

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

ESTRUTURAS ROTACIONAIS QUADRUPOLARES
ELÉTRICAS E DIPOLARES MAGNÉTICAS NOS
NÚCLEOS DE ^{105}Rh e ^{108}Pd

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3975 ex. 1

SBI-IFUSP



305M810T3975

Juan Antonio Alcántara Núñez

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

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

Comissão Examinadora:

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

Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)

Profa. Dra. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)

Prof. Dr. Helio Dias (IFUSP)

Prof. Dr. Paulo Roberto S. Gomes (UFF)



São Paulo
2003

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

de 18/12/03

539.74

23/11/03

11/11/03

11/11/03



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

Alcántara Núñez, Juan Antonio

Estruturas Rotacionais Quadrupolares Elétricas e
Dipolares Magnéticas nos Núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd .
São Paulo, 2003.

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

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

Unitermos: 1. Espectroscopia γ em linha;
2. Reação Fusão Evaporação;
3. ^{105}Rh e ^{108}Pd ;
4. Modelos de Camada "cranked" (PAC e TAC) e TRS;
5. Alto Spin e Quiralidade Nuclear.

USP/IF/SBI-004/2004

*Aos meus pais Juan e Edith, à
minha esposa Flor, e ao meu filho
Alessandro.*

Agradecimentos

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

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

ao Profs. Ewa, Marcia, Medina, Ribas, Rao e Wayne pelo profissionalismo e colaboração durante os períodos de máquina.

às colegas do grupo gama, Shila e Kenia pela solidariedade e apoio constante;

ao Luíz Marcos pela leitura cuidadosa da tese;

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

aos meus pais Juan e Edith, pelo incentivo para continuar na difícil tarefa de ser um físico;

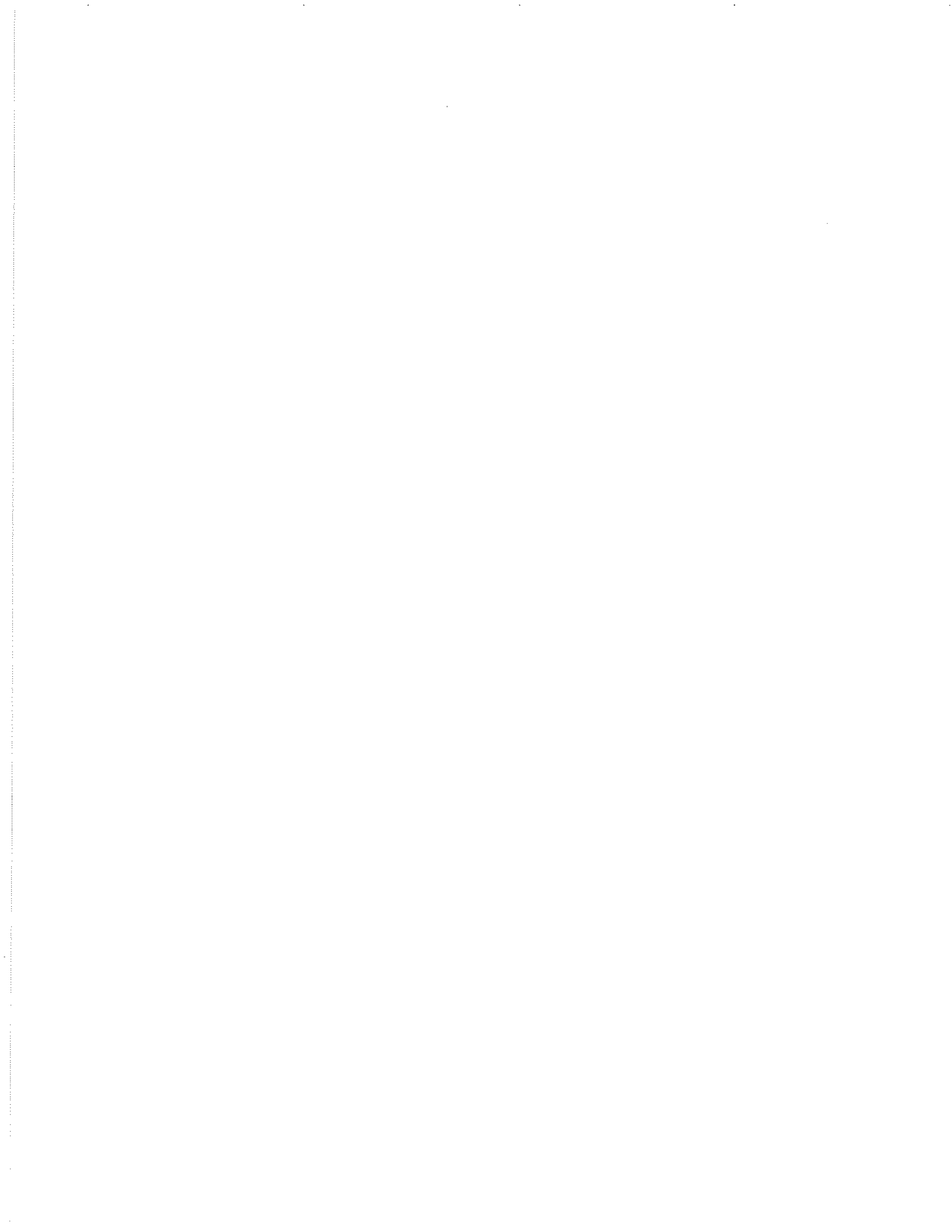
muito especialmente a minha esposa Flor, pela sua compreensão durante as etapas mais difíceis deste trabalho;

a FAPESP pelo apoio financeiro.



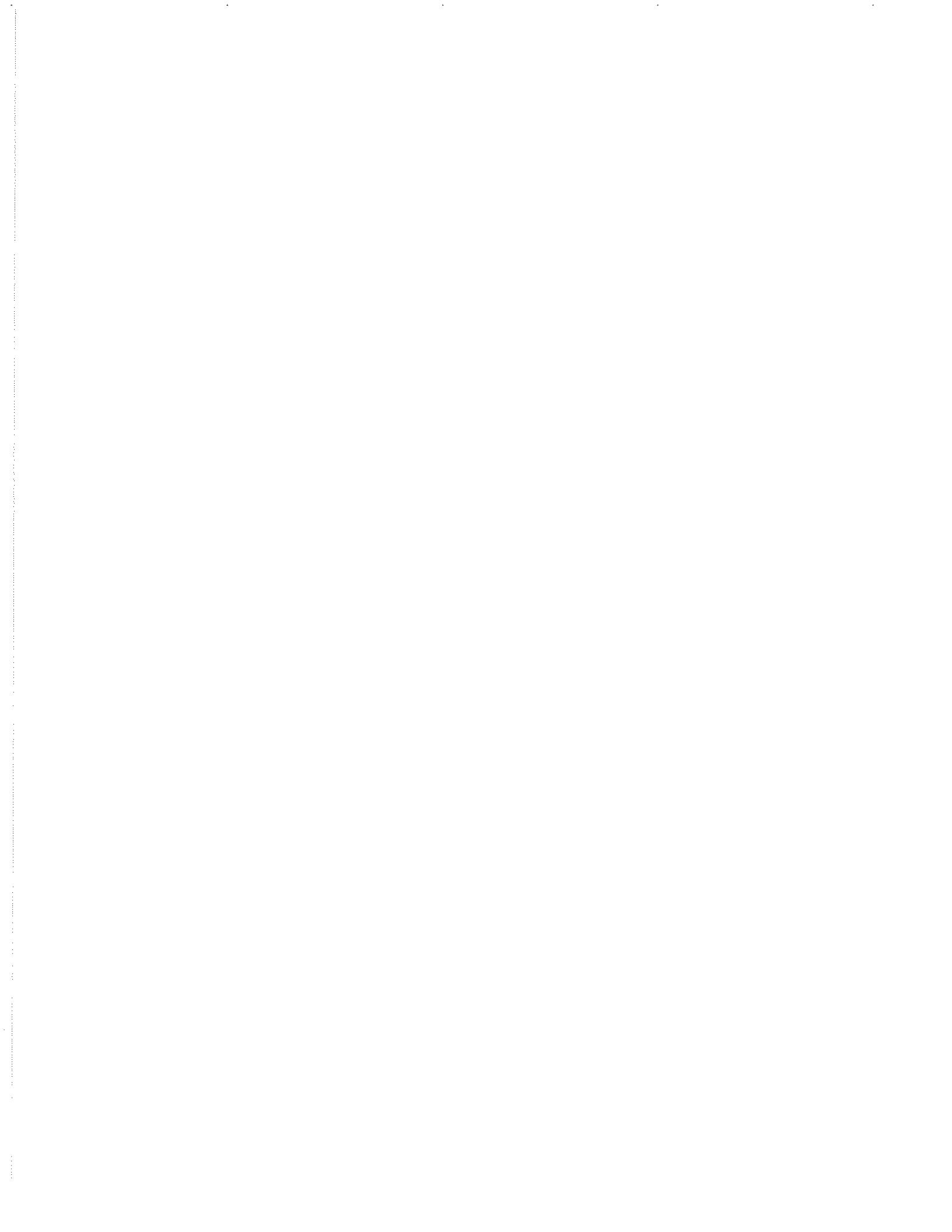
Abstract

The structures of the ^{105}Rh and ^{108}Pd nuclei have been studied by the in-beam heavy-ion fusion-evaporation reaction $^{100}\text{Mo}(^{11}\text{B}, x\alpha y p z n)$ at 43 MeV incident energy. γ - γ , charged particle- γ - γ coincidences and angular correlation were measured using the γ spectrometer formed by four HPGe detectors and the charged-particle ancillary detector system. In ^{105}Rh , a γ -vibrational band was observed for the first time indicating the existence of triaxiality at low spin. A new structure based on the intruder $[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$ proton orbital was identified. The structures based on one quasi-proton, $\pi g_{9/2}$ and $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$, were extended, showing the two *signatures* partners. Four magnetic dipole bands have also been observed at high spin, three of which have negative parity and have similar characteristics: they are very regular, present nearly constant alignments, and large values of $B(M1)/B(E2)$ ratios. Two of them are nearly degenerate in excitation energy and could be chiral partners with $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$ configuration. Also, in ^{108}Pd the both *signatures* partners of $\nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$ configuration and one structure with low intensity with possible $(\nu h_{11/2})^2$ configuration, were observed for the first time. Experimental results were interpreted within the framework of *Cranked Shell Model* and *Total Routhian Surfaces*.



Resumo

As estruturas dos núcleos de ^{105}Rh e de ^{108}Pd foram estudadas usando a reação $^{100}\text{Mo}(^{11}\text{B}, x\alpha y p z n)$ na energia incidente de 43 MeV. Foram realizadas as medidas de coincidências γ - γ , γ - γ -multiplicidade de partículas carregadas e das correlações angulares utilizando o espectrômetro γ formado por 4 detectores HPGe e o sistema ancilar de detectores de partículas carregadas. No núcleo de ^{105}Rh foi observada pela primeira vez a banda γ , indicando a existência de triaxialidade em baixo spin, e uma nova estrutura baseada no orbital intruso $[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$. Duas estruturas formadas por um *quasi*-próton, $\pi g_{9/2}$ e $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$, foram estendidas, e em ambos casos foram observadas as duas *signatures*. Quatro bandas de dipolo magnético foram observadas em alto spin, sendo três delas de paridade negativa e com características similares: muito regulares, alinhamento quase constante e valores de $B(M1)/B(E2)$ relativamente grandes. Duas destas bandas são aproximadamente degeneradas em energia de excitação, e podem ser consideradas como parceiras quirais com uma configuração $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$. No núcleo de ^{108}Pd foram observadas pela primeira vez as duas *signatures* da banda de configuração negativa $\nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$, e uma banda com intensidade relativa baixa, à qual pode ser atribuída uma configuração de paridade positiva $(\nu h_{11/2})^2$. A interpretação dos resultados experimentais foi feita no contexto de *Cranked Shell Model* e de *Total Routhian Surfaces*.



Índice

1	Introdução	1
2	Modelos e Métodos Teóricos	5
2.1	Introdução	5
2.2	<i>Cranked Shell Model</i> : CSM	8
2.2.1	Hamiltoniana de <i>Cranking</i>	8
2.2.2	Simetrias: Paridade e <i>Signature</i>	11
2.2.3	Emparelhamento e Representação de <i>quasi</i> -partículas	13
2.2.4	Transformação dos dados experimentais para o sistema intrínseco	20
2.3	<i>Tilted Axis Cranking</i> : TAC	25
2.3.1	Limitações do <i>1D-Cranking</i> , <i>2D</i> , e <i>3D-Cranking</i>	25
2.3.2	Soluções Autoconsistentes e Rotação Magnética . .	28
2.3.3	Simetrias e Quiralidade Nuclear	36
2.4	<i>Total Routhian Surface</i> : TRS	43
2.5	Método DCO	45
2.6	B(M1)/B(E2)	48
3	Procedimento Experimental	51
3.1	Condições Preliminares	51

3.2	Arranjo Experimental	54
3.2.1	Saci-Perere	54
3.2.2	Eletrônica Analógica	59
3.2.3	Aquisição de dados	64
3.3	Redução dos Dados Experimentais	66
3.3.1	Seleção de Canais	66
3.3.2	Matrizes de Coincidência	69
3.3.3	Correlações Angulares γ - γ	74
4	Resultados Experimentais	81
4.1	Razão DCO Experimental	81
4.2	Esquemas de Níveis	97
4.2.1	Esquema do ^{105}Rh	101
4.2.2	Esquema do ^{108}Pd	115
4.3	Resultados Experimentais no Sistema Intrínseco	126
4.3.1	Routhianos e Alinhamentos para o núcleo de ^{105}Rh	126
4.3.2	Routhianos e Alinhamentos para o núcleo de ^{108}Pd	130
4.3.3	E-GOS (<i>Gamma Over Spin</i>)	133
5	Resultados Teóricos	135
5.1	Cálculos de PAC e TAC	135
5.1.1	Cálculos de PAC	136
5.1.2	Cálculos de TAC	140
5.1.3	Excitação de 1 <i>quasi</i> -partícula em ^{105}Rh	142
5.1.4	Excitações de 3 <i>quasi</i> -partículas em ^{105}Rh	143
5.1.5	Excitações de 5 <i>quasi</i> -partículas em ^{105}Rh	144
5.1.6	Excitações de 2 <i>quasi</i> -partículas em ^{108}Pd	144

5.1.7	Excitações de 4 <i>quasi</i> -partículas em ^{108}Pd	146
5.2	Cálculos de TRS	147
5.2.1	Configurações $\pi g_{9/2}$ e $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$ em ^{105}Rh	147
5.2.2	Configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2$ em ^{105}Rh	149
5.2.3	Configuração $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ em ^{105}Rh	150
5.2.4	Banda <i>Yrast</i> vácuo e alinhamento $(\nu h_{11/2})^2$ em ^{108}Pd	151
5.2.5	Configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ em ^{108}Pd	153
5.2.6	Configuração $(\nu h_{11/2})^2$ em ^{108}Pd	154
5.2.7	Configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$ em ^{108}Pd	155
5.2.8	Vácuo de <i>quasi</i> -partículas em $^{102,104,106}\text{Pd}$	156
5.3	Cálculos da razão B(M1)/B(E2)	157
5.3.1	B(M1)/B(E2) no núcleo de ^{105}Rh	157
6	Discussão	161
6.1	O núcleo de ^{105}Rh	161
6.1.1	Bandas de Paridade Positiva	162
6.1.2	Bandas de Paridade Negativa	166
6.2	O núcleo de ^{108}Pd	172
6.2.1	Bandas de Paridade Positiva	172
6.2.2	Bandas de Paridade Negativa	175
7	Conclusões	179

Capítulo 1

Introdução

Na última década, com a observação experimental de estruturas formadas por transições de dipolo magnético (M1) presentes em núcleos de isótopos de Pb (núcleos quase esféricos com parâmetro de deformação $\beta \leq 0,1$) [1, 2], criou-se uma grande controvérsia devido ao fato desta nova seqüência de transições dipolares terem características similares às bandas rotacionais presentes em núcleos deformados.

Embora o núcleo de Pb seja quase esférico no seu estado fundamental, em alto spin as mudanças de forma ou a coexistência de formas diferentes (acompanhadas de grandes deformações) eram fenômenos conhecidos e serviram para tentar explicar a origem das novas bandas dipolares (M1). De fato, utilizando como base o modelo de *Cranked Shell Model* (CSM) com grandes deformações oblatas ($\beta \geq 0,15$), realizou-se a primeira tentativa para explicar a formação de tais bandas. Mas, depois de realizada a primeira medida de vidas médias dos estados de algumas destas bandas em $^{197,198,199}\text{Pb}$ [3, 4], mostrou-se que a deformação era menor ($\beta \leq 0,10$) do que o valor usado nos cálculos no modelo de CSM. Além disso, nestes núcleos, mesmo existindo uma pequena deformação, o momento de inércia dinâmico do núcleo (ca-

racterística importante no estudo de estruturas rotacionais) era muito grande, isto é $\mathfrak{S}^{(2)} \sim 20\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ [5]. Posteriormente, foi atribuída para a cabeça de banda, desta seqüência de transições dipolares na região do Pb, uma configuração formada por um par de prótons (partículas) acoplado a nêutrons (buracos) do orbital $i_{13/2}$, isto é, $\pi[505]_{\frac{9}{2}}^- \otimes \nu[606]_{\frac{13}{2}}^+$, sendo que para pequenas deformações oblatas, a configuração mais estável corresponde ao acoplamento quase perpendicular das partículas e buracos, fato, o qual, mediante medidas experimentais do fator giromagnético no ^{193}Pb [6] foi confirmado.

Paralelamente com a observação de tais bandas, uma variação do modelo de CSM foi desenvolvido, chamado de *Tilted Axis Cranking* (TAC) [7, 8]. Este novo modelo foi concebido e desenvolvido principalmente para tentar descrever bandas de alto K em alto spin. Neste modelo, um novo tipo de excitação chamada de *shears mechanism* [9, 10, 11] pode explicar a origem da seqüência de transições M1 encontradas no Pb e também em núcleos pertencentes a outras regiões de massa como ^{139}Sm e ^{192}Hg [12, 13]. Este mecanismo é análogo à rotação clássica de um dipolo magnético e devido a esta similaridade, estas novas bandas são chamadas de “bandas de rotação magnética”.

Já no final da década passada e início da presente, estruturas degeneradas formadas por transições dipolares (M1) foram observadas experimentalmente em núcleos triaxiais ímpar-ímpar na região de massa $A \sim 130$ [14, 15, 16]. Este modo de decaimento já tinha sido previsto pelo modelo TAC não planar [17, 18, 19, 20], e foi chamado de “rotação quirai”. Este novo fenômeno apresenta características similares às de rotação magnética, com a diferença de ter sido observado em núcleos triaxiais. Estas estruturas rotacionais, chamadas de “bandas quirais”, são formadas por um par de bandas com transições dipolares (M1) que possuem basicamente a mesma configuração intrínseca.

Nestes últimos anos, este novo fenômeno tem sido muito estudado e recentemente, com base em cálculos do modelo TAC, outras regiões de massa apresentam previsões de rotação quiral. Segundo V.I. Dimitrov e S. Frauendorf [20, 21, 22] em regiões de massa $A = 188, 106$ e 79 a quiralidade pode ser observada.

O núcleo ^{105}Rh , que está localizado dentro da região de massa $A = 106$ (região de previsão de rotação quiral), foi estudado no presente trabalho, sendo o objetivo principal o estudo das estruturas rotacionais coletivas construídas sobre orbitais $\pi g_{9/2}$ e $\nu h_{11/2}$, visando a complementar as informações já existentes nesta região de massa. Segundo os resultados teóricos do modelo TAC, nesta região a rotação quiral poderia ser o resultado da combinação de orbitais de alto j , com prótons $g_{9/2}$ (partículas) e de nêutrons $h_{11/2}$ (buracos).

Assim, neste trabalho foram estudados os estados de alto spin de ^{105}Rh e ^{108}Pd , através da técnica de espectroscopia γ em linha, usando a reação de fusão–evaporação $^{100}\text{Mo}(^{11}\text{B}, x\alpha y p z n)$ com uma energia de feixe incidente de 43 MeV. A utilização do espectrômetro gama do laboratório Pelletron, composto por 4 detectores de germânio de alta resolução com seus respectivos supressores Compton e o sistema de detectores de partículas carregadas, permitiu a obtenção de espectros de raios γ de excelente qualidade, evidenciando, inclusive, transições de pouca intensidade, pertencentes a estruturas rotacionais dos núcleos emissores de partículas carregadas (^{105}Rh e ^{108}Pd).

No núcleo de ^{105}Rh foram confirmadas as bandas previamente estabelecidas no trabalho de F. Espinoza–Quiñones, *et al.* [23], tendo sido observadas, no total, oito estruturas de bandas rotacionais, quatro delas em alto spin ($\sim 10\hbar$), atribuídas à excitação de três *quasi*-partículas. Das bandas de paridade positiva e baixo spin, deu-se ênfase a duas bandas: uma formada pelo orbital intruso $[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$, e uma outra

formada pelo acoplamento do próton $[413]_{\frac{7}{2}}^{+}$ com a vibração γ ($K^{\pi} = 2^{+}$) do caroço. Das bandas de paridade negativa e de alto spin, deu-se ênfase em duas bandas por apresentarem uma estrutura com os correspondentes estados quase degenerados, sendo consideradas como candidatas a bandas quirais. Estes resultados foram aceitos para publicação na revista *Physical Review C* [24].

Da mesma forma, no núcleo de ^{108}Pd , além de confirmar as bandas existentes na literatura [25, 26], observou-se uma banda identificada como a de *signature* desfavorecida correspondente à configuração de paridade negativa envolvendo a excitação de 2 *quasi*-nêutrons, similar àquelas encontradas nos isótopos de $^{102,104,106}\text{Pd}$ [27, 28]. Observou-se também uma outra banda que apresenta indícios de ser a de *signature* favorecida correspondente à configuração de paridade positiva formada também por 2 *quasi*-nêutrons.

No capítulo 2 é apresentada uma descrição dos modelos teóricos utilizados na interpretação dos resultados experimentais, onde é dada uma maior ênfase aos modelos de *Cranked Shell Model* (CSM): *Principal Axis Cranking* (PAC) e *Tilted Axis Cranking* (TAC).

No capítulo 3 apresenta-se o procedimento experimental e redução dos dados experimentais. No capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais com base nos dados obtidos. No capítulo 5 são apresentados os resultados teóricos baseados nos modelos estudados no capítulo 2. No capítulo 6 é feita uma discussão crítica dos resultados. Finalmente, no capítulo 7, são apresentadas as conclusões obtidas neste trabalho.

Capítulo 2

Modelos e Métodos Teóricos

2.1 Introdução

Durante as últimas décadas, os cálculos das propriedades nucleares dos estados de spins elevados têm sido aprimorados progressivamente seguindo a evolução dos modelos fenomenológicos. Um destes modelos, o modelo de *Cranking* mais emparelhamento, teve grande aceitação por conseguir descrever muito bem fenômenos em alto spin onde a interpretação dos dados experimentais utilizando outros modelos não foi bem sucedida. Este modelo calcula as órbitas das partículas independentes num potencial em rotação com frequência ω (por exemplo do tipo Woods–Saxon deformado). A generalização e a unificação deste método são dada pelo formalismo de *Hartree–Fock–Bogolyubov–Cranking* (HFBC).

Atualmente, é bem conhecido que, a partir da teoria e de dados experimentais, núcleos da região de massa $A \approx 100$ apresentam excitações nucleares de alto spin na vizinhança da linha *yrast*, vindas das rotações coletivas, as quais são diretamente relacionadas à deformação nuclear. Como efeito da rotação, surgem, nos núcleos,

forças centrífugas e de Coriolis que afetam diretamente o movimento das partículas, principalmente aquelas próximas do nível de Fermi. Como consequência disto, no sistema nuclear, ocorre a mudança da forma original com a finalidade de minimizar a energia total do sistema [29]. Embora o CSM e o HFBC, baseados no modelo de *Cranking*, descrevam bem os efeitos da rotação, estes modelos explicam somente parte da energia do sistema.

Muitos fenômenos nucleares também têm sido analisados em termos do cálculo semiclássico da energia total no sistema intrínseco, *Total Routhian Surface* (TRS) por exemplo, nas regiões de massa $A \approx 80$ [30], 130 [31] e 150 [32, 33]. Este método é mais abrangente na descrição das propriedades nucleares, pois incorpora as qualidades dos modelos microscópico, como o CSM, e macroscópico, como o modelo de gota líquida, através do procedimento proposto por Strutinsky [34]. Assim, este método generalizado permite observar a evolução da forma nuclear ou a influência das configurações de *quasi*-partículas sobre as deformações de equilíbrio em função de parâmetros globais como, por exemplo, a deformação $(\beta_2, \beta_4, \gamma)$ e a frequência de rotação ω .

Embora a descrição das estruturas coletivas rotacionais seja feita principalmente no contexto do CSM em termos de excitações das *quasi*-partículas, a classificação apropriada destas estruturas de bandas dificilmente é inferida por estes modelos. Entretanto, os conceitos podem ser aplicados para o cálculo das probabilidades de transição que envolvem as propriedades eletromagnéticas intrínsecas dos estados nucleares. Isto reflete-se na razão das probabilidades reduzidas de transição $B(M1)/B(E2)$, permitindo a verificação das configurações intrínsecas extraídas dos modelos.

No entanto, a observação experimental de bandas rotacionais com alto K levou

à reformulação dos modelos de *Cranking* existentes dando origem ao modelo de *Tilted Axis Cranking* (TAC), proposto por S. Frauendorf [7, 8]. Este modelo é uma nova versão da teoria do campo médio, que permite calcular as orientações do campo deformado juntamente com os parâmetros que definem esta forma. Este novo modelo está sendo muito utilizado para descrever seqüências de transições M1 em núcleos quase esféricos e em núcleos triaxiais.

Por outro lado, nas reações nucleares tipo fusão–evaporação os estados de alto spin são fortemente orientados, onde a orientação é definida pela direção do feixe. A informação das quantidades físicas associadas a esses estados está contida nas correlações ou distribuições angulares das transições γ que os envolvem. Apesar das medidas de distribuições angulares serem freqüentemente utilizadas nas atribuições dos spins, o método DCO (*Directional Correlations from Oriented States*) é uma ferramenta alternativa na atribuição das multipolaridades, e útil também na determinação do grau de mistura das transições γ .

Assim, a argumentação teórica deste trabalho para a interpretação dos resultados experimentais baseia-se, principalmente, em conceitos bem conhecidos dos núcleos deformados em rotação, descritos pelos seguintes modelos: o modelo de *Cranking*, o *Cranked Shell Model* (CSM–PAC) ou *Hartree–Fock–Bogolyubov–Cranking* (HFBC), o *Tilted Axis Cranking* (CSM–TAC), o *Total Routhian Surface* (TRS), complementados com o modelo geométrico das razões de probabilidades reduzidas de transição B(M1)/B(E2). Para a atribuição dos momentos angulares dos estados nucleares utilizou-se o método DCO.

2.2 *Cranked Shell Model: CSM*

A maioria das teorias microscópicas da rotação nuclear é baseada ou relacionada de alguma maneira ao modelo de *Cranking*, introduzido por Inglis [35, 36] de uma forma semiclássica, e posteriormente desenvolvido por Bengtsson e Frauendorf [37, 38, 39]. A descrição microscópica do movimento rotacional que envolve distribuições coerentes de muitos núcleons é referida como movimento coletivo e resulta da rotação do núcleo em torno de um eixo diferente do eixo de simetria nuclear. No contexto do CSM, o estudo das propriedades do núcleo em rotação é feito pela eliminação da dependência temporal do potencial médio através da rotação do sistema nuclear com frequência angular ω em torno de um eixo principal do elipsóide (chamado sistema intrínseco).

O CSM é uma combinação dos formalismos que descrevem as estruturas rotacionais e configurações de partícula única, que são os dois formalismos mais importantes na vizinhança da linha *yrast* para spins elevados. As correlações de emparelhamento entre os núcleons são explicadas pela teoria BCS [29]. A teoria do HFBC generaliza e unifica ambos os métodos. No entanto, a descrição mais realista possível das propriedades nucleares de spin elevado é conseguida com a parametrização do campo médio nuclear por um potencial deformado de Woods–Saxon de partícula única e um campo devido ao emparelhamento.

2.2.1 Hamiltoniana de *Cranking*

O modelo de *Cranking* foi sugerido por Inglis na década de 50, e a partir de 1970 tem sido frequentemente utilizado na interpretação de dados experimentais de

estados nucleares de alto spin. Neste modelo, a eliminação da dependência temporal é obtida através da utilização de um referencial que acompanha a rotação do campo médio $V(r, \theta, \varphi, t)$, ou seja, escolhe-se um sistema de referência (sistema intrínseco fixo no núcleo com coordenadas x', y', z') que roda no espaço com velocidade angular constante ω em relação ao sistema de coordenadas fixas no laboratório (x, y, z) :

$$x' = x, \quad y' = y \cos \omega t + z \sin \omega t, \quad z' = -y \sin \omega t + z \cos \omega t \quad (2.1)$$

onde, $x' = x$ é o eixo de rotação, e portanto a hamiltoniana de *Cranking* ou intrínseca H^ω é dada por:

$$H^\omega = H_0 - \omega J_x \quad (2.2)$$

onde H_0 é a soma das hamiltonianas de partícula única com campo médio deformado no sistema fixo no núcleo, J_x representa a projeção do operador momento angular no eixo de rotação x , que neste caso é uma rotação perpendicular ao eixo de simetria, e o termo $-\omega J_x$ corresponde às forças não inerciais (interação de Coriolis).

A descrição quântica deste modelo parte da equação de Schrödinger dependente do tempo no sistema do laboratório (ψ e H):

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (2.3)$$

A função de onda e a hamiltoniana (ψ , H) no referencial de laboratório podem ser expressas em termos do sistema intrínseco por meio do operador de rotação (\mathcal{R}), que transforma do sistema do laboratório (ψ e H) para o sistema fixo no corpo (ψ' e H_0), e que gira junto com ele (com frequência de rotação ω) em torno do eixo x :

$$\mathcal{R}(\omega t) = e^{-i\omega t J_x/\hbar} \quad (2.4)$$

como: $\psi = \mathcal{R}(\omega t) \psi'$ e $H = \mathcal{R}(\omega t) H_0 \mathcal{R}^{-1}(\omega t)$.

a equação de Schrödinger pode ser reescrita como:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} [\mathcal{R}(\omega t) \psi'] = \mathcal{R}(\omega t) H_0 \psi' \quad (2.5)$$

Resolvendo a equação obtemos:

$$i\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t} = [H_0 - \omega J_x] \psi' = H^\omega \psi' \quad (2.6)$$

onde $H^\omega = H_0 - \omega J_x$, é a hamiltoniana de *Cranking* (Routhiano) similar à obtida acima (eq. 2.2). Na equação de autovalores, pode-se escrever o autovalor (e') como:

$$H^\omega \psi' = e' \psi' \quad (2.7)$$

$$e' = \langle \psi' | H^\omega | \psi' \rangle = \langle \psi' | H_0 | \psi' \rangle - \omega \langle \psi' | J_x | \psi' \rangle \quad (2.8)$$

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

$$e = \langle H \rangle = \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \psi' | H_0 | \psi' \rangle = \langle H_0 \rangle \quad (2.9)$$

resultando

$$e' = e - \omega \langle J_x \rangle \quad (2.10)$$

onde

$$-\frac{de'}{d\omega} = \langle J_x \rangle = i_x \quad (2.11)$$

isto significa que a variação da energia, em relação à frequência de rotação da energia da partícula única, é igual ao valor esperado da projeção do operador momento angular sobre o eixo de rotação, chamado de “alinhamento” i_x (vide figura 2.1).

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

$$I_x = \sum_{\mu=1}^N \langle \psi_\mu | J_x | \psi_\mu \rangle \quad (2.12)$$

onde $|\psi_\mu\rangle$ são as autofunções de todos os possíveis estados de *quasi*-partículas e a somatória em μ é sobre todos os níveis ocupados que são os N routhianos de menor energia na configuração *yrast*. O Routhiano total é dado por

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

e a energia total no sistema do laboratório é

$$E = \sum_{\mu=1}^N \langle \psi_\mu | H_0 | \psi_\mu \rangle = E' + \omega I_x \quad (2.14)$$

2.2.2 Simetrias: Paridade e *Signature*

A inclusão de simetrias no sistema intrínseco reduz a complexidade na diagonalização de H^ω . Obviamente as simetrias de H^ω dependem das simetrias da hamil-

toniana original H . O routhiano que é usado para descrever os estados de spin elevado nos núcleos pode ser tratado como invariante em relação à paridade, pois as deformações quadrupolares (β_2) e hexadecapolares (β_4) descrevem suficientemente bem as distorções do núcleo desexcitando-se ao longo da linha *yrast*. As deformações octupolares (β_3) ou de multipolaridade maior, importantes na região de massa da fissão, são desprezadas por serem menos importantes para excitações de spin elevado [40]. Isto implica em poder-se escrever a forma do potencial nuclear numa expansão de multipolos pares, e como consequência tem-se:

$$[H^\omega, \mathcal{P}] = 0 \quad (2.15)$$

A hamiltoniana H^ω da equação (2.7) é invariante sob a rotação de um ângulo π em torno do eixo de rotação nuclear (x), onde $\mathcal{R}_x(\omega t \rightarrow \pi)$

$$[H^\omega, \mathcal{R}_x(\pi)] = 0 \quad (2.16)$$

isto é:

$$\mathcal{R}_x(\pi) H^\omega \mathcal{R}_x^{-1}(\pi) = H^\omega \quad (2.17)$$

esta invariância de rotação define um novo número quântico chamado de *signature* α . Da equação (2.4), tem-se que:

$$\mathcal{R}_x(\pi) \psi_\alpha = r \psi_\alpha \quad (2.18)$$

$$R_x(\pi) \psi_\alpha = e^{(-i\pi J_x)} \psi_\alpha = e^{-i\pi\alpha} \psi_\alpha \quad (2.19)$$

onde ψ_α é a função de onda com *signature* α . A *signature* de um estado tem as propriedades aditivas do operador J_x . A *signature* α para estados de partícula

única possui os valores $\pm 1/2$, sendo estes estados degenerados para $\omega = 0$. Porém, esta degenerescência é removida devido à interação de Coriolis presente quando o sistema passa a ter uma rotação diferente de zero, começando a ter uma separação entre os níveis. Esta separação observada no diagrama de níveis é chamada de *signature splitting* ($\Delta e'$). A componente α de menor energia é dita “favorecida” e a outra “desfavorecida”. Assim, para sistemas constituídos por um número ímpar de núcleons tem-se:

$$\alpha = \begin{cases} +\frac{1}{2} & (r = -i) \quad I = 1/2, 5/2, 9/2, \dots \\ -\frac{1}{2} & (r = +i) \quad I = 3/2, 7/2, 11/2, \dots \end{cases} \quad (2.20)$$

Como consequência da propriedade aditiva desta grandeza, nos sistemas constituídos por um número par de núcleons, tem-se:

$$\alpha = \begin{cases} 0 & (r = +1) \quad I = 0, 2, 4, \dots \\ 1 & (r = -1) \quad I = 1, 3, 5, \dots \end{cases} \quad (2.21)$$

Isto pode ser resumido na expressão equivalente: $I = \alpha \bmod 2$. Para uma camada de alto j a componente de *signature* favorecida, α_f , é dada pela relação:

$$j = \alpha_f + 2n \quad (2.22)$$

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

2.2.3 Emparelhamento e Representação de *quasi*-partículas

A interação de dois corpos, no sistema em rotação, tem influência significativa, pois verifica-se uma forte modificação no esquema de níveis dos núcleons próximos

ao nível de Fermi. Isto implica em definir uma nova hamiltoniana expressa em operadores de criação e aniquilação de partícula (através da utilização de um tratamento de BCS), acrescida do termo de interação de dois corpos, denominada hamiltoniana de emparelhamento [41]. A inclusão da hamiltoniana de emparelhamento não destrói as simetrias de paridade e *signature*.

Devido às correlações de emparelhamento, as partículas não se encontram em órbitas independentes, e o estado fundamental é um condensado de pares com momento angular total nulo. Para contornar esta dificuldade, introduz-se o conceito de *quasi*-partícula, que são entidades com características híbridas de partícula e buraco. As *quasi*-partículas são excitações do condensado que é considerado o vácuo de *quasi*-partículas, e são independentes [42]. Assim, reescrevemos a hamiltoniana de *Cranking*:

$$H_{qp}^{\omega} = \sum_{i,j} \left[\langle i | H_{sp} | j \rangle a_i^{\dagger} a_j - \omega \langle i | J_x | j \rangle a_i^{\dagger} a_j \right] - \sum_{i > j} G a_i^{\dagger} a_i^{\dagger} a_j a_j \quad (2.23)$$

onde G é a intensidade da hamiltoniana de emparelhamento, em que duas partículas dos estados j e \bar{j} são aniquiladas e criadas em i e \bar{i} , tal que \bar{i} e \bar{j} representam estados com conjugação temporal em relação a i e j . A soma dos primeiros dois termos indicada com o índice i percorre todos os estados considerados base, e a soma indicada com o índice $(i >)$ percorre a metade dos estados com reversão temporal, energeticamente degenerados.

Para reduzir a complexidade da equação 2.23, utilizam-se os operadores P^{\dagger} e P , que originalmente criam e aniquilam pares de partículas, e são também considerados operadores que misturam estados de partícula e buraco de uma mesma entidade.

$$P_i^{\dagger} = \sum_{i > 0} a_i^{\dagger} a_{\bar{i}}^{\dagger} \quad , \quad P_i = \sum_{i > 0} a_{\bar{i}} a_i \quad (2.24)$$

Assim, redefinimos a hamiltoniana de emparelhamento como

$$H_{emp} = -G P^\dagger P \quad (2.25)$$

Para um determinado autoestado da hamiltoniana da equação 2.23 (podendo ser o estado fundamental), os operadores P e P^\dagger podem ser substituídos por seus respectivos valores médios, e assumindo que $\langle P^\dagger \rangle = \langle P \rangle$, tem-se:

$$H_{emp} = -G \langle P \rangle \frac{(P^\dagger + P)}{2} \quad (2.26)$$

onde $G \langle P \rangle$ é definido como o *gap* de emparelhamento (Δ), e substituindo na equação 2.23, tem-se:

$$H_{qp}^\omega = \sum_{i,j} \left[(\langle i|H_{sp}|j\rangle - \lambda\delta_{ij}) a_i^\dagger a_j - \omega \langle i|J_x|j\rangle a_i^\dagger a_j \right] - \sum_{i>} \Delta \frac{(P^\dagger + P)}{2} \quad (2.27)$$

na qual o termo multiplicador de Lagrange ($-\lambda\delta_{ij}$) recupera o valor médio de N , pois o número de partículas não é conservado. Considerando também os estados de buraco (estados com reversão temporal), a hamiltoniana de partícula única pode ser escrita na forma matricial:

$$H_{qp}^\omega = \begin{pmatrix} \langle i|H_{sp}|j\rangle - \lambda\delta_{ij} - \omega \langle i|J_x|j\rangle & \Delta (P^\dagger + P) \delta_{i\bar{j}} \\ \Delta (P^\dagger + P) \delta_{i\bar{j}} & -\langle i|H_{sp}|j\rangle + \lambda\delta_{ij} + \omega \langle i|J_x|j\rangle \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

que é denominada Hamiltoniana de *Hartree-Fock-Bogolyubov-Cranking* (HFBC). Esta hamiltoniana pode ser escrita em forma condensada como [37]:

$$h_{qp}^{\omega} = h_{sp} - \omega J_x - \Delta(P^{\dagger} + P) - \lambda N \quad (2.29)$$

onde h_{sp} é a hamiltoniana de partícula única (de Nilsson ou de Woods–Saxon), o terceiro termo é a correlação de emparelhamento expressa em termos dos operadores P^{\dagger} e P que criam o campo médio de emparelhamento, com intensidade dada pelo parâmetro Δ . O parâmetro λ (potencial químico) é introduzido com o intuito de recuperar o valor médio do operador número de partículas N .

A solução da hamiltoniana de HFBC é obtida através da diagonalização sobre os autovetores α_i^{\dagger} . Isto leva a soluções com mistura das componentes de partícula e buraco, que correspondem à definição de estados de *quasi*-partícula. O vácuo de *quasi*-partícula pode ser considerado como a condição onde todos os níveis de energia negativa estão ocupados. As excitações de *quasi*-partícula são sempre feitas de um estado de energia negativa para o estado de energia positiva correspondente, existindo uma simetria completa entre as soluções de energia positiva e negativa, devido ao desdobramento do número de dimensões do espaço. Usando a transformação de Bogolyubov:

$$\alpha_i^{\dagger} = \sum_{\mu=1}^n (U_{i\mu} a_{\mu}^{\dagger} + V_{i\mu} a_{\mu}) \quad , \quad \alpha_j = \sum_{\mu=1}^n (U_{j\mu}^* a_{\mu}^{\dagger} + V_{j\mu}^* a_{\mu}) \quad (2.30)$$

Nesta nova representação, a restrição do sistema de girar ao redor de um eixo fixo (eixo x) resulta na diagonalização do routhiano, que é equivalente à solução das equações não lineares de HFBC [40]:

$$H_{qp}^{\omega} \begin{pmatrix} U_{\mu i} \\ V_{\mu i} \end{pmatrix} = E_{\mu}^{\omega} \begin{pmatrix} U_{\mu i} \\ B_{\mu i} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

onde H_{qp}^ω pode ser escrito como H_α^ω , com estados $|\alpha\mu\rangle$, que são classificados por meio dos números quânticos (α, π) ; assim, em relação a estas quantidades (π, α) , os estados de *quasi*-partícula são classificados em quatro grupos de simetria independentes o que reduz significativamente a representação matricial de H_α^ω . Na forma expandida a equação de autovalores é dada por [37]:

$$\begin{pmatrix} (e - \hbar\omega j_x - \lambda)_{\alpha i \alpha i'} & \Delta \delta_{ii'} \\ \Delta \delta_{ii'} & -(e - \hbar\omega j_x - \lambda)_{\alpha i \alpha i'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_i^{\alpha\mu} \\ V_i^{\alpha\mu} \end{pmatrix} = E_{\alpha\mu}^\omega \begin{pmatrix} U_i^{\alpha\mu} \\ V_i^{\alpha\mu} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

onde os termos da diagonal da primeira matriz representam as contribuições dos estados de partículas e de buracos, respectivamente. $U_i^{\alpha\mu}$ e $V_i^{\alpha\mu}$ descrevem as amplitudes das funções de onda dos estados de partículas e de buracos. $E_{\alpha\mu}^\omega$, soluções das equações de HFBC, são quantidades aditivas que permitem a construção de todas as excitações de *multi**quasi*-partículas. Isto é feito, para uma dada deformação e frequência de rotação, resolvendo iterativamente as equações de HFBC usando o espaço dos estados de partícula única de Woods-Saxon. O parâmetro λ (energia de Fermi) é ajustado para cada deformação, de modo a fornecer o número correto de partículas (N ou Z) somente no vácuo das *quasi*-partículas (seja par ou ímpar).

Para a frequência de rotação $\omega = 0$, as equações de HFBC são exatamente equivalentes ao sistema de equações BCS. Por isso, para $\omega = 0$, Δ_0 é calculado autoconsistentemente no modelo BCS, resultando todos os níveis serem duplamente degenerados. No entanto, para $\omega \neq 0$ (spins elevados) a força de Coriolis atua destrutivamente sobre o campo médio de emparelhamento, e portanto, o valor do Δ decresce à medida que ω aumenta. Embora um cálculo autoconsistente de Δ seja mais correto para valores diferentes de ω , resultando no aumento da complexidade na resolução das equações de HFBC, considera-se uma redução fenomenológica de

Δ como função da frequência de rotação [31]:

$$\Delta(\omega) = \begin{cases} \Delta_0[1 - \frac{1}{2}(\frac{\omega}{\omega_o})^2] & \omega \leq \omega_o \\ \Delta_0\frac{1}{2}(\frac{\omega_o}{\omega})^2 & \omega > \omega_o \end{cases} \quad (2.33)$$

onde ω_o é a frequência crítica para a qual $\Delta(\omega_o) = \frac{1}{2}\Delta_o$. O valor de ω_o é escolhido de maneira que corresponda à frequência onde a média do parâmetro do *gap* de emparelhamento Δ , nos cálculos com Projeção do Número de Partículas, cai para a metade do seu valor na região considerada [43]. Desta maneira, soluções estáveis são obtidas e correlações de emparelhamento são levadas em conta.

Na representação do número de ocupação a configuração do vácuo é definida pela ocupação de todos os estados com $E_{\alpha\mu}^\omega \leq 0$ e é caracterizado somente para núcleos par-par pelos valores de $\pi = +$ e $\alpha = 0$ [37]. Para construir as configurações das *quasi*-partículas a partir dos estados de *quasi*-partícula ($|\alpha\mu\rangle$) são consideradas como soluções físicas somente as soluções com energias ($E_{\alpha\mu}^\omega$) positivas. Assim, as configurações para núcleos com N e/ou Z ímpares são construídas pela excitação de um número ímpar de *quasi*-partículas dos estados $(\pi, -\alpha)$ com $E_{\alpha\mu}^\omega \leq 0$ para os estados conjugados (π, α) com $E_{\alpha\mu}^\omega \geq 0$. Portanto, só os estados ocupados com $E_{\alpha\mu}^\omega \geq 0$ contribuem para a energia de excitação, *signature*, paridade, e o alinhamento [37].

A energia de excitação, a *signature*, o alinhamento e o número de partículas são quantidades aditivas. Assim, por exemplo, a *signature* total em relação ao vácuo das *quasi*-partículas é a soma das *signatures* dos estados físicos ocupados (soluções $E_{\alpha\mu}^\omega \geq 0$). A mesma regra se aplica para as outras quantidades acima, enquanto que a paridade de qualquer configuração é o produto das paridades dos níveis que são ocupados na configuração excitada [44]. Assim, para cada configuração de *quasi*-partícula (π, α) , atribui-se uma banda rotacional com $\Delta I = 2$.

Nos diagramas de *quasi*-partícula ($E_{\alpha\mu}^{\omega}$) em função de ω ($e' \times \omega$) existe simetria de reflexão em torno do eixo de energia zero, devido à duplicação do espaço (correspondente a partículas e buracos). O condensado (vácuo de *quasi*-partículas) é representado pela ocupação de todos os estados de energia negativa. As excitações elementares correspondem à desocupação de um nível de energia negativa e à ocupação do nível simétrico correspondente, mas somente metade da energia de excitação (e demais quantidades) deve ser contabilizada. Por outro lado, as contribuições para o alinhamento total que se originam dos routhianos individuais das *quasi*-partículas podem ser determinadas da inclinação dos routhianos em função de ω :

$$i_x = -\frac{de'}{d\omega} \quad (2.34)$$

onde i_x e e' são o alinhamento e a energia da *quasi*-partícula, respectivamente.

Nos níveis de *quasi*-partícula, a estrutura do vácuo muda drasticamente nas regiões onde os níveis de energias positiva e negativa (mesma paridade e *signature*) se repelem entre si e trocam gradualmente suas características, formando adiabaticamente um “pseudocruzamento”. Nesta região surgem grandes variações do momento angular devido ao rearranjo da estrutura intrínseca nos núcleos [40], gerando o aumento rápido do momento angular dentro de um intervalo pequeno de ω [37]. Isto ocorre quando o núcleo atinge uma frequência de rotação crítica (ω_c) na qual a interação de Coriolis é suficientemente forte para quebrar as correlações de emparelhamento de um par de partículas e alinhar o seu momento angular com o eixo de rotação. Como consequência disto, gera-se uma mudança significativa no alinhamento nuclear. No entanto, no caso em que houver um dos níveis do par de *quasi*-partículas já ocupado, o cruzamento é bloqueado.

2.2.4 Transformação dos dados experimentais para o sistema intrínseco

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

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

$$E'(\omega) = E_x(\omega) - \omega I_x \quad (2.35)$$

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

$$\omega_{exp} = \frac{dE}{dI_x} \quad (2.36)$$

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

$$\hbar\omega(I_a) = \frac{(E_i - E_f)}{I_x(I_i) - I_x(I_f)} \quad (2.37)$$

onde é considerada uma seqüência de níveis de $\Delta I = 2$ de mesma *signature*. O routhiano experimental é calculado através de:

$$E'(I) = \frac{1}{2} (E_i + E_f) - \omega(I)I_x(I) \quad (2.38)$$

onde a média das energias dos estados $I+1$ e $I-1$, é uma aproximação da energia correspondente ao momento angular médio I . O alinhamento I_x , que é a projeção do momento angular total I no eixo de rotação, como é mostrado na figura 2.1, é dado semiclassicamente pela relação:

$$I_x(I) = \sqrt{(I + 1/2)^2 - K^2} \quad (2.39)$$

sendo K a projeção do momento angular total no eixo de simetria do núcleo. Em núcleos ímpar-ímpar, é dado pela regra de Gallagher-Moszkowski [45], que considera o alinhamento paralelo dos spins do próton e do nêutron, isto é:

$$K = \begin{cases} \Omega_\pi + \Omega_\nu & \text{se } \Omega_\pi = \Lambda_\pi \pm \frac{1}{2} \quad \text{e } \Omega_\nu = \Lambda_\nu \pm \frac{1}{2} \\ |\Omega_\pi - \Omega_\nu| & \text{se } \Omega_\pi = \Lambda_\pi \pm \frac{1}{2} \quad \text{e } \Omega_\nu = \Lambda_\nu \mp \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.40)$$



Figura 2.1: Desenho esquemático do diagrama de vetores, ilustrando a projeção do momento angular do núcleon e projeção total no eixo de rotação e no eixo de simetria do núcleo.

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

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad (2.41)$$

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_{xg}(\omega) \quad (2.42)$$

onde E'_g e I_{xg} são o routhiano e o alinhamento da configuração de referência, que usualmente é escolhida como sendo a banda do caroço par-par, ou freqüentemente chamada de vácuo de *quasi*-partícula. O alinhamento I_{xg} e a energia de referência E'_g são dados pelas relações de Harris introduzindo os parâmetros de momento de inércia \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 [46]:

$$I_{xg}(\omega) = \omega\mathcal{J}_0 + \omega^3\mathcal{J}_1 \quad (2.43)$$

Levando em conta a integração da fórmula $I_x(\omega) = -dE'/d\omega$, tem-se:

$$E'_g(\omega) = -\int I_{xg}(\omega)d\omega = -\frac{1}{2}\mathcal{J}_0\omega^2 - \frac{1}{4}\mathcal{J}_1\omega^4 + \frac{\hbar^2}{8\mathcal{J}_0} \quad (2.44)$$

onde a fração $\hbar^2/(8\mathcal{J}_0)$ é uma constante de integração ajustada normalmente para se obter $E'_g(I=0) = 0$, com $K=0$, que é a energia do estado fundamental (desprezando termos proporcionais a ω^4) [37].

Os parâmetros de Harris \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 são obtidos através de um ajuste de $I_{xg}(\omega)$ aos dados experimentais abaixo do primeiro cruzamento permitido [38]. Desta forma, o termo i_x da equação 2.42 é considerado como um parâmetro constante, e seu

valor é determinado através do ajuste dos dados experimentais acima do primeiro cruzamento com a equação:

$$I_x(\omega) = i_x - \mathcal{J}_0\omega - \mathcal{J}_1\omega^3 \quad (2.45)$$

2.2.4.1 Parâmetros de deformação β e γ

O parâmetro de deformação quadrupolar β pode ser extraído das fórmulas empíricas aplicadas aos valores conhecidos do primeiro estado excitado 2^+ (de um núcleo par-par) na vizinhança do núcleo de interesse, de acordo com o procedimento descrito na referência [47, 48]. Assim, podemos mencionar dois casos:

(a) Para um núcleo axialmente simétrico:

Da equação da probabilidade de transição reduzida B(E2)

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0) \approx (2.5 \pm 1) \times 10^{-3} Z^{-2} A^{-1} (\text{MeV} e^2 b^2) \quad (2.46)$$

pode ser deduzida a expressão

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} = \frac{204}{\beta^2 A^{7/3}} (\text{MeV}) \quad (2.47)$$

Sabendo-se que o momento de inércia experimental pode ser obtido a partir do primeiro estado 2^+ de uma banda rotacional, ou seja $\mathcal{J}_{exp} = \frac{3\hbar^2}{E_{2^+}}$, e usando a equação 2.47, onde é substituído o valor de $\mathcal{J}_{exp} = \mathcal{J}_0$, obtem-se:

$$\beta = \left[\frac{1224}{E_{2^+} A^{7/3}} \right]^{1/2} \quad (2.48)$$

onde \bar{E}_2 é a energia média da primeira transição $2^+ \rightarrow 0^+$ dos núcleos par-par vizinhos, dada em MeV. Esta equação é válida para núcleos que possuem transições $2^+ \rightarrow 0^+$ bem estabelecidas.

(b) Para um núcleo Triaxial:

Da expressão analítica da energia do primeiro e segundo estado 2^+ para um caroço triaxial:

$$E_{2^+}^{th}(\gamma)_{1,2} = \frac{6\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} \frac{9 \mp \sqrt{81 - 72 \text{sen}^2 3\gamma}}{4 \text{sen}^2 3\gamma} \quad (2.49)$$

Se considerarmos o primeiro estado 2^+ de um rotor triaxial par-par com valor experimental de \bar{E}_2 e substituindo este valor na equação (2.47), obtem-se:

$$\beta = \left[\frac{1224}{\bar{E}_2 A^{7/3}} X(\gamma) \right]^{1/2} \quad (2.50)$$

onde \bar{E}_2 é a energia média da primeira transição $2^+ \rightarrow 0^+$, dada em MeV. O fator $X(\gamma)$, que depende do parâmetro de triaxialidade γ , é dado por:

$$X(\gamma) = \frac{9 - \sqrt{81 - 72 \text{sen}^2 3\gamma}}{4 \text{sen}^2 3\gamma} \quad (2.51)$$

2.3 *Tilted Axis Cranking* : TAC

2.3.1 Limitações do *1D-Cranking*, *2D*, e *3D-Cranking*

Uma das limitações mais óbvias ou defeito do modelo de *1D-Cranking* (usualmente chamado de *Principal Axis Cranking*, PAC), foi não descrever satisfatoriamente as bandas rotacionais de alto K . Estas bandas, chamadas também de bandas fortemente acopladas, possuem uma projeção do momento angular relativamente grande (projeção referida ao eixo de maior alongação da deformação nuclear), e aparecem em núcleos fortemente deformados (em geral axialmente simétricos) quando uma subcamada de alto- j se encontra quase completamente cheia e os seus estados de *quasi*-partícula têm componente predominante de buraco. Estas bandas caracterizam-se por apresentar cabeça de banda de spin $I = K$ com transições dipolares magnéticas (M1) e ausência de *signature splitting* ou separação de energia intrínseca entre estados de *signature* opostos.

Segundo o modelo de *1D-Cranking*, usado com freqüência para descrever bandas rotacionais com valores de K pequenos, alto K seria equivalente a rotação nuclear em torno do eixo de simetria (com $J \parallel$ ao eixo de deformação), o que geraria estruturas não coletivas e/ ou cabeças de bandas. No entanto, experimentalmente estas bandas, construídas sobre cabeças de banda com número quântico K , são geradas por um movimento coletivo em torno de um eixo perpendicular ao eixo de simetria.

O *2D-Cranking* é uma generalização do modelo de *Cranking* para formas axialmente simétricas, onde dois eixos (simétrico e perpendicular) são considerados para a rotação nuclear mediante a inclusão de um ângulo de inclinação chamado de *tilting*. Estes conceitos foram investigados por Frauendorf e colaboradores dando origem ao

chamado *Tilted Axis Cranking* (TAC-Cranking em torno de um eixo de inclinação). Problemas posteriores surgiram quando tentou-se aplicar o *2D-Cranking* em núcleos triaxiais. Isto levou a uma generalização ainda maior, sendo introduzido mais um ângulo de inclinação, o que gerou o *3D-Cranking*.

Em resumo, pode-se dizer que, a dificuldade de interpretar as bandas de alto K com o modelo de *1D-Cranking* (PAC, onde a rotação é em torno de um dos eixos principais mediante a introdução do termo $-\omega J_i$), levou à generalização dos mesmos, sendo para isto necessário considerar a forma geral do termo $-\vec{\omega} \cdot \vec{J}$ [49], onde o vetor frequência de rotação não coincide necessariamente com um dos eixos principais do tensor de inércia, sendo definido como $\omega = (\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (\omega \sin\theta \cos\varphi, \omega \sin\theta \sin\varphi, \omega \cos\theta)$, i.e., são introduzidos dois ângulos de inclinação θ e φ , como se pode observar na figura 2.2.

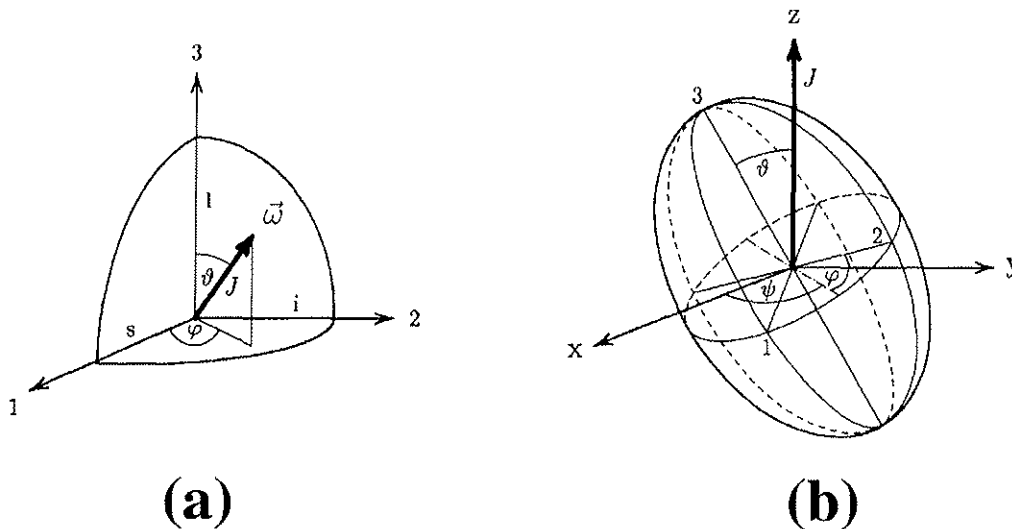


Figura 2.2: (a) Esquema mostrando a direção dos eixos de rotação definidos mediante os ângulos de inclinação θ e φ (em relação aos eixos principais, PA, no sistema intrínseco, para uma distribuição de densidade triaxial). (b) Esquema da orientação da distribuição de densidades triaxiais no sistema do laboratório [18].

Na figura 2.2, pode-se observar que o vetor $\vec{\omega}$ é paralelo ao \vec{J} , e os eixos definidos como 1,2,3 são os eixos principais do tensor de inércia, sendo que para núcleos triaxiais estes podem também ser chamados como, *s* (*shortest axis*), *i* (*intermediate axis*), e *l* (*longest axis*).

No modelo de *1D-Cranking*, os resultados (energias e deformações) de cada cálculo são plotados no plano ε_2, γ , plano polar adotado na convenção de Lund [50], mostrado na figura 2.3, entre $-120^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$. Cada um dos três setores de 60° (setor 1: de -120° a -60° , setor 2: de -60° a 0° e o setor 3: de 0° a 60°), mostra uma família de formas triaxiais indo de prolato até oblato, onde a única diferença entre os três setores é a escolha do eixo de rotação (*Cranking*).

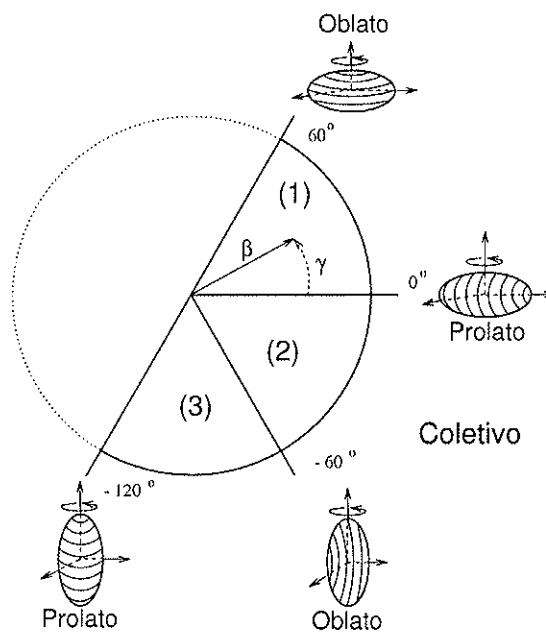


Figura 2.3: Formas quadrupolares num plano de coordenadas polar. O ângulo γ fornece a triaxialidade e a orientação com respeito ao eixo de rotação.

Já no caso geral de *3D-Cranking*, o setor 1 corresponde a $\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$ (rotação em torno do eixo *s*), o setor 2 corresponde a $\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$ (rotação

em torno do eixo \mathbf{i}), e o setor 3 corresponde a $\theta = 0^\circ$, onde o ângulo φ é irrelevante (rotação em torno do eixo \mathbf{l}). Para o caso de *2D-Cranking* e *3D-Cranking*, o eixo de rotação tem direções diversas e o plano (ε_2, γ) pode ser insuficiente para mostrar todas as possíveis soluções de *Cranking*.

2.3.2 Soluções Autoconsistentes e Rotação Magnética

No modelo apresentado por Frauendorf [8], assume-se a existência de um momento angular intrínseco K , perpendicular a um momento angular coletivo R , tendo o momento angular \vec{J} uma direção diferente dos eixos principais do núcleo deformado (em *3D-Cranking* tem direção arbitrária), e é paralelo à velocidade angular, o que minimiza a energia. Estas restrições simplificam consideravelmente o problema de *3D-Cranking*. Neste novo modelo, soluções para direções diferentes de PAC foram mostradas, chamadas de soluções TAC, que fornecem uma descrição semi-clássica de bandas com $\Delta I = 1$ em alto spin.

Duas versões de TAC têm sido desenvolvidas: PQTAC (*Pairing plus quadrupole model*) apropriado para pequenas deformações, e SCTAC (*Shell correction method*) utilizado para grandes deformações [51].

No contexto do modelo PQTAC (Quadrupolo-Quadrupolo mais correções de emparelhamento), descrito na referência [52, 53], a hamiltoniana de dois corpos H^ω tem a forma:

$$H^\omega = H_{sph} - \frac{\chi}{2} \sum_{\mu=-2}^2 Q_\mu^\dagger Q_\mu - GP^\dagger P - \lambda N - \omega J_z \quad (2.52)$$

onde são incorporados três aspectos importantes de um sistema nuclear de muitos

corpos:

1. Os núcleons se movem num potencial esférico com uma grande interação spin-órbita, que em termos da segunda quantização pode ser escrito como

$$H_{sph} = \sum_k e_k a_k^\dagger a_k \quad (2.53)$$

2. A correlação partícula-buraco de longo alcance é dada pela interação quadrupolar (responsável pela deformação quadupolar do campo médio), sendo expressa em termos dos operadores de quadrupolo:

$$Q_\mu = \sum_{kk'} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \langle k|r^2 Y_{2\mu}|k'\rangle a_k^\dagger a_{k'} \quad (2.54)$$

3. A correlação partícula-partícula de curto alcance é dada pela correlação de emparelhamento (vide equações 2.24).

As soluções são encontradas aplicando-se as aproximações de HFB (Hartree-Fock-Bogolyubov), resultando no routhiano:

$$h^\omega = h_{sph} - \sum_{\mu=-2}^2 q_\mu Q_\mu^\dagger - \Delta(P^\dagger + P) - \lambda N - \omega J_z \quad (2.55)$$

onde as componentes do tensor de quadrupolo são determinadas pelas relações de autoconsistência $q_\mu = \chi \langle Q_\mu \rangle$. No sistema de eixos principais PA (*Principal Axis*) o tensor de quadrupolo tem uma forma simples devido a $q'_{-1} = q'_1 = 0$ e $q'_{-2} = q'_2$, tendo como resultado o fato do tensor de quadrupolo (q_μ) poder ser expresso em termos de somente duas componentes intrínsecas q'_0 e q'_2 , e a orientação da distribuição de

densidades no sistema de referência do laboratório com eixo x, j, z ser descrita pelos três ângulos de Euler ψ , θ e φ (vide fig. 2.2b). Os momentos de quadrupolo no sistema intrínseco PA e no laboratório são relacionados mediante:

$$q_\mu = D_{\mu 0}^2(\psi, \theta, \varphi) q'_0 + [D_{\mu 2}^2(\psi, \theta, \varphi) + D_{\mu -2}^2(\psi, \theta, \varphi)] q'_2 \quad (2.56)$$

onde $D_{\mu 0}^2(\psi, \theta, \varphi)$ são funções de Wigner, que podem ser expressas com os parâmetros de deformação na convenção de Lund como: $q'_0 = k\beta \cos\gamma$, $q'_2 = -(k\beta/\sqrt{2}) \sin\gamma$, onde k é o coeficiente que fornece a intensidade do potencial deformado, sendo que β é o parâmetro de deformação (o parâmetro ε é utilizado quando as deformações não são muito grandes, $\varepsilon = 0,95\beta$), e γ é o parâmetro de triaxialidade.

Reformulando o problema de rotação num sistema de eixos principais (com o termo referente à rotação dado por $-\vec{\omega} \cdot \vec{J}$), i.e., rotação em torno do \vec{J} que se encontra inclinado com respeito aos eixos principais PA (*Principal Axis*) 1, 2 e 3, onde a inclinação é descrita mediante dois ângulos polares θ e φ (vide fig. 2.2a), pode-se escrever a hamiltoniana h^ω como:

$$\begin{aligned} h^\omega &= h_{sph} - q'_0 Q'_0 - q'_2 (Q'_2 + Q'_{-2}) - \Delta(P^\dagger + P) - \lambda N \\ &- \omega (\sin\theta \cos\varphi j'_1 + \sin\theta \sin\varphi j'_2 + \cos\theta j'_3) \end{aligned} \quad (2.57)$$

que também pode ser expressa como:

$$\begin{aligned} h^\omega &= h_{sph} - \hbar\omega_o\beta [Q'_0 \cos\gamma - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}(Q'_2 + Q'_{-2})] - \Delta(P^\dagger + P) \\ &- \lambda N - \omega (\sin\theta \cos\varphi j'_1 + \sin\theta \sin\varphi j'_2 + \cos\theta j'_3) \end{aligned} \quad (2.58)$$

respeitando-se o fato de que o valor esperado do comutador $\langle [h', j'_i] \rangle$ seja igual a zero, e $\hbar\omega_o = 41/A^{1/3}$ MeV.

A equação 2.58 é chamada de *3D-Cranking* [7], onde em geral \vec{J} e $\vec{\omega}$ têm direções diferentes. Os autovalores de h^ω (routhianos), são expressos como a configuração de *quasi*-partículas. Cada autoestado dos routhianos corresponde a uma banda rotacional, sendo que cada banda possui uma inclinação individual a que é determinada minimizando o routhiano total do sistema com respeito a θ e φ para ω fixo.

$$E^\omega(\omega, \theta, \varphi, \beta, \gamma) = \langle H - \vec{\omega} \cdot \vec{J} \rangle \quad (2.59)$$

Para obter o mínimo, o vetor momento angular dado por $\vec{J} = (\langle J_x \rangle, \langle J_y \rangle, \langle J_z \rangle)$, e o vetor velocidade angular $\vec{\omega}$ têm que ser paralelos ($\vec{\omega} \parallel \vec{J}$). Esta relação é usada para determinar os valores de θ e φ . Assim, de modo geral, podem-se diferenciar duas possibilidades de soluções para o modelo de *3D-Cranking* com $\vec{\omega} \parallel \vec{J}$ (TAC em três dimensões):

1. Se o eixo rotacional se encontrar num dos planos principais (PP 1 – 2, 1 – 3, ou 2 – 3) a solução será chamada de solução planar.
2. Se o eixo rotacional não se encontrar no plano principal PP, a solução será chamada de solução aplanar (solução não planar).

Da equação 2.58, substituindo $\varphi = 0$, o problema em *3D* é reduzido para um problema planar *2D*, como é o caso quando o eixo z está num dos planos principais (PP) definidos nos eixos principais PA, i.e., a equação 2.58 é reduzida a:

$$H^\omega = H - \omega (\text{sen}\theta j'_1 + \text{cos}\theta j'_3) \quad (2.60)$$

onde $\vec{J} = (\langle J_x \rangle, 0, \langle J_z \rangle) \parallel \vec{\omega} = (\omega \text{sen}\theta, 0, \omega \text{cos}\theta)$. A energia no sistema do laboratório é dada por:

$$E = E^\omega + \omega J \quad (2.61)$$

Uma versão alternativa de TAC, chamada de SCTAC, é baseada no Routhiano do oscilador modificado, onde são introduzidas novas coordenadas chamadas de coordenadas *stretched*, e os elementos da matriz $\langle N | J_\mu | N \pm 2 \rangle$, na base das novas coordenadas, são desprezados [54]. Este é um procedimento padrão que leva em consideração a maior parte do acoplamento entre as camadas do oscilador. As frequências do oscilador são parametrizadas usando as deformações ε e γ :

$$\omega_\nu = \omega_0 \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon \cos \left(\gamma - \frac{2\pi\nu}{3} \right) \right] \quad (2.62)$$

onde a condição de conservação do volume $\omega_0^3 = \omega_1 \omega_2 \omega_3$ fixa ω_0 . O routhiano total é obtido aplicando a renormalização de Strutinsky para um sistema não rotante E_0 . Esta aproximação é bem confiável no caso do modelo tradicional de PAC [55], sendo que o routhiano total a minimizar é dado por:

$$E'(\omega, \theta, \varepsilon, \varepsilon_4, \gamma, \Delta, \lambda) = E_{LD}(\varepsilon, \varepsilon_4, \gamma) - \hat{E}(\varepsilon, \varepsilon_4, \gamma) + \langle h' \rangle + (2\Delta - G \langle P \rangle) \langle P \rangle \quad (2.63)$$

onde $|\rangle = |\omega, \theta, \varepsilon, \varepsilon_4, \gamma, \Delta, \lambda\rangle$ é a configuração de *quasi*-partícula pertencente ao routhiano $h'(\omega, \theta, \varepsilon, \varepsilon_4, \gamma, \Delta, \lambda)$. A energia \hat{E} é calculada a partir do modelo de partícula única, que é um autovalor de $h'(\omega = 0, \theta = 0, \varepsilon, \varepsilon_4, \gamma, \Delta, \lambda = 0)$ na aproximação de Strutinsky [34] e a expressão para $E_{LD}(\varepsilon, \varepsilon_4, \gamma)$ é dada em [54]. As deformações $\varepsilon, \varepsilon_4$ e γ são determinadas da relação $\vec{J} \parallel \vec{\omega}$. Resultando o mínimo de $E'(\omega, \varepsilon, \varepsilon_4, \gamma)$ quando $|\omega\rangle$ é uma autofunção de $h'(\omega, \theta)$, o routhiano é estacionário e as equações canônicas são satisfeitas.

Assim, nas duas versões, para uma família de soluções autoconsistentes $|\omega\rangle$ com diferentes valores de ω , valem as relações canônicas:

$$\frac{dE'}{d\omega} = -J \quad , \quad \frac{dE}{dJ} = \omega \quad (2.64)$$

Estas fórmulas permitem a comparação dos cálculos com os resultados experimentais analogamente ao descrito na seção 2.2.4., e são semelhantes ao modelo de *Cranking* tradicional para $K = 0$.

O modelo formulado por Frauendorf (TAC) permitiu uma interpretação mais adequada das bandas de alto K . Um resultado inesperado do modelo é a previsão de bandas dipolares magnéticas com características rotacionais em núcleos quase esféricos que, paralelamente à observação experimental de bandas com tais características, resultou no reconhecimento do mecanismo denominado *shears bands* ou rotação magnética.

2.3.2.1 Rotação Magnética

A rotação magnética pode ser diferenciada da rotação usual pela origem da quebra da isotropia do sistema nuclear, que é a condição de possibilidade da ocorrência de rotação. No caso da rotação usual, a definição de um eixo de orientação (relativo ao momento angular total) está associada à deformação (basicamente quadrupolar) da distribuição de massa (e carga elétrica) do núcleo. Já no caso da rotação magnética, a distribuição de corrente elétrica é a responsável pela definição do eixo de orientação. Estas duas formas de rotação caracterizam-se experimentalmente por um espectro de transições intensas regularmente espaçadas.

No caso usual de rotação as transições são de caráter quadrupolar elétrico (E2),

enquanto que no caso de rotação magnética as transições são de caráter de dipolo magnético (M1).

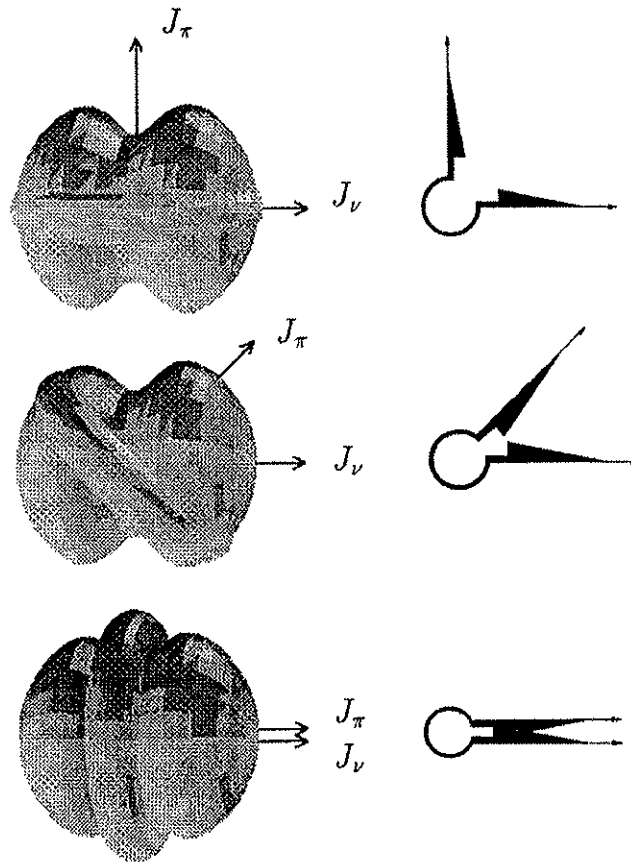


Figura 2.4: Representação esquemática da distribuição de densidade de prótons de alto j (partículas) e nêutrons (buracos). De cima para baixo, observa-se o início (cabeça da banda), meio e o final da banda no mecanismo shears bands [56].

Os rotores magnéticos aparecem em regiões de núcleos quase esféricos. É ainda necessário que as camadas de prótons e nêutrons se encontrem, uma quase totalmente preenchida e a outra pouco preenchida, ou seja, com níveis de Fermi próximos de órbitas com caráter de buraco ou partícula, respectivamente. No nível de ex-

citação mais baixo, o momento angular das partículas se acopla perpendicularmente ao dos buracos. O momento angular e a energia de excitação crescem gradualmente à medida que os momentos angulares das partículas e buracos se alinham, lembrando o fechar de uma tesoura de tosa (*shears bands*) [10]. Como os fatores giromagnéticos de prótons e nêutrons têm sinais opostos, os momentos magnéticos tendem a se somar construtivamente na direção perpendicular ao momento angular total, produzindo a orientação e as fortes transições M1. Na figura 2.4, mostra-se uma representação esquemática do mecanismo *shears bands*.

As características e propriedades mais importantes do fenômeno de “rotação magnética” podem ser resumidas, segundo Amita [57], em:

1. Estas bandas mostram estruturas rotacionais com $\Delta I = 1$ similares às bandas rotacionais com $\Delta I = 2$;
2. São observadas em núcleos quase esféricos;
3. A cabeça de banda está localizada em altas energias de excitação (alguns MeV) com alto spin ($I \sim 10 - 15\hbar$) e alto valor de K (projeção do momento angular I no eixo de simetria axial), o que indica o caráter de multiquasi-partículas;
4. As transições são predominantemente de natureza de dipolo magnético (M1) com valores de $B(M1)$ da ordem de algumas unidades de Weisskopf, podendo apresentar transições quadrupolares (E2) com características de *cross-over* pouco intensas ou nulas, com valores $B(E2) \leq 0,1 \text{ (eb)}^2$. As razões de probabilidades de transições $B(M1)/B(E2)$ são grandes, com valores entre $\sim 10-100 \text{ (}\mu_N/\text{eb)}^2$, sendo que em bandas rotacionais normais esta razão é menor que $1 \text{ (}\mu_N/\text{eb)}^2$;
5. Geralmente estas bandas se conectam com outros estados *yrast* ou outras bandas mediante transições de pouca intensidade;

6. Têm um momento de inércia dinâmico da ordem de $\mathfrak{S}^{(2)} = 10 - 25\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, que é pequeno quando comparado com os momentos de inércia de núcleos deformados ou superdeformados;
7. O valor das razões $\mathfrak{S}^{(2)}/B(E2)$ são grandes, em torno de $150\hbar^2\text{MeV}^{-1}(\text{eb})^{-2}$, enquanto que para núcleos deformados e superdeformados estes valores são bem menores, $\sim 15\hbar^2\text{MeV}^{-1}(\text{eb})^{-2}$, e $5\hbar^2\text{MeV}^{-1}(\text{eb})^{-2}$, respectivamente.

2.3.3 Simetrias e Quiralidade Nuclear

Simetrias do campo médio têm um papel importante na classificação do espectro rotacional, sendo a quebra da isotropia a condição necessária para a aparição destas bandas. Se considerarmos um sistema do laboratório (eixos x, y, z) e um sistema intrínseco no núcleo (eixos 1,2,3), as simetrias básicas que sobrevivem dependem dos ângulos θ e φ (os quais definem a orientação de \vec{J} em relação ao sistema intrínseco, vide figura 2.2a). Assim, nas soluções da equação de autovalores do routhiano em $3D$ definidos como $|\psi, \theta, \varphi\rangle$, podem-se diferenciar três casos (vide figura 2.5):

1. Solução PAC :

Quando $\theta = 0$ ou $\pi/2$ e $\varphi = 0$ ou $\pi/2$, e o vetor \vec{J} tem a direção do eixo principal 3, tem-se:

$$|\psi + \pi, 0, 0\rangle = \mathcal{R}_3(\pi)|\psi, 0, 0\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi, 0, 0\rangle$$

$$|\psi + \pi, \pi/2, 0\rangle = \mathcal{R}_1(\pi)|\psi, \pi/2, 0\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi, \pi/2, 0\rangle$$

$$|\psi + \pi, \pi/2, \pi/2\rangle = \mathcal{R}_2(\pi)|\psi, \pi/2, \pi/2\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi, \pi/2, \pi/2\rangle$$

A *signature* α é um bom número quântico e a solução PAC representa uma banda com $\Delta I = 2$. Graficamente pode-se observar (parte superior da figura

2.5) que as simetrias conservadas são:

- \mathcal{P} , inversão espacial;
- $\mathcal{R}_z(\pi)$, rotação de um ângulo π em torno do eixo z; e
- $\mathcal{TR}_y(\pi)$, reversão temporal e rotação de um ângulo π em torno do eixo y.

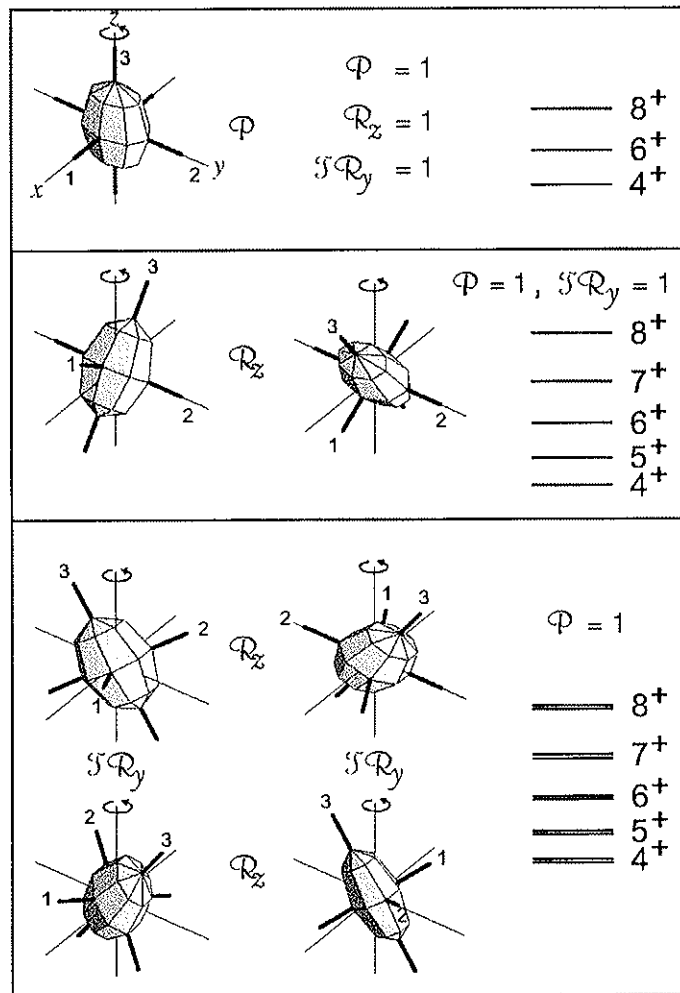


Figura 2.5: Simetrias discretas do campo médio de um núcleo triaxial. O momento angular \vec{J} coincide com o eixo z (mostrado com a seta circular, eixo de rotação). As estruturas rotacionais associadas às simetrias são separadas em três grupos [21, 53].

2. Solução TAC Planar :

Quando $\theta \neq 0, \pi/2$ e $\varphi = 0, \pi/2$ ou $\theta = \pi/2$ e $\varphi \neq 0, \pi/2$, e o vetor \vec{J} estiver num dos planos principais, tem-se:

A simetria de *signature* é perdida e todos os spins são possíveis. A solução TAC planar representa bandas com $\Delta I = 1$. Na parte média da figura 2.5, observa-se que as simetrias conservadas são:

- \mathcal{P} , inversão espacial;
- $\mathcal{TR}_y(\pi)$, reversão temporal e rotação de um ângulo π em torno do eixo y.

3. Solução TAC não Planar:

Quando $\theta \neq 0, \pi/2$ e $\varphi \neq 0, \pi/2$, e o vetor \vec{J} estiver fora de um dos planos principais, tem-se:

A simetria de *signature* é perdida e todos os spins são possíveis. A solução TAC aplanar é uma solução degenerada $|\psi, \theta, \varphi\rangle$ e $|\psi, \theta, \pi - \varphi\rangle$ e representa duas bandas degeneradas com $\Delta I = 1$. Graficamente pode-se observar (parte inferior da figura 2.5) que a única simetria conservada é:

- \mathcal{P} , inversão espacial

2.3.3.1 Quiralidade Nuclear

Nos núcleos ímpar-ímpar da região de massa $A \sim 130$ os *quasi*-prótons e *quasi*-nêutrons da subcamada $h_{11/2}$ têm características predominantemente de partícula e buraco, respectivamente, tendendo a acoplar-se perpendicularmente. Isto define os dois primeiros eixos do sistema intrínseco (eixos 1 e 3, vide parte superior da figura 2.6).

A distribuição de matéria das *quasi*-partículas de valência, assim dispostas,

tende a induzir a triaxialidade nuclear. Esta disposição geométrica maximiza a superposição da distribuição de massa das partículas de valência, minimizando a energia de interação. A rotação coletiva reforça a tendência para a triaxialidade, estabelecendo-se em torno do eixo de maior momento de inércia irrotacional do elipsóide triaxial formando o terceiro eixo (eixo 2 do sistema intrínseco).

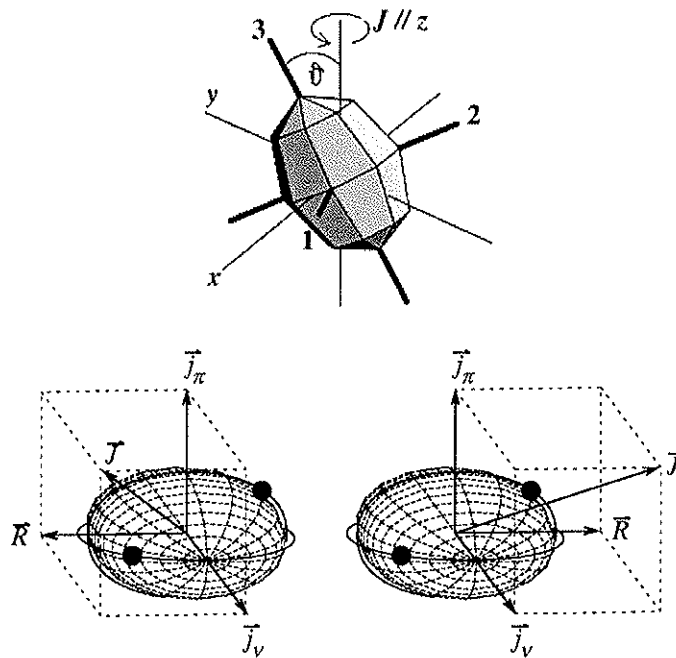


Figura 2.6: Parte superior, representação esquemática dos sistemas no referencial do laboratório (x, y, z) e intrínseco (1, 2, 3) [51]. Parte inferior, orientação dos momentos angulares, de próton e de nêutron, e a rotação coletiva nos eixos do sistema intrínseco [14].

A solução da hamiltoniana para este sistema é obtida considerando o momento angular \vec{J} paralelo ao eixo z , eixo de rotação no referencial do laboratório, levando a soluções não planares no modelo de TAC. Teoricamente este fenômeno já tinha sido previsto por Frauendorf e Meng [17, 18], que demonstraram a existência de bandas quirais, usando o modelo PRM (*Particle Rotor Model*).

O modelo de PRM pode ser considerado como uma aproximação complementar do modelo de TAC, pois a condição de $\vec{J} \parallel \vec{\omega}$ no TAC é equivalente de procurar a orientação do eixo de rotação que minimize o routhiano total no modelo PRM. Na figura 2.7, mostram-se os resultados dos cálculos realizados por S. Frauendorf e J. Meng [18] para o caso de duas *quasi*-partículas do orbital $h_{11/2}$ acopladas a um rotor triaxial com $\gamma = 30^\circ$, usando o modelo PRM. Nesta figura observa-se:

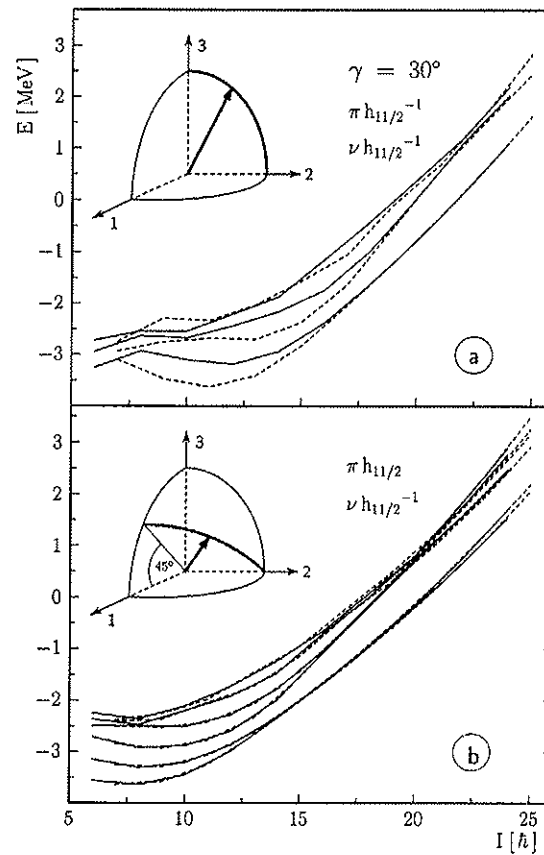


Figura 2.7: Níveis rotacionais de *quasi*-partículas dos orbitais $h_{11/2}$ acoplados a um rotor triaxial com $\gamma = 30^\circ$. A linha sólida ($\alpha = 0$) corresponde a spins pares; a linha tracejada ($\alpha = 1$) corresponde a spins ímpares. (a) Para buraco de próton e buraco de nêutron. (b) Para próton partícula e buraco de nêutron [18].

(a) um buraco de próton $(\pi h_{11/2})^{-1}$ e um buraco nêutron $(\nu h_{11/2})^{-1}$ acoplados a um rotor triaxial. Neste caso, o momento angular J alinha-se com o eixo 3 pois a interação de Coriolis favorece esta orientação. A solução é do tipo PAC (TAC planar) e a configuração representa uma banda com $\Delta I = 2$ para baixas frequências. Para altas frequências o momento angular coletivo prefere alinhar-se com o eixo 2 (J move-se no plano 2-3). A combinação de próton partícula e nêutron partícula tem a mesma energia.

(b) um partícula de próton $(\pi h_{11/2})$ e um buraco de nêutron $(\nu h_{11/2})^{-1}$ acoplados a um rotor triaxial. Neste caso esta combinação favorece o plano 1 – 3 pois esta orientação minimiza a interação de Coriolis. A solução é do tipo TAC aplanar e a configuração representa uma banda com $\Delta I = 1$ para baixas frequências. Para altas frequências, o momento angular coletivo J move-se do plano 1 – 3 para o eixo 2. Quando a simetria \mathcal{TR}_y é quebrada aparecem duas bandas degeneradas com $\Delta I = 1$ (geradas pela reflexão no plano 1 – 3) para cada *signature*, as quais são de quiralidade oposta.

Analiticamente, as soluções consideradas como de mão direita $|r\rangle$ e de mão esquerda $|l\rangle$ são relacionadas mediante o operador \mathcal{O} [15]

$$\mathcal{O} = \mathcal{TR}_y(\pi) \quad (2.65)$$

Existindo uma única combinação linear das funções de onda do sistema que restitui a simetria quiral dada por:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|r\rangle + |l\rangle) \quad , \quad |-\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} (|r\rangle - |l\rangle) \quad (2.66)$$

cumprindo-se $|\pm\rangle = \pm\mathcal{O}|\pm\rangle$, e a hamiltoniana na base de $|\pm\rangle$ é dada por

$$H = \begin{pmatrix} \varepsilon + \delta_1 & \delta_2 \\ \delta_2 & \varepsilon - \delta_1 \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

onde

$$\varepsilon = \langle r|H|r \rangle = \langle l|H|l \rangle,$$

$$\delta_1 = \text{Re}\langle r|H|l \rangle \quad \text{e} \quad \delta_2 = \text{Im}\langle r|H|l \rangle$$

com energias dos autoestados dadas por

$$E_1 = \varepsilon - \Delta$$

$$E_2 = \varepsilon + \Delta$$

onde $\Delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2} = \sqrt{\langle r|H|l \rangle \langle r|H|l \rangle^*}$. A quebra da simetria quiral traz como consequência a formação de estados degenerados, quando $\langle r|H|l \rangle = 0$ ou estados separados por 2Δ quando $\langle r|H|l \rangle \neq 0$.

Recentemente, este fenômeno foi observado em núcleos ímpares da região de massa ($A \sim 130$) [14, 15], onde o momento angular \vec{J} introduz a quiralidade no sistema (referencial intrínseco) devido à seleção de um dos octantes, como é mostrada na parte inferior da figura 2.6, sendo que 4 deles formam a mão direita e os outros 4 formam a mão esquerda. Quando a simetria quiral é quebrada no sistema intrínseco, no sistema do laboratório observa-se um par de bandas degeneradas M1. Pode-se ver, então, que a existência de triaxialidade no núcleo e a deformação quadrupolar têm um papel importante na quebra da simetria quiral. Portanto, a quiralidade em um núcleo é o resultado da combinação de dinâmica (momento angular) e de geometria (forma triaxial do núcleo).

2.4 Total Routhian Surface : TRS

Durante as últimas décadas, o método de Strutinsky tem sido muito utilizado nos cálculos das superfícies dos routhianos totais (TRS) com a finalidade de estudar as propriedades nucleares ou a influência das configurações de *quasi*-partículas sobre a deformação de equilíbrio. O procedimento de Strutinsky [34], baseia-se numa aproximação macroscópica-microscópica, onde a energia total é calculada como a soma de um termo macroscópico que engloba a energia média, e de um termo microscópico, o qual corresponde às flutuações em relação à energia média.

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

$$R_{Tot}^{\omega}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) = E_{Str}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) + [\langle \Psi^{\omega} | \hat{H}^{\omega}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) | \Psi^{\omega} \rangle - \langle \hat{H}_{BCS}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) \rangle] \quad (2.68)$$

O primeiro termo representa a energia de Strutinsky, que incorpora as contribuições da energia da gota líquida mais as correções de camadas e de emparelhamento (para frequência de rotação $\hbar\omega = 0$), enquanto que o segundo termo descreve o acréscimo na energia devido à rotação coletiva e ao alinhamento das *quasi*-partículas.

A contribuição da energia de Strutinsky para a energia total é expressa como:

$$E_{Str}^{\omega=0}(Z, N, \hat{\beta}, \mu) = E_{LD} + \delta E_{shell} + \delta E_{pair} \quad (2.69)$$

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

A contribuição macroscópica para a energia total é calculada a partir do modelo da gota líquida. A energia da gota líquida deformada é descrita em relação à energia da gota líquida esférica e é calculada como [58]:

$$E_{LD}(N, Z, \hat{\beta}) = E_s^{(0)} \{ [B_s(\hat{\beta}) - 1] + 2\chi [B_c(\hat{\beta}) - 1] \} \quad (2.70)$$

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

$$E_s^{(0)} = 17.9439 \left[1 - 1.7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} \text{ MeV} \quad (2.71)$$

$$\chi = (Z^2/A) / \left[50.88 \left(1 - 1.7826 \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right) \right] \quad (2.72)$$

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

2.5 Método DCO

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

Na teoria do DCO [59], os estados nucleares são considerados como tendo propriedades de simetria bem definidas, isto é, os estados nucleares são caracterizados por valores únicos de momento angular e de paridade. Além disso, assume-se que as transições γ sejam emitidas em sucessão e não simultaneamente. Assim, por exemplo, a função DCO no decaimento de um conjunto de núcleos orientados através de uma cascata $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} I_2 \xrightarrow{\gamma_2} I_3$ de duas transições γ_1 e γ_2 , com o estado nuclear inicial I_1 orientado axialmente simétrico, é calculada como o produto das probabilidades das transições γ_1 e γ_2 observadas nas direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 [60], respectivamente. Isto resume-se na seguinte expressão:

$$DCO(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} B_{\lambda_1}(I_1) A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \varphi) \quad (2.73)$$

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

$$A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta^2} [F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(LLI_2I_1) + 2\delta F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2I_1) + \delta^2 F_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(L'L'I_2I_1)] \quad (2.74)$$

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

$$\begin{aligned}
 F_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(LL'I_2I_1) &= [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)(2L + 1)(2L' + 1) \\
 &\quad \times (2\lambda + 1)(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \\
 &\quad \times (-1)^{L'+\lambda+\lambda_2+1} \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} I_2 & L & I_1 \\ I_2 & L' & I_1 \\ \lambda_2 & \lambda & \lambda_1 \end{Bmatrix} \quad (2.75)
 \end{aligned}$$

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

$$H_{\lambda_1 \lambda \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \sum_{q=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi}{2\lambda_2 + 1} \langle \lambda_1 0 \lambda q | \lambda_2 q \rangle Y_{\lambda q}(\theta_1, 0) Y_{\lambda_2 q}^*(\theta_2, \varphi) \quad (2.76)$$

sendo θ_1 e θ_2 os ângulos polares de \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , respectivamente, em relação ao eixo de simetria (figura 2.8), isto é, a direção do feixe, e φ é o ângulo entre os planos que contêm \vec{k}_1 e \vec{k}_2 .

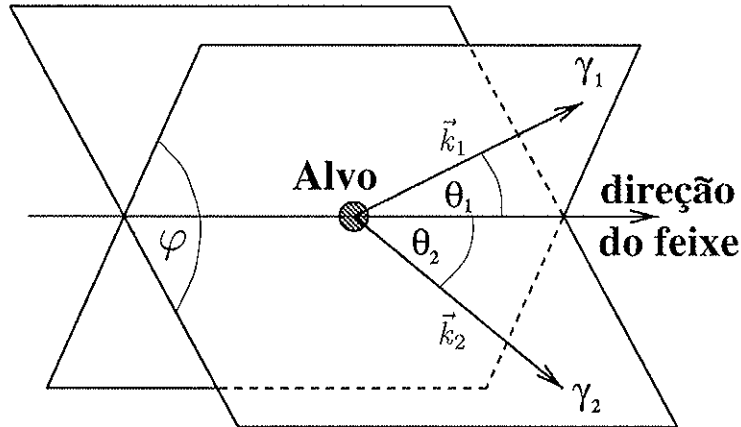


Figura 2.8: Ângulos da direção de emissão dos estados nucleares orientados axialmente simétricos (DCO) entre duas radiações γ_1 e γ_2 .

Quando são introduzidas condições sobre o estado nuclear inicial, ou restrições na observação de alguma transição γ , reduz-se a complexidade da função DCO($\theta_1, \theta_2, \varphi$). Assim, por exemplo,

- ($\lambda_1 = 0$): No caso de um conjunto de núcleos orientados isotropicamente (ou não orientados) no espaço, simplifica-se a função DCO à forma simples da correlação angular:

$$DCO(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (2.77)$$

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

- ($\lambda_2 = 0$): No caso em que não seja observada a transição γ_2 da cascata, transforma-se a função DCO à forma de uma simples distribuição angular:

$$DCO(\theta_1) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(I_1) A_{\lambda}(\gamma_1) P_{\lambda}(\cos \theta_1) \quad (2.78)$$

- ($\lambda = 0$): No caso em que não for observada a transição γ_1 , reduz-se a função DCO à forma geral da função distribuição angular:

$$DCO(\theta_2) = \sum_{\lambda_1} B_{\lambda_1}(I_1) U_{\lambda_1 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_1}(\gamma_2) P_{\lambda_1}(\cos \theta_2) \quad (2.79)$$

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

2.6 B(M1)/B(E2)

O cálculo da razão das probabilidades de transição B(M1)/B(E2) permite confirmar a escolha da configuração e o valor de K da banda. Esta quantidade pode ser deduzida a partir das probabilidades de transição correspondentes às multipolaridades M1 e E2 [61]:

$$B(M1; I \rightarrow I - 1) = 5.68 \times 10^{-14} \frac{T(M1)}{E_\gamma^3} [\mu_N^2] \quad (2.80)$$

$$B(E2; I \rightarrow I - 2) = 8.20 \times 10^{-14} \frac{T(E2)}{E_\gamma^5} [e^2 b^2] \quad (2.81)$$

onde $T(M1)$ e $T(E2)$ são as probabilidades de transição, e E é a energia da radiação em MeV. A razão das quantidades acima, levando em conta a razão de mistura multipolar δ , é dada por:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I - 1)}{B(E2; I \rightarrow I - 2)} = \frac{0.693 [E_\gamma(I \rightarrow I - 2)]^5 T_\gamma(I \rightarrow I - 1)}{(1 + \delta^2) [E_\gamma(I \rightarrow I - 1)]^3 T_\gamma(I \rightarrow I - 2)} \quad (2.82)$$

onde $T_\gamma(I \rightarrow I - 2)/T_\gamma(I \rightarrow I - 1)$ é a razão de ramificação dos raios γ e está relacionada à razão das intensidades das transições γ que depopulam o estado de spin I . Estes valores podem ser interpretados, também, pela estimativas dos valores de B(M1) e B(E2).

Os valores de B(M1) são descritos pelo modelo geométrico [62] (vide figura 2.9). Neste modelo semiclássico, supõe-se que as transições M1 originam-se da precessão do vetor momento magnético em torno do vetor momento angular total. A in-

tensidade da radiação é, portanto, proporcional à componente do vetor momento magnético perpendicular ao eixo do spin total.

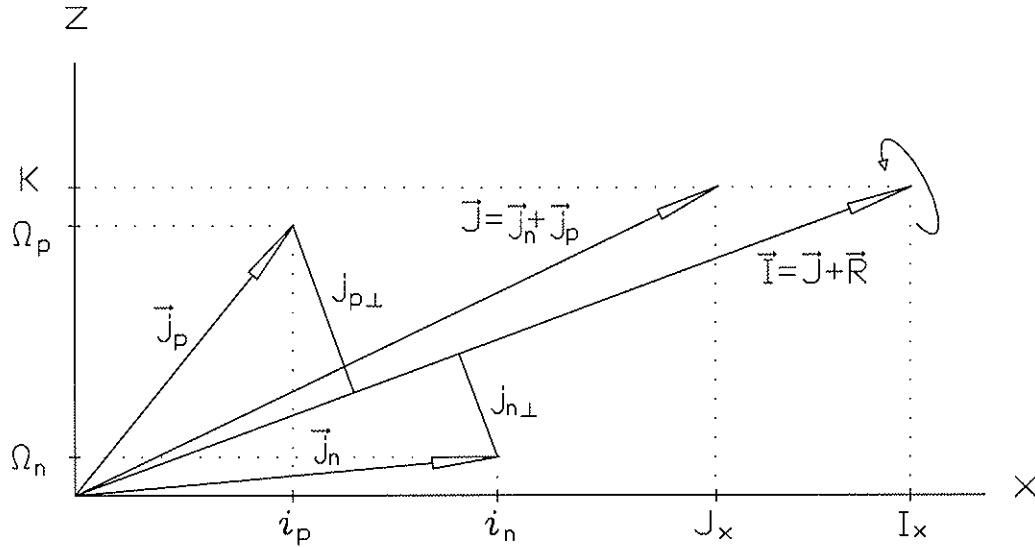


Figura 2.9: Esquema do caso geral de acoplamento conflitante de núcleons desemparelhados com um caroço deformado nos núcleos ímpar-ímpar: o momento angular de um nêutron desacoplado é orientado ao longo do eixo de rotação (x), e o momento angular de um próton fortemente acoplado é orientado ao longo do eixo de simetria (z) [29].

Os valores de $B(E2)$, por sua vez, são descritos pelo modelo rotacional [63]. A razão das estimativas $B(M1)/B(E2)$ resulta na forma:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I - 1)}{B(E2; I \rightarrow I - 2)} = \frac{12}{5Q^2(Z, A, \beta_2, \gamma)} \left[1 - \frac{K^2}{(I - \frac{1}{2})^2} \right]^{-2} \times \left[\sum_{qp} (g_{qp} - g_R) \left[\frac{\Omega_{qp}}{I} \sqrt{I^2 - K^2} - \frac{K}{I} i_{qp} \right] \right]^2 \quad (2.83)$$

onde $Q(Z, A, \beta_2, \gamma) = Q_0(Z, A, \beta_2) \cos(\gamma + 30^\circ)$. As quantidades g_R ($\approx Z/A$) e g_{qp} são os fatores giromagnéticos rotacional e das *quasi*-partículas, respectivamente. O valor de g_{qp} é estimado a partir das linhas de Schmidt. A quantidade i_{qp} é o alinhamento das *quasi*-partículas estimado dos diagramas de níveis.

No modelo de TAC as expressões para a razão das probabilidades reduzidas de transição B(M1)/B(E2) são obtidas da generalização do modelo semiclássico introduzindo os ângulos de inclinação [17, 18]. Para o caso das transições M1 tem-se:

$$B(M1) = \frac{3}{8\pi} \left[[-\mu_3 \operatorname{sen}\theta + \operatorname{cos}\theta (\mu_1 \operatorname{cos}\varphi + \mu_2 \operatorname{sen}\varphi)]^2 + [\mu_2 \operatorname{cos}\varphi - \mu_1 \operatorname{sen}\varphi]^2 \right] \quad (2.84)$$

onde μ_ν são os valores esperados das componentes intrínsecas do operador momento magnético $\mu_\nu = \langle \hat{\mu}_\nu \rangle$. Para o caso das transições E2 tem-se:

$$B(E2) = \frac{15}{128\pi} \left[[Q'_0 (\operatorname{sen}\theta)^2 + \sqrt{\frac{2}{3}} Q'_2 (1 + (\operatorname{cos}\theta)^2) \operatorname{cos}2\varphi]^2 + \frac{8}{3} [Q'_2 \operatorname{cos}\theta \operatorname{sen}2\varphi]^2 \right] \quad (2.85)$$

Capítulo 3

Procedimento Experimental

3.1 Condições Preliminares

Com o objetivo de estudar, principalmente, os estados excitados de alto spin do núcleo ^{105}Rh foi medida a reação $^{100}\text{Mo}(^{10}\text{B},x\alpha y p z n)$. Esta experiência baseou-se no trabalho anteriormente realizado por F. Espinoza-Quiñones, *et al.* [23] que, usando a mesma reação na energia de 39 MeV, obteve as primeiras informações sobre estruturas de alto spin em ^{105}Rh .

Segundo o código PACE [64] (*Projection Angular Momentum Coupled Evaporation*), que está baseado no método Monte Carlo para simular a reação de fusão-evaporação, na reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ existe uma competição entre os canais de emissão de nêutrons, $4n$ (^{107}Ag) e $3n$ (^{108}Ag), com seções de choque próximas, perto da barreira coulombiana ($E_b \sim 31$ MeV), a uma razão de 2:1. Para energias maiores (em torno de 50 MeV), a emissão de $5n$ (^{106}Ag) é comparável com o canal $4n$, enquanto que o canal $3n$ diminui fortemente em relação ao canal $4n$ (fator 10). O código PACE indica, também, a evaporação de partículas carregadas produzindo outros

núcleos com seções de choque bem menores (da ordem de 10 – 100 vezes menor que os mais intensos), ou até mesmo desprezíveis, como pode ser observado na figura 3.1. Os núcleos produzidos provenientes de canais de emissão de partículas são: $^{108,107}\text{Pd}$ (canais $1p2n$ e $1p3n$) e $^{105,104}\text{Rh}$ (canais $1\alpha2n$ e $1\alpha3n$).

Por outro lado, o programa PACE prediz, na faixa de 40 MeV, a transferência de até 20 unidades de momento angular por núcleo composto. No entanto, a evaporação de várias partículas do núcleo composto, tais como nêutrons ou prótons, diminui algumas unidades do momento angular total, restringindo o máximo momento angular dos canais abertos para aproximadamente $I = 16 - 17\hbar$.

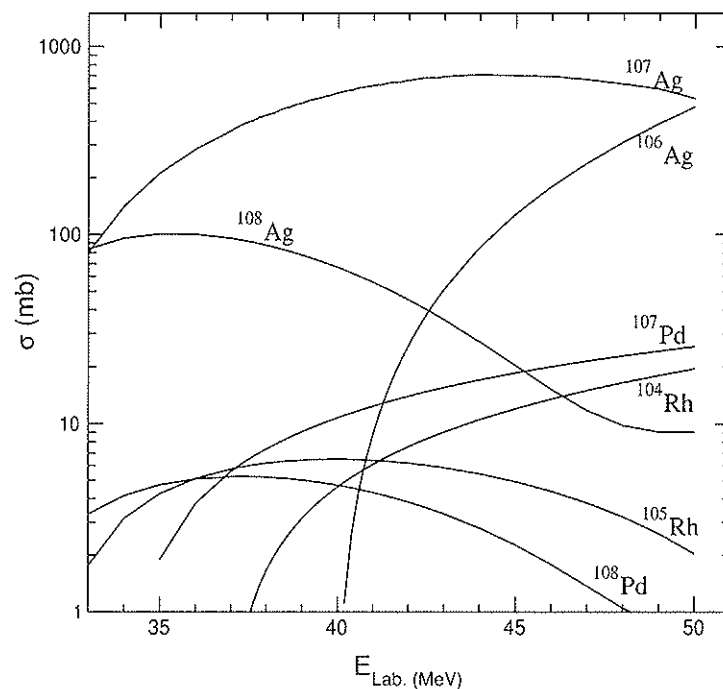


Figura 3.1: Seção de choque calculada pelo PACE para os canais da reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$. Nesse cálculo foi considerado um alvo muito fino.

Devido a ser utilizado um alvo grosso de ^{100}Mo ($\approx 18 \text{ mg/cm}^2$) as seções de

choque para nossa reação foram obtidas fazendo uma integração das mesmas desde a energia da barreira coulombiana (≈ 31.2 MeV) até a energia de feixe incidente (43 MeV). No entanto, observou-se experimentalmente uma maior produção de núcleos provenientes dos canais de emissão de partículas carregadas (r'odio e paládio), devido, possivelmente, à contribuição de fusão incompleta. Na tabela 3.1, mostra-se a comparação da seção de choque fornecida pelo código PACE (integrada desde a energia da barreira coulombiana até 43 MeV) com a seção de choque experimental dos canais mais importantes, obtida a partir das intensidades relativas dos canais de emissão e normalizada em relação à seção de choque do ^{107}Ag .

Tabela 3.1 Seção de choque teórica e experimental para a reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$.

Núcleo	$\sigma_{teó.}$	$\sigma_{exp.}$
^{108}Ag	63,0	111,0 (12)
^{107}Ag	361,0	361,0 (50)
^{106}Ag	7,0	
^{108}Pd	3,5	6,6 (12)
^{107}Pd	6,9	
^{105}Rh	3,8	13,6 (23)
^{104}Rh	2,7	

Apesar desta reação favorecer, principalmente, a produção dos núcleos ^{107}Ag e ^{108}Ag , a observação e análise dos núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd foi possível devido à utilização de um sistema ancilar de detectores plásticos [65]. Este sistema ancilar permitiu discriminar entre os canais de emissão de nêutrons e os canais de emissão de partículas carregadas, aumentando o poder de resolução e melhorando a qualidade dos dados obtidos.

3.2 Arranjo Experimental

Para o estudo dos núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd , realizou-se a reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$ com energia de feixe de 43 MeV. O alvo usado foi uma folha metálica de molibdênio enriquecido (90% de ^{100}Mo) com espessura de 18 mg/cm².

O equipamento utilizado foi, essencialmente, o acelerador eletrostático de íons pesados Pelletron (modelo 8-UD, tipo Tandem), a fonte de íons, o espectrômetro γ , o sistema ancilar, a eletrônica associada e o sistema de aquisição de dados. Para a produção dos feixes utilizou-se a fonte SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) que permite extrair feixes negativos utilizando materiais sólidos, através da técnica de *sputtering* de Césio.

3.2.1 Saci-Perere

Os sistema de detecção de raios γ do laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP, chamado de Saci-Perere (*Sistema Ancilar de Cintiladores-Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento*), é formado pelo espectrômetro γ e pelo sistema ancilar de cintiladores plásticos.

3.2.1.1 Sistema Ancilar (SACI)

O Sistema Ancilar de detectores plásticos [65] conta com 11 detectores telescópicos tipo *Phoswich* ($\Delta E-E$), dispostos numa geometria de um poliedro semi-regular (vide figura 3.2), sendo colocado um flange especial numa das faces pentagonais da câmara de espalhamento que faz a união da câmara com a canalização. Este flange

possui o suporte para o alvo que fica no centro da câmara, alinhado com a direção do feixe. A uma distância de 15 mm é colocado um anteparo para o feixe, feito de Ta. O centro do alvo fica a 17 mm da face dos detectores ΔE . Para um melhor direcionamento do feixe, utilizam-se dois colimadores, um de 3 mm e outro de 3,5 mm de diâmetro afastado a uma distância de 3 mm, para evitar espalhamento no primeiro colimador (mais detalhes consultar [66]).

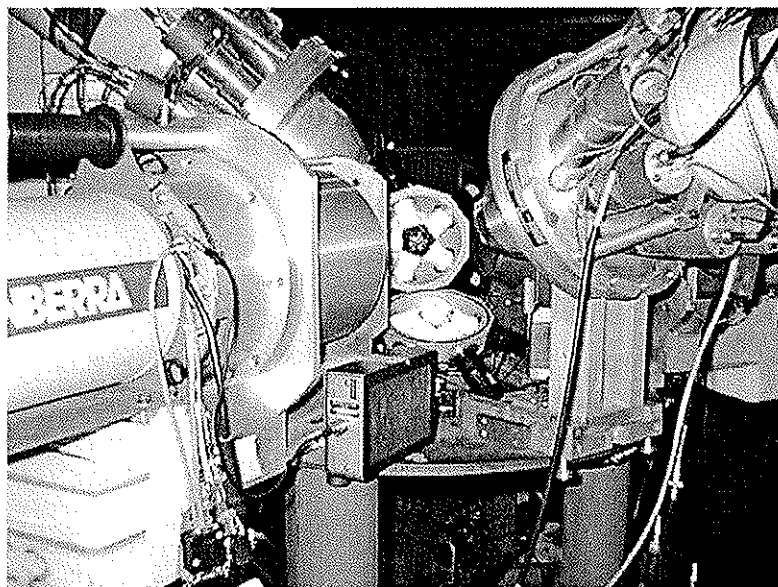


Figura 3.2: Vista frontal do sistema aberto. Pode-se observar no centro a disposição dos 11 detectores $\Delta E-E$, o suporte para o alvo e os 4 detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton.

Os 11 detectores colocados nas diferentes faces pentagonais são posicionados em três ângulos de detecção em relação à direção do feixe :

- 0° : um detector
- 63° : cinco detectores
- 117° : cinco detectores

Detectores Telescópicos tipo *Phoswich*

Os detectores *Phoswich* (“phosphor sandwich”) que formam o sistema SACI, foram construídos no laboratório Pelletron mediante a combinação de dois cintiladores de diferentes propriedades [67]. O primeiro cintilador, chamado de ΔE , é um plástico cintilador BC-400 de 0,1 mm de espessura com tempo de decaimento rápido ($\tau_f = 2,4$ ns). O segundo cintilador, chamado de E , é um plástico cintilador BC-444 de 10,0 mm de espessura com tempo de decaimento lento ($\tau_s = 264$ ns).

O conjunto formado pelos dois cintiladores plásticos, ao ser atravessado por uma partícula, dissipa energia emitindo um pulso de luz que possui duas componentes: uma, gerada pelo primeiro cintilador e outra, gerada pelo segundo cintilador. Usando um sistema eletrônico apropriado, pode-se obter a discriminação entre os pulsos rápidos e lentos, e podendo-se com isto identificar a partícula incidente.

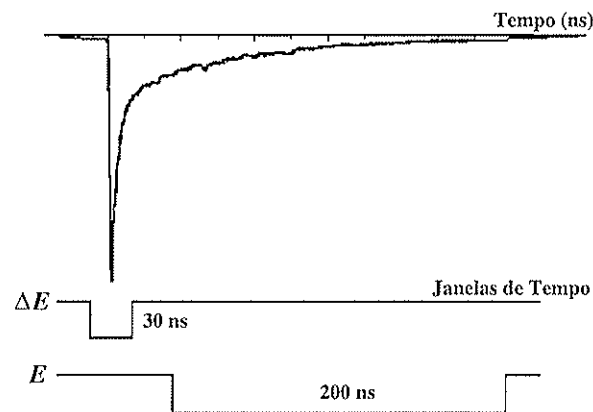


Figura 3.3: Forma do pulso emitido pelo detector $\Delta E-E$ com suas respectivas janelas de tempo que ingressam nos QDCs.

A parte da carga integrada no detector ΔE , durante um tempo de 15 ns, representa mais de 95% da carga total. Pode-se então utilizar um tempo para coleta de

$\leq 30\text{ns}$ (janela de tempo rápida). O tempo de integração da carga do detector E (janela de tempo lenta), em princípio tem que ser o maior possível (dependendo do tempo de decaimento do cintilador usado como E), para obter uma melhor eficiência. Na figura 3.3, é mostrado um pulso coletado na saída da fotomultiplicadora e as janelas de tempo ΔE e E , respectivamente.

3.2.1.2 Espectrômetro Gama (PERERE)

O espectrômetro de raios γ consiste de quatro detectores de germânio hiperpuro (HPGe), dois Camberra de 60% de eficiência (em relação a detectores de NaI(Tl) de dimensões $3'' \times 3''$) e dois Ortec de 20%, com seus respectivos supressores Compton de BGO (Germanato de Bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$).

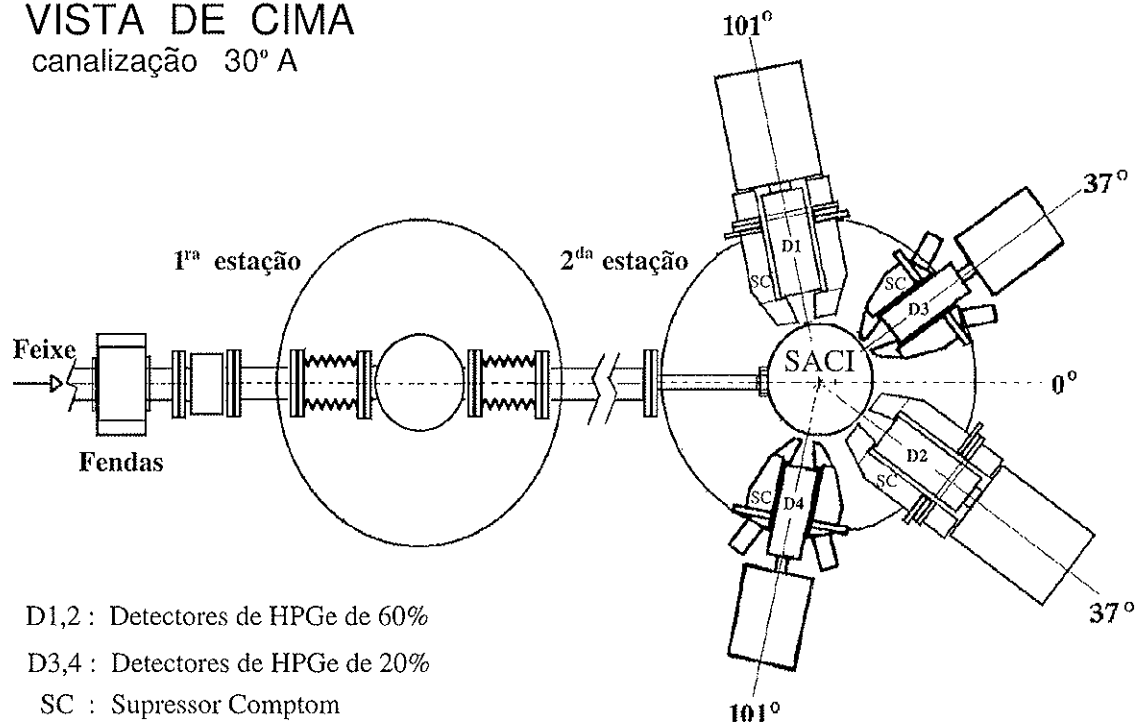
Os detectores de HPGe são colocados frente às faces triangulares do sistema ancilar (evitando ao máximo a atenuação produzida pelo alumínio) e a uma distância de 9 cm do centro da câmara, havendo assim a disponibilidade de colocar até nove detectores de HPGe em diferentes planos. Atualmente, dos quatro detectores de HPGe, dois são colocados a 37° e os outros dois a 101° em relação à linha do feixe, como é mostrado na tabela 3.2 e na figura 3.4.

Tabela 3.2 Posicionamento dos detectores de HPGe do espectrômetro gama.

Ângulo em relação ao Feixe	Ângulo em relação ao plano horizontal	Eficiência do detector (%)
37°	0°	60 (D2)
101°	0°	60 (D1)
37°	$20,9^\circ$	20 (D3)
101°	$35,3^\circ$	20 (D4)

VISTA DE CIMA

canalização 30° A



D1,2 : Detectores de HPGe de 60%

D3,4 : Detectores de HPGe de 20%

SC : Supressor Comptom

SACS : Sistema Ancilar

VISTA LATERAL

canalização 30° A

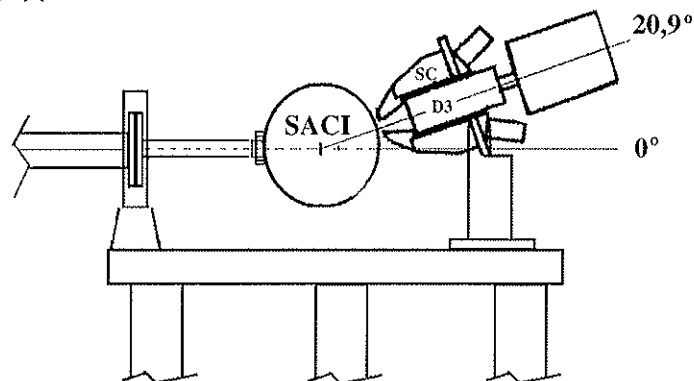


Figura 3.4: Esquema da montagem do sistema de detecção de raios gama. Na parte superior, mostram-se os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior, mostra-se a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal [66].

Na parte superior da figura 3.4, pode-se observar a disposição dos quatro detectores em relação à linha do feixe incidente, e na parte inferior, observa-se a inclinação de um dos detectores Ortec de 20% em relação ao plano horizontal. Na figura 3.5, pode-se observar o sistema Saci-Perere montado na canalização 30°A do laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP.

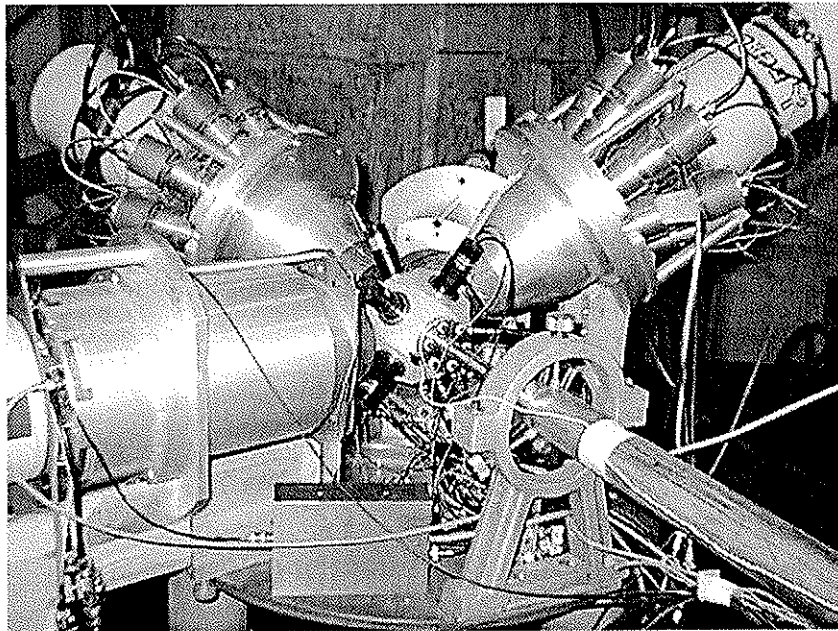


Figura 3.5: Sistema de detecção de raios γ , Saci-Perere

3.2.2 Eletrônica Analógica

Apesar do tempo entre duas transições γ consecutivas, pertencentes ao decaimento do mesmo núcleo, ser tipicamente muito curto ($\approx 10^{-12}$ s), a coincidência temporal limitou-se à observação do decaimento de um conjunto de núcleos dentro de um intervalo de tempo pequeno, isto é, o tempo de resolução da eletrônica.

Existe uma certa dificuldade para correlacionar temporalmente os pulsos de detectores de HPGe com os dos cintiladores plásticos, uma vez que o tempo de subida destes pulsos é muito diferente (100 – 150 ns e 5 ns, respectivamente). O pulso de tempo dos raios γ é gerado com atrasos da ordem de centenas de ns em relação aos pulsos analógicos das partículas carregadas. Seria, portanto, necessário utilizar atrasos dessa ordem de grandeza no pulso analógico para verificar a existência de coincidências γ -partículas antes de iniciar a conversão dos sinais do ΔE - E nos QDCs. No entanto, isto é inviável uma vez que um atraso tão grande deteriora a forma dos pulsos de cintilação, com perda das informações de ΔE e E .

Na figura 3.6, mostra-se uma eletrônica de coincidência γ - γ -partículas, composta de quatro circuitos: dois circuitos analógicos e dois circuitos lógicos. Os circuitos analógicos fornecem os valores das energias dos detectores HPGe (1° circuito) e dos detectores de partículas (2° circuito). Os circuitos lógicos fornecem os sinais de tempo dos detectores e realizam a coincidência γ - γ -partículas.

3.2.2.1 Primeiro e Segundo Circuito Analógico :

O primeiro circuito fornece os sinais de energia dos detectores de HPGe. Os sinais de cada detector HPGe, previamente amplificados, são processados pelos Amplificadores Lineares (LA) e introduzidos nos Conversores Analógico Digitais (ADC), onde a altura do pulso é convertida no canal apropriado. A conversão é iniciada com a presença do *gate* “GAI”, enviado ao FERA Driver.

O segundo circuito fornece os sinais de energia dos detectores de ΔE - E . Os pulsos analógicos que saem dos detectores (SACI) são convertidos nos QDCs após terem recebidos os pulsos das janelas de tempo (GR e GL), na ausência de um pulso de “Clear”.

3.2.2.2 Primeiro Circuito Lógico :

Pode ser dividido em duas etapas: na primeira onde é realizada a coincidência entre os raios γ , e a segunda onde é realizada a coincidência dos raios γ com as partículas.

(a) coincidência γ - γ : Depois de gerados os pulsos lógicos dos detectores HPGe e dos SC, utilizou-se um módulo de veto para bloquear os pulsos gerados pelos detectores HPGe que se sobrepõem em tempo aos pulsos gerados pelo SC respectivo. Após isto, somente os pulsos de anticoincidência são introduzidos no *Gate Generator* (GG), onde são atrasados e alargados em tempo (~ 200 ns). Três sinais do GG são tomados: um ingressa junto com os provenientes dos outros três detectores HPGe no *4-Fold Logic Unit* (LU), sendo ajustada a função de coincidência no nível de pelo menos dois sinais sobrepostos em tempo (γ - γ); um outro sinal ingressa num novo GG onde é produzido o sinal "STOP" de cada detector para o *Time-to-Digital Converter* (TDC); o último sinal ingressa num contador que é usado como referência da taxa de contagens dos detectores HPGe. O pulso de coincidência γ - γ gera: o sinal de referência de tempo "start" do TDC, o sinal de ocorrência de um Evento que ingressa no *Event Handler* (EH), e o sinal Gai que entra no módulo FERA. Quando o módulo FERA recebe este pulso os ADCs convertem os pulsos de energia em canais apropriados.

(b) coincidência γ - γ -partículas: Após produzida a coincidência γ - γ no LU, o sinal de saída ingressa num outro módulo (AND) onde é verificada a coincidência entre o evento γ e as partículas. Este novo sinal é enviado à entrada "STOP p" (stop de partículas) no TDC.

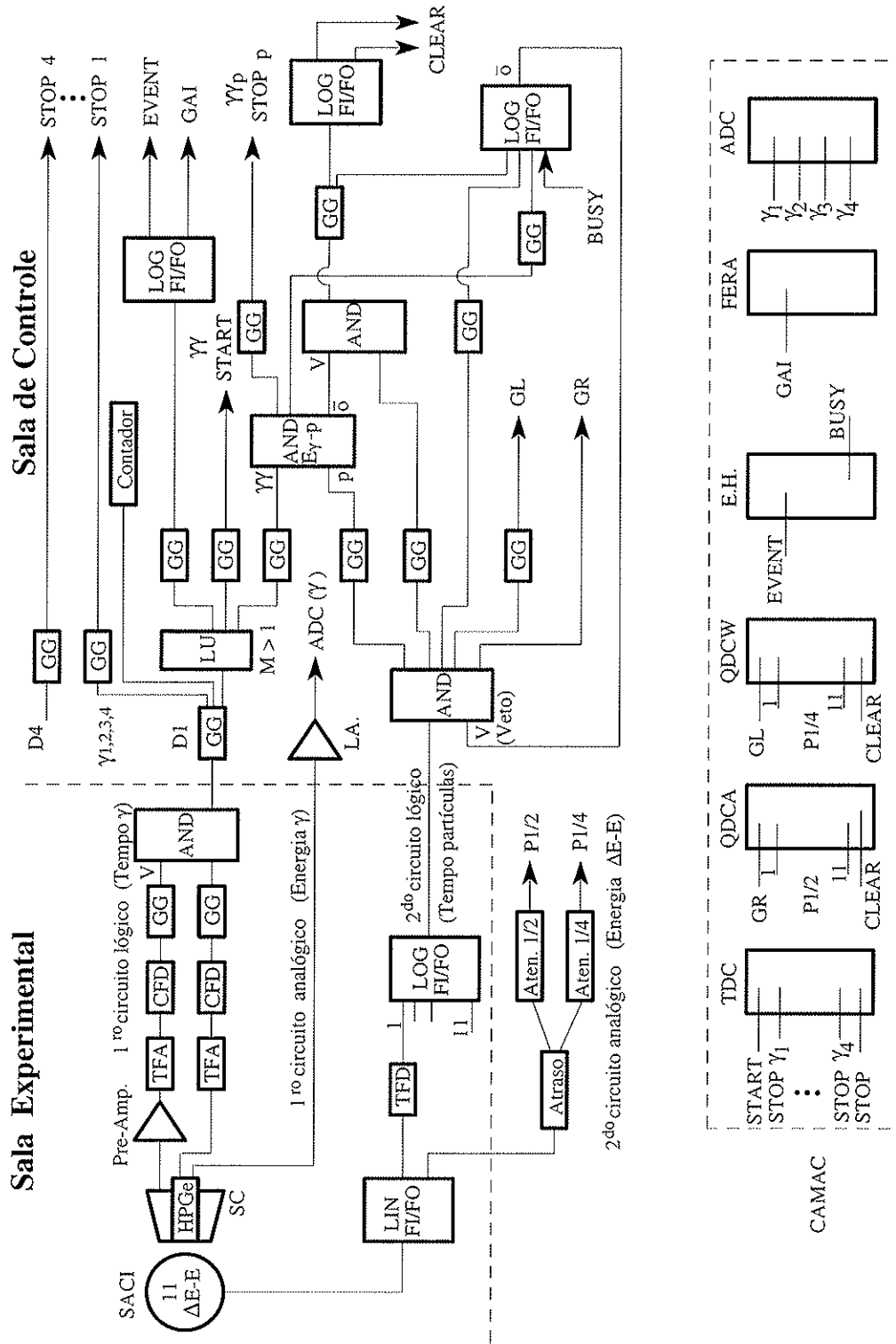


Figura 3.6: Esquema da eletrônica de coincidência γ - γ -partículas.

3.2.2.3 Segundo Circuito Lógico :

Este circuito é a parte mais importante, porque dele depende a boa correlação entre os raios γ e as partículas detectadas. Deve-se ressaltar que os QDCs (A,W) recebem os pulsos dos $\Delta E-E$ (para o início da conversão) numa taxa de partículas sem coincidência, devido à impossibilidade do atraso dos pulsos analógicos. Por esta razão há a necessidade de gerar um novo circuito. Um esquema simplificado da lógica do circuito é mostrado na figura 3.7. Do esquema, pode-se observar que:

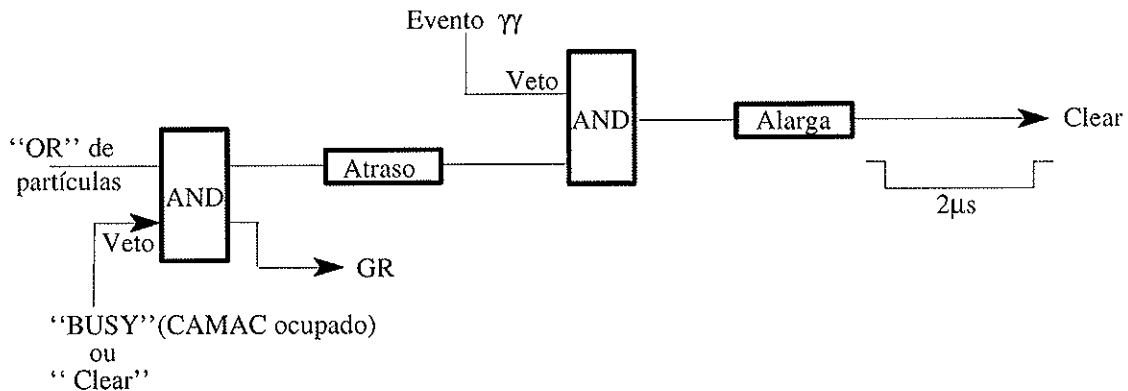


Figura 3.7: Esquema da lógica do 2º circuito.

- não havendo coincidência γ -partículas, é gerado um pulso chamado de "Clear" para abortar a conversão e reduzir o tempo de ocupação do sistema (tempo morto).
- produzida a coincidência γ -partículas (Evento γ - γ -partículas ou γ -partículas), dependendo da experiência, veta-se a formação do pulso "Clear" dando continuidade à conversão.
- vetado o pulso "Clear", deve-se bloquear a geração de novos pulsos "Clear" para permitir que o sinal convertido pelos QDCs seja processado pelo sistema CAMAC.

Este tempo é determinado essencialmente pelo sinal “BUSY” (sistema ocupado, $\sim 100 \mu s$), fornecido pelo CAMAC.

- é necessário ainda evitar o processamento de uma coincidência entre os sinais de γ e *partículas* durante um processo de “Clear”. Por esta razão o pulso de “Clear” também é enviado à entrada de veto do AND que gera o GR.

O programa de instruções do EH faz a leitura dos ADCs, TDCs e QDCs, e escreve os parâmetros lidos no *buffer* de memória FIFO (*First In First Out*), sendo o formato de armazenagem: energia dos detectores de partículas ($11 \Delta E$ e E), energia dos HPGe, a diferença de tempo de cada um dos detectores de HPGe e o evento, a diferença de tempo entre a coincidência γ - γ -*partículas* e o evento.

3.2.3 Aquisição de dados

Para o controle, coleta e armazenamento dos dados, previamente tratados pela eletrônica associada aos detectores, foi utilizado o sistema de aquisição de dados do Laboratório Pelletron [68] (SPM na configuração CAMAC), que utiliza a norma de interface de instrumentos CAMAC [69] (*Computer Automated Measurement and Control*), a qual é composta por um sistema de *hardware* e *software* que faz a comunicação com o microcomputador. Os módulos CAMAC são controlados pelo *Crate Controller* (CC), e é utilizado também o controlador auxiliar *Event Handler* (EH), que possui um microprocessador programável pelo experimentador.

O sistema de aquisição de dados compõe-se de vários processos concorrentes, comandados pelo processo GERENTE que faz o controle geral da aquisição, carregando os vários subprocessos a serem utilizados: IO, SCAN4, EPS e SVFILA. O

subprocesso IO é o responsável pela comunicação do computador com o CAMAC. O subprocesso SCAN4 histograma, em arquivos de disco, os eventos escolhidos pelo experimentador para a monitoração da aquisição, que é feita através do subprocesso EPS. Finalmente, o subprocesso SVFILA registra os eventos em arquivos de disco, agrupando-os em blocos de 8 kbytes e gravando-os em fitas magnéticas, através do programa LEMO [70], para serem analisados posteriormente.

O tratamento dos dados brutos em matrizes biparamétricas, de espectros janelados ou de projeção total, é determinado por um programa editado em linguagem CHIL [70], definindo a ordem dos parâmetros no modo fila e estabelecendo o modo de sorteio e de histogramação dos dados brutos. Os eventos são analisados e histogramados numa área em disco, criada pelo código CCF [70].

Durante as aquisições foram monitoradas as posições e larguras dos picos deixados pelas partículas (α, p) , em cada um dos detectores, e as posições e larguras dos picos de raios γ nos espectros de cada detector HPGe e os espectros de tempo fornecidos pelo *Time-to-Digital Converter* (TDC).

Para a obtenção das curvas de eficiência e calibração em função da energia dos raios γ , correspondentes aos detectores HPGe utilizados, foram adquiridos espectros do decaimento das fontes de ^{152}Eu e ^{133}Ba , que permitem cobrir uma região de energias entre 80 keV e 1400 keV.

3.3 Redução dos Dados Experimentais

Os dados obtidos da experiência foram salvos em modo fila numa fita magnética, sendo que para um evento ser considerado como tal, devia cumprir-se a condição mínima de coincidência temporal entre dois raios γ (coincidência γ - γ). Os dados salvos foram posteriormente analisados. Para esta análise, foi necessária a geração de um novo parâmetro chamado de “*Fold de Partículas*”, o que permitiu a identificação e seleção dos canais emissores de partículas carregadas.

Além disso, foi necessário uniformizar os ganhos em todos os detectores HPGe, e para isso utilizaram-se fontes de calibração (^{133}Ba e ^{152}Eu) e o código TRACKN [71]. Este código procura e ajusta automaticamente os picos-padrão fortes e isolados no espectro de cada detector correspondente a cada corrida (intervalo de tempo de aquisição, chamado também de *run* ou fila). O ajuste foi baseado na calibração inicial da posição e largura dos picos-padrão, gerando-se para cada fila os parâmetros que corrigem o deslocamento de picos em cada detector HPGe o que, por sua vez, resulta numa linearização dos espectros com uma calibração desejada.

3.3.1 Seleção de Canais

Um evento salvo na fita original (em modo fila) pode ou não conter informação de alguma partícula que chegue em coincidência com os raios γ . Cada evento foi copiado para uma outra fita usando o programa de computação LEMO com a geração de um novo parâmetro contendo informação sobre o tipo e o número de partículas que chegaram nos detectores em cada evento.

3.3.1.1 *Fold* de Partículas (Kp)

Dos dados originais, foram histogramados espectros biparamétricos $\Delta E-E$ de cada detector e de cada fila, identificando-se e construindo-se as bananas (intervalos bidimensionais de energia) de partículas respectivas, como é mostrado na figura 3.8a, com a finalidade de gerar o novo parâmetro Kp . Assim, foi editada uma sub-rotina de filtragem dos dados, incluindo o parâmetro Kp , para o qual foi necessário considerar para cada partícula que chegasse numa determinada banana do histograma $\Delta E-E$ (dependendo da região e banana) um peso diferente, conforme as regras abaixo:

- Para as partículas alfas (α) foi considerado um peso de 100.
- Para os prótons (p) foi considerado um peso de 10.
- Para as partículas não determinadas (x) que frearam totalmente no ΔE (podendo ser α ou p) foi considerado um peso de 1.

O novo parâmetro Kp pode ser expresso matematicamente pela seguinte relação :

$$Kp = 100(\#\alpha) + 10(\#p) + 1(\#x) \quad (3.1)$$

onde, $\#$ representa o número de partículas de um tipo que chegou em coincidência com os raios γ num evento dado.

Depois de filtrados os dados, foi histogramado o parâmetro Kp versus o número de eventos (com subtração de eventos aleatórios, usando os espectros de tempo tanto de partículas como de raios γ), como é mostrado na figura 3.8b. Assim, pode-se observar nesta figura, eventos contendo 1 partícula α (1α) ou 1 próton ($1p$), eventos contendo 1 partícula α e 1 próton ($1\alpha 1p$), eventos contendo 2 partículas α (2α) ou

2 prótons ($2p$). Nesta reação os eventos contendo 2 ou mais partículas (sejam estas partículas α ou prótons) são desprezíveis quando comparados com os eventos de uma partícula.

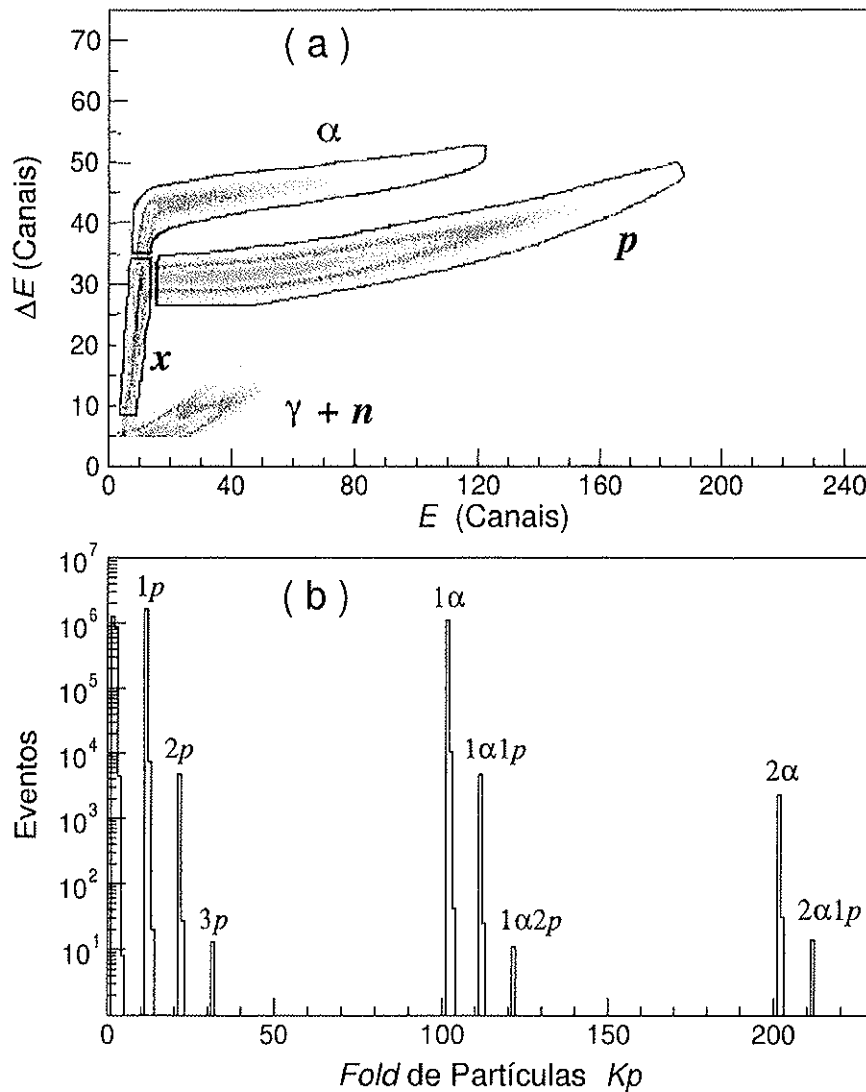


Figura 3.8: (a) Mostra o espectro biparamétrico $\Delta E-E$ com as respectivas bananas para partículas (α , p e x). (b) Mostra o espectro de Fold de partículas (Kp).

Os grupos de canais adjacentes a cada canal indicado no espectro de *Fold* de partículas (figura 3.8b) correspondem aos casos com $\#x > 0$. É importante ressaltar que Kp (*Fold* de partículas) é na verdade a multiplicidade de partículas detectadas e não a multiplicidade de partículas evaporadas no canal de saída da reação.

Obtido o histograma de *Fold* de partículas ($Kp \times$ número de eventos) foram histogramados os espectros de raios γ , das diversas combinações de partículas carregadas ($x\alpha y p$), fazendo janelas nos diferentes valores de Kp .

3.3.2 Matrizes de Coincidência

Para a construção do esquema de níveis do núcleo de interesse foram realizadas duas experiências de coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}t$. Na primeira medida utilizou-se o espectrômetro γ formado somente por três detectores HPGe, com seus respectivos supressores Compton, e o sistema ancilar SACI. Na segunda medida, ampliou-se para quatro o número de detectores HPGe, também com seus respectivos supressores Compton e auxiliado pelo sistema SACI. Com estes dados foram montadas as matrizes de coincidência $E_\gamma \times E_\gamma$ e $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$, utilizando o código de instruções em linguagem CHIL.

3.3.2.1 Matriz $E_\gamma \times E_\gamma$

A matriz simetrizada $E_\gamma \times E_\gamma$ foi construída a partir de eventos restritos às coincidências $\gamma\text{-}\gamma$ reais correspondentes aos 4 HPGe, isto é, usando a condição mostrada no espectro de tempo $\gamma\text{-}\gamma$ (TDC).

Espectro de tempo $\gamma\text{-}\gamma$: Indica o tempo de chegada do pulso do primeiro raio

γ em relação ao segundo raio γ que produz a coincidência. A figura 3.9 mostra a diferença de tempos relativa entre dois detectores. Este espectro apresenta um pico com uma resolução (FWHM) de 15 ns. A janela de tempo (intervalo temporal onde são produzidas as coincidências consideradas reais) utilizada foi de 40 ns e representa $\sim 75\%$ do total de eventos do espectro, sendo que a fração dos eventos verdadeiros incluídos na janela é de $\sim 90\%$.

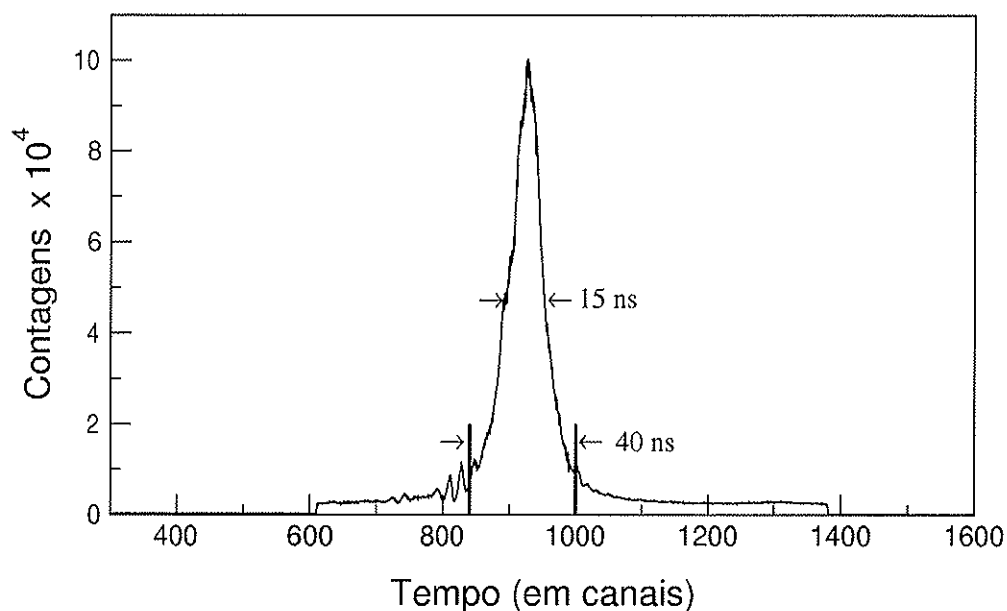


Figura 3.9: *Espectro de tempo γ - γ .*

A projeção unidimensional da matriz biparamétrica simetrizada $E_\gamma \times E_\gamma$, assim formada, teve uma estatística de aproximadamente $1,7 \times 10^8$ coincidências γ - γ e é mostrada na figura 3.10. Alí, pode-se observar que existe uma grande variedade de raios γ , provenientes dos diferentes núcleos residuais (mediante a evaporação de $x\alpha y p z n$), que são produtos da reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$, sendo os mais intensos os raios γ pertencentes aos núcleos de $^{107,108}\text{Ag}$ (canais de emissão de nêutrons, $4n$ e $3n$ respectivamente). Já os núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd são menos favorecidos, conseguindo-se

observar, na projeção total, somente as transições mais intensas (canais de emissão de $1\alpha 2n$ e $1p 2n$).

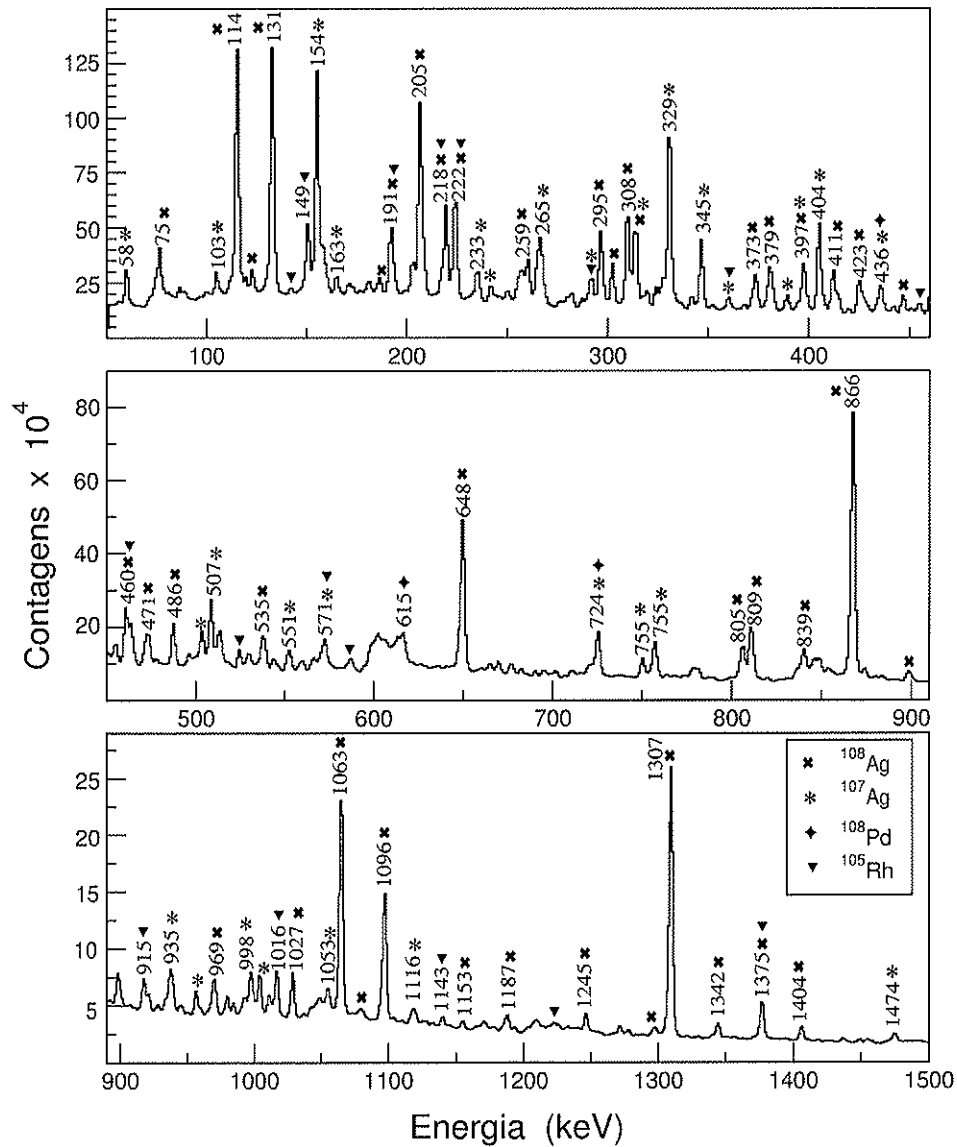


Figura 3.10: Espectro de projeção total da experiência de coincidência γ - γ -partículas da reação $^{11}\text{B} + ^{100}\text{Mo}$ com uma energia de feixe incidente de 43 MeV.

3.3.2.2 Matrizes $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$

As matrizes simetrizadas $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ construídas também a partir de eventos restritos às coincidências γ - γ reais, correspondentes aos 4 HPGe, tinham que cumprir uma outra condição: ser eventos restritos a coincidências reais com as partículas carregadas detectadas, como mostra o espectro de tempo γ - p (TDC).

Espectro de tempo γ -partículas: Similarmente ao espectro de tempo anterior, indica o tempo de chegada do pulso da partícula em relação ao tempo de chegada do segundo raio γ (que produz a coincidência γ - γ). A figura 3.11 mostra a diferença de tempos entre os raios γ e as partículas. Este espectro apresenta um pico com uma resolução (FWHM) de 20 ns. A janela de tempo da ordem de 62 ns representa $\sim 65\%$ do total de eventos do espectro, sendo que a fração dos eventos verdadeiros incluídos na janela é de $\sim 80\%$.

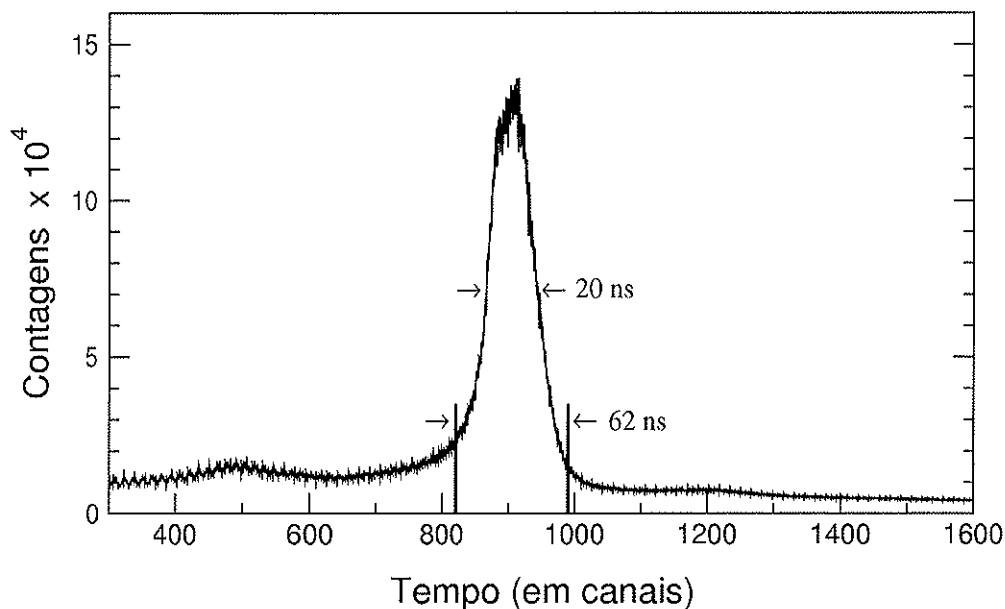


Figura 3.11: *Espectro de tempo γ -partículas.*

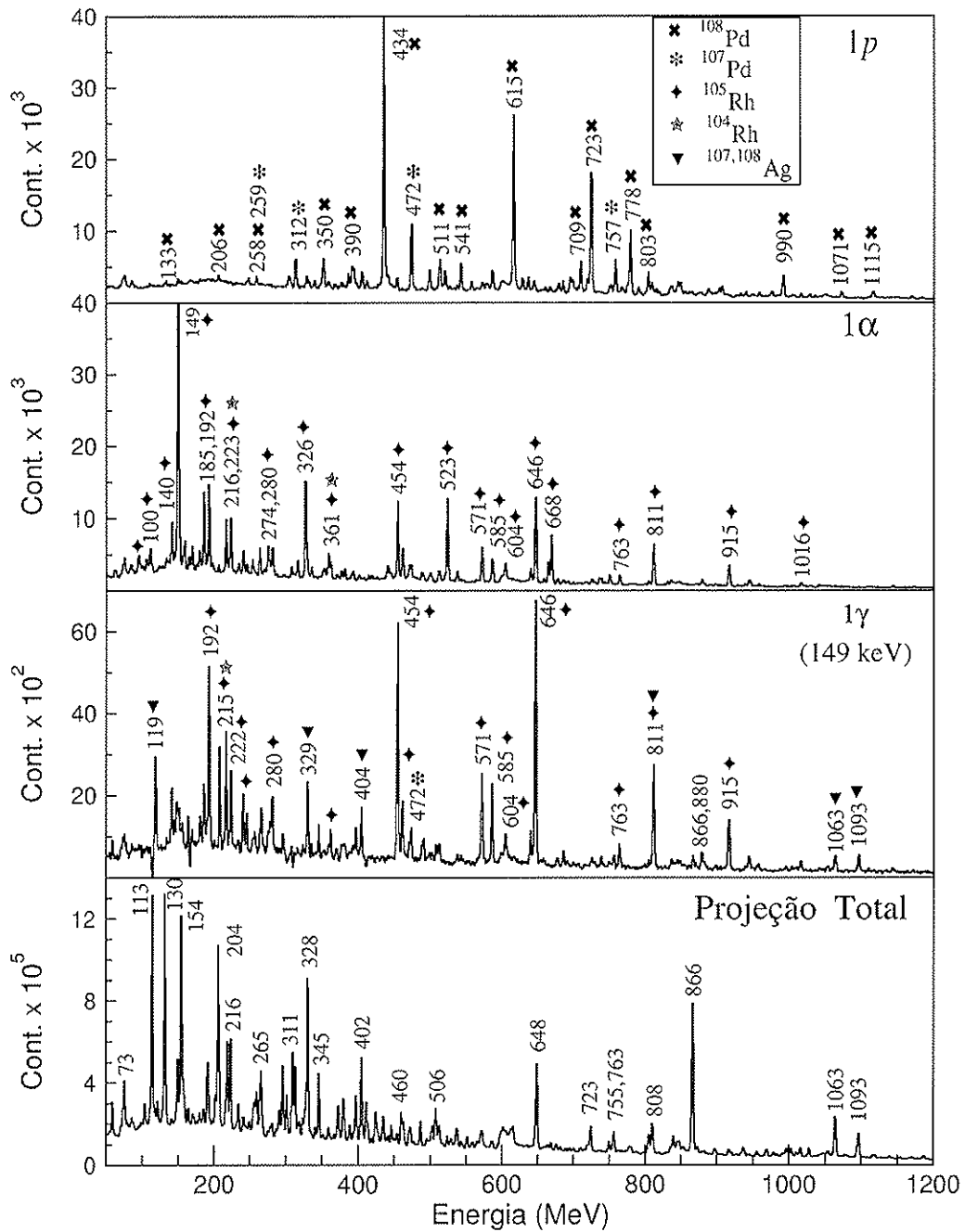


Figura 3.12: Espectros de raios γ . Mostra-se a projeção total e espectros com janelas em diferentes valores do parâmetro de Fold de partículas Kp .

A projeções unidimensionais das matrizes biparamétricas $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$, formadas fazendo janelas nos diferentes valores de Kp , são mostradas na figura 3.12. Pode-se observar nesta figura uma boa separação das transições provenientes dos canais de emissão de partículas carregadas (janelas em $Kp = 1p$ e 1α) e as projeções tanto da matriz $E_\gamma \times E_\gamma$ com janela na transição de 149 keV (pertencente ao núcleo de ^{105}Rh) como da matriz $E_\gamma \times E_\gamma$.

3.3.3 Correlações Angulares γ - γ

Nas reações nucleares do tipo fusão-evaporação os estados de spin elevado populados são fortemente orientados, onde a orientação (alinhamento) é definida pela direção do feixe. As informações sobre a multipolaridade associada a esses estados estão contidas nas correlações ou distribuições angulares das transições γ que os envolvem. Embora as medidas de distribuições angulares sejam muito úteis nas atribuições dos spins, o método DCO (*Directional Correlation from Oriented states*) é uma ferramenta alternativa na atribuição das multipolaridades e do grau de mistura das transições γ , e possui grandes vantagens em relação às medidas de distribuição angular, entre as quais podemos citar:

- Para as medidas de distribuição angular das transições γ de um núcleo, precisa-se realizar medidas de intervalo de tempo menor (comparado com a experiência principal) variando o ângulo dos detectores, e mantendo todas as características experimentais. Enquanto que a medida de correlação angular (DCO) pode ser obtida da mesma medida experimental.
- Os espectros obtidos nas medidas de distribuição angular são muito complexos, devido a serem coletados sem restrição de coincidência. Isto permite extrair

a distribuição angular somente das transições mais intensas. por outro lado, nas medidas de correlação angular pode-se obter informação sobre transições menos intensas.

3.3.3.1 Razão DCO Teórica

Os cálculos das razões DCO foram feitos usando o código CORR [71]. Este código fornece os valores das funções DCO de um par de raios γ de uma cascata, permitindo estudar o comportamento da razão das funções DCO em função das multipolaridades (L_g e L_γ , onde os sub-índices indicam a janela ou a transição, respectivamente) e das razões de mistura (δ_g e δ_γ). Esta razão de mistura (proporção das transições quadrupolares presentes nas transições dipolares) é apresentada devido a que o decaimento de um estado com spin igual a I para um outro estado com spin igual a I ou $I-1$ ($\Delta I = 0, 1$), pode dar-se mediante transições γ de multipolaridade $L = 1, 2$ ou ambas (dipolar ou quadrupolar, respectivamente).

Embora uma cascata γ seja composta de muitas ramificações com transições γ de várias multipolaridades, os cálculos indicam que as características multipolares das transições γ intermediárias não afetam as razões DCO de duas transições γ observadas, quando for seguida uma ramificação da cascata composta unicamente de transições γ de multipolaridades puras ($\delta = 0$), com $\Delta I = L$. Além disso, os valores do momento angular dos estados nucleares podem ser atribuídos, com menos dificuldade, através das razões DCO referidas às transições com multipolaridades puras. Por outro lado, se for considerada uma ramificação da cascata composta de raios γ de quaisquer multipolaridades ($\delta \neq 0$) deve ser levado em conta o grau de mistura das transições no cálculo da função DCO.

A interpretação da razão DCO para transições γ pertencentes a uma cascata é di-

ficultada pelo número de parâmetros geométricos envolvidos e pelas propriedades das transições γ . Nos cálculos destas funções foram consideradas as seguintes condições geométricas experimentais: os pares de ângulos de observação ($\theta = 37^\circ$ ou 101° , $\phi = 0^\circ$), o semi-ângulo subtendido ($\frac{\Delta\theta}{2} \sim 12^\circ$) pelos detectores de raios γ , além da orientação inicial dos sub-estados magnéticos. Supõe-se que estes estados, referentes ao spin do estado inicial da cascata, possuem uma distribuição gaussiana de momento angular, de largura de $\sigma = 1,5 \hbar$.

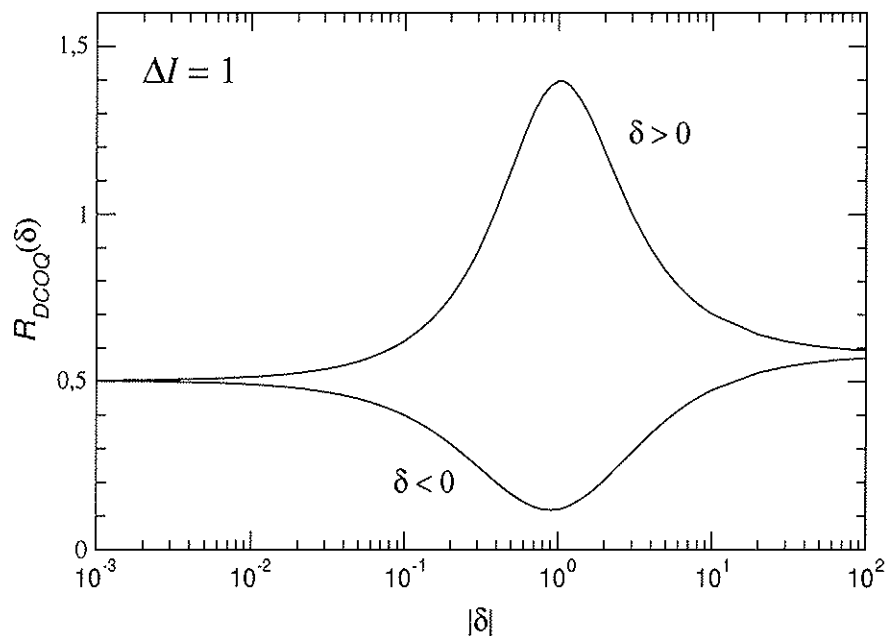


Figura 3.13: Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ - γ , para uma transição $\Delta I = 1$ em função da razão de mistura (δ).

As razões DCO, $R_{DCO}(\frac{37^\circ}{101^\circ})$, definidas segundo a equação 3.2) para as transições de multipolaridade pura, podem ser estimadas a partir dos valores L_g e L_γ . Assim, as razões que envolvem transições do mesmo carácter multipolar ($L_g = L_\gamma$) resultam em valores iguais a 1. Para transições $L_g = 2$, o valor de $R_{DCO}(L_\gamma = 1)$ é 0,50,

enquanto que para transições $L_g = 1$, o valor de $R_{DCO}(L_\gamma = 2)$ é 1,99. No entanto, para transições do tipo $\Delta I = 0$, espera-se valores das razões DCO entre 1,10 e 0,46, para valores de mistura multipolar $\delta = 0$ e 100.

$$R_{DCO} \left(\frac{37^\circ}{101^\circ} \right) = \frac{I_\gamma(37^\circ)}{I_\gamma(101^\circ)} \quad (3.2)$$

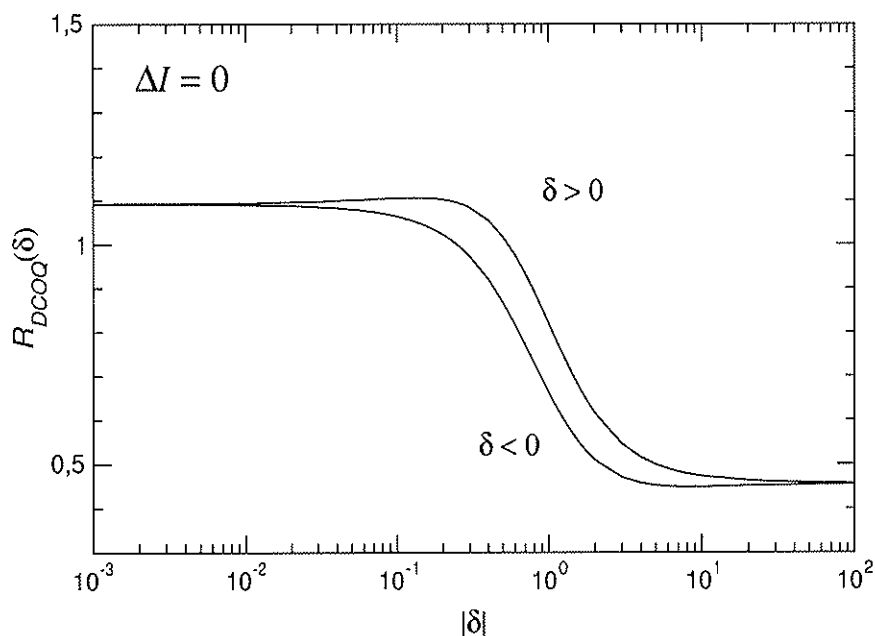


Figura 3.14: Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ - γ , para uma transição $\Delta I = 0$ em função da razão de mistura (δ).

Nas figuras 3.13, 3.14, mostram-se os cálculos das razões DCOQ ($R_{DCOQ} = R_{DCO}$, utilizando como referência transições γ de carácter quadrupolar) para as transições do tipo $\Delta I = 1$ e $\Delta I = 0$, em função da razão de mistura (δ).

3.3.3.2 Correção da eficiência dos detectores de HPGe

Durante a análise dos dados observou-se que os detectores de HPGe posiciona-

dos nos ângulos 101° em relação à direção do feixe incidente sofrem uma pequena atenuação nas eficiências devido à absorção dos raios γ de baixa energia na moldura de aço inoxidável ($\approx 0,45$ mm de espessura), usada como suporte do alvo. Na figura 3.15, é mostrado um esquema ilustrativo da posição do alvo na moldura de aço inoxidável, onde são indicados os ângulos de observação dos detectores de HPGe (posicionado a 37° e 101°). Observa-se que a espessura da moldura do suporte do alvo gera uma sombra entre o alvo e o detector posicionado a 101° .

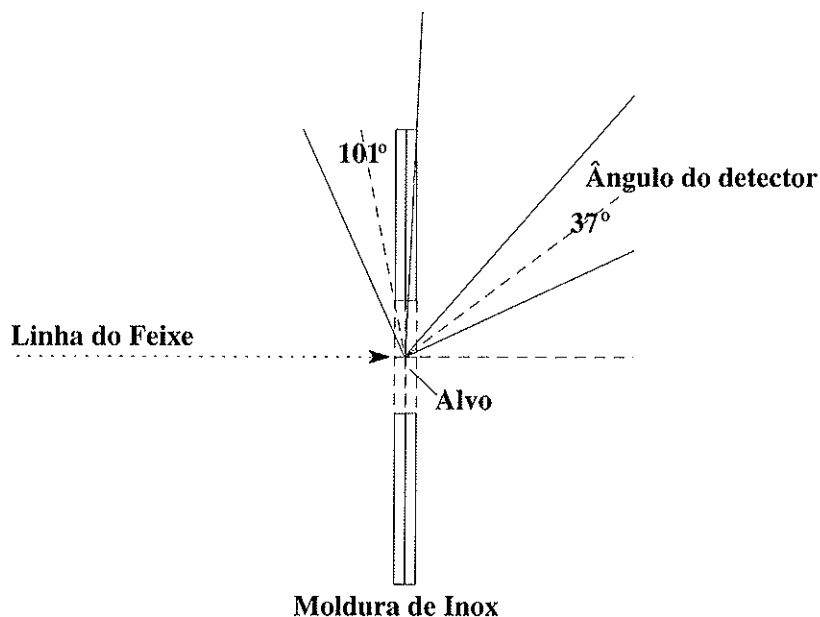


Figura 3.15: Esquema do posicionamento do alvo. Mostram-se os ângulos de observação dos detectores de HPGe. Pode-se observar que a moldura de aço inoxidável gera uma sombra nos detectores posicionados em 101° .

Para determinar a atenuação foi feita uma estimativa do fator de absorção considerando que:

1. as molduras de aço e de ferro possuem propriedades de absorção equivalentes.

2. a espessura da moldura é de 0,45 mm, e
3. os diâmetros interno e externo são 6,0 e 21,9 mm, respectivamente.

Obteve-se como resultado uma absorção de 30% para uma energia de 60 keV, e para energias maiores que 250 keV a absorção é menor que 1%, como se vê mostrado na figura 3.16.

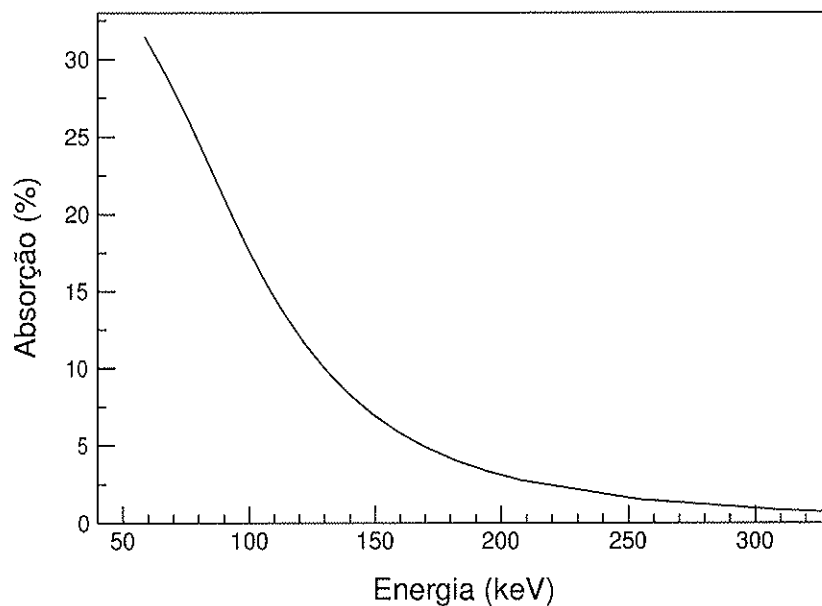


Figura 3.16: *Porcentagem de absorção dos raios γ na moldura de aço inoxidável em função da energia.*

A absorção trouxe como consequência uma correção na estimativa das eficiências dos detectores de HPGe colocados em 101° (isto porque as fontes de calibração possuem uma moldura de acrílico transparente às radiações gama). Esta correção foi muito importante tanto na determinação final das intensidades dos raios γ como na determinação das multipolaridades das transições γ , usando o método DCO. Na figura 3.17, são mostradas as curvas de eficiências para os detectores colocados a 101°

e 37° , e a eficiência total usando a soma dos quatro detectores. Pode-se observar que para baixas energias a eficiência a 101° é atenuada devido à moldura de aço inoxidável presente no alvo.

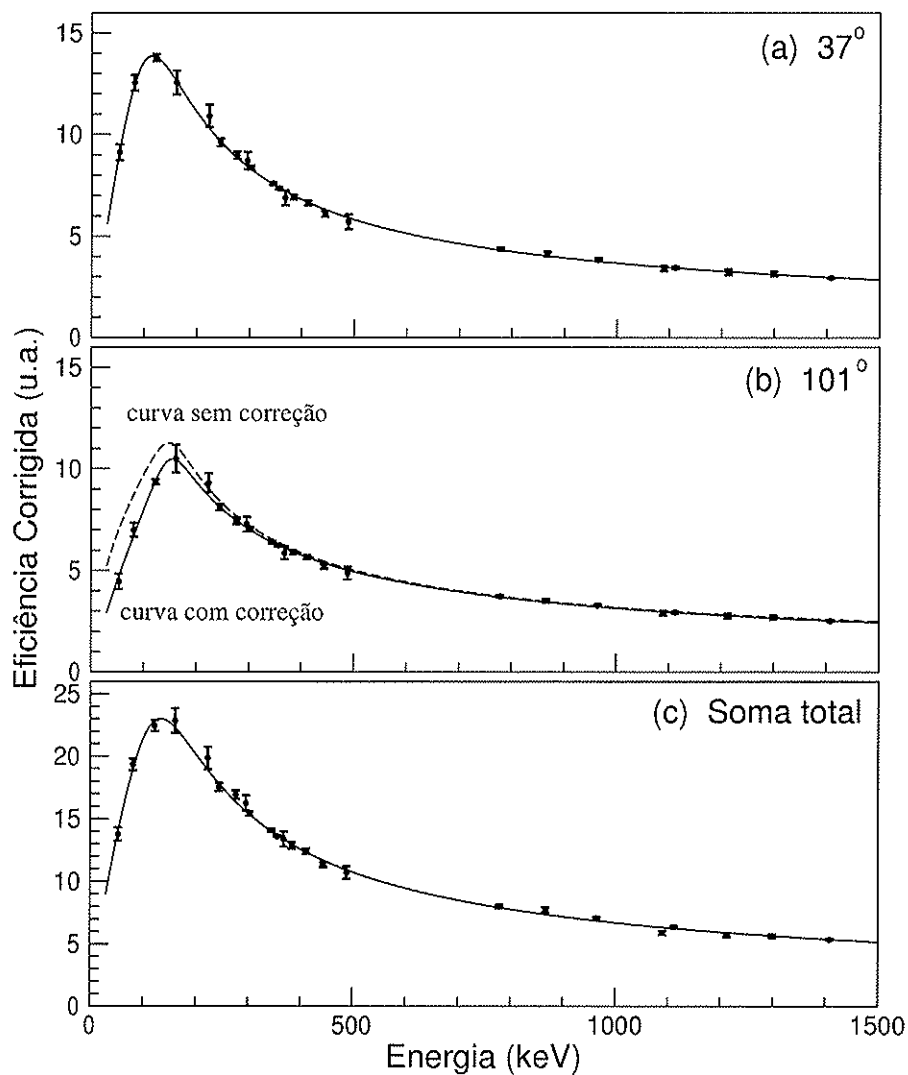


Figura 3.17: Curvas de ajuste das eficiências dos detectores de HPGe, medidas com fontes de ^{133}Ba e ^{152}Eu . (a) Soma dos detectores a 37° . (b) Soma dos detectores a 101° . (c) Soma dos 4 detectores.

Capítulo 4

Resultados Experimentais

4.1 Razão DCO Experimental

As razões DCO experimentais foram obtidas da mesma medida experimental. Para isto foram criadas matrizes $\gamma\text{-}\gamma$ com os dados dos dois detectores posicionados a 37° num eixo, e os outros dois, a 101° , no outro eixo. A construção e manipulação dos espectros janelados de correlação angular foram feitas usando o código computacional DAMM [70].

Foram feitas janelas sobre os dois eixos das matrizes $E\gamma(101^\circ) \times E\gamma(37^\circ)$, nos picos de raios γ mais intensos, resultando em espectros de correlação angular $\gamma\text{-}\gamma$. As intensidades de correlação angular das transições γ foram extraídas dos espectros, sendo corrigidas pela eficiência tanto do pico de raio γ janelado, como do pico a ser analisado. Assim tem-se:

$$I_\gamma(\gamma \rightarrow \theta_i, \gamma_g \rightarrow \theta_j) = \frac{A_\gamma(\gamma \rightarrow \theta_i, \gamma_g \rightarrow \theta_j)}{\epsilon_\gamma(\theta_i) \times \epsilon_{\gamma_g}(\theta_j)} \quad (4.1)$$

onde $\theta_{i,j}$ representa os ângulos dos eixos (37° e 101° , respectivamente), $\epsilon(\theta_{i,j})$ representa a eficiência do par de detectores posicionados nos ângulos $\theta_{i,j}$ e $I_\gamma(\gamma \rightarrow \theta_i, \gamma_g \rightarrow \theta_j)$ é a intensidade de uma transição γ observada no eixo θ_i fazendo janela no eixo θ_j . A razão das intensidades dá o valor do DCO.

$$R_{DCO} = \frac{I_\gamma(\gamma \rightarrow 37^\circ, \gamma_g \rightarrow 101^\circ)}{I_\gamma(\gamma \rightarrow 101^\circ, \gamma_g \rightarrow 37^\circ)} \quad (4.2)$$

Simplificando a nomenclatura e realizando a análise das transições usando como referência transições de carácter quadrupolar tem-se:

$$R_{DCOQ} = \frac{A(37^\circ) \cdot \epsilon_\gamma(101^\circ) \cdot \epsilon_{\gamma_g}(37^\circ)}{A(101^\circ) \cdot \epsilon_\gamma(37^\circ) \cdot \epsilon_{\gamma_g}(101^\circ)} \quad (4.3)$$

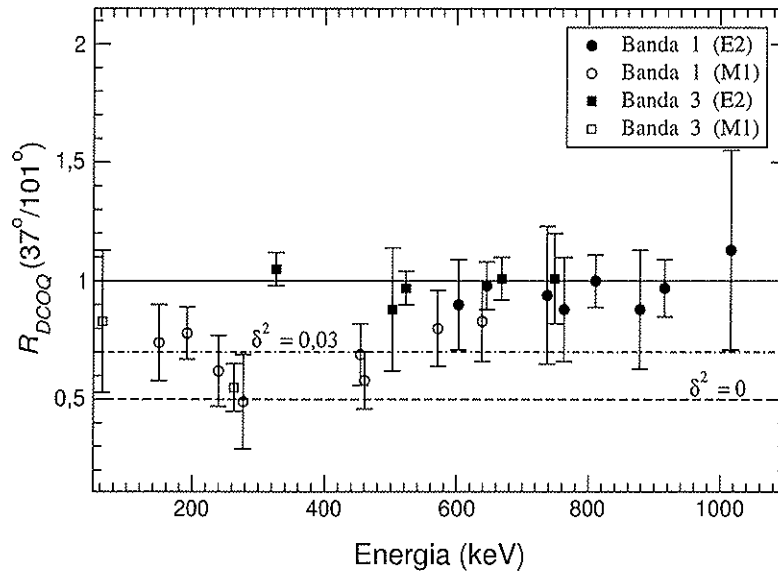


Figura 4.1: Razões DCO para as transições dipolares e quadrupolares das bandas 1 e 3 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2) e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,03$ e $\delta^2 = 0$.

Para a atribuição dos spins e paridade dos estados dos esquemas de níveis dos núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd , utilizou-se em princípio a técnica de correlações angulares DCOQ (correlação angular de estados orientados referidos a transições quadrupolares). No entanto, para as transições dos estados mais excitados (>2 MeV) no ^{105}Rh , utilizou-se como referência algumas transições dipolares, podendo ser estas as transições mais intensas (cabeças de banda) ou a soma de várias transições dipolares pertencentes a uma banda. Isto gerou valores de R_{DCO} corrigidos pelas razões DCO das transições usadas como referências.

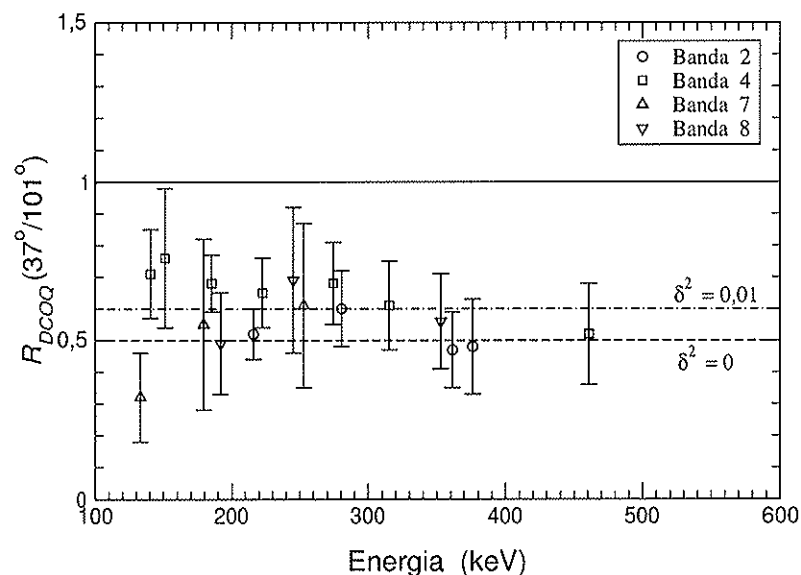


Figura 4.2: Razões DCOQ para as transições dipolares das bandas 2, 4, 7 e 8 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares ($E2$), e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,01$ e $\delta^2 = 0$.

Para uma melhor análise dos valores das razões DCOQ das transições do ^{105}Rh , foram graficados os valores das razões DCOQ em função da energia para as transições das diferentes bandas. Na figura 4.1, mostram-se as razões DCOQ das transições

das bandas 1 e 3 do ^{105}Rh . Pode-se observar nesta figura que o valor médio experimental da R_{DCO} das transições quadrupolares é o esperado nos cálculos teóricos ($R_{DCO} \simeq 1$). No entanto, o valor médio das razões DCOQ das transições dipolares se encontra em torno de $R_{DCOQ} \sim 0,70(18)$, sugerindo terem estas transições uma mistura de características dipolares e quadrupolares (M1+E2). A razão de mistura foi determinada da figura 3.13, obtendo-se uma mistura média com $\delta^2 \approx 0,03$.

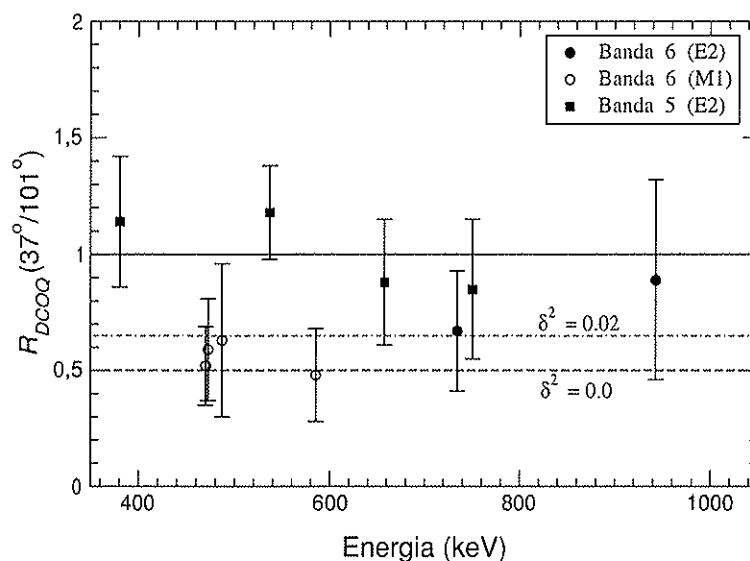


Figura 4.3: Razões DCOQ para as transições dipolares e quadrupolares das bandas 5 e 6 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2), e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,02$ e $\delta^2 = 0$.

Na figura 4.2 são mostradas as razões DCOQ das transições das bandas 2, 4, 7 e 8 do ^{105}Rh . Nesta figura, observa-se que o valor médio experimental da razões DCOQ das transições consideradas como dipolares destas bandas está em torno de $R_{DCOQ} \sim 0,58(16)$, indicando possuírem menor grau de mistura do que as transições dipolares das bandas 1 e 3. Para o valor médio da razão R_{DCOQ} estimou-se um $\delta^2 \leq 0,01$, podendo ser considerado como transições dipolares aproximadamente

puras.

Na figura 4.3 encontram-se as razões DCOQ das transições das bandas 5 e 6 do ^{105}Rh . Nesta figura observa-se que o valor experimental das razões DCOQ para as transições quadrupolares se encontra dentro do valor teórico estimado. Entretanto o valor experimental das razões DCOQ das transições dipolares encontra-se entre 0,50 e 0,62, sugerindo transições dipolares aproximadamente puras.

No caso das transições *inter-banda*, os valores individuais das razões DCOQ estabeleceram a característica dipolar da maioria das transições, podendo ser dipolares elétricas (E1) ou dipolares magnéticas (M1). Na figura 4.4 pode-se ver as razões DCOQ das transições *inter-banda* consideradas como dipolares M1 e E1.

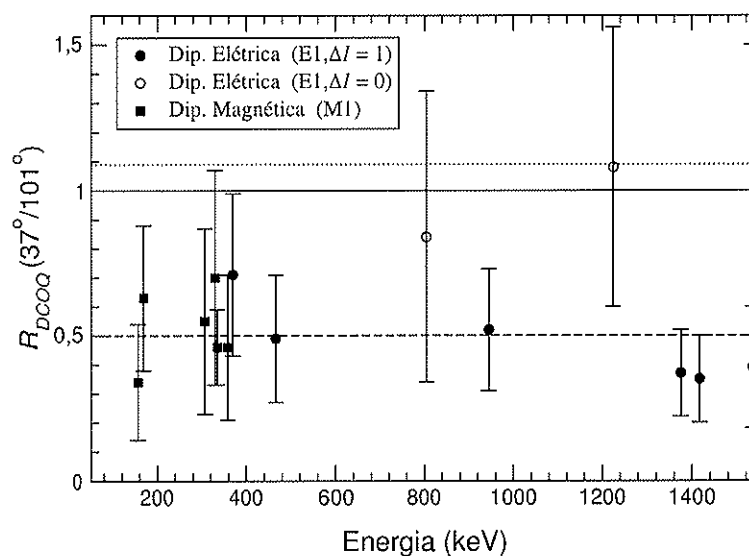


Figura 4.4: Razões DCO para as transições *inter-banda* no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2), e dipolares com $\Delta I = 0$ (pontilhada) e $\Delta I = 1$ (tracejada).

No caso do núcleo ^{108}Pd , os valores das razões DCOQ não apresentaram muita

dispersão sendo este o motivo de não ser necessária uma análise gráfica.

As tabelas 4.1 e 4.2, mostram os resultados para os núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd . Nas primeira e segunda colunas encontram-se as energias das transições γ e as energias inicial e final dos níveis correspondentes a cada transição. Na terceira coluna são mostrados os spins atribuídos aos estados inicial e final de cada transição. Na quarta coluna é mostrada a intensidade relativa normalizada em relação ao raio γ de 453,7 keV para o núcleo ^{105}Rh , e ao raio γ de 614,6 keV, para o núcleo de ^{108}Pd . As duas últimas colunas referem-se à razão DCOQ experimental e às multipolaridades predominantes atribuídas para cada transição.

Tabela 4.1. Energia (E_γ), atribuições de spins e paridade (I^π), intensidade relativa (I_γ), razão DCOQ (R_{DCOQ}) e a multipolaridade predominante atribuída para as transições γ do núcleo ^{105}Rh . E_i e E_f são as energias dos estados inicial e final de cada transição.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
63,4(2)	456,2	392,8	$5/2^- \rightarrow 3/2^-$	8,5(9)	0,83(30)	M1
84,4(1)	979,0	894,8	$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	0,61(21)		M1
95,3(2)	2512,6	2417,3	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	1,43(18)		M1
100,2(2)	2496,0	2396,2	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	0,76(12)		M1
133,0(2)	2645,7	2512,6	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	1,89(21)	0,34(20)	M1
140,4(1)	2310,7	2170,3	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	17,1(9)	0,71(14)	M1
149,2(1)	149,2	0,0	$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	$> 282(8)^a$	0,74(16)	M1
149,5(4)	1297,3	1147,7		1,22(37)		
151,1(1)	2170,3	2019,2	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$	8,8(6)	0,76(22)	M1
156,0(1)	2825,1	2669,1	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	1,98(18)	0,34(20)	M1
156,4(2)	2669,1	2512,6	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	0,88(24)		M1
168,6(1)	2645,7	2477,1	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	3,32(24)	0,63(25)	M1
179,4(1)	2825,1	2645,7	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	5,79(37)	0,55(27)	M1
185,3(1)	2496,0	2310,7	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	29,3(15)	0,68(9)	M1
191,9(1)	2669,1	2477,1	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	3,95(34)	0,49(16)	M1
192,2(1)	795,0	602,8	$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$	41,8(21)	0,78(11)	M1
216,0(1)	3197,6	2981,6	$25/2^+ \rightarrow 23/2^+$	16,5(9)	0,52(8)	M1
222,7(1)	2718,7	2496,0	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	20,1(11)	0,65(11)	M1
239,7(1)	1605,6	1366,0	$17/2^+ \rightarrow 15/2^+$	11,2(7)	0,62(15)	M1
245,2(1)	2914,4	2669,1	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	2,90(24)	0,69(23)	M1

Tabela 4.1 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
252,8(1)	3078,0	2825,1	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	4,42(34)	0,61(26)	M1
263,0(1)	392,8	129,8	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$> 12,9(11)^a$	0,55(10)	M1
268,7(1)	2914,4	2645,7	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	2,44(21)		
273,0(2)	2669,1	2396,2	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	1,43(21)		
274,4(1)	2993,1	2718,7	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	12,7(7)	0,68(13)	M1
277,0(1)	2521,1	2244,2	$21/2^+ \rightarrow 19/2^+$	5,7(4)	0,49(20)	M1
280,4(2)	3478,1	3197,6	$27/2^+ \rightarrow 25/2^+$	14,8(8)	0,60(12)	M1
306,8(1)	2477,1	2170,3	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	3,81(34)	0,55(32)	M1
315,4(1)	3308,5	2993,1	$25/2^- \rightarrow 23/2^-$	6,83(43)	0,61(14)	M1
316,6(4)	786,9	470,0	$1/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0,79(37)		
326,4(1)	456,2	129,8	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	146(17)	1,05(7)	E2
329,4(2)	2825,1	2496,0	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	1,37(18)	0,70(37)	M1
335,0(1)	2645,7	2310,7	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	4,79(37)	0,46(13)	M1
340,2(4)	470,0	129,8	$3/2^+ \rightarrow 1/2^-$	1,4(7)		
350,4(3)	499,5	149,2	$5/2^+ \rightarrow 9/2^+$	2,0(5)		
352,8(1)	3267,2	2914,4	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	3,32(27)	0,56(15)	M1
358,4(1)	2669,1	2310,7	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	4,9(4)	0,46(25)	M1
361,3(1)	3839,4	3478,1	$29/2^+ \rightarrow 27/2^+$	8,35(46)	0,47(12)	M1
369,6(2)	2890,8	2521,1	$(19/2) \rightarrow 21/2^+$	1,55(27)	0,71(28)	(M1,E1)
371,2(6)	2019,2	1647,1	$13/2^- \rightarrow 13/2^-$	0,64(30)		
376,1(1)	4215,5	3839,4	$31/2^+ \rightarrow 29/2^+$	3,78(27)	0,48(15)	M1
380,3(6)	1019,0	638,8	$7/2^+ \rightarrow 7/2^+$	0,67(12)		

Tabela 4.1 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
380,8(1)	1399,8	1019,0	$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	8,6(7)	1,14(28)	E2
392,0(1)	3469,9	3077,9	$(25/2^-) \rightarrow 23/2^-$	2,04(21)	0,78(45)	(M1)
400,6(2)	3667,7	3267,2	$(25/2^-) \rightarrow 23/2^-$	1,22(15)		(M1)
413,5(3)	806,0	392,8	$3/2^+ \rightarrow 3/2^-$	0,79(27)		E1
413,7(4)	869,8	456,2	$(5/2) \rightarrow 5/2^-$	2,6(6)		
414,3(2)	4183,6	3769,3	$(29/2^-) \rightarrow 27/2^-$	1,28(12)		(M1)
417,8(10)	2914,4	2496,0	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	< 0,6		(E2)
421,1(3)	1399,8	978,5	$11/2^+ \rightarrow (9/2^+)$	1,07(18)		
424,8(2)	4092,5	3667,7	$(27/2^-) \rightarrow (25/2^-)$	0,76(12)		(M1)
438,6(1)	894,8	456,2	$7/2^- \rightarrow 5/2^-$	9,1(8)	0,53(12)	M1
451,2(4)	2615,3	2164,0	$(19/2^+) \rightarrow (17/2^+)$	1,28(30)		(M1)
453,7(1)	602,8	149,2	$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	100(5)	0,69(13)	M1
460,4(2)	2981,6	2521,1	$23/2^+ \rightarrow 21/2^+$	19,9(12)	0,58(12)	M1
460,8(1)	3769,3	3308,5	$27/2^- \rightarrow 25/2^-$	3,11(24)	0,52(16)	M1
465,6(3)	4002,4	3536,8	$(23/2) \rightarrow (25/2^+)$	1,04(23)	0,49(22)	(M1,E1)
469,4(6)	470,0	0,0	$3/2^+ \rightarrow 7/2^+$	14,63(37)		E2
469,9(1)	1676,9	1206,9	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$	10,6(8)	0,52(17)	M1
472,5(1)	1206,9	734,3	$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$	22,3(14)	0,59(22)	M1
475,5(17)	2645,7	2170,3	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	1,37(27)		
476,7(2)	869,8	392,8	$(5/2) \rightarrow 3/2^-$	2,23(36)	0,65(17)	(M1,E1)
479,0(1)	978,5	499,5	$(9/2^+) \rightarrow 5/2^+$	5,2(7)	1,28(48)	(E2)
486,8(2)	4702,3	4215,5	$(33/2^+) \rightarrow 31/2^+$	1,62(18)		(M1)

Tabela 4.1 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
487,0(2)	2164,0	1676,9	$(17/2^+) \rightarrow 15/2^+$	2,65(37)	0,63(33)	(M1)
489,6(1)	638,8	149,2	$7/2^+ \rightarrow 9/2^+$	10,7(9)	0,62(33)	M1
496,2(2)	1475,2	979,0	$\rightarrow 9/2^-$	2,9(5)		
496,5(8)	3478,1	2981,6	$27/2^+ \rightarrow 23/2^+$	0,91(21)		E2
496,8(13)	2993,1	2496,0	$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	0,61(27)		E2
498,3(4)	2669,1	2170,3	$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	1,22(34)		E2
499,4(2)	499,5	0,0	$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	11,59(34)	1,04(27)	M1,E2
502,0(2)	894,8	392,8	$7/2^- \rightarrow 3/2^-$	1,68(30)	0,88(26)	E2
511,5(2)	1406,3	894,8	$\rightarrow 7/2^-$	2,16(37)		
519,6(1)	1019,0	499,5	$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	7,0(8)	0,71(16)	M1
522,8(1)	979,0	456,2	$9/2^- \rightarrow 5/2^-$	108(6)	0,97(7)	E2
522,9(1)	2170,3	1647,1	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$	8,4(6)		M1
536,9(1)	1936,7	1399,8	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	8,7(7)	1,18(20)	E2
570,9(1)	1366,0	795,0	$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$	47,9(27)	0,80(16)	M1
585,1(1)	734,3	149,2	$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	43,3(24)	0,48(20)	M1
586,4(2)	1565,5	979,0	$(11/2^-) \rightarrow 9/2^-$	4,2(6)	0,86(30)	(M1)
602,7(1)	602,8	0,0	$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	13,7(13)	0,90(19)	E2
604,1(1)	1206,9	602,8	$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$	17,3(11)	0,87(21)	M1
635,2(2)	1530,0	894,8	$\rightarrow 7/2^-$	2,56(43)		
638,7(1)	2244,2	1605,6	$19/2^+ \rightarrow 17/2^+$	17,1(11)	0,83(17)	M1
642,0(5)	3839,4	3197,6	$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	1,07(21)		E2
645,8(1)	795,0	149,2	$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	146(7)	0,98(10)	E2

Tabela 4.1 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
657,4(2)	2594,2	1936,7	$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	3,63(37)	0,88(27)	E2
663,6(1)	2310,7	1647,1	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	26,9(15)	0,99(12)	E2
668,1(1)	1647,1	979,0	$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	73,2(4)	1,01(9)	E2
670,9(3)	1565,5	894,8	$(11/2^-) \rightarrow 7/2^-$	1,9(4)		(E2)
676,4(2)	3197,6	2521,1	$25/2^+ \rightarrow 21/2^+$	3,8(4)	1,04(35)	E2
684,5(2)	833,7	149,2	$(11/2) \rightarrow 9/2^+$	7,5(9)	0,81(24)	(M1,E1)
685,4(6)	1519,2	833,7	$\rightarrow (11/2)$	0,76(30)		
691,5(2)	1147,7	456,2	$\rightarrow 5/2^-$	4,5(7)	0,85(27)	
698,8(3)	1905,7	1206,9	$\rightarrow 13/2^+$	2,65(43)		
724,7(2)	2330,1	1605,6	$(15/2) \rightarrow 17/2^+$	5,1(6)		
734,3(1)	734,3	0,0	$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	20,1(18)	0,67(26)	E2
736,9(6)	4215,5	3478,1	$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	1,28(37)		E2
737,5(2)	2981,6	2244,2	$23/2^+ \rightarrow 19/2^+$	4,42(43)	0,94(29)	E2
749,1(1)	2396,2	1647,1	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	13,5(9)	1,01(19)	E2
750,6(2)	3344,7	2594,2	$(23/2^+) \rightarrow 19/2^+$	1,80(27)	0,82(30)	E2
763,2(1)	1366,0	602,8	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	17,2(11)	0,88(22)	E2
802,0(3)	1781,0	979,0	$\rightarrow 9/2^-$	2,01(46)	1,04(43)	?
803,8(4)	2170,3	1366,0	$15/2^- \rightarrow 15/2^+$	1,37(27)	0,84(50)	E1
810,6(5)	1605,6	795,0	$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	74,7(4)	1,00(11)	E2
825,2(6)	4169,9	3344,7	$(27/2^+) \rightarrow (23/2^+)$	0,76(18)		(E2)
830,0(1)	2477,1	1647,1	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	4,82(46)	0,85(25)	E2
835,6(2)	2512,6	1676,9	$17/2^- \rightarrow 15/2^+$	2,84(45)		E1

Tabela 4.1 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
869,9(1)	1019,0	149,2	$7/2^+ \rightarrow 9/2^+$	4,4(6)	0,31(20)	M1
878,2(1)	2244,2	1366,0	$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	9,7(7)	0,88(25)	E2
880,6(11)	4417,4	3536,8	$(29/2^+) \rightarrow (25/2^+)$	1,07(37)	0,87(38)	(E2)
915,4(6)	2521,1	1605,6	$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	34,2(21)	0,97(12)	E2
938,4(2)	2615,3	1676,9	$(19/2^+) \rightarrow 15/2^+$	2,96(46)		
942,8(1)	1676,9	734,3	$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	10,6(10)	0,89(43)	E2
944,8(1)	2310,7	1366,0	$17/2^- \rightarrow 15/2^+$	6,25(46)	0,52(21)	E1
957,1(2)	2164,0	1206,9	$(17/2^+) \rightarrow 13/2^+$	4,4(5)		
1015,7(2)	3536,8	2521,1	$(25/2^+) \rightarrow 21/2^+$	3,9(5)	1,13(42)	(E2)
1019,0(4)	1019,0	0,0	$7/2^+ \rightarrow 7/2^+$	2,4(6)	1,7(9)	M1
1040,4(3)	2019,2	979,0	$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	1,74(24)		E2
1142,5(2)	1745,3	602,8	$\rightarrow 11/2^+$	3,9(6)	0,81(35)	?
1210,4(2)	2417,3	1206,9	$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	2,9(5)		(E1)
1224,3(1)	2019,2	795,0	$13/2^- \rightarrow 13/2^+$	6,4(6)	1,08(48)	E1
1285,6(5)	2890,8	1605,6	$(19/2) \rightarrow 17/2^+$	1,22(37)	1,08(39)	(M1,E1)
1375,2(1)	2170,3	795,0	$15/2^- \rightarrow 13/2^+$	11,0(8)	0,37(15)	E1
1416,6(2)	2019,2	602,8	$13/2^- \rightarrow 11/2^+$	3,1(4)	0,35(15)	E1
1534,8(2)	2330,1	795,0	$(15/2) \rightarrow 13/2^+$	5,1(6)	0,39(21)	E1

^a Soma das intensidades das transições que alimentam o estado corrigidas pelo fator do coeficiente de conversão $(1 + \alpha)$ da transição que depopula o referido estado.

Tabela 4.2. Energia (E_γ), atribuições de spins e paridade (I^π), intensidade relativa (I_γ), razão DCOQ (R_{DCOQ}) e a multipolaridade predominante atribuída para as transições γ do núcleo ^{108}Pd . E_i e E_f são as energias dos estados inicial e final de cada transição.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
132,7(1)	2843,1	2710,5	(7) \rightarrow 6 $^-$	0,30(6)		
205,6(2)	2530,8	2325,3	\rightarrow 5 $^-$	0,65(11)		
247,0(1)	3090,1	2843,1	(8) \rightarrow (7)	0,98(11)	0,43(8)	M1
258,3(1)	3101,2	2843,1	8 $^{(-)}$ \rightarrow (7)	1,17(11)		
303,0(3)	3258,1	2954,9	10 $^+$ \rightarrow (8 $^+$)	0,50(12)	0,89(30)	(E2)
312,5(8)	2084,3	1772,0	5 $^+$ \rightarrow 6 $^+$	0,79(14)	0,69(10)	M1
327,9(1)	3090,1	2762,2	(8) \rightarrow 7 $^-$	2,48(17)	0,60(15)	(M1,E1)
331,3(9)	3422,2	3090,1	(8) \rightarrow (8)	< 0,18(7)		
339,0(1)	3101,2	2762,2	8 $^{(-)}$ \rightarrow 7 $^-$	1,87(14)	0,55(9)	M1
385,2(1)	2710,5	2325,3	6 $^{(-)}$ \rightarrow 5 $^-$	2,76(20)	0,45(12)	M1
390,7(1)	3101,2	2710,5	8 $^{(-)}$ \rightarrow 6 $^{(-)}$	2,34(17)	0,82(17)	E2
404,4(1)	1336,0	931,6	3 $^+$ \rightarrow 2 $^+$	3,77(26)	0,62(12)	M1
434,1(1)	434,1	0,0	2 $^+$ \rightarrow 0 $^+$	> 117(4) ^a	0,97(5)	E2
436,9(1)	2762,2	2325,3	7 $^-$ \rightarrow 5 $^-$	2,67(20)	1,13(32)	E2
439,8(2)	3111,6	2671,8	(7 $^+$) \rightarrow (5 $^+$)	0,89(17)	0,85(29)	(E2)
486,7(3)	3016,1	2530,8		0,54(13)		
497,5(1)	931,6	434,1	2 $^+$ \rightarrow 2 $^+$	10,5(6)	0,78(9)	E2
511,4(2)	2283,5	1772,0	\rightarrow 6 $^+$	2,38(24)		
519,1(1)	3281,3	2762,2	9 $^-$ \rightarrow 7 $^-$	6,97(35)	0,91(20)	E2
525,5(2)	3287,7	2762,2	\rightarrow 7 $^-$	1,39(18)		

Tabela 4.2 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
541,3(1)	3799,5	3258,1	$12^+ \rightarrow 10^+$	10,0(4)	0,97(18)	E2
572,3(3)	3860,1	3287,7		0,60(11)		
576,6(1)	1625,0	1048,7	$4^+ \rightarrow 4^+$	2,28(24)		
578,2(2)	3421,2	2843,1	$(8) \rightarrow (7)$	1,02(15)		
614,6(1)	1048,7	434,1	$4^+ \rightarrow 2^+$	100(3)	0,97(5)	E2
627,1(1)	3728,4	3101,2	$10^{(-)} \rightarrow 8^{(-)}$	3,23(21)	0,84(21)	E2
635,0(1)	2260,1	1625,0	$6^+ \rightarrow 4^+$	6,99(38)	0,86(12)	E2
637,9(2)	3749,5	3111,6	$(9^+) \rightarrow (7^+)$	0,78(14)		(E2)
659,0(3)	3421,2	2762,2	$(8) \rightarrow 7^-$	0,81(18)	0,65(28)	(M1,E1)
683,7(1)	3965,0	3281,3	$11^- \rightarrow 9^-$	3,97(22)	1,38(38)	E2
693,3(1)	1625,0	931,6	$4^+ \rightarrow 2^+$	6,9(5)	1,27(15)	E2
694,7(2)	2954,9	2260,1	$(8^+) \rightarrow 6^+$	3,14(27)		(E2)
704,6(2)	3794,7	3090,1	$\rightarrow (8)$	1,49(15)		
708,6(1)	3258,1	2549,5	$10^+ \rightarrow 8^+$	14,8(6)	1,05(11)	E2
723,3(1)	1772,0	1048,7	$6^+ \rightarrow 4^+$	75,7(25)	0,95(5)	E2
748,4(1)	2084,3	1336,0	$5^+ \rightarrow 3^+$	4,01(31)	1,13(19)	E2
756,6(3)	5134,1	4378,4	$\rightarrow (11)$	0,65(13)		
765,6(1)	4494,0	3728,4	$12^{(-)} \rightarrow 10^{(-)}$	1,91(15)	0,82(15)	E2
777,6(1)	2549,5	1772,0	$8^+ \rightarrow 6^+$	40,4(14)	0,97(7)	E2
779,5(5)	4529,0	3749,5	$(11^+) \rightarrow (9^+)$	0,45(14)		(E2)
802,6(1)	3352,1	2549,5	$10^+ \rightarrow 8^+$	13,2(5)	0,98(10)	E2
807,7(1)	4159,9	3352,1	$12^+ \rightarrow 10^+$	5,35(28)	0,97(18)	E2

Tabela 4.2 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
813,9(1)	4778,9	3965,0	$13^- \rightarrow 11^-$	2,14(17)	0,90(17)	E2
818,0(1)	4977,9	4159,9	$14^+ \rightarrow 12^+$	1,70(15)	0,99(20)	E2
832,9(2)	5326,9	4494,0	$(14^-) \rightarrow 12^{(-)}$	1,04(13)		(E2)
835,0(2)	2919,4	2084,3	$(7^+) \rightarrow 5^+$	1,81(21)		
836,3(3)	3791,1	2954,9	$(10^+) \rightarrow (8^+)$	0,58(12)		(E2)
842,0(5)	5371,0	4529,0	$(13^+) \rightarrow (11^+)$	0,26(11)		(E2)
844,1(1)	4643,6	3799,4	$14^+ \rightarrow 12^+$	4,92(25)	0,93(19)	E2
847,6(3)	2472,6	1625,1	$\rightarrow 4^+$	0,78(19)		
854,4(2)	5633,3	4778,9	$15^- \rightarrow 13^-$	1,11(11)	0,85(23)	E2
863,4(3)	4121,5	3258,1	$(11) \rightarrow 10^+$	0,74(15)	0,67(23)	(M1,E1)
885,4(1)	6518,9	5633,3	$(17^-) \rightarrow 15^-$	0,54(8)		(E2)
897,1(3)	5609,2	4712,0	$\rightarrow (13)$	0,45(9)		
901,8(1)	1336,0	434,1	$3^+ \rightarrow 2^+$	6,1(5)	1,32(20)	M1
912,5(2)	4712,0	3799,5	$(13) \rightarrow 12^+$	0,92(13)	0,65(15)	(M1,E1)
931,8(2)	931,6	0,0	$2^+ \rightarrow 0^+$	1,95(30)	0,92(26)	E2
938,3(2)	2710,5	1772,0	$6^{(-)} \rightarrow 6^+$	2,63(24)	1,33(30)	(E1)
947,9(2)	2283,5	1336,0	$\rightarrow 3^+$	1,43(24)		
966,1(8)	5609,2	4643,6	$\rightarrow 14^+$	0,35(13)		
973,9(2)	5134,1	4159,9	$\rightarrow 12^+$	0,97(14)		
990,3(1)	2762,2	1772,0	$7^- \rightarrow 6^+$	15,4(7)	0,54(6)	E1
1026,8(2)	4378,4	3352,1	$(11) \rightarrow 10^+$	1,00(17)	0,57(26)	(M1,E1)
1050,0(2)	5693,6	4643,6	$16^+ \rightarrow 14^+$	1,36(13)	0,88(23)	E2

Tabela 4.2 Continuação.

E_γ [keV]	E_i [keV]	E_f [keV]	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	I_γ	R_{DCOQ}	Multi. Polaridade
1071,2(1)	2843,1	1772,0	(7) \rightarrow 6 ⁺	4,83(33)	0,36(8)	(M1,E1)
1135,5(12)	6829,1	5693,6	18 ⁺ \rightarrow 16 ⁺	0,41(8)	0,89(30)	E2
1183,0(6)	2231,7	1048,7	\rightarrow 4 ⁺	0,76(25)		
1211,3(6)	2260,1	1048,7	6 ⁺ \rightarrow 4 ⁺	0,66(32)		(E2)
1240,8(5)	3016,1	1772,0	\rightarrow 6 ⁺	0,68(20)		
1276,7(1)	2325,3	1048,7	\rightarrow 4 ⁺	9,1(5)	0,44(7)	E1
1482,9(3)	2530,8	1048,7	\rightarrow 4 ⁺	1,44(25)		
1614,1(4)	2048,2	434,1	3 ⁻ \rightarrow 2 ⁺	1,40(34)		E1
1623,1(3)	2671,8	1048,7	(5 ⁺) \rightarrow 4 ⁺	0,52(25)		(M1)

^a Soma das intensidades das transições que alimentam o estado corrigidas pelo fator do coeficiente de conversão $(1 + \alpha)$ da transição que depopula o referido estado.

4.2 Esquemas de Níveis

A excelente qualidade dos dados, conseguida com o uso do sistema ancilar (SACI), viabilizou a obtenção de matrizes simétricas mais limpas. Esta melhoria refletiu-se tanto na observação de novas transições como também no estabelecimento de novas estruturas de pouca intensidade. Isto permitiu a construção de esquemas de níveis mais completos que os estabelecidos em trabalhos anteriores.

Assim, as matrizes $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ foram analisadas com o auxílio dos pacotes de códigos computacionais DAMM [70] e RADWARE [72]. Cada uma das matrizes (relacionada com os canais de emissão de partículas carregadas) possui transições que correspondem ao núcleo residual de interesse, mas apresentam também (para alguns casos de pouca intensidade) transições pertencentes a outros isótopos:

- Matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times (Kp = 1\alpha)$: a maioria das transições pertencem ao núcleo de ^{105}Rh (canal $1\alpha 2n$), com algumas transições do núcleo ^{104}Rh (canal $1\alpha 3n$).
- Matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times (Kp = 1p)$: a maioria das transições pertencem aos núcleos de ^{108}Pd (canal $1p 2n$) e ^{107}Pd (canal $1p 3n$).

As figuras 4.5 e 4.6 mostram os espectros de energia que pertencem às matrizes $Kp = 1\alpha$ e $Kp = 1p$, respectivamente. A presença de alguns isótopos de molibdênio ($^{92,94,96,98}\text{Mo}$) no alvo trouxe como consequência a observação, em baixa intensidade, de transições pertencentes aos outros isótopos de paládio como $^{100,102,104,106}\text{Pd}$ (produtos da reação de ^{11}B com $^{92,94,96,98}\text{Mo}$). A observação de transições pertencentes a outros isótopos de Rh, correspondentes às outras reações, não foi evidenciada (com exceção de ^{103}Rh). Possivelmente a baixa energia das partículas α emitidas, associada à baixa seção de choque não permitiu que estes eventos fossem registrados na matriz 1α . Outras transições existentes nos espectros foram identificadas como pro-

duos das reações de ^{11}B com os contaminantes (carbono, oxigênio, etc) presentes no alvo. As transições vindas dos contaminantes, e outras que não puderam ser identificadas foram, indicados com a letra “c”.

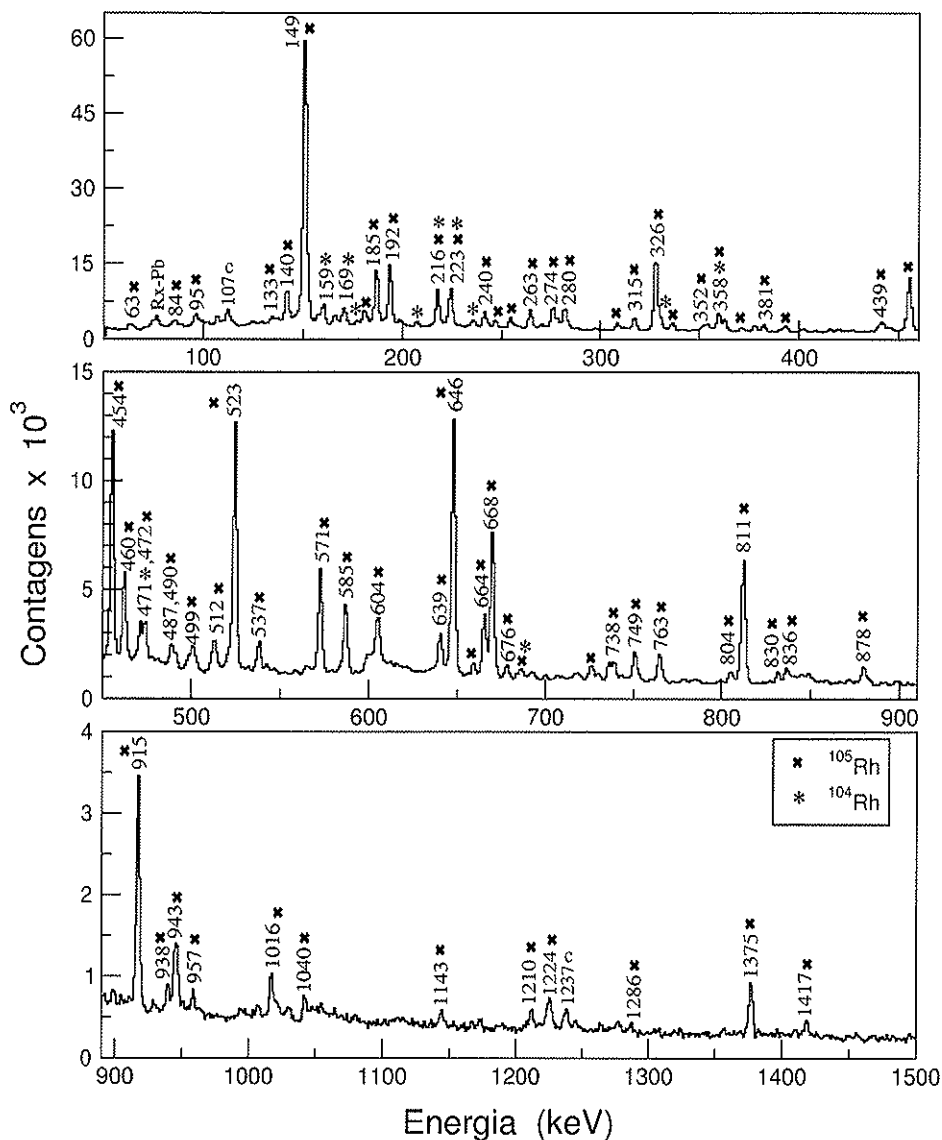


Figura 4.5: Espectro de projeção unidimensional da matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ com janela em 1 partícula α ($Kp = 100$). Alguns contaminantes são indicados com a letra “c”.

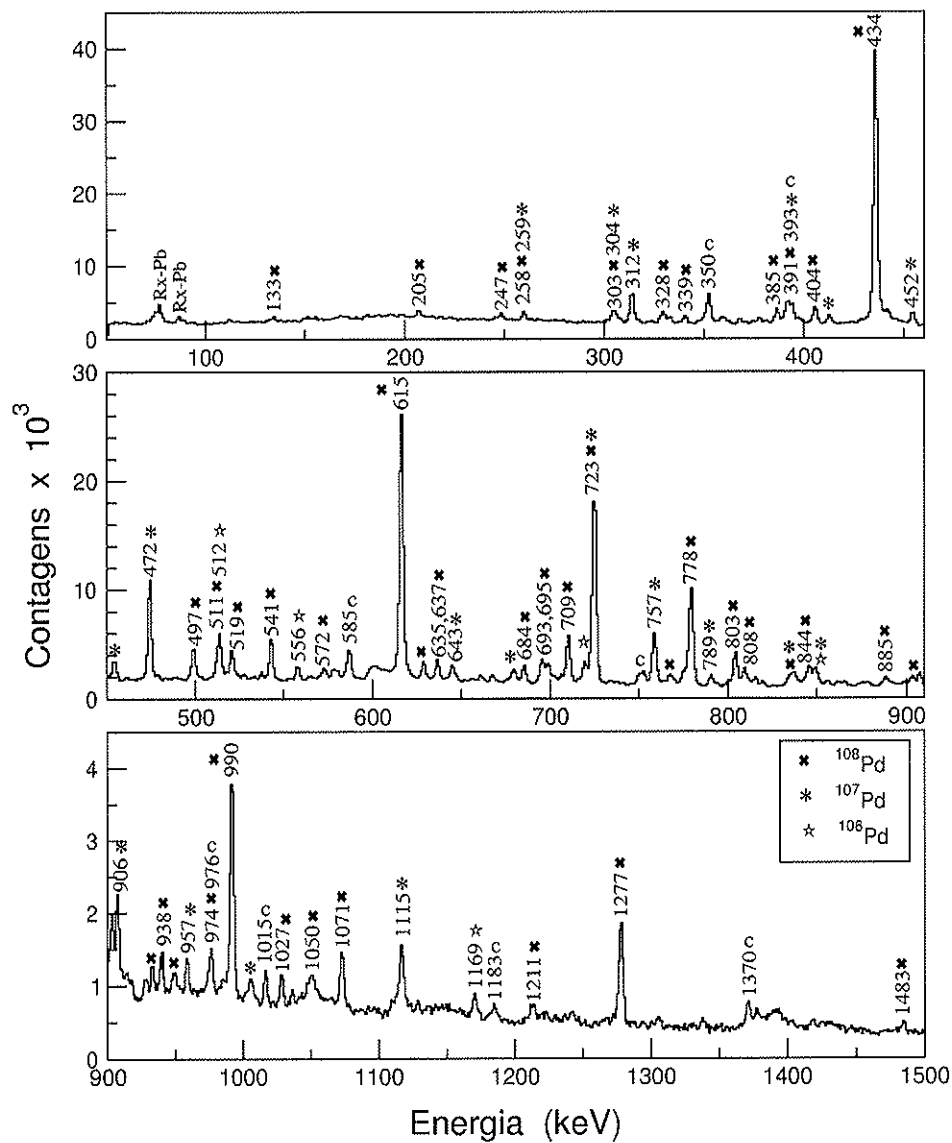
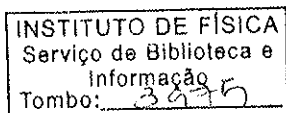


Figura 4.6: Espectro de projeção unidimensional da matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ com janela em 1 próton ($Kp = 10$). Alguns contaminantes são indicados com a letra “c”.



A disposição das transições γ dentro do esquema de níveis foi determinada baseando-se nos seguintes critérios heurísticos principais:

1. a soma das intensidades das transições desexcitando um dado nível deverá ser igual ou maior que a soma das intensidades das transições populando o nível;
2. as intensidades de coincidência de uma cascata devem ser iguais para todos os raios gama janelados por cima e, para os janelados por baixo, devem ser proporcionais às intensidades simples;
3. os decaimentos do tipo *cross-over*, que são transições que cruzam um estado intermediário, têm energia igual à soma das duas transições intermediárias e não devem estar em coincidência com estes raios gama;
4. nesta região de massa ($A \approx 100$) os raios gama pertencentes a uma banda rotacional devem ser do tipo M1 quando são transições dipolares, enquanto as quadrupolares devem ter caráter E2 puro. Sendo assim, para cada par de transições M1 consecutivas deve corresponder uma E2 de energia igual à soma das duas.

Estes critérios são basicamente verificados com o programa DAMM na forma tradicional, enquanto no programa RADWARE a verificação é feita de forma automática, já que internamente o programa compara o resultado esperado a partir do esquema de níveis com os dados experimentais das matrizes $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$.

Usou-se também a soma de janelas de algumas bandas para evidenciar as transições mais fracas. As atribuições dos spins foi feita de acordo com o método DCO. Embora este método indique a quantidade de momento angular carregado pela transição γ (ΔI), resta a ambigüidade em relação ao caráter elétrico ou magnético da transição. Esta ambigüidade pode ser contornável quando for possível determinar

o coeficiente de conversão eletrônica α da transição. Na falta de informação sobre a multipolaridade, a atribuição de spin baseou-se nas características rotacionais e em considerações teóricas.

4.2.1 Esquema do ^{105}Rh

Usando a matriz biparamétrica $E_\gamma \times E_\gamma$ com janela em *Fold* de partículas (K_p) igual a 100 (1 partícula α), construiu-se o esquema de níveis do ^{105}Rh . Para isto, foi necessário:

1. Identificar e separar as transições conhecidas do núcleo ^{103}Rh [73] e ^{104}Rh [74], também presentes na mesma matriz. Isto foi possível comparando a matriz $K_p = 100$ (janela em 1α) com a matriz $K_p = 1$ (janela em $1x$ que é equivalente a 1α ou $1p$ de baixa energia), devido a que as transições correspondentes aos dois núcleos se encontram em diferentes proporções nas duas matrizes.
2. Montar de forma simultânea os esquemas de níveis dos isótopos $^{104,105}\text{Rh}$, utilizando o programa RADWARE.
3. Com a soma das matrizes com $K_p = 1$ e 100, conseguiu-se definir no esquema a posição certa de alguns raios gama de baixa intensidade (importantes para o melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos), por exemplo, as transições de caráter quadrupolar E2 (*cross-over*) presentes em duas das principais bandas de caráter dipolar no esquema.

O esquema de níveis (mostrado na figura 4.15) incorpora todas as transições mais intensas observadas nos espectros de coincidência e basicamente está formado por 8 bandas bem definidas, sendo 4 bandas de paridade positiva. As bandas rotuladas

de 1 – 4, tinham sido já estabelecidas e identificadas no trabalho de F. Espinoza-Quiñones, *et al.* [23], sendo, no presente trabalho, ampliadas as informações sobre estas 4 estruturas. As outras 4 bandas identificadas como 5 – 8, foram estabelecidas pela primeira vez no presente trabalho, sendo duas delas bandas de alto spin.

4.2.1.1 Estruturas de Paridade Positiva

A estrutura 1, baseada no estado fundamental $7/2^+$, apresenta características de uma banda parcialmente acoplada do tipo *Fermi Aligned* (FAL) com transições quadrupolares E2 relativamente fortes se comparadas com as transições *intra-banda* de carácter dipolar M1. A banda 1 foi estendida até $I^\pi = (29/2^+)$ mediante o posicionamento de duas novas transições de 1016 e 881 keV. Esta banda forma parte da banda *yrast* até o estado com spin $I^\pi = 21/2^+$, onde ocorre o cruzamento com a banda 2. Na figura 4.7, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 454, 763, 811, 878 e 915 keV pertencentes à banda 1.

A banda 2, caracterizada por fortes transições dipolares M1 (216, 280, 361, 376 e 487 keV) foi expandida até o spin $I^\pi = (33/2^+)$. Nesta banda observou-se pela primeira vez transições de carácter quadrupolar E2 (497, 642 e 737 keV). O spin do estado mais baixo desta banda, atribuído como $I^\pi = 23/2^+$, foi baseado na razão DCOQ das transições de 460 e 738 keV, em discordância com o trabalho anterior [23], que atribuía o spin $I^\pi = 21/2^+$ para dito estado. A banda 2 une-se à banda 1 mediante a transição de 460 keV (de carácter dipolar) que decai do estado $I^\pi = 23/2^+$ para o estado com $I^\pi = 21/2^+$ e mediante as transições de carácter quadrupolar de 738 e 676 keV que decaem dos estados com $I^\pi = 23/2^+$ e $25/2^+$, respectivamente. É conveniente ressaltar que a banda *yrast* é a união parcial de duas bandas: a banda 1 estabelecida até o estado com $I^\pi = 21/2^+$ (abaixo do *backbending*) e a banda 2

estabelecida até o estado com $I^\pi = (33/2^+)$ (acima do *backbending*). Na figura 4.8, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 361, 376 e 487 keV pertencentes à banda 2.

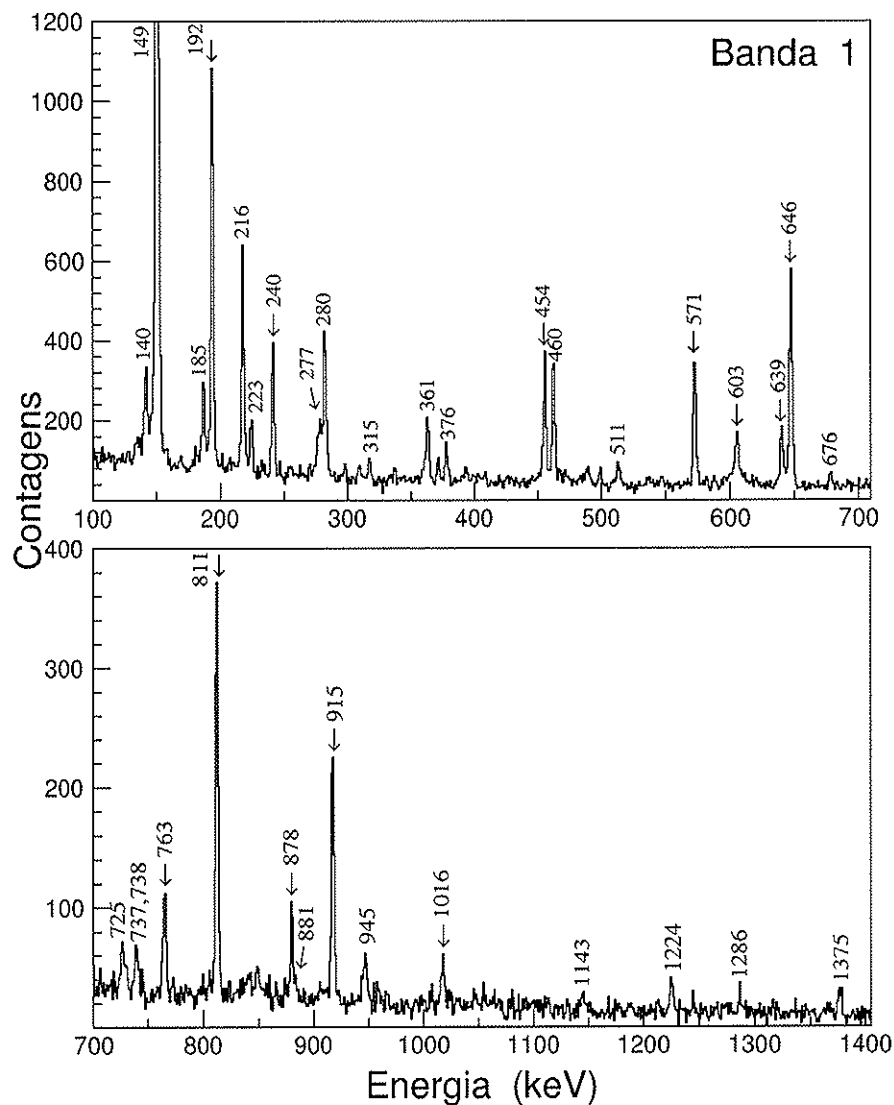


Figura 4.7: Espectro da soma de janelas nas transições de 454, 763, 811, 878, e 915 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 1.

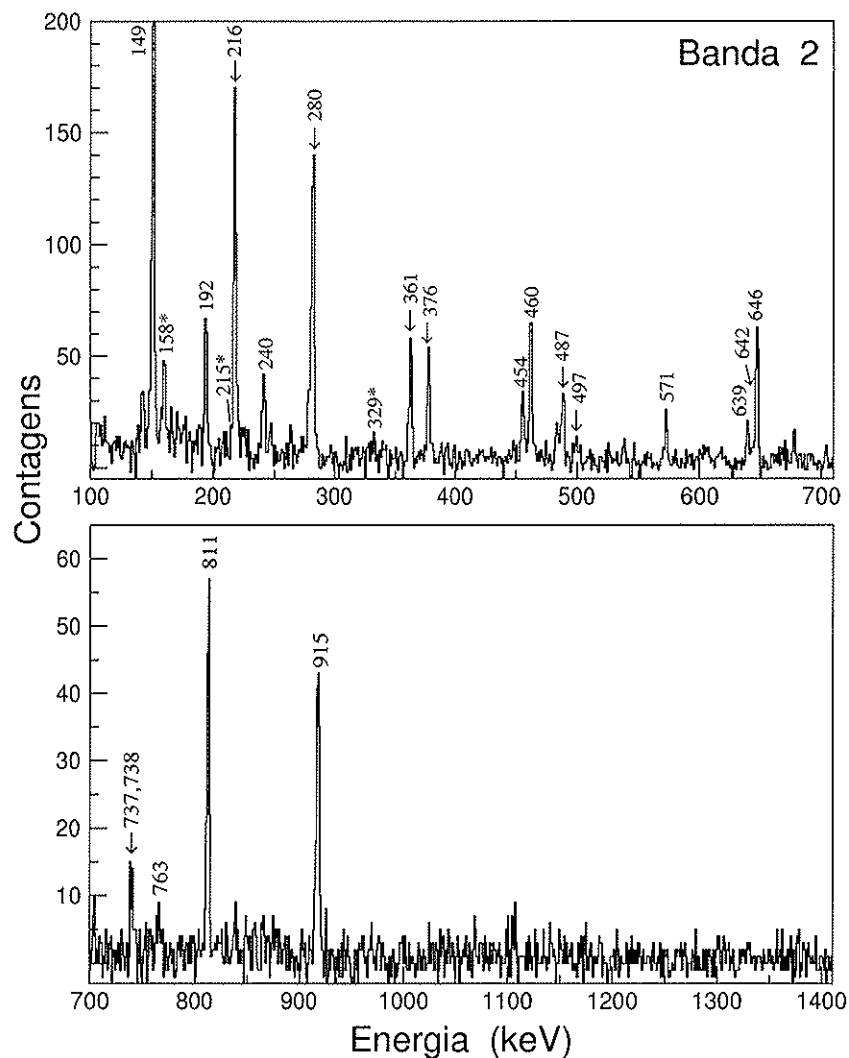


Figura 4.8: Espectro da soma de janelas nas transições de 361, 376 e 487 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 2. Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{104}Rh .

A banda 5 construída acima do terceiro estado com spin $I^\pi = 7/2^+$ (≈ 1 MeV de energia de excitação), foi observada pela primeira vez neste trabalho. Esta banda é composta pelas transições de carácter quadrupolar de 381, 537, 657, 751 e 825 keV, sendo observada até o spin $I^\pi = (27/2^+)$, correspondente à energia de 4170 keV. Duas transições de 414 e 317 keV são atribuídas ao decaimento dos estados com $I^\pi = 3/2^+$ (≈ 806 keV) e $I^\pi = 1/2^+$ (≈ 787 keV), respectivamente. Estes estados são parte de uma série de estados (com spin de $1/2^+$ até $9/2^+$) identificados por Rogowski, *et al.* [75] usando a reação $^{104}\text{Ru}(^3\text{He,d})^{105}\text{Rh}$. Além disso, foram observadas também outras transições que decaem dos estados menos excitados (com $I^\pi = 11/2^+$ e $7/2^+$). Entre estas transições se pode mencionar os raios γ de 870 e 1019 keV, que decaem para os estados com $I^\pi = 9/2^+$ e $I^\pi = 7/2^+$ (banda 1), e o raio γ de 380 keV que decai para o segundo estado com $I^\pi = 7/2^+$, já conhecido na literatura [76]. Bandas com características similares foram observadas nos isótopos $^{107,109}\text{Rh}$ [77], $^{111,113}\text{Rh}$ [78, 79] e $^{111,113}\text{Ag}$ [80]. Na figura 4.9, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 381, 499, e 537 keV.

A banda 6, construída sobre o segundo estado com $I^\pi = 11/2^+$, correspondente à energia de 734 keV, e está formada por transições de carácter quadrupolar E2 (*cross-over*) e transições de carácter dipolar M1, relativamente mais fortes. Esta banda, parcialmente populada pelo decaimento da banda 7 (posteriormente discutida), foi observada pela primeira vez neste trabalho e foi estendida até o spin $I^\pi = (19/2^+)$, correspondente à energia de ≈ 2615 keV. O decaimento desta banda para o estado fundamental $7/2^+$ é dado pela transição quadrupolar E2 de 734 keV, sendo observadas as transições de 585 e 604 keV que decaem dos estados com $I^\pi = 11/2^+$ e $I^\pi = 13/2^+$ para o estado com $I^\pi = 9/2^+$ e $I^\pi = 11/2^+$ pertencentes à banda 1. Esta banda é similar à apresentada nos isótopos $^{107,109}\text{Rh}$ [77]. Na figura 4.10, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 470, 473 e

585 keV pertencentes à banda 6.

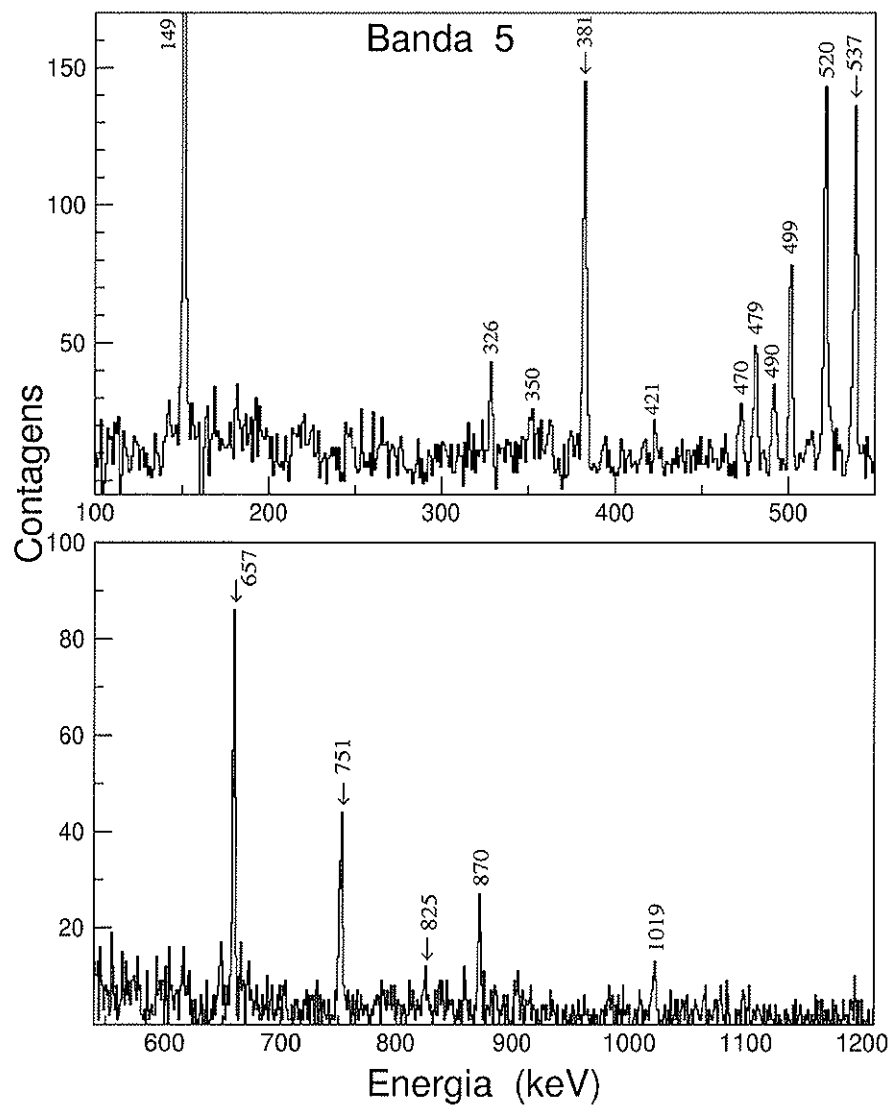


Figura 4.9: Espectro da soma de janelas nas transições de 381, 499, e 537 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$).

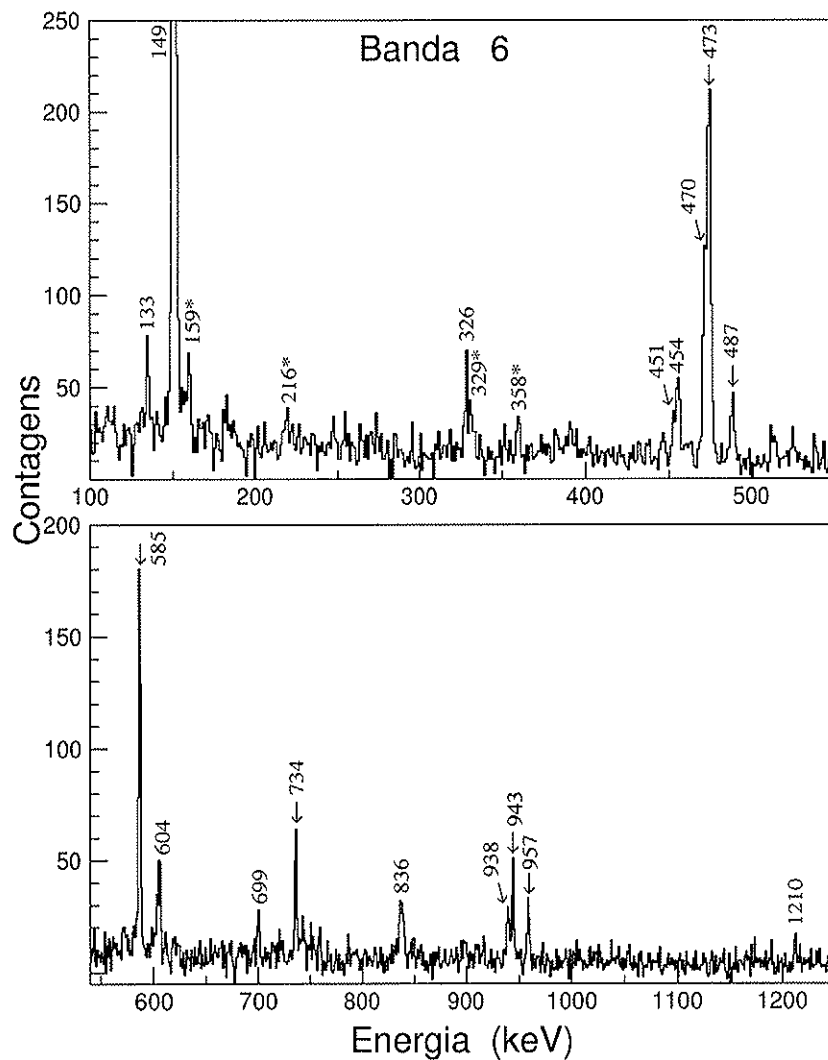


Figura 4.10: Espectro da soma de janelas nas transições de 470, 473 e 585 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 6. Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{104}Rh .

4.2.1.2 Estruturas de Paridade Negativa

As transições de caráter quadrupolar E2 que formam a banda 3 (baseada no estado isomérico com $I^\pi = 1/2^-$, correspondente à energia de 130 keV) foram confirmadas. Além de observar as transições dipolares M1 de 263 e 63 keV, foram identificadas novas transições tanto E2 (502 e 671 keV) como M1 (84, 439 e 586 keV) que decaem dos estados com $I^\pi = (11/2^-)$ e $I^\pi = 7/2^-$ com energias de 1566 e 895 keV, respectivamente. O caráter quadrupolar das transições de 502 e 671 keV foi estabelecido pelas características de transições do tipo *cross-over*. Por outro lado, o caráter rotacional desta banda é bem semelhante à observada no isótopo de ^{103}Rh [73]. A banda 3 possui características de uma banda desacoplada com transições quadrupolares E2 relativamente fortes se comparadas com as transições *intra-banda* de caráter dipolar M1. Na figura 4.11, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 523, 664 e 668 keV.

A banda 4 é formada por fortes transições de caráter dipolar M1 e transições quadrupolares (*cross-over*) pouco intensas ou ausentes. Esta banda foi estendida até o spin $I^\pi = (29/2^-)$ (estado com energia de 4184 keV) mediante o posicionamento de dois raios γ de 461 e 414 keV, acima do estado com $I^\pi = 25/2^-$ e energia de excitação de 3308 keV. Foram observadas também pela primeira vez neste trabalho uma transição de tipo *cross-over* de 497 keV que decai do estado com $I^\pi = 23/2^-$ para o estado com $I^\pi = 19/2^-$ e uma transição de caráter dipolar de 100 keV que decai para a banda 3. Uma outra melhora substancial, em relação ao trabalho de F. Espinoza-Quiñones, *et al.* [23], pode ser evidenciada mediante a observação e posicionamento de novas transições de caráter dipolar (*inter-banda*) que decaem dos estados com $I^\pi = 17/2^-$, $15/2^-$ e $13/2^-$ para alguns dos estados da banda 1. Na figura 4.12, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições

de 140, 185, 223, 274, 315 e 414 keV pertencentes a esta banda.

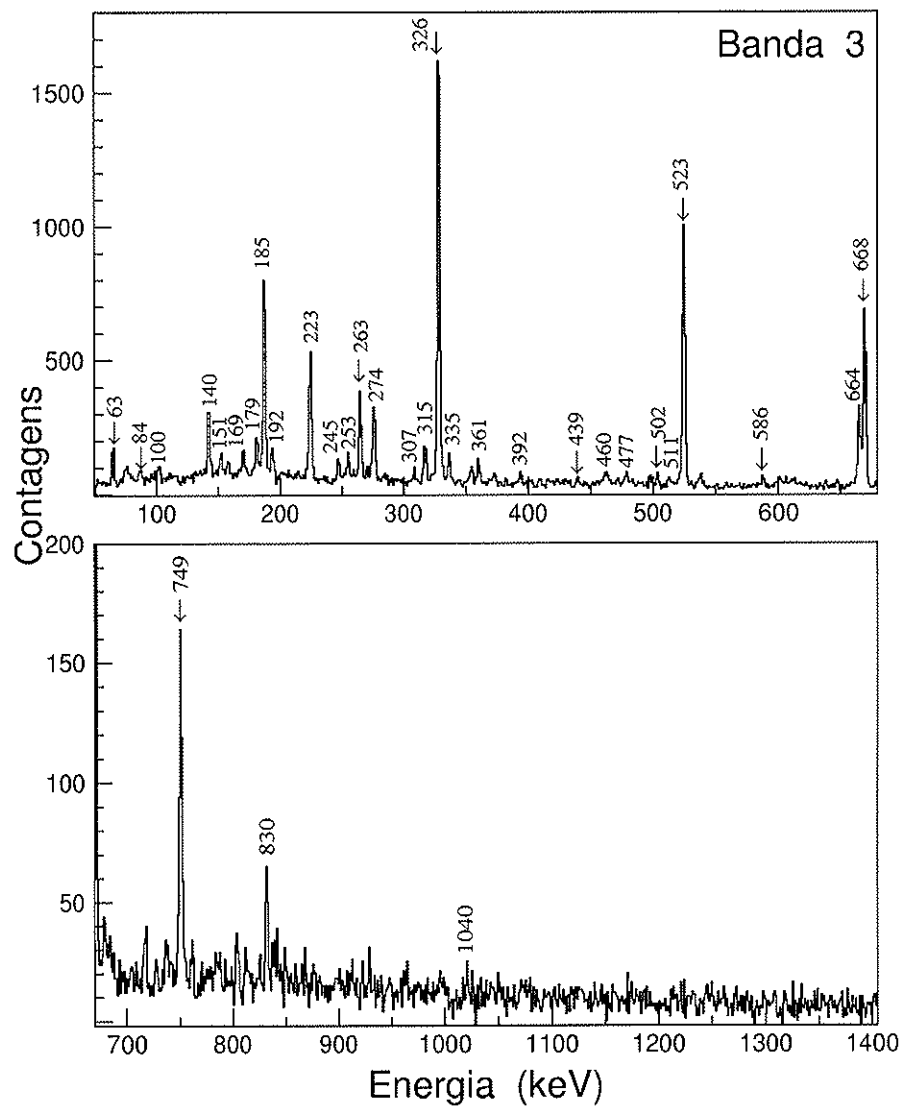


Figura 4.11: Espectro da soma de janelas nas transições de 523, 664 e 668 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$).

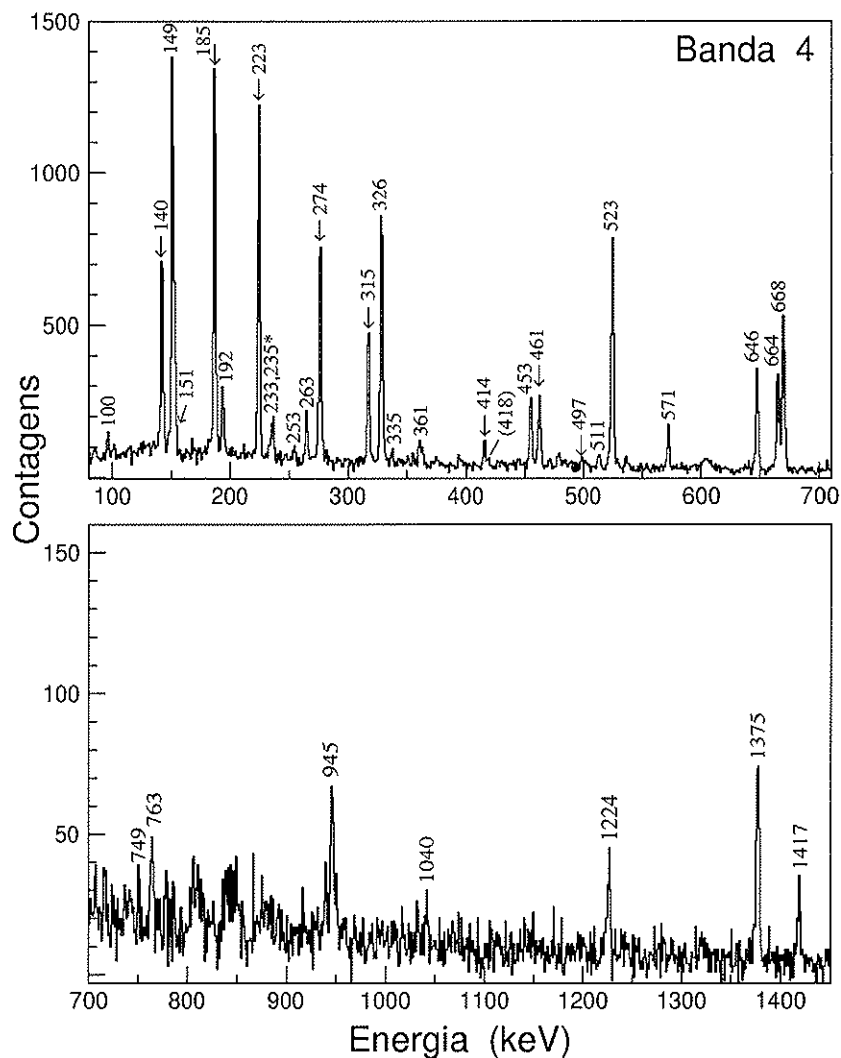


Figura 4.12: Espectro da soma de janelas nas transições de 140, 185, 223, 274, 315 e 414 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 4. Os raios gama indicados com (*) pertencem aos núcleos de ^{104}Rh e ^{103}Tc ($Kp = 2\alpha$).

A banda 7, formada pelas transições de caráter dipolar M1 de 95, 133, 179, 253 e 392 keV, foi identificada acima do estado com $I^\pi = 13/2^-$ e energia de excitação de 2019 keV. A atribuição da multipolaridade das transições foi baseada nos valores do DCOQ. Esta banda alimenta a banda 4 através da transição de 329 keV que decai do estado com $I^\pi = 21/2^-$ (≈ 2825 keV) e das transições de 335 e 475 keV que decaem do estado com $I^\pi = 19/2^-$ (≈ 2645 keV). Observou-se também o decaimento dos estados com $I^\pi = 17/2^-$ e $15/2^-$ (energias de excitação de 2513 e 2417 keV) para os estados com $I^\pi = 15/2^+$ e $13/2^+$ da banda 6 mediante as transições de 836 e 1210 keV, respectivamente. Na figura 4.13, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 179, 253, 392 keV pertencentes a esta banda.

A banda 8, caracterizada por transições de caráter dipolar M1, foi observada acima do estado com $I^\pi = 17/2^-$ e energia de excitação de 2477 keV, sendo estabelecida até $I^\pi = (27/2^-)$. As características dipolares das transições de 192, 245 e 353 keV foram baseadas nos valores de DCOQ. Esta banda alimenta parcialmente a banda 4 mediante as transições de 358, 307, 498 e possivelmente uma transição de 418 keV. Observou-se também as transições de 273 e 830 keV que decaem dos estados com $I^\pi = 19/2^-$ e $17/2^-$ para os estados com $I^\pi = 17/2^-$ e $13/2^-$ pertencentes à banda 3. Entre os estados menos excitados das bandas 7 e 8 foram observadas várias transições com características de transições *inter-banda*. Na figura 4.14, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 245, 307 e 353 keV.

A atribuição da paridade das bandas 7 e 8 foi baseada nas características quadrupolares E2 das transições de 476, 498 e 830 keV que alimentam a banda 4, estabelecidas considerando que, para transições que depopulam um determinado estado, uma transição M2 seria muito retardada e com intensidade de 2 ou 3 ordens de grandeza menor do que para a correspondente E2.

Além das transições que formam as 8 bandas, foram observadas no ^{105}Rh muitas novas transições sendo que algumas delas formam um conjunto que decai para a banda 1.

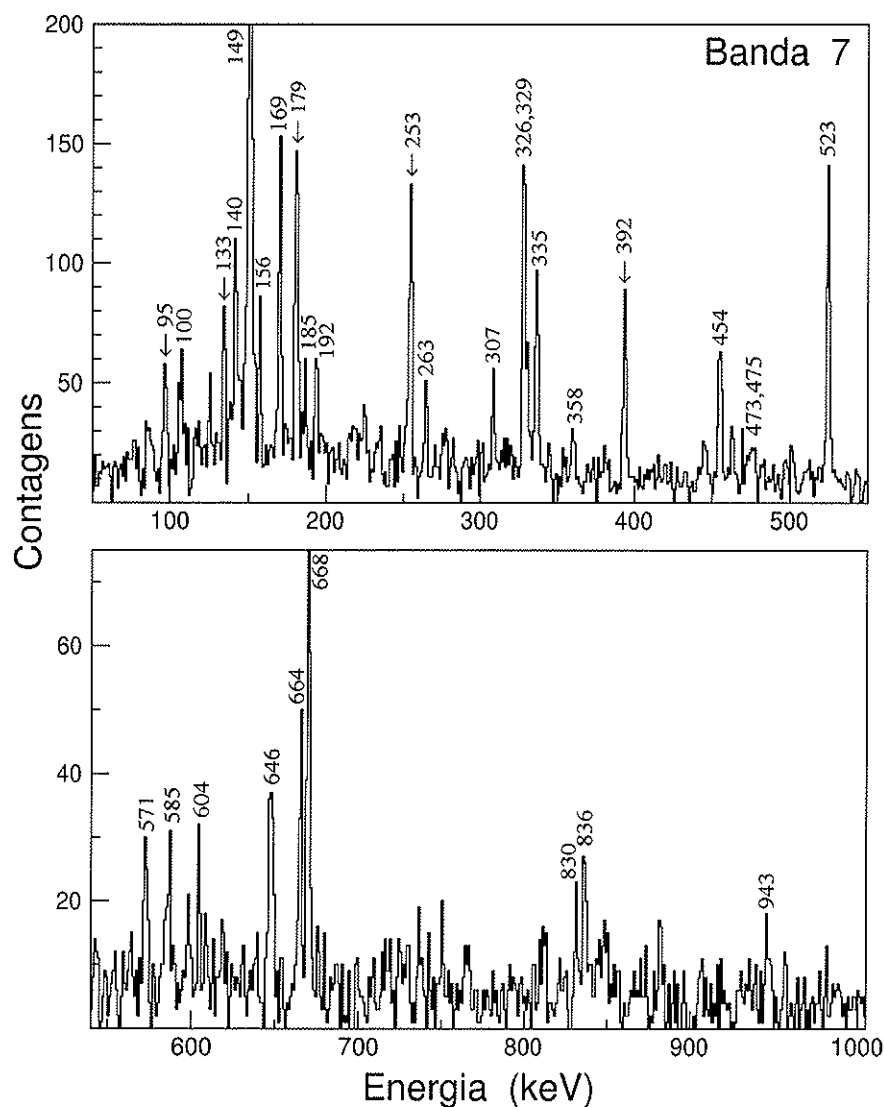


Figura 4.13: Espectro da soma de janelas nas transições de 179, 253, 392 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 7.

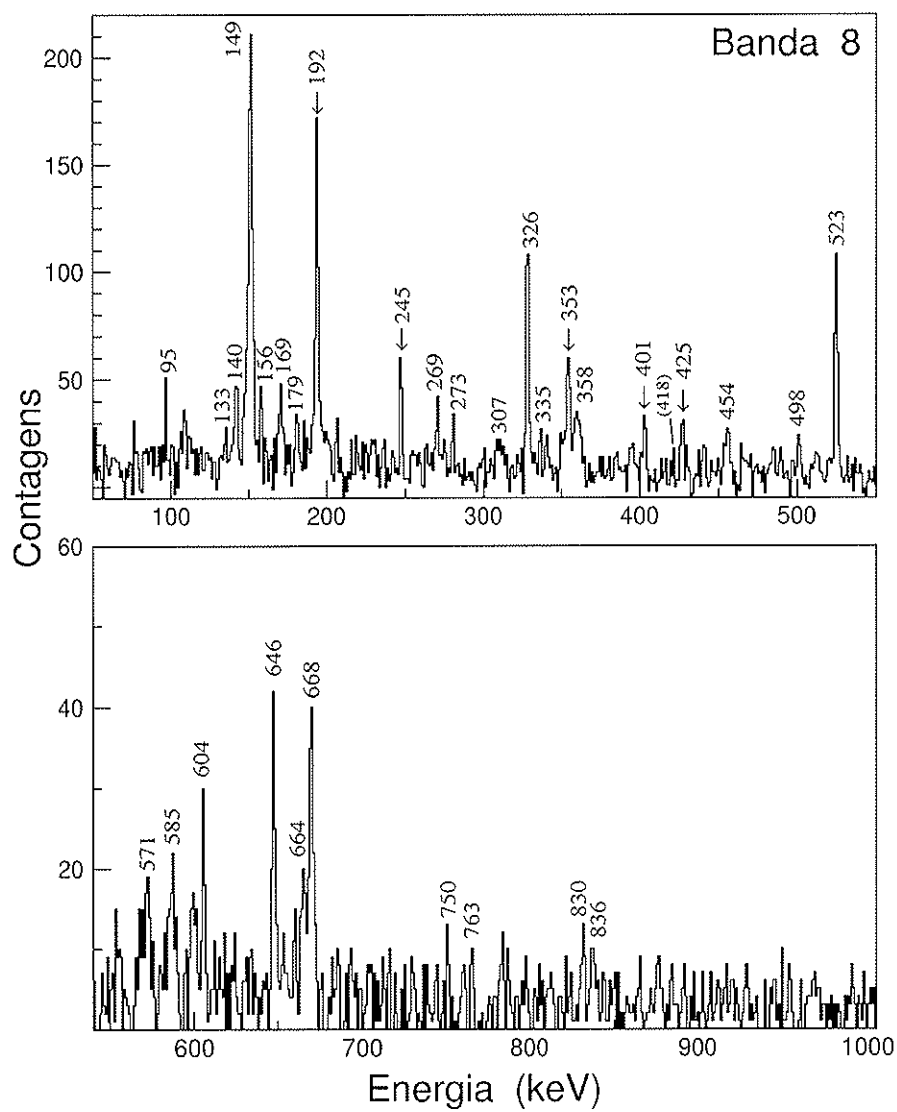


Figura 4.14: Espectro da soma de janelas nas transições de 245, 307 e 353 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$).

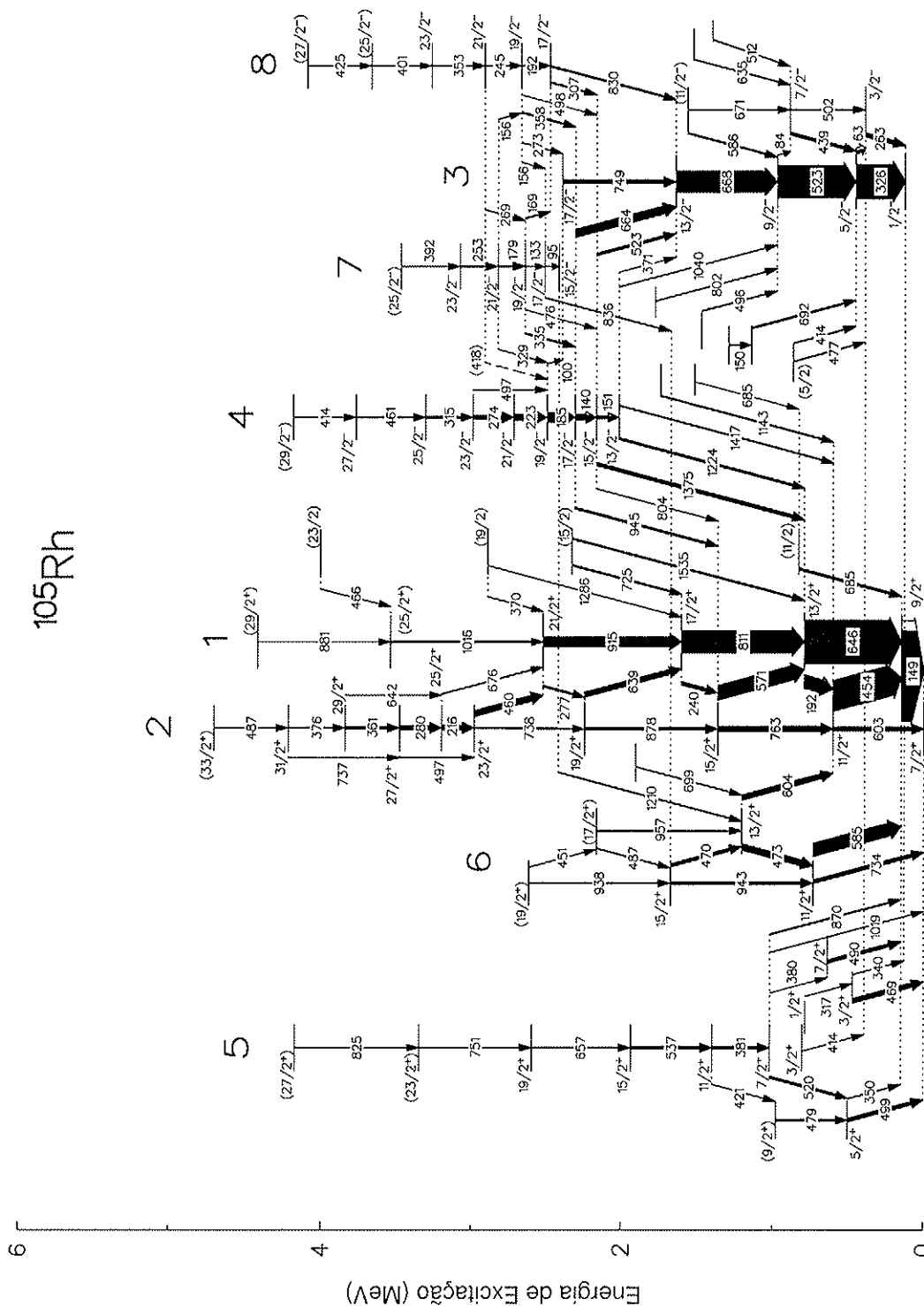


Figura 4.15: Esquema de níveis do ^{105}Rh . As transições são dadas em keV.

4.2.2 Esquema do ^{108}Pd

Usando a matriz biparamétrica E_γ - E_γ com janela em *Fold* de partículas (K_p) igual a 10 (1 próton), construiu-se o esquema de níveis do ^{108}Pd . Para isto, foi necessário:

1. Identificar e separar as transições conhecidas dos núcleos de $^{102,104,106}\text{Pd}$ [27, 28], ^{107}Pd [25, 81] e ^{100}Pd [82] também presentes na mesma matriz.
2. Montar de forma simultânea os esquemas de níveis do ^{108}Pd e seus isótopos $^{106,107}\text{Pd}$, usando o programa RADWARE.

O esquema de níveis (mostrado na figura 4.22) incorpora todas as transições mais intensas observadas nos espectros de coincidência, e basicamente, está formado por 5 bandas bem definidas, sendo 4 bandas de paridade positiva. As bandas rotuladas como 1, 2 e 3a, foram estabelecidas e identificadas anteriormente nos trabalhos de K. Pohl, *et al.* [25] e P. Regan, *et al.* [26], tendo sido ampliadas no presente trabalho as informações sobre estas estruturas. As bandas identificadas como 3b, 4 e 5 foram estabelecidas pela primeira vez no presente trabalho. Além disso, foram estabelecidos vários conjuntos de transições que poderiam indicar o início de novas bandas.

3.2.2.1 Estruturas de Paridade Positiva

A banda designada como 1 é a mais populada e seguida em intensidade pela banda 2. Estas duas bandas estão formadas por transições de caráter quadrupolar E2 muito intensas. A banda 1 foi estabelecida até o estado com $I^\pi = 14^+$ (≈ 4977 keV), sendo confirmada a transição de 818 keV, como foi mostrado no trabalho de

K. Pohl, *et al.* [25]. Observou-se pela primeira vez neste trabalho transições *inter-banda* com características dipolares populando os estados com $I^\pi = 4^+, 6^+, 10^+$ e 12^+ , mediante as transições de 1483, 1241, 1027 e 974 keV, respectivamente. Estas transições decaem de um conjunto de estados nomeados com a letra “b”. Na figura 4.7, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 778, 803, 808 e 818 keV pertencentes à banda 1.

A banda 2, estabelecida até o estado com $I^\pi = 18^+$, confirma os trabalhos anteriores [25, 26]. Pelo seu posicionamento (estados de mais baixa excitação) a banda 2 é *yrast*. É conveniente ressaltar que a banda *yrast* é a união de duas bandas: a banda *g* e a banda *s*, sendo a banda *g* estabelecida até o estado com $I^\pi = 8^+$ (abaixo do *backbending*) e a banda *s* estabelecida até o estado com $I^\pi = 18^+$ (acima do *backbending*). Um conjunto de transições nomeado com a letra “a” foi observado pela primeira vez neste trabalho. Acima do segundo estado com $I = (13)$ e energia de excitação de 4712 keV, observa-se uma transição de 897 keV que poderia formar parte de uma outra banda. O decaimento dos estados com $I = (11)$ e (13) para a banda 2 é feito mediante as transições de 863 e 913 keV, respectivamente. Na figura 4.17, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 778, 708 e 541 keV pertencentes à banda 2.

A banda 4, formada pelas transições 440, 638, 780 e 842 keV, estabelecida também pela primeira vez neste trabalho, está posicionada acima do segundo estado com $I^\pi = (5^+)$ e energia de excitação de 2672 keV. A característica quadrupolar da transição de 440 keV foi baseada no valor da razão DCO. Esta banda foi observada até o estado com $I^\pi = (13^+)$, e está unida à banda 1 através da transição de 1623 keV que decai para o estado com $I^\pi = 4^+$. O spin e a paridade da cabeça de banda foram inferidos com base em considerações teóricas e experimentais. Na figura 4.18 mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 440, 638 e

1623 keV.

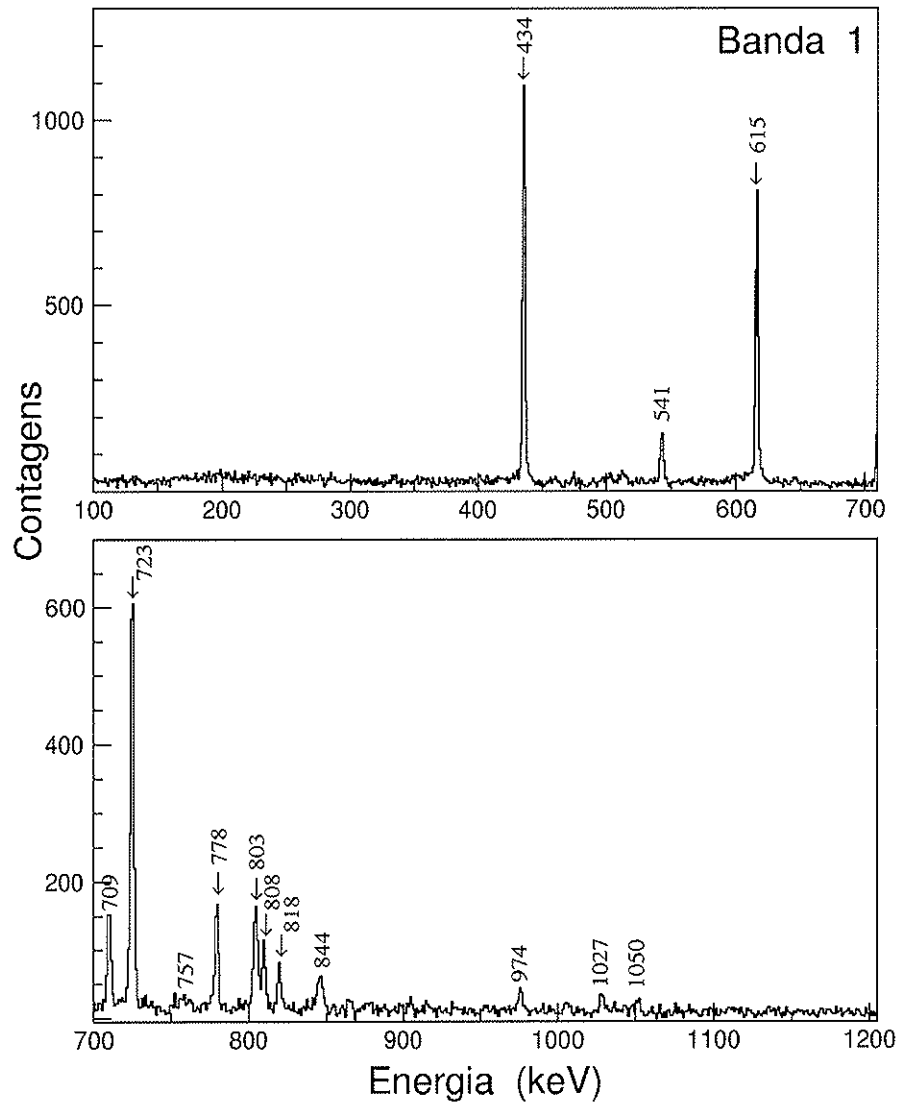


Figura 4.16: Espectro da soma de janelas nas transições de 778, 803, 808 e 818 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 1.

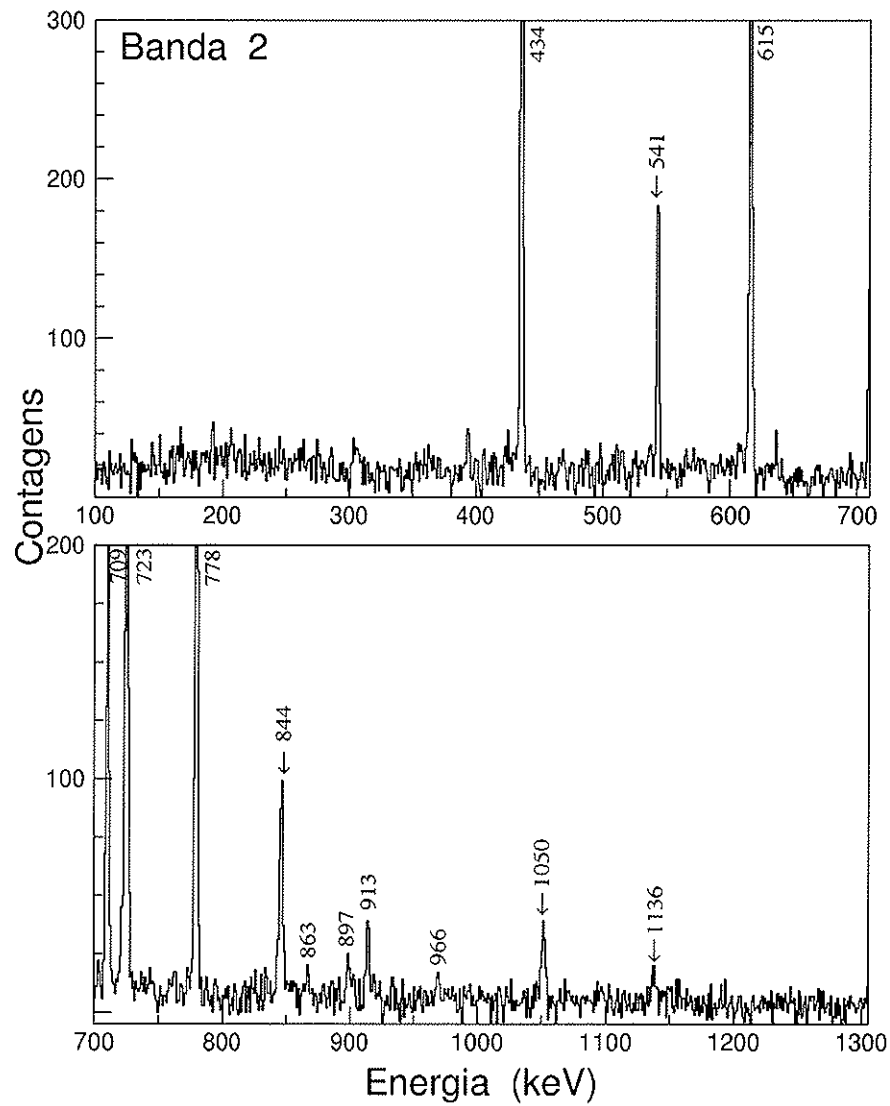


Figura 4.17: Espectro da soma de janelas nas transições de 541, 709, 844 e 1050 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 2.

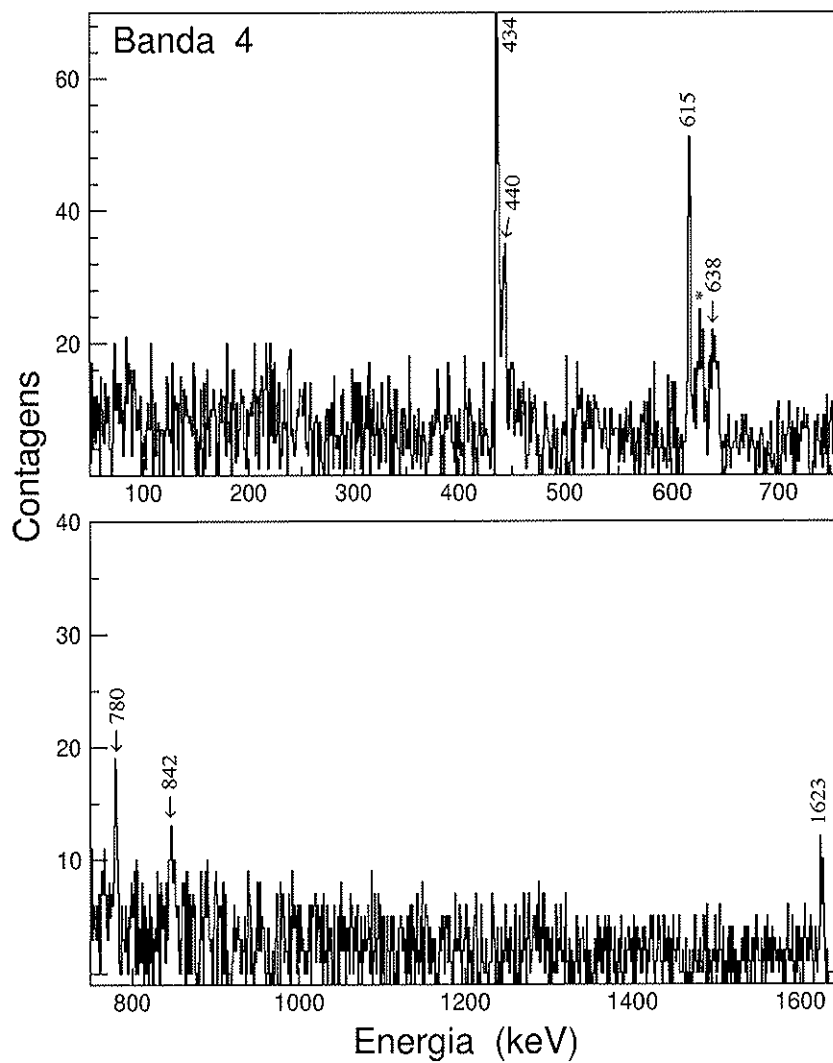


Figura 4.18: Espectro da soma de janelas nas transições de 440, 638 e 1623 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$). O núcleo emissor do raio gama indicado com (*) não foi identificado.

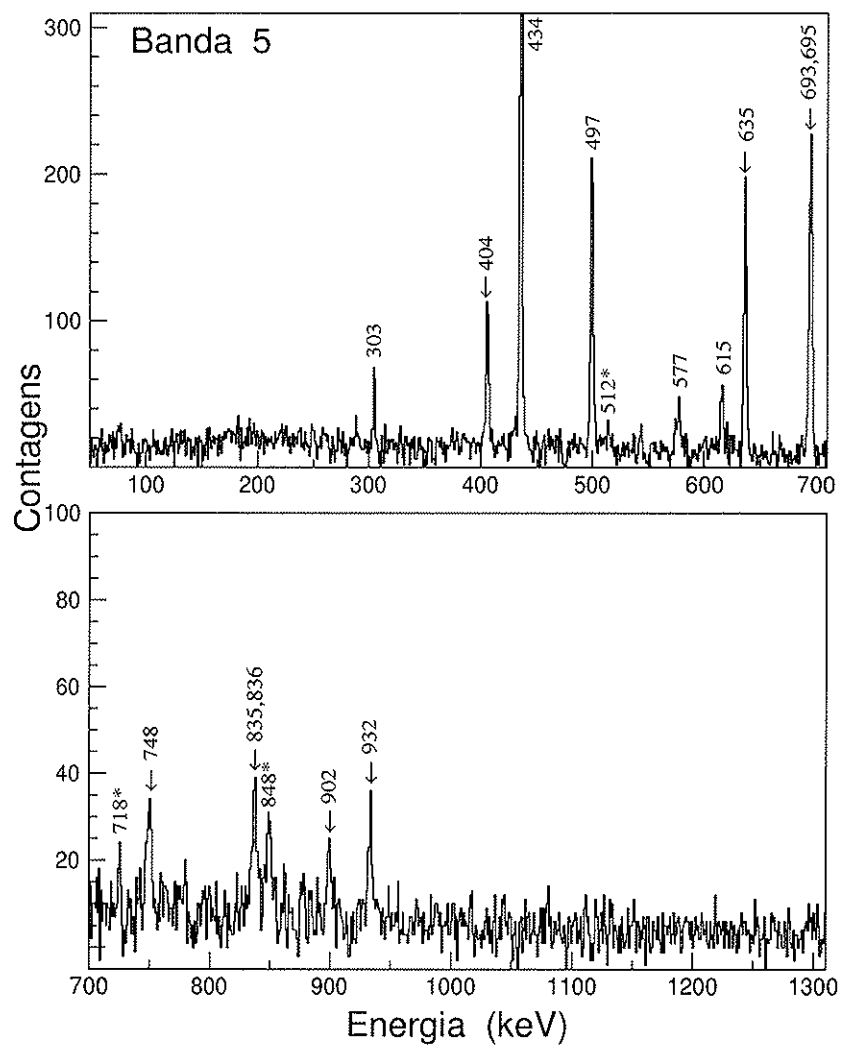


Figura 4.19: Espectro da soma de janelas nas transições de 497, 635, 693 e 748 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$). Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{106}Pd .

As bandas 5a e 5b formam parte da banda de vibração γ cujas transições são de carácter quadrupolar E2. A banda 5a observada acima do segundo estado $I^\pi = 2^+$, estabelecido em trabalhos anteriores [83, 84], foi estendida até o estado com $I^\pi = (10^+)$. Esta sub-banda une-se com a banda g mediante as transições de carácter quadrupolar de 1211 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$), 577 keV ($4^+ \rightarrow 4^+$), 497 keV ($2^+ \rightarrow 2^+$) e 932 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$). A banda 5b foi estabelecida até o estado com $I^\pi = (7^+)$ e está unida com a banda 1 (banda g) mediante as transições de 313 keV ($5^+ \rightarrow 6^+$) e 902 keV ($3^+ \rightarrow 2^+$). As sub-bandas unem-se entre si mediante o gama de 404 keV ($3^+ \rightarrow 2^+$). Na figura 4.19, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 497, 635, 693 e 748 keV.

4.2.2.2 Estruturas de Paridade Negativa

A banda 3 é formada por transições de carácter quadrupolar E2 e mostra as duas componentes, correspondentes a cada *signature*. A sub-banda 3a, estabelecida acima do estado com $I^\pi = 5^-$, foi observada anteriormente até o estado com $I^\pi = 13^-$ [25, 26]. Neste trabalho, foram atribuídas duas novas transições de 854 e 885 keV elevando o spin até $I^\pi = (17^-)$. A banda 3a está unida à banda 1 através das transições de carácter dipolar E1 de 990 e 1277 keV que decaem dos estados com $I^\pi = 7^-$ e $I^\pi = 5^-$ para os estados com $I^\pi = 6^+$ e $I^\pi = 4^+$, respectivamente. A sub-banda 3b, observada e estabelecida pela primeira vez neste trabalho, está posicionada acima do estado com $I^\pi = 6^{(-)}$ (≈ 2711 keV). Esta sub-banda foi observada até o estado com $I^\pi = (14^-)$. As multipolaridades das transições foram estabelecidas com base no valor das razões DCO. A paridade do estado de mais baixa energia da sub-banda 3b foi atribuída com base na sistemática dos isótopos pares de paládio e no carácter dipolar das transições de 385 e 339 keV (*intra-banda*). Na figura 4.20, mostra-se o espectro obtido com a soma das janelas nas transições

de 519, 684 e 814 keV pertencentes à sub-banda 3a. Na figura 4.21, é mostrado o espectro obtido com a soma das janelas nas transições de 627, 766 e 833 keV pertencentes à sub-banda 3b.

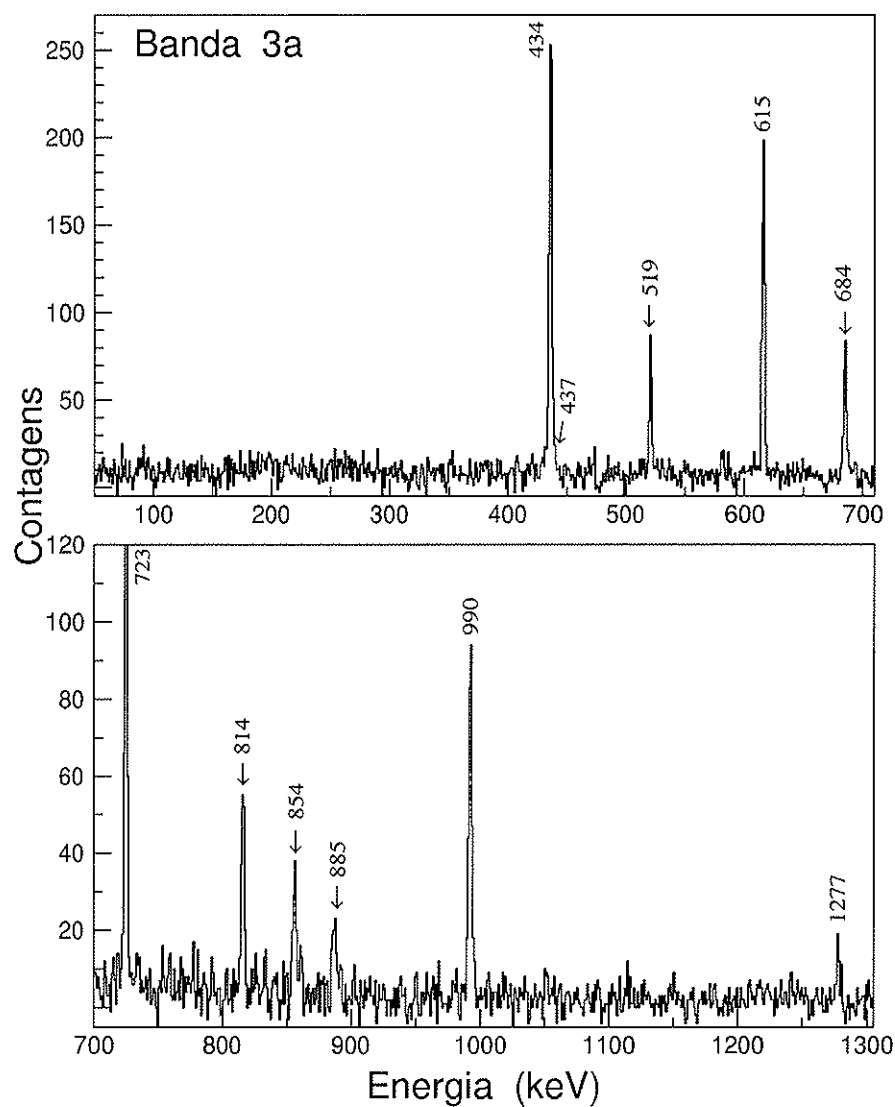


Figura 4.20: Espectro da soma de janelas nas transições de 519, 684 e 814 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 3a.

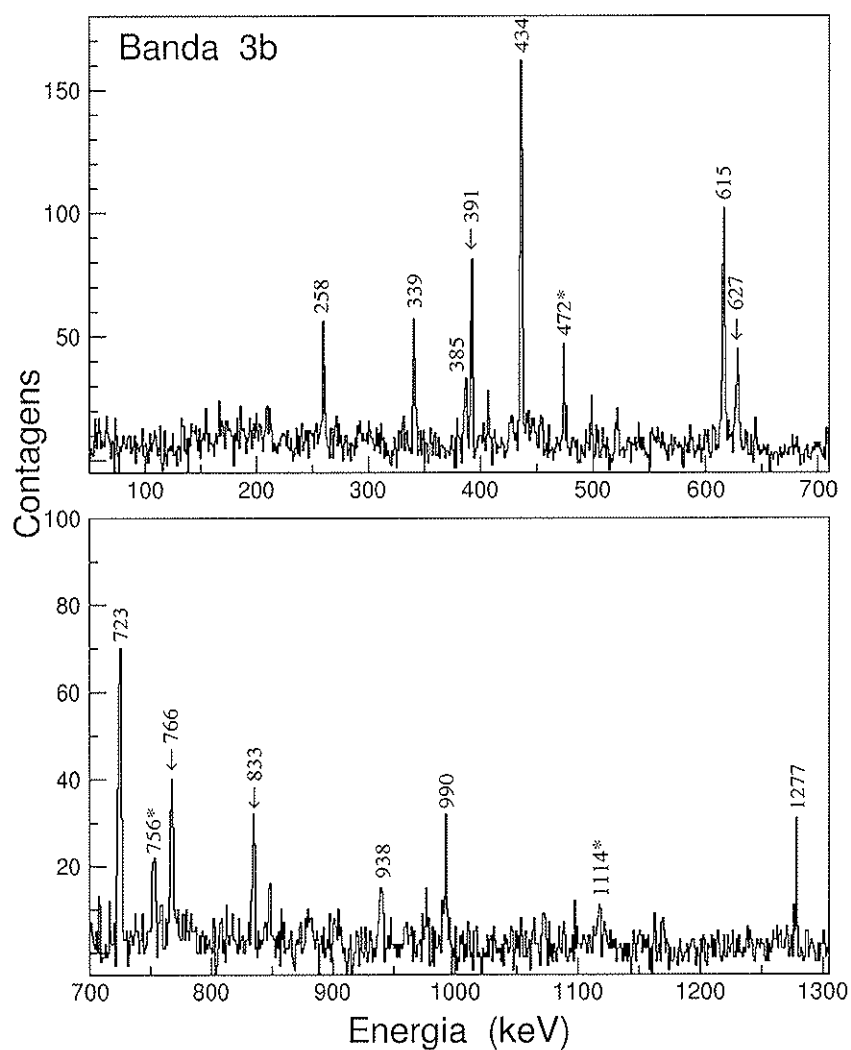


Figura 4.21: Espectro da soma de janelas nas transições de 627, 766 e 833 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 3b. Os gamas indicados com (*) pertencem ao núcleo ^{107}Pd .

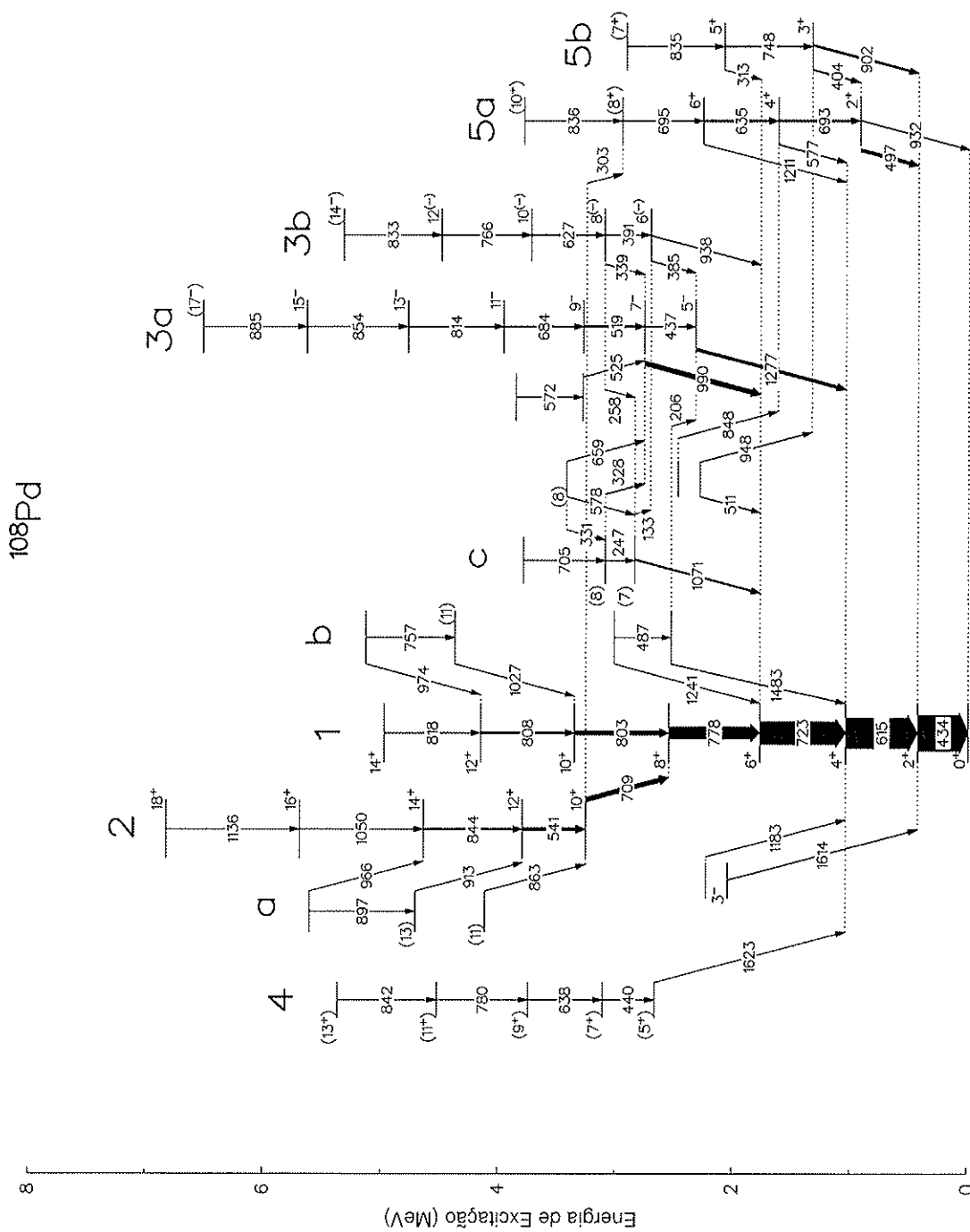


Figura 4.22: Esquema de níveis do ^{108}Pd . As transições são dadas em keV.

Um segundo estado com $I^\pi = (7)$ e energia de excitação de 2842 keV foi confirmado. Este estado, identificado no trabalho de P. Regan, *et al.* [26], decai para a banda 1 através da transição com característica dipolar de 1071 keV, e pode indicar o início de uma outra banda. Neste trabalho foram acrescentadas 2 transições de 247 e 705 keV acima deste estado, e este conjunto foi nomeado com a letra “c”. Tal conjunto está unido com a banda 3 mediante duas transições *inter-banda* com características dipolares de 133 e 328 keV, que populam os estados com $I^\pi = 6^{(-)}$ e $I^\pi = 7^-$, respectivamente. Foi confirmado também, o raio γ de 1614 keV que decai do estado com $I^\pi = 3^-$ para o estado com $I^\pi = 2^+$ pertencente a banda 1.

Um outro conjunto de transições formado pelas transições gama de 331, 511, 525, 572, 578, 659, 848 e 948 keV foi observado pela primeira vez neste trabalho. A baixa intensidade destas transições não permitiu o estabelecimento de outros raios γ , com a finalidade de formar novas estruturas rotacionais, constituindo assim, em princípio, estruturas não coletivas.

4.3 Resultados Experimentais no Sistema Intrínseco

No contexto dos modelos de CSM (PAC e TAC), as características das estruturas rotacionais dos níveis nucleares podem ser interpretadas em termos das configurações de *quasi*-partículas independentes movendo-se dentro de um potencial deformado em rotação. Para entender e interpretar as estruturas de *quasi*-partículas envolvidas, é conveniente comparar as quantidades experimentais no referencial intrínseco, isto é, os routhianos e alinhamentos, com as predições dos modelos.

Os routhianos (e') e os alinhamentos (i_x) para todas as bandas dos núcleos de ^{105}Rh e de ^{108}Pd foram extraídos conforme descrito na seção 2.2.4 (ver pág. 20). Nas figuras 4.23 e 4.24, mostram-se os gráficos de i_x e e' em função da frequência de rotação $\hbar\omega$ para as bandas de paridade positiva e paridade negativa de ^{105}Rh , respectivamente. Na figura 4.25, mostram-se os gráficos de i_x e e' , em função da frequência de rotação $\hbar\omega$, para as bandas de ^{108}Pd .

4.3.1 Routhianos e Alinhamentos para o núcleo de ^{105}Rh

Para os cálculos dos routhianos e alinhamentos experimentais, os parâmetros de Harris, usados como referência para a coletividade no núcleo de ^{105}Rh , foram $\mathcal{J}_0 = 4,0 \hbar/\text{MeV}$ e $\mathcal{J}_1 = 40,0 \hbar^4/\text{MeV}^3$, valores idênticos àqueles usados em ^{104}Ru [85]. O valor K (projeção angular no eixo de simetria) adotado nos cálculos foi zero para todas as bandas ($K = 0$), isto com o intuito de comparar estes resultados com os resultados teóricos do modelo de TAC, e discutir posteriormente, se necessário, as

diferenças com o modelo de PAC. Na referência [23] foram apresentados os cálculos dos routhianos e alinhamentos experimentais para o núcleo de ^{105}Rh com valores diferentes de K .

A banda 1 possui um alinhamento quase constante em torno de $3\hbar$, como pode ser observado na figura 4.23a; já na figura 4.23b, mostra-se a diferença de energia $\Delta e'$ (chamada de *signature splitting*) entre as duas componentes da banda é ≈ 250 keV. Esta banda cruza com a banda 2 na frequência de rotação de $\hbar\omega \sim 0,37$ MeV. A diferença de alinhamento ($\Delta i_x \approx 10\hbar$) entre estas duas bandas indica a excitação de um par de *quasi*-partículas ($\nu h_{11/2}$)². No entanto, a banda 2 mostra características diferentes da banda 1, já que esta banda não apresenta *signature splitting*.

A banda 3 tem um pequeno alinhamento $i_x \approx 2\hbar$ e uma grande diferença em energia de $\Delta e' \approx 300$ keV entre as duas *signatures* (característica de bandas com K pequeno).

A banda 4 não apresenta *signature splitting*, como pode ser observado na figura 4.24b, e cruza com a banda 3 em torno da frequência de rotação de $\hbar\omega \approx 0,3$ MeV. Esta banda possui um ganho de alinhamento de $\Delta i_x \approx 7\hbar$ em relação à banda 3, como pode ser observado na figura 4.24a. O aumento no alinhamento poderia indicar uma contribuição de orbitais de prótons como $\pi g_{9/2}$, $\pi p_{1/2}$, ou de orbitais de nêutrons como $\nu h_{11/2}$, $\nu(g_{7/2}, d_{5/2})$. A banda 4 mostra também um possível início de alinhamento (i_x) de outras *quasi*-partículas em alto spin. Experimentalmente o alinhamento e a frequência de cruzamento não foram determinados devido a não ter sido possível identificar outras transições pertencentes a esta banda.

A banda 5 apresenta um alinhamento crescente, que está entre 3 e $8\hbar$ como pode ser observado na 4.23a. Isto pode ser devido a uma deformação maior, que traz como resultado um momento de inércia (\mathcal{J}_0) maior do que o valor utilizado na

configuração de referência.

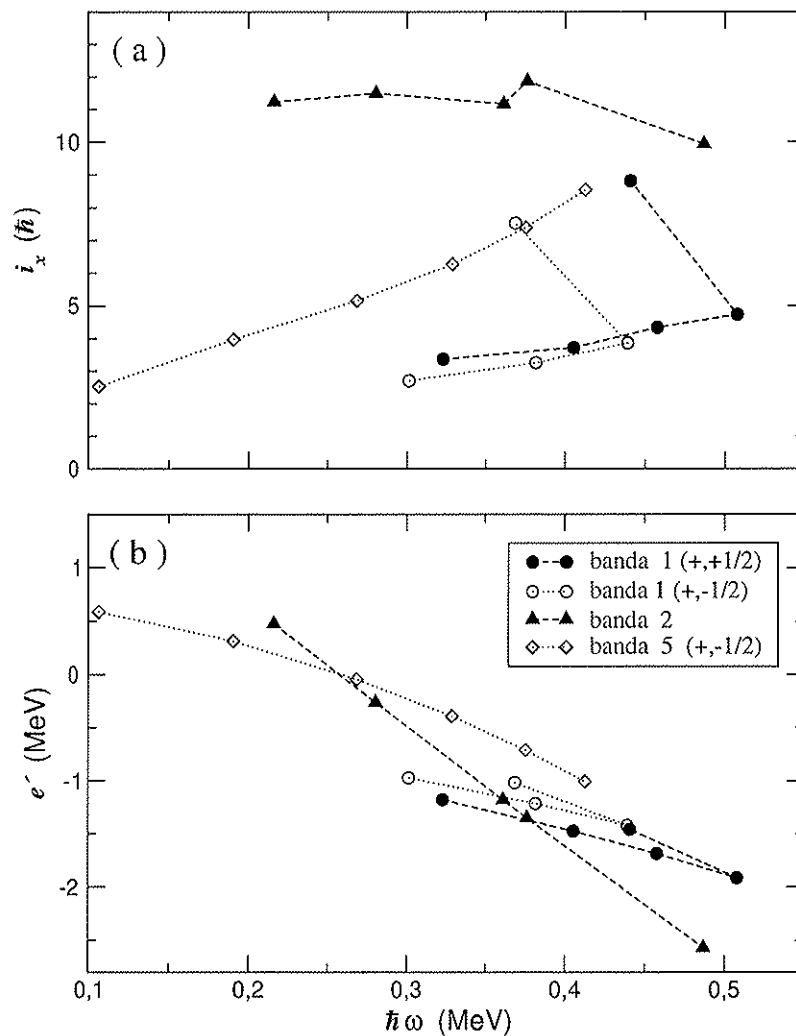


Figura 4.23: (a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade positiva em ^{105}Rh .

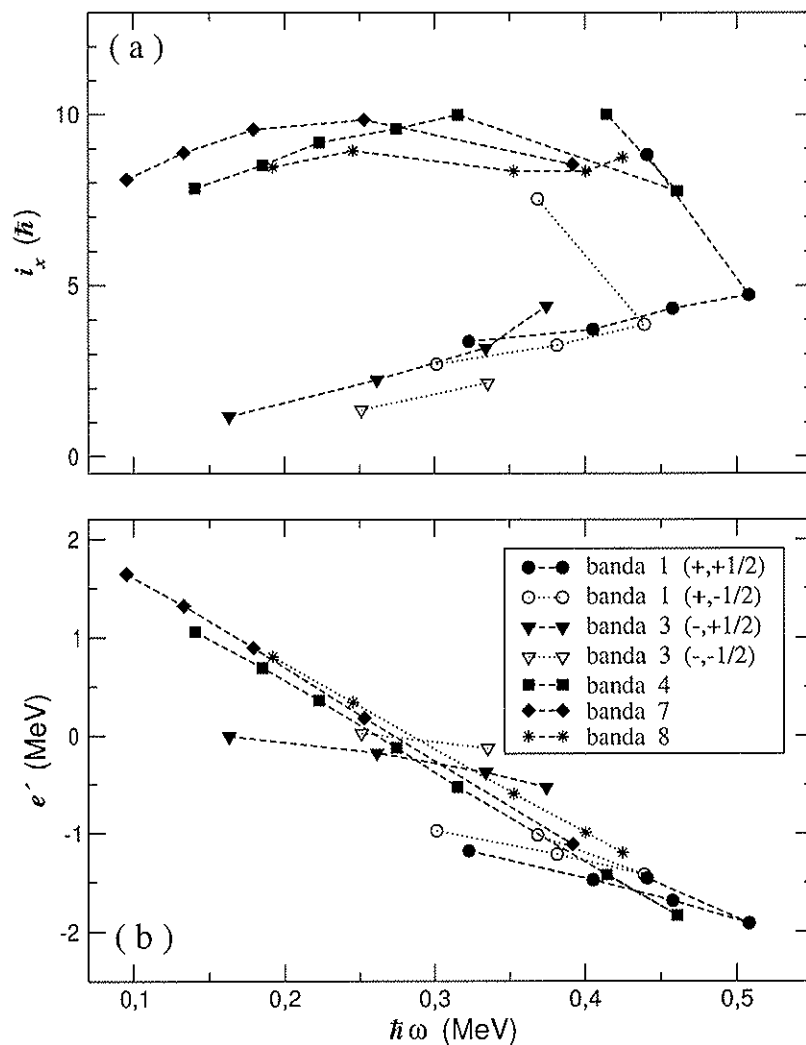


Figura 4.24: (a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade negativa em ^{105}Rh . Mostra-se para efeitos de comparação a banda 1.

As bandas 7 e 8 possuem características muito similares: elas têm um alinhamento quase constante, com ganho de $\Delta i_x \approx 6\hbar$, em relação à banda 3. Estas bandas não apresentam *signature splitting*, e o cruzamento delas com a banda 3 está em torno $\hbar\omega \approx 0,32$ MeV. Esta similaridade de características é o primeiro indício de que elas têm configurações próximas.

4.3.2 Routhianos e Alinhamentos para o núcleo de ^{108}Pd

Como o esquema de níveis de ^{108}Pd apresenta bandas desacopladas com transições tipo E2, e além disso, é um núcleo par-par, o valor da projeção do momento angular total K é normalmente igual a zero. Para as bandas rotacionais (bandas 1 – 4) foi usado o valor de $K = 0$ e para as bandas de vibração γ (banda 5), usou-se o valor de $K = 2$. Com estes valores de K foram obtidos os valores de routhianos (e') e alinhamentos (i_x) para as frequências de rotações (ω) experimentais.

Para os cálculos dos routhianos e alinhamentos experimentais, os parâmetros de Harris usados foram $\mathcal{J}_0 = 6,0 \hbar/\text{MeV}$ e $\mathcal{J}_1 = 20,0 \hbar^4/\text{MeV}^3$. Estes valores são idênticos àqueles usados no trabalho de K. Pohl, *et al.* [25].

A banda 1 mostra, no início, um pequeno alinhamento ($i_x \approx 0\hbar$), o qual vai aumentando até um valor de $i_x \approx 5\hbar$ para uma frequência de rotação $\hbar\omega \approx 0,4$ MeV (vide figura 4.25a). Este valor de frequência corresponde ao cruzamento com a banda 2, mas depois do cruzamento o alinhamento aumenta, tendo este uma forma vertical, chegando até o valor de $i_x \approx 10\hbar$. Esta característica está associada à evolução de estruturas não rotacionais para rotacionais, presente em núcleos na região de $A \approx 110$ e $Z \simeq 50$ [86]. Na figura 4.26 mostram-se as curvas de E-GOS (E-Gamma Over Spin) [86] para as bandas do ^{108}Pd .

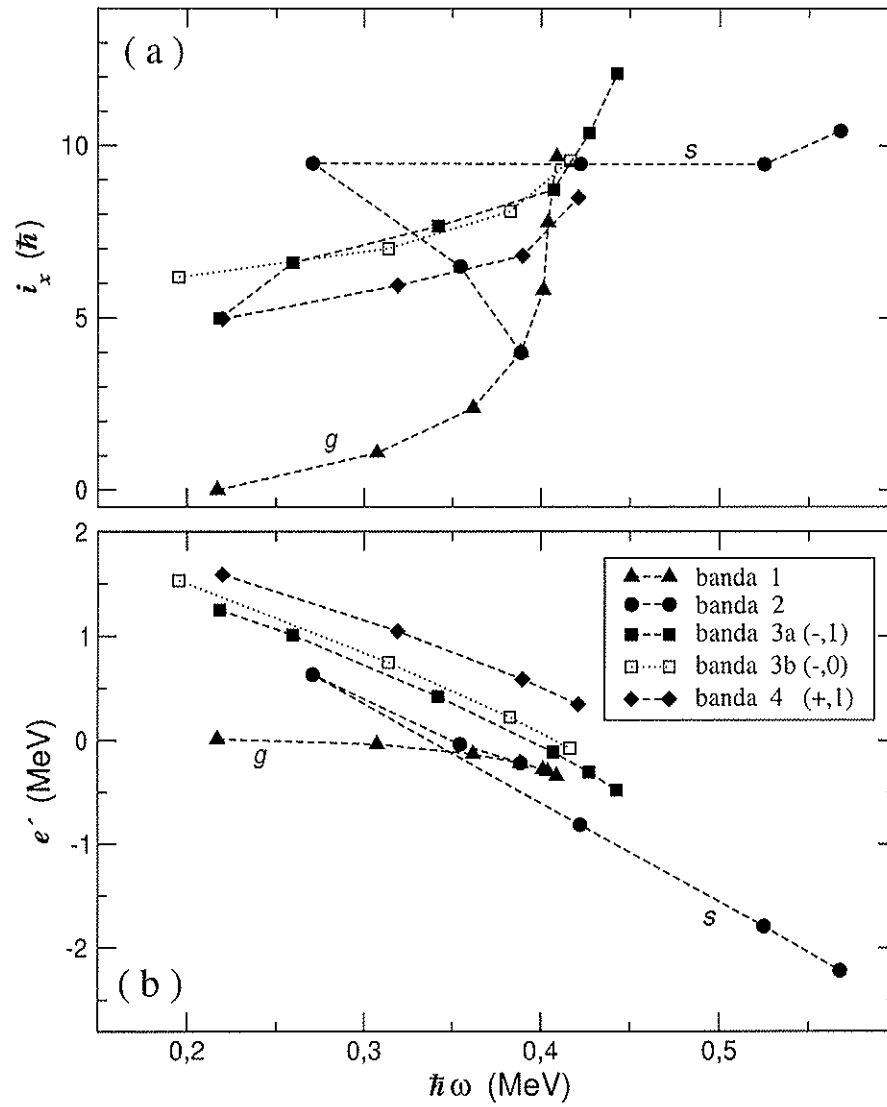


Figura 4.25: (a) alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas do ^{108}Pd .

Como foi descrito na seção 4.2.2, a banda 1 (banda g) forma parte da banda $yrast$ até o cruzamento com a banda 2 (banda s), a qual tem um ganho no alinhamento ($\Delta i_x \approx 10\hbar$) em relação ao início da banda g (vide figura 4.25a). Este incremento no alinhamento, que ocorre acima da frequência de cruzamento de tais bandas ($\hbar\omega > 0,35$ MeV, vide figura 4.25b), é devido ao alinhamento de um par de *quasi*-nêutrons pertencente ao orbital $h_{11/2}$.

Pode-se observar na figura 4.25a que o último ponto no gráfico de alinhamentos (i_x vs $\hbar\omega$) da banda 2 mostra o início de um ganho de alinhamento em alto spin, possivelmente devido ao acoplamento de um par de prótons do orbital $g_{9/2}$. Este ganho não foi determinado experimentalmente por não ter sido possível identificar outras transições pertencentes a esta banda. Uma possível explicação para a existência desta banda poderia estar baseada na estrutura coletiva atribuída à excitação das 4 *quasi*-partículas de energia de excitação mais baixa.

As bandas 3a e 3b apresentam um alinhamento em torno de $7\hbar$ com um ganho no alinhamento de $\Delta i_x \approx 6\hbar$ em relação ao início da banda g (vide figura 4.25a). Na figura 4.25b, pode-se observar um comportamento similar entre estas duas bandas, existindo uma pequena separação em energia entre elas ($\Delta e' \approx 50$ keV). O comportamento similar tanto nos routhianos como nos alinhamentos fortalece a idéia de que estas duas bandas pertencem à mesma configuração, mas com diferentes *signatures*.

A banda 4 apresenta um alinhamento em torno de $6\hbar$ (vide figura 4.25a). Na figura 4.25b, pode-se observar que esta banda tem a maior energia de excitação quando comparada com a banda g .

4.3.3 E-GOS (*Gamma Over Spin*)

Uma análise feita por P. Regan, *et al.* [86] mostrou que, mediante cálculos simples da razão (R) entre a energia transição gama e o spin do estado (chamada de E-GOS), pode-se distinguir estruturas de caráter vibracional de estruturas tipicamente rotacionais. Usando uma aproximação da razão (R), para uma banda vibracional harmônica e banda rotacional, tem-se que as bandas vibracionais possuem um comportamento decrescente de forma hiperbólica, quando graficadas em função do spin, muito diferente das bandas rotacionais, como pode ser observado na figura 4.26. Nesta figura são apresentadas as curvas teóricas de E-GOS para uma típica banda vibracional com o primeiro estado excitado de 500 keV e uma banda rotacional com o primeiro estado excitado de 500 keV.

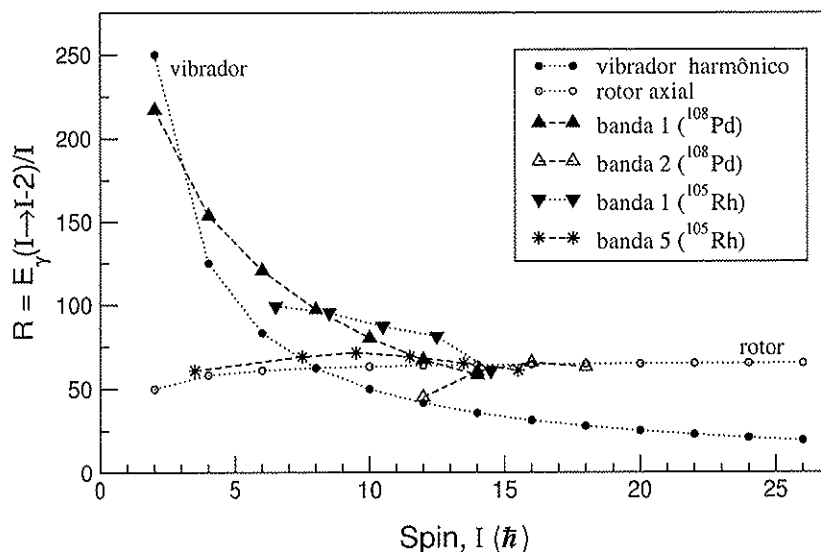


Figura 4.26: Curvas E-GOS para as bandas 1 e 2 do ^{108}Pd e bandas 1 e 5 do ^{105}Rh , comparadas com as de um vibrador harmônico e de um rotor simétrico axial com o primeiro estado excitado de 500 keV.

Pode-se observar também as curvas de E-GOS para as bandas 1 e 2 do ^{108}Pd , onde mostra-se claramente que a banda 1 tem características vibracionais, e a banda 2, características rotacionais. Esta evolução de estrutura vibracional para estrutura rotacional é ilustrada também na figura 4.25a.

Na mesma figura, mostram-se as curvas de E-GOS para as bandas 1 e 5 do ^{105}Rh , onde a banda 1 apresenta fraca característica vibracional, enquanto a banda 5 apresenta a característica de uma banda rotacional típica.

Capítulo 5

Resultados Teóricos

5.1 Cálculos de PAC e TAC

Foram realizados os cálculos de routhianos teóricos de *quasi*-partícula única em função da frequência de rotação, utilizando os modelos de *Cranking* (PAC e TAC) com o intuito de identificar os níveis mais importantes na vizinhança da superfície de Fermi. Estes cálculos são mostrados como diagramas de *quasi*-partícula para os núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd .

Nos diagramas de *quasi*-partícula, os níveis dos routhianos são classificados de acordo com os números quânticos de simetria: paridade e *signature* (π, α) , onde os *quasi*-nêutrons são especificados com letras minúsculas e os *quasi*-prótons com letras maiúsculas. Destes diagramas são obtidos: o valor de *signature splitting* $(\Delta e')$ e os alinhamentos (i_x) a partir da inclinação negativa dos routhianos $(-\frac{de'}{d\omega})$, para cada configuração, assim como as frequências de cruzamento ω_c entre os estados de diferentes configurações. Para a construção dos diagramas no PAC, adotou-se a seguinte convenção: linha sólida $(\pi = +, \alpha = +1/2)$, linha pontilhada $(\pi = +, \alpha =$

$-1/2$), linha traço-pontilhada ($\pi = -, \alpha = +1/2$) e linha tracejada ($\pi = -, \alpha = -1/2$). No entanto, para os diagramas no TAC a linha sólida representa paridade positiva ($\pi = +$) e a linha traço-pontilhada representa paridade negativa ($\pi = -$). É importante ressaltar que nestes diagramas não está definido o número quântico de *signature*, pois a simetria de rotação de um ângulo π em torno do eixo x é quebrada para $\theta \neq 0^\circ$ ou 90° . Na tabela 5.1, mostra-se a correspondência entre a notação dos modelos PAC e TAC, o código de letras em notação esférica, a paridade e a *signature* (somente no modelo PAC), e os orbitais de Nilsson ($[N, n_z, \Lambda]\Omega$).

5.1.1 Cálculos de PAC

Os cálculos de PAC, para o núcleo de ^{105}Rh , foram feitos utilizando o potencial de Woods-Saxon deformado; os parâmetros utilizados foram: deformação quadrupolar $\beta_2 = 0,19$, o grau de triaxialidade $\gamma = -30^\circ$, $Z = 45$ e $N = 60$. Da mesma forma, foram calculados os routhianos específicos para o núcleo de ^{108}Pd ($Z = 46$ e $N = 62$), com os parâmetros de deformação quadrupolar $\beta_2 = 0,18$, e $\gamma = 0^\circ$. Estes resultados são apresentados nas figuras 5.1 e 5.3.

Foram feitos, também, cálculos dos routhianos de partícula única em função da deformação γ para $\hbar\omega = 0,30$ MeV, cujos resultados, para os estados intrusos $\pi g_{9/2}$ (A e B) e $\nu h_{11/2}$ (e e f), de energia mais baixa no ^{105}Rh (figura 5.2), mostram os *quasi*-prótons A e B tendendo à forma oblata ($\gamma = -60^\circ$), enquanto os *quasi*-nêutrons e e f mostram uma tendência para a forma prolata ou triaxial no setor não coletivo ($\gamma \geq 0^\circ$).

Os valores para os parâmetros de deformação β_2 e γ são resultados preliminares das deformações de equilíbrio, extraídos dos cálculos de TRS para as configurações fundamentais (apresentados na secção 5.3):

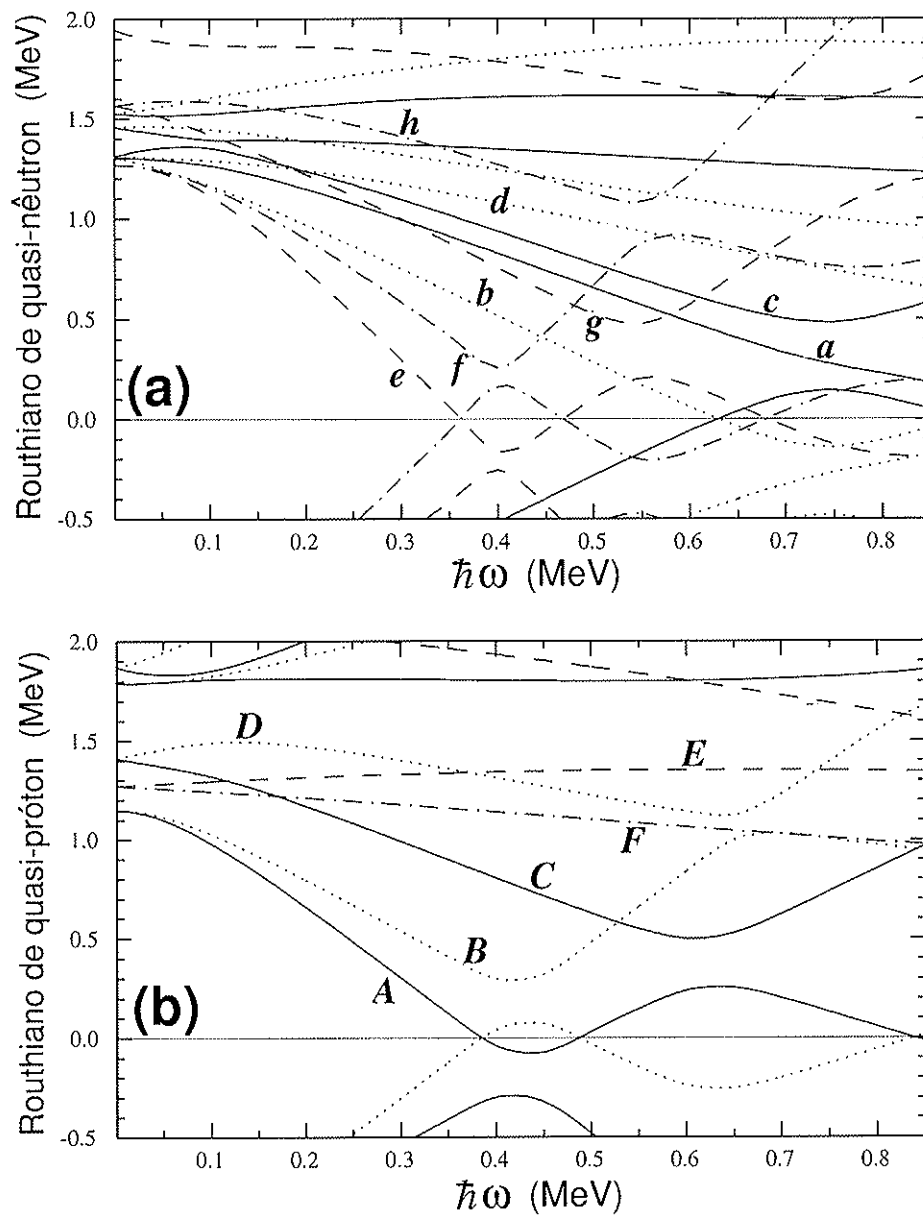


Figura 5.1: Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para ^{105}Rh , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = 0,0$ e $\gamma = -30^\circ$. (a) para nêutrons, (b) para prótons.

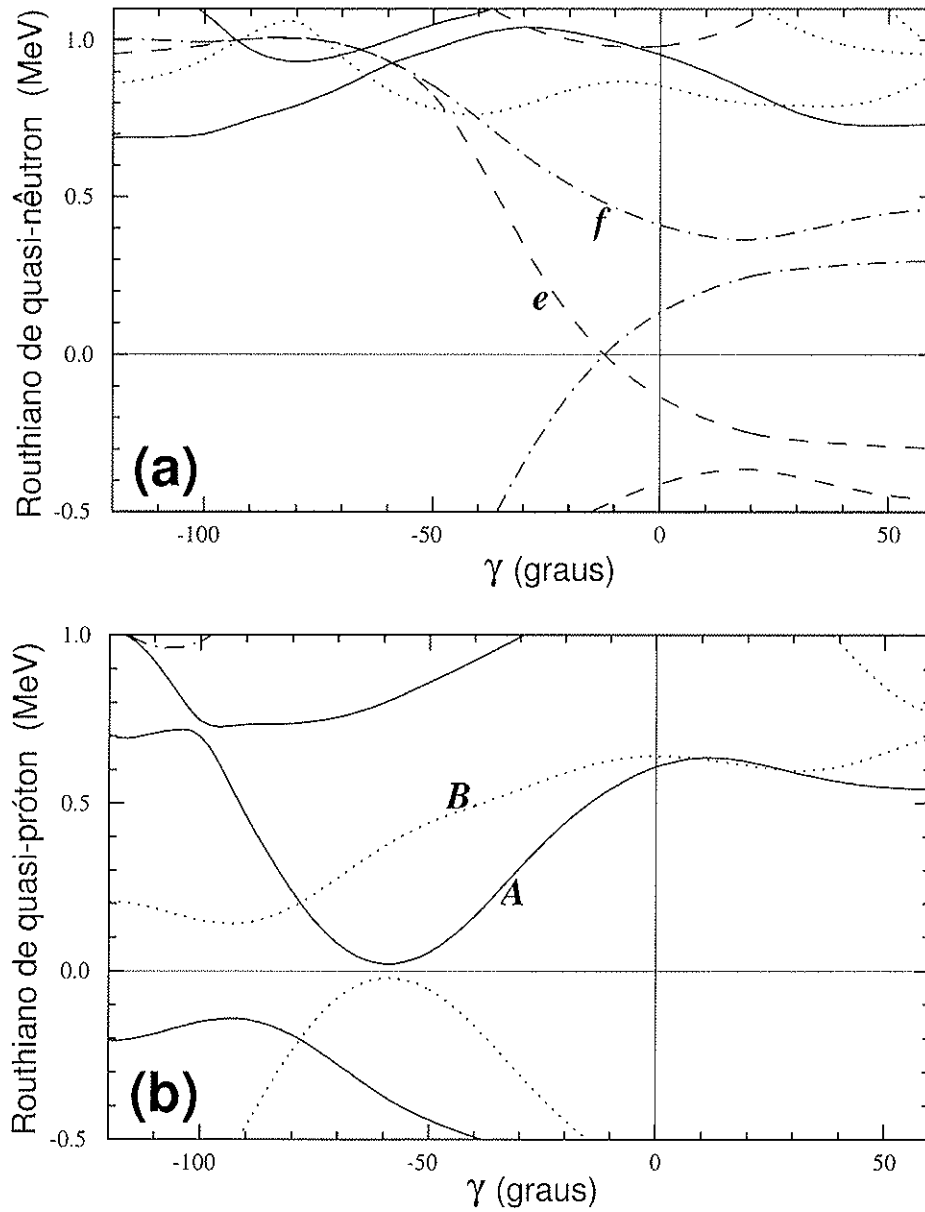


Figura 5.2: *Routhianos de quasi-partícula (e') de menor energia de excitação em relação ao vácuo de quasi-partículas, como função do parâmetro γ , no núcleo de ^{105}Rh , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = 0,0$ e frequência de rotação $\hbar\omega = 0,30$ MeV. (a) para nêutrons, (b) para prótons.*

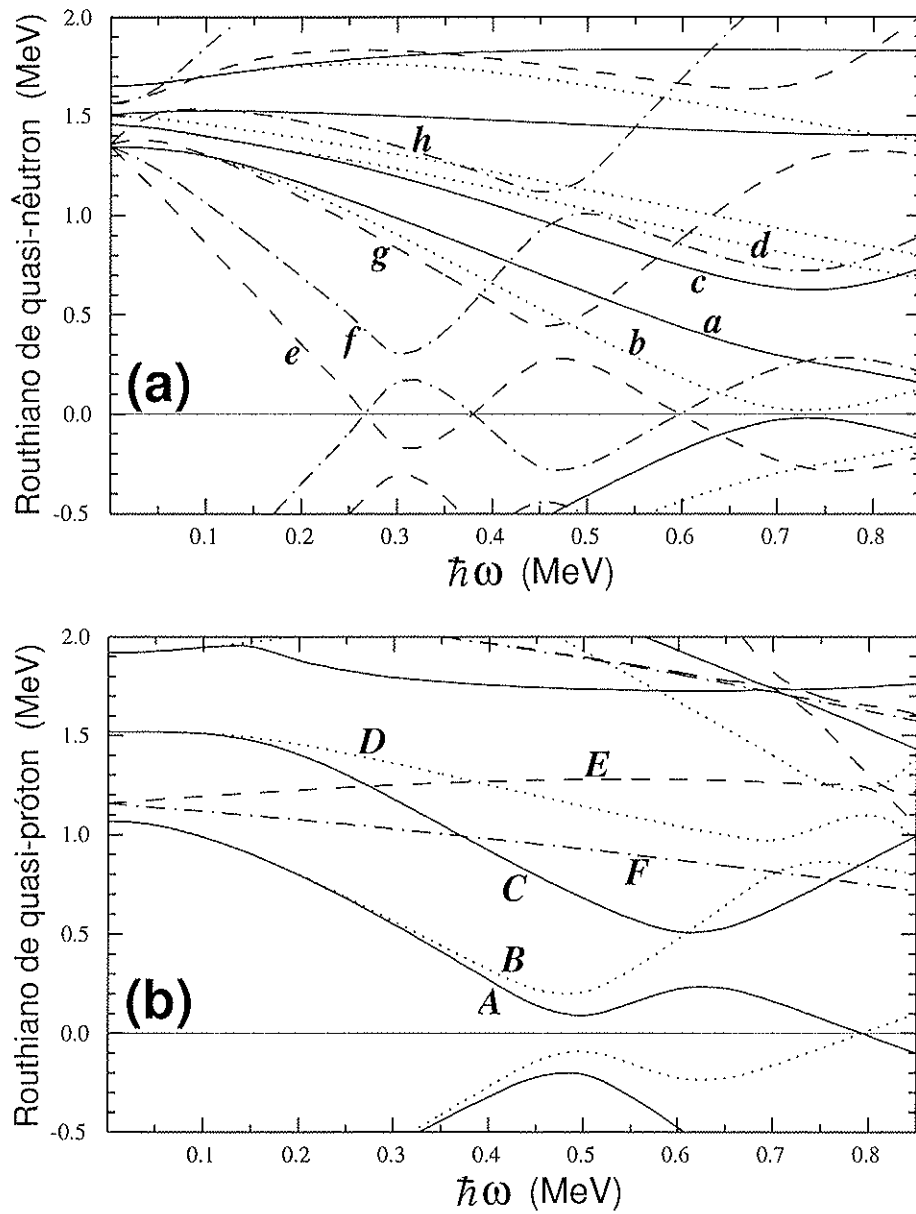


Figura 5.3: Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para ^{108}Pd , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,18$, $\beta_4 = 0,0$ e $\gamma = 0^\circ$. (a) para nêutrons, (b) para prótons.

- para o núcleo de ^{105}Rh , foi usada a configuração $\pi g_{9/2}$,
- para o núcleo de ^{108}Pd , foi usado o vácuo do *quasi*-partículas.

Os valores do nível de Fermi λ e do *gap* de emparelhamento Δ utilizados foram obtidos autoconsistentemente para a frequência de rotação $\hbar\omega = 0$, sendo introduzido um fator de atenuação de 0,9 com o fim de representar melhor os estados de alto spin. Os valores do Δ assim obtidos são:

- para o núcleo de ^{105}Rh , $\Delta_\pi = 1,126$ MeV e $\Delta_\nu = 1,329$ MeV.
- para o núcleo de ^{108}Pd , $\Delta_\pi = 1,044$ MeV e $\Delta_\nu = 1,350$ MeV.

5.1.2 Cálculos de TAC

Os cálculos de TAC, para o núcleo de ^{105}Rh , foram feitos com os potenciais de Nilsson e Woods-Saxon deformado. O cálculo dos routhianos das *quasi*-partícula em função da frequência de rotação, expressos em forma de diagramas de *quasi*-partícula, para $\theta = 90^\circ$, apresentaram similaridades aos obtidos do PAC.

Para o cálculo dos routhianos das *quasi*-partícula em função do ângulo de inclinação θ (para a frequência de rotação $\hbar\omega = 0,3$ MeV) foi empregado o potencial de Nilsson, e os parâmetros utilizados foram: deformação quadrupolar $\beta_2 = 0,19$, grau de triaxialidade $\gamma = -30^\circ$ e ângulo de inclinação $\varphi = 0^\circ$. Na figura 5.4, pode-se observar que a ação combinada das *quasi*-partículas (prótons e nêutrons) podem levar o núcleo a minimizar energia e estabilizar soluções para $\theta \neq 90^\circ$ (soluções *Tilted*).

No caso dos *quasi*-nêutrons (figura 5.4a), os orbitais $h_{11/2}$ têm a tendência a minimizar a energia para ângulos $\theta = 90^\circ$, enquanto que os orbitais $g_{7/2}$ têm a

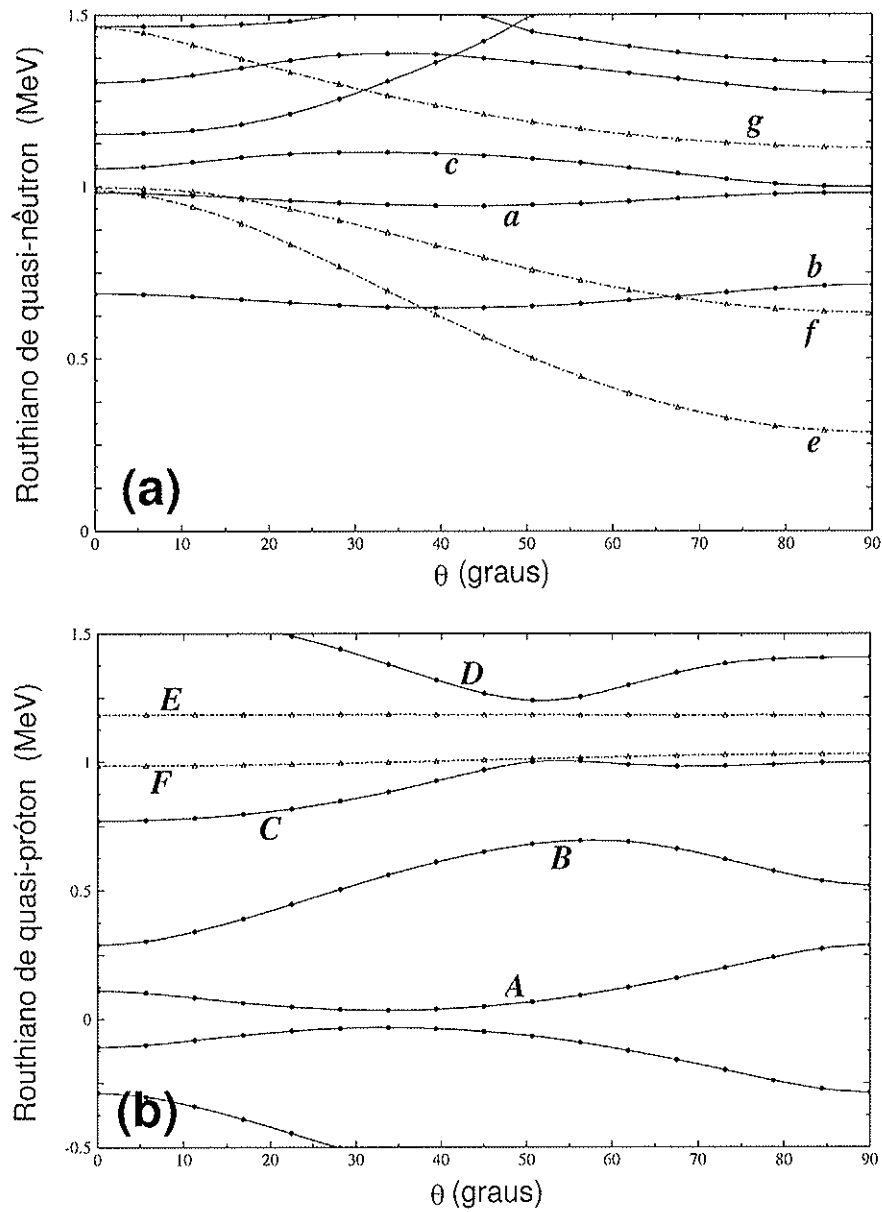


Figura 5.4: Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função do ângulo de inclinação θ , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = -0,007$, $\gamma = -30^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ e frequência de rotação $\hbar\omega = 0,30$ MeV. (a) para nêutrons, (b) para prótons.

tendência para ângulos menores, $\theta \neq 90^\circ$. Para o caso dos *quasi*-prótons (figura 5.4b), os orbitais $g_{9/2}$ têm a tendência a minimizar a energia para ângulos $\theta < 90^\circ$.

Tabela 5.1. Estados de *quasi*-partícula, denotados pelo código de letras, correspondentes aos estados de Nilsson para $\hbar\omega = 0$.

subcamada de origem	$[Nn_z\Lambda]\Omega$	paridade	$\alpha = -\frac{1}{2}$	$\alpha = +\frac{1}{2}$
$\nu h_{11/2}$	$[550]\frac{1}{2}$	–	e	f
$\nu h_{11/2}$	$[541]\frac{3}{2}$	–	g	h
$\nu g_{7/2}$	$[413]\frac{5}{2}$	+	b	a
$\nu d_{5/2}$	$[402]\frac{5}{2}$	+	d	c
$\pi g_{9/2}$	$[413]\frac{7}{2}$	+	B	A
$\pi g_{9/2}$	$[404]\frac{9}{2}$	+	D	C
$\pi(g_{7/2}, d_{5/2})$	$[431]\frac{1}{2}$	+	H	G
$\pi(p_{1/2}, f_{5/2})$	$[301]\frac{1}{2}$	–	E	F

5.1.3 Excitação de 1 *quasi*-partícula em ^{105}Rh

As configurações *A* e *B*, isto é $\pi g_{9/2}$, possuem as menores energias de excitação dos *quasi*-prótons e seus valores de *signature splitting* dependem fortemente do valor de γ (vide figura 5.2), resultando em valores pequenos de *signature splitting* (≈ 50 keV) na forma prolata e bem maiores (≥ 250 keV) nas formas triaxiais e oblatas. Teoricamente o alinhamento das configurações *A* e *B* é moderado (em torno de $3\hbar$ para $\gamma = -30^\circ$) pelo fato do *quasi*-próton estar ainda parcialmente acoplado ao eixo de maior deformação. Espera-se que a banda *yrast* (banda 1) deste núcleo, esteja associada à configuração $\pi g_{9/2}$, originando duas bandas rotacionais, $(+, +1/2)$ e

5.2 Cálculos de TRS

Os cálculos de TRS (Superfícies dos Rothianos Totais) para os núcleos ^{105}Rh e ^{108}Pd foram feitos empregando o formalismo de correção de camada de Strutinsky, com um potencial do tipo Woods-Saxon deformado. Estes cálculos foram feitos a fim de estimar a deformação de equilíbrio e observar a evolução da forma nuclear em função da rotação para várias configurações de *quasi*-partículas.

5.2.1 Configurações $\pi g_{9/2}$ e $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$ em ^{105}Rh

Na configuração $\pi g_{9/2}$ (figura 5.5) pode-se observar que, para baixas frequências de rotação, abaixo do cruzamento ($\hbar\omega \leq 0,38$ MeV), a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,19$ com $\gamma \approx -30^\circ$, indicando uma forma coletiva triaxial. No entanto, acima da frequência de cruzamento (figuras 5.5b,c), o mínimo é deslocado para a forma prolata coletiva $\beta_2 \approx 0,19$ com $\gamma \approx 5^\circ$. Depois do cruzamento ocorre um aumento no alinhamento das *quasi*-partículas (com um ganho no alinhamento de $\Delta i \approx 10\hbar$), causada pelo primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$, *ef.*

Na configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$ (figura 5.6) pode-se observar que, para baixas frequências de rotação ($\hbar\omega \sim 0,06$ MeV), a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,18$ com $\gamma \approx -120^\circ$ o que indica uma forma prolata não coletiva, associada com o estado isomérico $I^\pi = 1/2^-$ (≈ 130 keV) neste núcleo. Para frequências maiores, o mínimo é deslocado para a forma prolata coletiva $\beta_2 \approx 0,2$ com $\gamma \approx 13^\circ$. Depois do primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$, isto é *ef.*, ($\hbar\omega > 0,38$ MeV), também ocorre um aumento no alinhamento das *quasi*-partículas com um ganho de $\Delta i \approx 10\hbar$, e o mínimo é deslocado para $\beta_2 = 0,21$ com $\gamma \approx 9^\circ$.

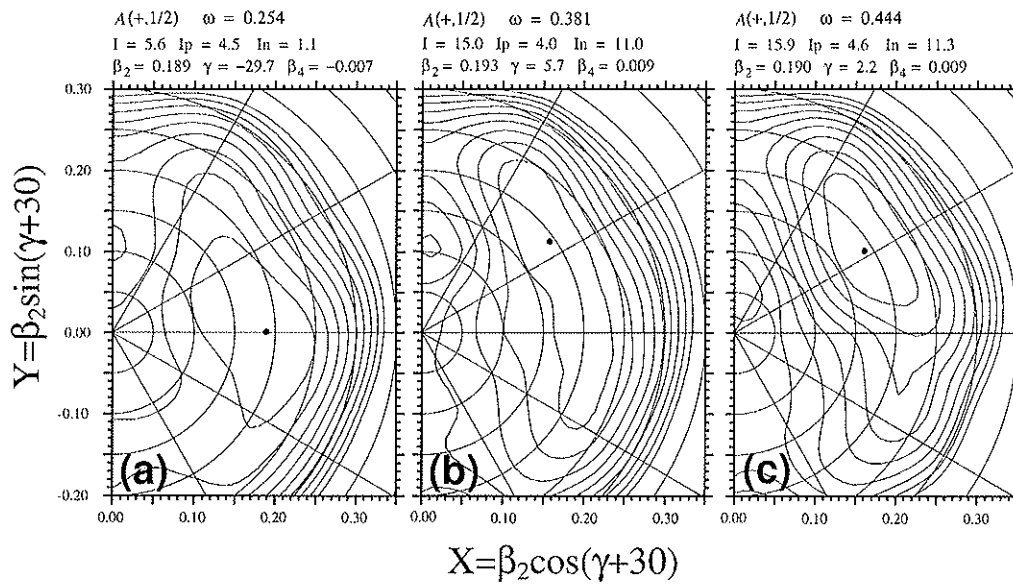


Figura 5.5: TRS para a configuração de $A(+, 1/2)$, $\pi 9_{9/2}$, em ^{105}Rh . Mostram-se a forma nuclear antes e depois do cruzamento de nêutrons. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

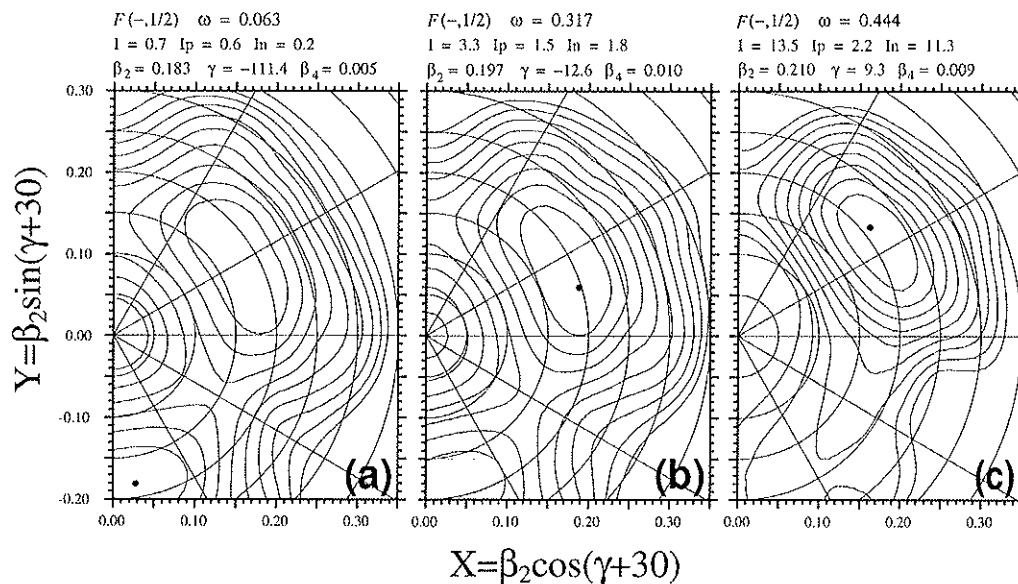


Figura 5.6: TRS para a configuração de $F(-, 1/2)$, $\pi p_{1/2}$, em ^{105}Rh . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

(+, -1/2), com valores grandes de *signature splitting* (≈ 250 keV para a frequência de rotação $\hbar\omega = 0,35$ MeV).

As configurações de paridade negativa de menor energia de excitação correspondem a *E* e *F*, isto é $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$. Estas configurações originam valores grandes de *signature splitting* e muito pouco alinhamento, característicos de orbitais de baixo valor de *j* e projeção $\Omega = 1/2$. A banda rotacional de *signature* favorecida pertence à configuração *F* (-, +1/2), sendo a de *signature* desfavorecida *E* (-, -1/2) bem mais afastada da favorecida ($\Delta e' \approx 300$ keV para uma frequência de rotação $\hbar\omega = 0,35$ MeV). Cabe mencionar que o orbital $\pi p_{1/2}$ não é puro, mas é misturado com os mais próximos orbitais da mesma camada, tais como $\pi f_{5/2}$ e $\pi p_{3/2}$.

5.1.4 Excitações de 3 *quasi*-partículas em ^{105}Rh

Pode-se observar na figura 5.1b que, para a banda *yrast* (ocupação dos estados *A* ou *B*), o primeiro cruzamento dos *quasi*-prótons *AB*, isto é $g_{9/2}$, está bloqueado, enquanto a primeira quebra do par $\nu h_{11/2}$ pode ocorrer em torno de $\hbar\omega \approx 0,4$ MeV, gerando um grande aumento no alinhamento. As configurações *Aef* e *Bef* possuem valores pequenos ou quase nulos de *signature splitting* devido ao fato dos nêutrons encontrarem-se desacoplados e fortemente alinhados ao eixo de rotação, sendo que a tendência deste alinhamento é levar o núcleo a formas axiais. Esta configuração enquadra-se muito bem com a descrição da banda de paridade positiva, nomeada como banda 2.

Uma possível configuração de paridade negativa de menor energia de excitação corresponde à configuração de prótons *FAB*, isto é $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2$, com um valor de *signature splitting* desprezível. Esta configuração possui um alinhamento em

torno de $i_x = 7\hbar$, mostrando consistência com o valor do alinhamento experimental da banda 4 apresentado na figura 4.24a.

Uma outra configuração de paridade negativa e de menor energia de excitação corresponde à configuração de nêutrons Afb , isto é $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$, com um valor de *signature splitting* desprezível e um alinhamento em torno de $i_x = 9\hbar$. Nesta configuração, os primeiros cruzamentos tanto de prótons como de nêutrons (na frequência de rotação $\hbar\omega = 0,4$ MeV) estão bloqueados. Estas características são consistentes com as obtidas experimentalmente das bandas 7 e 8.

5.1.5 Excitações de 5 *quasi*-partículas em ^{105}Rh

Para a configuração de paridade negativa de três *quasi*-prótons FAB , com *signature splitting* desprezível, o primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons não está bloqueado e poderia acontecer na frequência de rotação $\hbar\omega = 0,4$ MeV, o que gera uma banda de 5 *quasi*-partículas ($FABef$), isto é $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^2$. Na parte superior da banda 4 (acima do estado com spin $I^\pi = 27/2^-$, observa-se o início de um possível novo alinhamento (vide figura 4.24a) que poderia ser o alinhamento dos *quasi*-nêutrons, mas a frequência de cruzamento e o ganho de alinhamento não foram determinados experimentalmente devido à baixa estatística.

5.1.6 Excitações de 2 *quasi*-partículas em ^{108}Pd

Na figura 5.3b a excitação de energia mais baixa possível para as *quasi*-partículas no núcleo de ^{108}Pd identifica-se com a ocupação dos estados e e f para nêutrons e

A e B para prótons. Observa-se, também, que o valor de *signature splitting* entre os estados de *quasi*-próton é pequeno, enquanto o valor de *signature splitting* entre os estados de *quasi*-nêutron é da ordem de centenas de keV.

Pode-se observar na figura 5.3a que o primeiro cruzamento de *quasi*-nêutrons com a banda *yrast* está em torno da frequência de rotação $\hbar\omega \approx 0,3$ MeV. A configuração de paridade positiva dos *quasi*-nêutrons que origina este cruzamento é identificada como ef , isto é $(\nu h_{11/2})^2$, com *signature* $\alpha = 0$. O alinhamento correspondente a esta configuração, $i_x = \sum i_{x\pi} + \sum i_{x\nu}$, é gerado apenas pelos *quasi*-nêutrons $h_{11/2}$ (cada *quasi*-nêutron possui $i_{x\nu} \sim 5\hbar$), pois é esperado um grande alinhamento em orbitais de alto j e de baixo Ω .

Uma possível segunda configuração de paridade positiva, com menor energia de excitação, corresponde às configuração de nêutrons eg ou fg , isto é, $(\nu h_{11/2})^2$, com um alinhamento de $i_x \sim 7\hbar$ e valores de *signature splitting* em torno de 500 keV para frequência de rotação $\hbar\omega = 0,4$ MeV. Para esta configuração, o primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons ef está bloqueado, enquanto a primeira quebra do par $\pi g_{9/2}$ pode ocorrer em torno de $\hbar\omega \approx 0,5$ MeV. Isto dá um indício de que a possível configuração para a banda 4 seria uma configuração baseada nos *quasi*-nêutrons, isto é, a configuração eg , $(\nu h_{11/2})^2$.

Dois possíveis configurações de paridade negativa de menor energia de excitação correspondem às configurações eb , ea para nêutrons e AF , BF para prótons. Na configuração de nêutrons eb ou ea , isto é, $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ com valores de *signature splitting* em torno de 150 keV na frequência de rotação $\hbar\omega = 0,4$ MeV, o primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons ef está bloqueado. Para a configuração de prótons AF ou BF , isto é, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$, com valores de *signature splitting* pequenos, em torno de 100 keV na frequência de rotação $\hbar\omega = 0,4$ MeV, o primeiro cruzamento dos

quasi-prótons AB está bloqueado, enquanto que o primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons ef pode ocorrer em torno de $\hbar\omega \approx 0,3$ MeV. Embora as duas configurações (nêutrons e prótons) possuam *signature* $\alpha = 1$ como a favorecida, elas diferem em alinhamento. A configuração de nêutrons tem um alinhamento em torno de $i_x = 8\hbar$, enquanto a configuração de prótons tem um alinhamento menor, em torno de $i_x = 3,5\hbar$. Isto mostra um indício de que a possível configuração para as bandas 3a e 3b seria uma configuração baseada nos *quasi*-nêutrons, isto é, a configuração $e(b,a), \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$.

5.1.7 Excitações de 4 *quasi*-partículas em ^{108}Pd

No gráfico $e' \times \hbar\omega$ (figura 5.3a), nota-se que o primeiro cruzamento de *quasi*-nêutrons com a banda *yrast* está em torno da $\hbar\omega = 0,3$ MeV e corresponde ao alinhamento de dois *quasi*-nêutrons ef , isto é, $\nu(h_{11/2})^2$ (banda 2). O segundo cruzamento (figura 5.3b) corresponde ao alinhamento de dois *quasi*-prótons AB , isto é, $(\pi g_{9/2})^2$, em torno da frequência de rotação $\hbar\omega \approx 0,5$ MeV. Este alinhamento total gera uma banda de 4 *quasi*-partículas, sendo 2 *quasi*-nêutrons (ef) e 2 *quasi*-prótons (AB) e tem a configuração $efAB$, isto é, $(\nu h_{11/2})^2 \otimes (\pi h_{11/2})^2$, que poderia ser atribuída à continuação da banda *yrast* em alto spin. Experimentalmente observa-se um pequeno aumento no alinhamento das *quasi*-partículas mas, devido à baixa estatística e às limitações provenientes da reação (por exemplo, transferência de momento angular), isto não foi claramente determinado, como pode ser observado na figura 4.25a.

5.2.2 Configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2$ em ^{105}Rh

Na figura 5.7a mostra-se que, abaixo da frequência $\hbar\omega < 0,38$ MeV, a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,16$ com $\gamma \approx -25^\circ$, sugerindo uma forma coletiva triaxial. No entanto, acima da frequência $\hbar\omega > 0,38$ MeV (figura 5.7b,c), pode-se observar o deslocamento do mínimo para a forma prolata coletiva com $\beta_2 \approx 0,18$ e com $\gamma \sim 7^\circ$. Também é observada uma variação drástica no alinhamento de *quasi*-nêutrons com um ganho de $\Delta i_x \approx 10\hbar$, causada pelo cruzamento dos *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$, *ef.* Este novo alinhamento indicaria uma formação de uma estrutura de 5 *quasi*-partículas $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2 \otimes (\nu h_{11/2})^2$.

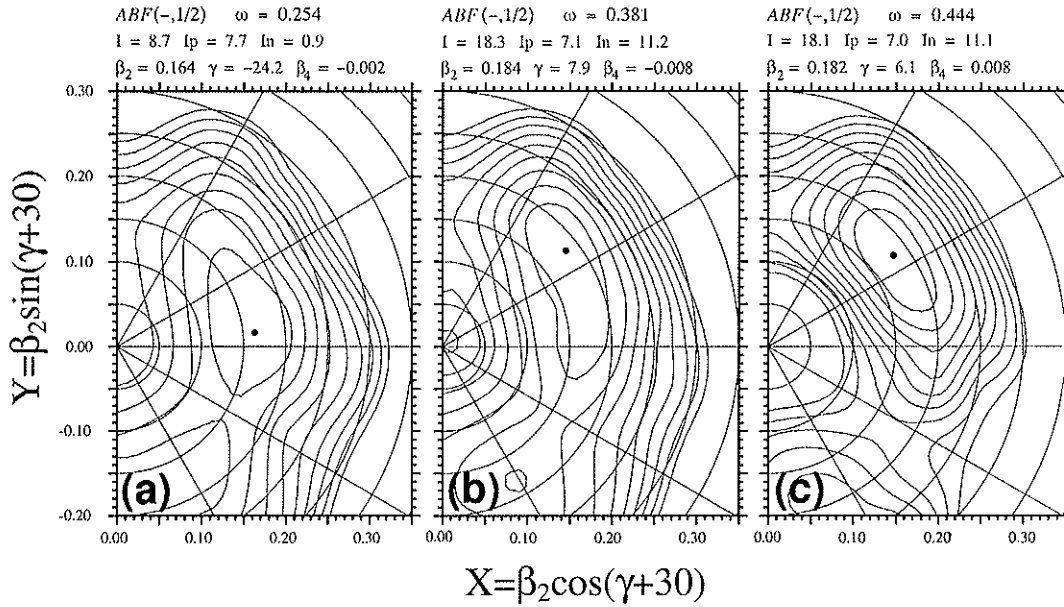


Figura 5.7: TRS para a configuração $FAB(-, 1/2)$, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2$, em ^{105}Rh . Mostram-se a forma nuclear antes e depois do cruzamento de *quasi*-prótons. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.3 Configuração $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ em ^{105}Rh

Na configuração $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ (figura 5.8), o TRS mostra que a posição de mínimo β_2 está em torno de 0,21. O Routhiano total para esta configuração é muito raso e varia muito pouco em função do parâmetro γ no intervalo de $-30^\circ \leq \gamma \leq 30^\circ$. O mínimo depende da combinação das *signatures* das *quasi*-partículas envolvidas nesta configuração (*A* ou *B* com *e* ou *f*). Na figuras 5.8a,b mostra-se a configuração *Abf* com $\alpha = 1/2$. Em (b) o mínimo está posicionado perto da máxima triaxialidade ($\gamma = -30^\circ$). Já na figura 5.8c, mostra-se a configuração *Bbf* com $\alpha = -1/2$ onde o mínimo está posicionado perto de $\gamma = 30^\circ$.

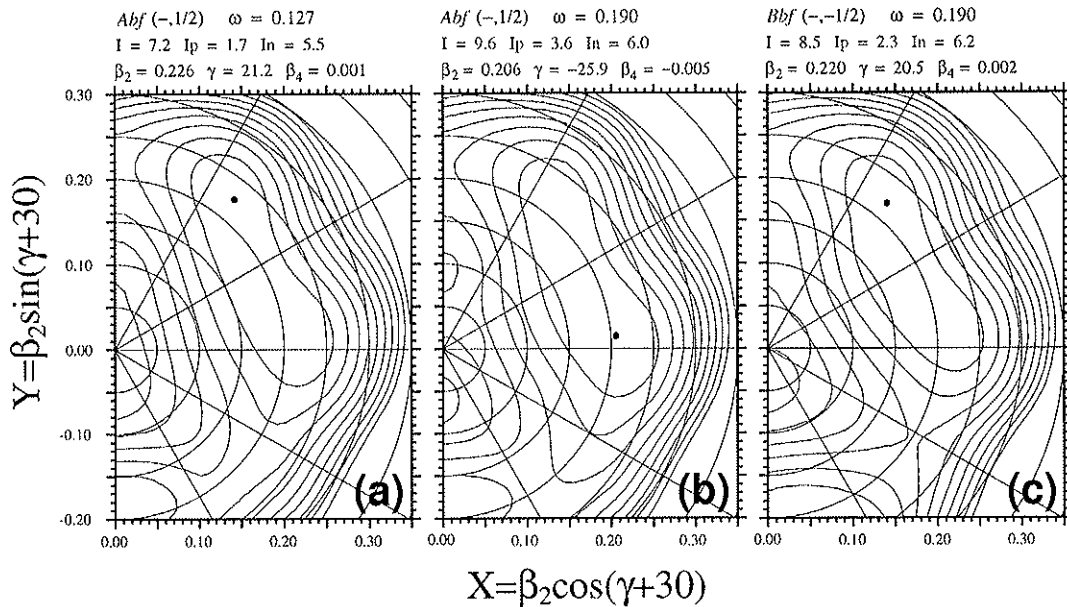


Figura 5.8: TRS para as configurações *Abf*($-, 1/2$) e *Bbf*($-, -1/2$) correspondente a $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, em ^{105}Rh . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.4 Banda *Yrast* vácuo e alinhamento $(\nu h_{11/2})^2$ em ^{108}Pd

Para a configuração de vácuo de *quasi*-partículas o TRS mostra que, para baixas frequências de rotação ($\hbar\omega \sim 0,19$ MeV), a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,17$ com $\gamma \sim 0^\circ$ (figura 5.9a), isto é, apresenta uma forma nuclear com simetria axial. Para uma frequência de rotação um pouco maior ($\hbar\omega \sim 0,25$ MeV) a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,18$ e o grau de triaxialidade cresce, $\gamma \sim -4^\circ$ (figura 5.9b). Este aumento gradual dos parâmetros β e γ pode ser observado também para frequências de rotação maiores, antes do primeiro cruzamento de *quasi*-nêutrons ($\hbar\omega \sim 0,35$ MeV), onde o núcleo tem deformação quadrupolar e grau de triaxialidade maiores ($\beta_2 \approx 0,19$, $\gamma \sim -12^\circ$, para $\hbar\omega \sim 0,32$ MeV).

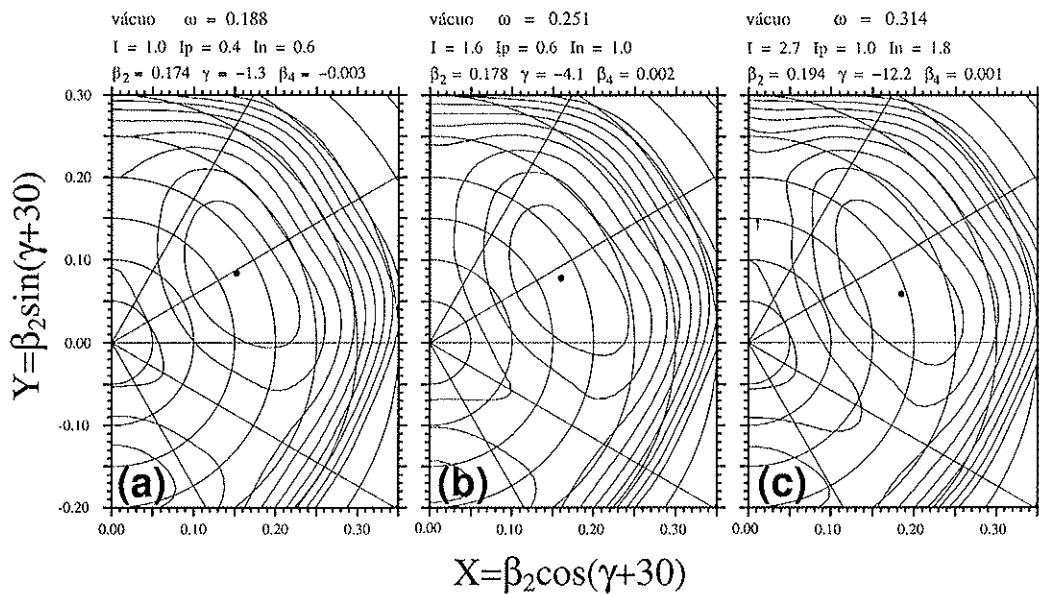


Figura 5.9: TRS para a configuração de vácuo de *quasi*-partículas em ^{108}Pd . Mostra-se a forma nuclear antes do cruzamento de *quasi*-nêutrons. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

Para frequências de rotação em torno da frequência do primeiro cruzamento dos *quasi-nêutrons* ef (vide figura 5.3a), o núcleo apresenta uma deformação quadrupolar $\beta_2 \sim 0,193$ com uma pequena diminuição do grau de triaxialidade $\gamma \sim 5^\circ$. Observa-se também, uma variação em forma drástica no alinhamento das *quasi-partículas*, com um ganho de $\Delta i_x \approx 10\hbar$ causada pelo alinhamento dos *quasi-nêutrons* $(\nu h_{11/2})^2$. Já acima da frequência de cruzamento (figuras 5.10,b), mantém-se quase a deformação quadrupolar $\beta_2 \approx 0,20$, e o grau de triaxialidade cai para ($\gamma \approx 0^\circ$), indicando ter o núcleo uma simetria axial (forma prolata coletiva, vide figura 2.3).

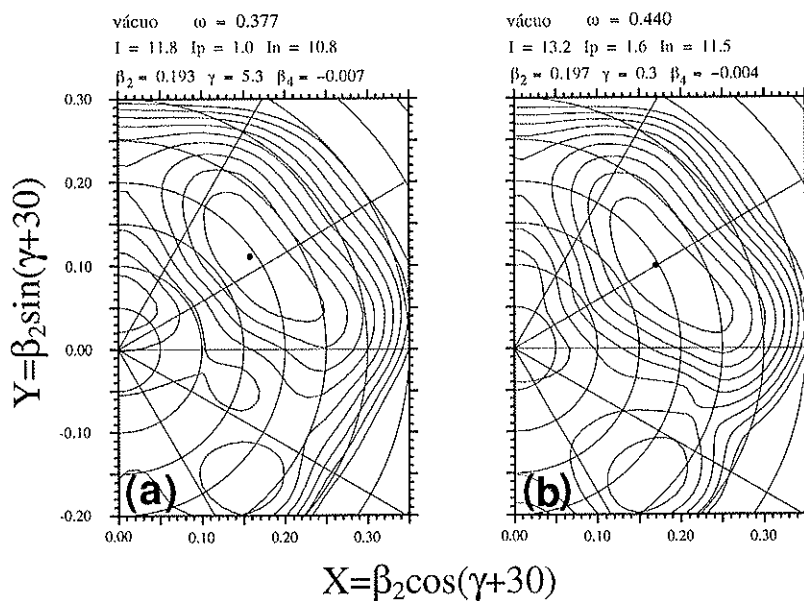


Figura 5.10: TRS para a configuração de vácuo de *quasi-partículas* em ^{108}Pd . Mostra-se a forma nuclear depois do cruzamento de *quasi-nêutrons*. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.5 Configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ em ^{108}Pd

Na configuração de nêutrons $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, pode-se observar que para baixas frequências de rotação ($\hbar\omega \leq 0,35$ MeV), a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,18$ com $\gamma \sim 3^\circ$ (figura 5.11a), apresentando uma forma nuclear praticamente com simetria axial. Para frequências de rotação em torno de ($\hbar\omega \sim 0,37$ MeV, figura 5.11b), mantém-se quase o mesmo grau de triaxialidade ($\gamma \approx -3^\circ$) com uma deformação quadrupolar constante ($\beta_2 \approx 0,18$). Já para frequências de rotação maiores ($\hbar\omega \geq 0,44$ MeV, figura 5.11c) a deformação quadrupolar aumenta para $\beta_2 \approx 0,20$ e o núcleo tem a tendência a ser mais triaxial ($\gamma \sim -11^\circ$).

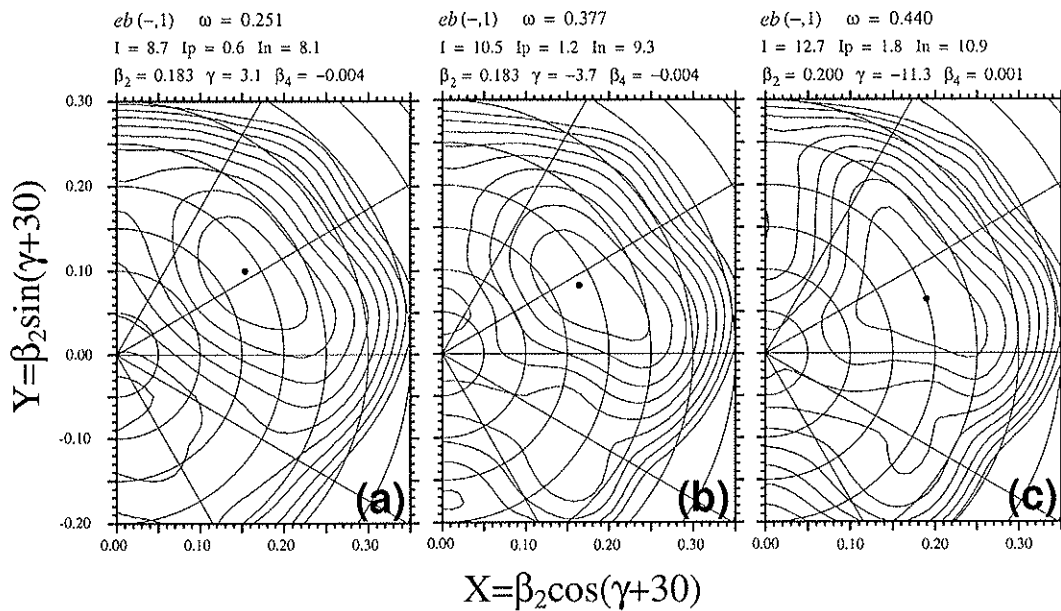


Figura 5.11: TRS para a configuração de $eb(-,1)$, $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, em ^{108}Pd . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.6 Configuração $(\nu h_{11/2})^2$ em ^{108}Pd

Na configuração de nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$, formada pelos *quasi*-nêutrons *eg*, observa-se que para baixas frequências de rotação ($\hbar\omega \leq 0,20$ MeV), a deformação de equilíbrio é $\beta_2 \approx 0,19$ com um grau de triaxialidade de $\gamma \sim 4^\circ$ (figura 5.12a), isto é, apresenta uma forma nuclear praticamente com simetria axial. Para frequências de rotação $\hbar\omega < 0,44$ MeV (figura 5.11a,b), a deformação de equilíbrio β_2 e o grau de triaxialidade γ não mostram variação considerável e o alinhamento é resultado só dos *quasi*-nêutrons. Já para frequências de rotação maiores ($\hbar\omega \geq 0,44$ MeV, figura 5.12c) a deformação quadrupolar aumenta para $\beta_2 \approx 0,21$ e o núcleo tem a tendência a ser mais triaxial ($\gamma \sim -11^\circ$).

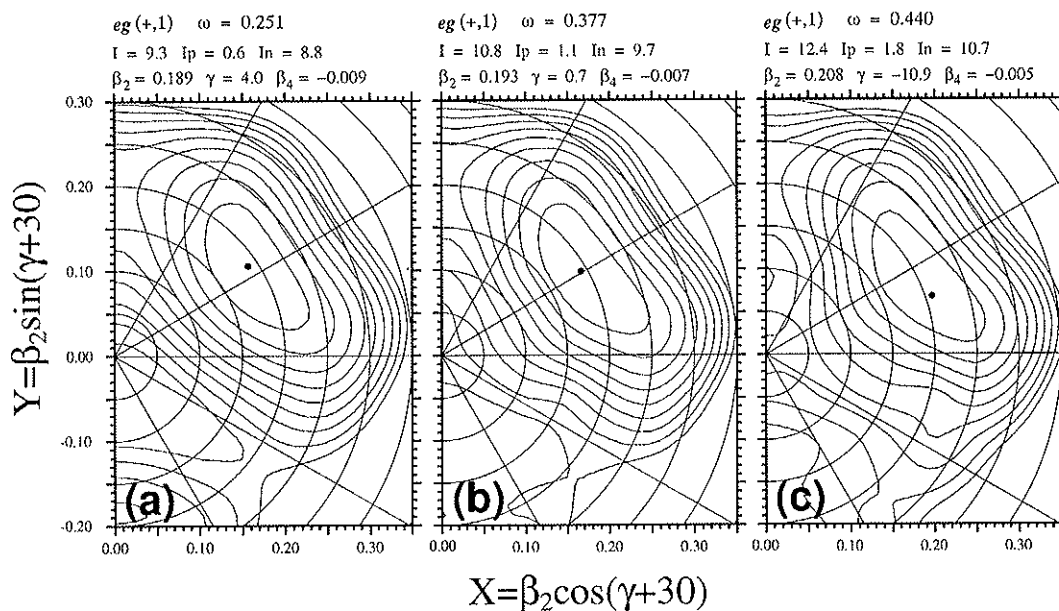


Figura 5.12: TRS para a configuração de *eg* (+, 1), $(\nu h_{11/2})^2$, em ^{108}Pd . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.7 Configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$ em ^{108}Pd

Na configuração de prótons $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$, o TRS mostra que para baixas frequências de rotação, $\hbar\omega \leq 0,35$ MeV (figura 5.13a), o núcleo tem uma deformação de equilíbrio com $\beta_2 \approx 0,17$ e $\gamma \sim -19^\circ$ (forma coletiva triaxial), apresentando uma forma nuclear com pouca rigidez e com um mínimo muito raso em relação ao γ . No entanto, acima da frequência de rotação $\hbar\omega \geq 0,35$ MeV (figuras 5.13b,c), pode-se observar uma variação de forma drástica no alinhamento dos *quasi*-nêutrons, com um ganho de $\Delta i_x \approx 10\hbar$ causado pelo cruzamento dos *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$. O mínimo é deslocado desde a forma prolata colectiva com $\beta_2 \approx 0,19$ e $\gamma \sim 10^\circ$ para uma forma triaxial com $\beta_2 \approx 0,20$ e $\gamma \sim -12^\circ$.

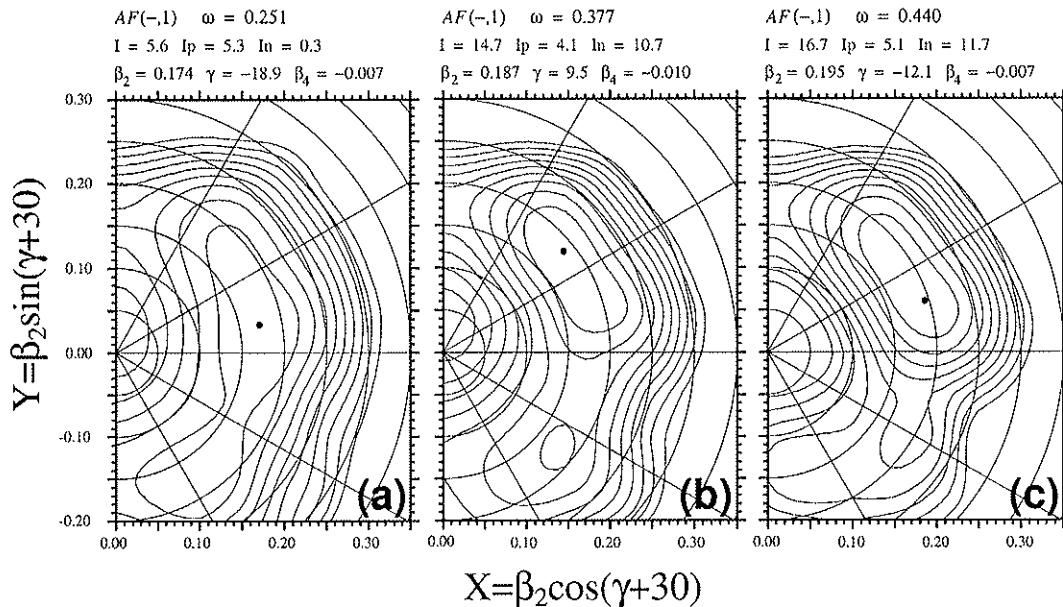


Figura 5.13: TRS para a configuração de $AF(-,1)$, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$, em ^{108}Pd . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.2.8 Vácuo de *quasi*-partículas em $^{102,104,106}\text{Pd}$

Para a configuração de vácuo de *quasi*-partículas nos isótopos pares de paládio o TRS mostra que, para baixas frequências de rotação ($\hbar\omega \sim 0,25$ MeV), os núcleos apresentam uma deformação de equilíbrio (β_2 e γ) que depende do número de nêutrons. Assim, o núcleo de ^{102}Pd tem uma deformação quadrupolar $\beta_2 \sim 0,12$ com um grau de triaxialidade $\gamma \sim -2^\circ$ (figura 5.14a); já o núcleo de ^{106}Pd tem uma deformação quadrupolar $\beta_2 \sim 0,15$ com $\gamma \sim -3^\circ$ (figura 5.14c), isto é, núcleos com maior número de nêutrons apresentam maior deformação. Além disso, o mínimo tem a tendência de ser mais raso como função do parâmetro γ quanto maior for o número de nêutrons.

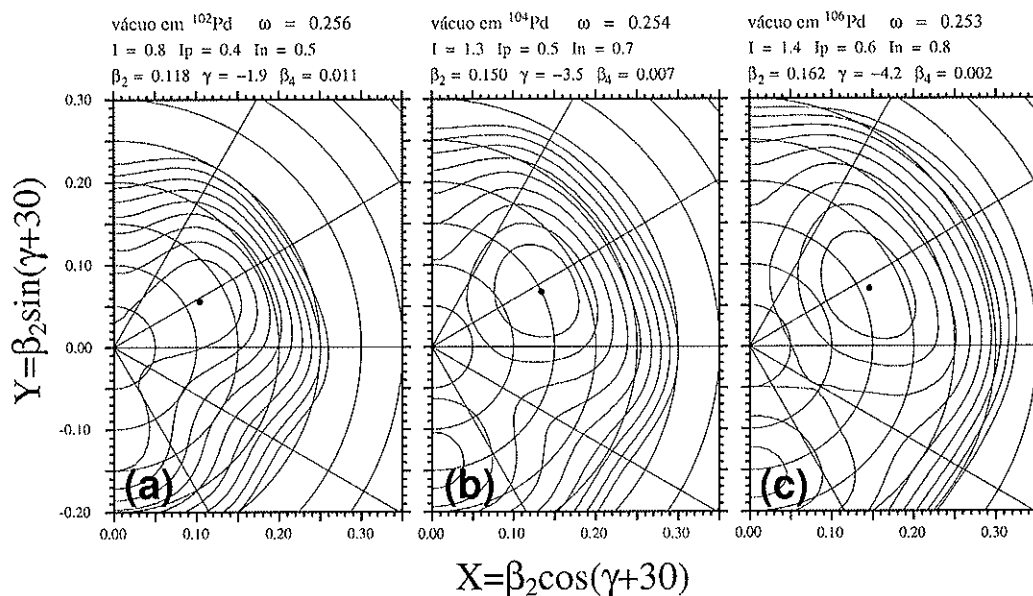


Figura 5.14: TRS para a configuração de vácuo de *quasi*-partículas nos isótopos pares de paládio, $^{102,104,106}\text{Pd}$. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio.

5.3 Cálculos da razão $B(M1)/B(E2)$

Uma das ferramentas para testar a estrutura nuclear é o cálculo da razão $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$, dentro de uma banda, que é muito sensível aos valores dos momentos magnéticos das *quasi*-partículas que geram a banda. Os resultados experimentais destas razões foram determinados a partir da relação 2,82, onde foram considerados $\delta(M1/E2)$ pequenos. Os valores das intensidades I_γ foram determinados a partir das áreas das transições γ que depopulam um estado de interesse com spin I , onde estas áreas foram obtidas fazendo uma janela na transição que popula tal estado.

Os valores teóricos usados para comparação com os valores experimentais foram tomados dos cálculos feitos por F. Espinoza-Quiñones, *et al.* [23] usando o modelo geométrico proposto por Dönau e Frauendorf [63].

5.3.1 $B(M1)/B(E2)$ no núcleo de ^{105}Rh

A comparação entre os resultados experimentais e as configurações relevantes de ^{105}Rh é mostrada na figura 5.15. Os parâmetros de deformação utilizados foram $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = 0$, $\gamma = -30^\circ$.

Sabe-se que as configurações A e B no núcleo de ^{105}Rh possuem valores de alinhamentos relativamente pequenos devido ao fato de serem os *quasi*-prótons parcialmente acoplados ao caroço, isto é, possuem valores de K relativamente grande, enquanto que as configurações E e F têm valores de alinhamentos pequenos e estão desacoplados. Para a estimativa dos valores teóricos de $B(M1)/B(E2)$, para a banda

1 e 3, foram utilizados $\Delta e'$ e o grau de triaxialidade, observando-se que a melhor representação dos dados experimentais para a configuração $\pi g_{9/2}$ corresponde a um valor de $K \sim 3,5$. No entanto, para a configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$, os valores estimados diferem em uma ordem de grandeza, devido a este orbital não ser puro, pois apresenta uma mistura com o orbital ($\pi f_{5/2}$).

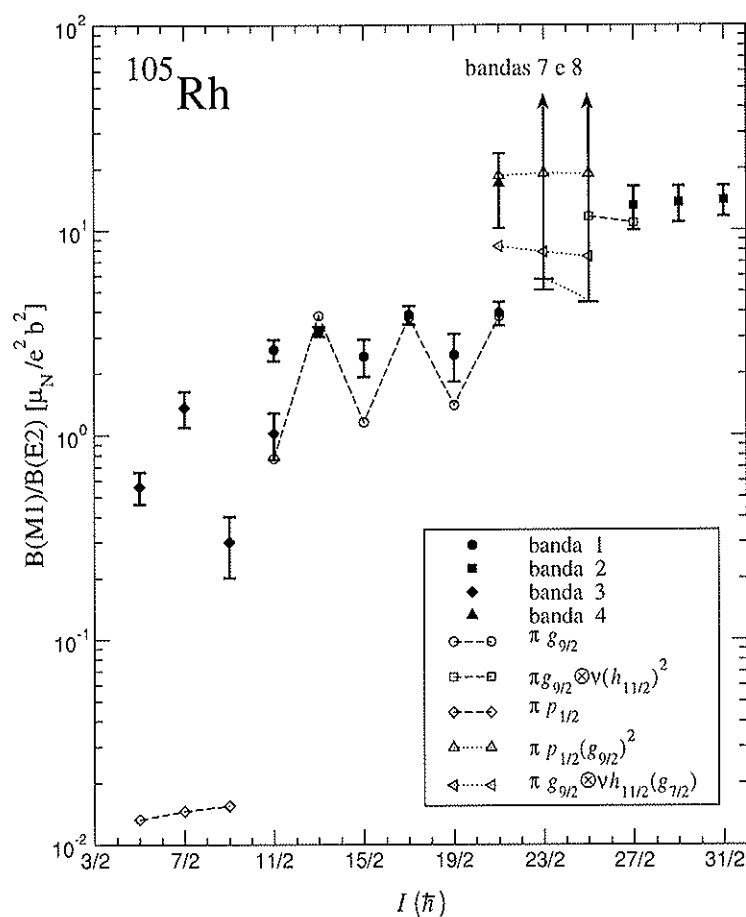


Figura 5.15: $B(M1)/B(E2)$ experimentais (símbolos cheios) para as bandas 1, 2, 3 e 4 e limites inferiores para as bandas 7 e 8 no núcleo de ^{105}Rh . Os valores teóricos (símbolos vazios) foram obtidos de várias configurações possíveis.

Os valores experimentais das razões $B(M1)/B(E2)$ obtidos a partir das intensidades das transições da banda 2 mostram uma concordância com os valores teóricos calculados a partir da configuração $\pi g_{9/2} \otimes (\nu h_{11/2})^2$ com $K = 3, 5$, $\Delta e' = 0$ e $\gamma = 0^\circ$, resultado da influência dos *quasi*-nêutrons na forma nuclear.

As estimativas dos valores $B(M1)/B(E2)$ para as configurações $\pi p_{1/2} \otimes (\pi g_{9/2})^2$ com $K = 8, 5$ e $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ com $K = 3, 5$ mostraram pouca variação. Os valores das razões $B(M1)/B(E2)$ calculados a partir das intensidades das transições da banda 4 mostraram maior concordância com os valores obtidos da primeira configuração, mas não descarta a possibilidade da segunda configuração. Similarmente, os resultados dos limites inferiores das razões $B(M1)/B(E2)$ calculados a partir das intensidades das transições das bandas 7 e 8, mostraram a possibilidade de se aceitar a configuração com *quasi*-prótons e *quasi*-nêutrons, mas, devido à baixa estatística, os valores não são muito conclusivos.

Capítulo 6

Discussão

6.1 O núcleo de ^{105}Rh

O estudo do núcleo de ^{105}Rh revela aspectos interessantes e, ao mesmo tempo, propriedades similares observadas tanto em isótopos vizinhos como em outros núcleos na região de massa 130, onde uma nova propriedade importante, chamada de rotação quiral, está sendo pesquisada. As propriedades rotacionais das bandas observadas serão discutidas em termos do CSM (PAC e TAC) e TRS.

O valor estimado da deformação quadrupolar pode ser extraído de fórmulas empíricas mostradas no capítulo 2, resultando no valor de $\beta = 0,22$ para o núcleo de ^{105}Rh . Entretanto este valor pode estar superestimado porque as fórmulas propostas nas referências foram estabelecidas considerando o núcleo como um fluido irrotacional que, por sua vez, apresenta momento de inércia menor, resultando, compensação, numa deformação aparentemente maior. Já os cálculos do TRS prevêm valores para a deformação de equilíbrio $\beta_2 \approx 0,19$ e grau de triaxialidade $\gamma \sim -30^\circ$, próximos ao estado fundamental.

6.1.1 Bandas de Paridade Positiva

Bandas 1 e 2

A banda 1, formada pela configuração de *quasi*-próton $[413]_{\frac{7}{2}}^{+}$, isto é, $g_{9/2}$, apresenta características de uma banda parcialmente acoplada do tipo *Fermi Aligned* (FAL); isto é, existem dois estados inicialmente degenerados, onde o tunelamento do valor médio da projeção do momento angular no eixo de simetria, de K para $-K$, devido à mistura com $K = 1/2$, produz a quebra da degenerescência aparecendo uma separação energética das duas *signatures*. O fato da *signature* favorecida ($\alpha = 1/2$) e a desfavorecida ($\alpha = -1/2$) estarem afastadas por aproximadamente 250 keV provoca oscilações nas razões de $B(M1)/B(E2)$ (vide figura 5.15). O valor da *signature splitting* depende fortemente da deformação γ (vide figura 5.2b), resultando em valores entre $\Delta e' = 200-500$ keV para as formas triaxiais ou oblatas. Além disso, a banda 1 apresenta, também, valores de alinhamento experimentais de $i_x \approx 3\hbar$.

A Banda 2 apresenta fortes transições M1 e fracos E2. Além disso, esta banda exibe, no sistema intrínseco, um valor de *signature splitting* desprezível e um forte ganho no alinhamento, da ordem de $10\hbar$, em relação à banda 1. A frequência de cruzamento entre as bandas 1 e 2 ocorre em torno de $\hbar\omega = 0,37$ MeV, observando-se uma forte mudança no valor da *signature splitting* (~ 200 keV $\rightarrow \sim 0$) e no alinhamento ($3\hbar \rightarrow \sim 12\hbar$). Outra quantidade experimental que mostra, também, essa mudança apreciável é a razão $B(M1)/B(E2)$, resultando em valores da ordem de duas dezenas de μ_N^2/e^2b^2 (figura 5.15). As diferenças observadas nos valores de *signature splitting*, alinhamento e razões $B(M1)/B(E2)$, nas bandas 1 e 2, podem ser explicados pela excitação de mais duas *quasi*-partículas, sendo estas o primeiro par quebrado $\nu h_{11/2}$, que segundo os cálculos de TRS (vide figuras 5.5b,c), produzem

um deslocamento da deformação de equilíbrio para a região prolata ($\gamma \approx 0^\circ$). Esta mudança também pode ser entendida com auxílio da figura 5.2, pois os nêutrons adicionais (*ef*) tendem a levar o núcleo a formas com $\gamma \approx 0^\circ$.

Bandas 5 e 6

A banda 5, formada por transições de carácter quadrupolar E2, está construída sobre o terceiro estado com $I^\pi = 7/2^+$ com energia de excitação em torno de 1 MeV, e corresponde à componente com *signature* negativa ($\alpha = -1/2$). A transição que leva ao decaimento do estado com $I = 7/2^+$ para o estado com $I = 3/2^+$ não foi observada, devido possivelmente à competição com as transições dipolares de alta energia que decaem para o estado fundamental. As transições de 414 e 317 keV observadas neste trabalho foram atribuídas ao decaimento dos estados com $I^\pi = 3/2^+$ e $I^\pi = 1/2^+$ (este último pertencente à *signature* positiva) com energias de 806 e 787 keV, respectivamente. Os estados de menor energia de excitação ($1/2^+$, $3/2^+$ e $7/2^+$) são parte de uma série de estados identificados por J. Rogowski, *et al* [75], populados através da reação $^{104}\text{Ru}(^3\text{He},d)^{105}\text{Rh}$, atribuindo para este multiplete uma configuração baseada no orbital intruso $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{1+}$, proveniente da subcamada $\pi(g_{7/2}, d_{5/2})$, com uma deformação $\beta \geq 0,25$.

Bandas com características similares foram observadas em outros isótopos de ródio [77, 78, 79, 87, 88] e em alguns isótopos de prata [80]. No caso do núcleo de ^{107}Rh , cálculos teóricos usando o modelo de Rotor Assimétrico estabeleceram que a melhor configuração para a banda correspondente é $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{1+}$ com $\beta = 0,30$, $\gamma = 23^\circ$. A sistemática das bandas de configuração $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{1+}$ (vide figura 6.1), mostra que a energia dos estados menos excitados ($1/2^+$ até $7/2^+$) tem um mínimo para $N = 64$ (núcleo de ^{109}Rh), e aumenta consideravelmente quando nos afastamos dele. Na figura 4 do trabalho de G. Lhersonneau, *et al.* [78] pode-se observar um mínimo

de energia para $N = 64$, o que pode ser atribuído a um máximo de deformação na configuração $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$ para o núcleo de ^{109}Rh , pois este orbital leva o núcleo a formas bem alongadas [75, 77, 87, 88]. Cálculos de CSM mostram que para a deformação $\beta \sim 0,25$ este orbital intruso tende a possuir menor energia de excitação para formas axialmente simétricas.

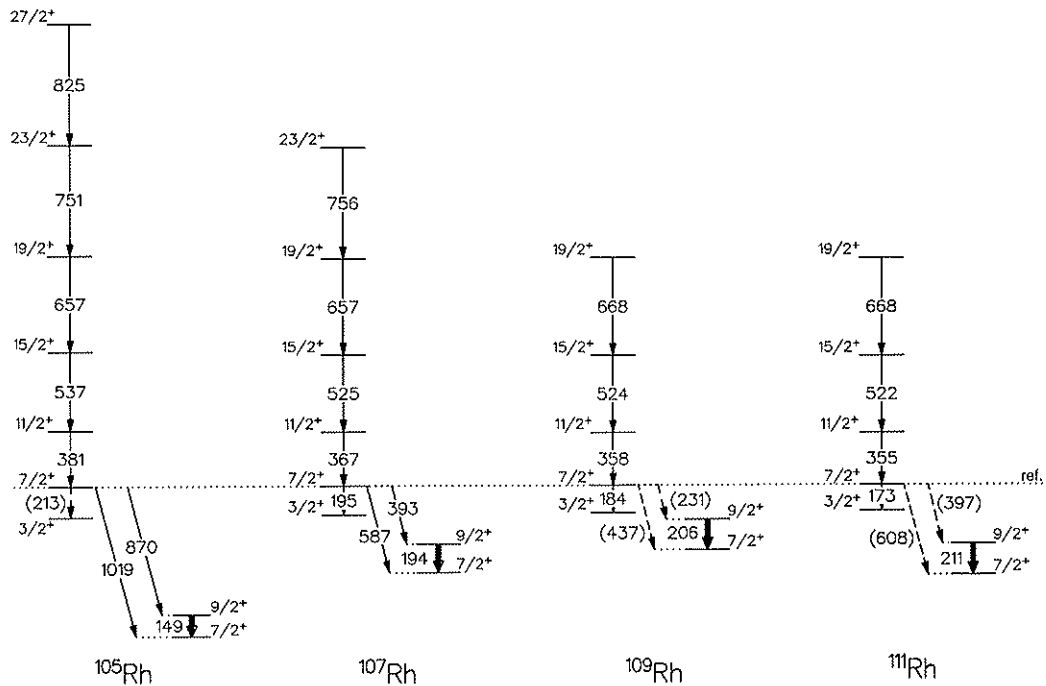


Figura 6.1: Comparação da banda 5 do ^{105}Rh com as bandas de configuração $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$ dos isótopos A -ímpar de ródio.

Na figura 6.1, mostra-se também que a separação entre os estados da banda depende do número de nêutrons, observando-se um maior espaçamento entre os níveis do núcleo de ^{105}Rh . Para fins ilustrativos, na figura 6.1 considerou-se como referência a energia do terceiro estado com $I^\pi = 7/2^+$ e os raios γ mostrados com linha tracejada indicam que não foram observados experimentalmente. A banda 5

do núcleo de ^{105}Rh enquadra-se muito bem dentro desta sistemática; portanto, é sugerida a configuração $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$ para esta banda.

A banda 6, construída acima do segundo estado com $I = 11/2^{+}$, está formada por transições dipolares M1 e quadrupolares E2 menos intensas. Bandas com características similares foram observadas nos núcleos isótopos $^{107-113}\text{Rh}$ [77, 79]. Nos núcleos de $^{107-113}\text{Rh}$, a afirmação de que este tipo de banda é formada pelo acoplamento de um próton no estado $\pi[413]_{\frac{7}{2}}^{+}$, isto é, $\pi g_{9/2}$, com a vibração γ ($K^{\pi} = 2^{+}$) do caroço, foi atribuída com ajuda do modelo Rotor triaxial + *quasi*-partículas, como pode ser observado no trabalho publicado por Venkova, *et al.* [77]. Além disso, segundo os autores a observação de bandas com estas características populando o estado fundamental é uma evidência do desvio da forma axial do núcleo.

A sistemática da razão das energias do segundo para o primeiro estado com $I^{\pi} = 11/2^{+}$ dos isótopos de ródio (incluindo o ^{105}Rh) está em torno de 1,25 o que poderia indicar a natureza comum desta bandas. Em núcleos par-par, a razão do segundo para o primeiro estado com $I^{\pi} = 2^{+}$, segundo Davidov e Filippov [89], é uma medida simples do grau de triaxialidade do núcleo. Este resultado está em concordância com os cálculos obtidos neste trabalho utilizando o modelo de TRS, que indicam ter o núcleo uma deformação quadrupolar $\beta_2 = 0,19$ e um grau de triaxialidade $\gamma = -30^{\circ}$. Por outro lado, existe uma discordância com os resultados obtidos por Venkova, *et al.*, [77] para as Superfícies de Energia Potencial (*Potential Energy Surface*, PES) do estado fundamental, calculadas pelo um modelo microscópico autoconsistente incluindo um tratamento de emparelhamento tipo delta, mediante o formalismo Hartree-Fock + BCS + Lipkin-Nogami [90], que prediz uma forma prolata para o núcleo de ^{105}Rh .

Na figura 6.2, pode-se observar que a separação entre os estados que formam

a banda tem uma dependência com o número de nêutrons, mostrando ser maior o espaçamento entre os níveis do núcleo de ^{105}Rh . Para fins ilustrativos, na figura 6.2 considerou-se como referência a energia do segundo estado com $I^\pi = 11/2^+$ e os raios γ mostrados com linha tracejada indicam que não foram observados experimentalmente. A banda 6 do núcleo de ^{105}Rh enquadra-se muito bem dentro desta sistemática, e portanto é sugerida a configuração $\pi[413]_{\frac{7}{2}}^+ \otimes$ fônon $\gamma (K^\pi = 2^+)$ para esta banda.

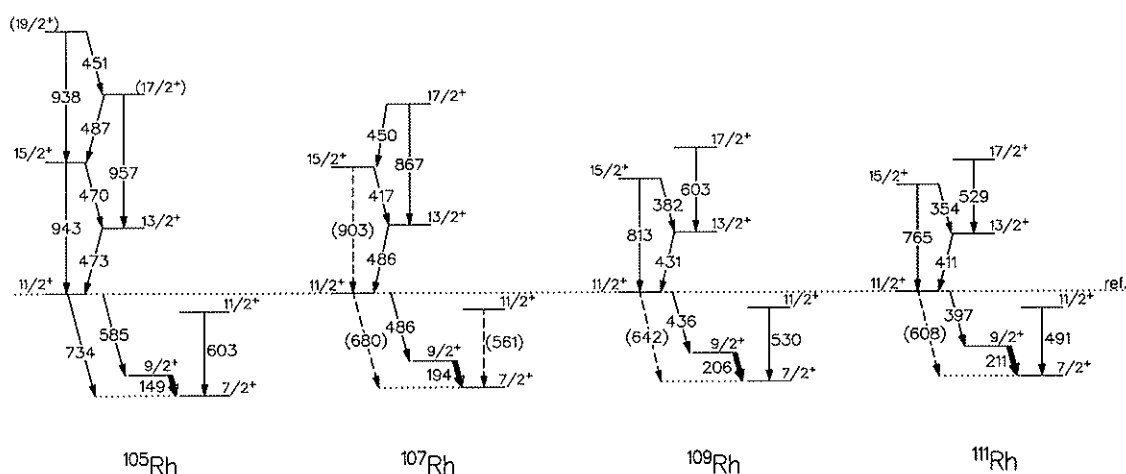


Figura 6.2: Comparação entre a banda 6 do ^{105}Rh e as bandas de configuração $\pi[413]_{\frac{7}{2}}^+ \otimes$ fônon $\gamma (K^\pi = 2^+)$ dos isótopos A -ímpar de ródio.

6.1.2 Bandas de Paridade Negativa

Bandas 3 e 4

A banda 3 formada pela configuração de *quasi*-próton $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^-$, isto é, $(p_{1/2}, d_{5/2})$, apresenta transições quadrupolares E2 fortes e dipolares M1 fracas. A *signature* fa-

vorecida ($\alpha = 1/2$) está afastada da *signature* desfavorecida ($\alpha = -1/2$) ~ 300 keV, o que foi verificado experimentalmente pela primeira vez neste trabalho. O valor da *signature splitting* provoca também oscilações nos valores experimentais das razões $B(M1)/B(E2)$ (vide figura 5.15). Esta banda possui um valor de alinhamento pequeno e quase constante, em torno de $2\hbar$, e segundo os cálculos de TRS esta configuração mantém quase a mesma deformação de equilíbrio ($\beta \sim 0,20$) e um grau de triaxialidade diferente ($\gamma = -12^\circ$) quando comparada com a configuração $g_{9/2}$ (figuras 5.5 e 5.6).

A banda 4 formada por fortes transições dipolares M1 e transições quadrupolares E2 fracas ou ausentes, mostra um ganho no alinhamento da ordem de $7\hbar$ em relação à banda 1, e não apresenta *signature splitting*. Esta banda alimenta preferencialmente a banda $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^-$ (banda 3) e fracamente a banda *yrast* $\pi g_{9/2}$ (banda 1). Segundo os cálculos de CSM as configurações $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^- \otimes (\pi g_{9/2})^2$, isto é, *FAB* e $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, *Abf*, possuem as menores energias de excitação (para três *quasi*-partículas). Para a primeira configuração observa-se um cruzamento com os *quasi*-nêutrons $h_{9/2}$, na frequência $\hbar\omega \approx 0,4$ MeV; já na segunda configuração os primeiros cruzamentos tanto de *quasi*-prótons como de *quasi*-nêutrons estão bloqueados. Experimentalmente, a banda 4 mostra o início de um possível alinhamento dos *quasi*-nêutrons, mas o ganho de alinhamento e a frequência de cruzamento não foram determinados, o que, embora indique, não permite caracterizar com certeza esta banda com a configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^- \otimes (\pi g_{9/2})^2$. Os valores calculados das razões $B(M1)/B(E2)$ para ambas configurações (vide figura 5.15) mostram também consistência com os valores obtidos experimentalmente. Os resultados do presente trabalho não permitem a atribuição conclusiva da configuração para esta banda, podendo ser atribuída a configuração de *quasi*-prótons *FAB* similar ao núcleo de ^{103}Rh [73] ou a configuração *Abf* como no núcleo de ^{107}Ag [91, 92].

Bandas 7 e 8

As bandas 7 e 8 são formadas por fortes transições dipolares M1 com valores de *signature splitting* desprezíveis. Bandas similares só foram observadas no núcleo de ^{103}Rh [73], mas não foram estabelecidas configurações.

Como foi mencionado anteriormente, segundo os cálculos de CSM uma possível configuração de baixa energia de excitação (para três *quasi*-partículas) é $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$. Para esta configuração os primeiros cruzamentos estão bloqueados, característica observada nas bandas 7 e 8. Os valores calculados das razões $B(M1)/B(E2)$, usando o modelo geométrico de Dönau e Frauendorf [63], para esta configuração, mostraram ser consistentes com os valores dos limites inferiores obtidos experimentalmente.

Segundo os cálculos de TRS a posição de equilíbrio tem um mínimo muito raso como função do parâmetro γ e depende da combinação das *signatures* das *quasi*-partículas envolvidas (vide figura 5.8). É importante mencionar que nos cálculos de TRS o programa assume PAC (*Principal Axis Cranking*). Para uma aproximação mais real se deve considerar o modelo TAC (*Tilted Axis Cranking*), onde se espera que a polarização combinada dos prótons $g_{9/2}$ e nêutrons $h_{11/2}$ mantenha o núcleo em uma forma triaxial ($\gamma = -30^\circ$), sendo que estas condições permitiriam a aparição de quiralidade no sistema intrínseco gerando um par de bandas quase degeneradas. Bandas com estas características (degeneradas em energia) foram reportadas em núcleos ímpar-ímpar na região de massa $A \sim 130$ e foram atribuídas a bandas quirais [14, 15, 93, 94, 95]. Recentemente foi reportado este tipo de bandas em um núcleo ímpar, ^{135}Nd [96], e em um núcleo da região de massa $A \sim 105$ (^{104}Rh) [97]. Na figura 6.3, mostra-se a quase degenerescência em energia das bandas 7 e 8.

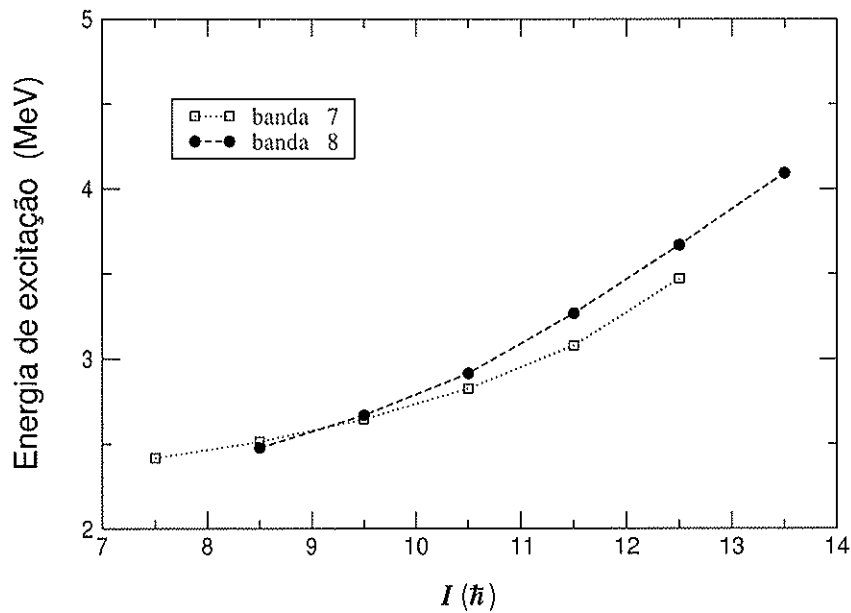


Figura 6.3: Energia de excitação experimental em função do momento angular para as bandas 7 e 8 em ^{105}Rh .

Cálculos usando o modelo híbrido de TAC [98] mostram que para o núcleo de ^{105}Rh existe uma solução quirral (θ e $\varphi \neq 0$ ou 90°) para um estado excitado de próton $g_{9/2}$ na configuração $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$, assumindo uma forma triaxial com $\beta_2 = 0,21$ e $\gamma = 30^\circ$, com parâmetros de emparelhamento $\Delta_\pi = 0,97$ MeV e $\Delta_\nu = 1,12$, enquanto que para o estado menos excitado o TAC prevê uma solução planar que poderia corresponder à banda 4 (discutida anteriormente). Os valores dos ângulos de inclinação e o momento angular para a configuração excitada são apresentados na tabela 6.1. Na figura 6.4, se faz uma comparação dos valores teóricos usando o modelo de TAC com os valores experimentais das banda 7 e 8. Pode-se observar na figura 6.4, a concordância entre os valores experimentais e teóricos relativamente aceitável, isto devido a que o modelo teórico não apresenta um tratamento para o tunelamento entre os momentos angulares (chamado de vibração

quiral [14]).

Os cálculos de TAC reproduzem também a presença de transições *inter-banda* entre os estados de menor spin, mostrando que o valor da razão $B(M1)/B(E2)$ está em torno de 33 para $J \approx 9$. No entanto, esta versão do código TAC não permite separar os valores das intensidades das transições *inter-banda* e *intra-banda*. Os valores da razão de probabilidades de transição reduzida $B(M1)$ entre as transições *inter-banda* e *intra-banda* é ≈ 2 para o estado com $I^\pi = 21/2^-$ e ≈ 1 para o estado com $I^\pi = 19/2^-$ das bandas 7 e 8. Os valores experimentais dos limites inferiores das razões $B(M1)/B(E2)$ para os estados com $I^\pi = 21/2^-$ das bandas 7 e 8 estão em torno de 6. Embora os valores não sejam muito restritivos, devido à baixa estatística, pode-se sugerir a configuração intrínseca quirial $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$, para as bandas 7 e 8. Quiralidade em baixo spin é raro e possivelmente pode estar relacionada com a presença da *quasi*-partícula do tipo *Fermi-Aligned*, $\nu g_{7/2}$, ao lado de partículas de nêutrons, $\nu h_{11/2}$, e buracos de prótons, $\pi g_{9/2}$.

Tabela 6.1. Ângulos de inclinação (θ, φ) e momento angular (J) como função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) calculados usando o modelo de TAC, para a configuração excitada $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$ em ^{105}Rh .

$\hbar\omega(\text{MeV})$	θ	φ	$J(\hbar)$
0,15	55°	0°	9,0
0,20	60°	23°	9,8
0,25	65°	38°	10,0
0,30	65°	43°	11,9
0,35	65°	48°	12,7
0,40	65°	54°	13,8

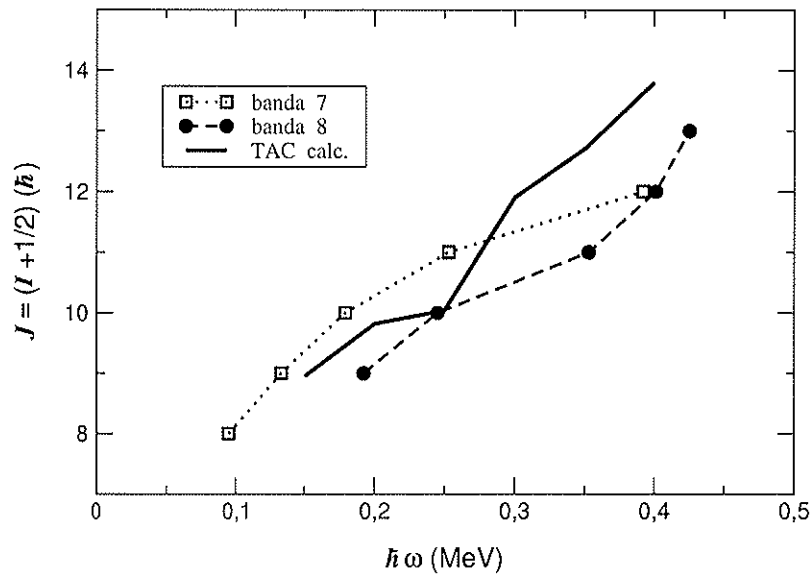


Figura 6.4: Momento angular total em função da frequência de rotação para os valores experimentais das bandas 7 e 8 comparados com os cálculos de TAC para a configuração quiral $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$.

6.2 O núcleo de ^{108}Pd

O estudo do núcleo de ^{108}Pd mostra novos aspectos interessantes como a idéia de evolução de estruturas não rotacionais para rotacionais. As propriedades das bandas observadas serão discutidas em termos do CSM e TRS.

O valor estimado da deformação quadrupolar, também extraído de fórmulas empíricas mostradas no capítulo 2, resultou no valor de $\beta = 0,23$ para este núcleo; no entanto, este valor pode estar superestimado de acordo com os cálculos do TRS que prevêem valores para a deformação de equilíbrio $\beta_2 \approx 0,17$ com simetria axial.

6.2.1 Bandas de Paridade Positiva

Bandas 1, 2, 4 e 5

A banda 1 forma parte da banda *yrast* e foi observada até o estado com $I^\pi = 14^+$. Esta banda possui no início um alinhamento em torno de $0\hbar$ que vai aumentando de forma drástica até chegar ao valor de $\sim 5\hbar$, para a frequência de rotação $\hbar \sim 0,4$ MeV. Esta característica foi observada em alguns núcleos na região de massa 110 e está associada com a evolução de estruturas não rotacionais (por exemplo, estruturas vibracionais) para rotacionais.

A banda 2, formada pelo acoplamento de 2 *quasi*-nêutrons do orbital $h_{11/2}$, foi observada até o estado com $I^\pi = 18^+$. Esta banda forma parte da banda *yrast* e possui um ganho no alinhamento de $\sim 10\hbar$ em relação ao início da banda 1, isto devido ao acoplamento dos *quasi*-nêutrons com o eixo de rotação. Cálculos de TRS indicam que depois do cruzamento dos *quasi*-nêutrons ($\hbar\omega \sim 0,37\text{MeV}$) o núcleo

mantém o mesmo grau de simetria axial com $\beta \sim 0,2$, pelo fato dos *quasi*-nêutrons $h_{11/2}$ possuírem a tendência para formas axiais.

A banda 4, formada por transições quadrupolares E2, foi estabelecida pela primeira vez neste trabalho, e foi estendida até o spin $I^\pi = (13^+)$. A transição de 1623 keV limita o spin do estado com energia de excitação de ~ 2672 KeV entre 2 e 4. A dificuldade de se estabelecer a multipolaridade dessa transição resultou numa atribuição de caráter teórico do spin e paridade da cabeça de banda. Segundo os cálculos de CSM duas possíveis configurações, baseadas em excitações de *quasi*-nêutrons e *quasi*-prótons, têm menor energia de excitação: a configuração de paridade positiva *eg*, isto é, $\nu(h_{11/2})^2$, e a configuração de paridade negativa *AB*, isto é, $\pi p_{1/2} \otimes \pi g_{9/2}$, apresentam estados com spins ímpares na *signature* favorecida ($\alpha = 1$). Cálculos de TRS mostraram terem estas configurações uma deformação $\beta \sim 0,19$, e uma forma com simetria axial. No entretanto, a configuração de paridade positiva *eg* possui um alinhamento em torno de $7\hbar$ (figura 5.12a) com um valor de *signature splitting* grande (em torno de 500 keV na frequência de rotação $\hbar\omega \sim 0,3$ MeV). Cálculos dos alinhamentos experimentais (vide figura 4.25a) mostraram consistência no alinhamento ($i_x \sim 6\hbar$), para uma atribuição de spins ímpares com cabeça de banda com $I^\pi = (5^+)$ (banda com $I^\pi = (3^+)$ não seria *yrast*). Por outro lado, a configuração de paridade negativa foi desconsiderada por apresentar menor alinhamento ($i_x \sim 3,5$), afastando também muito a banda com relação à linha *yrast*. Com base nestas considerações, sugere-se a configuração de *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$ para esta banda.

A banda 5 forma parte da banda de vibração γ e foi estabelecida, pela primeira vez neste trabalho até o estado com $I^\pi = 10^+$. Alguns dos estados de menor energia de excitação desta banda foram identificados anteriormente por I.Y. Lee, *et al.* [83] e L.E. Svensson, *et al.* [84], que atribuíram estes estados a vibrações de multifônons.

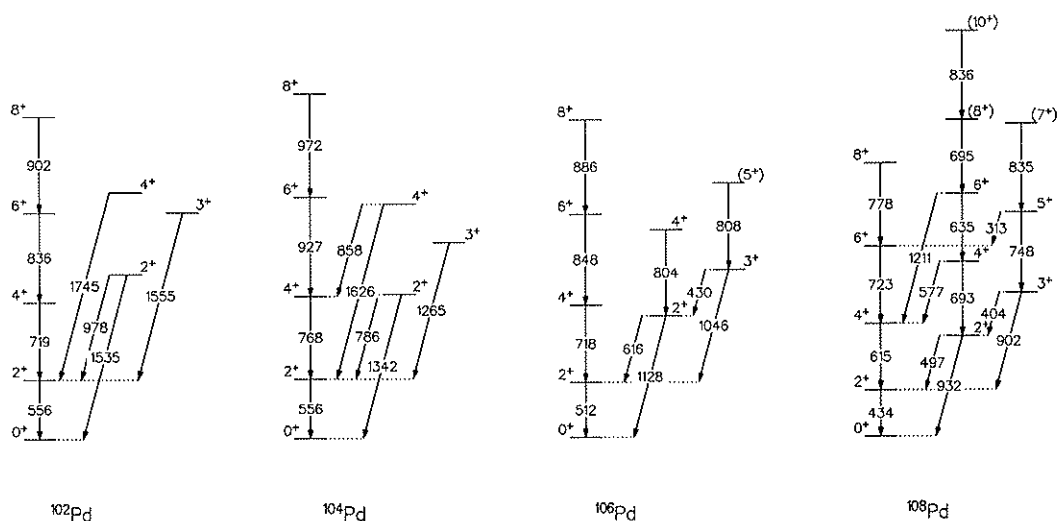


Figura 6.5: Comparação de vibração γ do ^{108}Pd com as bandas similares dos isótopos A-par de paládio.

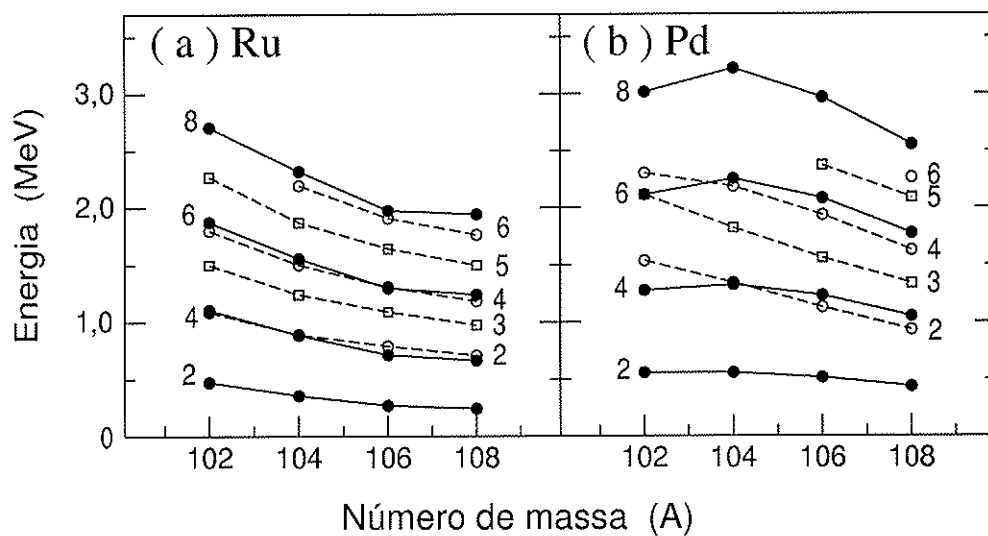


Figura 6.6: Primeiros estados excitados da banda fundamental (símbolos cheios) e da banda de vibração γ (símbolos vazios). (a) isótopos de Rutênio, (b) isótopos de paládio.

Na figura 6.5, mostra-se a dependência da separação entre os estados da banda com o número de nêutrons, observando que para o núcleo de ^{108}Pd , o espaçamento entre os níveis é menor e o segundo estado com $I^\pi = 2^+$ é menos excitado. Na figura 6.6, mostra-se uma comparação entre os primeiros estados excitados da banda fundamental e da banda de vibração γ , para os isótopos de rutênio (parte a) e paládio (parte b); observa-se nesta figura que os estados de menor energia de excitação nos isótopos de rutênio correspondem ao núcleo de ^{108}Ru , já no caso do paládio isto corresponde ao núcleo com maior tendência à triaxialidade ^{108}Pd .

6.2.2 Bandas de Paridade Negativa

Banda 3

A banda 3 formada por duas sub-bandas é formada por transições de caráter quadrupolar E2. A sub-banda 3a de *signature* favorecida ($\alpha = 1$) tinha sido estabelecida em trabalhos anteriores [25, 26] até $I^\pi = (13^-)$, mas neste trabalho foi estendida até o estado com $I^\pi = (17^-)$. A sub-banda 3b de *signature* desfavorecida ($\alpha = 0$) foi observada pela primeira vez neste trabalho e estendida até o estado com $I^\pi = (14^-)$. A atribuição da paridade da cabeça de banda da sub-banda 3b foi inferida em concordância com a sistemática dos isótopos pares de paládio. Ambas as sub-bandas apresentam um alinhamento similar em torno de $7\hbar$ e uma *signature splitting* pequena ≤ 100 keV (figura 5.3b).

Segundo os cálculos de CSM as excitações de *quasi*-nêutrons de menor energia disponível, abaixo da frequência do primeiro cruzamento dos *quasi*-nêutrons, correspondem à configuração *eb*, isto é, $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$. Cálculos de TRS mostraram que esta configuração tem uma deformação $\beta \sim 0,18$ e uma forma axialmente simétrica.

Teoricamente esta configuração possui um alinhamento em torno de $8\hbar$ (figura 4.25a) com um valor de *signature splitting* em torno de 70 keV para frequência abaixo do primeiro cruzamento, o que é consistente com os valores experimentais obtidos para as duas componentes da banda 3. Este tipo de banda foi observada nos isótopos pares de paládio, $^{102-106}\text{Pd}$ [27, 28, 82] e nos isótopos pares de rutênio, $^{102-108}\text{Ru}$ [99, 100], onde foi atribuída a configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$.

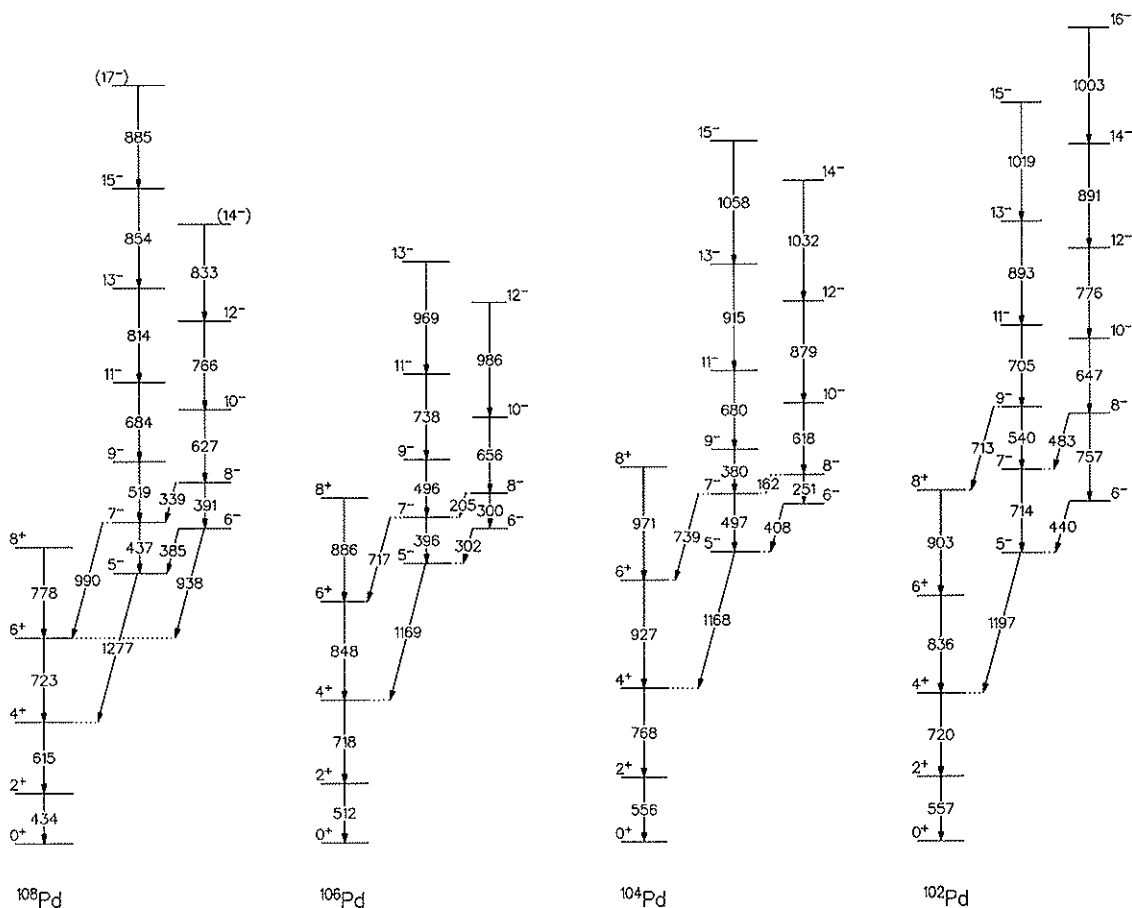


Figura 6.7: Comparação da banda 3 do ^{108}Pd com as bandas de configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ dos isótopos A-par de paládio.

Na figura 6.7, mostra-se uma comparação entre a banda 3 e as bandas de configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ nos isótopos $^{102,104,106}\text{Pd}$. A banda 3 do núcleo de ^{108}Pd enquadra-se muito bem nesta sistemática, o que permite atribuir a configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ para esta banda.

Em resumo, os resultados para os núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd são apresentados na tabela 6.2, onde são mostrados nas colunas 3 e 4 os valores experimentais dos alinhamentos e *signature splitting*. Nas colunas restantes são mostradas as configurações e os valores teóricos dos alinhamentos, *signature splitting* e deformação de equilíbrio para as configurações atribuídas às bandas dos núcleos de ^{105}Rh e de ^{108}Pd .

Tabela 6.2: Valores experimentais e teóricos de alinhamento e de *signature splitting* e de deformação de equilíbrio para as configurações atribuídas às bandas nos núcleos de ^{105}Rh e de ^{108}Pd .

Núcleo	Banda	i_{exp} (\hbar)	$\Delta e'_{exp}$ (a) (keV)	Config.	$i_{teo}^{(b)}$ (\hbar)	$\Delta e_{teo}^{(c)}$ (keV)	$K^{(d)}$	$\beta_2^{(c)}$	$\gamma^{(c)}$
^{105}Rh	1	3,0	250	A, B	3,5	250	3,5	0,19	-30°
	2	11,5	0	Aef, Bef	12,0	10	$3,5^{(d)}$	0,19	6°
	3	2,0	300	E, F	0,5	200		0,19	-12°
	4	9,0	0	FAB	7,0		$8,5^{(d)}$	0,16	-25°
	5	3 - 8		H				$\geq 0,25$	
	7	8,0	0	Cbf	9,0	10		0,21	$\pm 25^\circ$
	8	9,0	0	Cbf	9,0	10		0,21	$\pm 25^\circ$
^{108}Pd	1	0 - 5		<i>vácuo</i>			0,0	0,18	0°
	2	10,0		<i>ef</i>	9,5		0,0	0,19	5°
	3	7,0	100	<i>eb, ea</i>	8,0	100		0,18	3°
	4	6,0		<i>eg</i>	7,0	500		0,19	4°

a) Estimativa obtida dos alinhamentos e routhianos experimentais para $\hbar\omega \approx 0,35$ MeV.

b) Estimativa obtida dos níveis das *quasi*-partículas para $\hbar\omega \approx 0,35$ MeV.

c) Resultado do TRS obtido na faixa de $\hbar\omega = 0,32$ a $0,37$ MeV.

d) Estimativa usada no melhor ajuste dos $B(M1)/B(E2)$ experimentais do trabalho de F. Espinoza-Quiñones, *et al*, [23].

Capítulo 7

Conclusões

Estudou-se neste trabalho dois núcleos da região de massa $A \approx 105$: o núcleo ímpar de ^{105}Rh e o duplamente par ^{108}Pd . Para este trabalho contou-se com o auxílio de um sistema ancilar de detectores de partículas carregadas (SACI) que, em forma conjunta com um espectrômetro γ , melhorou muito a qualidade dos dados. Isto refletiu-se na observação e identificação de oito estruturas rotacionais no núcleo de ^{105}Rh . Neste trabalho, foi possível confirmar as bandas já existentes na literatura como, também, ampliar as informações acerca deste núcleo, identificando-se quatro novas estruturas, duas delas formadas por três *quasi*-partículas em alto spin. Em relação ao núcleo de ^{108}Pd foram identificadas duas novas estruturas formadas por dois *quasi*-nêutrons.

Os resultados foram interpretados através do modelo de camadas *Cranked* (PAC e TAC) e dos cálculos das superfícies dos routhianos totais (TRS). Em termos qualitativos e quantitativos, os resultados do TRS permitiram estudar a evolução da forma nuclear em função da frequência de rotação para várias configurações de *quasi*-partículas, bem como extrair os valores da deformação de equilíbrio e de

signature splitting para cada uma delas. A maior deformação e o maior grau de triaxialidade foram atribuídos para o núcleo de ^{105}Rh . A forma nuclear é dependente da configuração, isto é, a forma prolata relaciona-se às configurações que possuem pelo menos uma excitação do *quasi-nêutron* $h_{11/2}$ para configurações com duas *quasi-partículas*, enquanto que a forma triaxial está ligada às configurações $\pi g_{9/2}$ ou $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$ para configurações com uma ou três *quasi-partículas*. Além disso, no núcleo ^{105}Rh surge o fenômeno de mudança de forma de triaxial para prolata, como conseqüência da forte força polarizadora para forma prolata do orbital intruso de nêutrons $h_{11/2}$. Por outro lado, o cenário do CSM, construído com os parâmetros fornecidos pelo TRS, foi utilizado com bastante sucesso na determinação das freqüências de cruzamentos entre as bandas e na confirmação das configurações atribuídas às bandas de ^{105}Rh e ^{108}Pd .

No ^{105}Rh , a banda 1 de configuração $\pi g_{9/2}$ (*A* e *B*), observada até o estado com spin $I^\pi = (29/2^+)$, forma parte da banda *yrast* até o estado com spin $I^\pi = 21/2^+$ onde se produz o cruzamento com a banda 2 (continuação da banda *yrast*) de configuração $\pi g_{9/2} \otimes (\nu h_{11/2})^2$ (*Aef*). Depois do cruzamento as características da banda *yrast* mudam drasticamente, passando de uma forma triaxial com $\gamma = -30^\circ$ para uma forma axialmente simétrica com $\gamma \sim 0^\circ$. Na banda 3 de configuração $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-}$ (*E* e *F*) foram observadas as duas *signatures*, verificando-se experimentalmente que a separação entre elas é $\Delta e' \sim 300$ KeV.

A banda 5 é formada pelo orbital intruso $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^+$, possui uma deformação quadrupolar $\beta \geq 0,25$ e simetria axial, enquadrando-se muito bem com a afirmação de que este orbital leva o núcleo a formas mais alongadas. A banda 6, observada acima do segundo estado com $I^\pi = (11/2)^+$, com características similares às aquelas observadas também nos isótopos ímpares de ródio ($^{107,109,111}\text{Rh}$), é a banda de vibração γ . Isto fortalece a idéia de triaxialidade em baixo spin como foi mostrado

nos cálculos de TRS. Pode-se assim, considerar esta banda como o acoplamento do estado $\pi[413]_{\frac{7}{2}}^{+}$ com a vibração γ ($K^{\pi} = 2^{+}$) do caroço.

As configurações possíveis para a banda 4 podem ser: $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes (\pi g_{9/2})^2$ (*FAB*) e $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2} d_{5/2})$. Em princípio, estas duas configurações possuem características bem semelhantes, mas comportam valores de K bem diferentes. Cálculos de TRS, para a primeira configuração, prevêem um cruzamento com os *quasi*-nêutrons na frequência de rotação $\hbar\omega \sim 0,4$ MeV, o que experimentalmente não foi determinado, mas observou-se o início do possível alinhamento destes *quasi*-nêutrons. Contudo, cálculos de TAC mostraram que a segunda configuração, para um estado menos excitado do próton $\pi g_{9/2}$, seria uma solução da hamiltoniana. Isto não permite que neste trabalho se tenha argumentos conclusivos para se caracterizar esta banda com uma das configurações acima referidas.

As bandas 7 e 8 apresentam-se como candidatas a ter uma configuração intrínseca quiral, $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$, para um estado excitado de $\pi g_{9/2}$, como prevêem os cálculos de TAC, onde se espera que a polarização combinada dos prótons $g_{9/2}$ e nêutrons $h_{11/2}$ mantenha o núcleo em uma forma triaxial ($\gamma = -30^{\circ}$), permitindo a aparição de quiralidade no sistema intrínseco, o que experimentalmente pode ser observado pela aparição de duas bandas degeneradas. Bandas com estas características foram reportadas em núcleos ímpar-ímpar da região de massa $A \sim 130$ e foram atribuídas, com base em cálculos teóricos, a bandas quirais [14, 15, 94, 95]. Recentemente foi reportado este tipo de bandas em um núcleo ímpar, ^{135}Nd [96], e em um núcleo par da região de massa $A \sim 105$ (^{104}Rh) [97]. Portanto, o núcleo de ^{105}Rh seria o primeiro núcleo ímpar, na região de massa ($A \sim 105$), que apresenta candidatas a bandas quirais. Quiralidade em baixo spin é inesperada. No entanto, para o núcleo de ^{105}Rh , pode estar relacionada com a presença da *quasi*-partícula do tipo *Fermi-Aligned*, $\nu g_{7/2}$, ao lado de partículas de nêutrons, $\nu h_{11/2}$, e buracos

de prótons, $\pi g_{9/2}$. Cálculos mais refinados de TAC (com otimização de parâmetros) ou medidas de vidas médias permitiriam corroborar as sugestões de configurações para as bandas 4, 7 e 8.

No núcleo de ^{108}Pd observou-se a evolução de estruturas não rotacionais para rotacionais, como pode se observar na banda 1. A banda 2, formada pelo acoplamento de 2 *quasi*-nêutrons mantém, o núcleo com uma forma axialmente simétrica e com uma deformação quadrupolar em torno $\beta = 0,19$, como foi relatado em trabalhos anteriores. Para a banda 3, de configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, observaram-se as duas *signatures*, as quais se enquadram muito bem na sistemática dos isótopos pares do paládio. Considerações teórico-experimentais permitem que seja atribuída para a banda 4 uma configuração de paridade positiva formada por 2 *quasi*-nêutrons $(\nu h_{11/2})^2$, *eg.*

Lista de Figuras

2.1	<i>Desenho esquemático do diagrama de vetores, ilustrando a projeção do momento angular do núcleon e projeção total no eixo de rotação e no eixo de simetria do núcleo.</i>	21
2.2	<i>(a) Esquema mostrando a direção dos eixos de rotação definidos mediante os ângulos de inclinação θ e φ (em relação aos eixos principais, PA, no sistema intrínseco, para uma distribuição de densidade triaxial). (b) Esquema da orientação da distribuição de densidades triaxiais no sistema do laboratório [18].</i>	26
2.3	<i>Formas quadrupolares num plano de coordenadas polar. O ângulo γ fornece a triaxialidade e a orientação com respeito ao eixo de rotação.</i>	27
2.4	<i>Representação esquemática da distribuição de densidade de prótons de alto j (partículas) e nêutrons (buracos). De cima para baixo, observa-se o início (cabeça da banda), meio e o final da banda no mecanismo shears bands [56].</i>	34
2.5	<i>Simetrias discretas do campo médio de um núcleo triaxial. O momento angular \vec{J} coincide com o eixo z (mostrado com a seta circular, eixo de rotação). As estruturas rotacionais associadas às simetrias são separadas em três grupos [21, 53].</i>	37

- 2.6 *Parte superior, representação esquemática dos sistemas no referencial do laboratório (x, y, z) e intrínseco $(1, 2, 3)$ [51]. Parte inferior, orientação dos momentos angulares, de próton e de nêutron, e a rotação coletiva nos eixos do sistema intrínseco [14]. 39*
- 2.7 *Níveis rotacionais de quasi-partículas dos orbitais $h_{11/2}$ acoplados a um rotor triaxial com $\gamma = 30^\circ$. A linha sólida ($\alpha = 0$) corresponde a spins pares; a linha tracejada ($\alpha = 1$) corresponde a spins ímpares. (a) Para buraco de próton e buraco de nêutron. (b) Para próton partícula e buraco de nêutron [18]. 40*
- 2.8 *Ângulos da direção de emissão dos estados nucleares orientados axialmente simétricos (DCO) entre duas radiações γ_1 e γ_2 46*
- 2.9 *Esquema do caso geral de acoplamento conflitante de núcleons desemparelhados com um caroço deformado nos núcleos ímpar-ímpar: o momento angular de um nêutron desacoplado é orientado ao longo do eixo de rotação (x), e o momento angular de um próton fortemente acoplado é orientado ao longo do eixo de simetria (z) [29]. 49*
- 3.1 *Seção de choque calculada pelo PACE para os canais da reação $^{100}\text{Mo} + ^{11}\text{B}$. Nesse cálculo foi considerado um alvo muito fino. 52*
- 3.2 *Vista frontal do sistema aberto. Pode-se observar no centro a disposição dos 11 detectores $\Delta E-E$, o suporte para o alvo e os 4 detectores de HPGe com seus respectivos supressores Compton. 55*
- 3.3 *Forma do pulso emitido pelo detector $\Delta E-E$ com suas respectivas janelas de tempo que ingressam nos QDCs. 56*

3.4	<i>Esquema da montagem do sistema de detecção de raios gama. Na parte superior, mostram-se os ângulos dos detectores em relação à linha do feixe incidente. Na parte inferior, mostra-se a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal [66].</i>	58
3.5	<i>Sistema de detecção de raios γ, Saci-Perere</i>	59
3.6	<i>Esquema da eletrônica de coincidência γ-γ-partículas.</i>	62
3.7	<i>Esquema da lógica do 2º circuito.</i>	63
3.8	<i>(a) Espectro biparamétrico ΔE-E com as respectivas bananas para partículas (α, p e x). (b) Espectro de Fold de partículas (Kp).</i>	68
3.9	<i>Espectro de tempo γ-γ.</i>	70
3.10	<i>Espectro de projeção total da experiência de coincidência γ-γ-partículas da reação $^{11}B + ^{100}Mo$ com uma energia de feixe incidente de 43 MeV.</i>	71
3.11	<i>Espectro de tempo γ-partículas.</i>	72
3.12	<i>Espectros de raios γ. Mostra-se a projeção total e espectros com janelas em diferentes valores do parâmetro de Fold de partículas Kp.</i>	73
3.13	<i>Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ-γ, para uma transição $\Delta I = 1$ em função da razão de mistura (δ).</i>	76
3.14	<i>Razão das funções DCOQ, nas condições experimentais da correlação γ-γ, para uma transição $\Delta I = 0$ em função da razão de mistura (δ).</i>	77
3.15	<i>Esquema do posicionamento do alvo. Mostram-se os ângulos de observação dos detectores de HPGe. Pode-se observar que a moldura de aço inoxidável gera uma sombra nos detectores posicionados em 101°.</i>	78
3.16	<i>Porcentagem de absorção dos raios γ na moldura de aço inoxidável em função da energia.</i>	79

- 3.17 *Curvas de ajuste das eficiências dos detectores de HPGe, medidas com fontes de ^{133}Ba e ^{152}Eu . (a) Soma dos detectores a 37° . (b) Soma dos detectores a 101° . (c) Soma dos 4 detectores. 80*
- 4.1 *Razões DCO para as transições dipolares e quadrupolares das bandas 1 e 3 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2) e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,03$ e $\delta^2 = 0$ 82*
- 4.2 *Razões DCOQ para as transições dipolares das bandas 2, 4, 7 e 8 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2), e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,01$ e $\delta^2 = 0$ 83*
- 4.3 *Razões DCOQ para as transições dipolares e quadrupolares das bandas 5 e 6 no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2), e das transições dipolares com $\delta^2 = 0,02$ e $\delta^2 = 0$ 84*
- 4.4 *Razões DCO para as transições inter-banda no ^{105}Rh . As linhas horizontais indicam valores teóricos das razões DCOQ das transições quadrupolares (E2), e dipolares com $\Delta I = 0$ (pontilhada) e $\Delta I = 1$ (tracejada). 85*
- 4.5 *Espectro de projeção unidimensional da matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ com janela em 1 partícula α ($Kp = 100$). Alguns contaminantes são indicados com a letra "c". 98*
- 4.6 *Espectro de projeção unidimensional da matriz $E_\gamma \times E_\gamma \times Kp$ com janela em 1 próton ($Kp = 10$). Alguns contaminantes são indicados com a letra "c". 99*

- 4.7 Espectro da soma de janelas nas transições de 454, 763, 811, 878, e 915 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 1. 103
- 4.8 Espectro da soma de janelas nas transições de 361, 376 e 487 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 2. Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{104}Rh 104
- 4.9 Espectro da soma de janelas nas transições de 381, 499, e 537 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$). 106
- 4.10 Espectro da soma de janelas nas transições de 470, 473 e 585 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 6. Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{104}Rh 107
- 4.11 Espectro da soma de janelas nas transições de 523, 664 e 668 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$). 109
- 4.12 Espectro da soma de janelas nas transições de 140, 185, 223, 274, 315 e 414 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 4. Os raios gama indicados com (*) pertencem aos núcleos de ^{104}Rh e ^{103}Tc ($Kp = 2\alpha$). 110
- 4.13 Espectro da soma de janelas nas transições de 179, 253, 392 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$) pertencentes à banda 7. 112
- 4.14 Espectro da soma de janelas nas transições de 245, 307 e 353 keV (feitas na matriz com $Kp = 1\alpha$). 113
- 4.15 Esquema de níveis do ^{105}Rh . As transições são dadas em keV. 114
- 4.16 Espectro da soma de janelas nas transições de 778, 803, 808 e 818 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 1. 117
- 4.17 Espectro da soma de janelas nas transições de 541, 709, 844 e 1050 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 2. 118

- 4.18 *Espectro da soma de janelas nas transições de 440, 638 e 1623 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$). O núcleo emissor do raio gama indicado com (*) não foi identificado. 119*
- 4.19 *Espectro da soma de janelas nas transições de 497, 635, 693 e 748 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$). Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo de ^{106}Pd 120*
- 4.20 *Espectro da soma de janelas nas transições de 519, 684 e 814 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 3a. 122*
- 4.21 *Espectro da soma de janelas nas transições de 627, 766 e 833 keV (feitas na matriz com $Kp = 1p$) pertencentes à banda 3b. Os raios gama indicados com (*) pertencem ao núcleo ^{107}Pd 123*
- 4.22 *Esquema de níveis do ^{108}Pd . As transições são dadas em keV. 124*
- 4.23 (a) *alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade positiva em ^{105}Rh 128*
- 4.24 (a) *alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas de paridade negativa em ^{105}Rh . Mostra-se para efeitos de comparação a banda 1. 129*
- 4.25 (a) *alinhamento e (b) routhiano experimentais em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para as bandas do ^{108}Pd 131*
- 4.26 *Curvas E-GOS para as bandas 1 e 2 do ^{108}Pd e bandas 1 e 5 do ^{105}Rh , comparadas com as de um vibrador harmônico e de um rotor simétrico axial com o primeiro estado excitado de 500 keV. 133*
- 5.1 *Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para ^{105}Rh , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = 0,0$ e $\gamma = -30^\circ$. (a) para nêutrons, (b) para prótons. 137*

- 5.2 *Routhianos de quasi-partícula (e') de menor energia de excitação em relação ao vácuo de quasi-partículas, como função do parâmetro γ , no núcleo de ^{105}Rh , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = 0,0$ e frequência de rotação $\hbar\omega = 0,30$ MeV. (a) para nêutrons, (b) para prótons. 138*
- 5.3 *Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função da frequência de rotação ($\hbar\omega$) para ^{108}Pd , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,18$, $\beta_4 = 0,0$ e $\gamma = 0^\circ$. (a) para nêutrons, (b) para prótons. 139*
- 5.4 *Diagrama de níveis de energia dos routhianos de quasi-partícula (e'), em função do ângulo de inclinação θ , correspondentes à deformação $\beta_2 = 0,19$, $\beta_4 = -0,007$, $\gamma = -30^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ e frequência de rotação $\hbar\omega = 0,30$ MeV. (a) para nêutrons, (b) para prótons. 141*
- 5.5 *TRS para a configuração de $A(+, 1/2)$, $\pi g_{9/2}$, em ^{105}Rh . Mostram-se a forma nuclear antes e depois do cruzamento de nêutrons. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 148*
- 5.6 *TRS para a configuração de $F(-, 1/2)$, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^-$, em ^{105}Rh . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 148*
- 5.7 *TRS para a configuração $FAB(-, 1/2)$, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^- \otimes (\pi g_{9/2})^2$, em ^{105}Rh . Mostram-se a forma nuclear antes e depois do cruzamento de quasi-prótons. A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 149*
- 5.8 *TRS para as configurações $Abf(-, 1/2)$ e $Bbf(-, -1/2)$ correspondente a $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, em ^{105}Rh . A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 150*

- 5.9 TRS para a configuração de vácuo de quasi-partículas em ^{108}Pd .
Mostra-se a forma nuclear antes do cruzamento de quasi-nêutrons.
A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. . . 151
- 5.10 TRS para a configuração de vácuo de quasi-partículas em ^{108}Pd .
Mostra-se a forma nuclear depois do cruzamento de quasi-nêutrons.
A posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. . . 152
- 5.11 TRS para a configuração de $eb(-, 1)$, $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$, em ^{108}Pd . A
posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. . . . 153
- 5.12 TRS para a configuração de $eg(+, 1)$, $(\nu h_{11/2})^2$, em ^{108}Pd . A posição
da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. 154
- 5.13 TRS para a configuração de $AF(-, 1)$, $\pi[301]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi g_{9/2}$, em ^{108}Pd . A
posição da deformação de equilíbrio é indicada pelo ponto cheio. . . . 155
- 5.14 TRS para a configuração de vácuo de quasi-partículas nos isótopos
pares de paládio, $^{102,104,106}\text{Pd}$. A posição da deformação de equilíbrio
é indicada pelo ponto cheio. 156
- 5.15 $B(M1)/B(E2)$ experimentais (símbolos cheios) para as bandas 1, 2,
3 e 4 e limites inferiores para as bandas 7 e 8 no núcleo de ^{105}Rh .
Os valores teóricos (símbolos vazios) foram obtidos de várias con-
figurações possíveis. 158
- 6.1 Comparação da banda 5 do ^{105}Rh com as bandas de configuração
 $\pi[431]_{\frac{1}{2}}^{+}$ dos isótopos A -ímpar de ródio. 164
- 6.2 Comparação entre a banda 6 do ^{105}Rh e as bandas de configuração
 $\pi[413]_{\frac{7}{2}}^{+} \otimes$ fônon $\gamma(K^{\pi} = 2^{+})$ dos isótopos A -ímpar de ródio. . . . 166
- 6.3 Energia de excitação experimental em função do momento angular
para as bandas 7 e 8 em ^{105}Rh 169

- 6.4 *Momento angular total em função da frequência de rotação para os valores experimentais das bandas 7 e 8 comparados com os cálculos de TAC para a configuração quiral $\pi g_{9/2} \otimes \nu h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{5/2})$ 171*
- 6.5 *Comparação de vibração γ do ^{108}Pd com as bandas similares dos isótopos A-par de paládio. 174*
- 6.6 *Primeiros estados excitados da banda fundamental (símbolos cheios) e da banda de vibração γ (símbolos vazios).(a) isótopos de rutênio, (b) isótopos de paládio. 174*
- 6.7 *Comparação da banda 3 do ^{108}Pd com as bandas de configuração $\nu h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ dos isótopos A-par de paládio. 176*

Referências

- [1] R. M. Clark, *et al.*, Phys. Lett. **B275**, 247 (1992).
- [2] G. Baldsiefen, *et al.*, Phys. Lett. **B275**, 252 (1992).
- [3] R. M. Clark, *et al.*, Phys. Rev. **C50**, 84 (1994).
- [4] R. M. Clark, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1868 (1997).
- [5] R.V. Ribas, *Magnetic Rotations in the Lead Region*, Proceedings of the XX Brazilian Workshop on Nuclear Physics, São Paulo 1997.
- [6] S. Chmel, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2002 (1997).
- [7] S. Frauendorf and T. Bengtsson, *Cranking about a Tilted Axis*, Proceedings of Int. Symp. on Future Directions in Nuclear Physics with 4π Gamma Detection Systems of the New Generation, Strasbourg 1991.
- [8] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A557**, 259c (1993).
- [9] G. Baldsiefen, *et al.*, Nucl. Phys. **A574**, 521 (1994).
- [10] G. Baldsiefen, *et al.*, Nucl. Phys. **A592**, 365 (1995).
- [11] G. Baldsiefen, *et al.*, Phys. Rev. **C54**, 1106 (1996).
- [12] F. Brandolini, *et al.*, Phys. Lett. **B388**, 468 (1996).

-
- [13] Y. Le Coz, *et al.*, Z. Phys. **A348**, 87 (1994).
- [14] K. Starosta, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 971 (2001).
- [15] K. Starosta, *et al.*, Nucl. Phys. **A682**, 375c (2001).
- [16] T. Koike, *et al.*, Phys. Rev. **C63**, 375c (2001).
- [17] S. Frauendorf and Jie Meng, Z. Phys. **A357**, 263 (1996).
- [18] S. Frauendorf and Jie Meng, Nucl. Phys. **A617**, 131 (1997).
- [19] S. Frauendorf, Z. Phys. **A358**, 163 (1997).
- [20] V.I. Dimitrov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5732 (2000).
- [21] S. Frauendorf, Acta Phys. Pol. **Vol. 32**, 2661 (2001).
- [22] V.I. Dimitrov and S. Frauendorf, to be published.
- [23] F.R. Espinoza–Quiñones, *et al.*, Phys. Rev. **C55**, 2787 (1997).
- [24] J. A. Alcántara–Núñez, *et al.*, aceito para publicação na Phys. Rev. C
- [25] K.R Pohl, *et al.*, Phys. Rev. **C53**, 2682 (1996).
- [26] P.H. Regan, *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 2305 (1997).
- [27] J.A. Grau, *et al.*, Phys. Rev. **C14**, 2297 (1976).
- [28] Dan Jerrestam, *et al.*, Nucl. Phys. **A603**, 203 (1996).
- [29] F.R. Espinoza–Quiñones, *Tese de Doutorado* (IFUSP 1996).
- [30] W. Nazarewicz, *et al.*, Nucl. Phys. **A435**, 397 (1985).
- [31] R. Wyss, *et al.*, Phys. Lett. **B215**, 211 (1988).

- [32] W. Nazarewicz, *et al.*, Nucl. Phys. **A503**, 285 (1989).
- [33] S. Frauendorf and F.R. May, Phys. Lett **B125**, 245 (1983).
- [34] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967).
- [35] D. R. Inglis, Phys. Rev. **96**, 1059 (1954).
- [36] D. R. Inglis, Phys. Rev. **103**, 1786 (1956).
- [37] R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A327**, 139 (1979).
- [38] R. Bengtsson and S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A314**, 27 (1979).
- [39] R. Bengtsson and J.D. Garret, *The Cranking Model - Theoretical and Experimental Bases*, Proceedings of de Nordic Winter School on Nuclear Physics, Norway 1983.
- [40] M.J.A. de Voigt, J. Dudek and Z. Szymariski, Rev. Mod. Phys. **55**, 949 (1983).
- [41] L.G. Regis Emediato, *Dissertação de Mestrado* (IFUSP 1990).
- [42] J.R.B. Oliveira, *Monografia de Livre-docência* (IFUSP 2001).
- [43] R. Wyss, *Applications to the Nilsson Strutinsky Scheme, International Workshop on Nuclear Structures Models - Oak Ridge (1992)*, ed. R. Bengtsson, J. Draayer and W. Nazarewicz, World Scientific.
- [44] R. Bengtsson, S. Frauendorf and F.R. May, Atomic Data and Nuclear Data Tables **35**, 15 (1986).
- [45] C. J. Gallagher-Moszkowski, Phys. Rev. **111**, 1282 (1958).
- [46] S. M. Harris, Phys. Rev. **138**, B509 (1965).

- [47] J. Meyer–Ter–Vehn, Nucl. Phys. **A249**, 141 (1975).
- [48] J. Meyer–Ter–Vehn, Nucl. Phys. **A249**, 111 (1975).
- [49] R. Bengtsson, Nucl. Phys. **A557**, 277c (1993).
- [50] G. Anderson, *et al.*, Nucl. Phys. **A268**, 205 (1976).
- [51] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A677**, 115 (2000).
- [52] P. Ring and P. Schuck *The Nuclear Many–Body Problem*, Springer–Verlag New York Inc., eds. W. Beiglböck, M. Goldhaber, E.H. Lieb, W. Thirring, ISBN 0-387-09820-8, (1980).
- [53] S. Frauendorf, Rev. Mod. Phys. **73**, 463(2001).
- [54] S.G. Nilsson and I. Ragnarsson, *Shapes and Shell in Nuclear Structure* (Cambridge University Press, Cambridge England 1995).
- [55] R. Bengtsson and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. **A436**, 14 (1985).
- [56] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A601**, 41 (1996).
- [57] Amita, Ashok Kumar Jain and Balraj Singh, *Table of magnetic Dipole Rotational bands*, Nuclear Data Tables **74**, 283 (2000).
- [58] S. Cwiok, *et. al*, Z. Phys. **A314**, 337 (1983).
- [59] K. S. Krane, R.M. Steffen, and R.M. Wheeler, *Directional Correlations of Gamma Radiations Emitted from Nuclear States Oriented by Nuclear Reactions Or Cryogenic Methods*, Nuclear Data Tables **11**, 351 (1973).
- [60] J. E. Draper, Nucl. Instrum. Methods Phys. RES. **A247**, 481 (1986).

- [61] H. Morinaga and T. Yamasaki, *In Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland Publishing Company, (1976).
- [62] F. Dönau, Nucl. Phys. **A471**, 469 (1987).
- [63] F. Dönau and S. Frauendorf, *Proc. Int. Conf. on High spin Properties of Nuclei - Oak Ridge* (1982), N.R. Johnson, Harwood, Nucl. Sci. Res. Ser., Vol **4**, p.143.
- [64] A. Gavron, Phys. Rev. **C21**, 230 (1980).
- [65] J. A. Alcántara-Núñez, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A497**, 429 (2003).
- [66] J. A. Alcántara-Núñez, *Dissertação de Mestrado* (IFUSP 1999).
- [67] D.H. Wilkinson, Rev. Sci. Instr. **23**, 414 (1952).
- [68] R. V. Ribas - *Manual do Sistema SPM-CAMAC para aquisição de dados - IFUSP/P-812* (1989).
- [69] CAMAC *Tutorial Papers* - Nucl. Sci. **NS20**, N°2 (1973).
- [70] W. M. Milner - *Oak Ridge National Laboratory* (1986).
- [71] D. Bazzacco - *Istituto di Fisica Nucleare, sezione di Padova* - (1994).
- [72] D. Radford, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A361**, 297 (1995).
- [73] H. Dejbakhsh, *et al.*, Phys. Rev. **C37**, 621 (1988).
- [74] R. Duffait, *et al.*, Nucl. Phys. **A454**, 143 (1986).
- [75] J. Rogowski, *et al.*, Phys. Lett. **B207**, 125 (1988).
- [76] *Table of Isotopes, CD-Rom Edition* (1996). Ed. R.B. Firestone, V.S. Shirley. Wiley-Interscience.

- [77] Ts. Venkova, *et al.*, Eur. Phys. J. **A6**, 405 (1999).
- [78] G. Lhersonneau, *et al.*, Eur. Phys. J. **A1**, 285-297 (1998).
- [79] Ts. Venkova, *et al.*, Eur. Phys. J. **A15**, 429 (2002).
- [80] J. Rogowski, *et al.*, Phys. Rev. **C42**, 2733 (1990).
- [81] S. Juutinen, *et al.*, Nucl. Phys. **A577**, 727 (1994).
- [82] G.E. Perez, *et al.*, Nucl. Phys. **A686**, 41 (2001).
- [83] I.Y. Lee, *et al.*, Phys. Rev. **C25**, 1865 (1982).
- [84] L.E. Svensson, *et al.*, Nucl. Phys. **A584**, 547 (1995).
- [85] D.R. Heani, *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 1543 (1986).
- [86] P.H. Regan, *et al.*, Phys. Rev. Lett. Vol**90**, 152502 (2003).
- [87] N. Kaffrell, *et al.*, Nucl. Phys. **A460**, 437 (1986).
- [88] N. Kaffrell, *et al.*, Nucl. Phys. **A470**, 141 (1987).
- [89] A.S. Davidov and G.F Filipov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
- [90] B. Gall *et al.*, Z. Phys. **A348**, 187 (1994).
- [91] Dan Jerrestam, *et al.*, Nucl. Phys. **A577**, 786 (1994).
- [92] F.R. Espinoza-Quiñones, *et al.*, Phys. Rev. **C55**, 1548 (1997).
- [93] R.A. Bark , *et al.*, Nucl. Phys. **A691**, 577 (2001).
- [94] E. Mergel, *et al.*, Eur. Phys. J. **A15**, 417 (2002).

-
- [95] G. Rainovski, *et al.*, Phys. Rev. **C68**, 24318 (2003); J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **29**, 2763 (2003).
- [96] S. Zhu, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **Vol. 91**, 132501 (2003).
- [97] T. Koike, *et al.*, AIP Conf. Proceedings **656**, 160 (2003).
- [98] V.I. Dimitrov, F. Dönau, and S. Frauendorf, Phys. Rev. **C62** (2000) 24315.
- [99] H. Dejbakhsh, *et al.*, Phys. Rev. **C52**, 1810 (1995).
- [100] I. Deloncle, *et al.*, Eur. Phys. J. **A8**, 177 (2000).

