

in/^\n ""titulo d» Petqultaa
ff fJ W1 ff Erwgéth— • Mmi

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE
DE SAO RAULO

ESTADOS DE ALTO SPIN E INVERSÃO POR ASSINATURA NO ⁷⁸Br

EDUARDO LANDULFO

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear.**

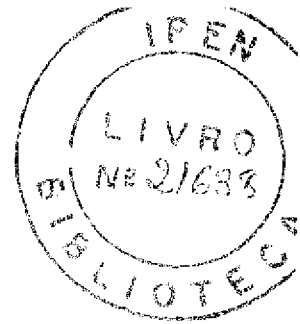
**Orientador:
Dra. Suzana Salém-Vasconcelos**

**São Paulo
1997**

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

Estados de Alto Spin e Inversão por Assinatura no Br

Eduardo Landulfo



*Dissertação apresentada como
parte dos requisitos para a ob-
tenção do grau de Doutor na
área de concentração em tec-
nologia nuclear.*

Orientador:

Dra. Suzana Salém Vasconcelos

Sao Paulo
1997

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

Estados de Alto Spin e Inversão por Assinatura no Br

Eduardo Landulfo

í L f y 0

*Dissertação apresentada como
parte dos requisitos para a ob-
tenção do grau de Doutor na
área de concentração em tec-
nologia nuclear.*

Orientador:

Dra. Suzana Salém Vasconcelos

São Paulo
1997

*"The fact is...
no matter how closely I study it,
no matter how I take it apart,
no matter how I break it down,
It remains consistent.
I wish you were here to see it..."
Adrian Belew, Discipline, 1981*

*Aos amigos de "Pitt":
Claudia, David, Eoin, Fernan-
do, Flavio, Hamid, Holly, Jg-
nacio, Melanie, Mike, Linda,
Lisa, Laura, Richard, Rhonda,
Tracy e Valan "for many, many
things..."*

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todos que me auxiliaram direta ou indiretamente na realização deste trabalho, em particular:

À Doutora Suzana-Salém-Vasconcelos pelo seu empenho na orientação deste trabalho e o apoio em todos os momentos;

Ao Professor Jürg Xavier Saladin por ter me concedido a oportunidade de integrar o grupo de Estrutura Nuclear da Universidade de Pittsburgh, no período de Setembro de 93 a Novembro de 95, sem o qual a realização deste trabalho não seria possível;

A Comissão de Pós-Graduação do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares pela constante atenção prestada;

A CAPES pelo apoio financeiro durante os períodos de Agosto de 92 a Agosto de 93 e de Dezembro de 95 a Março de 96;

Ao CNPq pelo apoio financeiro durante o período de Setembro de 93 a Setembro de 95;

À FAPESP pelo apoio financeiro durante o período de Junho de 96 a Dezembro de 96;

Ao Doutor Olácio Dietzsch pelo seu empenho e dedicação na minha ida à Universidade de Pittsburgh, bem como ter possibilitado o término deste trabalho junto ao Laboratório de Instrumentação e Partículas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo;

À Universidade do Estado da Flórida pelo oferecimento das suas facilidades para a tomada de dados deste trabalho;

Ao Doutor Fernando Crisancho pela importante ajuda na tomada e análise dos dados deste trabalho;

Ao Doutor David Fleming Winchell pelo auxílio fundamental nos cálculos teóricos deste trabalho e redação do artigo para publicação;

Aos amigos Flávio Ribeiro de Oliveira e Alessandra Canepelle pela revisão de texto;

À Srta. Edineusa Maura de Almeida pela digitação de grande parte desta dissertação e ajuda na composição das figuras aqui inclusas;

Aos meus pais e familiares pelo seu constante apoio e incentivo;

A Marina pelo carinho e amizade, independente da distância;

A todos os outros que eu esqueci de mencionar.

Estados de Alto Spin e Inversão por Assinatura no ^{78}Br

Eduardo Landulfo

Resumo

78

Os estados de alto spin no ^{78}Br foram estudados até uma energia de excitação de aproximadamente 6 MeV e spin de $17h$. A reação utilizada para produzir tais estados foi $^{70}\text{Zn}(^{\alpha}\text{B}, 3\text{ n})^{78}\text{Br}$, e a energia do feixe era de 45 MeV. As propriedades das bandas rotacionais observadas neste núcleo, incluindo momentos de inércia, separação e inversão de "assinatura" são discutidas dentro do contexto do modelo de camadas + "cranking". Além disso cálculos computacionais para comparação do modelo com os dados experimentais mostraram-se capazes de reproduzir a inversão de "assinatura" observada nas bandas yrast de paridade positiva tanto para o ^{78}Br , como para seus isótopos $^{74,76}\text{Br}$, possibilitando assim a designação das configurações de quasi-partícula para estas bandas.

High Spin States and Signature Inversion in ^{78}Br

Eduardo Landulfo

Abstract

High-spin states in ^{78}Br have been studied up to an excitation energy of approximately 6 MeV and a spin of $17\hbar$ using the $^{70}\text{Zn}(^4\text{B}, 3\text{n})^{78}\text{Br}$ reaction at a beam energy of 45 MeV. The properties of the observed rotational bands, including moments of inertia, signature splitting, and signature inversion, are discussed within the context of the Cranked Shell Model. It is shown that cranked shell-model calculations are able to reproduce the experimentally observed signature inversion in the positive-parity yrast $7/4^+$ bands in the odd-odd isotopes ^{74}Br and ^{76}Br , which permits the assignments of quasiparticle configurations to these bands.

Sumário

1	Introdução	1
2	Considerações Teóricas	5
2.1	Introdução	5
2.2	Modelo Coletivo	7
2.2.1	Modelo da Gota Líquida	7
2.2.2	Rotação Coletiva	8
2.2.3	Parametrização da forma do núcleo	10
2.2.4	Bandas Coletivas e Propriedades de Simetria do Núcleo a Alto Spin	13
2.3	Modelo de Partícula Independente	17
2.3.1	Modelo de Camadas	17
2.3.2	Modelo de Nilsson	17
2.3.3	Potencial de Woods-Saxon	18
2.4	A Hamiltoniana de Cranking	22
2.4.1	Rotação ao redor do Eixo de Simetria	23
2.4.2	Rotação em torno de um Eixo Perpendicular ao Eixo de Simetria	27
2.4.3	Momento de Inércia de Inglis	30
2.5	Correlações de Pares	30
2.5.1	A função de onda BCS	31
2.5.2	Quasi-partículas	31
2.5.3	Momento de Inércia de Belyaev	34
2.5.4	A Hamiltoniana de Hartree-Fock-Bogolyubov-Cranking	34
2.5.5	Momento de Inércia no Modelo HFBC	38
2.6	Correção de Strutinsky	38
2.7	O Modelo de Cranking e sua Conexão com o Experimento	40
2.7.1	Quantidades Cinemáticas	40
2.7.2	Momentos de Inércia	41
2.7.3	Routhianos Experimentais e Alinhamentos	42
2.8	População e Decaimento de Estados de Altos Spins	43

2.9	Limites do Momento Angular	44
2.9.1	Decaimento do Núcleo Composto.	45
3	Procedimento Experimental	49
3.1	Introdução	49
3.2	Arranjo Experimental	49
3.2.1	O arranjo de Multidetectors de Pittsburgh (Pitt-FSU Array).	49
3.3	Análise de Dados.	55
3.4	Descrição do Experimento.	63
4	Resultados Obtidos	69
4.1	Resultados	69
5	Discussão dos Resultados Obtidos	79
5.1	Introdução.	79
5.2	Resultados da Análise em termos do Modelo de Cranking . . .	79
5.3	Cálculos Computacionais.	88
5.3.1	Introdução.	88
5.3.2	Descrição.	88
5.3.3	Resultados dos Cálculos Computacionais.	89
5.4	Cálculos HFBC.	91
5.5	Discussão.	92
6	Conclusão	99
A	MODELO ESTENDIDO DA GOTA LÍQUIDA	101
B	PARAMETRIZAÇÃO DA FORMA NUCLEAR	105
C	HAMILTONIANA DE NILSSON	107
D	CORREÇÃO DE CAMADAS COM A PRESENÇA DE ROTAÇÃO	111

Capítulo 1

Introdução

Uma descrição microscópica exata do núcleo atômico não é possível devido ao número de partículas envolvidas e à não compreensão total da força que atua entre elas. Por outro lado, uma descrição estatística ou macroscópica dos núcleos não é inteiramente satisfatória, pois o número de partículas é ainda relativamente pequeno. Para solucionar este dilema opta-se por uma investigação de núcleos em estados de movimento "extremo", que vem se mostrando adequada para o estudo dos cenários coletivo e microscópico em que o núcleo atômico se apresenta. Um destes estados seria o de rápida rotação ou elevado momento angular ($I > 20h$).

A espectroscopia de momentos angulares elevados ou *altos spins*, em núcleos na região de massa $A \sim 80$, é um tópico de considerável interesse, pois permite a observação e o estudo de uma grande variedade de fenômenos [So90] tais como: grandes deformações (parâmetro de deformação $\beta > 0.4$), coexistência de formas e, muito frequentemente, uma rápida variação da sua estrutura com o número de prótons e nêutrons, especialmente quando este número estiver próximo de preencher completamente uma camada. Além disso, quando os prótons e nêutrons de núcleos nesta região de massa ocupam as mesmas subcamadas, é possível o estudo das interações residuais próton-nêutron. Neste contexto, o estudo dos isótopos ímpar-ímpar do núcleo de Bromo ($Z = 35$), bem como dos seus vizinhos isobáricos, é bastante relevante para o aumento da nossa compreensão a respeito da estrutura do núcleo atômico.

A variedade de formas na região de massa $A = 80$ vem sendo estudada tanto experimentalmente quanto em teoria. Para o ${}^80\text{Br}$, inferiu-se um mínimo de energia com deformação $(\beta, \gamma) = (0,33, -4^\circ)$ [Ho91]. Uma forma triaxial foi encontrada para o ${}^{76}\text{Br}$, com $(\beta, \gamma) \sim (0,35, 20^\circ)$ [Wi97].

Previsões usando o Cranked-Shell Model (CSM) mostram um mínimo em energia com uma deformação triaxial de $7 \ll 30^\circ$ para a configuração de paridade positiva do ^{77}Br [Sy93], e o mesmo fenômeno ocorre para os isótonos do ^{78}Br : ^{78}Kr [Sc90] e ^{82}Y [Wo93].

Duas características de relevância presentes nos isótopos ímpar-ímpar do Bromo são a separação e inversão de *assinatura* na banda *yrast* de paridade positiva. A assinatura é o número quântico associado à invariância de um sistema com deformação quadrupolar sob rotações de 180° em torno do eixo principal [Bo75]. A interação de Coriolis separa, em duas seqüências de energias, a seqüência de estados caracterizados pela sua estrutura intrínseca. Cada seqüência de estados tem um valor definido e constante de assinatura, e diferem entre si, em spin, de 2 unidades de \hbar , e em geral possuem diferentes momentos de inércia. A inversão de *assinatura* (*signature inversión*) descreve o fenômeno no qual a *assinatura* que é energeticamente favorecida a spins mais baixos passa a se tornar desfavorecida a spins mais elevados. Além dos isótopos ^{74}Br [Do93] e ^{76}Br [Wi97, Bu90], observa-se inversão de *assinatura* nas bandas *yrast* de paridade positiva nos isótonos ^{80}Rb [Do92], ^{82}Y [Wo93] e ^{84}Nb [Gr91].

Neste trabalho serão apresentados os resultados de um experimento realizado na Universidade do Estado da Flórida (FSU) em colaboração com o Grupo de Estrutura Nuclear da Universidade de Pittsburgh, cujo objetivo foi estudar a estrutura do ^{78}Br em estados de alto spin.

No capítulo 2 desta tese abordaremos os aspectos teóricos mais importantes para o presente trabalho: os modelos coletivo e de partícula, a Hamiltoniana de Nilsson, o Modelo de "Cranking", a Correção de Strutinsky e a Conexão do Modelo de Cranking com o experimento. Além disso mencionaremos a formação dos estados de alto spin e o modo de desexcitação do núcleo. No capítulo 3, descreveremos a parte experimental deste trabalho, o que envolve a descrição do aparato experimental empregado e do procedimento de análise de dados. No capítulo 4 apresentaremos os resultados experimentais obtidos. Foi possível neste trabalho a identificação de duas bandas rotacionais no ^{78}Br e a extensão do momento angular conhecido do ^{78}Br até $I = 17\hbar$ ($E_{exc} = 6088$ keV), no caso da banda de paridade positiva, e $I = 15\hbar$ ($E_{exc} = 4297$ keV) no caso da banda de paridade negativa. Anteriormente, o spin mais alto conhecido no ^{78}Br era $I^* = 11^+$ com uma energia de 1941 keV [Be82, D08I]. Observou-se também em ambas as bandas o fenômeno de separação por assinatura e a inversão de assinatura na banda de paridade positiva. No capítulo 5 faremos uma discussão dos resultados em

termos do Modelo de "Cranking", o que permite a obtenção de parâmetros tais como: momentos de inércia cinéticos e dinâmicos para as bandas identificadas, os Routhiânos experimentais, e a visualização da separação e inversão de *assinatura*. Ainda nesse capítulo faremos uma explanação do código de computador empregado para a realização dos cálculos com base no Modelo de "Cranked Shell Model" (CSM), que nos auxiliou na interpretação dos resultados experimentais. Destacamos o bom acordo entre os resultados dos cálculos e a magnitude da separação de *assinatura*, bem como a frequência onde a inversão ocorre. Foi possível, assim, uma definição da configuração de quasi-partículas da banda *yrast* de paridade positiva do ^{78}Br . No último capítulo concluímos o trabalho apresentando um resumo dos resultados obtidos.

Introdução

Capítulo 2

Considerações Teóricas

2.1 Introdução

O núcleo do átomo quando em regime de alta rotação apresenta fenômenos tanto de caráter coletivo como de partícula única, sendo portanto adequada uma apresentação dos aspectos fenomenológicos mais relevantes abordados pelos modelos que descrevem as propriedades macroscópicas (coletivos) e microscópicas (de partícula única) do núcleo.

Sabe-se que os estados de alto momento angular, ou estados de alto spin, podem ser gerados de duas maneiras distintas: uma coletiva e outra de partícula única. Na geração coletiva de alto spin muitos núcleons contribuem coerentemente para o movimento nuclear, o que resulta numa rotação da maioria ou totalidade dos núcleons em torno de um eixo diferente do eixo de simetria nuclear. Este tipo de rotação é típico de núcleos bem deformados, já que um grau de deformação elevado corresponde a um momento de inércia grande o bastante para que o movimento individual de cada nucleón permaneça não-perturbado sob o efeito da rotação.

A rotação nuclear de partícula única ou não-coletiva é, em geral, típica de núcleos esféricos ou pouco deformados, onde o alinhamento dos orbitais nucleônicos individuais ao longo do eixo de simetria vai ser o mecanismo pelo qual estados de elevado momento angular serão formados. Estes dois modos estão esquematizados na Figura 2.1.

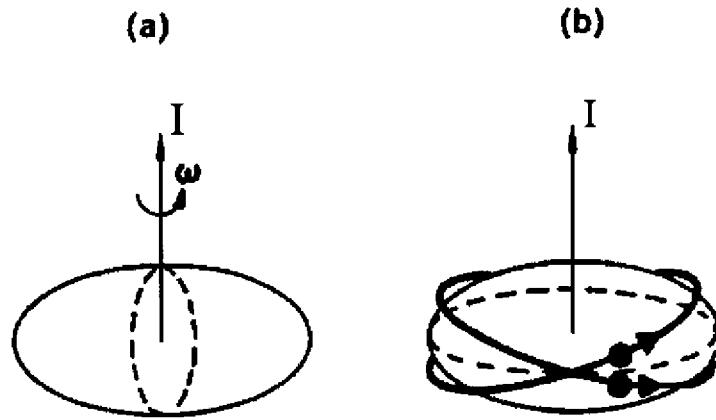


Figura 2.1: Dois diferentes modos de rotação gerando momento angular: (a) coletivo e (b) de partícula única.

2.2 Modelo Coletivo

2.2.1 Modelo da Gota Líquida

A primeira descrição do núcleo atômico com um relativo sucesso nos seus resultados e previsões foi o *Modelo da Gota Líquida*. Na época da sua elaboração, os dados experimentais disponíveis mostravam que a energia de ligação por nucleón era aproximadamente constante variando-se o número de nucleóns, e o volume nuclear proporcional ao número de nucleóns, o que implicava numa densidade nuclear constante. Esses dois aspectos do núcleo apresentavam bastante semelhanças com as propriedades de uma gota líquida, pois a interação entre as suas moléculas é atrativa a curto alcance e repulsiva a partir de uma certa distância, o que resulta em uma energia de ligação por molécula constante de valor proporcional ao número de moléculas.

Em 1935, o Modelo da Gota Líquida inspirou Von Weizsäcker [We35] a propor uma fórmula semi-empírica de massa, em que a energia de ligação dependia dos números de neutrons (**N**) e de protons (**Z**), e de coeficientes ajustados de modo a reproduzir os valores das energias de ligação obtidas experimentalmente. Em 1936, Bethe e Bacher [Be36] simplificaram a fórmula de Weizsäcker modificando-a para a hoje conhecida *Fórmula Semi-Empírica de Massa de Bethe-Weizsäcker*.

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - k \frac{j^2}{A} - \frac{e^2}{5} \frac{Z^2}{4\pi\epsilon_0 R_c} + \tilde{O} A^{-1} \quad (2.1)$$

onde:

A=número de massa

Z=número de prótons

N=número de neutrons

e=carga de um elétron

ϵ_0 =permissividade elétrica no vácuo

R_c =raio do núcleo

δ , α , β , γ , δ , são parâmetros obtidos a partir do ajuste com os dados experimentais.

Os dois primeiros termos da energia de ligação, o de volume e o de superfície são formalmente os mesmos usados para descrever uma gota líquida. O terceiro termo, também conhecido como termo de simetria, leva em conta a tendência de os núcleos "preferirem" o seu número de núcleons igualmente dividido entre prótons e nêutrons. O quarto termo é o de energia eletrostática, considerando o núcleo como uma esfera uniformemente carregada de raio R e carga Ze . O último termo se refere ao emparelhamento e leva em conta a diferença de massa entre prótons e nêutrons, bem como o Princípio de Exclusão de Pauli. Na literatura, encontram-se modelos similares ao da gota líquida, mais sofisticados, às vezes chamados de modelos de gotículas. Em geral, estão incluídas modificações nos termos coulombianos e de superfície para se adequarem a formas nucleares não-esféricas, correções na energia de superfície para se levar em conta efeitos de difusão e termos adicionais para obter os excessos de massa de nêutrons e prótons. No apêndice A apresentamos um desses modelos desenvolvido por Krappe *et al* [Kp79] e Moller *et al* [M08I], cujos resultados serão aplicados nos cálculos efetuados neste trabalho.

2.2.2 Rotação Coletiva

O núcleo atômico pode, na mais simples das aproximações, ser tratado como um corpo rígido, e podem-se, portanto, utilizar conceitos tais como momento de inércia I , frequência de rotação ω , momento angular R e energia E , bem como as relações clássicas entre eles:

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (2.2)$$

$$R = I \omega \quad (2.3)$$

$$E = \frac{R^2}{2I} \quad (2.4)$$

Vamos considerar um núcleo deformado axialmente simétrico (prolato) no referencial do laboratório (x,y,z) com coordenadas fixas no corpo (x',y',z') como é mostrado na Figura 2.2.

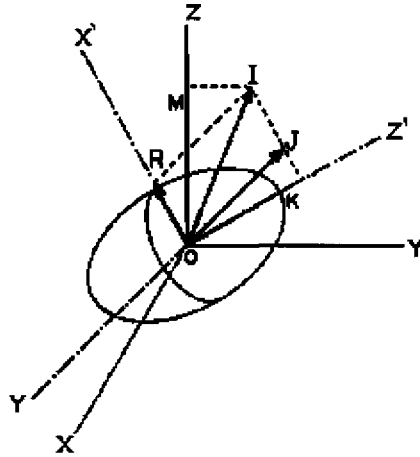


Figura 2.2: Um núcleo deformado axialmente simétrico com coordenadas fixas no corpo Cy , Cy e Gv é mostrado no sistema de coordenadas fixo no espaço (x,y,z) . A rotação em torno de Cv é representada pelo vetor R . O momento angular total / possui componentes Kh ao longo de Cy e Mh ao longo de O_z . K é também a projeção do momento angular intrínseco J ao longo de Cy .

O momento angular total I resulta da rotação coletiva e do movimento intrínseco com momentos angulares respectivamente R e J com projeção K no eixo Oy . Já que nenhuma rotação coletiva pode ser feita em torno de Gy , \vec{R} deve ser sempre perpendicular ao eixo de simetria. O sistema é invariante sob rotações em torno do eixo Gy e a componente K de \vec{I} é uma constante de movimento, assim como a componente M , que é a projeção de \vec{I} no eixo Oz . O estado é completamente especificado por:

$$R = \hbar \sqrt{I(I+1)} - K \quad (2.5)$$

Esta expressão é válida para $J = K$ e para $K \leq 1/2$. Quando a excitação intrínseca for nula uma expressão simplificada para as energias de um núcleo rígido em rotação coletiva é dada por:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2\mathcal{I}} \quad (2.6)$$

Os resultados experimentais mostram, no entanto, que há várias contribuições para a energia de excitação tais como vibrações, excitações partícula-buraco e outros mecanismos que mudam o momento angular e sua direção. Alguns deles acoplam coerentemente com a rotação coletiva, tornando assim as energias de excitação mais baixas.

2.2.3 Parametrização da forma do núcleo

Em geral, os modelos coletivos descrevem a deformação nuclear através da parametrização de sua forma. Os parâmetros comumente usados são a alongação β , que expressa quanto o núcleo se desvia de uma esfera, e o ângulo γ , que indica se o núcleo é prolato, oblato ou triaxial. A distância do centro do núcleo a um ponto na superfície com coordenadas angulares θ, ϕ é dada por [Bo75]:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left\{ \cos^2 \gamma \left[\frac{3}{2} \cos^2 \theta - 1 \right] + \frac{3}{2} \sin^2 \gamma \cos 2\theta \right\} \right] \quad (2.7)$$

onde o valor R_0 é escolhido de forma a satisfazer a condição de que o volume nuclear seja mantido constante. Aqui β é uma medida da alongação do

*Esta é uma propriedade da descrição baseada na Mecânica Quântica que expressa a impossibilidade de distinguir diferentes orientações quando o núcleo executa uma rotação em torno de um eixo de simetria.

núcleo e pode ser estimada como [Ej89]:

$$I = 0,06 A^2 \quad (2.8)$$

onde AR é a diferença entre os eixos maior e menor e $R = 1,2A^{1/3}\text{fm}$ é o raio médio nuclear. Na Figura 2.3, está apresentado um diagrama do plano (I, γ) , mostrando as formas e direções associadas a cada rotação e os vários valores de γ . Para as formas axialmente simétricas ($\gamma \ll 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ$), a rotação coletiva só é observada quando ocorrer em torno de eixos perpendiculares aos eixos de simetria. Aqui, convencionamos que para $\gamma = 0^\circ$ ou $\gamma = -60^\circ$ a rotação é coletiva e para $\gamma = 60^\circ$ ou $\gamma = -120^\circ$ a rotação é *não*-coletiva. Nesta convenção também só atribuímos valores a γ no intervalo de 60 a -120° .

Classicamente, espera-se que a energia total do núcleo em rotação seja mínima para um dado valor de spin no intervalo $0^\circ < \gamma < 60^\circ$, pois as rotações seriam em torno do eixo menor, porém, devido a efeitos quânticos, o mínimo valor pode estar fora deste intervalo. Mais detalhes sobre esta parametrização são fornecidos no apêndice **B**.

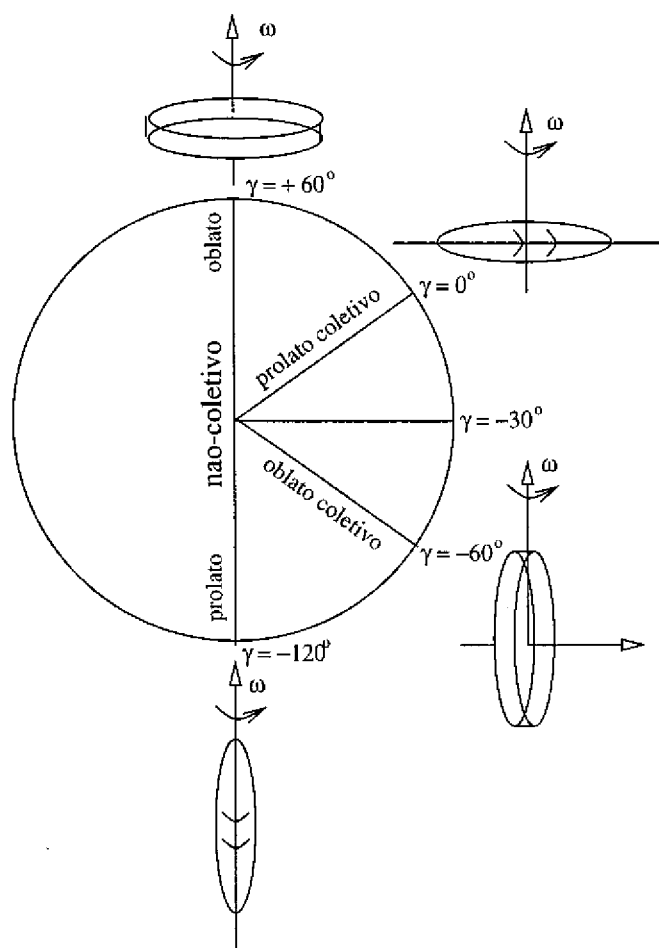


Figura 2.3: Diagrama mostrando as formas e orientação do momento angular. Para $\gamma = 60^\circ$ e $\gamma = -120^\circ$ os eixos de rotação e de simetria são os mesmos. Para $\gamma = 0^\circ$ e $\gamma = -60^\circ$ os eixos são perpendiculares

2.2.4 Bandas Coletivas e Propriedades de Simetria do Núcleo a Alto Spin

Quando a rotação for lenta se comparada com o movimento dos núcleons dentro do núcleo (condição adiabática) a Hamiltoniana [Ej89] para a rotação de um núcleo axialmente simétrico pode ser escrita como:

$$H = \hbar^2 \hat{J}^2 + H_{int} \quad (2.9)$$

onde H_{int} descreve os movimentos dos núcleons com spin \bar{J} dentro do sistema de referência fixo no corpo.

Se considerarmos que não há acoplamento do movimento rotacional com outros graus de liberdade é possível descrever o estado como o produto de uma função, que caracterize o estado de partícula (ϕ), por outra que especifique a rotação do núcleo ψ .

$$\psi_{IKM} = \sum_{\alpha} \langle K \alpha | \phi \rangle \langle \alpha | \psi \rangle, \quad (2-10)$$

onde (α, β, γ) são os ângulos de Euler.

Chamamos de uma banda rotacional a seqüência de estados ψ_{IKM} baseados em uma dada configuração intrínseca

A quantidade K é projeção no eixo de simetria C_2 de ϕ e também do momento angular intrínseco J .

O valor de K é portanto determinado pelo movimento intrínseco e é constante em cada banda rotacional. A estrutura intrínseca deve manter-se constante numa banda, em geral somente na região de baixos spins. A altos spins isto não ocorre devido ao acoplamento dos graus de liberdade de partícula com o movimento coletivo.

Quando aplicarmos um operador de rotação nas funções de onda rotacionais de modo a girar o sistema de 180° em torno de um eixo perpendicular a um eixo de simetria (O_x , por exemplo), isto é, se verificarmos a simetria por reflexão do núcleo, concluiremos que tanto o termo da contribuição intrínseca como o termo da contribuição coletiva do núcleo são invariantes sob tais rotações. Uma consequência direta desta invariância é a degenerescência dos estados intrínsecos Q_κ e com autovalores K e $-K$, que constituem um única série de estados rotacionais com spin I :

$$I = K, K + 1, K + 2, \dots \text{ para } K > 0 \quad (2.11)$$

Se aplicarmos esta idéia explicitamente à função de onda total veremos o aparecimento de um fator de fase:

$$a = \{-1\}^{I+K} \quad (2.12)$$

conhecido como *assinatura* [Bo75]. a muda de sinal dentro de uma banda para valores alternantes de spin. A *assinatura* passa a ser um bom número quântico quando o núcleo estiver sob rotação, pois observa-se o aparecimento de duas seqüências de spins, pares e ímpares, ou seja duas bandas distintas.

O número quântico *assinatura* é dado também pela seguinte relação:

$$r = e^{i\pi a} \quad (2.13)$$

onde

$r = +1$ para $a = 0$, $r = -1$ para $a = 1$ para núcleos com A par;
 $r = -i$ para $a = 1/2$, $r = i$ para $a = -1/2$ para núcleos com A ímpar;

O uso de a ou r é uma questão de conveniência do trabalho.

Pode-se alternativamente definir a *assinatura* relacionando com o spin total:

$$I = a \text{ mod } 2 \quad (2.14)$$

$$a = I \text{ mod } 2 \quad (2.15)$$

por exemplo:

A par

$$I = 21 \rightarrow 21 : 2 = 10 + 1 ; \text{assinatura} = 1$$

$$I = 20 \rightarrow 20 : 2 = 10 + 0 ; \text{assinatura} = 0$$

A ímpar

$$I = 21/2 \rightarrow 10,5 : 2 = 5 + 1/2 ; \text{assinatura} = 1/2$$

$$I = 19/2 \rightarrow 9,5 : 2 = 4 + 3/2 ; \text{assinatura} = -1/2$$

No caso de um núcleo ímpar ímpar a *assinatura* total será a soma da *assinatura* do próton de valência mais a *assinatura* do nêutron de valência

Como vimos, uma banda rotacional pode ser considerada como composta de duas seqüências com $I = K, K + 2, \dots$ e $I = K + 1, K + 3, \dots$ com assinaturas opostas. No caso de $K = 0$ temos as seguintes seqüências:

$$I = 0, 2, 4, 6, \dots \text{ para } K = 0 \text{ e } r = +1$$

$$I = 1, 3, 5, 7, \dots \text{ para } K = 0 \text{ e } r = -1$$

A altos spins a interação de Coriolis, agora significativa, modifica as energias da banda rotacional provocando uma separação (*splitting*) em duas seqüências rotacionais de estados, cada uma com diferentes momentos de inércia, mas constantes dentro de cada banda com uma *assinatura* bem definida, como mostra a Figura 2.4. Neste exemplo, mostramos o esquema de níveis a alto spin do ^{159}Dy [Le79]; nesta região de massa temos a ocorrência de núcleos que se comportam como "bons" rotores, ficando mais clara a discussão mencionada acima.

ENERGIA (MeV)

		$\pi = +$			
		$o = +1/2$		$o = -1/2$	
3	-	2922	$37/2$	3005	$35/2$
		2303	$33/2$	2406	$31/2$
		1750	$29/2$	1775	$27/2$
		1274	$25/2$	1275	$23/2$
		879	$21/2$	860	$19/2$
		576	$17/2$	543	$15/2$
		385	$13/2$	328	$11/2$

V

Figura 2.4: O esquema de níveis ilustra a separação por *assinatura* no espectro de um núcleo com A ímpar (^{A}Dy) em rotação. A partícula ímpar ocupa um dos dois orbitais com $a = \pm 1/2$, que são degenerados quando $u = 0$.

2.3 Modelo de Partícula Independente

2.3.1 Modelo de Camadas

Descreveremos a seguir o núcleo do ponto de vista microscópico. O Modelo de Camadas [Ma55] quando proposto tinha um grande suporte experimental, e tem como idéia principal a individualização do movimento de cada núcleon dentro do núcleo sob um campo médio efetivo. A sua criação veio em contraponto com os modelos coletivos que, embora sejam adequados na previsão das características ditas "macroscópicas" do núcleo, tais como a energia de ligação e existência de bandas rotacionais, não explicam os fenômenos que dependam sensivelmente da configuração dos núcleons constituintes. Em particular, no estudo dos fenômenos observados em núcleos com altos spins, os modelos coletivos não esclarecem a variedade de bandas rotacionais baseadas em diferentes estruturas num mesmo núcleo, estruturas essas conhecidas como intrínsecas.

Um modelo usual para a compreensão de tais estruturas do núcleo, ditas intrínsecas ou microscópicas, seria aquele em que cada núcleon se move em um campo médio, proveniente dos efeitos combinados de todos os outros núcleons. Um tratamento análogo é utilizado para o caso dos elétrons em movimento ao redor do átomo; nesse exemplo conhece-se muito bem o potencial em questão, o que não ocorre se considerarmos a interação nuclear. Sabe-se, no entanto, que a força núcleon-núcleon é de curto alcance e, portanto, a interação de um dado núcleon é principalmente com os seus vizinhos mais próximos. Um outro aspecto a ser ressaltado diz respeito à matéria nuclear que é muito densa, assim espera-se que ocorram colisões freqüentes entre os núcleons, comprometendo a utilização apenas de um campo médio. O *Princípio de Exclusão de Pauli* torna porém difícil o espalhamento entre os núcleons, exceto entre aqueles próximos do nível de Fermi. Assim, a idéia de haver núcleons movendo-se em *orbitais de camadas* é aceitável.

2.3.2 Modelo de Nilsson

Como vimos anteriormente, para observar rotação, é necessário que o núcleo apresente deformação, tornando-se conveniente, portanto, no contexto do modelo de camadas, substituímos o potencial esféricamente simétrico por um potencial deformado. Um possível potencial a ser empregado seria o de um oscilador harmônico anisotrópico. Para melhor reproduzir os fenômenos nucleares, duas modificações importantes devem ser feitas no po-

tencial do oscilador harmônico deformado. Primeiro, deve-se introduzir um termo de spin-órbita forte para reproduzir corretamente os números mágicos. Outra consideração a fazer é a inclusão da saturação da força nuclear no interior do núcleo, ou seja, o potencial em questão tem de ser mais "plano" que o potencial do oscilador harmônico no interior do núcleo.

Tal potencial foi introduzido por Nilsson [Ni55] em 1955, e inclui um oscilador harmônico deformado, mais um termo de spin-órbita e um termo proporcional a ξ^2 . A forma simplificada é dada pela Hamiltoniana:

$$H_{\text{Nilsson}} = T + V_{\text{osc}} + C\mathcal{L}\cdot S + D\mathcal{I}^2$$

aqui T é a energia cinética e V_{osc} é o potencial de um oscilador harmônico axialmente simétrico, e C e D são constantes empiricamente determinadas. Uma descrição mais detalhada da hamiltoniana de Nilsson é dada no Apêndice C.

No caso de núcleos esféricos, os estados podem ser rotulados pelos números quânticos do Modelo de Camadas usual, Nl_j , por exemplo: $2p_{3/2}$. No caso de um núcleo deformado, há a remoção da degenerescência de $2j + 1$ níveis, associados ao número quântico magnético Q , que é a projeção do momento angular total no eixo de simetria, e os novos rótulos quânticos passam a ser os dos operadores que comutam com a Hamiltoniana, no limite de uma deformação grande². Neste limite, os termos C e D são pequenos quando comparados com o termo de deformação (*vide Apêndice C*) e os estados são caracterizados pelos autovalores N , n_z , m e Q , que correspondem ao número quântico principal, o número de quanta na direção do eixo de simetria z , a projeção z do momento angular orbital e a projeção z do momento angular total. Estes números quânticos, N , n_z e m , são conhecidos também por números quânticos assintóticos. Os autovalores de energia em função da deformação podem ser colocados em um gráfico, comumente chamado de *Diagrama de Nilsson*.

2.3.3 Potencial de Woods-Saxon

Apesar do potencial de Nilsson ser uma forma adequada de descrever o núcleo microscopicamente no contexto da mecânica quântica, comparações com alguns resultados experimentais [Ab82] mostraram contradições refe-

²Consideramos uma deformação elevada valores de $\beta_2 \ll 0,6$. No entanto, valores de $\beta_2 > 0,2$ já são válidos na nossa discussão.

2.3 Modelo de Partícula Independente

rentes à previsão da deformação. Alternativamente, pode-se empregar o potencial de *Woods-Saxon* esférico que satisfaz as condições necessárias para descrever a interação nuclear:

$$V_{ws}(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(-\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad (2.16)$$

onde os valores típicos para as constantes são:

- Profundidade do Poço de Potencial: $V_0 = 50$ MeV
- Raio Nuclear: $R_0 = 1,2A^{1/3}$ fm
- Espessura da Superfície: $a = 0,5$ fm

Este potencial é facilmente gerado para as formas não esféricas ao se substituir $T-RQ$ por uma função de distribuição distar), que é definida como sendo a distância do ponto r à superfície nuclear. Aqui, ξ representa o grupo de parâmetros de deformação descritos no apêndice **B**, e $\text{distX}(f)$ é menor que zero para os pontos dentro do núcleo e maior que zero para os pontos fora do núcleo. A hamiltoniana total de Woods-Saxon inclui os termos de spin-órbita e de Coulomb. Um estudo realizado por Dudek e Werner [Du78] produziu uma lista de parâmetros "otimizada" para os núcleos com $A > 40$. A otimização foi feita ao se compararem as deformações de quadrupolo e as ordens dos níveis de partícula única obtidos experimentalmente com os valores calculados.

Os diagramas de Nilsson calculados usando-se um potencial de Woods-Saxon são mostrados nas figuras 2.5 e 2.6, obtidas da referência [Wi90a] para prótons e nêutrons, respectivamente. Os orbitais estão rotulados com os números assintóticos de Nilsson, que são estritamente válidos somente no limite de grandes deformações. Os números impressos entre os níveis de maior espaçamento mostram a quantidade de núcleons necessária para preencher os orbitais até aquele ponto.

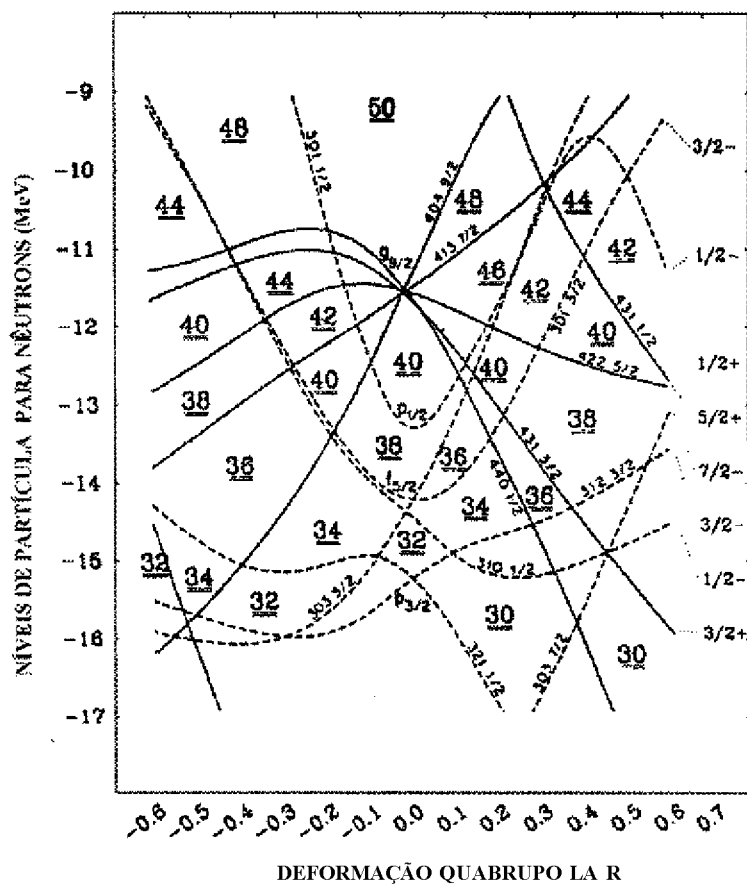


Figura 2.6: Diagramas de Nilsson para nêutrons calculados utilizando-se um potencial de Woods-Saxon

2.4 A Hamiltoniana de Cranking

No referencial em rotação (não inercial), as forças centrífuga e de Coriolis agem nas partículas e afetam, portanto, seu movimento. A *Hamiltoniana de cranking*, que é análoga ao Routhiano [G181] em mecânica clássica, é obtida ao ser transformada do referencial do laboratório, H_0 , para o referencial do potencial nuclear em rotação. O Routhiano representa então a Hamiltoniana no sistema de coordenadas em rotação. A transformação, seguindo o formalismo da mecânica quântica³, será mostrada a seguir.

A equação de Schrödinger no sistema de referência do laboratório é dada por:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = H_0 \psi \quad (2.17)$$

A função de onda no referencial do corpo fixo ou intrínseco ψ' é, em termos de ψ , dada por:

$$\psi' = R_x(\alpha) \psi \quad (2.18)$$

onde:

$R_x(\alpha)$ é o operador unitário de rotação em torno de um eixo x genérico dado por:

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

e J_x é a projeção do momento angular total do núcleo ao longo do eixo x , medido em unidades de \hbar .

A substituição destas duas expressões na equação fornece o seguinte resultado:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi' = H_0' \psi' \quad (2.20)$$

Além disso, já que H_0 é invariante por rotação, e J_x e $R_x(\alpha)$ comutam entre si, obtém-se a Hamiltoniana de Cranking em função de H_0 .

³Esta transformação pode ser feita também utilizando apenas o formalismo da mecânica clássica, obtendo-se o mesmo resultado

$$i\hbar \frac{d}{dt} (H_0 - \hbar \omega J_x) \psi = H_J \psi \quad (2.21)$$

onde:

$$H_J = H_0 - \hbar \omega J_x \quad (2.22)$$

H_J é comumente referida como Hamiltoniana do sistema no referencial em rotação. O termo $\hbar \omega J_x$ contém os efeitos devido às interações centrífuga e de Coriolis.

Um resultado similar é obtido se o formalismo Lagrangiano, da Mecânica Clássica, for utilizado.

A escolha do eixo ao redor do qual o núcleo vai girar restringe os números de estados a serem formados.

Há dois casos a considerar quando se deseja extrair a energia total e o spin do núcleo, a partir do modelo de cranking: as rotações não coletivas em torno do eixo de simetria nuclear⁴, e as rotações coletivas em torno de um eixo perpendicular ao eixo de simetria.

2.4.1 Rotação ao redor do Eixo de Simetria

Se o núcleo apresentar rotação em torno do seu eixo de simetria z' , a Hamiltoniana é expressa como:

$$H_J = H_0 - \hbar \omega J_x \quad (2.23)$$

Sabe-se que, em um potencial simétrico, as funções de onda de partícula única possuem um número quântico, de projeção do momento angular no eixo de simetria, bem definido e expresso como M . As autofunções de H_0 são também autofunções de J_x e os autovalores de H_J são, portanto:

$$E_J = E_0 - \hbar \omega M \quad (2.24)$$

⁴Apesar de a observação da rotação coletiva do núcleo ao redor do eixo de simetria não ser possível em mecânica quântica, a solução da Hamiltoniana torna-se extremamente simples e instrutiva.

onde e_i são os autovalores de HQ .

A energia mais baixa do núcleo no referencial em rotação a uma dada frequência rotacional é obtida se somarmos as energias e_i das partículas abaixo do nível de Fermi A :

$$\dot{E} = \sum_{i=1}^A e_i \quad (2.25)$$

onde A é o número total de partículas.

No referencial do laboratório:

$$E = \langle HQ \rangle \quad (2.26)$$

$$= \frac{1}{A} \langle H_0 \rangle + \sum_{i=1}^A \langle J_z \rangle$$

=

$\sum_{i=1}^A$

$$= \dot{E} + \sum_{i=1}^A \hbar \omega J_z \quad (2.27)$$

e

$\sum_{i=1}^A$

$$I = \sum_{i=1}^A \hbar^2 I_i \quad (2.28)$$

A energia E é independente da frequência ω , embora ω determine quais níveis serão ocupados. A configuração com energia total mais baixa a uma dada frequência pode ser calculada, e comumente esta configuração é chamada *ótima*. O método aplicado na determinação da configuração ótima está esquematizado na Figura 2.7 (pág. 43)

No lado esquerdo da figura estão os níveis de partícula em função de ω , como visto do referencial em rotação, e ordenados pelo número quântico I_z . Com frequência nula, estes níveis são duplamente degenerados ($\pm I_z$). Quando $\omega \neq 0$, a degenerescência é removida: níveis com valores positivos de I_z (linha cheia) são deslocados para baixo, e os níveis com valores negativos de I_z (tracejada) são deslocados para cima.

A inclinação da reta é dada por $-\hbar \omega$. O nível de Fermi A é indicado pela linha tracejada longa. O lado direito da figura mostra as energias no referencial do laboratório $E_j \times Q$. Os pontos escuros correspondem a níveis encontrados no lado esquerdo, e os pontos abertos correspondem a níveis não presentes no lado esquerdo da figura.

Toda vez que um nível acima da superfície de Fermi, desocupado, cruzar um nível de baixo, ocupado, há uma mudança na configuração do núcleo. O primeiro cruzamento na figura ocorre quando $co = U > A$. O nível com $Q = \uparrow$ é ocupado, e o nível com $Q = \downarrow$, por sua vez, é desocupado. Quando isto ocorrer, a projeção do momento angular total I_z mudará de zero para quatro. O segundo e terceiro cruzamentos ocorrem acima do nível de Fermi, não mudando, portanto, a configuração total, já que os cruzamentos ocorrem entre dois níveis ocupados, em $u = u_1$, OU entre dois níveis desocupados $u = u > c$; diz-se nesse caso que os cruzamentos estão bloqueados. A próxima mudança de configuração acontecerá quando $LO = U > D$, e o nível com $\tilde{u} = \downarrow$ for ocupado e o nível com $O = \uparrow$ estiver por sua vez desocupado; assim a projeção total passará de $I_z = 4$ para $I_z = 7$.

Os cruzamentos e conseqüentes mudanças de configuração são representados nos lados esquerdo e direito da figura, respectivamente. Quando a inclinação do nível de Fermi mudar, um cruzamento ocorre. Observe que o nível de Fermi, que normalmente é paralelo ao eixo das abscissas (w), passa a ser inclinado.

Na Figura 2.8 (pág. 44) temos três gráficos esquematizando a projeção do momento angular total I_z em função de UJ (c), da energia total E em função de LO (a) e de I_z (b). No gráfico de $E \times I_z$, que consiste em uma seqüência de pontos que estão ao longo da linha "yrast", vemos que somente uns poucos valores de spin aparecem, os quais correspondem a configurações ótimas em cada frequência. Os spins intermediários podem ser obtidos ao se excitar um estado de partícula-buraco, construído a partir das configurações ótimas. Em geral, a energia total E do sistema segue a regra 1), característica das rotações coletivas. No gráfico (c) da figura, a magnitude do salto de I_z é simplesmente a diferença nos valores de I_z para um nível ocupado pela primeira vez e o que está desocupando, por exemplo: $\Delta I_z = (I_z - I_z)$ em $cu - LO A$, corresponde à mudança em spin $\Delta I_z = \downarrow - (\uparrow) = 4$.

Conclui-se, que a rotação ao redor do eixo de simetria **não** produz uma banda rotacional e todos os estados gerados desta maneira são configurações de partícula única.

³Já que os níveis acima possuem sempre um valor de I_z maior que os anteriores que eles estão cruzando, I_z e E devem aumentar em cada cruzamento

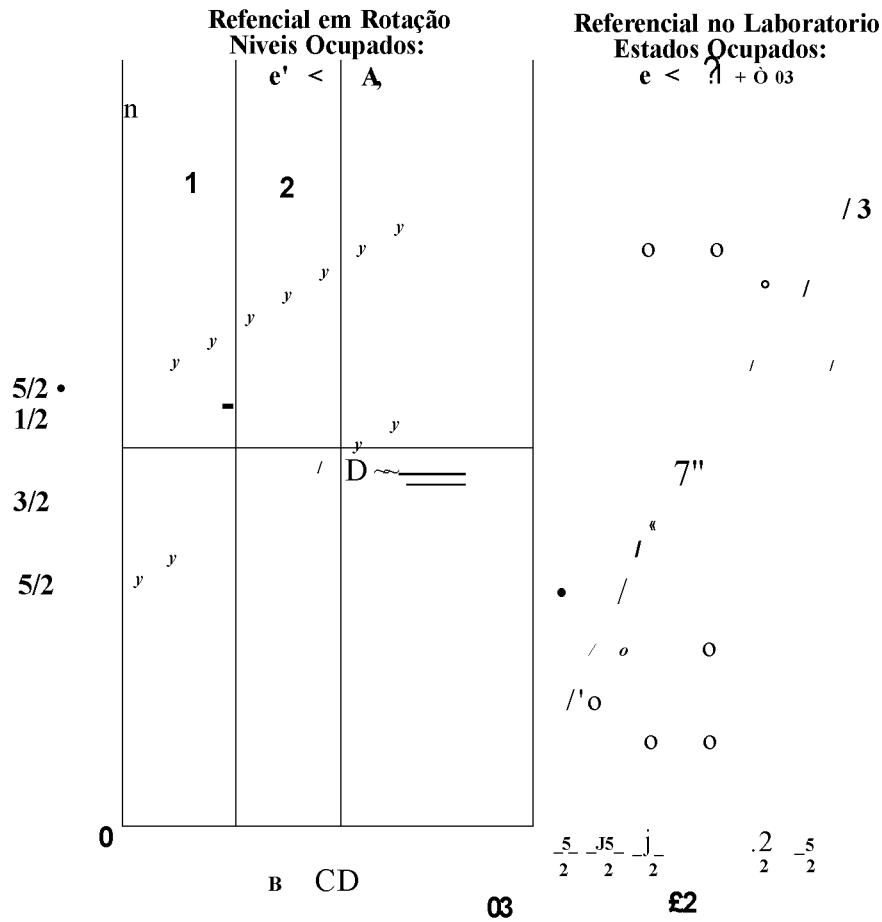


Figura 2.7: O lado esquerdo da figura mostra de maneira esquemática o espectro de energia de partícula única, resultante de uma rotação em torno do eixo de simetria nuclear. Todos os níveis de energia, em geral denominados como routhianos de partícula única, são linhas retas quando mostrados em função da frequência angular, ω . A inclinação das linhas é determinada pelo número quântico projeção do momento angular, O , no eixo de rotação (simetria). A superfície de Fermi, A , é a linha entre os níveis $O = 3/2$ e $O = 1/2$ quando $cu = 0$. O lado direito da figura mostra as energias no referencial do laboratório, em função da projeção do momento angular, O , no eixo de simetria. As configurações 1, 2 e 3, que são as configurações ótimas no referencial em rotação podem se representadas como superfícies de Fermi inclinadas (tilted). Elas correspondem a um momento angular $0 \hbar$, $4 \hbar$ e $7 \hbar$, respectivamente. Observe que somente estados mostrados como pontos pretos no lado direito da figura estão incluídos no lado esquerdo.

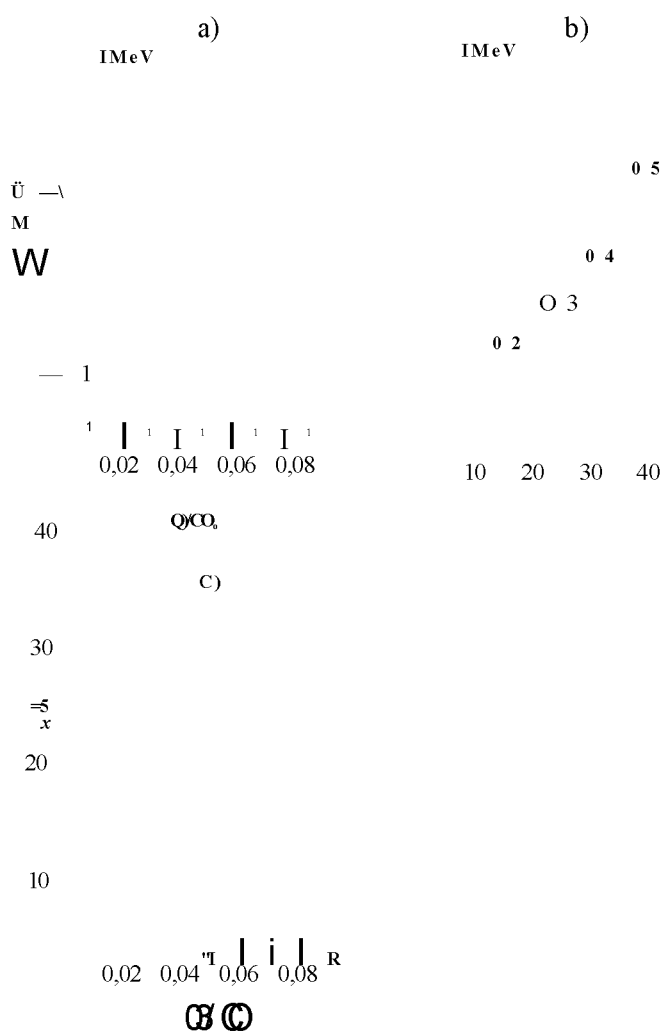


Figura 2.8: As propriedades da linha *yrast* de um núcleo girando em torno do eixo de simetria são mostrados de modo esquemático por 2 gráficos em função da frequência rotacional, ω : a) a energia no referencial do laboratório e c) o momento angular, cada um varia sempre que um cruzamento não bloqueado ocorrer nos routhianos de partícula única. E em b) a energia no referencial do laboratório que consiste de uma série de pontos discretos é apresentada em função da projeção do momento angular total. Somente estão incluídos os estados ótimos, isto é, aqueles que correspondem a configurações de nenhuma partícula e de nenhum buraco no referencial em rotação

2.4.2 Rotação em torno de um Eixo Perpendicular ao Eixo de Simetria

Vamos considerar agora o caso coletivo de uma rotação em torno do eixo-

no $i = x$, que é perpendicular ao eixo de simetria z . A Hamiltoniana $\hat{T}_w = H_0 - hc\hat{J}_x$ mistura os estados de partícula única gerados por H_0 , já que J_x não comuta com H_0 . O número quântico l_2 não é mais uma quantidade conservada e as únicas simetrias que não são quebradas são a paridade, \hat{T} , que se conserva enquanto o potencial puder ser expandido em multipólos pares, e a assinatura $a(r)$, que se refere às rotações de 180° em torno do eixo de rotação.

Em um potencial que não esteja sofrendo rotações, os estados nucleares com projeção de spin \tilde{u} e $-\tilde{u}$ no eixo de simetria são energeticamente degenerados. Embora eles não possuam uma "boa" assinatura relativa a uma rotação em torno do eixo perpendicular ao eixo de simetria, é sempre possível formar uma combinação linear de estados com ambas assinaturas. Estas combinações lineares podem então ser usadas como uma base ao resolver-se a equação de Cranking, que por sua vez se divide em 4 grupos de equações, cada uma correspondendo a uma combinação particular da paridade e assinatura (\tilde{u}, a) .

A idéia de construir auto-estados como combinações, conhecida como transformação de Goodman [Go76], parte das funções de onda do oscilador harmônico $|Nijl\rangle$, para um valor de UJ_0 conhecido:

$$C \rangle = \hat{A} = \{ |Nijl\rangle + (-iy^{-a} |Nlj -n\rangle \} \quad (2.29)$$

Esta função de onda é um auto-estado do operador de assinatura, já que, genericamente, $R_x(180^\circ)\mathcal{S}_x = \hat{e}_x \hat{A} \hat{e}_x = e^{-i\pi\mathcal{S}_x}$, também conhecido como operador "assinatura".

então

$$3^*M(*n) = \hat{A} \{ (-1)^y |Nlj -Vt\rangle + (-1)^{2^*} |Nijl\rangle \} \quad (2.30)$$

Que é igual a:

$$(2.31)$$

2.4 A Hamiltoniana de Cranking

29

E, para valores maiores de LO , OS auto-estados de $R_x(ir)$ serão dados pela combinação linear de estados com diferentes valores de $| \hat{I}z |$.

Como J_x possui elementos de matriz não nulos fora da diagonal, que diferem de uma unidade apenas em Q , em $u > 0$, somente os estados com $| \hat{I}z | = 1$ vão contribuir para a composição do momento angular total.

Voltando à Hamiltoniana de Cranking, a energia dos estados de partícula única no referencial intrínseco é dada por:

$$e_i = \langle i | H_0 | i \rangle - U \hat{I}z \langle i | J_x | i \rangle \quad (2.32)$$

o que implica que

$$\frac{d e_i}{d \omega} = -h \langle i | J_x | i \rangle = -h \langle J_x \rangle \quad (2.33)$$

ou seja, a inclinação do nível é igual ao valor médio do momento angular, com sinal oposto. O Routhiano total é dado então por:

$$\dot{E} = \sum_{i=1}^A Y_i \langle i | H_{int} | i \rangle = \sum_{i=1}^A Y_i \dot{e}_i \quad (2-34)$$

e a energia total no referencial do laboratório

$$E = \sum_{i=1}^A \langle i | H_0 | i \rangle = \dot{E} + h \omega I_x \quad (2.35)$$

onde o momento angular alinhado total ao longo do eixo de rotação é dado por:

$$I_x = \sum_{i=1}^A Y_i \langle i | J_x | i \rangle \quad (2-36)$$

onde $| i \rangle$ representa todos os níveis ocupados. Para as configurações yrast, estes estados correspondem aos $A(N+2)$ Routhianos mais baixos. Quando dois níveis se cruzam no nível de Fermi, I_x sofre uma descontinuidade; \dot{E} porém, mantém-se contínua na frequência de cruzamento. Este fenômeno é conhecido como "backbending" e pode ser observado ao gerar-se um gráfico de I_x x ω .

2.4.3 Momento de Inércia de Inglis

Dentro do contexto do Modelo de Cranking, o momento de inércia pode ser calculado para valores pequenos de ui empregando-se a teoria de perturbação. Tomando o segundo termo da Hamiltoniana de cranking como uma perturbação, a energia no referencial de laboratório é [Sz83]:

$$E = E_0 + (\tilde{m}u)^2 \frac{1}{2} \frac{(\langle e_k | J_x | e_0 \rangle)^2}{E_k - E_0} \quad (2.37)$$

onde os subscritos k indicam os auto-estados da Hamiltoniana intrínseca e e_0 é a energia do estado fundamental. Da expressão clássica

$$E = E_0 + \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (2.38)$$

o momento de inércia pode ser identificado como

$$I^* = 2 \frac{(\langle e_k | J_x | e_0 \rangle)^2}{E_k - E_0} \quad (2.39)$$

Bohr e Mottelson [Bo69] mostram que, para um sistema de partículas independentes, este momento de inércia é, em média, próximo do valor obtido para o corpo rígido.

2.5 Correlações de Pares

Embora visualizemos o núcleo como uma coleção de partículas movendo-se independentemente num poço de potencial, há fenômenos que obrigam a levar em conta as correlações entre estas partículas de uma maneira mais explícita. No contexto do regime de alto spin isso se apresenta sob a forma da diferença entre o momento de inércia observado experimentalmente e o valor calculado pela fórmula de Inglis. Bohr e colaboradores [Bo58] afirmam que, como um resultado das correlações de pares entre os núcleons, uma condição de superfluidez apareceria nos núcleos da mesma maneira que a supercondutividade ocorria em alguns metais segundo a teoria de BCS [Ba57]. As correlações consideradas nessa teoria são aquelas que surgem entre pares de partículas idênticas (férmions) em estados simétricos em relação à inversão temporal. Nos núcleos atômicos estes estados são idênticos exceto pelo sinal do número quântico da projeção do momento angular no eixo de simetria \hat{I}_z . Estas correlações a que nos referimos são as mais fortes, já que tais pares possuem a maior sobreposição da parte espacial das suas respectivas funções

de onda. A intensidade da interação para um dado núcleo vai depender da proximidade dos estados do nível de Fermi, em relação ao qual os pares podem se espalhar.

2.5.1 A função de onda BCS

A Hamiltoniana que inclui as correlações de pares é mais convenientemente expressa em termos dos operadores de criação e aniquilação de partículas:

$$H = H_0 + v_{ii} = \sum_i \epsilon_i c_i^\dagger c_i - \sum_{i,j} G c_i^\dagger c_j^\dagger c_j c_i \quad (2.40)$$

onde ϵ_i é a energia de partícula única do i -ésimo orbital, G é o parâmetro de emparelhamento e (i, i) e (j, j) representam os pares de estados simétricos em relação à inversão temporal. Este tipo de correlação é conhecido como emparelhamento *monopolar* já que G é considerado constante, independente de

Na teoria de BCS, a função tentativa ("ansatz") é escrita como:

$$|\psi_{BCS}\rangle = \prod_i (u_i + v_i c_i^\dagger) |0\rangle \quad (2.41)$$

que é tomada como solução para a equação 2.40, onde u_i e v_i são constantes a serem determinadas. As soluções do tipo mostrado na equação 2.41 não terão um número definido de partículas. Este problema é resolvido ao introduzirmos um multiplicador de Lagrange λ , e substituirmos H por $H - \lambda N$, onde N é o operador número de partículas. As soluções são então encontradas quando o valor esperado de $\langle \psi_{BCS} | H | \psi_{BCS} \rangle$ for igual ao número de partículas do sistema. A quantidade λ pode ser identificada como a energia de Fermi do sistema.

2.5.2 Quasi-partículas

Os operadores de *quasi-partículas* substituem os operadores de criação e aniquilação através da transformação de *Bogolyubov-Valatin*:

$$a_i = u_i \tilde{a}_i + v_i \tilde{b}_i^\dagger, \quad a_i^\dagger = u_i \tilde{a}_i^\dagger - v_i \tilde{b}_i \quad (2.42)$$

Obedecendo à condição de normalização

$$u^2 + v^2 = 1 \quad (2.43)$$

que assegura que os operadores de quasi-partícula obedeçam às mesmas relações de comutação como os operadores de partícula. É importante frisar que, no formalismo de quasi-partículas, estados de partículas e de buraco são tratados igualmente. Isto é mostrado esquematicamente na Figura 2.9 (pág. Jf.5). Ao se compor as quantidades totais tais como energia e momento angular, um estado de buraco "contribui" com uma quantidade de igual magnitude mas de sinal oposto ao estado de partícula correspondente. Os números u^2 na teoria de BCS podem ser interpretados como números de ocupação de quasi-partículas, como mostrado no lado mais à direita da Figura 2.9. Um resultado importante das correlações de pares, mostrado na figura em questão, é o abaixamento do estado fundamental de uma quantidade igual a A , onde

$$A = \sum_k \frac{E_k}{2E_k} \quad (2.44)$$

Ao escrevermos a Hamiltoniana em termos dos operadores de quasi-partícula obtém-se a seguinte expressão:

$$H = H_0 + H_n + H_{20} + H_4 \quad (2.45)$$

onde H_0 contém termos sem quaisquer operadores de quasi-partícula, H_n contém termos do tipo $a^\dagger a$, H_{20} contém termos do tipo $a^\dagger a^\dagger$ e aa , e H_4 possui termos com quatro operadores de quasi-partícula. A liberdade de escolha dos números u_i e v_i permite igualar H_{20} a zero. Já o termo H_4 pode ser desprezado e a Hamiltoniana apresenta uma forma desejada em que as quasi-partículas não interagem umas com as outras. O operador $H_0 + H_n$ comuta com o operador número de quasi-partículas.

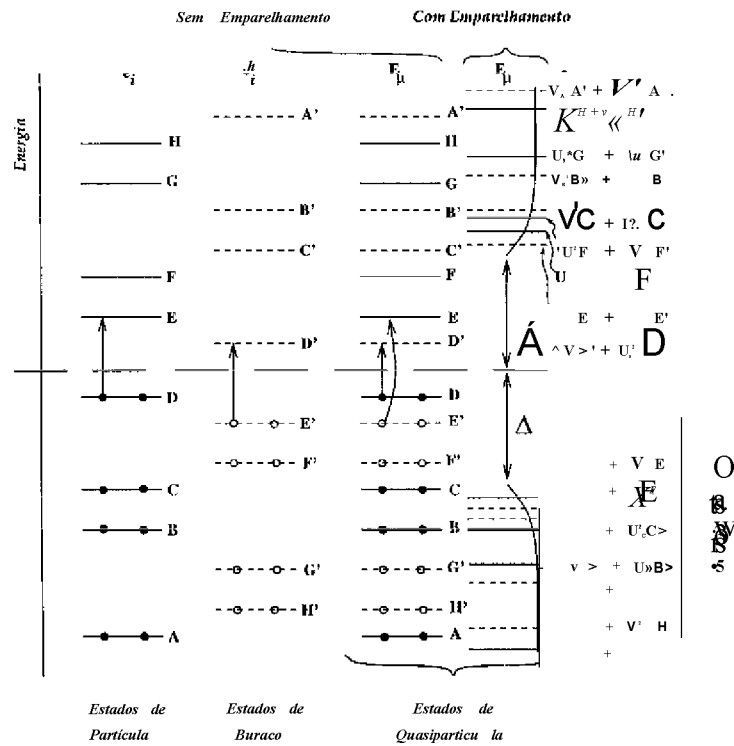


Figura 2.9: A coluna da esquerda mostra o espectro de partículas e^- que é idêntico ao espectro de partícula única, mas todas as energias são dadas em relação ao nível de Fermi, A. A segunda coluna mostra o espectro de buraco correspondente, que é obtido pela reflexão do espectro de partícula em relação à superfície de Fermi. Na terceira coluna os espectros de partícula e buraco foram combinados para formar um espectro de quasi-partícula, E^{\wedge} . As duas excitações equivalentes, D para E no espectro de partícula e E' para D' no espectro de buraco, correspondem a uma excitação de duas quasi-partículas no espectro de quasipartícula como mostrado pelas setas. A quarta coluna mostra como o espectro de quasi-partícula é modificado pelas correlações de emparelhamento.

2.5.3 Momento de Inércia de Belyaev

De uma maneira similar à usada por Inglis, Belyaev [Be59] definiu o momento de inércia dentro do contexto do formalismo BCS como:

$$\sum_{j,k>0} \frac{V_{jk}^2}{e_k + e_j} = U_j U_j \quad (2.46)$$

onde $e_k + e_j$ é a energia de excitação do par de quasi-partículas (j,k) . Os valores encontrados por esta fórmula estão mais próximos dos valores experimentais que aqueles encontrados pelo formalismo de Inglis. O momento de inércia deduzido acima é menor por duas razões: a energia no denominador é maior que na fórmula de Inglis, devido ao "gap" de emparelhamento, e o fator $(u_k v_j - u_j v_k)^2$ será sempre menor ou igual a 1.

2.5.4 A Hamiltoniana de Hartree-Fock-Bogolyubov-Cranking

Para incluir tanto o termo de "cranking" como o de emparelhamento na hamiltoniana, é necessário generalizar a nossa definição de quasi-partículas. Como mencionado anteriormente, para uma rotação em torno do eixo perpendicular ao eixo de simetria, a projeção K do momento angular no eixo de simetria não será mais um observável, isto é, um bom número quântico. A *assinatura*, no entanto, será ainda mantida como um bom número quântico depois da inclusão do termo de "cranking" e de emparelhamento. Para tirar o maior proveito da simetria, é desejável obter uma base que mantenha a *assinatura* como um bom número quântico. Nesta base a Hamiltoniana será diagonalizada. Os estados construídos a partir desta base de funções de onda de um oscilador $4 > N_{ej} C_i$ são expressos como combinações lineares dos estados com números quânticos de momento angular fl e $-O$:

$$\Psi_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \phi_{N_{ej}\Omega} + (-1)^{j-\alpha} \phi_{N_{ej}-\Omega} \} \quad (2.47)$$

Os operadores de quasi-partícula que criam os auto-estados da Hamiltoniana total podem ser expressos como combinações lineares dos operadores de criação e aniquilação de partícula única:

$$\langle \dots \rangle = \sum_i \{ \dots \} \quad (2.48)$$

A inclusão dos termos de emparelhamento e "cranking" fornece a Hamiltoniana de Hartree-Fock-Bogolyubov e Cranking (HFBC), expressa na sua forma matricial como:

$$H_{HFBC} \sim \begin{pmatrix} \langle i|H_0|j \rangle - X S_v - u(i|j_s|j) & (-1)^i - \alpha A_5 \\ (-L \wedge A \acute{a} \zeta & \langle T|FFO| \rangle + A\% + co(t|j_s|j) \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

onde a submatriz superior esquerda atua nos estados de partícula, a inferior direita nos estados de buraco e as superior direita e inferior esquerda conectam os estados de partícula e buraco via a interação de emparelhamento. Na equação acima i representa o estado de partícula única do tipo fornecido na equação 2.4 e i representa o estado de buraco correspondente. H_0 é uma Hamiltoniana de partícula única apropriada, como a de Woods-Saxon dada na equação 2.16⁶. As funções de onda e autovalores de quasi-partícula são encontradas resolvendo-se a equação:

$$U W(\wedge) = e' \dots (\wedge) \quad (2.50)$$

aqui, U_v e V_v são vetores coluna. As soluções e_v podem ser colocadas em um gráfico em função de co , como mostrado na Figura 2.10 (pág. 46). Para interpretar figuras tais como aquela, é importante lembrarmos que os Routhianos e_v representam as energias relativas ao nível de Fermi; assim, para cada Routhiano com energia e e assinatura a , há um Routhiano com energia $-e$ e assinatura $-a$. Para um número par de partículas, a configuração de vácuo corresponde a ter todos os Routhianos com $e < 0$ em $u > 0$ ocupados, e todos com $e > 0$ em $co = 0$ livres (desocupados). Frequentemente, para evitar redundância, este tipo de figura é mostrada com a metade superior, isto é, somente com os Routhianos $e > 0$ em $lo = 0$. Os pontos onde os Routhianos de quasi-partícula com os mesmos números quânticos (ira) interagem, conhecidos como *pseudocruzamentos*, são uma importante característica nos diagramas de Routh. Observe que onde o Routhiano desocupado, a , interage com o Routhiano ocupado, b , há uma mudança extrema na inclinação da curva. Para melhor entender este fenômeno devemos lembrar que o alinhamento

⁶As iniciais HFBC são usualmente utilizadas para mencionar as Hamiltonianas como na equação, mesmo quando potenciais de Hartree-Fock não sejam utilizados.

de um dado orbital com o eixo de rotação é dado pelo inverso da inclinação do Routhiano,

$$\frac{de'_\nu}{d\omega} \quad (2.51)$$

Isto significa que, na frequência onde o pseudocruzamento ocorre, as propriedades do alinhamento do vácuo mudam drasticamente. A assinatura experimental para este evento será melhor discutida mais adiante. Devemos mencionar, porém, que as mudanças efetivas na estrutura nuclear devidas aos pseudocruzamentos só ocorrerão quando um dos Routhianos estiver ocupado e o outro desocupado. Por exemplo, considere o caso no qual um quasipróton for excitado de um Routhiano $-a$ para um Routhiano a , conforme a Figura 2.10. Esta situação representa uma banda contraída em cima de uma estrutura intrínseca diferente da banda do estado fundamental. Também neste caso tanto a como $-b$ estarão ocupados no pseudocruzamento e nenhuma mudança final no alinhamento do núcleo ocorrerá. Dizemos que nesta situação o alinhamento está "bloqueado".

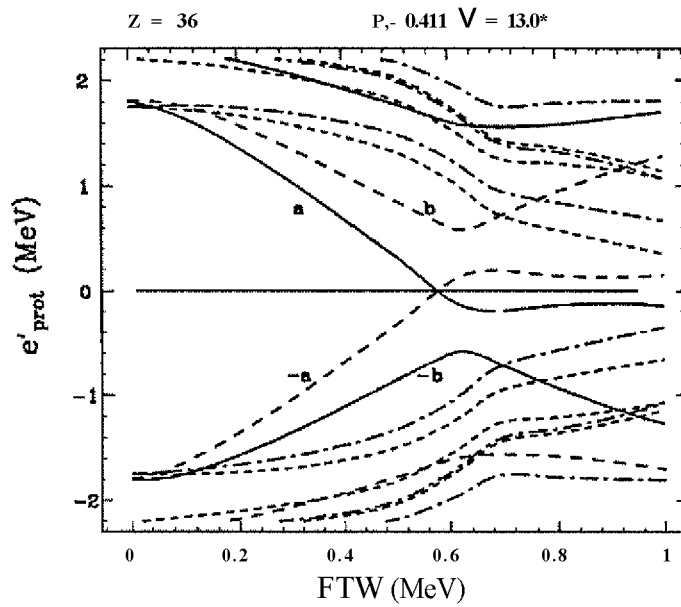


Figura 2.10: Routhianos de quasi-partícula calculados como função de ui . As linhas cheias indicam $(ir, a) = (+1, +1/2)$, as linhas tracejadas $(+1, -1/2)$, a linhas pontilhadas $(-1, -1/2)$ e as linhas tracejadas curtas $(+1, -1/2)$

2.5.5 Momento de Inércia no Modelo HFBC

Se usarmos a matriz U_m como solução da equação de autovalores de HFBC, é possível definirmos uma matriz densidade como:

$$\rho_{ij} = \langle Y, \psi^* \psi \rangle \quad (2-52)$$

e se usarmos esta definição, pode-se calcular a projeção do momento angular total no eixo de rotação I_x como:

$$J^* = \text{Ep} \langle \langle J^* | j \rangle \rangle \quad (2-53)$$

ao considerarmos certa a aproximação a altos spins de que $I \sim I_x$, então o momento de inércia pode ser encontrado a partir da seguinte expressão:

$$I_{HFBC} = \dots \sim \dots \quad (2.54)$$

2.6 Correção de Strutinsky

Como vimos anteriormente, o modelo da gota líquida "macroscópico" permite a obtenção de energia total do núcleo atômico. Porém, o modelo de gota líquida não explica o porquê de vários núcleos serem deformados e não esféricos no seu estado fundamental. Assim, somente algumas propriedades nucleares são explicadas, *em média*, por este modelo.

Por outro lado, a reprodução de outros aspectos da estrutura nuclear, tais como spins dos estados fundamentais e espectros de energia, só são explicados se apelarmos para o *modelo de partícula única*. As energias da partícula única e_v são calculadas em função dos parâmetros de deformação (e_1, e_2, e_3, \dots) . A energia total do núcleo seria obtida em primeira aproximação ao somarmos as energias e_v :

$$E(e_1, e_2, e_3, \dots) = \sum_v e_v(e_1, e_2, e_3, \dots) \quad (2.55)$$

⁷e é uma forma alternativa de expressar os termos de deformação $i=2,3,4,\dots$, onde $E_i = 0,95/3_i$

Ao se efetuar tal procedimento, tem-se em mente que a soma das energias individuais nada mais é que a soma das contribuições de energia cinética (T_{e}) e da energia potencial (V), esta última representando o valor da soma das interações entre duas partículas

$$v_{\text{e}} = Y u, \quad (2.56)$$

A soma dos termos (V^{\wedge}) pode levar a um problema se as interações forem ou não contadas duas vezes. Outro problema surge quando se exige a condição de conservação do volume nuclear.

Ao se aplicar a idéia mostrada anteriormente, consegue-se com algum sucesso obter a energia de superfície, como função dos parâmetros de deformação e_2 e $\mathbf{4}$. Esta energia é encontrada se somarmos as energias da partícula única, quando seu valor de mínimo no potencial for encontrado fora de uma forma esférica. No entanto, estes cálculos começam a falhar quando as deformações são grandes o suficiente, e a barreira de fissão torna-se mais relevante. É necessário um procedimento que leve em conta igualmente as propriedades "macroscópicas" (gota líquida) e "microscópicas" (partícula única) de modo a reproduzir a energia total do núcleo e a ordenação dos níveis de energia: esta renormalização da energia de superfície foi introduzida pela primeira vez por Strutinsky [St65]. A idéia básica por detrás deste procedimento é fazer uma média da energia de ligação nuclear (de longo alcance) em função da carga e tamanho nucleares, que são bem reproduzidos pelo modelo de gota líquida; exige-se então que em média (a média sobre os vários núcleos de modo a cancelar os efeitos da camada) a energia total possua a mesma dependência da deformação que existe no modelo de gota líquida. Esta exigência troca a energia obtida pelo modelo da gota líquida por um termo que é a energia total menos a "energia média". Assim o problema se reduz a formar esta média de maneira satisfatória e única.

Essencialmente, o método de Strutinsky consiste em adicionar um termo de correção, extraído do modelo de camadas, à energia calculada pelo modelo da gota líquida. O termo de correção é obtido subtraindo-se da energia total obtida do modelo de camadas um termo de energia "smoothed". A energia total nuclear passa a ser expressa como:

$$E_{\text{OT}} = E_{\text{DM}} + \hat{O}E_{\text{camada}} = E_{\text{L D M}} + \mathbf{4}^{\text{eT}} - (E_{\text{e}m}) \quad (2.57)$$

onde E_{IDM} é a energia da gota líquida, e_i são as energias dos orbitais do modelo de camadas, e o termo (E_{cm}) representa uma energia média no modelo de camadas. A soma é tomada sobre todos os orbitais ocupados no estado fundamental. O sucesso deste procedimento depende de se encontrar um bom valor para (E_{cm}) .

A generalização do método de Strutinsky para os casos envolvendo a rotação é comentada no apêndice D.

2.7 O Modelo de Cranking e sua Conexão com o Experimento

As quantidades que são disponíveis através da espectroscopia de raios gama são as energias dos fótons emitidos nas transições entre os estados, distribuições angulares e vida-média dos níveis. Das energias dos raios gama pode-se claramente montar o esquema de decaimento que apresenta a estrutura rotacional e/ou vibracional das bandas. As distribuições angulares fornecem informações a respeito dos spins e paridades dos vários níveis. A vida-média dos níveis está relacionada com as formas nucleares. Para comparar os resultados experimentais com os obtidos através de cálculos baseados no modelo de Cranking, deve-se encontrar uma correspondência entre as quantidades medidas experimentalmente (energias de excitação e momentos angulares) e as quantidades que aparecem no modelo (Routhianos, frequências angulares, momentos de inércia e momentos angulares alinhados). O modelo de Cranking, concebido pela primeira vez por Inglis [In54, In56] e desenvolvido por Voigt *et al* [Vo83], trata os núcleos em rotação microscopicamente e considera que um potencial nuclear deformado está girando em torno de um eixo fixo no referencial do laboratório com uma frequência angular ω . A estrutura intrínseca do núcleo é então tomada no referencial fixo no corpo em rotação.

2.7.1 Quantidades Cinemáticas

O valor de I_x (a componente de I perpendicular ao eixo de simetria) é dado por:

$$I_x = \sqrt{\left(I + \frac{1}{2}\right)^2 - K^2} \quad (2.58)$$

em unidades de h onde K é a projeção do momento angular no eixo de simetria nuclear. O valor de K para uma banda é usualmente tomado como o spin do nível mais baixo em uma banda; este nível é chamado de cabeça de banda. Por exemplo, para bandas do estado fundamental dos núcleos par-par, tem-se $K = 0$, enquanto para um núcleo ímpar K apresenta valores semi-inteiros, isto é, $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$. Porém, deve ser observado que K é um bom número quântico somente para $I_0 > 0$.

A partir da Hamiltoniana de Cranking, pode-se escrever a frequência angular ω como:

$$\omega = \frac{dE(I)}{dI} = \frac{2\pi}{h} [7(I+1) - 7(I-1)] \quad (2.59)$$

onde $E(I)$ é determinado experimentalmente e 7 é obtido por 2.58.

Assim, $h\omega = 4\pi 7$, para as transições $E2$ em bandas rotacionais construídas a partir do estado fundamental de núcleos par-par. Convém mencionar que para a definição da expressão acima considerou-se que o sistema está sofrendo uma rotação em torno do eixo x , em coordenadas fixas no laboratório.

2.7.2 Momentos de Inércia

Em Mecânica Clássica o momento de inércia pode ser expresso em termos da primeira ou segunda derivada da energia em relação ao momento angular, sendo que a primeira derivada é em relação ao quadrado de I_x . Para um corpo rígido clássico em rotação estas duas expressões são equivalentes. No caso nuclear, porém, eles representam diferentes aspectos da dinâmica nuclear. Conseqüentemente, o momento de inércia *cinemático* Q^2 e o momento de inércia *dinâmico* Q^2_{dyn} são definidos como:

$$Q^2 = \frac{d^2E}{dI_x^2} = \frac{2}{\omega} \frac{d\omega}{dI_x} \quad (2.60)$$

$$Q^2_{dyn} = \frac{dE}{dI_x} = \frac{I_x(I_x + 1) - 7(I_x - 1)}{I_x(I_x + 1) - 7(I_x - 1)} \quad (2.61)$$

Usando a equação 2.54 que relaciona cu e a derivada de E em função de I_c , obtemos a seguinte relação diferencial:

$$\mathfrak{S}^{(2)} = \frac{dI_x}{dco} = \mathfrak{S}^{(1)} + \omega \frac{d\mathfrak{S}^{(1)}}{dco} \quad (2.62)$$

que é também a derivada da expressão de I_x em relação a ui .

2.7.3 Routhianos Experimentais e Alinhamentos

O Routhiano⁸ experimental total é dado por:

$$\dot{E} = \frac{1}{2} [E(I_c + I) + E(I-1)J - C\ddot{U}(I)I_x(I)] \quad (2.63)$$

onde \dot{E} é a energia total no sistema de referência intrínseco. No entanto, dentro do contexto do Modelo de Cranking, as quantidades são mais naturalmente expressas em termos da variável cu . Portanto, podemos expressar o Routhiano total em função de $u >$ ao invés de I . A fim de obter os valores experimentais para os Routhianos de partícula-única e quasi-partícula, $e'(u >)$, e momentos angulares *alinhados*, $i(u >)$, uma distinção deve ser feita entre:

1. A energia e momento angular *intrínsecos* de um orbital específico, e
2. A energia e momento angular *coletivos* devidos ao movimento coerente do resto das outras partículas.

As quantidades $e'(u >)$ e $i(ui)$ são obtidas ao subtrairmos a contribuição de E' e I_x que aparecem devidos ao movimento coletivo do "caroço" do núcleo. Para atingirmos este objetivo uma configuração de referência deve ser escolhida. Este procedimento requer uma transformação empírica do referencial em rotação do núcleo. Porém, a escolha da configuração de referência não é única [Be86], de modo que os valores de $e'(co)$ e $i(u >)$ que são obtidos do experimento, dependerão em geral do sistema de referência escolhido.

Os Routhianos experimentais e momentos angulares são dados por:

⁸A energia total em um estado rotacional no sistema de referência intrínseco é chamada "Routhiano". Este nome foi escolhido em analogia às funções de Routh em mecânica clássica e aponta para o fato de que em um sistema sob rotação a Hamiltoniana não é a mesma que a energia total do sistema.

$$e'(c\ddot{u}) = E'(co) - E^{ref}(c\ddot{u}) \tag{2.64}$$

e

$$i(u) = I_x(u) - I_x^{ref}(u) \tag{2.65}$$

onde $E^{ref}(uj)$ e $I_x^{ref}(co)$ são obtidos de uma banda de referência. A parametrização da banda de referência é usualmente obtida por ajuste, pelo método dos mínimos quadrados, do *Momento de Inércia Variável de Harris*[Hr80]:

$$\mathcal{I} = J_0 + u\tilde{J}_1 \tag{2.66}$$

aos valores experimentais de \mathcal{I} obtidos através da equação 2.51. Os parâmetros dos momentos de inércia J_0 e \tilde{J}_1 vão definir as características da configurações de referência e são usados para gerar as funções $E^{ref}(uj)$ e $I_x^{ref}(uj)$ dadas por:

$$I_x^{ref}(uj) = -T^J \ll -T^{J+1} + \hat{a} \tag{2.67}$$

e

$$r_x^{ref}(c\ddot{u}) = c\ddot{u}J_0 + c\ddot{u}^3\tilde{J}_1 \tag{2.68}$$

Estas funções representam então a contribuição fenomenológica do "núcleo".

Os Routhianos experimentais são de máximo interesse em núcleos com A ímpar, onde as excitações a baixas energias são construídas a partir das configurações intrínsecas de uma quasi-partícula. Nestes casos o estado fundamental do núcleo par-par vizinho é tipicamente tomado como configuração de referência. Esta aproximação supõe que a forma nuclear e os campos de emparelhamento não variem rapidamente com o número de núcleons e a frequência angular, e que não haja ainda nenhuma mistura de configurações no sistema de referência que perturbe as energias de excitação. Estas hipóteses não são sempre válidas, particularmente para núcleos com $A < 100$. Em tais casos deve-se ser muito cuidadoso na escolha da configuração de referência.

2.8 População e Decaimento de Estados de Altos Spins

A formação de estados nucleares a altos spins ocorre com maior eficiência através da reação de fusão-evaporação, onde a transferência do momento angular orbital (\mathcal{L}) é a maior possível. Fusão-evaporação ou Fusão Completa

é a reação na qual a partícula incidente, o projétil, é capturada pelo núcleo alvo, formando assim um núcleo composto. Este por sua vez vai se desexcitar através da emissão de partículas leves e raios gama. Neste processo, a energia cinética no centro da massa é convertida em energia de excitação do sistema e esta energia é repartida entre os núcleons que constituem o sistema composto. A formação do núcleo composto ocorre durante um tempo suficiente ($> 10^{-20}$ s) para que o equilíbrio termodinâmico seja atingido; neste período toda a informação sobre o canal de entrada é perdida, com exceção da energia, do momento angular e da paridade. Apesar da fusão-evaporação ser o processo mais eficiente na formação de estados de altos spins, ele não é único, e outros processos na reação de transferência de momento angular também ocorrem, tais como fusão-fissão, espalhamentos elásticos e inelásticos, etc.

2.9 Limites do Momento Angular

O momento angular transferido em uma reação depende do momento do projétil mv_p em relação ao núcleo-alvo e do parâmetro de impacto b , seguindo a relação $l = m_p v_p b$. Esta simples expressão mostra que íons pesados com energias de 3-6 MeV por núcleon são os mais indicados no processo de formação de estados de altos spins. Há, porém, restrições para que ocorra a Fusão Completa, já que existem vários mecanismos de reação em competição com essa reação. Pela ilustração na Figura 2.11 (pág. 7), vemos que há certos valores do parâmetro de impacto b , que limitam a ocorrência da fusão completa. Observa-se que conforme o parâmetro de impacto aumentar, o momento angular também aumentará, mas há um limite onde a fusão deixa de ser o processo de reação predominante.

Uma vez que o núcleo composto é formado depois do processo de fusão, há a possibilidade de ocorrer fissão ao invés de emissão de partículas e raios- γ . Acima de um limite de momento angular, l_{max} , a barreira da fissão de um núcleo em rotação desaparece e o núcleo se divide em dois fragmentos. O valor de l_{max} dependerá da massa do núcleo composto [Co74]. Para núcleos leves ($A < 50$), o valor de l_{max} será pequeno, por causa da baixa energia de superfície e dos pequenos momentos de inércia que induzem altas frequências angulares e momento angular modesto. Para núcleos mais pesados, a repulsão Coulombiana limita a quantidade do momento angular que o sistema pode adquirir. Uma estimativa de l_{max} como função de A é dada na Figura 2.12 (pág. 48) [Ne77, Di80]. Esta figura foi feita a partir de cálculos

* O parâmetro de impacto fornece apenas uma idéia do processo dominante, e a classificação da reação pelo parâmetro b não é rígida.

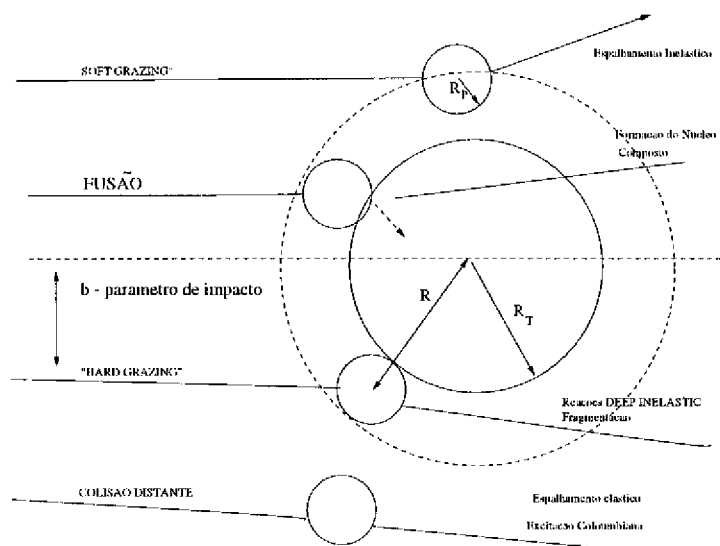


Figura 2.11: Uma ilustração esquemática das colisões de íons pesados. Os raios dos núcleos projetil e alvo são indicados por R_p e R_T , respectivamente. Assume-se que a fusão ocorra quando o parâmetro de impacto b for menor que a distância de máxima aproximação $R = R_p + R_T$.

do modelo da gota líquida. Inicialmente o núcleo composto tem uma energia de excitação elevada e , portanto, a fissão dominará até que a barreira seja aproximadamente a mesma que a energia de ligação do nêutron, aproximadamente 8 MeV. Uma linha tracejada indica onde isto ocorre. A região onde o modo primário de desexcitação é a emissão gama está indicada pela linha pontilhada, que indica o ponto em que a excitação do núcleo é aproximadamente igual à energia de separação do nêutron. Na região de massa 80, esta região inicia em $i \sim 30h$.

2.9.1 Decaimento do Núcleo Composto

A compreensão do decaimento do núcleo composto formado após a fusão pode ser alcançada pela análise da Figura 2.13 (pág. 49) [He83], onde está ilustrada a reação (e posterior decaimento) de ^{40}Ar sendo bombardeado em um alvo de ^{124}Sn , formando ^{164}Er com energia de excitação de 53,8 MeV.

O tempo necessário para o íon de ^{40}Ar passar o núcleo do alvo é $\sim 10^{-22}$ s, e um sistema de dois núcleos gira com alta frequência, que pode vir a formar o núcleo composto ou simplesmente fissionar. A rápida rotação corresponde

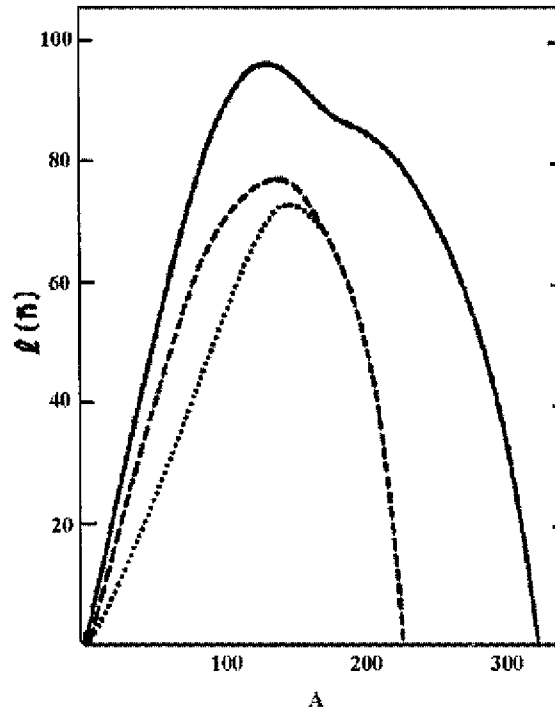


Figura 2.12: Momento angular máximo em função da massa nuclear. A linha cheia indica o valor de l onde a barreira de fissão desaparece. A linha tracejada mostra onde o valor da barreira de aproximadamente 8 MeV. A linha pontilhada mostra a fronteira aproximada acima da qual a evaporação de partículas ocorre e abaixo da qual a emissão gama predomina.

a uma velocidade angular de aproximadamente $\omega \ll 0,75 \text{ MeV}/h$ ou 2×10^{20} revoluções por segundo.

Na parte central da figura, vemos no gráfico superior linhas sobre a seção de choque em função do momento angular l transferido no ^{137}Er . O valor máximo da seção de choque é de $l h \sim 25h$, e pode atingir valores de momento angular de até $l h \sim 60h$.

O decaimento do núcleo composto procede principalmente via a emissão de neutrons, embora a emissão de raios γ de alta energia não deva ser descartada. A emissão de neutrons diminui consideravelmente a energia de excitação, de pelo menos 8 a 10 MeV, porém a quantidade do momento angular perdido na emissão é em média apenas $l h$.

Depois de aproximadamente 10^{-15} s (10^5 revoluções) a energia de excitação está na região de separação de um nêutron. Esta região é delimitada pela linha *yrast*, que corresponde à seqüência de todos os estados com o momento angular mais elevado para uma dada energia. As projeções das áreas hachuradas na figura nos eixos da energia de excitação e momento angular indicam que a evaporação de $3n$ deixa o núcleo em estados com máximos momento angular e energia de excitação. O decaimento dos estados na área hachurada se dá via a emissão de raios γ , e atinge o estado fundamental depois de $\sim 10^{-9}$ s ou 10^{12} rotações. Este valor é aproximadamente uma ordem de grandeza menor que a freqüência das partículas individuais no seu movimento orbital dentro do núcleo, e deduz-se então que as forças centrífugas e de Coriolis irão ditar um importante papel neste objeto quântico em rotação.

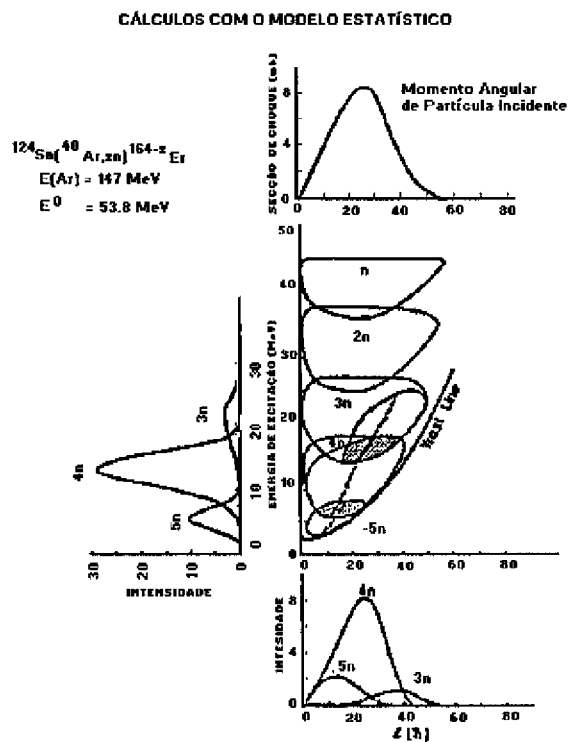


Figura 2.13: Ilustração esquemática da evolução temporal da formação e decaimento do núcleo composto ^{164}Er (em cima e à direita) e os resultados dos cálculos pelo modelo estatístico do decaimento (parte central). A população do núcleo ^{164}Er é dada como uma função do momento angular na parte de cima da figura. As populações calculadas $a(\ell, E_e)$ são indicadas como função da energia de excitação e momento angular do sistema após a emissão de 1 a 5 neutrons. A região sombreada da população 3n-5n (dos estados de entrada) mostra os intervalos onde a emissão - 7 compete. As populações de entrada para os resíduos de evaporação 3n-5n são indicadas como função do momento angular e da energia de excitação em baixo e no lado esquerdo da figura

Capítulo 3

Procedimento Experimental

3.1 Introdução

Faremos a seguir uma exposição dos aspectos mais importantes no que diz respeito à parte experimental deste trabalho. Inicialmente faremos uma descrição sobre o aparato experimental utilizado na aquisição de dados. A seguir discutiremos os métodos utilizados na redução e análise de dados coletados no experimento.

3.2 Arranjo Experimental

3.2.1 O arranjo de Multidetectors de Pittsburgh (Pitt-FSU Array)

Para a detecção dos raios γ emitidos pelos núcleos formados na reação em estudo, utilizamos o arranjo de multidetectors da Universidade de Pittsburgh [Sa83] (Pitt-FSU Array). Este sistema é formado por dez detectores de Germânio Hiperpuro (HPGe), cada um circundado com cristais cintiladores de Germanato de Bismuto (BGO) para supressão Compton. Além disso há no arranjo um elemento que funciona como um calorímetro (energia total) e Espectrógrafo de Multiplicidade (SMS) composto de 28 elementos de BGO. Um esquema deste aparato é mostrado na Figura 3.1. O arranjo pode ser também visualizado na Figura 3.2.

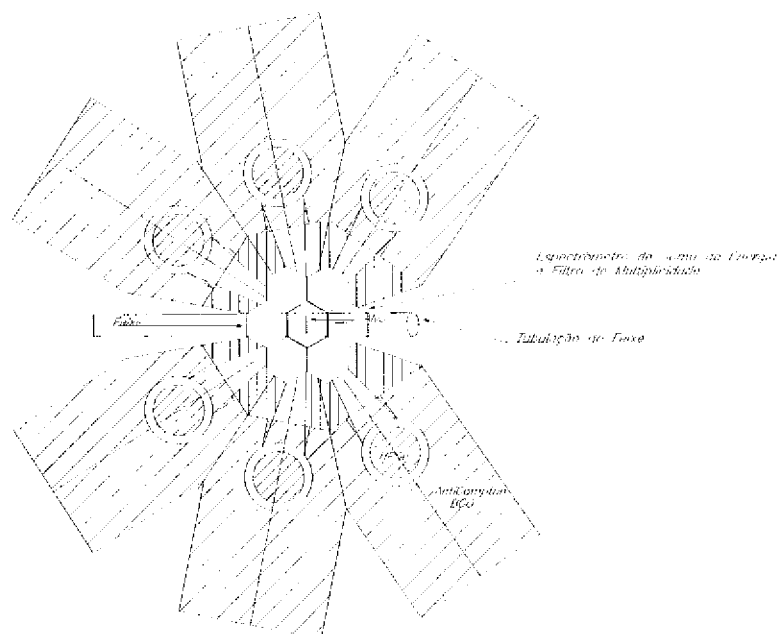


Figura 3.1: Diagrama esquemático do arranjo de multidetectores da Universidade de Pittsburgh.

Detectores de Germânio Hiperpuro com Supressão Compton

Este tipo de detector é amplamente usado em espectroscopia γ — γ , devido a sua boa resolução em energia, sem a qual experimentos que envolvam medidas de estados nucleares de altos spins seriam impraticáveis. A sua resolução típica é de 2,2 keV no fotopico de 1,33 MeV do ^{60}Co . Esta resolução é conseguida graças ao alto grau de pureza dos cristais de germânio: há aproximadamente uma impureza para cada 10^{12} átomos de germânio, o que pode ser traduzido como um nível de impureza da ordem de 10^{-6} ppm. Quando um fóton incide em um detector de germânio, três efeitos ocorrem: espalhamento Compton, efeito fotoelétrico e produção de pares ($e^- - e^+$). Porém, dadas as características da radiação espalhada e as dimensões típicas do detector, há uma boa chance de que o raio γ espalhado deixe o detector sem que toda sua energia seja nele depositada. Isto faz com que a razão entre a área abaixo de um fotopico e a área sob o espectro total torne-se pequena. Esta razão é da ordem de 0,2 para um detector de HPGe convencional. Portanto, se tomarmos a coincidência entre dois detectores, a razão (p/t) do sistema será o produto das razões individuais dos detectores, ou seja, $0,2 \times 0,2 = 0,04$, o que significa que somente 4% dos eventos seriam úteis na identificação de

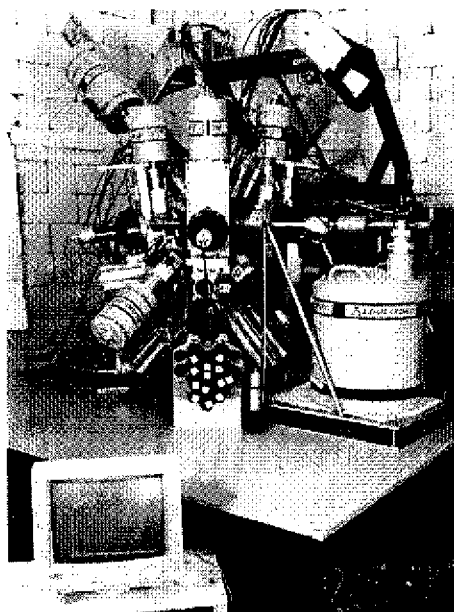


Figura 3.2: Arranjo de multidetectores da Universidade de Pittsburgh.

uma transição 7. Sem a minimização deste efeito a realização de um experimento que envolva altos spins, onde a densidade de transições é alta, torna-se muito difícil. Uma solução para tal problema é conseguida através da diminuição da razão p/t , empregando-se uma técnica conhecida como supressão Compton. Cada detector é "envolvido" por um cristal cintilador de Germanato de Bismuto (*Bi⁴Ge₅O₁₄*) cuja resolução em energia é pobre, da ordem de 15% a 667keV, porém cuja eficiência é alta, pois a combinação de sua alta densidade com o alto número atômico do Bismuto ($Z = 83$) produz uma secção de choque significativa para o efeito fotoelétrico. Quando estes detectores são usados em anticoincidência com os detectores de HPG_e, o evento será rejeitado se a radiação não for totalmente absorvida no volume ativo dos detectores de germânio e atingir estes cristais. O resultado é um aumento na razão pico/total, para valores de até 55% para cada detector, e em coincidência o valor, que antes era apenas 0,04, salta para 0,30. Para ilustrar a melhoria de um espectro com e sem supressão Compton mostramos a figura 3.3. Os espectros foram obtidos a partir uma fonte de radiação 7 de ⁶⁰Co.

Arranjo da Soma de Energia e Multiplicidade

Além da aquisição de dados de linhas discretas, o arranjo de Pitt pode

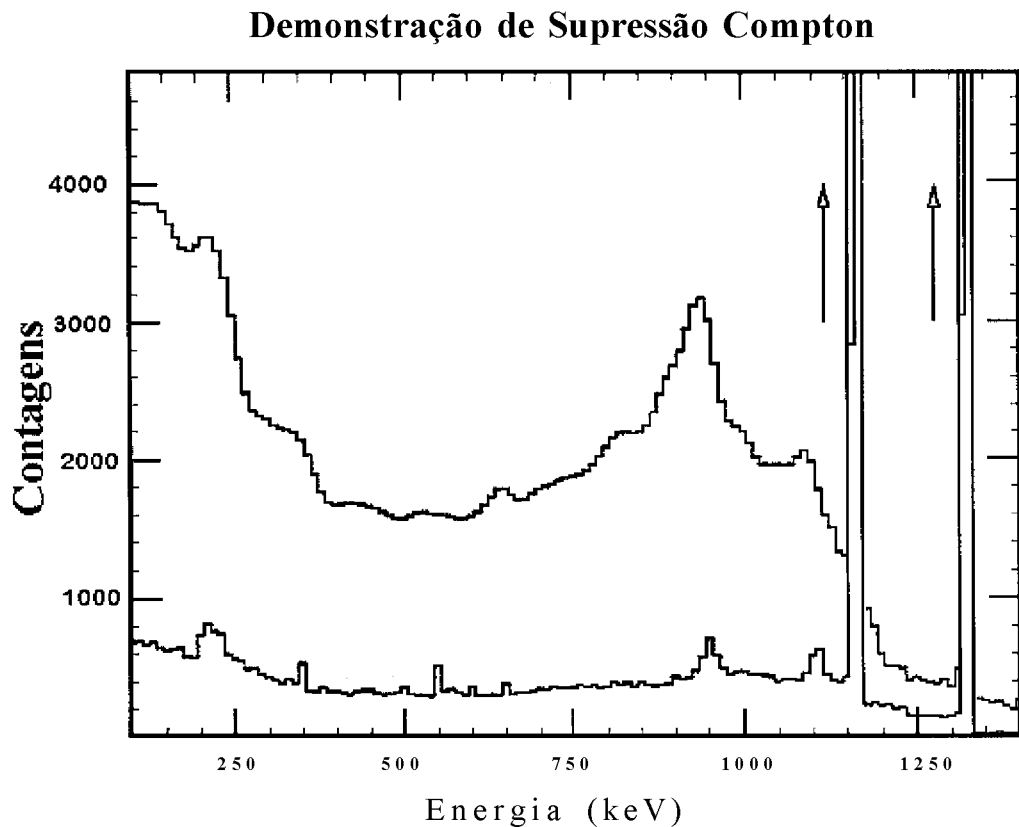


Figura 3.3: Efeito da Supressão Compton

coletar informações sobre a energia total e número de raios γ emitidos durante cada evento. Isto é possível através da utilização de um arranjo composto de catorze cintiladores BGO, colocados acima e abaixo da câmara do alvo, de modo a se cobrir um ângulo sólido de aproximadamente 2π steradianos. A informação da energia total, que é a soma das energias registradas nos elementos do espectrómetro de soma, pode ser usada para se obter um nível de seletividade maior quando quer se distinguir um entre vários canais de reação. O número de raios gama detectados e o intervalo de energia são especificados durante a análise do experimento, ganhando-se a possibilidade de selecionar o canal de entrada para a reação no plano (E,I) . A informação sobre a multiplicidade vem do número de cintiladores que disparam ao mesmo tempo, fornecendo assim a "dimensão" ("fold") do evento; deste

número e através da curva da resposta do arranjo, o número total de raios- γ , ou multiplicidade, pode ser obtido [Kn88]. Durante a aquisição de dados ou análise, a informação da multiplicidade deve ser usada como um filtro para selecionar os eventos com um número grande de raios γ , e portanto um momento angular inicial elevado.

Aquisição de Dados

A eletrônica utilizada na aquisição de dados é apresentada na Figura 3.4. Unidades de lógica rápida foram usadas na rejeição dos raios γ , que produzem sinais tanto em um HPGe como no supressor Compton associado antes da coincidência $\gamma - \gamma$ ter sido determinada em uma unidade lógica programável (PLU). Uma vez que se determine que um evento é "bom", definido pela detecção de pelo menos dois raios gama pelos detectores de HPGe, e pelo menos de 1 raio gama pelo espectrômetro de Soma e Multiplicidade, todos os conversores analógico-digitais e tempo em pulso lógico (tempo-digital) são lidos e registrados em fita magnética.

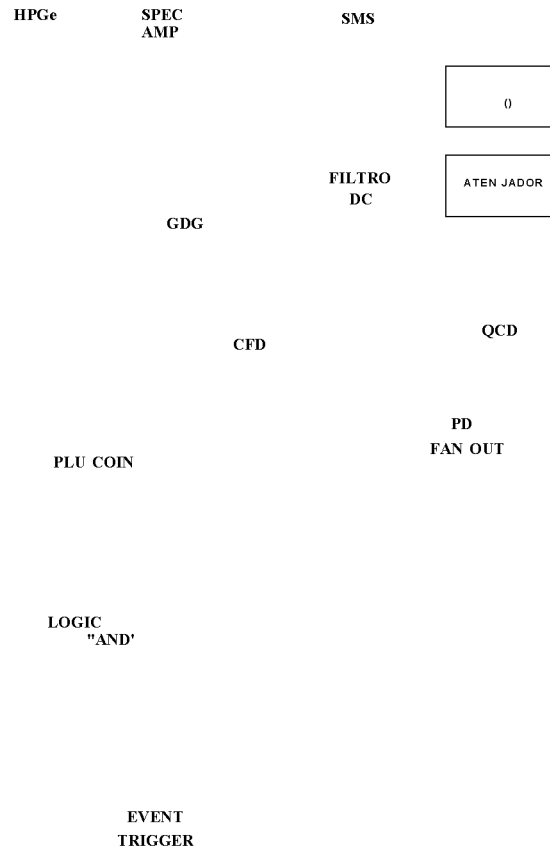


Figura 3.4: Diagrama da eletrônica utilizada para a aquisição de dados. As informações dos conversores analógico-digitais (ADCs), dos digitalizadores de carga (QCD's) e dos digitalizadores de tempo (TDCs) são enviados para o computador para serem registrados em fita magnética. Uma lista explicando as abreviações é fornecida na tabela 3.1

3.3 Análise de Dados

Inicialmente deve-se determinar os parâmetros de calibração de energia em função da posição de um fotopico no espectro para cada detector de HP-Ge. Isto foi feito ajustando-se os dados experimentais obtidos com fontes radioativas padrão, a funções polinomiais. É necessário fazer as correções devido ao Efeito Doppler, já que os núcleos formados na reação não estão em repouso em relação aos detectores e, portanto, a energia dos raios gama será diferente dependendo da posição de cada detector no arranjo em relação ao feixe incidente. O procedimento usual para se determinar este efeito é comparar o desvio linear no espectro de cada detector para transições conhecidas com as correspondentes nos detectores posicionados a 90° , onde o efeito Doppler é desprezível.

Após a determinação das curvas de calibração incorporamos as mesmas aos dados do experimento para cada detector. Os espectros para cada detector são então alinhados e compensados em ganho, e a partir da adição dos espectros individuais de cada detector teremos um único espectro com dispersão conhecida. Armazenam-se então os dados reduzidos em fita magnética ou disco rígido de um computador numa base de evento por evento. É necessário para tanto uma rotina que leia estes dados e discrimine as coincidências *reais* das *acidentais*¹. Esta é uma das funções do SMS em conjunto com os detectores de HPGe. O requisito para aceitarmos um evento é fornecer o número de detectores que deveriam ter disparado no momento de sua detecção. Como resultado final do procedimento descrito acima, teremos uma matriz $E_i \times E_j$, simétrica em relação a uma linha a 45° , onde $E_{ji} = E_{ij}$. Com esta matriz construída, os dados de tempo de cada detector devem ser levados em conta.

Quando os dados de tempo se encontram dentro de um pico nos seus respectivos espectros de tempo, significa que o evento é uma coincidência verdadeira e os dados de energia são registrados numa matriz dita "instantânea", quando os dados de um dos detectores se encontram na região "atrasada" do espectro, significa que a coincidência foi acidental e os dados de energia são registrados numa matriz "acidental". Este procedimento permite uma

¹Consideramos um evento *real* ou *verdadeiro* aquele que provém de um único núcleo dentro de um período predeterminado durante a aquisição de dados. Isto é feito geralmente colocando-se um discriminador em tempo associado à eletrônica do sistema de aquisição. Quando dois eventos em coincidência disparam diferentes detectores dentro deste período de tempo considera-se um evento *real*, se não, dizemos ser um evento *acidental*.

Tabela 3.1: Abreviações usadas para os componentes usados na figura 3.3

ABREVIATURA	NOME DO COMPONENTE	COMENTARIOS
CS	Unidade de Supressão Compton	BGO + Fototubos
HPGe	Germânio Hiperpuro	+ pre-amp
TFA	Amplificador de Tempo	Amp. rápida para lógica
SPEC. AMP.	Amplificador Espectroscópico	Amplificado com "shaping" de alta precisão
PLU COIN.	Unidade Lógica programável	"COINC" ajustável a > 0 ou > 1
NIM-ECL	Conversor lógico padrão	-
ECL-NIM		
GDG	Gerador de Nível de Discriminação e Atraso	-
SMS	Espectrómetro de Multiplicidade e Soma em Energia	Cristal de BGO + fototubo
MALU	Unidade Lógica Principal	Ajusta a multiplicidade, registra o padrão de "bits" para o SMS
CFD	Discriminador de fração constante	Inicia a cadeia lógica para o HPGe e Anti-Compton
LE DISC	Discriminador "Leading Edge" de Disparo	Inicia a cadeia lógica para o SMS
ADC	Conversor Analógico-Digital	-
QCD	Conversor de Carga-Digital	-
TDC	Conversor de Tempo-Digital	-
X10	Amplificador Rápido X10	-
FAN OUT	Fan Out (separador de sinais) lógico	Uma entrada várias saídas
PD	Atraso programável	Usado como separador de sinais do ECL
EVENT TRIGGER	Disparo de Evento da Interface CAMAC para MBD	Alerta o computador para ler os dados de um evento

3.3 Análise de Dados

subtração das coincidências acidentais dos espectros finais.

Quando um núcleo excitado decai, a cascata de transições para o estado fundamental ocorre normalmente dentro de poucos nanossegundos ou menos. Dentro deste referencial de tempo, todos os raios gama no decaimento estão em coincidência entre si. Ao se criarem matrizes $E_i - E_j$, podemos extrair os esquemas de decaimento através das relações de coincidências. O procedimento usual consiste em colocar uma faixa em energia de discriminação (*gate* = "janela") em energia, em uma transição gama em um dos eixos da matriz, e identificar os raios gama em coincidência com a transição previamente selecionada. Repetindo esse procedimento de maneira sistemática, pode-se construir o esquema de decaimento do núcleo em estudo. A figura 3.5 apresenta uma descrição esquemática deste procedimento.

As "fatias", "cortes" ou simplesmente janelas nas energias são mostradas nesta figura, o histograma unidimensional mostrado contém os picos correspondentes às transições em coincidência.

A Figura 3.6a ilustra o procedimento para um esquema de decaimento comum onde os níveis discretos são alimentados somente por níveis acima deles. Portanto, as intensidades das transições aumentam conforme a cadeia de decaimentos se aproxime do estado fundamental. Ao se colocar uma janela numa cascata, tal como a transição C, o espectro obtido mostrará todas as transições exceto a transição C. Quaisquer decaimentos que ocorram *antes* de C na cascata terão suas intensidades relativas diferentes entre si, pela razão mencionada acima. Porém, os decaimentos *após* a transição C terão intensidades iguais, isto porque qualquer decaimento que popule a cascata proveniente do contínuo abaixo de C não estará em coincidência com a transição e, portanto, não aparecerá no espectro gerado.

A Figura 3.6b mostra outro esquema de decaimento, onde duas bandas são conectadas por transições interbandas, isto é, os níveis discretos não são populados apenas por níveis acima deles, mas também por níveis provenientes de outras bandas rotacionais; dizemos que esta banda é populada pelos lados ("side-feeding"). Em geral, o número de "side-bands" é muito grande e por isso, para todos os efeitos, as suas transições formam um contínuo. Portanto, as intensidades das transições aumentam conforme a cadeia de decaimentos se aproxime do estado fundamental. Nesse caso, a presença ou ausência de linhas nos espectros "janelados" indicam como as transições são colocadas no esquema de decaimento. Por exemplo, ao colocarmos uma janela na transição X, produziremos o espectro mostrado. As transições B e C

são excluídas devido a falta de coincidência com a transição X; além disso, o espectro conterá picos com intensidades iguais para as transições Y e Z, que seguem X.

Em geral, a transição usada para se fazer a projeção na matriz não aparece, exceto em casos em que haja um dubleto impossível de se resolver ou uma outra transição de outro núcleo que contamine a reação. Pode-se observar também que só os raios gama que incluem a transição de discriminação irão aparecer no espectro. A subtração do background é feita ao se realizar o mesmo procedimento descrito acima, mas em uma região de contínuo vizinha ao fotopico de interesse.

Utilizou-se como "ferramenta" os programas do pacote VAXPAK ².

²O VAXPAK é um pacote de análise desenvolvido no Oak Ridge National Laboratory que tem como objetivo ler e analisar dados gravados no sistema operacional VMS; há também uma versão para sistema UNIX.

3.3 Análise de Dados

59

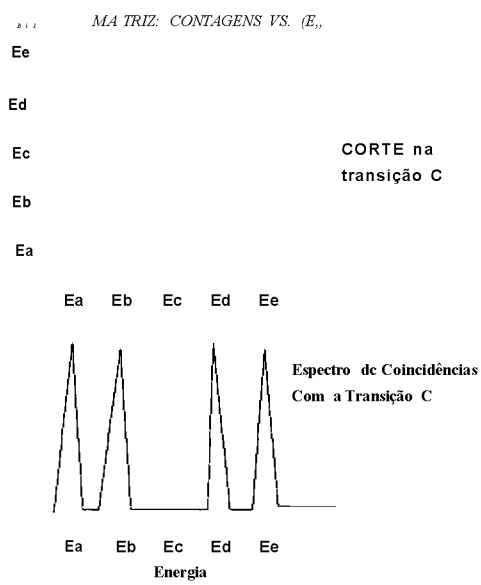


Figura 3.5: Esquema ilustrativo do processo de discriminação em energia ("janelamento" ou "gating").

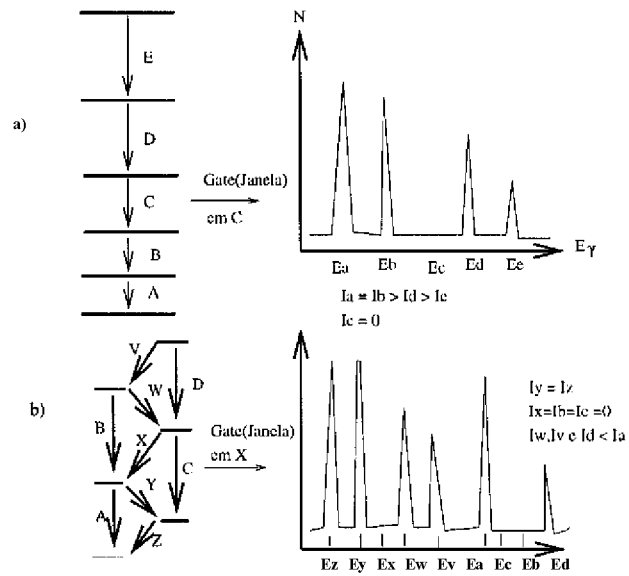


Figura 3.6: Esquema do procedimento utilizado para construir esquemas de decaimento. No lado esquerdo estão os esquemas de decaimento **a)** em uma seqüência de uma única banda e **b)** em uma seqüência de duas bandas; no lado direito estão os espectros mostrando que linhas apareceriam para as janelas indicadas.

Além das projeções, é interessante determinar as intensidades relativas das transições envolvidas. Quando não houver ramificação do decaimento abaixo da transição gama onde foi feita a projeção, todas as transições abaixo possuirão mesma intensidade, já para transições acima a intensidade irá diminuir à medida que se avance para níveis mais elevados. No entanto, há sempre a possibilidade de decaimentos interbandas aumentarem a intensidade de uma transição.

Para obter as intensidades das transições é necessário efetuar as correções em eficiência para os detectores. Isto é executado ao se ajustar para todos os detectores uma curva de calibração de eficiência global. Esta curva geralmente é considerada igual para todos os detectores se somarmos os espectros das fontes padrão de cada um dos detectores. Pode-se utilizar uma expressão para a eficiência global como:

$$\varepsilon_{ff}(E_{\gamma}) = e^a \cdot (E_{\gamma})^b \quad (3.1)$$

onde a e b são os parâmetros a serem ajustados. As transições corrigidas em eficiência são dadas por:

$$Y(E_{\gamma}, \text{corr.}) = \frac{Y(E_{\gamma}, \text{medida})}{\varepsilon_{ff}(E_{\gamma})} \quad (3.2)$$

onde $Y(E, \text{corr.})$ e $Y(E, \text{medida})$ são as áreas abaixo dos picos com Energia E_{γ} , corrigidas em eficiência e medidas, respectivamente.

A Figura 3.7 ilustra esquematicamente os passos envolvidos no processo de análise de dados discutidos.

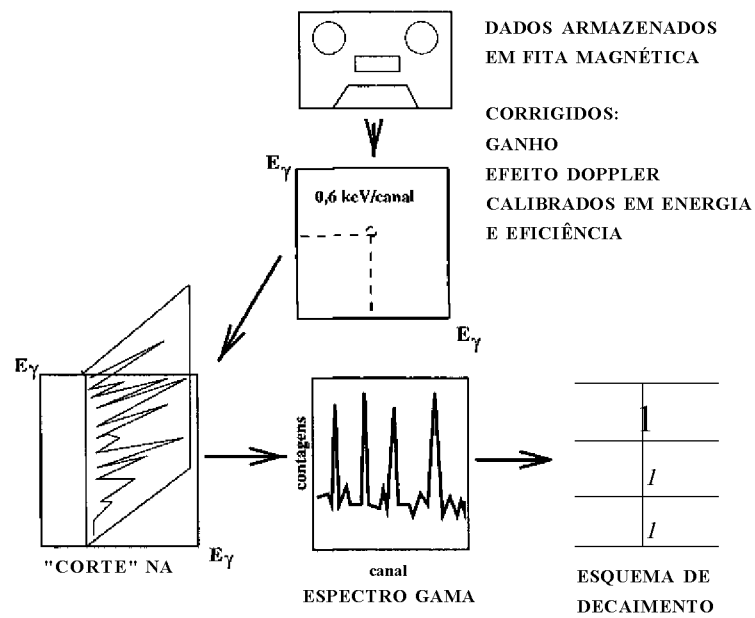


Figura 3.7: Esquema ilustrativo do procedimento utilizado para a análise de dados.

e 1 elemento do espectrómetro de Soma de Energia e Multiplicidade (SMS) "disparassem" em coincidência, garantindo assim uma seleção mais apurada de eventos correspondentes a transições entre estados de alto momento angular. Os dados foram coletados evento por evento e armazenados em fita magnética. As calibrações de energia e eficiência global dos detetores foram determinadas pela análise de espectros "off-line" de fontes padrão de ^{152}Eu e ^{133}Ba , cujas energias e intensidades estão apresentadas nas tabelas 3.2 e 3.3 [Le78]. As linhas conhecidas dos espectros "on-line" do ^{76}Br , ^{77}Br e ^{78}Br serviram como informação para a compensação do efeito Doppler. Cerca de 5×10^7 eventos foram gravados em fita para análise subsequente. Na análise os eventos foram corrigidos em ganho e devido ao efeito Doppler e construiu-se uma matriz de coincidências $E_1 \times E_2$, cuja dispersão era de 0,6 keV/canal. Uma segunda matriz foi construída também ao se escolherem os eventos em que um detetor a 90° e um a 35° ou a 145° disparassem, fornecendo assim dados para se executar uma análise de correlação direcional de núcleos orientados (DCO), a fim de determinar as multipolaridades e auxiliar na designação dos spins dos estados envolvidos.

Energia(keV)	Intensidade
121,7824(3)	1362(6)
244,692(2)	358(6)
344,275(4)	1275(19)
411,115(5)	107(1)
778,903(6)	619(8)
867,388(8)	199(4)
964,131(9)	692(9)
1112,116(17)	649(9)
1408,011(14)	1000(3)

Tabela 3.2: Energias e

 ^{152}Eu

Energia (keV)	Intensidade
53,156(5)	34,8(7)
160,609(25)	10,5(3)
223,116(35)	7,1(2)
276,404(7)	113(2)
302,858(5)	292(3)
356,014(9)	1000(3)
383,859(9)	145(2)

Tabela 3.3: Energias e intensidades para as transições no ^{133}Ba

As curvas de calibração foram obtidas a partir das energias das transições gama das fontes padrão utilizando o método de mínimos quadrados usual. Optou-se pela escolha de 3 regiões em energias distintas, e para cada uma ajustou-se uma reta. Para exemplificar, mostramos abaixo um dos resultados do ajuste para um dos 10 detectores.

CANAL	ERRO	ENERGIA	ERRO	AJUSTE	DIFER.
180,194	0,074	53,156	0,005	53,141	-0,015
416,782	0,019	121,7824	0,0002	121,784	0,001
550,616	0,152	160,609	0,025	160,615	0,006
766,618	0,178	223,116	0,035	223,286	0,17
840,345	0,056	244,692	0,002	244,677	-0,015

CANAL	ERRO	ENERGIA	ERRO	AJUSTE	DIFER.
840,345	0,056	244,692	0,002	244,72	0,028
949,685	0,041	276,404	0,007	276,409	0,005
1040,899	0,025	302,858	0,005	302,845	-0,013
1183,857	0,034	344,276	0,004	344,277	0,001
1224,312	0,025	356,014	0,009	356,001	-0,013
1320,579	0,071	383,859	0,009	383,901	0,042
1414,716	0,135	411,115	0,005	411,184	0,069

Detector #1**Região 1**

PARÂMETROS AJUSTADOS:

$$a = 0,859$$

$$b = 0,290125$$

$$y = a + bx$$

Chi-quadrado reduzido = 2,935

Região 2

PARÂMETROS AJUSTADOS:

$$a = 1,172$$

$$b = 0,289589$$

$$y = a + bx$$

Chi-quadrado reduzido = 2,65

CANAL	ERRO	ENERGIA	ERRO	AJUSTE	DIFER.
1414,716	0,135	411,115	0,005	411,134	0,019
2686,105	0,184	778,903	0,006	778,902	-0,001
2992,225	0,184	867,388	0,008	867,452	0,064
3326,248	0,107	964,131	0,019	964,073	-0,058
3838,046	0,102	1112,116	0,017	1112,119	0,003
4861,048	0,118	1408,011	0,014	1408,037	0,026

Região 3

PARÂMETROS AJUSTADOS:

$$a = 1,906$$

$$b = 0,289$$

$$y = a + bx$$

$$\text{Chi-quadrado reduzido} = 1,34$$

Dos dados de calibração obteve-se também a curva global de eficiência em energia. Para isso calcularam-se as áreas sob os fotopicos correspondentes às transições de intensidade bem conhecidas e normalizaram-se os dados de cada fonte, já que cada uma tinha atividade diferente.

Com os resultados de calibração disponíveis contruiu-se uma matriz de 4k x 4k canais com dispersão igual a 0,6 keV/canal. Neste procedimento incorporaram-se correções para ganho e efeito Doppler. As correções em ganho para cada detector eram monitoradas *online* através da identificação de picos bem conhecidos produzidos na reação e as suas respectivas posições (canais) no espectro. A correção de efeito Doppler foi feita pela comparação dos espectros dos detectores a 90°, onde este efeito não existe, com os espectros dos detectores a 135° e 45°. As energias usadas para estas correções são fornecidas abaixo na Tabela 3.4.

Uma indicação do efeito Doppler para um dos detectores é mostrada através do valor médio de $1/(1 + \cos \theta)$ usando-se as energias fornecidas acima., que obtivemos como sendo 1,008843.

Energia(keV)
<u>99,9 • f</u>
<u>110,1 •</u>
<u>142,28 f</u>
<u>162,05 f</u>
<u>534,45 * f</u>
<u>728,7 f</u>
<u>800,8 f</u>
<u>842,8 • f</u>
<u>990,9 f</u>
<u>1045,9 f</u>
<u>1068,0 * f</u>
<u>1225,9 f</u>

Tabela 3.4: Energias usadas para correção em ganho * e para efeito Doppler f. Com exceção da transição de 142,28 keV, proveniente do canal ^{76}Br , todas transições pertencem ao núcleo de ^{77}Br .

Capítulo 4

Resultados Obtidos

4.1 Resultados

A projeção total da matriz de coincidências é mostrada na figura 4.1, onde as linhas mais intensas estão identificadas. A Figura 4.2, mostra um espectro criado a partir das transições em coincidência com o fotopico de 100 keV ($7^+ \rightarrow 6$) pertencente ao ^{78}Br . As transições de várias seqüências rotacionais podem ser vistas neste espectro. Um esquema de níveis do ^{78}Br apresentando os resultados do presente experimento e de trabalhos anteriores [Do81, Be82] está mostrado na Figura 4.3. Até o presente trabalho os níveis mais elevados em energia conhecidos eram o estado a 3149,8 keV (13^+) pertencente à banda de paridade positiva, e o estado a 1463,2 keV (9^-) da banda de paridade negativa. O limiar de detecção de baixa energia foi ajustado em cerca de 50 keV, ou seja, raios γ com energias inferiores a 50 keV não eram detectados. As transições observadas com spins mais baixos, pertencentes à região de partícula única, estão de acordo com aquelas observadas em trabalhos passados [Be82]. As novas transições e níveis foram designadas de acordo com as relações de coincidências estabelecidas, sistemáticas em núcleos vizinhos, e, onde possível, deduzidas a partir da análise de DCO.

Os resultados das determinações dos níveis, com as energias, intensidades, multipolaridades, spins e razões de DCO estão mostrados na tabela 4.1. No total há 16 transições novas, que correspondem a 11 estados excitados e quatro bandas rotacionais. O nível de maior energia de excitação observado foi o de 6,088 MeV (17^+).

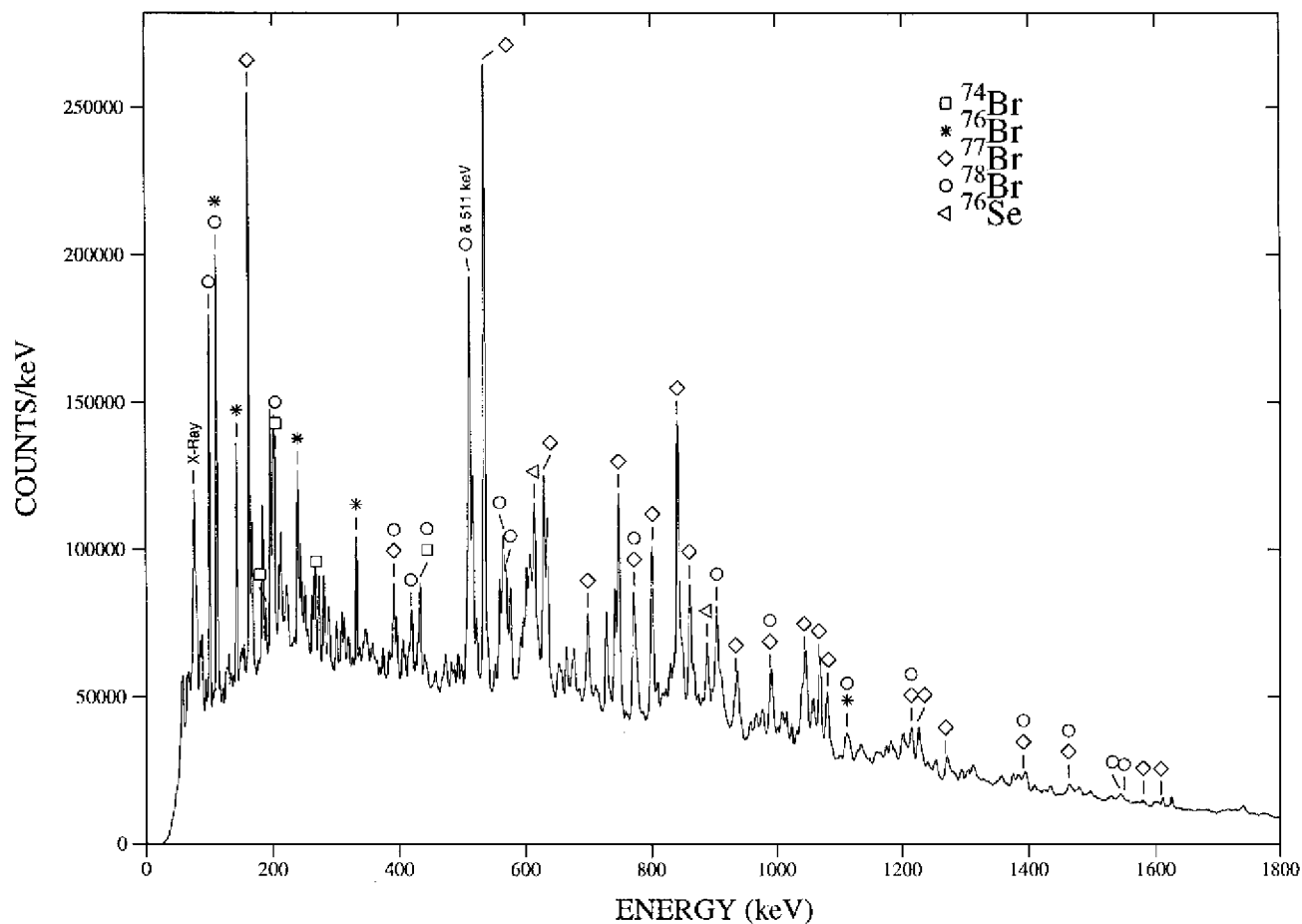


Figura 4.1: Projeção Total

Bandas de Paridade Positiva

Anteriormente, o nível mais alto observado na banda de paridade positiva estava a 2585 keV de energia, sem nenhum spin assinalado. No atual trabalho, estendeu-se esta banda até **1=1772**, (6088 keV), como mostrado na Figura 4.3, tendo sido identificadas 7 transições novas. Para melhor ilustrar a obtenção do esquema de decaimento, é mostrada na Figura 4.4 a soma dos espectros de coincidências com dois raios gama: 394,8 e 904,6 keV. Nesta figura estão mostradas apenas as transições pertencentes à banda de paridade positiva. As transições de 32 keV, $8^+ \rightarrow 7^+$ e de 47 keV, $5^{(+)} \rightarrow 4^+$ não foram observadas neste experimento, devido ao limiar inferior de detecção. As razões de DCO para as transições $6^+ \rightarrow 7^+ \rightarrow 6^+$, $11^+ \rightarrow 10^+$, indicam uma natureza de dipolo destas transições, enquanto as razões para as transições $(12)^+ \rightarrow 10^+$ e $(13)^+ \rightarrow 11^+$ são consistentes com um decaimento favorecido

Tabela 4.1: Intensidades relativas normalizadas em relação à transição de 100 keV e razões de DCO dos raios γ observados neste trabalho. As intensidades não estão corrigidas para conversão interna.

Enfvel (keV)	r_i	E_γ (keV)	Intensidade ^o	RDCO
338,0	6+	110,3	123(9)	0,31(6)
423,5	(6-)	195,8	36 (5)	
438,0	7+	100,0	100	0,51(9)
685,0	(7-)	261,5	16(3)	
		347,0	11(2)	
		457,3	22(4)	
828,4	(8")	404,9	16(1)	
977,9	9+	509,8	86(13)	
1030,3	(8")	345,3	7(1)	
		592,3	5(1)	
		606,8	38(3)	
1372,7	10+	394,8	21(3)	
		904,6	110(16)	
1463,2	(9")	432,9	13(2)	
		778,2	29(5)	
1905,1	(10-)	874,8	30(7)	
1941,5	11+	568,8	43(6)	0,54(18)
		963,6	5(1)	
2455,6	(11-)	992,4	15(5)	
2586,2	(12+)	1213,5	41(6)	0,81(31)
3016,6	(12-)	(10-) 1111,5	25(5)	
3150	(13+)	(12+) 563,6	19(3)	0,72(34)
		11+ 1208,3	18(3)	0,95(31)
3620,0	(IS")	(1i") 1164,4	18(3)	
4050	(14+)	(12+) 1464	16(3)	
4297	(14-)	(12-) 1280	14(2)	
4543	(15+)	(13+) 1393	8(1)	
4922	(IS")	(IS") 1302	16(3)	
5605	(16+)	(14+) 1555	8(1)	
6088	(17+)	(15+) 1545	7(1)	

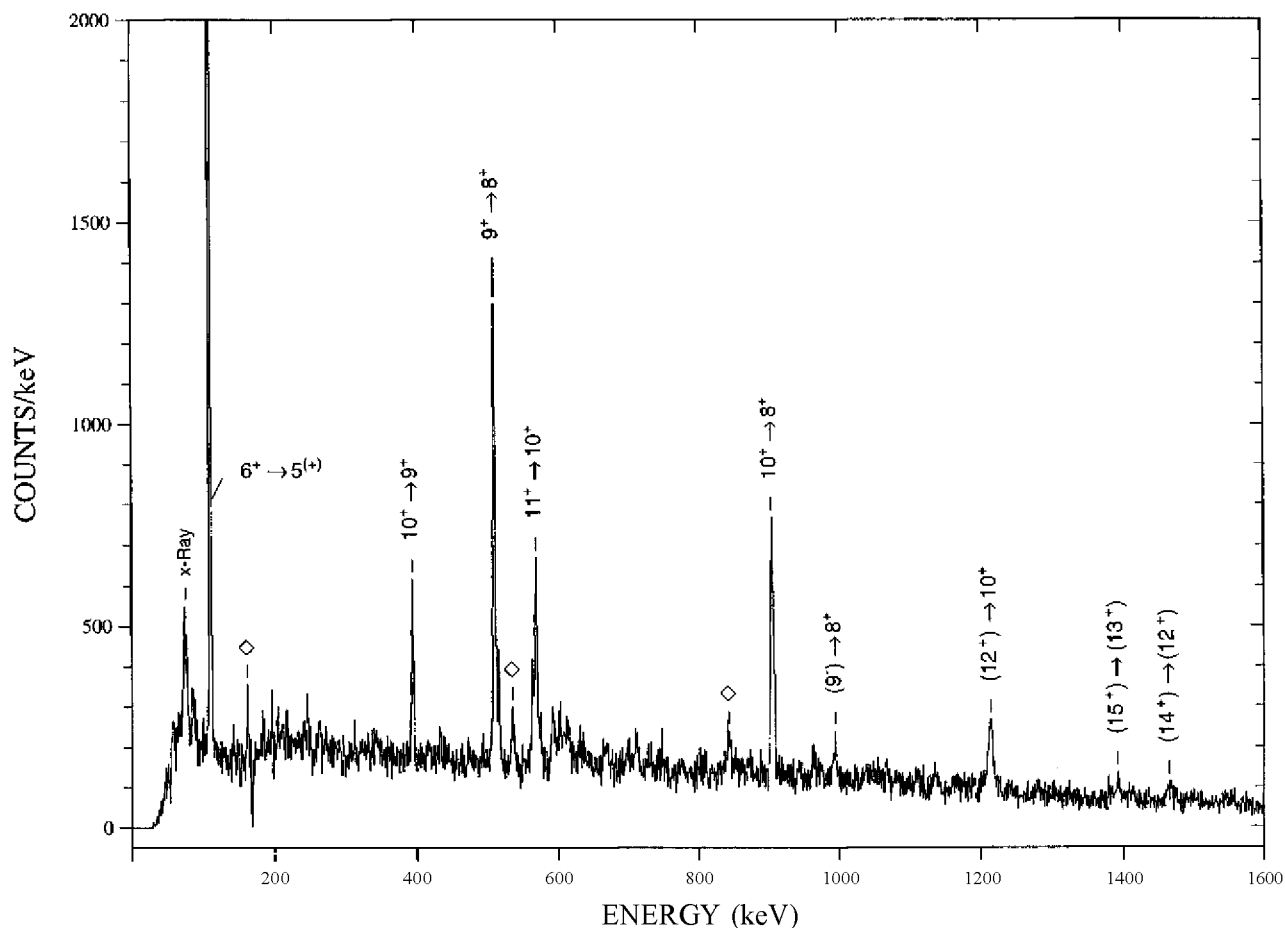


Figura 4.2: Espectro contraído a partir das coincidências com a transição de 100 keV ($7^+ \rightarrow 6^+$)

tipo E2. A razão DCO obtida para a transição $(13^+) \rightarrow (12^+)$ é consistente com uma multipolaridade dipolar ou quadrupolar, dentro das incertezas.

Bandas de Paridade Negativa

Uma nova banda foi encontrada e está conectada à região de partícula única via a transição de 196 keV, que "alimenta" o nível 5^+ a 227,6 keV de energia. As transições entres os dois membros de *assinatura* podem ser claramente visualizadas nos espectros criados a partir das coincidências com os fotopicos 196 keV e 345 keV, como mostram as Figuras 4.5 e 4.6. Previamente, Döring *et al* [Do81] observaram a transição em 196 keV, como também as linhas em 607 e 405 keV; havia porém poucas transições para estabelecer uma banda.

A colocação da banda no esquema de níveis foi feita com base nas relações de coincidência. Por exemplo, um espectro das transições em coincidência com o fotopico de 875 keV, que alimenta o nível a 1030 keV, mostra as linhas de 592, 606, 100 e 196 keV. Com base na sistemática, escolheu-se a paridade negativa para esta banda. Até o presente trabalho, a posição da transição de 196 keV não era bem estabelecida. Na referência [Be82], um estado 2^+ em 196 keV é mostrado decaindo diretamente para o estado fundamental. Experimentos que utilizaram reações (p,n) revelaram estados com energias de excitação em 194 e 197 keV [Le78]. A possibilidade de que a linha de 196 keV seja um dubleto não está inteiramente descartada.

Um outro comentário a respeito da banda de paridade negativa é relativo à transição $7^- \rightarrow 5^+$, cuja energia é de 457,3 keV. Com a atual atribuição de spins o caráter desta transição deveria ser de dipolo magnético (M2), o que é pouco comum, cabendo a um trabalho futuro averiguar esta possibilidade, onde estas bandas pudessem ser melhor populadas e fornecendo assim uma melhor estatística para uma análise de DCO mais conclusiva a respeito da multipolaridade dessa transição.

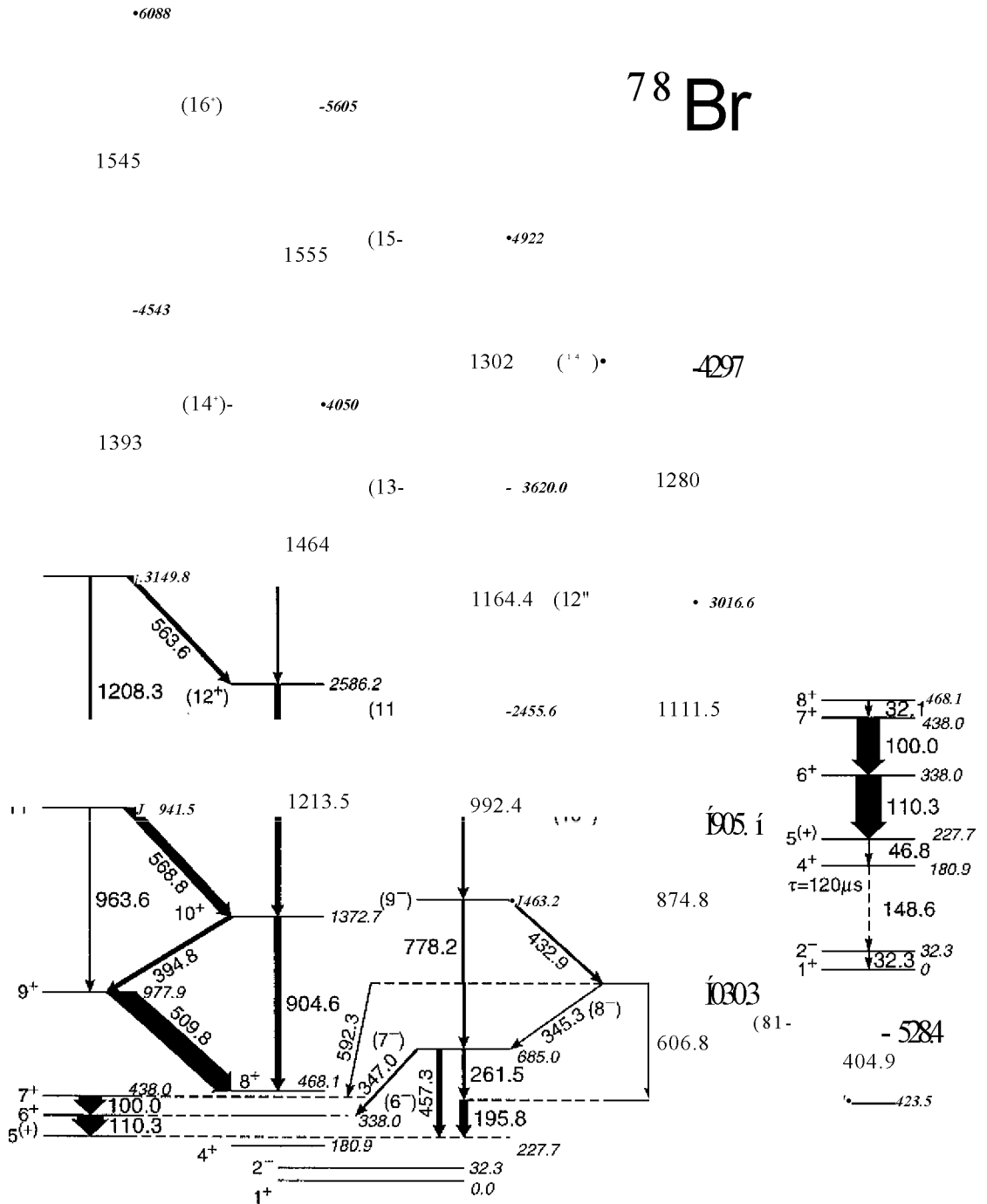


Figura 4.3: Esquema parcial de níveis do ^{78}Br

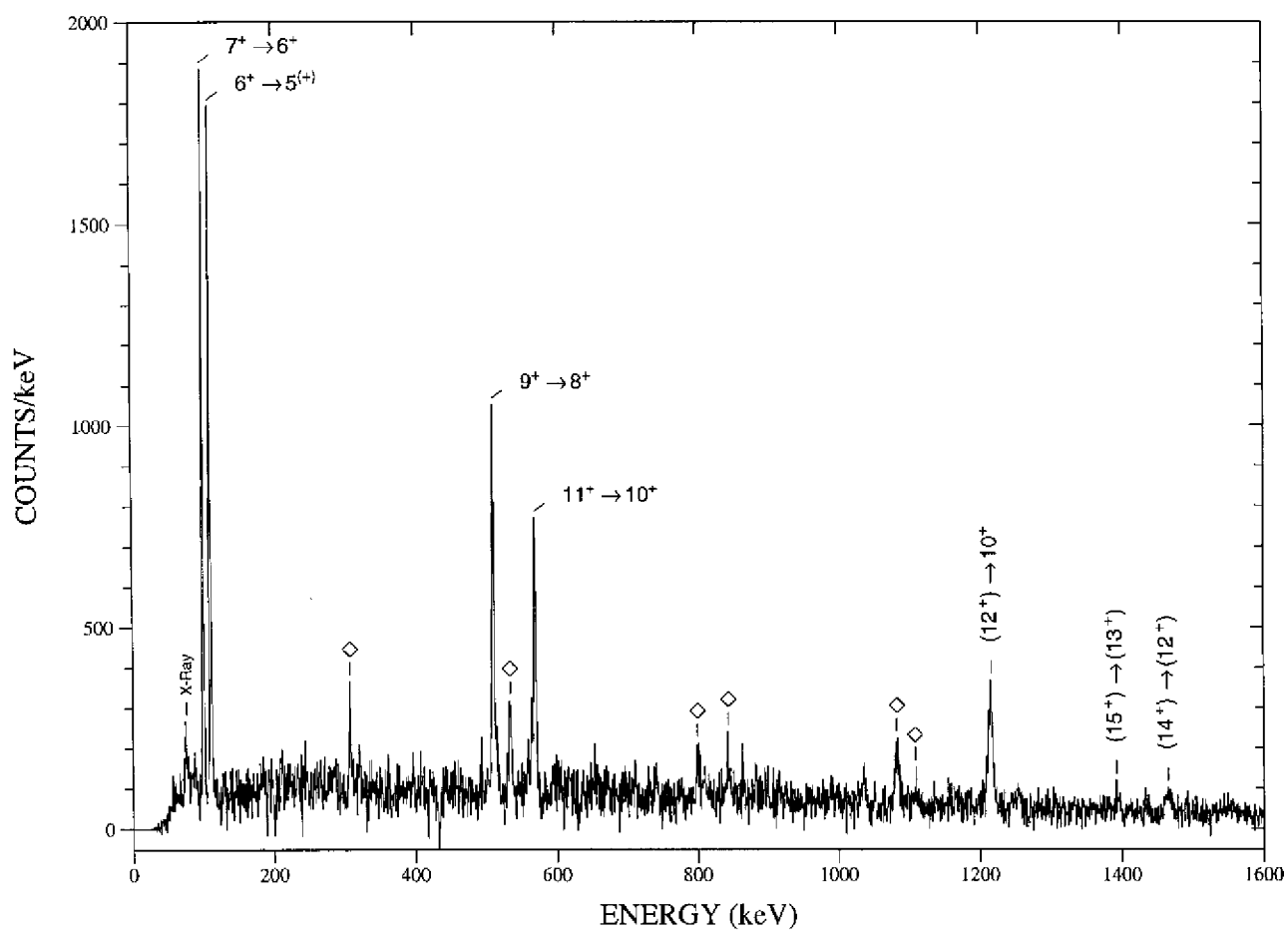


Figura 4.4: Espectro Soma contraído a partir das coincidências com as transições de 394,8 e 904,6 keV

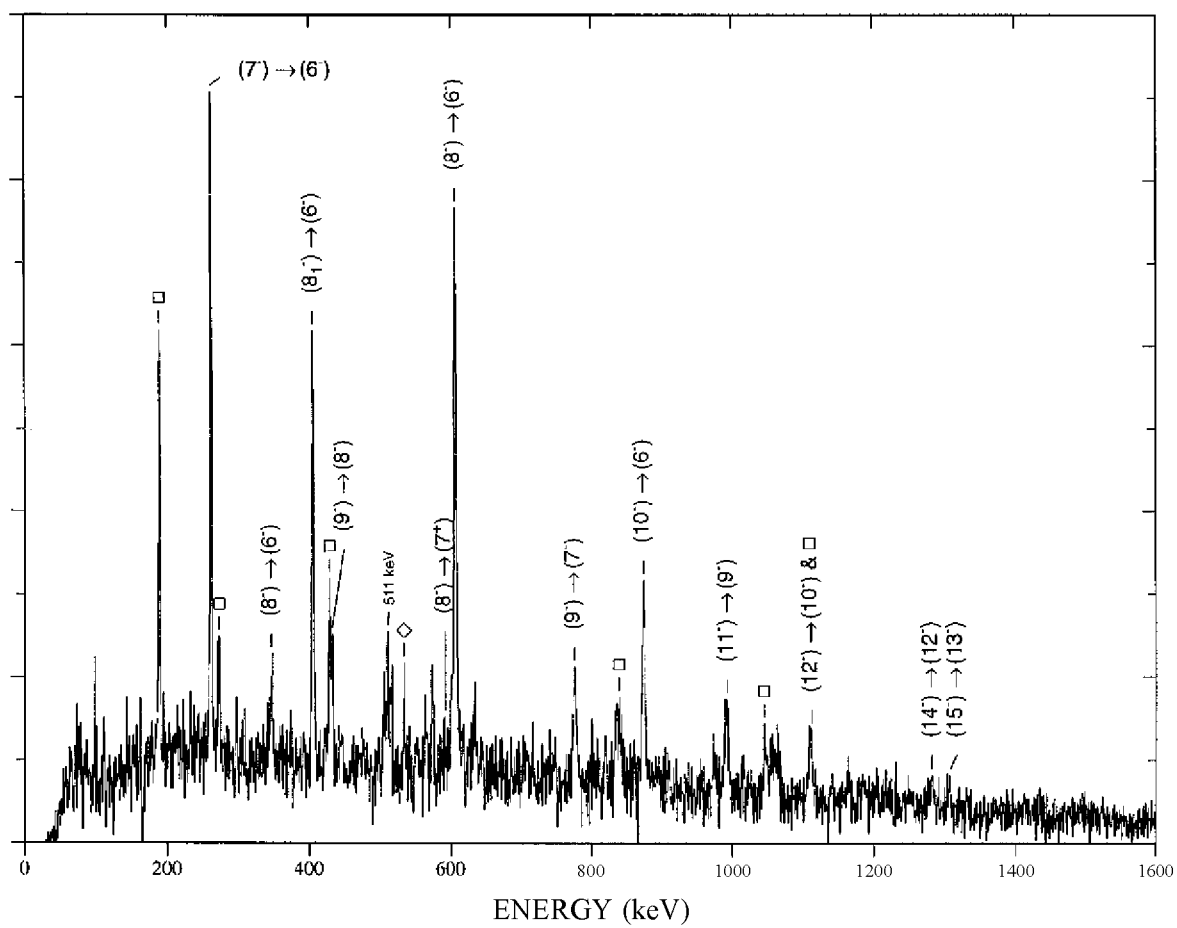


Figura 4.5: Espectro construído a partir das coincidências com a transição de 196 keV

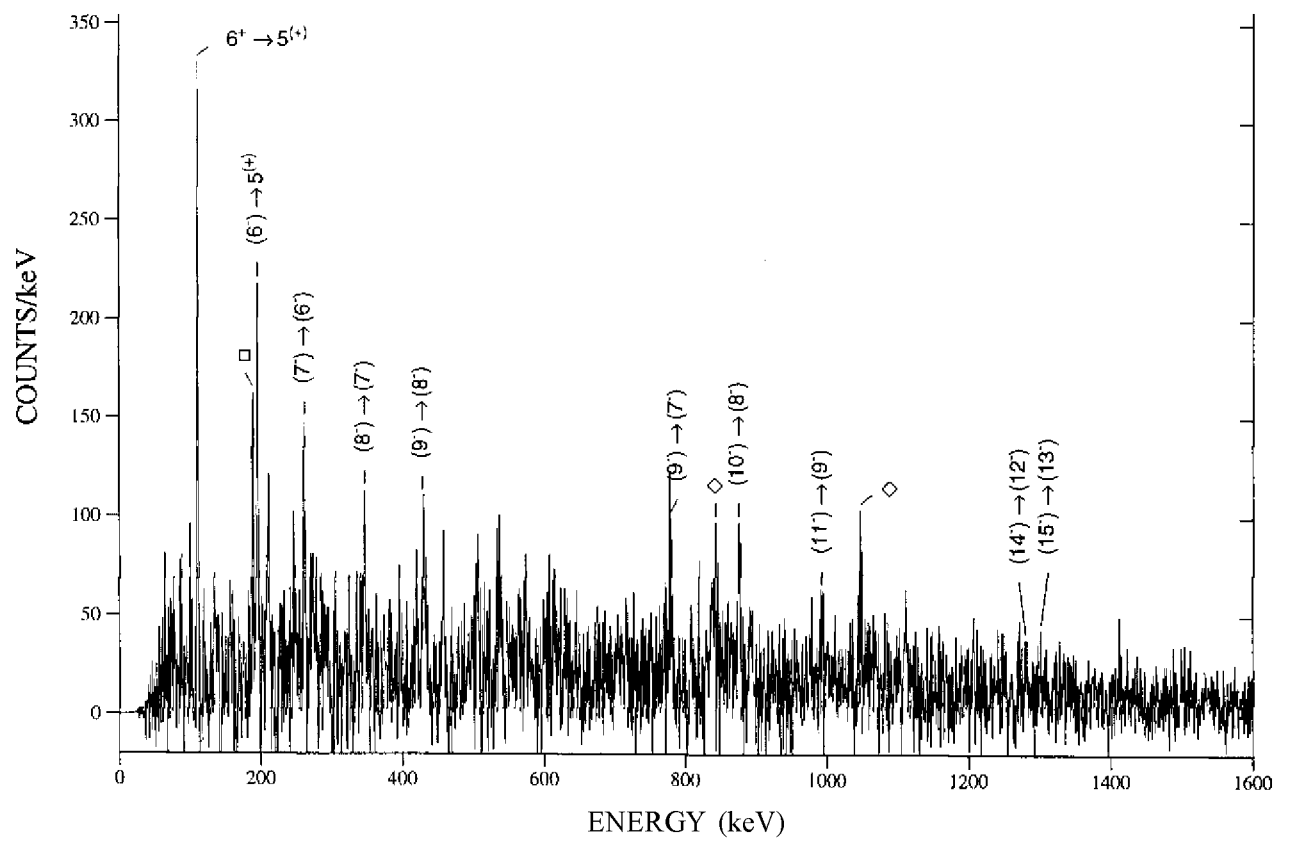


Figura 4.6: Espectro construído a partir das coincidências com a transição de 345 keV

Capítulo 5

Discussão dos Resultados Obtidos

5.1 Introdução

Neste capítulo faremos uma discussão dos resultados obtidos em termos do modelo de Cranking [Be86], aqui abordaremos o aparecimento da separação e inversão de *assinatura* na banda de paridade positiva do ^{78}Br . Neste contexto apresentaremos os resultados encontrados em outros trabalhos para alguns isótopos e isótonos do ^{78}Br , a fim de dar um enfoque sistemático à nossa discussão. A seguir será feita uma breve descrição dos códigos de computador utilizados para calcular algumas propriedades da estrutura nuclear, mais especificamente o fenômeno de separação e inversão de *assinatura*.

5.2 Resultados da Análise em termos do Modelo de Cranking

Uma análise baseada no modelo de Cranking [Be86] foi aplicada às duas bandas rotacionais no ^{78}Br . Os momentos de inércia cinemáticos ($Q^{\wedge 2}$) para a banda de paridade positiva do ^{78}Br estão mostrados na Figura 5.1. Na mesma figura são apresentados os dados das bandas de paridade positiva dos núcleos $^{74,76}\text{Br}$ [Do93, Wi90a, Wi90], ^{80}Rb [Do92], ^{82}Y [Wo93, Mu94] e ^{84}Nb [Gr91], para efeito de comparação. Pode-se observar que para as frequências mais baixas (*hcu fii* 0,4), $S^{\wedge 2}$ decresce em todos os casos substancialmente, entre as frequências mais altas permanece praticamente constante variando entre 18 e $23h^2\text{MeV}^{-2}$, próximo do valor do momento de inércia de um corpo rígido para estes núcleos. Numa frequência de *fuj* $\ll 0,75$ MeV há um

pequeno aumento no valor de Q^\wedge) para a seqüência $a = 0$ no $^{78}\text{J3r}$. Isto pode ser visto mais claramente nos gráficos do momento de inércia dinâmico, mostrados na Figura 5.2. É provável que isto ocorra devido a um alinhamento de um nêutron ao sistema em rotação. Os Routhianos experimentais para o ^{78}Br como função da freqüência rotacional estão mostrados na Figura 5.3, onde eles são novamente comparados com os Routhianos dos vizinhos isotópicos e isotônicos. Para efeito de consistência, os parâmetros de referência usados são aqueles determinados por Chishti *et al* [Ch89]. A inversão por *assinatura* observada neste gráfico é comum nas bandas de paridade positiva nesta região de massa. Os Routhianos experimentais apresentam uma pequena separação entre os membros das duas *assinaturas*, e cruzam entre si nas freqüências correspondentes a 0,35, 0,45 e 0,55 MeV, para os núcleos $^{74,76,78}\text{Br}$, respectivamente, e a partir daí a separação aumenta à medida que as freqüências aumentam. Um comportamento similar é observado para os isótonos ^{80}Rb e ^{82}Y , e a inversão ocorre nas freqüências 0,45 e 0,35 MeV, respectivamente. A separação por *assinatura* e sua inversão são melhor visualizadas através do gráfico da quantidade $(E_j - E_j^\wedge)/2I$ como função do spin, o que é ilustrado na Figura 5.4. As inversões de *assinatura* podem ser vistas como uma inversão na fase do "staggering" (zigue-zague). Os spins onde ocorre a inversão são $l = 9\%$, 11% e 11% para os núcleos $^{74,76,78}\text{Br}$, e $l = 11\%$, $QheQh$ para os núcleos ^{80}Rb , ^{82}Y e ^{84}Nb , respectivamente. Depois desta inversão a separação se torna mais pronunciada e atinge valores que vão de 18 a 35 keV, aproximadamente, onde a separação maior ocorre para o isótopo mais pesado. A separação é cerca de 25 keV para todos os isótopos de Bromo, o que permite afirmar que a magnitude depende fortemente de Z ao invés de N . Gráficos similares para as bandas de paridade negativa não mostram nenhuma evidência de inversão. Discussões anteriores sobre inversão de *assinatura* nesta região de massa [Ho91, Wo93, Kr79], baseadas no modelo de partícula mais rotor, afirmam que a separação após a inversão deve ocorrer após o valor mais elevado do acoplamento entre duas partículas no orbital $g/$, ser alcançado. Este valor corresponde a 9% para a configuração $ng9i2@vg\$/2\$ acima deste valor a banda rotacional pode ser gerada pelo movimento coletivo. Em um outro trabalho, Bengtsson *et al* [Be84] sugerem que, para um certo número de partículas, um espectro invertido por *assinatura* pode ser obtido no contexto de campo médio mais "cranking", quando um núcleo deformado triaxialmente é posto em rotação em torno do seu eixo menor. De acordo com esta interpretação, a inversão de *assinatura* ocorreria na região de massa $A \ll 80$ em núcleos com número de prótons ou nêutrons entre 39 e 47. Como mencionado anteriormente, a mudança do movimento de partícula única para o coletivo é notável no gráfico do momento de inércia cinemático em freqüências em torno de 0,4 MeV. A Figura 5.4 mostra porém

5.2 Resultados da Análise em termos do Modelo de Cranking

81

que a inversão não ocorre no spin $l = 9h$ para todos os casos.

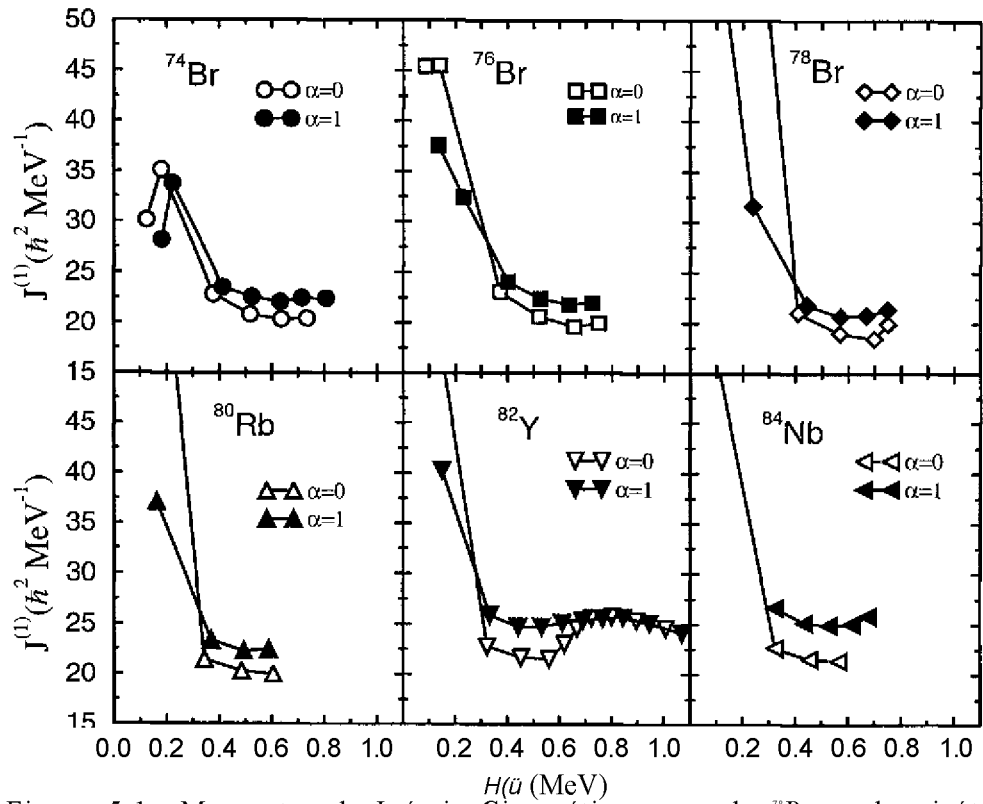


Figura 5.1: Momentos de Inércia Cinemáticos do ^{78}Br e dos isótopos ^{74}Br , ^{76}Br , ^{80}Rb , ^{82}Y , ^{84}Nb

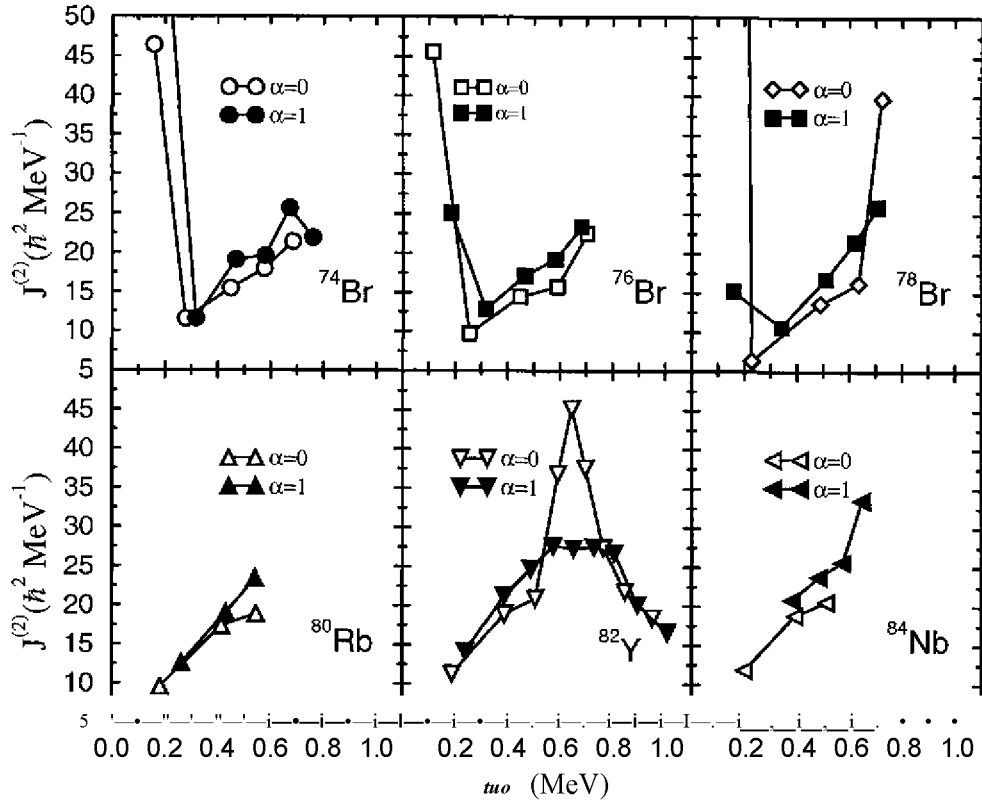


Figura 5.2r Momentos de Inércia Dinâmicos $S^{(2)}$ do ^{78}Br e dos isótopos $^{74,76}\text{Br}$ e isótonos ^{80}Rb , ^{82}Y e ^{84}Nb

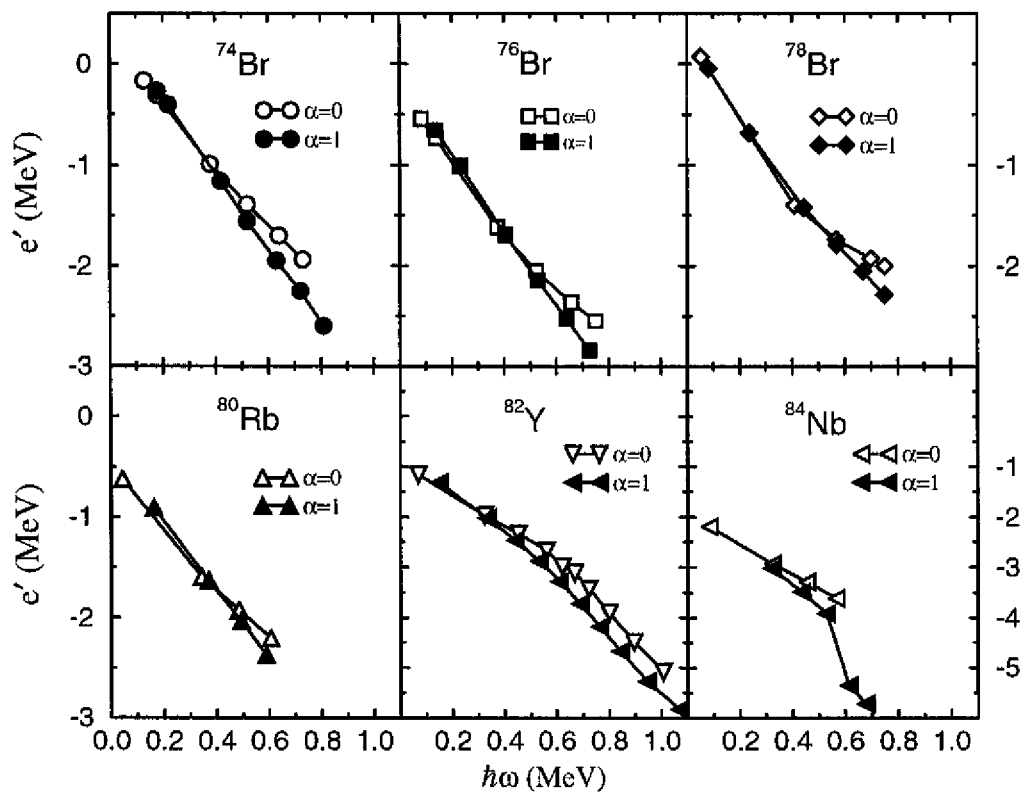


Figura 5.3: Gráficos dos Routhianos Experimentais do ^{78}Br e dos isótopos $^{74,76}\text{Br}$, ^{80}Rb , ^{82}Y , ^{84}Nb .

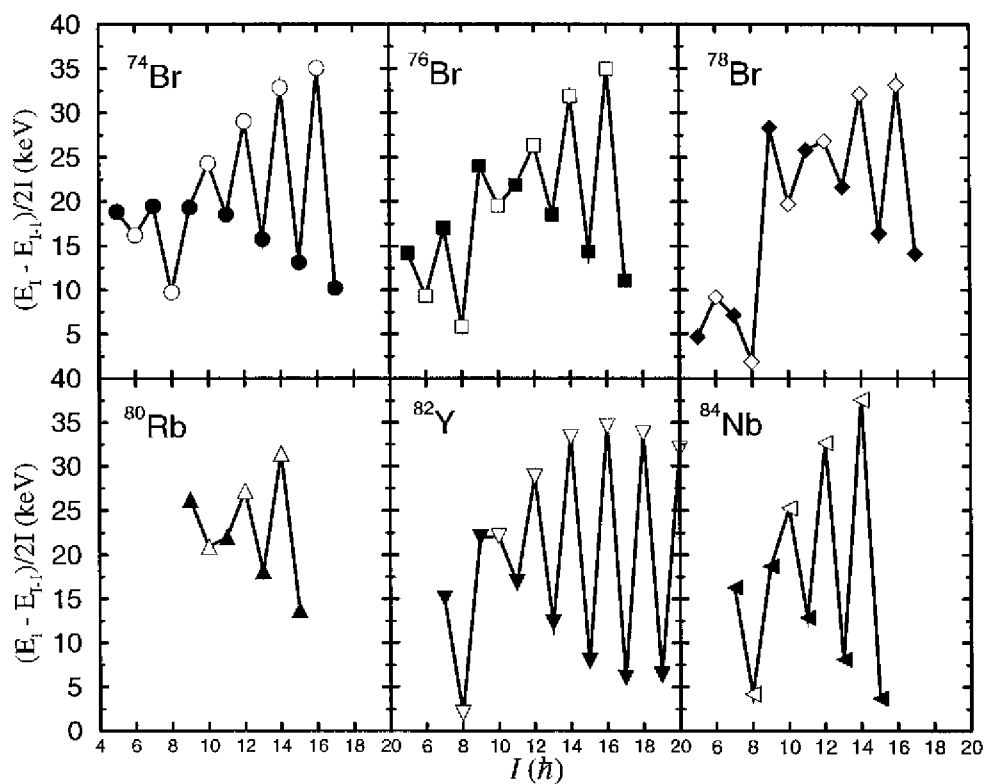


Figura 5.4: Gráficos da quantidade $(E_j - E_{i,0})/2I$ do ^{78}Br e dos isótopos $^{74,76}\text{Br}$, ^{80}Rb , ^{82}Y , ^{84}Nb .

Os momentos de inércia das bandas de paridade negativa no ^{78}Br são mostrados na Figura 5.5, com uma das seqüências de paridade positiva incluída para comparação. No intervalo observado, os valores das seqüências de paridade negativa são constantes e próximos do valor para um corpo rígido. A natureza dos estados de paridade negativa nestas seqüências não é ainda completamente compreendida. No ^{77}Br , uma banda de paridade negativa, com $K = 1$, é proposta com uma configuração $7r[301]$ [Sy93], enquanto para o ^{76}Br sugeriu-se que as bandas negativas fossem geradas pelas excitações de um nêutron no orbital $g_{7/2}$ acopladas a prótons que ocupassem orbitais de paridade negativa [Wi90a]. Dentro do contexto do atual trabalho, não é possível nenhuma definição quanto à configuração desta banda.

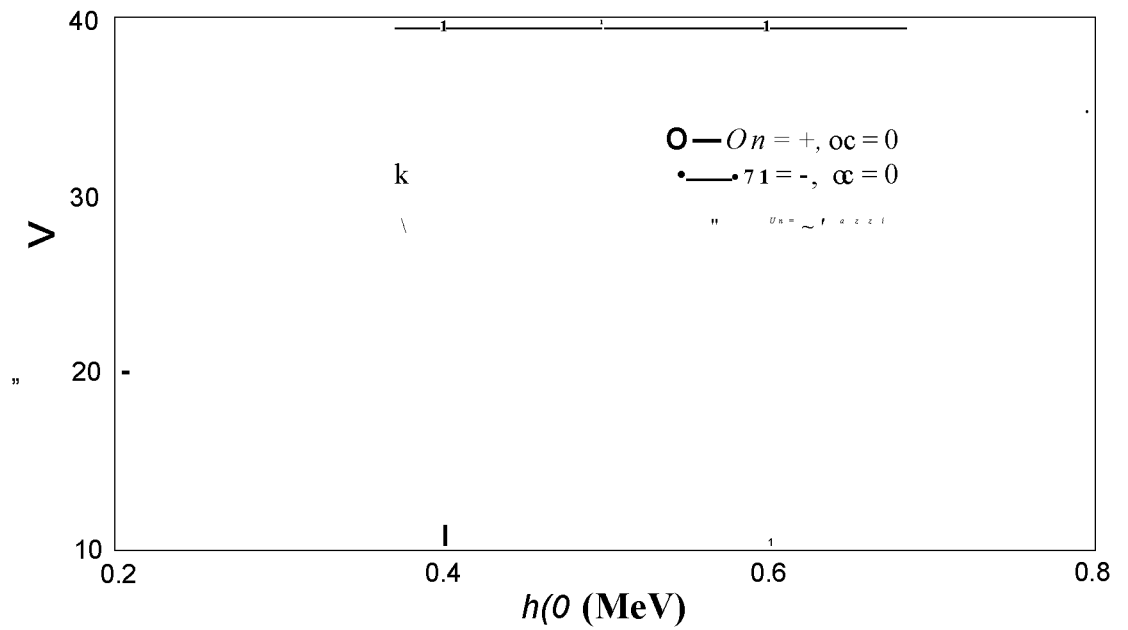


Figura 5.5: Momentos de inércia das seqüências de paridade negativa no ^{76}Br , comparadas com a seqüência de paridade positiva e spins pares

5.3 Cálculos Computacionais

5.3.1 Introdução

Para interpretar os resultados experimentais em termos da estrutura microscópica do núcleo, empregamos os códigos de computadores desenvolvidos por J. Dudek e colaboradores [Cw87, Na85]. Os programas foram instalados na Universidade de Pittsburgh e adaptados a uma Estação de Trabalho (Sparc - SUN) por David F. Winchell.

5.3.2 Descrição

Com os códigos mencionados calculam-se as propriedades nucleares a partir de um potencial de Woods-Saxon em rotação (Modelo de Cranking) com correção de camadas (Strutinsky). Podemos assim reproduzir as superfícies de energia total, que são os "mapas" dos Routhianos nucleares em função da deformação. Além disso é possível obter os Routhianos de quasi-partícula e Momento de Inércia para uma dada deformação, a ser escolhida pelos critérios do usuário. Isso pode ser feito porque as correlações de pares são consideradas de uma maneira autoconsistente. A seguir daremos as linhas gerais de funcionamento destes códigos.

- a energia total segundo o modelo da gota líquida é calculada seguindo a fórmula mostrada no apêndice A;
- os auto-estados de partícula única são obtidos empregando-se o potencial de Woods-Saxon, as funções de onda da base são as de um oscilador harmônico deformado. Os parâmetros de entrada são o número de prótons, o número de nêutrons, o parâmetro de deformação quadrupolar, o parâmetro de deformação hexadecapolar e o parâmetro de deformação de desvio, $Z, N, (\beta, \alpha, \epsilon, \gamma)$, respectivamente;
- os elementos de matriz J_x são calculados;

Os itens acima são usados em duas situações distintas. Uma quando for preciso obter as superfícies de energia total; nesse caso as funções de onda para um grupo de deformações serão calculadas para um núcleo com A próximo do núcleo de interesse.

A outra situação ocorre se quisermos calcular os Routhianos de quasi-partícula para o núcleo em questão em uma deformação específica.

- a equação de HFBC (2-49) é resolvida para obter os Routhianos de quasi-partícula em função de hu , os spins e a energia total corrigida devido a efeitos de camada (Strutinsky) e de emparelhamento de pares. Para tanto é necessário fornecer os valores iniciais do intervalo de frequências rotacionais, A e A^{-1} ;
- se optarmos pelo cálculo com autoconsistência no emparelhamento de pares novos valores de A e A^{-1} serão calculados a cada valor de $h\omega$, considerando-se a configuração em questão. Se estes novos valores desviarem de um determinado intervalo desejado, repete-se o processo. Em outras palavras, inicia-se um procedimento iterativo, que é repetido até que valores autoconsistentes de A e A^{-1} sejam encontrados.

Os cálculos acima são feitos até que um ajuste satisfatório seja obtido entre os momentos de inércia experimentais e os calculados teoricamente. A partir deste ajuste extraem-se os parâmetros necessários para determinar os Routhianos de quasi-partícula mostrados na figura 2.10, que vão servir de auxílio para a análise de dados e dar continuidade aos cálculos. Uma vez que os cálculos preliminares estejam concluídos, calcula-se a energia total do núcleo numa grade de pontos de deformação, β, γ , nos quais os valores de β são escolhidos de maneira a minimizar a energia da gota líquida para diversos valores de γ .

5.3.3 Resultados dos Cálculos Computacionais

Tanto o modelo de campo-médio e Cranking como partícula mais rotor têm sido usados na tentativa de compreender as origens da inversão por assinatura. Bengtsson *et al* [Be84] sugeriram que, para certos números de partículas, um espectro invertido por assinatura pode ser obtido no contexto do modelo de camadas com cranking (CSM) quando um núcleo triaxialmente deformado for posto em rotação ao redor do seu eixo menor ($\gamma > 0^\circ$ na convenção de Lund). De acordo com este modelo, a inversão por assinatura pode ocorrer na região de massa $A \ll 80$ em núcleos com número de prótons entre 39 e 47. No contexto do modelo de partícula mais rotor, a triaxialidade pode ser ou não necessária para se explicar a inversão por assinatura, dependendo do caso específico. Em um estudo do ^{76}Br , Kreiner e Mariscotti [Kr79] previram a inversão por assinatura na banda *yrast* ao usarem um modelo de

Os cálculos são feitos separadamente para prótons e nêutrons, num intervalo de frequências angulares entre 0 e 1,5 MeV a cada 0,1 MeV. Na resolução da equação de autovalores, o usuário especifica a constante de acoplamento de emparelhamento G para os nêutrons e os prótons, separadamente.

duas quasipartículas mais rotor com um caroço (core) axialmente simétrico. Por outro lado, o mesmo tipo de cálculo para o ^{82}Y [Wo93] indicou que a inversão por *assinatura* só ocorreria quando uma forma triaxial fosse admitida para aquele núcleo; no entanto, os resultados estão apenas de acordo qualitativamente com o experimento. Cálculos similares na região de terras raras [Se91] mostram que a inversão por *assinatura* poderia ser reproduzida para uma forma axialmente simétrica apenas se uma interação residual próton-nêutron fosse adicionada à Hamiltoniana.

A seguir mostraremos os resultados encontrados ao efetuarmos um cálculo de campo médio mais cranking conforme descrito.

5.4 Cálculos HFBC

Para a interpretação dos resultados experimentais, foram realizados cálculos com um modelo de camadas mais Cranking ("Cranked Shell Model"). Um potencial de Woods-Saxon deformado foi usado, e as interações residuais foram adaptadas ao termo de emparelhamento de monopolo. Autoconsistência no emparelhamento foi exigida para todas as frequências rotacionais. Para calcular os Routhianos totais, a correção de camadas de Strutinsky foi aplicada. Uma descrição completa do modelo é fornecida em capítulos anteriores e nas referências [Na85, Wi89]. Os únicos parâmetros ajustáveis nos cálculos são as forças de emparelhamento G para prótons e nêutrons. Os valores aqui usados foram $23,0/A$ MeV para prótons e $21,2/A$ MeV para nêutrons [Be86].

As superfícies dos Routhianos Totais ("TRS - Total Routhian Surfaces") para o ^{78}Br são mostradas na Figura 5.6. Os cálculos foram realizados em uma rede de 15×17 pontos no plano (β, j) , e os valores de ω foram escolhidos de forma a minimizar o Routhiano total para cada ponto da rede. A superfície na frequência rotacional $hw = 0, 2\text{MeV}$ é mostrada no lado esquerdo da figura. Com o aumento da frequência rotacional, alguns dos mínimos desaparecem e o núcleo se torna mais "7 - soft" em $hw = 0, 6\text{MeV}$. A coexistência de formas, observada pela incidência de vários mínimos, é evidente. Muitos dos mínimos se encontram próximos em energia, o que torna a definição de uma forma à seqüência *yrast* difícil. Porém, há um acordo razoável entre os valores dos momentos de inércia calculados e experimentais somente para os parâmetros de deformação $(\beta, \gamma) = (0, 32; 21, 3^\circ)$. Um gráfico dos valores dos momentos de inércia experimentais e teóricos é mostrado na Figura 5.7. Os Routhianos de quasi-partícula calculados correspondentes estão na Figura 5.8. Os rótulos mostrados na figura seguem a convenção a (ou A) e b (ou B) para as assinaturas $a = +1/2$ e $a = -1/2$, respectivamente.

Os valores da separação entre as assinaturas calculados e experimentais são mostrados na Figura 5.9 para a banda *yrast* do ^{78}Br como também para os isótopos $^{74}>^{76}\text{Br}$ e o isótopo ^{82}Y . A diferença entre os Routhianos para as seqüências com assinatura $a = 1$ e $a = 0$ é apresentada em um gráfico em função da frequência. Os símbolos indicam os valores obtidos experimentalmente nesse trabalho, e as quatro linhas em cada painel mostram os valores das quantidades calculadas baseadas nas quatro possíveis combinações de configuração. Letras minúsculas indicam configurações de prótons, e as maiúsculas indicam as configurações de nêutrons. Os cálculos foram executados de maneira similar para os isótopos e para o isótopo do ^{78}Br . Isto é, as

superfícies TRS foram calculadas com emparelhamento autoconsistente e as deformações usadas nas figura foram escolhidas com base na energia mínima nas superfícies TRS e ajustes dos momentos de inércia cinemáticos. Para cada um dos isótopos do Bromo a forma encontrada foi triaxial com $\gamma > 0^\circ$, enquanto para o ^{82}Y a deformação tem $\gamma < 0^\circ$. Para todos os núcleos mostrados, a concordância é melhor quando usamos $aA - aB$, embora para o ^{82}Y a diferença $aA - bA$ também seja viável. Para os três isótopos do Bromo, os valores experimentais e calculados estão em bom acordo tanto em magnitude como também na frequência onde ocorrem. Já para o ^{82}Y o acordo é bom, mas a inversão não é reproduzida pelos cálculos teóricos.

5.5 Discussão

Estes resultados estão em bom acordo com o trabalho de Bengtsson *et al* [Be84] no qual a relação entre inversão por *assinatura* e triaxialidade é examinada. Neste artigo, há duas condições necessárias para que a inversão por *assinatura* ocorra. Primeiro, o núcleo tem de ser triaxial com $\gamma > 0^\circ$; assim há um orbital no qual a *assinatura* desfavorecida esteja com uma inclinação negativa na frequência zero. Segundo, o orbital $K = |$ deve estar mais próximo do nível de Fermi que o orbital $K = \backslash$. Quando isso ocorrer, a mistura do orbital $K = |$ com os orbitais $K = -|, |$ resulta na inversão por *assinatura*. Nos isótopos do Bromo, os orbitais-chave envolvidos na inversão por *assinatura* são os orbitais de nêutrons $g_{7/2}$ com números quânticos assintóticos $[440][431]\dagger$ e $[422]\dagger$.

Nesta referência [Be84] observa-se também que a inversão por *assinatura* pode ser esperada para formas oblatas ($\gamma \sim 60^\circ$) para núcleos com N ou Z iguais a 41 ou 43, enquanto nos nossos cálculos para o ^{78}Br não pudemos obter uma inversão de *assinatura* para esta região de deformação.

Convém mencionarmos que há argumentos [Ha90] que sugerem que uma inversão por *assinatura* nos núcleos ímpar-ímpar não é evidência suficiente para uma forma triaxial quando uma configuração de alto valor de j for considerada e a inversão ocorrer em spins relativamente baixos. E o caso ainda, como mencionado acima, de que os cálculos com partícula mais rotor podem em algumas situações reproduzir a inversão por *assinatura* para formas axialmente simétricas, quando uma interação próton-nêutron for incluída. No presente trabalho, porém, o excelente acordo entre os dados experimentais e os resultados dos cálculos teóricos tanto para os momentos de inércia

como para a inversão por *assinatura* nos leva a sugerir uma provável forma triaxial para o ^{78}Br .

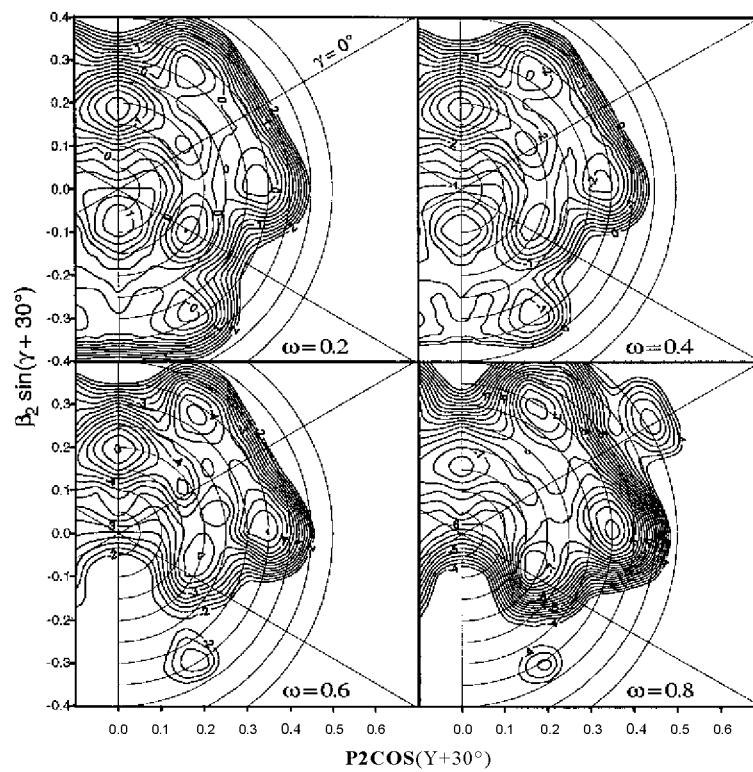


Figura 5.6: Superfícies de Routhianos Totais para o ^{78}Br . As frequências angulares usadas estão indicadas no canto inferior direito de cada painel, em unidades de MeV/\hbar . Os Routhianos foram calculados usando-se a configuração $aB (ir, a) = (+, 0)$. O parâmetro de deformação β_4 foi escolhido de maneira a minimizar o Routhiano em cada ponto da grade. O intervalo entre cada contorno é 0,2 MeV.

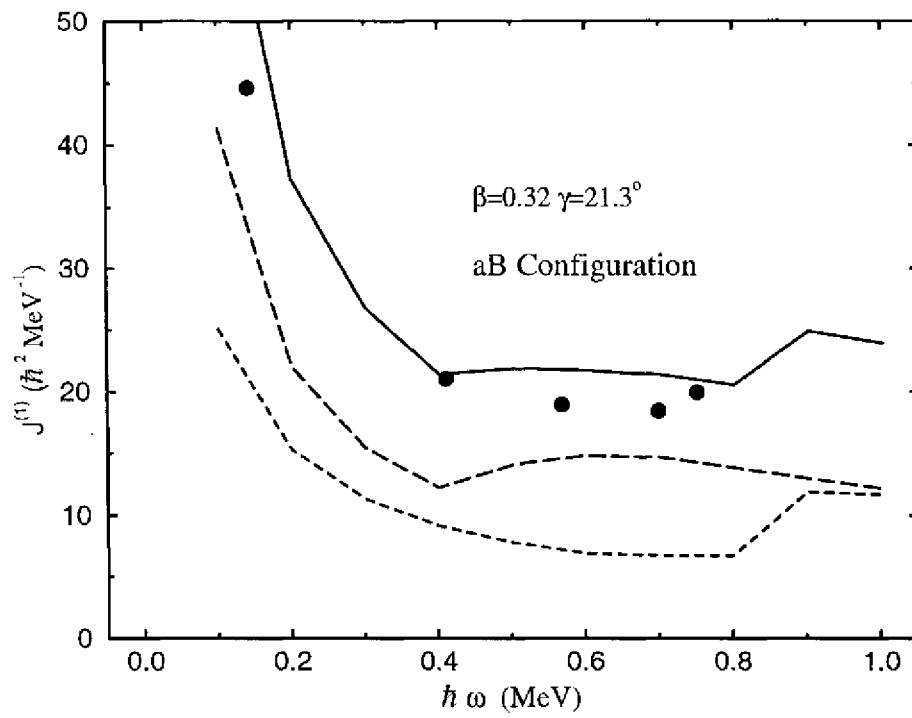


Figura 5.7: Momentos de inércia calculados e experimentais para a banda *yrast* no ^{78}Br . As linhas tracejadas longas e curtas correspondem a contribuições de prótons e nêutrons, respectivamente

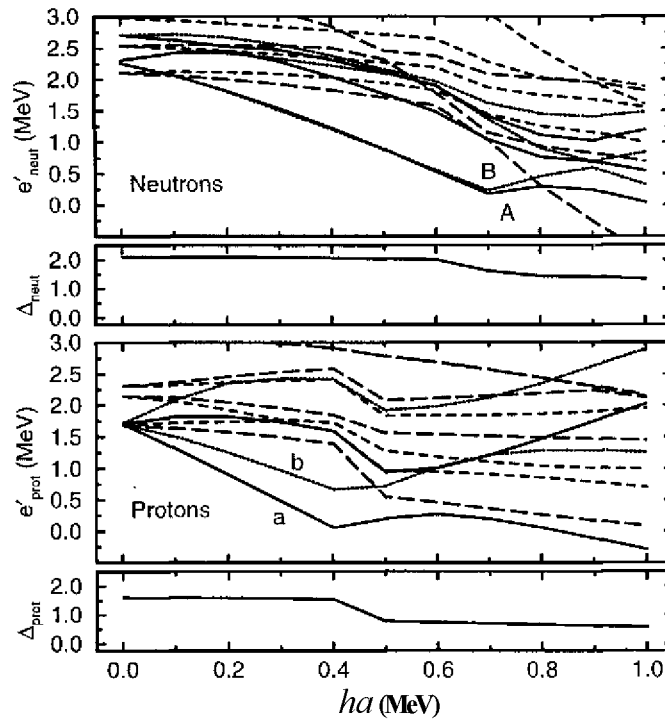


Figura 5.8: Routhianos de quasipartícula calculados para a deformação $(\beta_2, T) = (0,32; 21, 3^\circ)$. As linhas cheias correspondem aos Routhianos com $(7T, Q) = (+, +1/2)$, as pontilhadas a $(+, -1/2)$, as tracejadas longas a $(-, +1/2)$ e as tracejadas curtas a $(-, -1/2)$. Estão mostrados também os valores do parâmetro do intervalo entre os pares (gaps) A para prótons e nêutrons.

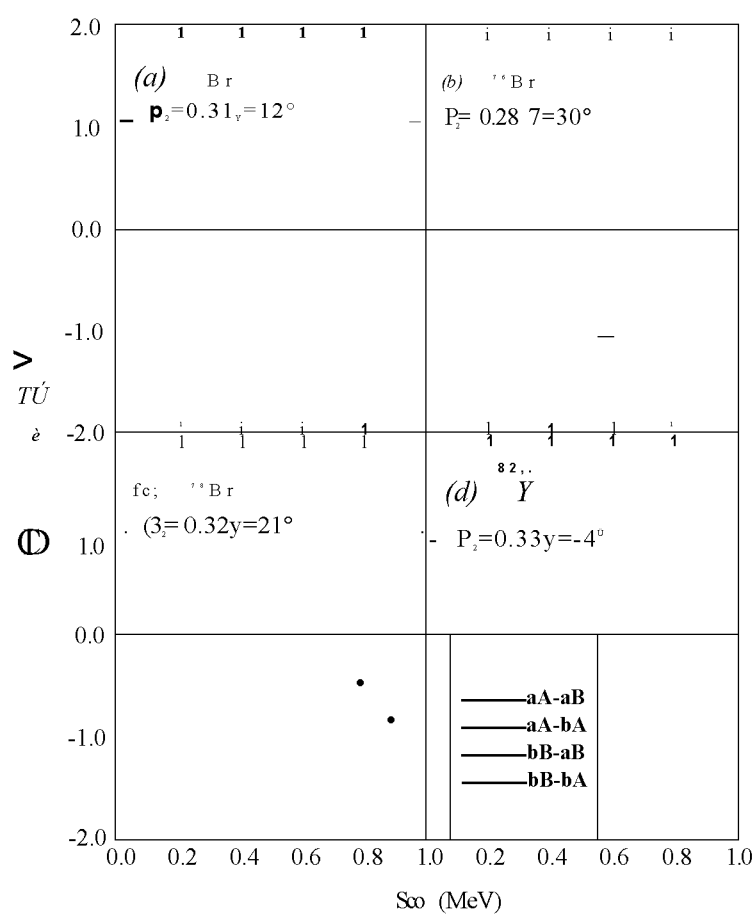


Figura 5.9: Separações por assinatura calculada e experimental no ^{78}Br e vizinhos ímpar-ímpar.

Capítulo 6

Conclusão

O estudo de estados nucleares com elevado momento angular permite uma maior compreensão da estrutura do núcleo atômico, uma vez que há a possibilidade de se observar a manifestação tanto de fenômenos coletivos como microscópicos. Existe ainda um interesse na investigação de núcleos, em estados de altos spins, na região de massa $A \ll 80$. Nessa região, dita de transição, os núcleos apresentam grandes deformações, coexistência de forma e uma forte dependência da estrutura com a variação do número de prótons e/ou nêutrons. O presente trabalho se propôs a melhor compreender a estrutura nuclear do ^{78}Br em estados de alta rotação, populados via a reação $^{70}\text{Zn}(^{11}\text{B}, 3n)^{78}\text{Br}$ com feixe de ^{11}B de energia de 45 MeV. O experimento foi realizado na Universidade do Estado da Flórida (FSU) em colaboração com o grupo de Estrutura Nuclear da Universidade de Pittsburgh. Os raios γ emitidos pelos núcleos formados na reação foram detectados utilizando-se o arranjo de multidetectores da Universidade Pittsburgh [Sa83]. Com a realização da análise extraímos informações suficientes para identificar 16 novas transições, que correspondem a 11 estados excitados novos em 4 bandas rotacionais, duas de paridade positiva e duas com paridade negativa, estas definidas pela primeira vez. Observou-se o fenômeno de inversão por *assinatura* nas bandas de paridade positiva o que nos motivou a realizar uma análise no contexto do Modelo de Cranking. A comparação dos resultados deste trabalho com os de outros experimentos em que se estudou os isótopos $^{74,76}\text{g. . . .}$ jetónos ^{80}Rb , ^{82}Y e ^{84}Nb permitiu um estudo sistemático da ocorrência da separação e inversão por assinatura nestes nuclídeos.

Além disso realizamos cálculos teóricos empregando códigos de computador para determinarmos a magnitude da separação por *assinatura* e a frequência onde a mesma ocorre. Os nossos resultados experimentais concordam surpreendentemente bem com os valores calculados, e tanto a inversão como a

separação por *assinatura* são sensíveis à configuração de quasipartícula. Foi possível então deduzir as configurações das bandas *yrasts* para os isótopos de Bromo.

Acreditamos que nosso trabalho contribuiu significativamente para a compreensão da estrutura nuclear, tanto do ponto de vista teórico como experimental. Os nossos cálculos dão indícios ainda de uma configuração correspondente a uma superdeformação no ^{78}Br o que constitui tema de grande interesse para investigações futuras.

Apêndice A

MODELO ESTENDIDO DA GOTA LÍQUIDA

Para obter valores das massas nucleares mais próximos dos observados experimentalmente, devem-se levar em conta alguns efeitos desprezados no modelo da Gota Líquida usual, em particular a difusividade de superfície e formas não esféricas. Isso pode ser feito ao incluirmos no modelo a energia em termos de uma integral dupla de uma função de Yukawa. Há, porém, algumas desvantagens neste procedimento, pois a função de Yukawa apresenta uma interação de longo alcance, o que impede um tratamento adequado das alturas das barreiras de potencial na interação de íons pesados. Krappe *et al* [Kp79] e Moller *et al* [M08I] contornam este problema ao usar para a energia de superfície uma integral dupla da diferença entre uma exponencial e a função de Yukawa. Neste modelo a energia de superfície é então dada por:

$$E_{\text{superf}} = \frac{c}{2} \int \int \left[e^{-r/a} - \frac{1}{r} \right] dV dV = c_{\text{superf}}(r_0, a, A, \text{forma}) \quad (\text{A.1})$$

onde $a = V - X$ e a é o alcance da força de Yukawa. A expressão completa para o excesso de massa macroscópico usada por Moller e Nix [Mo81] é:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{MCH}}(Z, N, \text{forma}) &= M_p Z + M_n N - a_v A - (K_s T) A \\
 &- \frac{a_s (1 - K_s T) I_{\text{as}}(r_0, a, A, \text{forma})}{r_0} \\
 &- \frac{a_{\text{vol}} Z^2}{2} - \frac{a_{\text{Coul}} Z^2}{4/3} \\
 &- a_{\text{el}} Z^4 + a_{\text{p}} A^{\circ} + a_{\text{Coul}}(Z - N) + AE_{\text{FFP}} + E_{\text{PAR}}
 \end{aligned}
 \tag{A.2}$$

onde $T = (N - Z) / A$.

Os vários termos descrevem:

- Termos de excesso de massa para prótons e nêutrons, que corrigem a diferença entre núcleons livres e ligados;
- termos de volume e assimetria de volume, que adicionam um termo dependente de T^2 à energia de volume;
- termos de superfície e de assimetria de superfície, que adicionam um termo dependente de T^2 à energia de superfície e incorporam a integral de Yukawa+exponencial da equação A-1;
- o termo de Coulomb de superfície "forte", onde a forma é levada em conta através do termo $Bc(\text{forma})$, que é a razão entre a energia de Coulomb de um núcleo deformado pela energia correspondente de um núcleo esférico de mesmo volume;
- a energia de Coulomb de Troca, proporcional a $Z^4 / 3$;
- a correção de difusão de superfície para a energia de Coulomb, onde b é a espessura da superfície;
- o termo de Wigner, que depende do valor absoluto de T ;
- uma correção para a energia dos elétrons ligados;
- um termo A° , encontrado empiricamente para melhorar as previsões de massa;
- uma correção com um fator de forma para o próton AE_{FF} , que leva em consideração o tamanho finito de um próton;

MODELO ESTENDIDO DA GOTA LÍQUIDA

103

- um termo de assimetria de carga;
- um termo de emparelhamento médio, como na fórmula de Weizacker.

Moller and Nix [M08I] usam esta fórmula como o termo macroscópico no cálculo de energia de Strutinski para as massas dos estados fundamentais de 4023 núcleos.

Apêndice B

PARAMETRIZAÇÃO DA FORMA NUCLEAR

Uma parametrização geral para a forma nuclear pode ser escrita como uma expansão de esféricos harmônicos:

$$R(\theta, \phi) = R_0(\rho) \left[1 + \sum_{\lambda \neq 0} c_{\lambda} Y_{\lambda}(\theta, \phi) \right] \quad (\text{B-1})$$

onde $R(\theta, \phi)$ é a distância da origem à superfície, $R_0 = r_0 A^{1/3}$, e c_{λ} é dada pela condição de que o volume nuclear permaneça constante. A notação λ aqui é para indicar o conjunto de coeficientes c_{λ} .

Se assumirmos que o núcleo é triaxial, então os planos (x,y), (y,z) e (z,x) são simétricos para esta forma, e os únicos coeficientes não nulos de c_{λ} são :

$$c_{2,0}, c_{2,2} = c_{2,-2}, c_{4,2} = c_{4,-2} \text{ e } c_{4,4} = c_{4,-4}. \quad (\text{B.2})$$

A parametrização usual em termos de $c_{2,0}$ e $c_{4,0}$ é obtida pelas relações:

$$c_{2,0} = \frac{1}{3} c_{4,0} \cos^2 \theta = c_{2,-2} = -\frac{1}{2} c_{4,0} \sin^2 \theta. \quad (\text{B.3})$$

A inclusão do parâmetro hexadecapolar $c_{6,0}$ pode ser feita sem perda de generalidade, de tal modo que obtenhamos simetria axial quando $\theta = 0^\circ, \pm 60^\circ, \pm 120^\circ \text{ etc}$, ao fazermos:

$$\langle 40 | = y (5\cos j + 1), \quad \langle 42 | = y y y (2\cos 7 \sin 7),$$

$$\langle 44 | = y y \frac{h}{35} \overrightarrow{\{ \cos - f \sin - 7 \}}. \quad (\text{B.4})$$

Apêndice C

HAMILTONIANA DE NILSSON

A Hamiltoniana de uma partícula em um potencial de oscilador harmônico anisotrópico é dada por:

$$H_{osc} = \frac{1}{2} \mu (\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + \frac{1}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (C.1)$$

onde as frequências ω_x , ω_y , e ω_z são escolhidas de tal modo que o volume que englobe uma superfície equipotencial elipsoidal permaneça constante:

$$L\ddot{U}(u)Y\ddot{U}(z) = u_x = \text{constante}. \quad (C.2)$$

Os auto-estados da Hamiltoniana podem ser identificados pelos números quânticos n_x , n_y , e n_z e os autovalores são dados por:

$$E(n_x, n_y, n_z) = \hbar \omega_x (n_x + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_y (n_y + \frac{1}{2}) + \hbar \omega_z (n_z + \frac{1}{2}). \quad (C.3)$$

Para as formas simetricamente axiais, escolhamos o eixo z como o eixo de simetria. O parâmetro de deformação δ é então introduzido pelas definições

$$\omega_x = \omega_l = \omega_l \cos^2(\delta) (l + \frac{1}{2}) \quad \text{e} \quad \omega_z = \omega_l (l - \frac{1}{2}). \quad (CA)$$

a relação entre $L\ddot{U}(S)$ e co'_δ :

$$\langle \xi | \xi \rangle = u' (l + lp). \quad (C.5)$$

é válida até termos de segunda ordem.

O parâmetro de deformação δ é aproximadamente igual ao parâmetro β_2 ; ($\beta_2 \ll 1,065$).

Ao usarmos coordenadas cilíndricas "stretched", dadas por

$$p^2 = j[to_2(x^2 + Y^2) + UJZ] \quad (C.6)$$

$$\cos(\theta) = \quad (C.7)$$

o potencial do oscilador pode ser escrito então

$$V_{osc} = \hbar \omega_2(S) p^2 \{ l - j P_2(\cos(\theta)) \}. \quad (C.8)$$

Na base de coordenadas cilíndricas, os autoestados H_{osc} podem ser caracterizados pelos números quânticos $N, n, m_i, \zeta L$ e $7r$, onde m_i é a projeção do momento angular orbital no eixo de simetria, ζL é a projeção do momento angular total (orbital mais spin) no eixo de simetria ($\zeta = m_i \pm 1/2$), e ir é a paridade do estado ($ir = (-1)^{\zeta} = (-1)^{m_i}$).

Nilsson [Ni55] modificou um potencial de oscilador harmônico anisotrópico, de maneira a aplicar a um núcleo deformado, criando assim o modelo de camadas para núcleos deformados. As modificações empregadas consistiam na inclusão de um termo de spin-órbita, necessário para reproduzir a seqüência correta de orbitais, e de um termo proporcional a l^2 . O termo l^2 é necessário para "alisar" o poço de potencial em relação a um oscilador harmônico; isso causa uma atração mais forte dos orbitais com momento angular maior. A Hamiltoniana de Nilsson pode ser escrita como

$$H_{muson} = \sim \hat{p}^2 + V_{osc} - KHU' (2ls + lLil^2), \quad (C.9)$$

onde as constantes f_i e K são determinadas empiricamente. As quantidades $N, n,$ e m_i não são mais bons números quânticos. Porém, no limite de grandes deformações, é válida a aproximação destas quantidades a bons números

quânticos, e assim os orbitais de Nilsson são usualmente "rotulados" como $[N, n_z m_i]_{t_i i_r}$.

Apêndice D

CORREÇÃO DE CAMADAS COM A PRESENÇA DE ROTAÇÃO

Para um núcleo em rotação, a energia macroscópica incluirá um termo com dependência quadrática na frequência angular, então

$$K_{\text{macro}} = ELDM + \frac{1}{2} I \omega^2, \quad (\text{D.1})$$

onde I é o momento de inércia clássico, determinado pela densidade nuclear e a deformação, e $ELDM$ é a energia calculada pelo modelo da gota líquida. A energia total no referencial em rotação, ou simplesmente Routhiano total, será dada por:

$$E^{\text{R}} = E^{\text{MACRO}} + \frac{1}{2} I \omega^2 + E^{\text{LDM}} + E^{\text{CAMADA}} \quad (\text{D.2})$$

onde, como no caso sem rotação, E^{CAMADA} é o termo de correção de camada dado por:

$$E^{\text{CAMADA}} = E^{\text{CAM}} - E^{\text{CAM}} \quad (\text{D.3})$$

Aqui as energias E^{CAM} são os autovalores da Hamiltoniana de cranking e E^{CAM} é a energia "smoothed" correspondente.

Através de manipulações elementares o termo de correção de camada pode

112 CORREÇÃO DE CAMADAS COM A PRESENÇA DE ROTAÇÃO

ser reescrito como:

$$SE_{\text{omada}} = \int_V \epsilon^* r^0 + \int_V \epsilon^* l_a + \quad (D.4)$$

onde usou-se a seguinte aproximação

que é válida para o potencial de Woods-Saxon. Combinando-se as equações D-2 e D-4 temos para o Routhiano total

$$R^* = E_{LDM} + \int_V \tilde{O}E^{\wedge} + \int_V \epsilon^* \epsilon^* r^0; \quad (D-6)$$

e a energia total no referencial do laboratório é dada por

$$E^* = R^* + OJ. \quad (D.7)$$

Se adicionarmos o termo de "pairing" ao nosso Routhiano :

$$R^* = E_{LDM} + \int_V \tilde{O}E^{\wedge} + \int_V \epsilon^* \epsilon^* r^0 + \int_V \tilde{O}RZ^*. \quad (D.8)$$

O termo de correção de pares é a diferença entre a energia total calculada usando a Hamiltoniana HFBC (seção 2.5.5) e a energia obtida pela Hamiltoniana de "Cranking" sem emparelhamento:

$$SRU = \langle HFBC \rangle - \langle T, \epsilon^* \rangle \quad (D.9)$$

assim temos:

$$R^* = E_{LDM} + \int_V \tilde{O}E^{\wedge} + \langle H^*_{HFBC} \rangle - \int_V \epsilon^* \epsilon^* r^0. \quad (D.10)$$

Referências Bibliográficas

- [Ba57] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. *Physical Review C*, (108):1175, 1957.
- [Be36] H.A. Bethe and R.F. Bacher. *Rev. Mod. Phys.*, (8):82, 1936
- [Be59] S.T. Belyaev *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selst*, 31(11), 1959.
- [Be82] M. Behar, D. Abriola, A. Filevich, G. Garcia Bermudez, A. J. Kreiner, and M.A.J. Mariscotti. *Nucl. Phys.*, (A376):131, 1982.
- [Be84] R. Bengtsson, H. Frisk, F. R. May, and J. A. Pinston. *Nucl. Phys.*, (A415):189, 1984.
- [Be86] R. Bengtsson, S. Frauendorf, and F.-R. May. *Atomic data and nuclear data tables*, 1986.
- [Bu90] S.G. Buccino, F.E. Durham, J.W. Holcomb, T.D. Johnson, P.D. Cottle, and S.L. Tabo. *Physical Review C*, (41):2056, 1990.
- [Bo58] A. Bohr, B.R. Mottelson, and D. Pines. *Physical Review*, (110):934, 1958.
- [Bo69] A. Bohr and B.R. Mottelsson. *Nuclear Structure*, volume 1. W.A. Benjamin, Inc., 1969.
- [Bo75] A. Bohr and B.R. Mottelsson. *Nuclear Structure*, volume 2. Benjamin, New York, 1975.
- [Ch89] A.A. Chishti, W. Gelletly, C.J. Lister, J.H. McNeill, B.J. Varley, D.J.G. Love, and 6 Skeppstedt. *Nucl. Phys.*, (A501):568, 1989.
- [Co74] S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki. *Ann. Phys.*, (82):557, 1974.
- [Cw87] S. Cwiok, J. Dudek, W. Nazarewicz, J. Skalski, and T. Werner. *Comp. Phys. Comm.*, (46):379, 1987.

- [Di80] R.M. Diamond and F.S. Stephens. In *Nuclei At High Angular Momentum, Annual Review of Nuclear and Particle Science*, volume 30. Annual Reviews, Inc., 1980.
- [Do81] J. Döring, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, and G. Winter. *Rossendorf Annual Report 1980, (ZFK-443)*, 1981.
- [Do92] J. Döring, G. Winter, L. Funke, B. Cederwall, F. Lidén, A. Johnson, A. Atac, J. Nyberg, G. Sletten, and M. Sugawara. *Physical Review C*, (46):R2127, 1992.
- [Do93] J. Döring, J.W. Holcomb, T.D. Johnson, M.A. Riley, S.L. Tabor, P.C. Womble, and G. Winter. *Physical Review*, (47):2560, 1993.
- [Du78] J. Dudek and T.J. Werner. *Phys.*, (4):1543, 1978.
- [Ej89] H. Ejiri and V.A. Voigt. *High Spin States in Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*. Claredon Press, 1989.
- [Ga80] A. Gavron. *Physical Review*, (21):230, 1980.
- [Gl81] H. Goldstein. *Classical Mechanics*, 1981.
- [Go76] A.L. Goodman. *Nucl. Phys.*, (A265):113, 1976.
- [Gr91] C.J. Gross, K.P. Lieb, D. Rudolph, M.A. Bentley, W. Gelletly, H.G. Price, J. Simpson, D.J. Blumenthal, P.J. Ennis, C.J. Lister, Ch. Winter, J.L. Durell, B.J. Varley, O. Skeppstedt, and S. Rastikerdar. *Nucl. Phys.*, (535):203, 1991.
- [Ha90] I. Hamamoto. *Phys. Lett*, (235B):221, 1990.
- [He83] B. Herskind. In *Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics*, page 117, Florença, 1983.
- [Hr80] S.M. Harris. *Physical Review C*, (21):230, 1980.
- [Ho91] J.W. Holcomb, T.D. Johnson, P.C. Womble, P.D. Cottle, S.L. Tabor, F.E. Durham, and S.G. Buccino. *Physical Review C*, (43):470, 1991.
- [In54] D.R. Inglis. *Physical Review*, (96):1059, 1954.
- [In56] D.R. Inglis. *Physical Review*, page 1796, 1956.
- [Kn88] C.N. Knott. PhD thesis, University of Pittsburgh, 1988.

- [Kr79] A.J. Kreiner and M.A.J. Mariscotti. *Phys. Rev. Lett.*, (43):1150, 1979.
- [Kp79] H.J. Krappe, J.R. Nix, and A.J. Sierk. *Physical Review C*, (20):992, 1979.
- [Le78] C.M. Lederer and V.S. Shirley. *Table of isotopes*. Wiley, New York, 1978.
- [Le79] M. A. Lee and C.W. Reich. *Nuclear Data Sheets*, (27):155, 1979.
- [Ma55] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen. *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*. John Wiley & Sons, Inc., 1955.
- [Mo81] P. Moller and J.R. Nix. *Nucl. Phys.*, (361):117, 1981.
- [Mu94] J. Mukai, A. Odahara, H. Tamura, S. Suematsua, S. Mitarai, T. Kuroyanagi, D. Jerrestam, J. Nyberg, G. Sleten, A. Atac, S.E. Arnell, H. A. Roth, and G. Skeppstedta. *Nucl. Phxjs.*, (568):202, 1994.
- [Na85] W. Nazarewicz, J. Dudek, R. Bengtsson, T. Bengtsson, and I. Ragnarsson. *Nucl. Phys.*, (A435):397, 1985.
- [Ni55] S.G. Nilsson. *Mat Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, (29):16, 1955.
- [Ne77] J.O. Newton, I.Y. Lee, R.S. Simon, M.M. Aleonard, Y. El Masri, F.S. Stephens, and R.M. Diamond, *prl*, (38):810, 1977.
- [Ab82] S. Aberg. *Physica Scripta*, 25:23, 1982.
- [Sa83] J.X. Saladin. *IEEE*, (NS-30):420, 1983.
- [Sc90] R. Schwengner, J. Doring, L. Funke, G. Winter, A. Johnson, and W. Nazarewicz. *Nucl. Phys.*, (509):550, 1990.
- [Sy93] G.N. Sylvan, J.E. Purcell, J. Doring, J.W. Holcomb, G.D. Johns, T.D. Johnson, M.A. Riley, P.C Womble, V.A. Wood, and S.L. Tabor. *Physical Review C*, (48):2252, 1993.
- [Se91] P.B. Semmes and I. Ragnarsson. In J.X. Saladin, R.A. Sorensen, and C.M. Vincent, editors, *Proceedings of the International Conference on High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei*. World Scientific, 1991.

- [So90] R.A. Sorensen C. Baktash, J.X. Saladin and CM. Vincent. In *International Conference on High Spin Physics and Gammasoft Nuclei*, USA, 1990. University of Pittsburgh and Carnegie Mellon University.
- [St65] V.M. Strutinsky. *Nucl. Phys.*, (183):257, 1965.
- [Sz83] Zdzislaw Szymansky. *Fast Nuclear Rotation*. Oxford University Press, 1983.
- [Ta93] S.L. Tabor, M.A. Riley, J. Döring, P.D. Cottle, R. Books, T. Glasmacher, J.W. Holcomb, J. Hutchins, G.D. Johns, T.D. Johnson, T. Petters, O. Tekyi-Mensah, P.C. Womble, L. Wright, and J.X. Saladin. *Nuclear instruments and Methods in Physics Research*, (B79):821, 1993.
- [Vo83] M.J.A. Voigt, J. Dudek, and Z. Szymanski. *Rev. Mod. Phys.*, (55):948, 1983.
- [Wo93] P.C. Womble, J. Döring, T. Glasmacher, J.W. Holcomb, G.D. Johns, T.D. Johnson, T.J. Petters, M.A. Riley, V.A. Wood, S.L. Tabor, and P. Semmes. *Physical Review C*, (47):2546, 1993.
- [We35] C.F. Weizäcker. *Zeitschrift für Physik*, (96):431, 1935.
- [Wi89] D.F. Winchell, M.S. Kaplan, J.X. Saladin, H. Takai, J.J. Kolata, and J. Dudek. *Physical Review C*, (40):2672, 1989.
- [Wi90] D.F. Winchell. PhD thesis, University of Pittsburgh, 1990.
- [Wi90a] D.F. Winchell, J.X. Saladin, M.S. Kaplan, and H. Takai. *Physical Review*, (41):1264, 1990.
- [Wi97] D.F. Winchell, L. Wehner, J.X. Saladin, M.S. Kaplan, E. Landulfo, and A. Aprahamian. *Physical Review C*, (C55):111, 1997.



Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

*Cidade Universitária • "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
Travessa R n° 400 • Caixa Postal 11049 - Pinheiros
Telefona (PABX) 818-9000 • End. Telegráfico IPENUCLEAR
Telax (11) 83S92 • IPEN - BR Fax: (011) 212-354\$
SAO PAULO • Braal*