^+$, foram obtidas 2 medidas provenientes das transições eletromagnéticas de característica M1 e E2. Nota-se claramente através dos valores de SL que a escolha dos ângulos de deteção privilegiou a medida das precessões através da observação dos raios γ de característica quadrupolar.

Para se certificar da confiabilidade dos valores obtidos, foram calculadas também as distribuições angulares dos raios γ emitidos no decaimento dos estados de ^{159}Tb, excitados

Transição $J_i \rightarrow J_f$	Energia (keV)	Mult.	B(E2) e^2b^2	δ	SL ($\theta = 65^o$)	Φ (mrad)
7/2→5/2	79.5	E2/M1	1.41(25)	0.126(8)	0.082	16(18)
9/2→7/2	103.4	E2/M1	0.601(66)	0.111(5)	0.089	22(20)
9/2→5/2	183.1	E2	1.088(85)	-	-0.583	26(6)
11/2→9/2	120.8	E2/M1	0.590(55)	0.112(5)	0.088	73(31)
11/2→7/2	224.6	E2	1.326(54)	-	-0.692	29(5)
13/2→11/2	148.2	E2/M1	0.328(40)	0.107(6)	0.087	114(79)
13/2→9/2	269.3	E2	1.433(75)	-	-0.636	17(10)
15/2→13/2	158.4	E2/M1	0.340(54)	0.117(9)	0.069	572(309)
15/2→11/2	307.0	E2	1.344(59)	-	-0.684	42(17)

Tabela 5.2: São apresentadas as probabilidades de transição B(E2), as multipolaridades e as razões de mistura multipolar E2/M1 dos raios γ emitidos no decaimento dos estados de ^{159}Tb, os valores das inclinações logarítmicas de suas distribuições angulares (SL) em $\theta = 65^o$, considerando-se as condições experimentais desse trabalho e suas respectivas rotações Φ totais.

Transição $J_i \rightarrow J_f$	Energia (keV)	A_2/A_0 calc.	A_4/A_0 calc.	A_2/A_0 exp.	A_4/A_0 exp.
7/2→5/2	79.5	-0.086	0.003	-	-
9/2→7/2	103.4	-0.082	0.003	-0.082(9)	0.001(11)
9/2→5/2	183.1	0.378	-0.115	0.404(17)	-0.139(17)
11/2→9/2	120.8	-0.075	0.004	-0.081(10)	0.019(11)
11/2→7/2	224.6	0.391	-0.142	0.369(13)	-0.152(15)
13/2→11/2	148.2	-0.077	0.004	-0.075(11)	-0.001(13)
13/2→9/2	269.3	0.382	-0.130	0.379(13)	-0.134(15)
15/2→13/2	158.4	-0.056	0.005	-0.053(17)	0.001(20)
15/2→11/2	307.0	0.389	-0.140	0.396(15)	-0.144(17)

Tabela 5.3: Valores de A_2/A_0 e A_4/A_0 das distribuições angulares calculadas considerando-se as condições experimentais e os valores obtidos experimentalmente.

através de um feixe de ^{40}Ca, numa energia de E_F = 162 MeV, em coincidência com as partículas coletadas num detetor com abertura angular de 139° a 170°. Os valores obtidos são apresentados na tabela 5.3, juntamente com os resultados experimentais extraídos da literatura [90]. Pode-se observar que os valores calculados concordam, dentro dos erros experimentais, com os valores publicados. As populações iniciais P(t=0) dos estados de ^{159}Tb, populados através da excitação coulombiana com feixe de Cloro (E_F = 88 MeV), também foram calculadas através do código COULEX, e são apresentadas na figura 5.4. Note-se que as populações iniciais dos estados de $I \geq 19/2$ são muito pequenas e por isso não foram incluídas na análise.

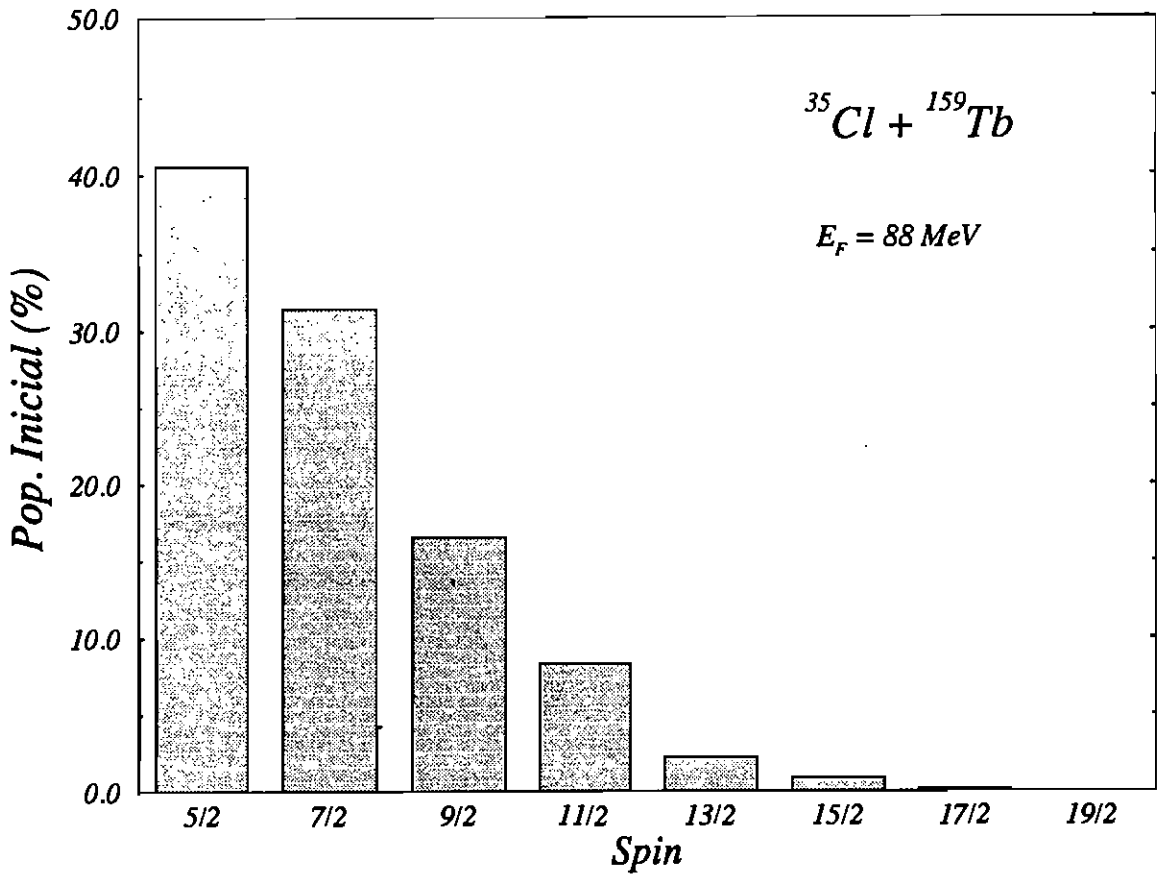

Figura 5.4: Histograma indicando as populações iniciais P(t=0) dos estados de ^{159}Tb, populados através da excitação coulombiana com feixe de Cloro (E_F = 88 MeV).

5.3 Determinação do Fator g

Para se determinar os fatores g de estados populados via excitação coulombiana múltipla, a partir das medidas das precessões das distribuições angulares dos raios γ emitidos no decaimento de estados nucleares, foi utilizado o código MagMo [91], desenvolvido para análise de medidas de momentos magnéticos de estados nucleares utilizando a técnica de alvo triplo. Esse código reconstrói a evolução temporal dos processos envolvidos na experiência: desde o instante de entrada do projétil no alvo, a excitação coulombiana do núcleo, a entrada do núcleo no material ferromagnético, a interação do momento magnético do estado com o campo transiente, a emissão da radiação γ, até a deteção dos raios γ em coincidência com as partículas retroespalhadas.

Para se obter os fatores g dos estados nucleares individuais, o código MagMo calcula as assimetrias $< \varepsilon^c_{ij} >$ das distribuições angulares dos raios γ emitidos no decaimento dos estados populados, através da excitação coulombiana, seguindo o procedimento apresentado na seção 3.4.1. Através desse código podem ser determinados os fatores g dos estados individuais pertencentes a uma banda rotacional. As assimetrias $< \varepsilon^c_{ij} >$ são calculadas em função dos fatores g dos níveis de interesse (g_i).

O código minimiza a função χ^2, dada por:

$$\chi^2 = \sum_{ij} \frac{(\varepsilon^{exp}_{ij} - \varepsilon^c_{ij})^2}{\sigma(\varepsilon^{exp}_{ij})^2} \tag{5.1}$$

onde ε^{exp}_{ij} são as assimetrias experimentais, tendo os fatores g como parâmetros livres.

Variando-se a população inicial dos estados, através da utilização de projéteis ou energias distintas, pode-se obter vários conjuntos de medidas. O código permite a análise desses vários conjuntos, minimizando-os simultaneamente, obtendo assim uma maior sensibilidade para a determinação dos fatores g individuais dos estados nucleares.

Os fatores g escolhidos no início da minimização foram da ordem de 0.5, por ser o valor esperado para estados coletivos ($g = Z/A$). Como na reação utilizada, o estado $I^\pi = 17/2^+$ tem uma população inicial muito baixa (P(0) = 0.13 %), a escolha de qualquer valor fixo

para o fator g desse estado, aceitável fisicamente, não altera em nada os resultados daqueles que estão sendo minimizados. Por isso, durante a minimização o valor do fator g desse estado foi fixado em 0.5.

Para a estimativa da intensidade do campo magnético transiente $B_{CMT}(t)$, o código pode utilizar tanto a parametrização de Rutgers (3.15), como a de Chalk River (3.16), sendo a função $v(t)$ calculada através da parametrização semi-empírica de J. F. Ziegler para o poder de freamento de íons em sólidos [92]. Neste trabalho foi escolhida a parametrização de Chalk River para descrever o campo transiente de térbio em recuo em ferro, uma vez que as constantes $\alpha = 19.5$ e $\beta = 0.12$, foram obtidas através de uma calibração do campo transiente para íons com números atômicos próximos ao térbio em recuo em ferro, feita por H.R.Andrews et al [68]. Na figura 5.5 é mostrado o esquema de níveis do ^{159}Tb, onde são apresentadas as energias, spins e meias vidas dos estados, que são os demais dados fornecidos ao código.

As incertezas δg_i^+ e δg_i^- nos parâmetros ajustados g_i, após a minimização, podem ser estimadas fixando todos g_j nos valores encontrados para um mínimo da função χ^2, e varia-se g_i, até serem encontrados os valores $g_i^+ = g_i + \delta g_i^+$ e $g_i^- = g_i + \delta g_i^-$, com a condição de que $\chi^2(g_i^+) = \chi^2(g_i^-) = 1 + \chi^2(g_i)$. Este procedimento fornece apenas uma estimativa dos erros, pois não inclui as correlações entre os parâmetros e, além disso, a função χ^2 não é exatamente a distribuição de χ-quadrado uma vez que são incluídas apenas as incertezas estatísticas das assimetrias ε das distribuições angulares.

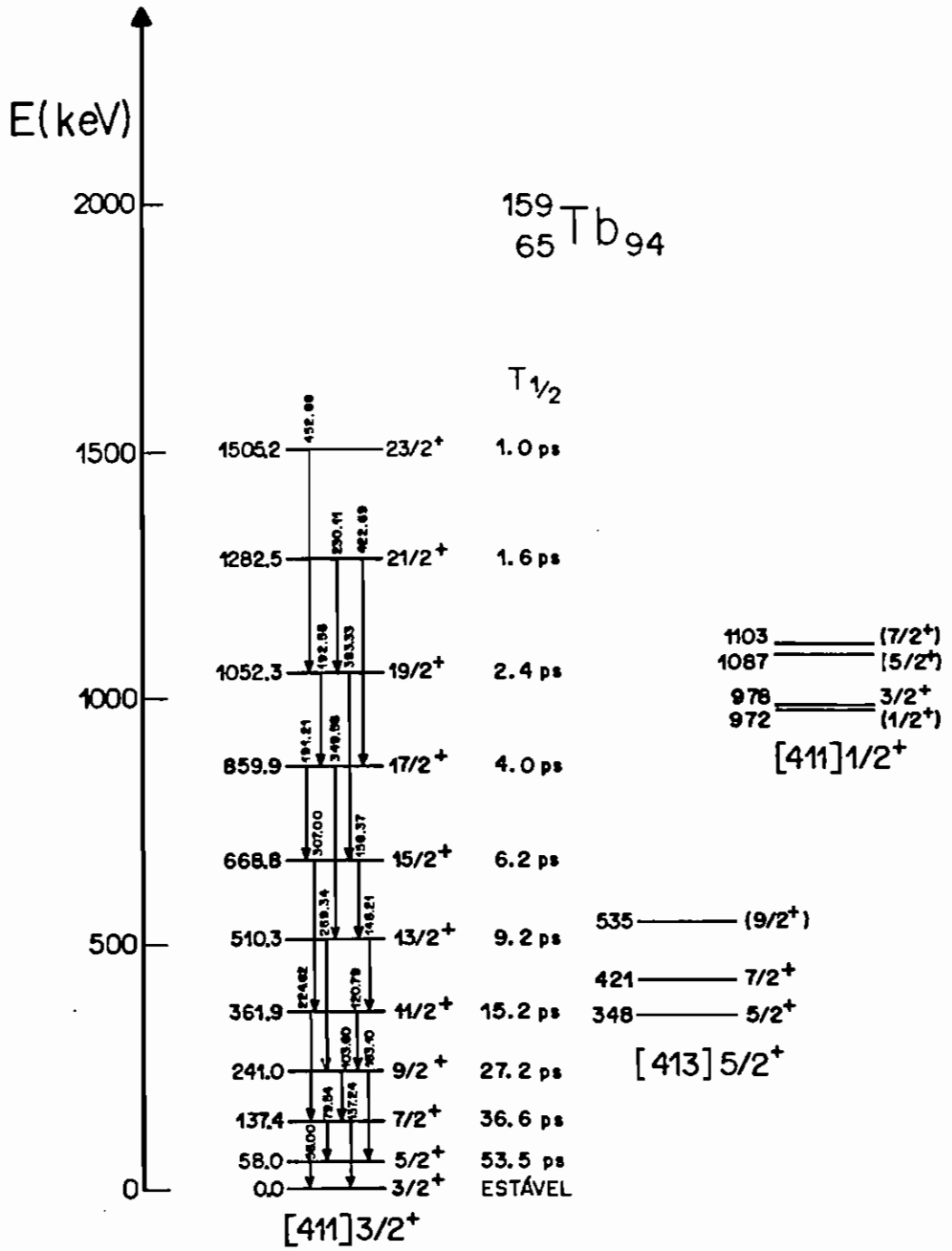

Figura 5.5: Esquema dos níveis de energia do ^{159}Tb.

Capítulo 6

Resultados e Discussão

6.1 Resultados Experimentais

Os valores experimentais dos fatores g dos estados excitados de ^{159}Tb obtidos neste trabalho são apresentados na figura 6.1, juntamente com aqueles para o estado fundamental ($I = 3/2^+$) e para o primeiro estado excitado ($I = 5/2^+$), extraídos da tabela de momentos magnéticos, compilada por P. Raghavan [93].

Na medida do fator g do estado fundamental ($I = 3/2$) foi utilizada a técnica "Electron Paramagnetic Ressonance" [94]. O valor $g = 1.54(8)$ para o estado $I = 5/2^+$ foi obtido através da correlação angular perturbada integral (IPAC) [93], que fornece valores dependentes da vida média do estado. Os demais valores para o estado $I = 5/2^+$ foram obtidos através do efeito Mossbauer [95]. Nesta técnica são medidos os espectros dos raios γ de 58 keV emitidos do ^{159m}Tb em recuo, absorvidos em ^{159}Tb situado em Tb_2O_3, térbio metálico, $TbFe_2$ e $TbAl_2$ em temperaturas de 20 K até a temperatura ambiente. O fator g é obtido através de espectros de absorção teóricos ajustados aos dados experimentais. Neste caso foram obtidos dois valores $g = 0.65(4)$ e $g = 0.93(5)$, que descrevem bem os espectros experimentais.

Pode-se observar na figura 6.1 que o desvio estatístico envolvido na medida do fator g do estado $7/2^+$ é bem maior do que os calculados para os demais, pois esta medida

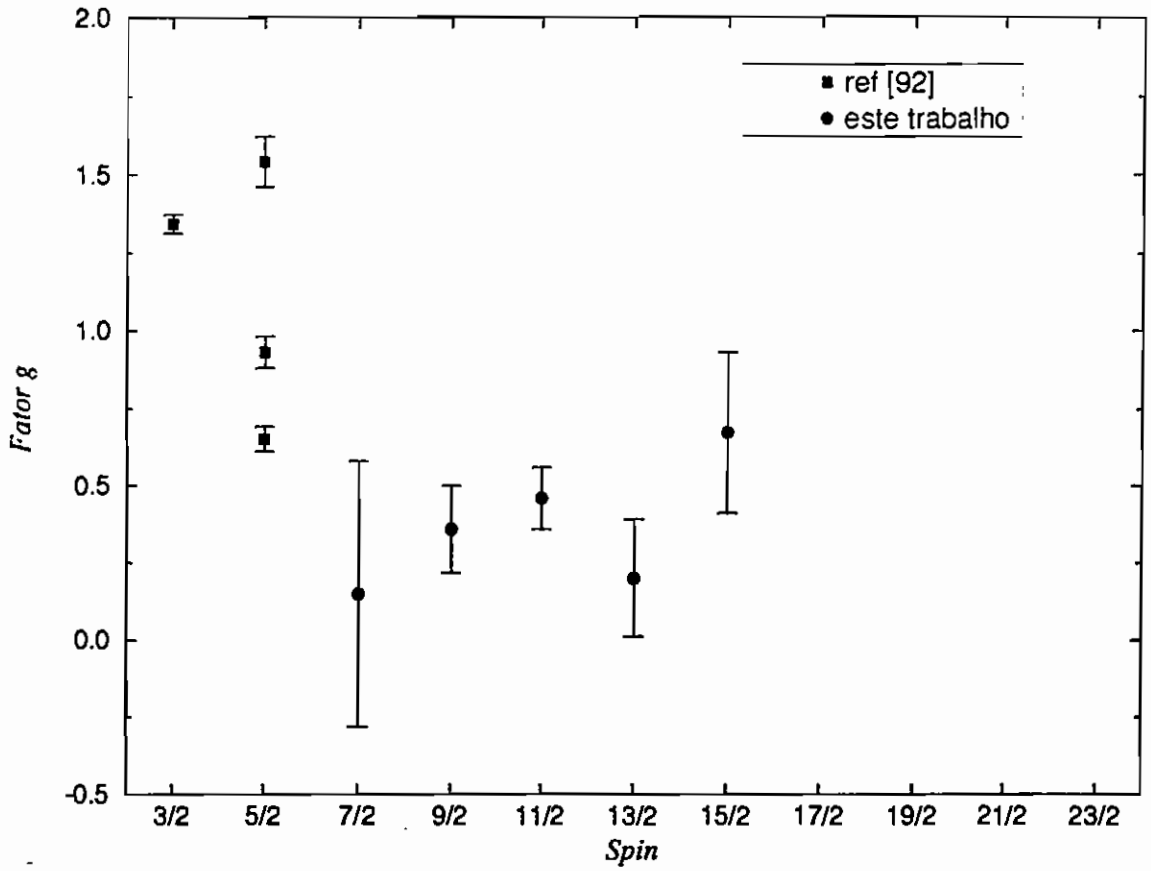

Figura 6.1: Resultados experimentais dos fatores g dos estados excitados de ^{159}Tb obtidos neste trabalho e os publicados na literatura.

foi feita através da determinação apenas da rotação da distribuição angular do raio γ da transição $7/2 \rightarrow 5/2$ de característica dipolar, muito menos sensível do que as transições quadrupolares utilizadas nas medidas dos demais fatores g.

6.2 Rotor + Partícula

O núcleo $^{159}_{65}Tb_{94}$ é bastante deformado no estado fundamental $\delta = 0.3$ (prolato), de acordo com o seu momento de quadrupolo experimental Q = 1.432(8) b [96]. Nessa deformação o modelo de Nilsson sugere que o estado fundamental tenha a configuração $[411]3/2^+$ e que os orbitais $[413]5/2^+$ e $[411]1/2^+$ constituam as configurações vizinhas [88]. Este núcleo tem sido usado por vários autores como um exemplo para a aplicação do modelo rotor+partícula [5, 7].

Para a descrição dos níveis de energia do núcleo através do modelo rotor+partícula, foi feito um ajuste por mínimos quadrados das energias dos níveis experimentais considerando-se a mistura da banda do estado fundamental (K=3/2) com as bandas baseadas nos níveis 348 keV (K=5/2) e 972 keV (K=1/2) (ver figura 5.5). Nesse ajuste foram liberados os parâmetros, $E^0_{1/2}$, $E^0_{5/2}$, o fator de desacoplamento a (eq. 2.11) e os termos não diagonais $A_{1/2}$ e $A_{5/2}$ (eq. 2.13). A hipótese adiabática utilizada na descrição do núcleo através do modelo rotor+partícula é plenamente satisfeita, uma vez que a configuração de partícula mais próxima está a 348 keV (K=5/2), enquanto que o primeiro estado excitado da banda do estado fundamental $I^\pi = 5/2^+$ (K=3/2) está a 58 keV. No ajuste das energias foi considerado um momento de inércia variável (VMI) para a banda do estado fundamental, ajustando-se também os parâmetros $\Im_0$ e C (eq. 2.20). Segundo R. Diamond et al. [97] este núcleo apresenta também uma banda baseada num estado $K=1/2^+$, situado a 580 keV, mas neste cálculo não foi considerada essa banda, por corresponder a uma vibração γ.

O fator de desacoplamento obtido através desse ajuste foi de a=-0.83, e os elementos de matriz não diagonais $A_{5/2} = 5.33$ keV e $A_{1/2} = 22.78$ keV. As energias dos cabeças de banda encontradas foram $E^0_{5/2} = 235.95$ keV e $E^0_{1/2} = 947.06$ keV, enquanto que as constantes do modelo VMI ajustadas foram $\Im_0 = 0.0407$ keV^{-1} e $C = 6.01 \times 10^6$ keV^3, indicando um núcleo com "softness" $\sigma = 0.0012$ (eq. 2.21). Esses valores concordam com os valores $\Im_0 = 0.0374$ keV^{-1}, $C = 4.08 \times 10^6$ keV^3 e $\sigma = 0.0023$ (eq. 2.21), obtidos por M. Mariscotti et al. [12] para o ^{158}Gd, que é o caroço do ^{159}Tb.

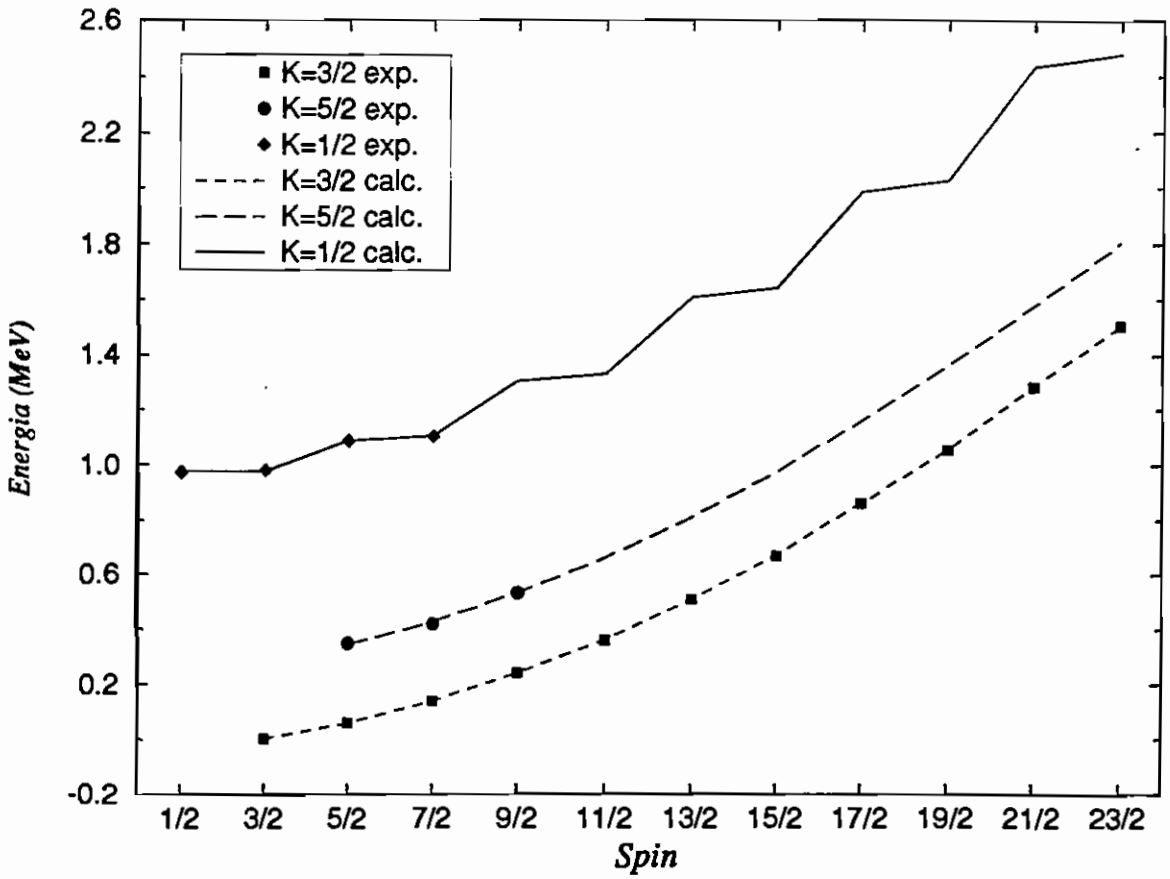

Figura 6.2: Diagrama de energias ajustadas da banda do estado fundamental (K=3/2), e das bandas K=5/2 e K=1/2, juntamente com os valores das energias experimentais.

O elemento de matriz ajustado $<1/2|\, j_- \,|\, 3/2>$=1.8, obtido através do valor de $A_{1/2}$, é muito maior do que o valor 0.57, calculado através das funções de onda do modelo de Nilsson para a configuração $[411]1/2^+$. O valor desse elemento de matriz para a configuração $[420]1/2^+$ é 2.9, bem mais próximo do resultado obtido. Este fato poderia indicar ser $[420]1/2^+$ e não $[411]1/2^+$ a configuração do nível situado em 972 keV. Realmente a configuração $[420]1/2^+$ está próxima à configuração do estado fundamental deste núcleo $[411]3/2^+$, segundo os diagramas de Nilsson. Entretanto, o fator de desacoplamento do orbital $[420]1/2^+$ é a=+0.81, apresentando um sinal oposto ao valor ajustado a=-0.83. Se o sinal do fator de desacoplamento fosse positivo o zigue-zague observado na figura 6.3 deveria ter fase oposta. O valor de a calculado através das funções de Nilsson para a configuração $[411]1/2^+$ é a=-0.86, confirmando ser esta a configuração correta. Essas observações foram feitas por R. Diamond et al. [97] quando da interpretação da configuração da banda situada a 972 keV. Esses autores concluíram ser $[411]1/2^+$ a configuração dessa banda, baseados nas medidas experimentais das probabilidades de transição B(E2), e também pelo sinal do fator de desacoplamento necessário para descrever o "staggering" em energia observado. R. Diamond et al. sugerem que a configuração $[420]1/2^+$ seja o próximo estado intrínseco $1/2^+$ em ^{159}Tb.

Não existem dúvidas sobre a escolha da configuração baseada no nível 348 keV, pois a configuração $[413]5/2^+$ é a mais próxima do estado $[411]3/2^+$, e o elemento de matriz ajustado $<3/2|\, j_+ \,|\, 5/2>$=0.44 está próximo do valor 0.65, calculado através das funções de Nilsson para a esta configuração.

Podem ser vistos na figura 6.2 os níveis de energia experimentais das 3 bandas K=3/2, K=1/2 e K=5/2, juntamente com os valores ajustados com base no modelo rotor+partícula.

Na figura 6.3 são graficadas as diferenças

$$E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$$

em função do momento angular I do estado. Esse gráfico tem por finalidade melhorar a visualização do "staggering" em energia do núcleo. A oscilação dos níveis de energia em função do spin só pode ser descrita neste modelo através do termo de Coriolis para bandas K=1/2 ou através da mistura com bandas K=1/2.

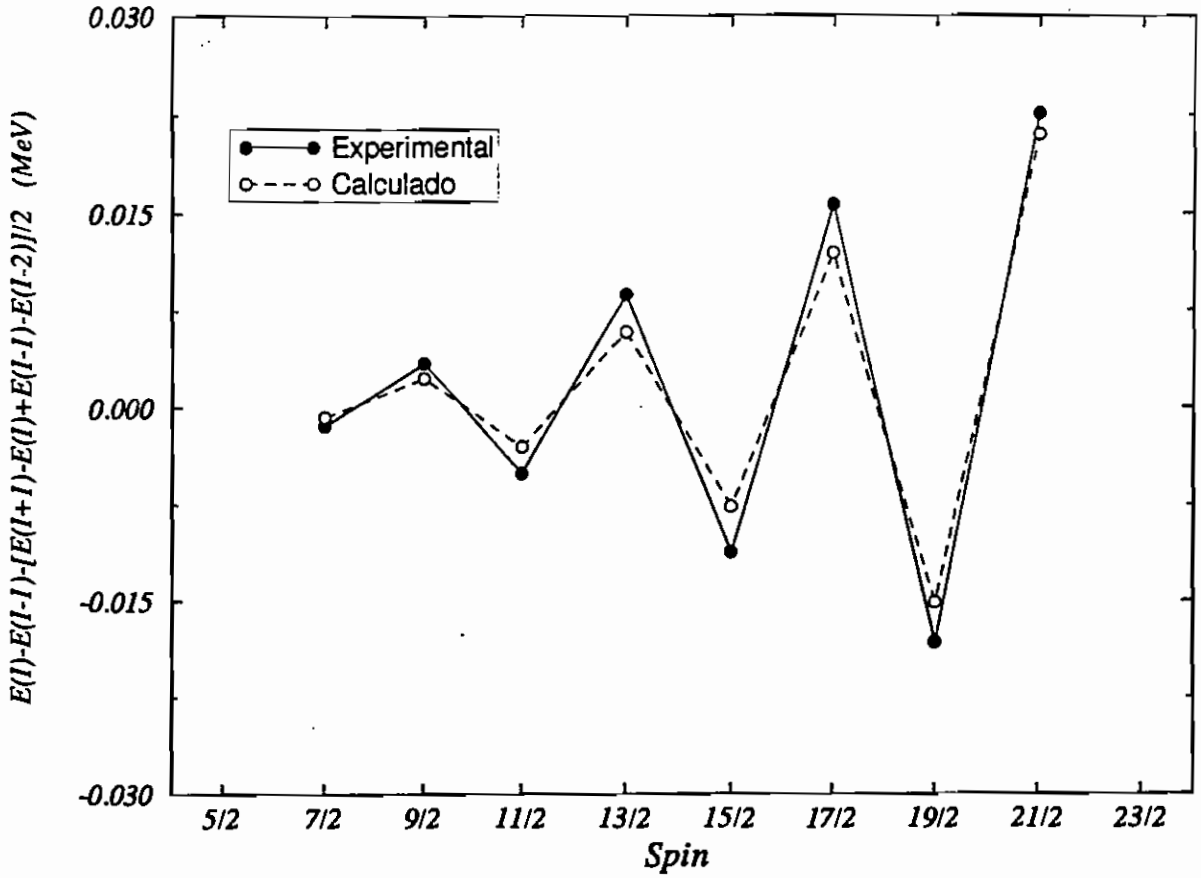

Figura 6.3: Diagrama $E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$ da banda do estado fundamental em função do momento angular I do estado. São graficados os valores ajustados pelo modelo rotor+partícula e os valores experimentais.

K	K'	$G^{KK'}$	b_0
1/2	1/2	-0.73	-0.12
3/2	3/2	2.05	
5/2	5/2	0.59	
1/2	3/2	1.97	
3/2	5/2	-0.10	

Tabela 6.1: Fatores giromagnéticos intrínsecos G^{KK} e parâmetro de desacoplamento magnético b_0, calculados através do modelo de Nilsson.

Os valores dos coeficientes de mistura $a_K(I)$ ajustados das autofunções da banda do estado fundamental (eq. 2.17) são apresentados na figura 6.4. Pode-se observar que a contribuição da banda K=1/2 é maior do que a da banda K=5/2.

O próximo passo é o cálculo dos fatores g intrínsecos ($G^{KK'}$) das configurações de partícula [411]$3/2^+$, [411]$1/2^+$ e [413]$5/2^+$. Esses valores foram calculados através dos coeficientes das funções de onda de Nilsson para cada uma das configurações, considerando a deformação $\delta = 0.3$ (eq. 2.29) supondo $g_R = Z/A = 0.41$ e $g_s^{eff} = 2/3 g_s^{free}$. A renormalização do fator g de spin do núcleon (g_s^{eff}) é escolhida uma vez que os valores calculados através do modelo de Nilsson desviam sistematicamente dos valores experimentais. Esse desvio é interpretado como sendo um efeito de polarização do caroço provocado pelo núcleon ímpar [98]. Os valores de $G^{KK'}$ calculados e o valor obtido para o parâmetro de desacoplamento magnético (b_0) (ver eq. 2.26) são apresentados na tabela 6.1.

As probabilidades de transição magnéticas B(M1) e os momentos magnéticos foram calculados com base no trabalho de Brockmeier et al. [14], utilizando-se os valores de $G^{KK'}$, b_0 e os coeficientes de mistura a_K. Os valores de B(M1) foram calculados considerando-se uma banda pura K=3/2 e também a mistura de bandas (3/2⊗1/2⊗5/2). Os resultados desses cálculos são mostrados na figura 6.5 juntamente com os valores experimentais obtidos por M. A. Van Hove et al. [88].

Os resultados obtidos para as probabilidades de transição B(M1) considerando uma

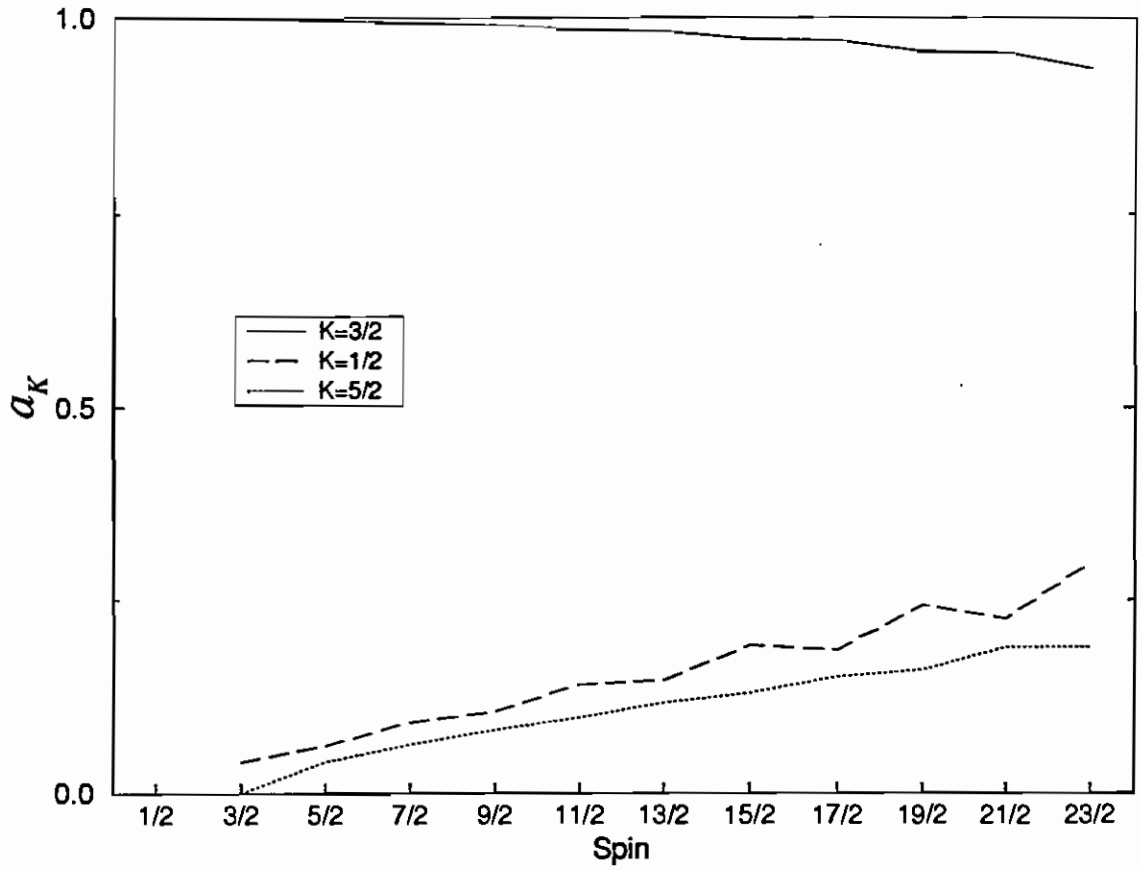

Figura 6.4: Valores das amplitudes de mistura a_K da função de onda perturbada que descreve a banda do estado fundamental de ^{159}Tb.

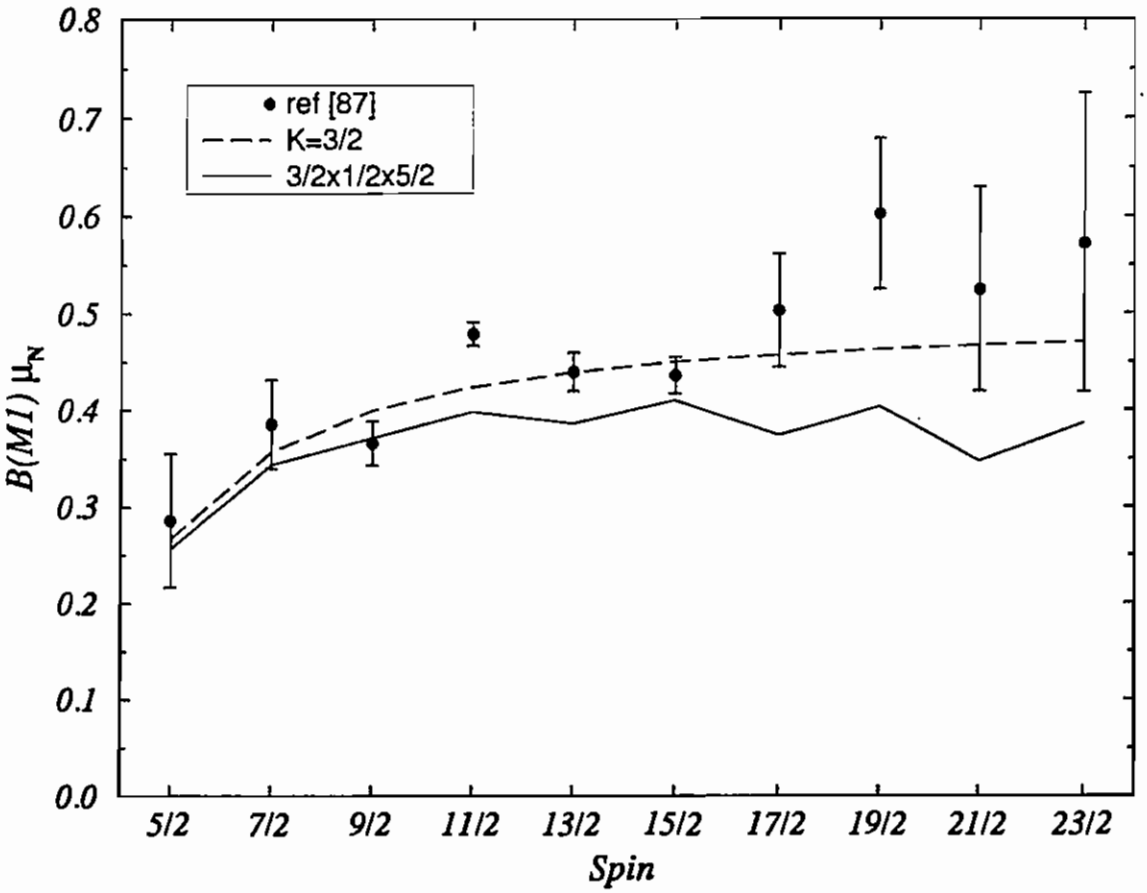

Figura 6.5: Valores das probabilidades de transição magnéticas B(M1) através do modelo rotor+partícula considerando-se uma banda pura K=3/2 (linha tracejada) e mistura de bandas 3/2⊗5/2⊗1/2 (linha cheia) e os valores experimentais extraídos da literatura.

banda pura estão em razoável concordância com os resultados experimentais, reproduzindo o seu comportamento global. A mistura de bandas introduz um comportamento oscilante de B(M1) em função do spin do estado. Pode ser observado que os resultados experimentais também sugerem tal oscilação. Entretanto, os valores calculados são atenuados em relação aos experimentais.

P.Taras et al. estudando as propriedades magnéticas do ^{169}Tm [101], que apresenta o estado [411]1/2$^+$ para a banda do estado fundamental, também sentiram a necessidade de misturar essa banda ao estado intrínseco [411]3/2$^+$ a fim de reproduzir as energias da banda do estado fundamental do ^{169}Tm. Note-se que o ^{159}Tb apresenta as mesmas configurações em posições opostas. A mistura efetuada não altera significativamente os valores calculados para os B(E2). Entretanto, os resultados experimentais dos B(M1) não concordam com o cálculo utilizando-se a mistura de bandas, enquanto que concordam plenamente com as previsões considerando uma banda pura. Esses autores concluíram ser a mistura calculada muito grande para descrever essas quantidades. O valor do parâmetro magnético b_0 = -0.14 obtido por esses autores para o orbital [411]1/2$^+$, se aproxima do valor b_0 = -0.12, ajustado para o caso do ^{159}Tb, indicando mais uma vez ser esta a configuração correta.

A descrição das propriedades do ^{159}Tb através do modelo rotor+partícula considerando uma banda pura e a mistura de bandas já tinha sido realizada por M. A. Van Hove et al. [88]. Esses autores comentam não ser possível optar por nenhum dos dois cálculos a partir dos resultados experimentais dos B(M1), e apontam para outras incertezas embutidas no modelo, como por exemplo o valor g_l = 1 utilizado, que pode ser alterado devido aos efeitos mesônicos. Além disso, alguns problemas no cálculo dos elementos de matriz existem quando se utilizam as funções de onda de Nilsson. Entretanto, geralmente, os elementos de matriz calculados são maiores do que os valores ajustados, enquanto que neste caso os valores ajustados é que são bem maiores.

Os fatores giromagnéticos dos estados excitados do ^{159}Tb também foram calculados considerando-se uma banda pura K=3/2 e também a mistura de bandas (3/2⊗5/2⊗1/2). Os valores obtidos são apresentados na figura 6.6, juntamente com os resultados experi-

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1947
c. 1
INSTITUTO DE FÍSICA

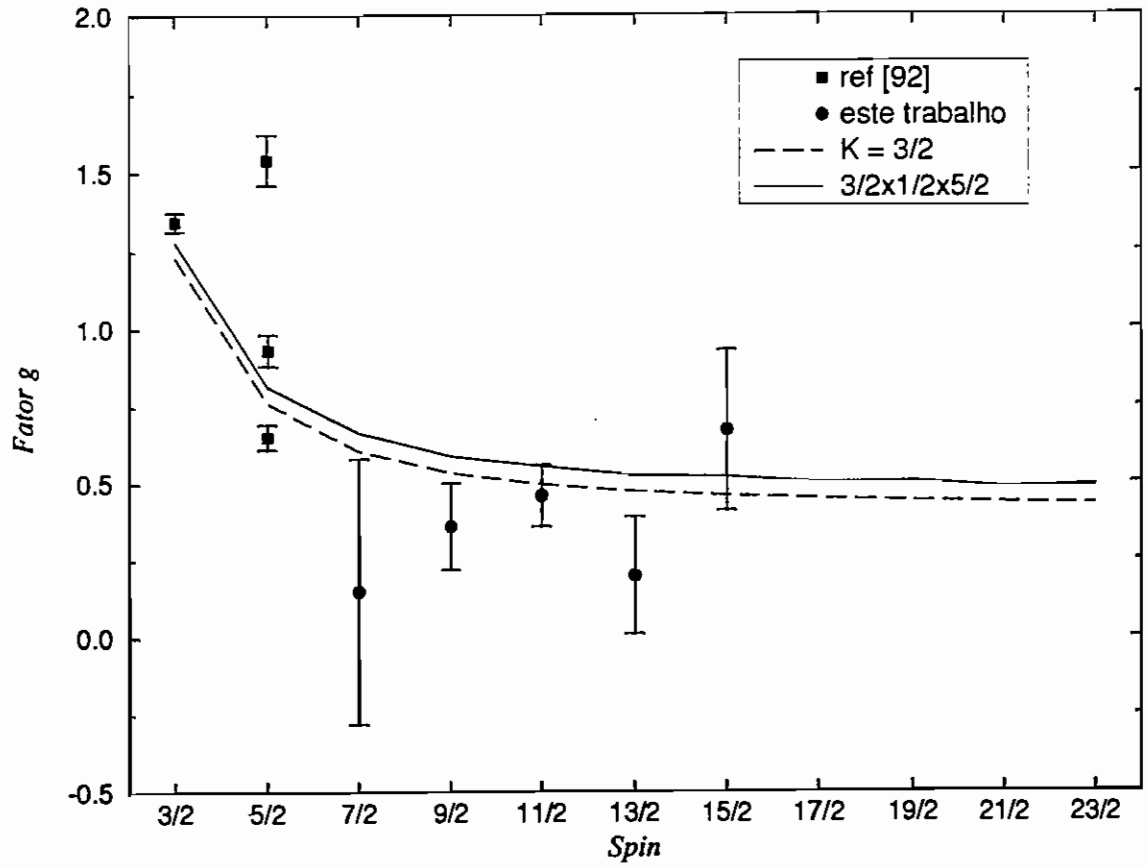

Figura 6.6: Valores dos fatores g obtidos através do modelo rotor+partícula considerando-se uma banda pura K=3/2 (linha tracejada) e mistura de bandas 3/2⊗5/2⊗1/2 (linha cheia), juntamente com os valores experimentais obtidos neste trabalho.

mentais deste trabalho. A mistura de bandas (3/2⊗1/2⊗5/2) também altera os valores dos fatores giromagnéticos dos estados excitados do ^{159}Tb, apresentando uma pequena oscilação, verificada nos resultados experimentais. Mesmo com amplitudes muito pequenas, pode-se verificar que a oscilação prevista pelo modelo está em fase com a oscilação dos resultados experimentais. Os erros estatísticos envolvidos na medida dos fatores g impedem uma comparação melhor entre os dois cálculos efetuados, pois ambos reproduzem bem o comportamento dos resultados experimentais, embora o ajuste dos níveis de energia seja muito melhor no caso de mistura de bandas. Mas, neste caso existem mais parâmetros a serem variados. Através da figura 6.6 pode-se observar que este modelo indica ser muito alto o valor g=1.54(8) obtido para o fator g do estado I=5/2$^+$.

6.3 Rotor Triaxial + Quase-Partícula

Com o objetivo de comparar os resultados experimentais dos fatores g dos estados excitados do ^{159}Tb com um modelo mais sofisticado, onde as funções de onda dos estados e os níveis de energia sejam calculados explicitamente, e não de maneira empírica como é feito no modelo rotor+partícula, foram feitos cálculos teóricos utilizando o código PTR, que é baseado no acoplamento de uma quase-partícula a um rotor (axial ou triaxial) [20]. Este código permite, entre outras coisas, a escolha do número de orbitais deformados disponíveis para o núcleon ímpar.

Os parâmetros fornecidos ao código para o cálculo dos níveis de energia e das propriedades magnéticas do ^{159}Tb são descritos a seguir. A deformação δ pode ser relacionada com o parâmetro ϵ_2, associado com a expansão da distribuição da densidade em esféricos harmônicos [5]. Nessa expansão podem ser introduzidas também deformações de multipolaridade mais alta. Na descrição do ^{159}Tb, além da deformação quadrupolar, foi incluída também uma pequena deformação hexadecapolar, com valores $\epsilon_2 = 0.255$ e $\epsilon_4 = -0.024$, sugeridos pela literatura [99]. Na descrição do momento de inércia coletivo foi utilizado o modelo VMI, cujos parâmetros ($\Im_o$ e C) foram variados no intuito de reproduzir os níveis de energia experimentais da banda do estado fundamental. Os valores iniciais utilizados foram aqueles que descrevem o ^{158}Gd, por ser o caroço do ^{159}Tb, apresentados na seção anterior. As constantes dos termos de acoplamento spin-órbita $L.S$ e L^2 da hamiltoniana de Nilsson foram fixadas em $\kappa = 0.065$ e $\nu = 0.57$. A constante de emparelhamento (G) utilizada foi aquela dependente do isospin do núcleon (eq. 2.62) com valores $G_1 = 18.3$ e $G_2 = 7.4$. Estes valores foram obtidos através de um ajuste do "pairing gap" (Δ) em função da diferença de massa par-ímpar em núcleos na região de terras raras [23]. O nível de Fermi calculado para este núcleo foi $\lambda_F = 41.0$ MeV, com um "pairing gap" de $\Delta = 0.97$ MeV.

Inicialmente foram considerados no cálculo apenas os orbitais $[411]3/2^+$, $[411]1/2^+$ e $[413]5/2^+$. Neste caso os parâmetros para o momento de inércia foram $\Im_o = 0.0385$ keV^{-1} e $C = 3.9 \times 10^6$ keV^3. A mistura com o estado intrínseco K=1/2 era muito pequena para

descrever o "staggering" em energia observado, sendo bem menor do que a mistura com o estado K=5/2. O "staggering" em energia calculado, juntamente com o experimental pode ser observado na figura 6.7.

A seguir, foi incluído o orbital $[420]1/2^+$, que apresenta um elemento de matriz $<1/2 \mid j_- \mid 3/2>$, responsável pela mistura do estado K=3/2 com o K=1/2, $\approx$ 5 vezes maior do que para o orbital $[411]1/2^+$. Por isso, o modelo considera uma mistura com o estado $[420]1/2^+$ bem maior do que com o estado $[411]1/2^+$. O efeito da mistura com o orbital $[420]1/2^+$ é enorme, mesmo apresentando um coeficiente de mistura pequeno em relação ao estado K=5/2, alterando significativamente os níveis de energia calculados. Entretanto, pode-se observar nitidamente na figura 6.7 que a fase do "staggering" em energia calculada está invertida em relação aos resultados experimentais. Essa fase é dependente do sinal do fator de desacoplamento (a_K) da banda K=1/2 considerada na mistura, sendo positiva para o orbital $[420]1/2^+$ (a=+0.95) e negativa para o orbital $[411]1/2^+$ (a=-0.91). Com a inclusão desse orbital foi necessária uma pequena alteração nos parâmetros para o momento de inércia, sendo utilizados os valores $\Im_o = 0.0366$ keV^{-1} e $C = 3.85 \times 10^6$ keV^3.

Levando-se em conta todos os 15 orbitais da camada N = 4, a amplitude da oscilação dos níveis de energia é atenuada, mas permanece a fase contrária àquela observada. Neste caso, foram utilizados os valores $\Im_o = 0.0341$ keV^{-1} e $C = 3.0 \times 10^6$ keV^3; além disso, o termo de Coriolis foi atenuado em $\approx$ 20% no intuito de aproximar os valores dos níveis de energia da banda do estado fundamental calculados teoricamente dos obtidos experimentalmente. A mistura do orbital $[411]3/2^+$ com o orbital $[413]5/2^+$ na descrição da banda do estado fundamental é, neste caso, tão grande que a partir do nível I=$15/2^+$ o K predominante dessa banda torna-se K=5/2.

Na figura 6.8 estão graficados os níveis de energia da banda do estado fundamental calculados pelo modelo rotor triaxial+quase-partícula, assim como os valores obtidos para as bandas K=1/2 e K=5/2, e os níveis de energia experimentais para essas 3 bandas.

De acordo com a sistemática da região A$\approx$160, o ^{159}Tb é um núcleo axialmente simétrico. Este fato pôde ser verificado através deste modelo, uma vez que as tentati-

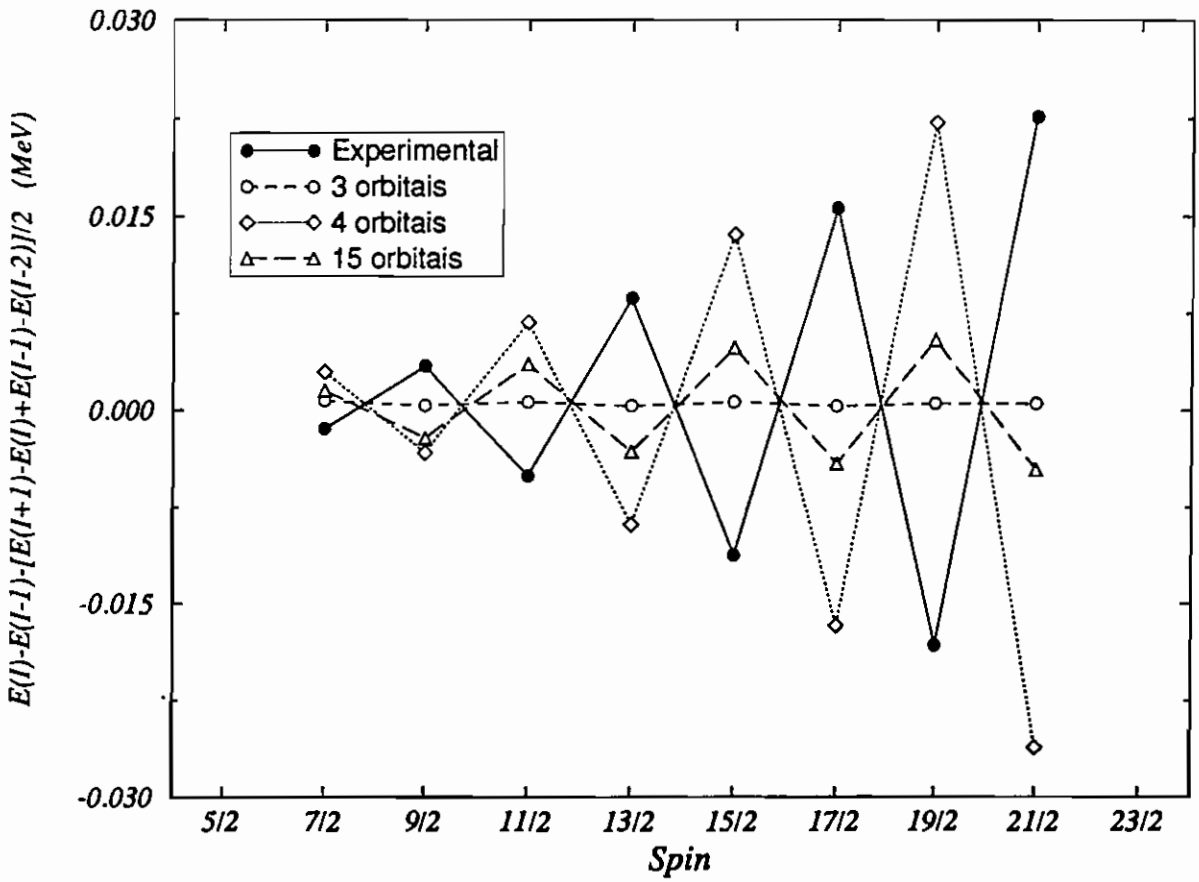

Figura 6.7: Diagrama $E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$ em função do momento angular I do estado. São graficados os valores obtidos pelo modelo rotor triaxial+quase-partícula considerando a mistura de 3, 4 e 15 orbitais, juntamente com os valores experimentais.

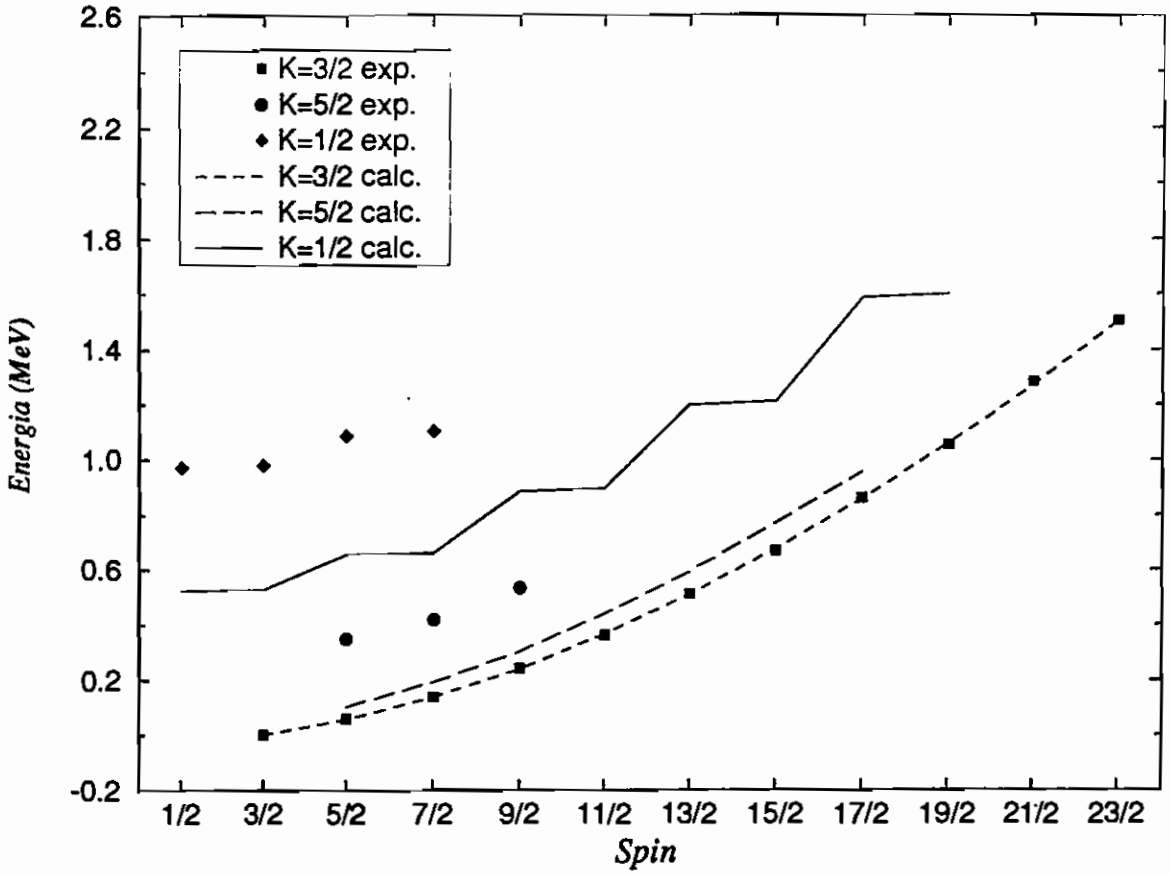

Figura 6.8: Diagrama dos níveis de energia da banda do estado fundamental calculados pelo modelo rotor triaxial+quase-partícula, assim como os valores obtidos para as bandas K=1/2 e K=5/2 e os níveis de energia experimentais.

vas de se incluir triaxialidade foram infrutíferas, pois os níveis de energia calculados se afastam dos níveis experimentais da banda do estado fundamental para $\gamma \neq 0$.

Na figura 6.9 são mostrados os valores calculados das probabilidades de transição B(M1) considerando a mistura de 3, 4 e 15 orbitais.

Pode-se observar nesta figura que a fase da oscilação prevista pelo modelo ao se considerar apenas os orbitais $[411]1/2^+$, $[411]3/2^+$ e $[413]5/2^+$ concorda com a fase observada nos valores experimentais. Entretanto, a amplitude da oscilação é muito atenuada, uma vez que o modelo considera uma mistura muito pequena do orbital $[411]3/2^+$ com o $[411]1/2^+$.

Com a inclusão do orbital $[420]1/2^+$ a amplitude de oscilação é aumentada, mas, como era de se esperar, a fase prevista é invertida em relação à fase experimental.

Levando-se em conta todos os 15 orbitais da camada N=4, os valores obtidos pelo modelo são muito atenuados em relação aos resultados experimentais, além de continuarem apresentando uma oscilação fora de fase. A atenuação com o aumento do número de orbitais considerados pode ser uma indicação de que o modelo esteja superestimando os coeficientes de mistura, como sugere P. Taras et al [101] para o caso da mistura dos orbitais $[411]1/2^+$ e $[411]3/2^+$ no caso do ^{169}Tm. Os valores experimentais apresentados foram obtidos por M. A. Van Hove et al. [88].

Os fatores giromagnéticos dos estados excitados do ^{159}Tb calculados pelo modelo e os valores experimentais obtidos nesse trabalho considerando a mistura de 3, 4 e 15 orbitais são apresentados na figura 6.10. Pode-se observar que o modelo rotor triaxial+quase-partícula também reproduz razoavelmente bem os resultados experimentais. Entretanto, pode-se perceber nos valores calculados uma pequena oscilação fora de fase em relação aos resultados experimentais. Os valores previstos pelo modelo ao se considerar 4 ou 15 orbitais são praticamente os mesmos.

Os resultados obtidos por este modelo indicam as mesmas inconsistências observadas no modelo rotor+partícula, porém neste caso o fato do elemento de matriz $<1/2|\, j_- \,|3/2>$ ser alto e o fator de desacoplamento a ser positivo é refletido diretamente nas suas previsões, enquanto que no modelo rotor+partícula o elemento de matriz ajustado também é alto, embora o fator de desacoplamento ajustado seja negativo.

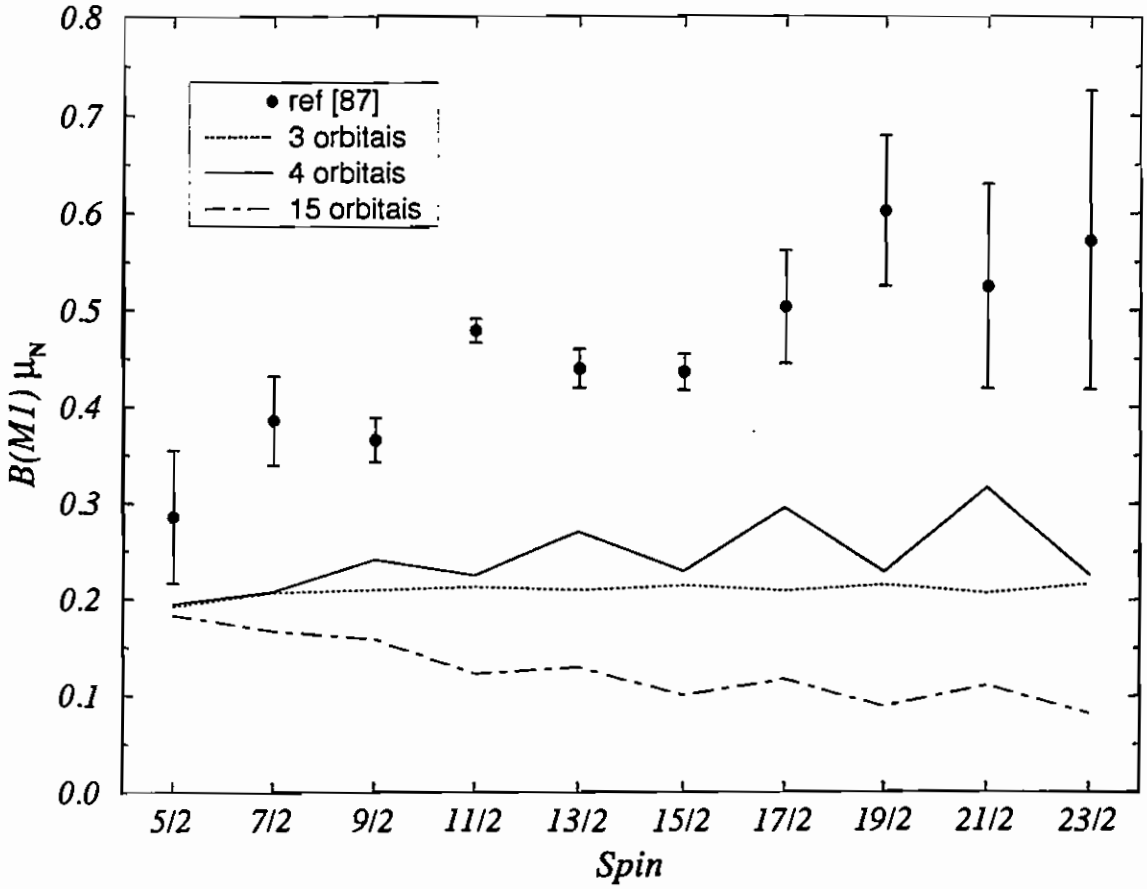

Figura 6.9: Valores das probabilidades de transição magnéticas dipolares B(M1) obtidas no cálculo do modelo rotor triaxial+quase-partícula considerando 3, 4 e 15 orbitais, juntamente com os valores experimentais extraídos da literatura.

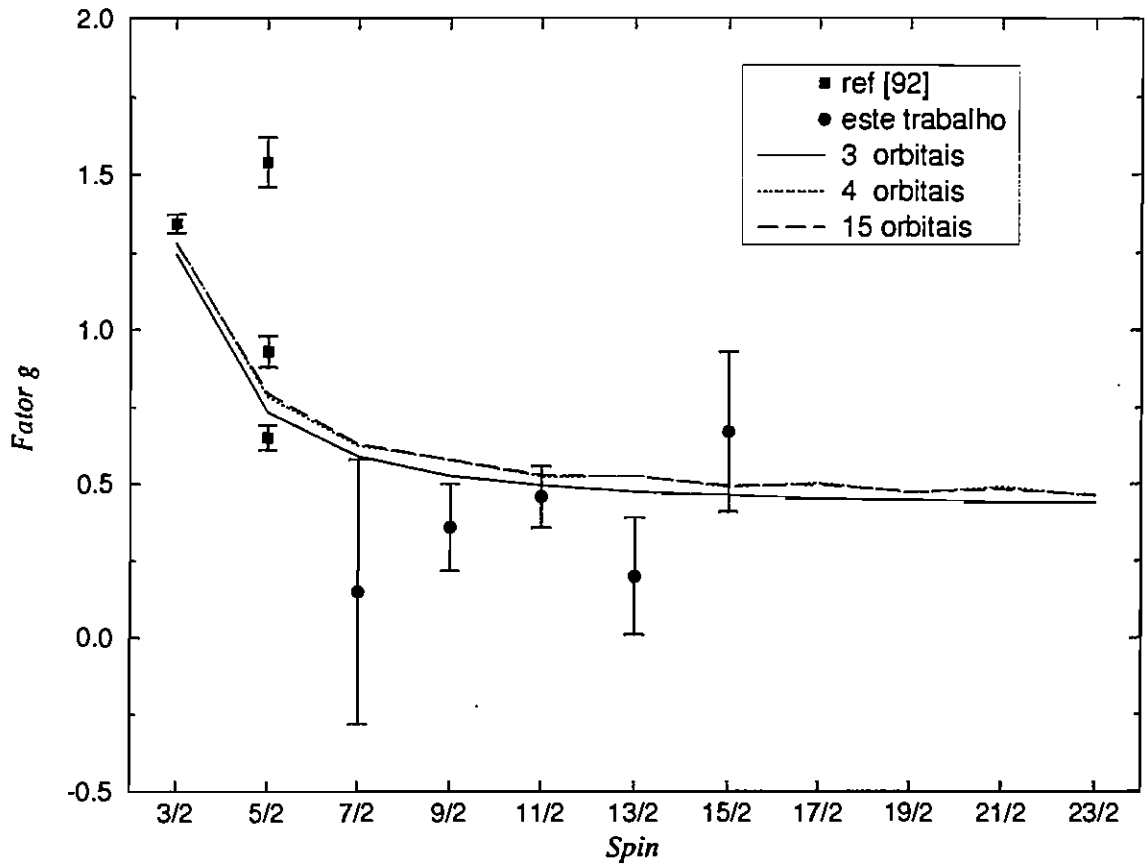

Figura 6.10: Valores dos fatores g obtidos no cálculo do modelo rotor triaxial+quase-partícula considerando 3, 4 e 15 orbitais, e os valores experimentais obtidos neste trabalho

6.4 Projeção de Momento Angular

Na descrição das propriedades do núcleo ^{159}Tb através do modelo de camadas com projeção de momento angular foi utilizado o código EVOD desenvolvido por K.Hara e Y.Sun para a descrição de núcleos pesados com número ímpar de prótons [15].

Na descrição de núcleos pesados são fornecidas ao código as seguintes informações relativas ao núcleo em estudo: a deformação, o número atômico e de massa, quais as camadas importantes a serem consideradas, sendo necessário indicar qual é a camada que contém as partículas de valência, as constantes G_1 e G_2, que descrevem o emparelhamento (eq. 2.62), e a constante γ, que indica a proporcionalidade entre as intensidades de emparelhamento monopolar e quadrupolar (eq. 2.63).

O caroço considerado no cálculo do ^{159}Tb era constituído de 40 nêutrons e 20 prótons, sendo levadas em conta as 3 camadas principais N = 3, 4 e 5 para prótons, e N = 4, 5 e 6 para nêutrons. Na figura 6.11 estão representados os níveis de Nilsson para a camada N = 4 de prótons. Pode-se verificar através desta figura que $[413]5/2^+$ e $[411]1/2^+$ são os orbitais mais próximos do orbital da banda do estado fundamental $[411]3/2^+$.

O emparelhamento foi levado em conta utilizando-se os valores $G_1 = 22.12$ e $G_2 = 13.13$, que fornecem um "pairing gap" $\Delta_p = 1.03$ MeV, que está de acordo com a estimativa $\Delta = 12/\sqrt{A} = 0.95$ MeV.

A constante γ foi variada até que fossem bem reproduzidas as energias experimentais. O valor encontrado $\gamma = 0.225$, está de acordo com o valor $\gamma = 0.20$ sugerido na referência [16] para núcleos na região de terras raras. Os valores das deformações quadrupolar e hexadecapolar (ϵ_2= 0.255 ϵ_4 = -0.024) foram extraídos da literatura [99], mas também foram alterados, dentro da sistemática da região [100], para que o modelo reproduzisse melhor as energias experimentais.

Na figura 6.12 estão graficados os níveis de energia da banda do estado fundamental obtidos pelo modelo considerando-se 2 conjuntos de parâmetros. Estão representados os níveis de energia calculados considerando os parâmetros sugeridos pela literatura ($\gamma = 0.20$, $\epsilon_2 = 0.255$ e ϵ_4 = -0.024) (linha cheia), e os níveis de energia obtidos com os parâmetros

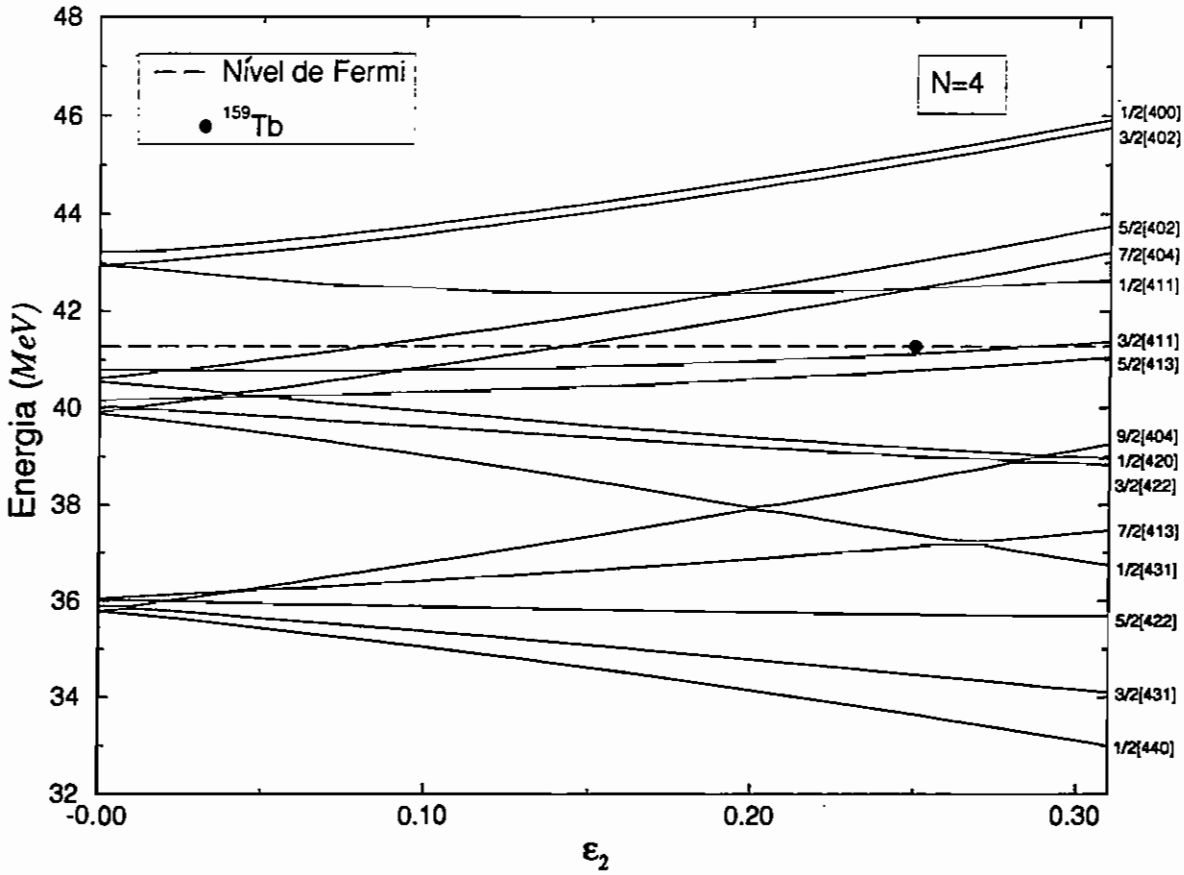

Figura 6.11: Níveis de Nilsson da camada N = 4 para prótons. O círculo indica a deformação $\epsilon_2 = 0.25$ e a linha tracejada o nível de Fermi $\lambda = 41.3$ MeV calculado para o ^{159}Tb.

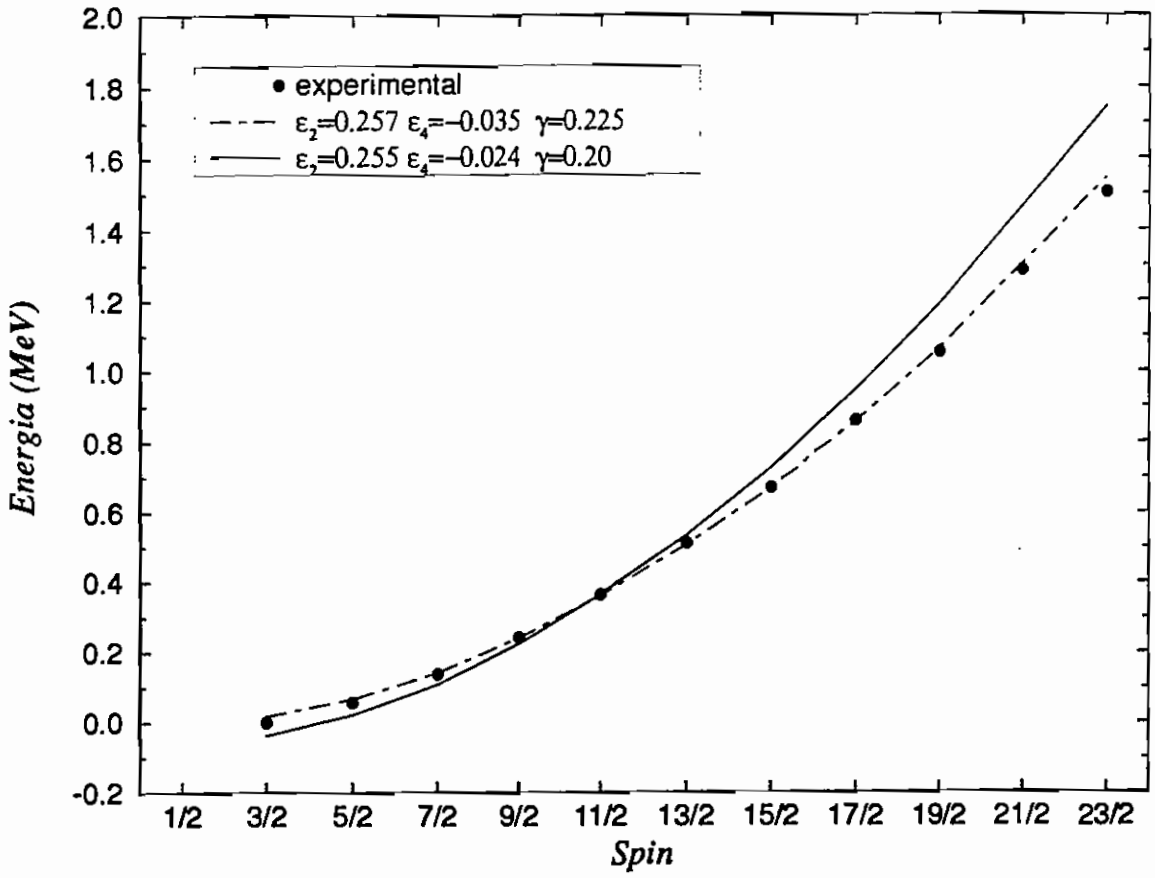

Figura 6.12: Diagrama dos níveis de energia da banda do estado fundamental considerando 2 conjuntos de parâmetros: 1) γ = 0.225, ϵ_2 = 0.257 e ϵ_4 = -0.035 ; 2) γ = 0.20, ϵ_2 = 0.255 e ϵ_4 = -0.024. Os círculos representam os níveis de energia experimentais.

que melhor descrevem os níveis experimentais (γ = 0.225, ϵ_2 = 0.257 e ϵ_4 = -0.035) (linha tracejada).

Na figura 6.13 estão graficados os níveis de energia calculados da banda do estado fundamental (K=3/2) e das bandas K=1/2 e K=5/2, considerando-se o seguinte conjunto de parâmetros: γ = 0.225, ϵ_2=0.257 e ϵ_4= -0.035.

Este código não permite selecionar explicitamente os orbitais a serem considerados, mas pode-se escolher a energia máxima de excitação das quase-partículas de forma a reduzir o

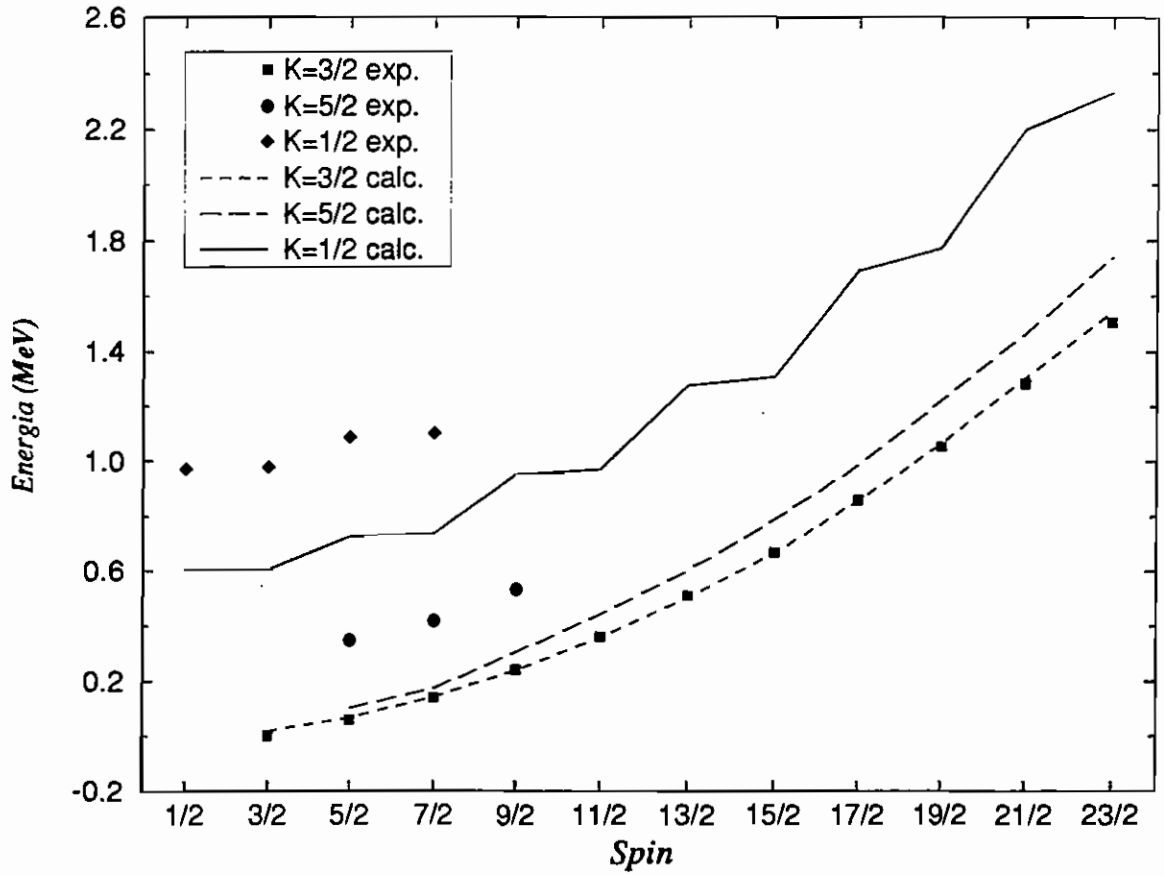

Figura 6.13: Diagrama das energias da banda do estado fundamental e das bandas $K = 5/2$ e $K = 1/2$ calculadas pelo modelo de camadas com projeção de momento angular e os níveis de energia experimentais.

número de orbitais a serem incluídos no cálculo. Por isso, foram consideradas diferentes energias de excitação dos quase-prótons, limitando-as em $E_M = 2.5$, 3.0 e 3.5 MeV. Nestes cálculos não foram consideradas as excitações de 3 ou mais quase-partículas.

Ao se limitar a energia de excitação em $E_M = 2.5$ MeV, está-se considerando na verdade apenas orbitais $K = 3/2$ e $K = 5/2$. Pode-se observar na figura 6.14 que o modelo indica a existência do "staggering" em energia, mesmo sem levar em conta orbitais K=1/2, embora a amplitude de oscilação prevista seja muito pequena em relação aos dados experimentais. Para se reproduzir melhor esse "staggering" é necessária a inclusão de mais orbitais. Isso é conseguido limitando-se as energias de excitação dos quase-prótons em $E_M = 3.0$ MeV e $E_M = 3.5$ MeV, levando-se em conta um e dois orbitais K=1/2, respectivamente. Pode ser observado na figura 6.14 que incluindo-se os orbitais K=1/2, o modelo reproduz muito bem tanto a amplitude como a fase da oscilação observada experimentalmente. Outro fato importante a ser notado é que neste modelo a inclusão do orbital $[420]1/2^+$ não contribui de forma tão significativa quanto no modelo rotor triaxial + quase-partícula.

Estes resultados não são alterados significativamente ao se considerar energias de excitação mais altas, demonstrando que $[411]3/2^+$, $[413]5/2^+$ e $[411]1/2^+$ são os orbitais mais importantes na descrição da banda do estado fundamental do ^{159}Tb.

Este modelo, assim como o modelo rotor triaxial+quase-partícula, indica que há uma mistura muito forte entre os orbitais $[411]3/2^+$ e $[413]5/2^+$ na descrição da banda do estado fundamental, sendo o orbital $[411]3/2^+$ predominante até o spin $I=11/2^+$, passando o orbital $[413]5/2^+$ a ser dominante na banda do estado fundamental a partir do spin $I=13/2^+$

Nos modelos fenomenológicos convencionais o momento de inércia é estimado através das energias dos estados 2^+ dos núcleos par-par vizinhos, ou através de ajuste dos níveis de energia experimentais do próprio núcleo em questão supondo um rotor rígido ou mesmo um momento de inércia variável (VMI). No caso do modelo de camadas com projeção de momento angular essa quantidade é proveniente do próprio modelo, dada por $\Theta = I/\omega$, onde ω é a frequência de rotação do núcleo, sendo descrita por $dE(I)/dI$ [15]. Na figura 6.15 pode ser visto o momento de inércia Θ calculado por este modelo para o ^{159}Tb,

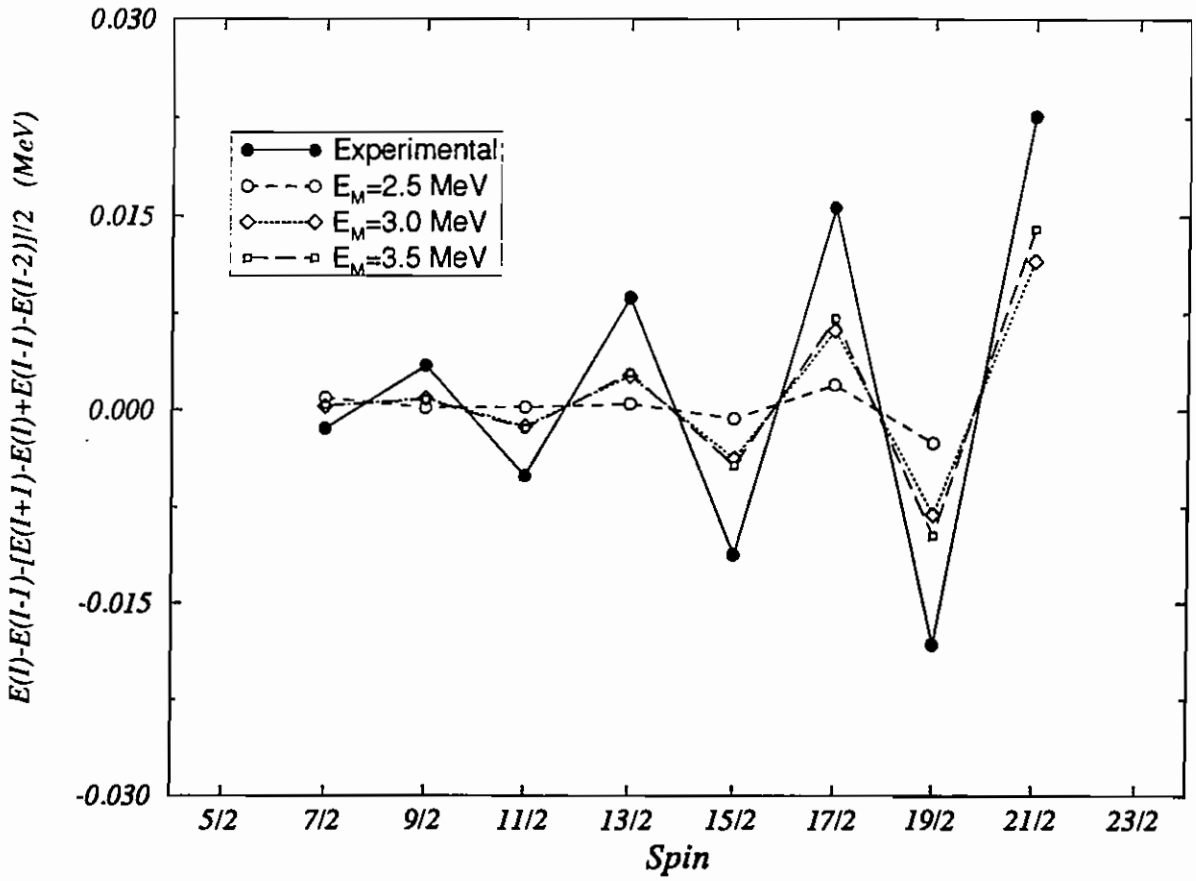

Figura 6.14: Diagrama $E(I) - E(I-1) - [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)]/2$ em função do momento angular do estado. São graficados os valores obtidos pelo modelo considerando-se energias máximas de excitação de quase-prótons $E_M = 2.5, 3.0$ e 3.5 MeV, juntamente com os valores experimentais.

juntamente com os valores experimentais para a banda favorecida (σ = + 1) e a banda desfavorecida (σ = - 1).

Para se comparar os momentos de inércia $\Im$ obtidos através dos modelos rotor triaxial + quase-partícula (PTR) e rotor + partícula (RPC) com os valores do momento de inércia Θ obtidos pelo modelo de camadas com projeção de momento angular (PAM), foram graficados na figura 6.16 os valores de Θ obtidos pelos 3 modelos em função da freqüência de rotação (ω^2). Foram graficadas nesta figura apenas as previsões para a banda desfavorecida (σ=-1).

As probabilidades de transição B(M1) dos estados da banda do estado fundamental obtidas pelo modelo considerando-se E_M= 2.5 e 3.5 MeV, são apresentadas na figura 6.17, juntamente com os valores extraídas da literatura [88]. Pode-se observar que os valores calculados também são muito atenuados, da mesma maneira que os valores obtidos pelos modelos descritos nas seções anteriores, principalmente quando se aumenta o número de orbitais. Este modelo prevê também uma fase de oscilação oposta dos B(M1) calculados em relação aos resultados experimentais. O porquê dessa inversão ainda é um problema em aberto, uma vez que o modelo reproduz muito bem o "staggering" em energia observado, e por isso esperava-se que a fase correta fosse refletida nos B(M1) calculados.

Os fatores g dos estados excitados da banda do estado fundamental obtidos pelo modelo de camadas com projeção de momento angular são apresentados na figura 6.18, juntamente com os valores obtidos neste trabalho. Pode-se observar que o modelo reproduz bem os resultados experimentais, mas prevê uma pequena oscilação fora de fase em relação aos dados experimentais quando se considera apenas os orbitais K = 3/2 e K = 5/2 (E_M = 2.5 MeV). Ao se levar em conta orbitais K=1/2 (E_M = 3.0 e 3.5 MeV) a oscilação torna-se praticamente imperceptível, mas apresenta uma fase igual àquela sugerida pelos valores experimentais.

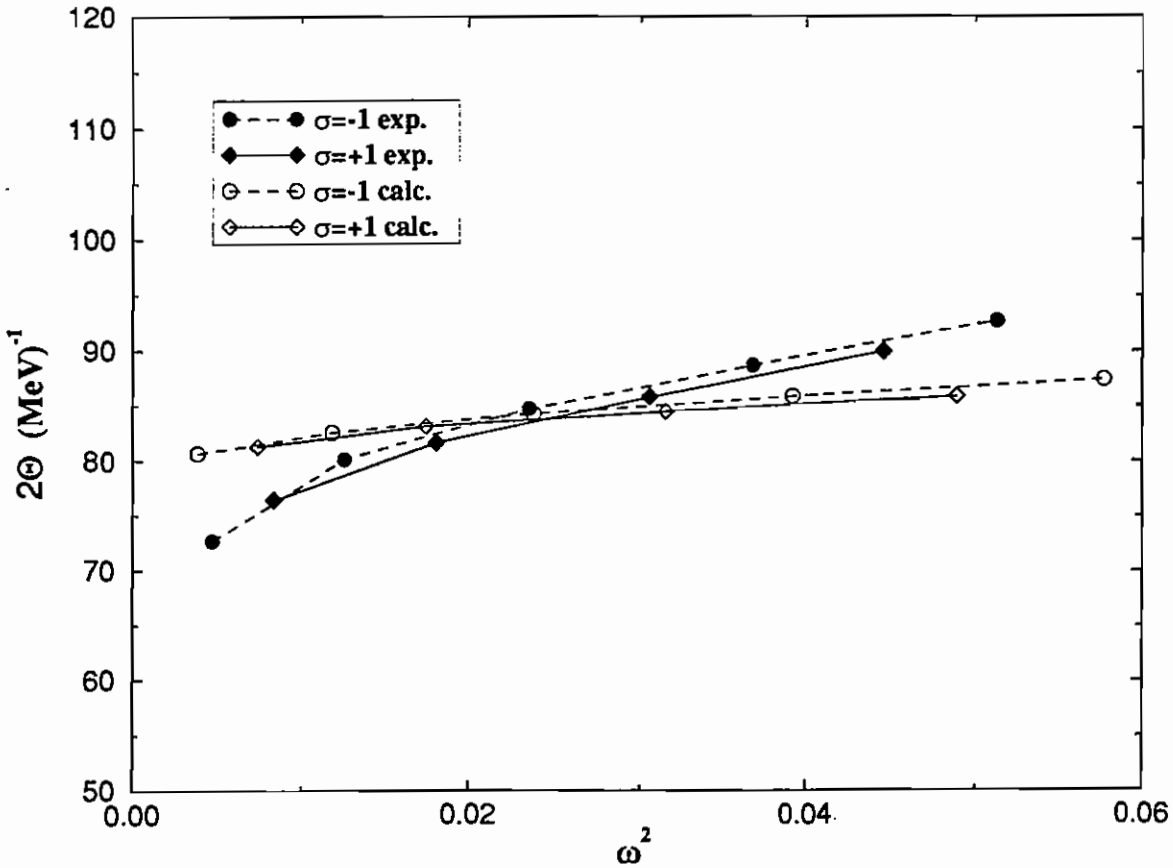

Figura 6.15: Momento de inércia (2Θ) calculado para o núcleo ^{159}Tb em função da freqüência angular (ω^2) das bandas favorecida (σ=+1) e desfavorecida (σ=-1) do estado fundamental, juntamente com os valores experimentais.

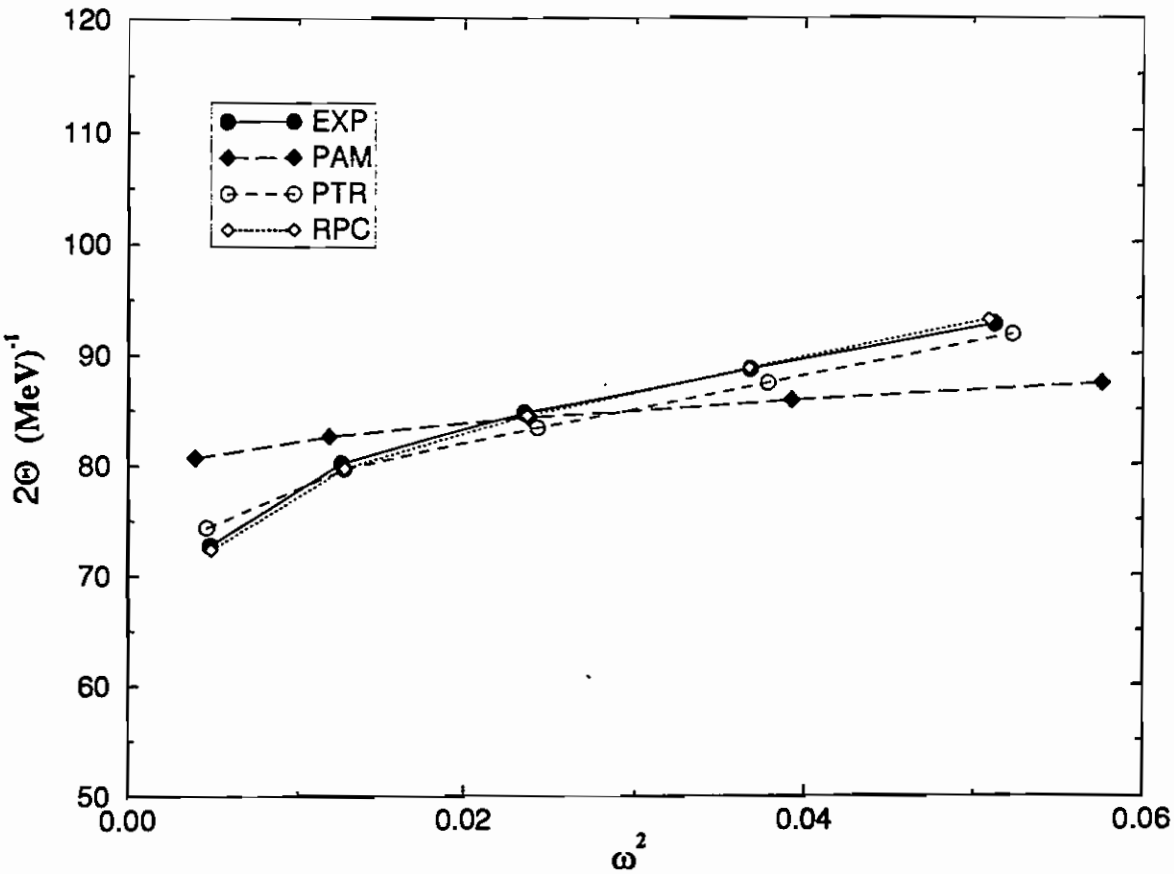

Figura 6.16: Momento de inércia (2Θ) calculado para o núcleo ^{159}Tb através dos modelos PAM, PTR e RPC em função da freqüência angular (ω^2), juntamente com os valores experimentais (EXP) para a banda desfavorecida.

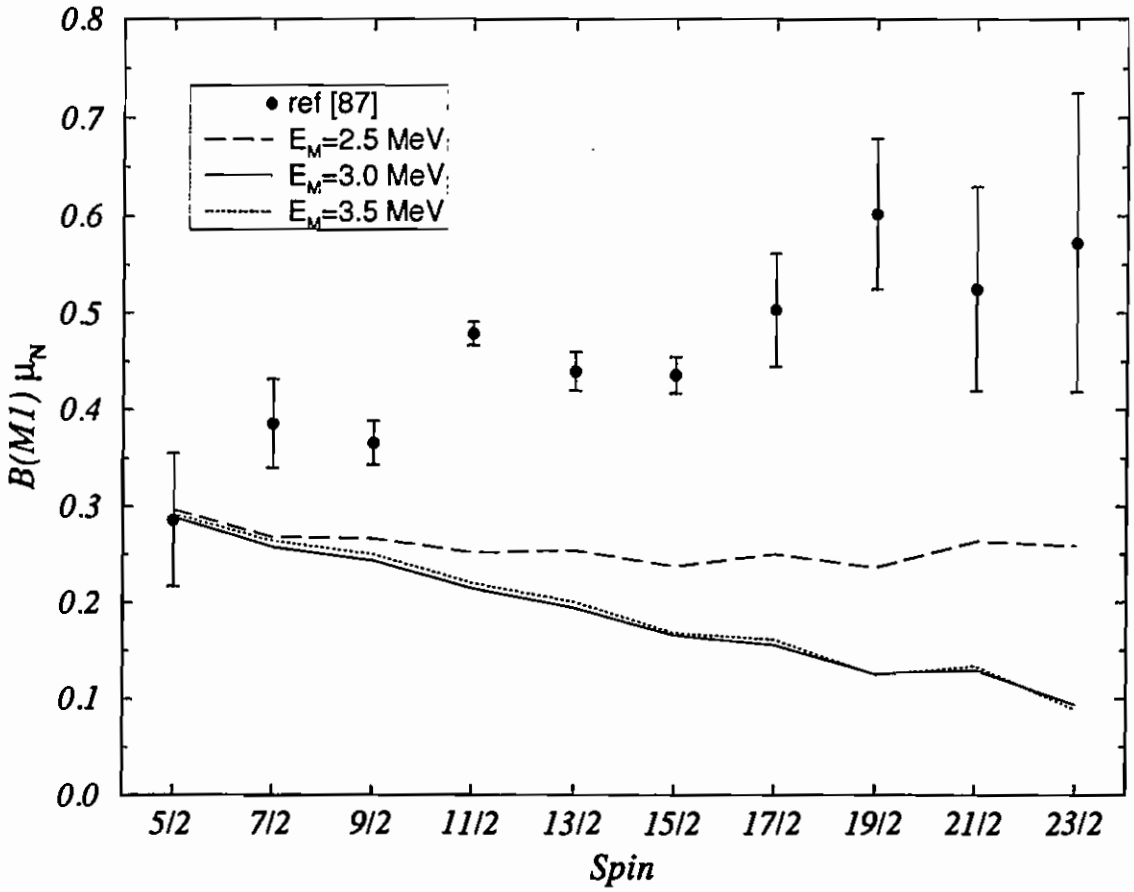

Figura 6.17: Valores das probabilidades de transição magnéticas B(M1) obtidas no cálculo do modelo de camadas com projeção de momento angular e os valores experimentais extraídos da literatura.

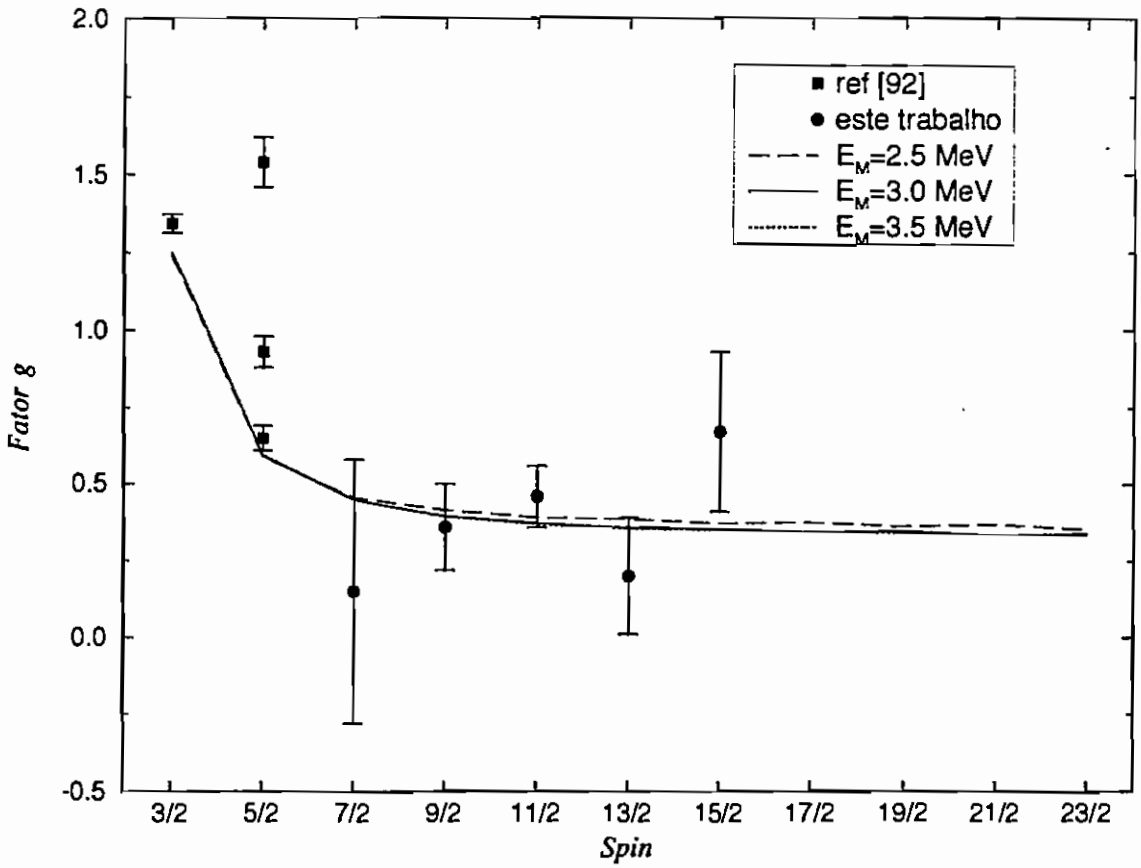

Figura 6.18: Valores dos fatores g obtidos no cálculo do modelo de camadas com projeção de momento angular e os valores experimentais obtidos neste trabalho.

Capítulo 7

Conclusão

Neste trabalho, foram medidos os momentos magnéticos dos estados da banda rotacional do estado fundamental do ^{159}Tb, com o objetivo de se verificar a aplicabilidade de alguns modelos para núcleos de A ímpar deformados. A escolha do ^{159}Tb foi motivada pelo fato desse núcleo ter sido bem descrito pelos primeiros modelos coletivos, propostos para a interpretação desse tipo de núcleo. Os resultados experimentais foram comparados com modelos fenomenológicos e com um modelo puramente microscópico.

Os modelos fenomenológicos (rotor + partícula e rotor triaxial + quase-partícula) são híbridos, onde a descrição do núcleo é separada numa parte fenomenológica, que descreve o caroço e uma parte microscópica, que descreve o movimento da partícula desemparelhada.

No modelo rotor+partícula os coeficientes de mistura das funções de onda são obtidos a partir de um ajuste dos níveis de energia experimentais. As previsões considerando a mistura de configurações $[411]3/2^+$, $[411]1/2^+$ e $[413]5/2^+$ descrevem bem os momentos magnéticos experimentais.

O modelo rotor triaxial + quase-partícula também descreve bem os momentos magnéticos dos estados da banda do estado fundamental do ^{159}Tb, embora apresente uma fase oposta para o "staggering" observado nos níveis de energia deste núcleo. Esta fase é proveniente da mistura do orbital $[411]3/2^+$ com o orbital $[420]1/2^+$, e é refletida também nos valores calculados dos momentos magnéticos e das probabilidades de transição B(M1).

Os valores dos B(M1) previstos pelo modelo são muito atenuados em relação aos valores experimentais, principalmente quando são considerados muitos orbitais na descrição da banda do estado fundamental. Esta atenuação também é prevista pelo modelo rotor + partícula, apesar de não ser tão acentuada. O comportamento oscilante previsto pelo modelo rotor + partícula para os B(M1) está em fase com os valores experimentais.

Em contraste com os modelos híbridos o modelo de camadas com projeção de momento angular descreve núcleos de A ímpar considerando vários núcleons interagindo com um caroço formado por poucas partículas, através de uma hamiltoniana microscópica. O modelo também fornece valores razoáveis para os níveis de energia e para os momentos magnéticos. Entretanto, as probabilidades de transição B(M1) calculadas também são muito atenuadas em relação aos valores experimentais; além disso o modelo prevê uma fase de oscilação dos B(M1) oposta em relação à observada experimentalmente. O porquê dessa inversão ainda constitui um problema em aberto, uma vez que o modelo reproduz muito bem o "staggering" em energia observado.

Concluindo, os níveis de energia da banda do estado fundamental são bem descritos pelos modelos, embora o "staggering" em energia previsto pelo modelo rotor triaxial+quase-partícula apresente uma fase de oscilação oposta à observada. Os momentos magnéticos experimentais são bem reproduzidos pelos modelos, nos quais a inclusão de outras configurações sugere uma pequena oscilação, observada nos resultados experimentais. As probabilidades de transição magnéticas B(M1) não são bem descritas por nenhum dos modelos, pois a inclusão de várias configurações atenuam os valores calculados.

O modelo de camadas com projeção de momento angular tem tido sucesso na interpretação de alguns fenômenos observados em núcleos em freqüências de rotação elevadas, tais como alinhamento rotacional, inversão de "signature", etc. Em ^{159}Tb, por exemplo, espera-se o cruzamento da banda do estado fundamental com a banda de 3 quase-partículas em spins bem acima dos populados neste trabalho. Medidas dos momentos magnéticos desses estados podem confirmar estas previsões. Tais estados podem ser populados através da excitação coulombiana com projéteis mais pesados em energias mais altas.

Os erros estatísticos envolvidos nas presentes medidas impediram a determinação dos

detalhes das funções de onda dos estados da banda do estado fundamental, apesar dos resultados confirmarem a importância da contribuição do orbital $[411]1/2^+$. Por outro lado, uma redução significativa desses erros acarretaria um acréscimo muito grande no tempo de aquisição de dados. Entretanto, uma maneira de se reduzir os erros estatísticos seria a realização de vários conjuntos de medidas com energias e projéteis distintos.

A técnica empregada neste trabalho é de grande interesse, principalmente por ser interdisciplinar, utilizando conceitos de física atômica e física do estado sólido para extrair informações sobre as propriedades dos núcleos, propiciando medidas que há pouco tempo eram impossíveis de serem realizadas, revelando discrepâncias ou mesmo comprovando teorias.

Os mecanismos propostos por vários autores para explicar a origem do campo magnético transiente conseguem interpretar muitos fenômenos observados. Contudo, para um completo entendimento do campo em todas as regiões de velocidades, são necessárias novas medidas do CMT, tanto em função da velocidade e número atômico do íon, como da magnetização do material ferromagnético, além de estudos mais aprofundados no que se refere à região de validade de cada mecanismo, e principalmente as regiões de transição entre um mecanismo e outro.

A utilização da excitação coulombiana como mecanismo para a população dos níveis nucleares restringe-se ao estudo de núcleos estáveis. Além disso, na prática as medidas de distribuição angular perturbada dos raios γ, emitidos na desexcitação de estados populados através deste mecanismo são limitadas aos núcleos com spin do estado fundamental $I \leq 3/2$. Um mecanismo alternativo para a população de estados de spins elevados é o uso de reações fusão-evaporação, que permite o estudo de núcleos deficientes em nêutrons na sua maioria instáveis. Entretanto, a utilização desse mecanismo aumenta a complexidade dos espectros de raios γ, devido aos vários canais de reação abertos, apresentando um fundo estatístico alto. Em geral, nessas reações as populações iniciais dos níveis que populam os estados de interesse e os "feeding times" envolvidos não são conhecidos, sendo necessário assim supor os esquemas de decaimento.

Várias tentativas de se medir os momentos magnéticos dos estados dos isótopos de Kr,

populados através de reações fusão-evaporação, foram realizadas no início deste trabalho. Os resultados obtidos não foram conclusivos devido às dificuldades mencionadas, principalmente o desconhecimento das populações iniciais dos estados nucleares no instante de entrada no material ferromagnético.

Foi publicado recentemente um novo método de medidas, chamado "recoil decay", que utiliza um sistema de medidas de fator g acoplado a um dispositivo chamado "plunger" [104, 105], com o qual seleciona-se o instante de entrada do núcleo em recuo no material ferromagnético, onde atua o CMT. Esta técnica possibilita a medida em núcleos formados através de reações fusão-evaporação, nos quais o estado de interesse deve ser populado pelo decaimento de um nível com meia vida suficientemente longa para que seja possível selecionar o instante de entrada do núcleo no material ferromagnético, obtendo-se assim, a situação na qual os níveis que populam o estado de interesse já tenham decaído.

Referências

[1] A. Faessler - *Hyp. Int.* **9** (1981) 3

[2] J. M. Eisenberg & W. Greiner - *Nuclear Models* - North-Holland Publ. Comp., Amsterdam/London (1970) **v.1**

[3] M. E. Barcley et al. - *J. Phys.* **G12** (1986) L295

[4] S. A. Hjorth et al. - Phys. Rev. Lett. **45** (1980) n°11 878

[5] A. Bohr & B. R. Mottelson - *Nuclear Structure* - W. A. Benjamin Inc. (1975) **v.1** e **v. 2**

[6] M. A. Preston & R. K. Bhaduri - *Structure of the Nucleus* - Addison-Wesley Publ. Comp. Inc. (1975)

[7] J. P. Davidson - *Collective Models of the Nucleus* - Academic Press, New York/London (1968)

[8] P. Ring & P. Schuck - *The Nuclear Many-Body Problem* - Springer-Verlag Inc., New York/Berlin (1980)

[9] A. K. Kerman - *Dan. Mat. Fys. Medd.* **30** (1956) n°15 1

[10] S. G. Nilsson - *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **29** (1955) n°16

[11] G. J. Lampard - *Tese de Doutoramento* - University of Melbourne (1990)

[12] M. A. J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber & B. Buck - *Phys. Rev.* **178** (1969) 1864

[13] H. Morinaga & T. Yamazaki - *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* - North-Holland Publ. Comp., Amsterdam/New York/Oxford (1976)

[14] R. T. Brockmeier et al. - *Nucl. Phys.* **63** (1965) 102

[15] K. Hara & Y. Sun - *Nucl. Phys.* **A529** (1991) 445;
K. Hara & Y. Sun - *Nucl. Phys.* **A531** (1991) 221;
K. Hara & Y. Sun - *Nucl. Phys.* **A537** (1992) 77;
K. Hara & Y. Sun - *Z. Phys.* **A339** (1991) 15

[16] K. Hara & S. Iwasaki - *Nucl. Phys.* **A430** (1984) 175

[17] K. Hara - *Nuclear Rotational States* - Notas de aula - IFUSP (1992)

[18] K. Hara & S. Iwasaki - *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 61;
K. Hara, S. Iwasaki & K. Tanabe - *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 69

[19] K. Hara & S. Iwasaki - *Nucl. Phys.* **A348** (1980) 200

[20] S. E. Larsson, G. Leander & I. Ragnarsson - *Nucl. Phys.* **A307** (1978) 189

[21] J. Meyer-ter-Vehn - *Nucl. Phys.* **A249** (1975) 111

[22] G. Leander - *Lectures at the XVI Winter School on Nuclear Physics* - Bielsko-Biala, Polônia (1978)

[23] S. G. Nilsson et al. - *Nucl. Phys* **A131** (1969) 1

[24] A. Z. Hrynkiewicz - *Hyperfine Interaction Studies in Beam* - Notas de Aula - IFUSP (1983)

[25] R. B. Frankel et al. - *Phys. Lett.* **15** (1965) n°2 163

[26] A. Zemel et al. - *Nucl. Phys* **A383** (1982) 165

[27] R. R. Borchers et al. - *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) n°21 1099

[28] L. Grodzins, R. R. Borchers & G. B. Hagemann - *Phys. Lett.* **21** (1966) 214

[29] L. S. Kisslinger & R. A. Sorensen - *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963) 853

[30] K. Auerbach et al. - *Phys. Lett.* **22** (1966) 229

[31] K. Johansson, E. Karlsson & R. W. Sommerfeldt - *Phys. Lett.* **22** (1966) 297

[32] R. R. Borchers et al. - *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) n°9 424

[33] J. Lindhard & A. Winther - *Nucl. Phys.* **A166** (1971) 413

[34] G. K. Hubler, H. W. Kugel & D. E. Murnick - *Phys Rev.* **C9** (1974) 1954

[35] M. Forterre et al. - *Phys. Lett.* **B55** (1975) 56

[36] M. Forterre et al. - *Phys. Rev.* **C11** (1975) 1976

[37] J. L. Eberhardt et al. - *Phys. Lett.* **B56** (1975) 329

[38] N. K. B. Shu et al. - *Phys. Rev.* **C21** (1980) 1828

[39] N. Benczer-Koller, M. Hass & J.Sak - *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **30** (1980) 53.

[40] A. E. Stuchbery et al. - *Phys. Rev.* **C23** (1981) n°4 1618

[41] R. Levy et al. - Phys. Rev. **C25** (1982) n°1 293

[42] A. E. Stuchbery, C. G. Ryan & H. H. Bolotin - *Hyp. Int.* **13** (1983) 275

[43] O. Häusser et al. - *Nucl. Phys.* **A406** (1983) 339;
O. Häusser - *High Angular Momentum Properties of Nuclei*, ed. N. R. Johnson, Harwood Academic (1983) 125

[44] A. E. Stuchbery et al. - *Hyp. Int.* **36** (1987) 75

[45] J. L. Eberhardt et al. - *Hyp. Int.* **3** (1977) 195

[46] N. Rud - *Phys. Scrip.* **28** (1983) 277

[47] H. Kopfermann - *Nuclear Moments* - Academic Press, New York (1958)

[48] N. Rud & K. Dybdal - *Phys. Scrip.* **34** (1986) 561

[49] K. Dybdal & N. Rud - *Phys. Scrip.* **35** (1987) 441

[50] R. B. Leighton - *Principles of Modern Physics* - McGraw-Hill Book Comp. Inc. (1959) 409

[51] M. Barat & W. Lichten - Phys. Rev. **A6** (1972) n°1 211

[52] G. van Middelkoop - Hyp. Int. 4 (1978) 238

[53] K.-H. Speidel et al. - *Phys. Lett.* **76 A** (1980) 414

[54] K.-H. Speidel - *Hyp. Int.* **34** (1987) 167

[55] K.-H. Speidel - *Z. Phys.* **D1** (1986) 363

[56] W. Trölenberg - *Nucl. Phys.* **A458** (1986) 95

[57] K.-H. Speidel et al. - *Nucl. Phys.* **A403** (1983) 421

[58] K.-H. Speidel et al. - *Z. Phys.* **A315** (1984) 319

[59] H.-J. Simonis et al. - *Z. Phys.* **D7** (1987) 233

[60] F. Hagelberg et al. - *Z. Phys.* **D17** (1990) 17

[61] U. Reuter et al. - *Phys. Lett.* **B230** (1989) n°1,2 16

[62] H.-J. Simonis et al. - *Phys. Lett.* **B254** (1991) 35

[63] K.-H. Speidel et al. - *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2616

[64] G. J. Kumbartzki - *Hyp. Int.* **7** (1979) 253

[65] K.-H. Speidel et al. - *Phys. Lett.* **B227** (1989) n°1 16

[66] K.-H. Speidel - *Hyp. Int.* **61** (1990) 1295

[67] F. Brandolini et al. - *Annual Report LNL* (1991)

[68] H. R. Andrews et al. - *Nucl. Phys.* **A383** (1982) 509

[69] O. Häusser et al. - *Nucl. Instr. Meth.* **169** (1980) 539

[70] K. S. Krane - *Nucl. Instr. Meth.* **98** (1972) 205

[71] J. M. Brennan et al. - *Phys. Rev.* **C21** (1980) 574

[72] L. Grodzins - *Hyperfine Structure and Nuclear Radiations* - North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968) 607

[73] K. Dybdal, J. S. Forster & N. Rud - *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) n°23 1711

[74] T. Czosnyka, D. Cline & C. Y. Wu - *Biennial Report of Nuclear Structure Research Laboratory* - Univ. of Rochester (1982/83) 130

[75] H. Bateman - *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **15** (1910) 423

[76] J. F. Brennan - *Tese de Doutoramento* - State University of New Jersey (1978)

[77] N. H. Medina - *Tese de Mestrado* - IFUSP (1988)

[78] J. L. Gallant & P. Dmytrenko - *Nucl. Instr. Meth.* **200** (1982) 127

[79] S. Foner - *Rev. Sci. Instr.* **30** (1959) 548

[80] B. D. Cullity - *Introduction to Magnetic Materials* - Addison-Wesley Publ. Comp. Inc. (1972)

[81] C. R. Appoloni - *Preparação de Alvos* - Apostila IFUSP (1974)

[82] N. H. Medina, R. V. Ribas & J. C. de Abreu - *Rev. Bras. Apli. Vac.* **10** (1991) n°2 65

[83] R.V.Ribas - *Manual do Sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados* - IFUSP/P-812 (1989)

[84] *CAMAC Tutorial Papers* - *Nucl. Sci.* **NS20** (1973) n°2

[85] G. Goldring, R. Kalish & H. Spehl - *Nucl. Phys.* **80** (1966) 33

[86] A. Winther & J. de Boer - in *Coulomb Excitations*, eds. K.Alder & A. Winther - Academic Press, New York (1966) 303

[87] K. Alder et al. - *Rev. Mod. Phys.* **28** (1956) 432

[88] M. A. Van Hove et al. - *Z. Phys.* **A319** (1984) 33

[89] *Nuclear Data Sheets* **53** (1988) 507

[90] R. Chapman et al. - *Nucl. Phys.* **A397** (1983) 296

[91] R. V. Ribas - *Programa MagMo* - Submetido a Nucl. Instr. Meth.

[92] J. F. Ziegler, J. P. Biersack & U. L. Littmark - *The Stopping and ranges of Ions in Matter* - Pergamon Press (1985) **v.1**

[93] P. Raghavan - *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42** (1989) n°2 189

[94] J. M. Baker et al. - *Proc. Roy. Soc.* **286A** (1965) 352

[95] U. Atzmony, E. R. Bauminger & S. Ofer - *Nucl. Phys.* **89** (1966) 433

[96] Y. Tanaka et al. - *Phys. Rev.* **C29** (1984) n°5 1830

[97] R. M. Diamond, B. Elbek & F. S. Stephens - *Nucl. Phys.* **43** (1963) 560

[98] Z. Bochnacki & S. Ogaza - *Nucl. Phys.* **83** (1966) 619

[99] B. S. Nielsen & M. E. Bunker - *Nucl. Phys.* **A245** (1975) 376

[100] R. Bengtsson, S. Franendorf & F. R. May - *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **35** (1986) 15

[101] P. Taras et al. - *Nucl. Phys.* **A289** (1977) 165

[102] H. P. Hellmeister et al. - *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 241

[103] L. Funke et al. - *Nucl. Phys.* **A355** (1981) 228

[104] E. Lubkiewicz et al. - *Z. Phys.* **A335** (1990) 369

[105] J. F. Sharpey-Schafer - *Proc. 3^d Inter. Spr. Sem. Nucl. Phys. - Ishia, Italy* (1990) 563