[Handwritten signatures and initials in the top left corner]
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

**ESTUDO DE BANDAS ROTACIONAIS EM ^{136}Pr
ATRAVÉS DO MÉTODO DE ESPECTROSCOPIA γ EM LINHA**

Luiz Guilherme Regis Emediato

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

Orientador:

Prof^aDr^a Ewa Wanda Cybulska

Defesa: 09/03

SBI-IFUSP

305M810T1632

SÃO PAULO

1990

539.74

E53e

M

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Emediato, Luiz Guilherme Regis
Estudo de bandas rotacionais em ^{136}Pr através do
método de espectroscopia γ em linha. São Paulo,
1990.

Dissertação (mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração. Física Nuclear.
Orientador: Profª Drª Ewa Wanda Cybulska

Unitermos: 1.Estrutura nuclear; 2. ^{136}Pr ; 3.Medidas
de coincidência γ - γ -t e distribuições angulares;
4.Espectroscopia γ ; 5.Reação de fusão-evaporação ^{126}Te
($^{14}\text{N},4n$) ^{136}Pr e $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3n)^{136}\text{Pr}$; 6.Núcleo impar-im-
par; 7.Função de excitação; 8.Modelo de "Cranking".

Em memória de Elisa Regis Netto

Aos meus pais e à Li

"Nil sapientiae odiosius acumine nimio"

Lucius Annaeus Seneca

AGRADECIMENTOS

à professora Ewa Cybulska, pela orientação, respeito e dedicação durante a realização deste trabalho, o meu sincero agradecimento; pelo exemplo de perseverança na introdução de uma linha de pesquisa complexa mas com muito êxito, o meu profundo respeito

aos professores e colegas do grupo- γ , Wayne Seale, Roberto Ribas, Rao, Medina, Suzana, José Roberto e Márcia, pela amizade e colaboração, e pelas brilhantes idéias e discussões

ao professor Oscar Sala, pelo apoio na disposição do pessoal e oficinas do laboratório e pela utilização do Acelerador Pelletron e equipamentos

ao professor Celso Lima pelas discussões teóricas

aos professores e colegas dos outros grupos de pesquisa, que sempre demonstraram amizade e cooperação

à professora Ewa, à Marcia, ao José Roberto e ao Renato pela ajuda indispensável na edição desta tese

ao Carlos e ao João pela confecção dos desenhos

à FAPESP e à CAPES pela apoio financeiro

a todos os funcionários do Laboratório Pelletron que colaboraram para o êxito deste trabalho

RESUMO

Utilizando técnicas de espectroscopia- γ em linha e reações do tipo $(HI, xny\gamma)$ que populam estados de alto spin, estudou-se a estrutura do núcleo duplamente ímpar ^{136}Pr através das reações $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$. Foram realizadas medidas de funções de excitação em quatro energias, e coincidências $\gamma - \gamma - t$ e distribuições angulares em 69MeV e 56MeV , respectivamente, utilizando detectores HPGe de alta resolução (2keV) e alvos de isótopos enriquecidos de ^{123}Sb (99%) e ^{126}Te (94%) com espessuras de aproximadamente $9\text{mg}/\text{cm}^2$. O esquema de níveis de energia do ^{136}Pr evidencia duas bandas rotacionais que populam um estado isomérico com meia-vida de $92\eta\text{s}$. A banda Yrast é caracterizada por um "staggering" em seus níveis de energia, com transições $M1$ intensas e $E2$ fracas, baseada na configuração $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$, de acordo com a sistemática da região de massa $A = 130$, mostrando um pequeno "energy splitting" de 40keV . Na banda secundária pressupõe-se a configuração $\pi(d_{5/2})_{3/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{11/2}$. Os resultados experimentais foram interpretados com base no "Cranked Shell Model" que predizem deformações γ pequenas e negativas na região dos La e Pr .

ABSTRACT

The structure of the doubly odd nucleus ^{136}Pr has been studied using techniques of on-line γ -spectroscopy with the reactions $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ and $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ populating high spin states. The excitation functions were measured at four energies, and γ - γ - t coincidences and angular distributions at 69MeV and 56MeV , respectively, using high resolution HPGe detectors (2keV) and targets of enriched isotopes of ^{123}Sb (99%) and ^{126}Te (94%) with thicknesses of approximately $9\text{mg}/\text{cm}^2$. The energy level scheme of ^{136}Pr shows two rotational bands which populate one isomeric state with a half-life of 92ns . The Yrast band is characterized by the staggering in energy levels with intense $M1$ transitions and weak $E2$ transitions, based on a configuration $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$ in agreement with the systematics of the mass region $A = 130$. There is a small energy splitting of 40keV . For the secondary band a configuration $\pi(d_{5/2})_{3/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{11/2}$ is possible. Experimental results were interpreted within the framework of the Cranked Shell Model which predicts small negative γ deformations in the La and Pr region.

ÍNDICE

RESUMO	i
ABSTRACT	ii
CONTEÚDO	iii
II. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	2
II.1. Hamiltoniana de "Cranking"	2
II.2. Correlações de Emparelhamento	6
II.3. Transformação dos Dados Experimentais para o Sistema Intrínseco	10
III. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	13
III.1. O Acelerador Pelletron	13
III.2. A Duoplasmatron	16
III.3. Descrição Experimental	20
III.3.1. Considerações Preliminares	20
III.3.2. Eletrônica	24
III.3.3. Sistema de Aquisição de Dados	27
III.4. Medidas Realizadas	28
III.4.1. Decaimento do ^{136}Pr	28
III.4.2. Método das Reações Cruzadas	29
III.4.3. Funções de Excitação e Distribuições Angulares	29
III.4.4. Coincidências $\gamma\gamma t$	30
III.4.5. Medida do Decaimento do Estado Isomérico	35
IV. ANÁLISE DE DADOS	39
IV.1. Redução de Dados	39
IV.2. O Esquema de Níveis do ^{136}Pr	48
IV.3. O Estado Isomérico	50

V. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E TEÓRICOS	52
V.1. O Esquema de Níveis do ^{136}Pr	52
V.2. Razões de Probabilidades de Transições Reduzidas	57
V.3. Routhianos e Alinhamentos Experimentais e Teóricos	59
VI. DISCUSSÃO	70
VI.1. Comparação com outros Trabalhos	70
VI.2. Sistemática da Região de Massa na Vizinhança do ^{136}Pr	71
VI.3. Comparação entre os Resultados Experimentais e Teóricos	71
VII. CONCLUSÃO	75
REFERÊNCIAS	76

I. INTRODUÇÃO

Nos últimos anos surgiu um grande interesse nos núcleos transicionais deficientes em nêutrons na região de massa $A = 130$. Tais núcleos são caracterizados pelo próton de valência situado no início da camada $h_{11/2}$ e o nêutron na parte superior da mesma camada, exercendo forças polarizadoras de tendências opostas. O nêutron tende a produzir formas triaxiais enquanto que o próton mostra tendência à axialidade. Este fenômeno é particularmente interessante nos núcleos ímpar-ímpar onde ocorre competição entre essas duas influências polarizadoras. Experimentalmente, pode-se observar este efeito nas bandas rotacionais em forma de um deslocamento energético entre os estados de spins pares e ímpares [Riz89,Oli89a,b].

Dentro do contexto de um estudo sistemático dos núcleos ímpar-ímpar na região de $A = 130$, o presente trabalho tem por objetivo o estudo dos estados de alto spin em ^{136}Pr usando reações do tipo fusão-evaporação. Na época em que este projeto foi iniciado, não havia nenhum trabalho nesta região de massa nos núcleos ímpar-ímpar.

No capítulo II é apresentado um resumo do modelo "Cranking" com ênfase no "Cranked Shell Model" triaxial [Ben83]. O capítulo III trata dos procedimentos experimentais, descrição do equipamento e medidas efetuadas. A análise de dados é mostrada no capítulo IV e a comparação entre os resultados experimentais e teóricos é feita no capítulo V. No capítulo VI é feita uma discussão crítica dos resultados e no capítulo VII são apresentadas as conclusões.

II. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

A argumentação teórica deste trabalho para a interpretação dos resultados experimentais baseia-se no modelo "Cranked Shell". Este modelo descreve o movimento de uma partícula-independente num núcleo com campo de deformação estática, com interação de emparelhamento, em rotação. Neste sistema surgem forças centrífugas e de Coriolis que afetam diretamente a forma e a correlação de pares, que ocorrem na periferia no núcleo, próximo ao nível de Fermi.

A aplicabilidade deste modelo baseia-se, portanto, na estabilidade destas correlações em sistemas de rotação rápida, ou seja, nos níveis de energia de spins elevados.

II.1. Hamiltoniana de "Cranking"

O CSM é uma combinação de formalismos que descrevem bandas rotacionais e configurações de partícula-única que são os dois tipos de estrutura mais importantes na vizinhança da linha de Yrast para spins altos.

Utilizando um sistema de coordenadas fixo no corpo, por simplificação matemática com simetria axial e orientação fixa em relação ao potencial nuclear deformado, este rodará com uma frequência ω em relação ao sistema de coordenadas fixas no laboratório.

A transformação das coordenadas de uma partícula, que gira ao redor de um potencial deformado $V(x, y, z, t)$, para o seu sistema intrínseco, é efetuada de modo que o eixo x' , perpendicular ao eixo de simetria, coincida com o eixo x do sistema de laboratório. O vetor rotacional $\vec{\omega}$ torna explícitas as forças centrífuga e de Coriolis, expressas em coordenadas esféricas. A hamiltoniana resultante é, portanto, expressa nas coordenadas de rotação:

$$H_{\omega}(x'_i; p'_i) = H_0(x'_i; p'_i) - \omega J'_x \quad , \quad (II.1)$$

que é denominada Hamiltoniana de "Cranking", onde J'_x representa a projeção do operador de momento angular no eixo de rotação x , que neste caso é uma rotação perpendicular ao eixo de simetria. Esta mudança de coordenada elimina, portanto, a dependência

temporal no potencial médio em H_0 , que é a hamiltoniana de partícula-única do sistema sem rotação.

A descrição quântica deste modelo parte da equação de Schrödinger dependente do tempo, tal que H depende explicitamente do tempo através do potencial deformado $V(r, \theta, \phi, t)$, no sistema de laboratório:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad , \quad (II.2)$$

onde a função de onda ψ e a Hamiltoniana H podem ser expressas em termos de coordenadas fixas no corpo, ou seja:

$$\psi = R(\omega t)\psi' \quad , \quad (II.3)$$

onde $R(\omega t)$ é o operador de rotação que faz a transformação das coordenadas para o sistema intrínseco:

$$R(\omega t) = e^{-\frac{i}{\hbar} \omega t J'_x} \quad . \quad (II.4)$$

Assim, a Hamiltoniana de partícula-única sem rotação H_0 pode ser transformada para o sistema em rotação nas coordenadas intrínsecas através da transformação:

$$H = R(\omega t)H_0R(\omega t)^{-1} \quad , \quad (II.5)$$

o que resulta na Hamiltoniana de "Cranking" [Ben83,Riz89], similar à dedução clássica (II.1) indicada acima, ou seja:

$$H_\omega = H_0 - \omega J'_x \quad , \quad (II.6)$$

considerando uma rotação perpendicular ao eixo de simetria, que é uma descrição bastante boa dos espectros rotacionais, para núcleos que apresentam um grau de coletividade.

Neste caso a rotação leva a uma mistura de estados de partícula-única, por que J_x é um operador que não possui um bom número quântico. Assim, as funções de onda de partícula-única ψ , no sistema de rotação, não são autofunções de J_x .

Para solucionar este problema vamos considerar duas simetrias que se conservam, permitindo dividir os estados de partícula-única em dois grupos de simetria que não produzem mistura.

A paridade π é um número quântico que se conserva, podendo-se, portanto, escrever a forma do potencial numa expansão de multipolos pares.

A "signature" α está relacionada com as propriedades de um estado nucleônico ψ_α que deve ser invariante por uma rotação de 180° em relação ao eixo de rotação, ou seja:

$$R_x(\pi)\psi_\alpha = r\psi_\alpha \quad , \quad (II.7)$$

onde r são os autovalores de R_x . Sendo o operador de rotação igual a:

$$R_x(\pi) = e^{-i\pi J_x} \quad , \quad (II.8)$$

a equação (II.7) se torna a seguinte equação de autovalores:

$$R_x(\pi)\psi_\alpha = e^{-i\pi J_x}\psi_\alpha \quad , \quad (II.9)$$

cujos autovalores são:

$$r = e^{-i\pi\alpha} \quad , \quad (II.10)$$

e os possíveis valores que r poderá assumir são:

$$r = \begin{cases} -i, & \text{se } \alpha = 1/2 \\ i, & \text{se } \alpha = -1/2 \end{cases} \quad . \quad (II.11)$$

Como a "signature" pode ter, para um estado de partícula-única, os valores $\pm 1/2$, estes estados serão degenerados somente para $\omega = 0$. Quando o sistema passa a ter uma rotação diferente de zero esta degenerescência é quebrada e os níveis de energia se separam de acordo com cada valor distinto de α cujo processo é denominado "signature splitting", e cuja componente de energia mais baixa é denominada "favorecida".

A componente favorecida da "signature" é dada pela relação $j = \alpha + 2n$ onde j é o momento angular da partícula e $n = 0, 1, 2, \dots$.

Para um sistema nuclear em que há duas partículas desemparelhadas, como é o caso de núcleos ímpar-ímpar, há uma degenerescência de ordem quatro, para prótons e nêutrons, ou seja:

$$\alpha = \begin{cases} \pm 1, & \text{se } \alpha_p = \pm 1/2 \text{ e } \alpha_n = \pm 1/2 \\ 0, & \text{se } \alpha_p = \pm 1/2 \text{ e } \alpha_n = \mp 1/2 \end{cases}, \quad (II.12)$$

que será quebrada pela rotação ω . Os valores de $\alpha = \pm 1$ são relativos aos spins ímpares $I = 1, 3, 5, \dots$, e $\alpha = 0$ aos spins pares $I = 0, 2, 4, \dots$, pois para uma banda rotacional com determinada "signature":

$$I = \alpha \bmod(2) \quad (II.13)$$

Voltando ao problema de solucionar a hamiltoniana H_ω , os seus autovalores serão:

$$e'_\mu = \langle \mu | H_\omega | \mu \rangle = \langle \mu | H_0 | \mu \rangle - \omega \langle \mu | J_x | \mu \rangle, \quad (II.14)$$

assim,

$$\frac{\partial e'_\mu}{\partial \omega} = - \langle \mu | J_x | \mu \rangle, \quad (II.15)$$

ou seja, a inclinação dos Routhianos de partícula-única é igual ao valor esperado do operador J_x com sinal invertido (alinhamento da partícula). Para N núcleons o momento angular total ao longo do eixo de rotação é dado por:

$$I_x = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | J_x | \mu \rangle, \quad (II.16)$$

onde μ percorre todos os níveis ocupados que são os N routhianos mais baixos na configuração de Yrast. O Routhiano total é dado por:

$$E' = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_\omega | \mu \rangle = \sum_{\mu=1}^N e'_\mu, \quad (II.17)$$

e a energia total no sistema de laboratório será:

$$E = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_0 | \mu \rangle = E' + \omega I_x. \quad (II.18)$$

II.2. Correlações de Emparelhamento

A interação de dois corpos, no sistema em rotação, passa a ter influência significativa, pois verifica-se uma forte modificação no esquema de níveis dos núcleons próximos ao nível de Fermi, o que implica em definir uma nova hamiltoniana expressa em operadores de criação e aniquilação de partícula, acrescida do termo de dois corpos. Tal acréscimo não destrói, contudo, as simetrias de paridade e "signature".

Assim, reescrevemos o hamiltoniano de "Cranking":

$$H_\omega = \sum_{i,j} \left[\langle i|H_0|j \rangle a_i^\dagger a_j - \omega \langle i|J_x|j \rangle a_i^\dagger a_j \right] - \sum_{i>,j>} G a_i^\dagger a_i^\dagger a_j a_j, \quad (II.19)$$

onde o termo de dois corpos é denominado hamiltoniana de emparelhamento com intensidade G , em que duas partículas dos estados j e $\bar{j}$ são aniquiladas e criadas em i e $\bar{i}$, tal que $\bar{i}$ e $\bar{j}$ representam estados com conjugação temporal em relação a i e j , e a soma indicada com o índice $i>$ percorre metade dos estados com reversão temporal, energeticamente degenerados; J_x é o termo de "Cranking", e H_0 é a hamiltoniana de partícula-única de Nilsson, sem rotação, definida como:

$$H_0 = \hbar\omega_0 \left\{ \frac{1}{2}(-\nabla'^2 + r'^2) - \beta r_0^2 [\cos\gamma Y_2^0 - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}}(Y_2^2 + Y_2^{-2})] - \kappa(2(\vec{l} \cdot \vec{s}) + \mu(l^2 - \langle l^2 \rangle)) \right\}, \quad (II.20)$$

onde β é parâmetro de deformação quadrupolar; ∇'^2 é o Laplaciano em coordenadas esféricas; γ define o grau de triaxialidade do núcleo; κ e μ são parâmetros de Nilsson de intensidade dos acoplamentos spin-órbita e órbita-órbita, e $Y_2^{-2,2}$ são os harmônicos esféricos de ordem par.

Para simplificar a equação (II.19) podemos utilizar a seguinte notação:

$$p_i^\dagger = \sum_{i>0} a_i^\dagger a_i^\dagger$$

$$p_i = \sum_{i>0} a_i a_i$$
(II.21)

Assim, redefinimos a hamiltoniana de emparelhamento como:

$$H_{emp} = -GP^\dagger P \quad , \quad (II.22)$$

e dos seus valores médios $\langle P^\dagger \rangle = \langle P \rangle$:

$$H_{emp} = -G \langle P \rangle \frac{(P^\dagger + P)}{2} \quad , \quad (II.23)$$

pois, $P^\dagger P \approx \langle P \rangle (P^\dagger + P)/2$ e $G \langle P \rangle$ é definido como o "gap" de emparelhamento Δ .

Substituindo estes resultados na hamiltoniana (19), teremos:

$$H = \sum_{i,j} [(\langle i|H_0|j \rangle - \lambda\delta_{ij})a_i^\dagger a_j - \omega \langle i|J_x|j \rangle a_i^\dagger a_j] - \sum_{i>} \Delta \frac{(a_i^\dagger a_i^\dagger + a_i a_i)}{2} \quad , \quad (II.24)$$

na qual o termo multiplicador de Lagrange $-\lambda\delta_{ij}$ recupera o valor médio de N , pois, o número de partículas não é conservado; a soma com o índice $i>$ indica que serão somados metade dos estados, com reversão temporal e energeticamente degenerados.

Considerando, também, os estados de buraco (estados com reversão temporal), a hamiltoniana de partícula-única é escrita na forma matricial:

$$H = \begin{pmatrix} \langle i|H_0|j \rangle - \lambda\delta_{ij} - \omega \langle i|J_x|j \rangle & \Delta \langle i|P^\dagger + P|j \rangle \delta_{ij} \\ \Delta \langle i|P^\dagger + P|j \rangle \delta_{ij} & - \langle i|H_0|j \rangle + \lambda\delta_{ij} + \omega \langle i|J_x|j \rangle \end{pmatrix} \quad , \quad (II.25)$$

que é denominada Hamiltoniana "Cranked" Hartree-Fock-Bogolyubov (CHFHB). A solução desta hamiltoniana é obtida através da diagonalização sobre autovetores $\alpha_i^\dagger$, que são combinações lineares de estados de partícula e de buraco que definem os estados de quasipartículas, conservando também as simetrias de paridade e "signature", expressos na forma:

$$\alpha_i^\dagger = \sum_{\mu} U_{\mu}^i a_{\mu}^\dagger + V_{\mu}^i a_{\mu} \quad . \quad (II.26)$$

Portanto, chega-se a seguinte equação de autovalores:

$$H \begin{pmatrix} U_{\mu i} \\ V_{\mu i} \end{pmatrix} = e'_{\mu} \begin{pmatrix} U_{\mu i} \\ V_{\mu i} \end{pmatrix} , \quad (II.27)$$

onde, $U_{\mu i}$ e $V_{\mu i}$ descrevem as amplitudes de partícula e buraco respectivamente, e o autovalor e'_{μ} é a energia de quasipartícula do estado μ no sistema intrínseco.

Dois níveis de quasipartícula e'_{μ} de mesma "signature" α , em função da frequência angular ω , interagem próximos à superfície de Fermi. No diagrama da *figura II.1* o vácuo é dado para $e' < 0$ (superfície de Fermi) sendo e' a energia de excitação dos estados. O cruzamento entre os níveis só é permitido se pelo menos um deles fôr desocupado (princípio de exclusão), assim um nível ocupado interage com outro não ocupado (a e c em ω_2) o que caracteriza a mudança de alinhamento i_x da partícula, denominando um "pseudo-cruzamento". Isto é observado experimentalmente pelo "backbending" em bandas rotacionais. No caso em que estes níveis estão preenchidos, este cruzamento é bloqueado ($-b$ e a para ω_1) e não se observa experimentalmente alteração do alinhamento da partícula.

proton $\beta=.17$ $\Delta=.16$ $\lambda=5.58$ $\gamma=-15^\circ$

figura II.1 - Níveis de quasipartícula para a camada $h_{11/2}$ em função da frequência de rotação, a e $c \rightarrow \alpha = -1/2$, b e $d \rightarrow \alpha = +1/2$.

II.3. Transformação dos Dados Experimentais para o Sistema Intrínseco

Para a avaliação do modelo descrito acima, é necessário extrair as informações do esquema de níveis experimental relativas às grandezas definidas no modelo.

A relação entre as energias de excitação no sistema de laboratório E_x e intrínseco E' será:

$$E'(\omega) = E_x(\omega) - \omega I_x \quad , \quad (II.28)$$

em que a velocidade de rotação é a variação da energia E' pela variação do momento angular total:

$$\hbar\omega = -\frac{dE}{dI_x} \quad , \quad (II.29)$$

ou seja, para um transição de um estado inicial (i) para um estado final (f), que possuem um mesmo número quântico α , a relação acima será:

$$\hbar\omega(I_a) = \frac{(E_i - E_f)}{I_x(I_i) - I_x(I_f)} \quad , \quad (II.30)$$

Assim, a energia total no sistema intrínseco é dada por:

$$E'(I_m) = 0.5(E_i + E_f) - \omega(I_m)I_x(I_m) \quad , \quad (II.31)$$

onde, $I_m = (I_i + I_f)/2$ que é o spin médio para um estado de energia média entre E_i e E_f . A projeção do momento angular total sobre o eixo de rotação, para valores de alto spin, pode ser aproximada pela relação quadrática:

$$I_x(I) = [(I + 1/2)^2 - K^2]^{1/2} \quad , \quad (II.32)$$

onde K é a projeção do spin total no eixo de simetria, e sua escolha é baseada na regra de Gallagher-Moszkowski [Gal58] que assume um alinhamento paralelo entre os spins de próton(p) e nêutron (n), definida como:

$$K = \begin{cases} \Omega_p + \Omega_n & \text{se } \Omega_p = \Lambda_p \pm \frac{1}{2} \text{ e } \Omega_n = \Lambda_n \pm \frac{1}{2} \\ |\Omega_p - \Omega_n| & \text{se } \Omega_p = \Lambda_p \pm \frac{1}{2} \text{ e } \Omega_n = \Lambda_n \mp \frac{1}{2} \end{cases} \quad . \quad (II.33)$$

onde, Λ é a projeção assintótica do momento angular l sobre o eixo z' no modelo de Nilsson. O routhiano total compõe-se das contribuições das duas partículas para uma dada configuração, no caso de um núcleo ímpar-ímpar, e do caroço, associada a banda de Yrast. Assim, para avaliarmos os routhianos de quasipartícula em função da frequência de rotação devemos subtrair a contribuição coletiva E'_g da energia total no sistema intrínseco E' .

Como:

$$E'_g(\omega) = - \int I_{x,g}(\omega) d\omega \quad , \quad (II.34)$$

onde:

$$I_{x,g}(\omega) = \omega \mathfrak{I}_0 + \omega^3 \mathfrak{I}_1 \quad , \quad (II.35)$$

que é uma expansão dos estados em potências de ω , tal que $\mathfrak{I}_0$ corresponde ao momento de inércia para o rotor rígido, e $\mathfrak{I}_1$ é uma correção de ordem mais alta devido a rotação, denominados parâmetros de Harris [Har65]. No caso, de um núcleo ímpar-ímpar, esses parâmetros são ajustados baseados nas informações extraídas do esquema de níveis.

Portanto, substituindo (II.35) em (II.34), teremos:

$$E'_g(\omega) = -\frac{\omega^2}{2} \mathfrak{I}_0 - \frac{\omega^4}{4} \mathfrak{I}_1 + \frac{\hbar^2}{8\mathfrak{I}_0} \quad , \quad (II.36)$$

de modo que a constante de integração é dada pela condição de contorno $E'_g = 0$ para $I = 0$, ou seja, a energia de excitação será zero no estado fundamental. Finalmente, podemos escrever a energia de excitação de quasipartícula no sistema em rotação por:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad , \quad (II.37)$$

e o alinhamento, dados pelas seguintes relações:

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_{x,g}(\omega) \quad , \quad (II.38)$$

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - (\omega \mathfrak{I}_0 + \omega^3 \mathfrak{I}_1) \quad , \quad (II.39)$$

tal que $I_{x,g}$ é definido em (II.35).

O cálculo do routhiano total E' é baseado no modelo fenomenológico de Frauendorf e May [Fra83]:

$$E' = \frac{1}{2} V_{p0} \cos 3\gamma - \frac{1}{2} \omega^2 \mathfrak{F} + \sum e'_p + \sum e'_n \quad , \quad (II.40)$$

tal que $\mathfrak{F}$ definido como:

$$\mathfrak{F} = \left(\mathfrak{F}_0 + \frac{1}{2} \omega^2 \mathfrak{F}_1 \right) \frac{4}{3} \cos^2 (\gamma + 30^\circ) \quad . \quad (II.41)$$

onde $\mathfrak{F}_0$ e $\mathfrak{F}_1$ são os parâmetros de Harris, V_{p0} é a diferença de energia potencial de interação prolato-oblató e e'_p e e'_n correspondem aos routhianos de quasipartícula para próton e nêutron, respectivamente.

III. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Para estudar o núcleo de ^{136}Pr foram utilizadas as reações de $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ em que foram medidas as funções de excitação, distribuições angulares e coincidências $\gamma - \gamma - t$.

O equipamento experimental utilizado constitui-se essencialmente do acelerador pelletron 8-UD que incorpora a fonte de íons, câmaras de espalhamento e alvos, detectores para radiação gama de HPGe (Hiper-Pure Germanium) e NaI, mais o sistema de aquisição de dados que engloba a eletrônica, "hardware" e "software".

III.1. O Acelerador Pelletron

O acelerador eletrostático Pelletron é constituído por um *tandem* 8-UD desenvolvido para produzir e acelerar feixes de íons leves e pesados de energia da ordem de até 4MeV/nucleon [Sal74]. Utiliza os seguintes sistemas externos de fonte de íons: sistema de troca de carga, para produzir feixes negativos de elementos leves como 4He^- e 3He^- , e sistema de extração direta para a produção de íons de uma variedade de elementos através de duas técnicas distintas: a SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) usada para a extração de feixes negativos utilizando materiais sólidos ou gases, através da técnica de "sputtering" de Césio, para produzir íons de C , B , Cl e Si , e a *Duoplasmatron* que opera através de extração de íons pela formação de um plasma por efeito termoiônico produzindo feixes do tipo O^- , N^- , D^- , NH^- , HS^- , OH^- , e H^- .

O feixe, ao ser extraído da fonte de íons, sofre uma pré-aceleração de 80keV no tubo pré-acelerador, sendo defletido na direção vertical por um eletroímã ME-20 de deflexão 90° , selecionador de massas (*figura III.1*). A energia de injeção deve ser comparável ao ganho de energia nos primeiros eletrodos do tubo-acelerador para otimizar a transmissão do feixe. O feixe negativo é, assim, injetado no tubo-acelerador, no interior do *tandem*, em direção a um terminal carregado positivamente com 8MV . A carga do terminal é produzida por ação indutiva sobre uma corrente de cilindros metálicos

pellets isolados por tarugos de nylon alternadamente. Os *pellets* são impulsionados por uma polia através de um motor, e uma fonte de alta tensão polariza negativamente um indutor localizado na proximidade da corrente de *pellets*. Ao passar por ele, o *pellet* adquire carga positiva que é depositada sobre uma polia superior que está em contato elétrico como o terminal. Neste primeiro estágio da máquina, a tensão acumulada está distribuída uniformemente nas primeiras 8U do tubo acelerador por meio de agulhas de corona. O feixe é acelerado até o terminal incidindo sobre um trocador de carga (*stripper*) constituído de finas folhas de carbono. Os elétrons do íon são arrancados, portanto, com uma eficiência que depende da espessura da folha de carbono, e da natureza e da energia cinética do íon. Após a troca de carga o íon positivo sofre uma nova aceleração em direção a saída da máquina, devido a repulsão do campo elétrico intenso gerado pela carga eletrostática distribuída pelas outras 8U, com uma energia que é função do seu estado de carga.

A transmissão de carga se faz através de agulhas metálicas, presas em discos finos de titânio soldados com alumínio, em forno à vácuo sob alta pressão, aos cilindros de alumina que constituem o tubo-acelerador de alto vácuo. A coluna do gerador do tubo-acelerador é formada pelo empilhamento vertical de postes isolantes construídos para sustentar anéis de alumínio que definem as equipotenciais e blindam o tubo-acelerador. A divisão do potencial é feita, também, através de agulhas de corona para uniformizar o campo.

A medida da tensão terminal do acelerador é feita por um voltímetro gerador através de um arco de tensão entre a carcaça do terminal e uma agulha de corona projetada no interior do *tandem* na altura do terminal. A estabilidade energética da máquina é proporcionada por uma atmosfera de gás SF_6 , no interior do tanque, ótimo isolante elétrico e condutor térmico.

figura III.1 - Desenho esquemático do Acelerador Pelletron 8-UD do Departamento de Física Nuclear - IFUSP.

O eletroímã analisador ME-200 de 90° seleciona os estados de carga do feixe e o deflete de acordo com a relação $M \times E/Z^2 = 200$; muda a trajetória vertical para horizontal de acordo com os parâmetros ajustados; controla e estabelece a resolução em energia do feixe que depende da massa do íon analisado, da constante característica k de geometria do elemento, e da medida do campo magnético H através da medida da frequência por um fluxômetro de ressonância nuclear magnética. O feixe é focalizado nas fendas de entrada do ME-200 (ponto objeto) e o controle de energia é feito por um sistema de fendas na sua saída (ponto imagem).

A frequência de ressonância nuclear magnética NMR é medida através de um "probe" de água leve colocado no entreferro do ímã próximo à trajetória das partículas, sob a ação do mesmo campo que deflete o feixe, proporcional ao campo magnético H . No instante da ressonância aparece uma queda na intensidade no sinal de RF, estabelecendo a medida da frequência com precisão [Rot75].

O controle da transmissão do feixe através do acelerador é feito por lentes eletromagnéticas, quadrupolos elétricos e magnéticos, que estabelecem a focalização do feixe. A deflexão angular e deslocamento do feixe é feita por defletores magnéticos, e um ímã seletor desvia o feixe analisado para uma das seis canalizações onde se localizam as câmaras de espalhamento.

O sistema opera em condições de pressão de alto-vácuo nas canalizações através de bombas iônicas de $1.0 \times 10^{-8} Torr$. As câmaras de espalhamento são acopladas a bombas mecânicas de pré-vácuo e a equalização das pressões é efetuada através de uma bomba turbo de $1.0 \times 10^{-5} Torr$ interconectada entre a canalização e a câmara.

III.2. A Duoplasmatron

Dentre as várias técnicas existentes para extração de íons, tais como troca de carga, "sputtering" de cézio, etc., a *duoplasmatron* constitui uma técnica eficiente para a extração de íons de elementos gasosos do tipo H^- , O^- , N^- , OH^- , D^- , NH^- e HS^- .

A *duoplasmatron* é constituída por um catodo, constituído de um filamento composto por uma liga de Cr e Ni recoberto por uma tinta de Ba bom emissor de elétrons,

que ioniza termoionicamente um gás injetado na região do eletrodo intermediário (*figura III.2*) [Wit63]. A injeção de um contaminante de gás de hidrogênio, a baixa pressão, é necessária para catalizar a formação de um plasma, seguida pela introdução do gás de interesse. O catodo aquecido emite elétrons permanecendo a um potencial negativo em relação ao anodo, que repele os íons positivos.

Uma nuvem eletrônica interagindo com um gás de hidrogênio produz íons do tipo H^- e H^+ , que através de choques sucessivos ocasionam, também, a formação de íons como $2H^+$, o que possibilita a formação de vários tipos de distribuição de íons do gás. Um ímã externo que envolve a carcaça da fonte *duoplasmatron*, faz aumentar o caminho de voo do elétron que orbitará em torno do gás injetado na região do filamento. O elétron é espiralado devido orientação do campo no sentido axial que produz sobre ele uma força centrífuga, o que proporciona choques contra um gás de H_2 dando origem a um plasma. Pode-se produzir, no entanto, feixes positivos e negativos dependendo das polaridades de tensão de anodo e extrator utilizadas, e também, outros tipos de íons de elementos não necessariamente gasosos pela dopagem do filamento.

Um eletrodo intermediário "swichen" serve para uniformizar o campo elétrico dentro da câmara. A tensão de anodo positiva em relação ao "swichen" produz um campo elétrico que orienta os íons negativos que serão extraídos por uma tensão de extrator maior que a do anodo.

Para otimizar o feixe de íons negativos, evitando os elétrons, é feita uma descentragem milimétrica do "swichen" em relação ao anodo, deformando o campo elétrico, o que permite obter maior intensidade de íons negativos provenientes da região periférica do plasma, devido a diferente distribuição dos íons no interior do plasma. Assim, a descentragem entre o eletrodo e o anodo produz uma corrente de elétrons de baixa intensidade, devido a baixa densidade de elétrons nessa região do espaço, otimizando a corrente de íons. Como na região periférica do plasma o elétron orbital de baixa energia tem maior probabilidade de ser capturado pelo elemento do gás, que também orbita na periferia devido a sua massa, a distribuição de intensidade de corrente para o íon produzido é máxima nesta região, o que induz a descentragem do eletrodo intermediário à extração (*figura III.2*).

A presença de contaminantes, produzindo íons como o OH^- , devido a oxidação do filamento, também pode ocorrer pelo mesmo processo, já que o gás deverá ter a mesma velocidade de um elétron periférico para se ionizar.

Dois parâmetros da fonte *duoplasmatron* têm efeito marcante sobre a intensidade de saída do feixe: o espaçamento do eletrodo intermediário do anodo, e a pressão da fonte relacionada diretamente ao fluxo de gás injetado. O aumento do rendimento dos íons de H^- diretamente extraídos é dado pela variação da geometria da fonte [Moa59]. A separação dos íons do feixe, focalizado por lentes Einzel, é feita pelo ímã analisador ME-20 na saída do tubo pré-acelerador.

FONTE DE ÍONS DUOPLASMATRON

- A- CORPO DA FONTE
- B- FILAMENTO NiCr (Ba)(cátodo)
- C- ÍMÃS
- D- FLANGE DO ÂNODO
- E- CERÂMICA
- F- PLASMA
- G- PASTILHA
- H- ORIFÍCIO DE SAÍDA DO FEIXE
- I- ZWISCHEN

EIXO DE ALINHAMENTO

figura III.2 - Desenho esquemático da fonte Duoplasmatron do Acelerador Pelletron.

III.3. Descrição Experimental

III.3.1. Considerações Preliminares

No início deste trabalho não havia informações sobre estados de alto spin do núcleo ^{136}Pr . Somente eram conhecidos os decaimentos por β^+ do ^{136}Pr para o ^{136}Ce , e do ^{136}Nd para ^{136}Pr que popula somente os estados de baixo spin. O spin do estado fundamental do ^{136}Pr é de 2^+ . Portanto, para fazer um estudo de altos spins era necessário boa identificação dos gamas pertencentes ao ^{136}Pr . Para isso, em primeira etapa, usou-se reações cruzadas que populam somente um núcleo residual comum às duas reações, e funções de excitação que têm comportamentos diferentes para canais diferentes. Os cálculos teóricos, código *PACE* [Gav80], indicam quais canais de reação são os mais prováveis. Foram feitos, portanto, os cálculos para $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ (figura III.3) A fim de verificar a viabilidade destas reações. Posteriormente, utilizou-se medidas de coincidências $\gamma - \gamma - t$ para o estudo de alto spin.

Foram utilizadas duas câmaras de espalhamento: a câmara *T*, utilizada para medidas de coincidência, é constituída por um tubo de alumínio em formato "T" com diâmetro de 4cm e espessura de 1.4mm, sendo que em uma de suas extremidades é acoplado, através de um sistema de "O-ring" dinâmico, o suporte para o alvo que é utilizado também para a focalização do feixe. O suporte do alvo é composto por um eixo telescópico que se projeta no interior da câmara com vedação à vácuo e isolado eletricamente, e permite uma variação angular e vertical na posição do alvo, permitindo também a focalização do feixe através de um colimador de tântalo que é deslocado para a posição do alvo. A focalização é feita medindo-se a polaridade do sinal de corrente do feixe, na câmara e no alvo, e este deve ser otimizado para uma máxima corrente positiva na câmara (feixe positivo) e negativa no colimador (elétrons secundários) através dos desviadores magnéticos da canalização. A câmara possui ainda na sua parede interna uma fina folha de tântalo de 0.05mm para evitar a reação com elementos leves, como $^{16}\text{O} + \text{Al}$, que produz espectros muito complexos com energias próximas às energias em estudo, além de produzir muitos neutrons prejudiciais aos detetores de germânio. As

pequenas dimensões da câmara permitem dispor os detetores em maior proximidade do alvo, aumentando o ângulo sólido, por exemplo, nas experiências de coincidências $\gamma - \gamma - t$ de baixa taxa de contagens.

A câmara "cilíndrica", usada nas distribuições angulares, é constituída por um tubo cilíndrico de *Al* com dimensões de 10cm de diâmetro e espessura de 1mm. O alvo é disposto num suporte fixo acoplado na tampa da câmara e isolado eletricamente da mesma. A focalização do feixe é feita observando-se a intensidade do feixe no alvo.

Os alvos utilizados foram confeccionados com isótopos enriquecidos de ^{123}Sb (99%) e ^{126}Te (94%), em pó metálico prensados sobre finos filmes de chumbo (mm), com espessuras de 70mg/cm² e 60mg/cm², nas medidas de funções de excitação para as reações de $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$, respectivamente, presos numa moldura de *Ta*; e 9.5mg/cm² e 9.0mg/cm² para as experiências de coincidência $\gamma - \gamma - t$, respectivamente, que são processos de baixa estatística e requerem alvos de espessuras mais finas para evitar alta taxa de contagem proveniente do fundo Compton.

Foram utilizados dois detetores de germânio hiperpuro *HPGe-GMX* e *HPGe-GEM*, de eficiências 15% e 22% e resoluções de 1.9keV e 2.0keV, respectivamente, utilizados nas medidas de funções de excitação, distribuições angulares e coincidências $\gamma - \gamma - t$. Utilizam colimadores de chumbo e absorvedores de cobre de espessura aproximadamente 2mm, para reduzir a intensidade dos raios-x provenientes do filme de *Pb* que suporta o alvo. Nas experiências de função de excitações e coincidências $\gamma - \gamma - t$, os detetores são dispostos em ângulos de 55° em relação ao sentido de incidência do feixe (figura III.4), para minimizar a competição entre as intensidades das transições gamas com multipolaridades diferentes. Numa das medidas de meia-vida do estado isomérico, um cintilador de *NaI* de alta eficiência e baixa resolução foi utilizado em coincidência com o detetor *HPGe-GMX*, a fim de melhorar a resolução temporal do sistema de coincidências, pois, o *NaI* possui um tempo de subida de pulso menor do que o *HPGe*.

(a)

(b)

figura III.3 - Curvas teóricas das funções de excitação a) $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e b) $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$.

figura III.4 - Esquema experimental para medida de coincidência $\gamma - \gamma - t$ para as reações $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ e $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$.

As medidas das eficiências dos detetores de *HPGe* foram realizadas medindo-se os gamas de energias bem conhecidas das fontes radioativas de ^{152}Eu , ^{182}Tl e ^{133}Ba com intensidades de $\approx 10\mu\text{C}$, colocadas atrás do alvo em relação ao detetor, levando em conta a absorção do substrato de Pb. Quanto a calibração em energia foram utilizadas fontes de ^{152}Eu , ^{133}Ba e ^{60}Co .

Nas experiências de funções de excitação utilizou-se um detetor *Ge(Li)* adicional com resolução de 3.9keV , fixo em 90° , para a monitorização do feixe e dos espectros em relação à mudança de ganho dos amplificadores e do TAC. A monitorização de mudança de ganho nas medidas de coincidências $\gamma - \gamma - t$ e distribuições angulares foi feita utilizando os próprios detetores de *HPGe* através da saída paralela dos *LNG* acoplada a um multicanal.

III.3.2. Eletrônica

Nas medidas de funções de excitação e distribuições angulares, foi utilizada uma eletrônica convencional para aquisição de espectros simples, composta basicamente de um amplificador espectroscópico e um multicanal. A transferência e o armazenamento dos dados é feita por um microcomputador *PC*. O multicanal possui uma interface ligada ao *PC* que transfere e armazena os dados através de um "software" *PLEX* [Rib87], possibilitando a exibição e a manipulação dos espectros.

A eletrônica utilizada nas medidas de coincidências $\gamma - \gamma - t$ compõe-se basicamente de um circuito rápido que é responsável pela correlação temporal entre os pulsos de energia referentes aos gamas coincidentes entre uma par de detetores. É necessário produzir um atraso eletrônico artificial para se estabelecer uma condição de coincidência que seja tecnicamente mensurável.

A condição de coincidência é feita através de uma janela no pico do espectro de tempo do TAC (conversor de tempo em amplitude) que evidência uma estrutura gaussiana com uma resolução em tempo da ordem de 10ns , permitindo discriminar os eventos de coincidência verdadeira dos eventos casuais.

Os eventos são classificados pelo par de energia dos dois gamas coincidentes e pela diferença de tempo eles, gerando vetores triparmétricos que serão armazenados e processados pelo sistema de aquisição de dados *SPM* para análise em linha através da interface de comunicação de I/O com o computador *VAX*.

De acordo com o diagrama de blocos do circuito eletrônico da *figura III.5*, cada detetor dá origem a duas ramificações: uma lenta (pulsos de μs) que mede os pulsos de energia dos gamas, e uma rápida, responsável pela medida da diferença de tempo entre eles. A parte lenta do circuito é composta por um amplificador linear *LA* que envia pulsos de energia para um *ADC* (Conversor Analógico Digital). Esses pulsos são necessariamente modificados por um *LGS* (Formador Linear de Pulso) na entrada do *ADC* que requer pulsos de $0 \rightarrow 5.0V$ de tensão, e $0.5 \rightarrow 5\mu s$ de largura.

A parte "rápida" do circuito é composta por um amplificador rápido *TFA* que gera pulsos com tempo de subida da ordem de μs . Os pulsos de tempo gerados, são discriminados por fração constante no *CFD* (discriminador de fração constante) estabelecendo uma marca de tempo que determina o instante em que o pulso chega. O pulso γ_1 (start) dispara o *TAC* carregando um capacitor que gera uma rampa de tensão no tempo, até o instante em que chega um pulso γ_2 (stop) interrompendo a rampa, estabelecendo a correlação de tempo entre os dois sinais. O detetor de menor eficiência dá o "start" no *TAC* que gera um sinal analógico na saída, cuja altura é proporcional à diferença de tempo entre os dois pulsos lógicos na entrada. Isso garante uma maior velocidade no processo porque há maior número de pulsos interrompendo o circuito. Há, evidentemente, um atraso eletrônico gerado pelo *GDG* (gerador de atrasos) no ramo do γ_2 para definir o pico do espectro de tempo do *TAC* dentro do alcance de tempo estabelecida na rampa do *TAC*. O sinal de saída do *TAC* é convertido por um *ADC*, como parâmetro de tempo do modo evento.

A conversão dos sinais dos *ADC*'s é sincronizada por um "gate" lógico gerado pelo *SPM*, configurado via matriz de fiação. Os parâmetros de energia e tempo formam, portanto, eventos triparmétricos (γ_1, γ_2, t) que serão processados e armazenados.

ELETRÔNICA DE COINCIDÊNCIA γ - γ -t

figura III.5 - Diagrama de blocos do circuito eletrônico de coincidências γ - γ - t.

III.3.3. Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados *SPM* é constituído por um "hardware" composto por uma "memória *SPM*" (FIFO-128kwords) acoplado ao sistema *VAX 11/780* através de uma interface *DR11-W*. O *SPM* utiliza o sistema de aquisição de dados estocástico *SADE* que gerencia o controle de entrada dos dados através de uma matriz lógica, a qual estabelece a dispersão em canais e o tipo de evento modofila ou multicanal. Os pulsos analógicos convertidos nos *ADC's* e tratados pela matriz lógica, são armazenados em dois "buffers" (bancos de memória) da "memória *SPM*" e transferidos para análise através da interface *DR11-W* que faz a comunicação de entrada e saída com o computador. Esta "memória *SPM*" permite fazer a aquisição em modofila (modo evento) ou multicanal, determinando o tamanho em "words" dos "buffers" a serem processados, estabelecendo o modo multicanal e o número de parâmetros do modo evento. O controle global da aquisição e o tratamento automático dos dados em linha é feito por um "software" do *SPM*. O sistema *SPM* opera através da configuração de subprocessos em que podem ser configurados três parâmetros de modo evento e dois multicanais, estabelecidos pelo programa de configuração do *SPM*.

Os subprocessos *SALVACANA*, *SALVAFILA*, *SCAN4* e *PLOX05* para o tratamento em linha e exibição dos dados, entre outros, são gerenciados por um processo principal I/O, e podem ser configurados de acordo com a necessidade experimental. O *SALVACANA* faz o salvamento dos dados de multicanal. O *SALVAFILA* salva os dados brutos em modofila. O *SCAN4* e *PLOX05* são "softwares" que fazem parte do pacote de programas *VAXPAK-ORNL* [Mil86] sendo, o primeiro, responsável pelo tratamento dos eventos modofila que serão histogramados em matrizes biparamétricas e, o segundo, pela exibição desses dados, processados em espectros e matrizes, através de um terminal gráfico cromático (Tektronix 4105A) para análise em linha.

Efetuada o processo de configuração, em que são estabelecidos os parâmetros, os programas, e o tamanho dos dois "buffers" da "memória *SPM*", é necessário estabelecer o modo de "sorting" e de histogramação a serem efetuados pelo subprocesso *SCAN4*, além da criação de áreas de armazenamento de dados em disco. O tratamento dos dados

brutos em matrizes biparamétricas, e/ou espectros de projeção total, é determinado por um programa editado em linguagem *CHIL* [Mil86] definindo a ordem dos parâmetros de modofila, e estabelecendo o modo de sorteio e de histogramação dos dados brutos, inclusive o tamanho dos "bytes" em disco. Esse programa é compilado gerando um arquivo DRR de controle da diretoria dos espaços em memória estabelecidos pelo programa *CHL*. Os eventos são analisados e histogramados numa área *HIS* de memória em disco pré-definida, criada em formato especial *SPK* pelo código *CCF* [Mil86] do *VAXPAK-ORNL*.

Durante a aquisição, a atualização dos espectros e a análise de modo evento é feita automaticamente após o preenchimento de um dos dois "buffers" da interface, e o controle da aquisição é feito pelo "software" *SPM* através de comandos interativos via terminal.

Nas medidas de coincidência $\gamma - \gamma - t$ efetuou-se uma aquisição triparamétrica em modofila e os dados foram histogramados em tempo real em matrizes biparamétricas.

III.4. Medidas Realizadas

III.4.1. Decaimento do ^{136}Pr

A comprovação da formação do ^{136}Pr foi feita, preliminarmente através da medida dos espectros de decaimento da reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ em 64MeV . Foram medidos espectros de decaimento simples em que foram observados os gamas de 539keV , 552keV e 1092keV , mais intensos no decaimento por β^+ do ^{136}Pr . A confirmação da produção deste isótopo se deu pela medida de sua meia-vida de 13min do estado fundamental [Led78]. Os gamas 538keV e 296keV , também observados, identificam o decaimento do ^{135}Pr , que é um canal de reação que compete com o canal em estudo, com meia-vida de 25min [Led78].

Foram efetuadas, posteriormente, medidas de meia-vida para a reação $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ em 63MeV , as quais também confirmaram a formação do ^{136}Pr com meia-vida de 13min .

III.4.2. Método das Reações Cruzadas

A idéia fundamental da técnica de reações cruzadas baseia-se no fato de que é produzido em duas reações diferentes o mesmo núcleo residual enquanto que os outros canais abertos são diferentes (*tabela III.1*). A superposição dos espectros simples das duas reações permite selecionar preliminarmente as transições pertencentes ao ^{136}Pr .

Reação A	canal	Reação B
$^{126}\text{Te} + ^{14}\text{N}$	$\rightarrow xnyp \leftarrow$	$^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$
^{136}Pr	$4n$	^{135}Pr
^{137}Pr	$3n$	^{136}Pr
^{136}Ce	$p3n$	^{135}Ce

tabela III.1 - Reações utilizadas e canais de reação abertos, em ordem decrescente de intensidades, segundo código PACE.

Através do método das reações cruzadas de $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$ em 72MeV e $^{126}\text{Te} + ^{14}\text{N}$ em 63MeV , foi selecionada uma lista de gamas dos quais foram eliminados os contaminantes provenientes das reações de ^{16}O e ^{14}N com ^{12}C e ^{16}O e os gamas provenientes do decaimento, restando aproximadamente 10 gamas intensos, candidatos do núcleo ^{136}Pr .

III.4.3. Funções de Excitação e Distribuições Angulares

As funções de excitação das reações $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ foram medidas nas seguintes energias:

$$\begin{aligned}
 ^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr} &\rightarrow 72, 64.1, 60 \text{ e } 56\text{MeV} \\
 ^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr} &\rightarrow 63, 60, 57 \text{ e } 55\text{MeV}
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

Elas ajudam a separar as transições γ dos canais de reação, além de selecionar a energia ótima de formação do canal de interesse. Os limites de energia inferior e superior são estabelecidos segundo os critérios:

a) O cálculo da barreira coulombiana [Chr76] determina o limite inferior de energia do feixe no sistema de centro de massa:

$$Eb_{c.m.} = \frac{1.44Z_1Z_2}{1.07(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.72} \quad (III.2)$$

onde Z_1 e A_1 , Z_2 e A_2 representam o número atômico e o número de massa do projétil e alvo, respectivamente. No sistema de laboratório os valores resultantes foram de $63MeV$ para $^{123}Sb + ^{16}O$ e $54MeV$ para $^{126}Te + ^{14}N$.

b) O cálculo da energia máxima de bombardeamento do feixe para uma tensão terminal máxima do acelerador de $8MV$, e estado de carga máximo do íon produzido, é expresso através da relação $E_{feixe} = e \times V_{injeção} + (Z + 1)V_{terminal}$ [Sal74], implicando nas energias de $72MeV$ e $64MeV$ para os feixes de ^{16}O e ^{14}N , respectivamente.

As curvas experimentais de excitação, para as transições dos canais ^{136}Pr e ^{137}Pr da reação $^{126}Te + ^{14}N$, normalizadas para $E_{max} = 63keV$, podem ser vistas na (figura III.6) que mostra a separação dos dois canais mais intensos.

A medida das distribuições angulares foi efetuada nos ângulos de 0° , 55° e 90° para a reação de ^{126}Te em $59MeV$, e nos ângulos de 20° a 110° para a reação de ^{123}Sb em $64MeV$, em passos de 10° .

III.4.4. Coincidências $\gamma - \gamma - t$

A medida de coincidência $\gamma - \gamma - t$, como já foi dito, foi feita estabelecendo-se três parâmetros de modo evento utilizando um par de detetores de alta resolução. Foram feitas medidas de coincidência $\gamma - \gamma - t$ para as reações de $^{126}Te(^{14}N, 4n)^{136}Pr$ em $56.3MeV$ e $^{123}Sb(^{16}O, 3n)^{136}Pr$ em $69MeV$. Os dados de modo-evento foram histogramados, em tempo real, em matrizes biparamétricas parciais: $(E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2})^{T+C}$

correspondente à matriz biparamétrica de eventos de coincidência verdadeira mais casuais ("true" + "chance"), janeladas em tempo (pico do espectro do TAC) construída via código *CHIL* [Mil86], $(E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2})^C$ que corresponde à matriz biparamétrica de eventos casuais em coincidência com uma janela em tempo fora do pico do TAC (figura III.7), e $(E_{\gamma} \times t)$ para verificar a existência de um decaimento isomérico no "range" de 800ns e medir sua respectiva meia-vida.

As matrizes de eventos de coincidência $\gamma - \gamma$ verdadeiros e casuais para a reação $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$ podem ser vistas nas figuras III.8a e III.8b, onde as curvas de nível correspondentes delimitam o número de contagens. A estatística resultante para a reação de $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$ foi de 35×10^6 eventos, e 9×10^6 eventos para a reação de $^{126}\text{Te} + ^{14}\text{N}$.

figura III.6 - Funções de excitação experimentais das transições dos canais ^{136}Pr e ^{137}Pr , da reação $^{126}\text{Te} + ^{14}\text{N}$, normalizadas pela $E_{max} = 63\text{keV}$.

figura III.7 - Espectro de tempo TAC mostrando a posição de duas janelas: eventos reais+casuais e casuais.

a)

b)

figura III.8 - Matrizes biparamétricas $\gamma-\gamma$ de eventos a) reais+casuais e b) casuais.

III.4.5. Medida do Decaimento do Estado Isomérico

A projeção total das matrizes biparamétricas $\gamma - \gamma$ de eventos casuais de ambas as reações de ^{123}Sb e ^{126}Te , evidenciaram duas transições de 131keV e 417keV muito intensas, indicando a existência de um estado isomérico de meia-vida longa da ordem de centenas de nano-segundos. A evidência do decaimento isomérico também é observada nas janelas dos gamas 131keV e 417keV na matriz $T + C$, onde mostram uma forte coincidência, por serem "prompts" entre si, e não com os demais gamas observados, atrasados em tempo da ordem da meia-vida do decaimento, e na matriz C cujas janelas não mostram coincidência entre si, mas sim com os gamas acima do estado isomérico (figura III.9).

A fim de se medir esta meia-vida isomérica efetuou-se a histogramação de $(E_{\gamma_2} \times t)$ correspondente à matriz biparamétrica de energia do detetor2 em função do tempo, cuja projeção total sobre o eixo de tempo, evidencia o decaimento do estado isomérico de meia-vida longa (ηs).

A matriz $\gamma - t$ da reação $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$ é mostrada na figura III.10, onde o comportamento do decaimento pode ser observado pela deformação das curvas de nível da matriz que estabelecem os limites do número de contagens, na região em torno das energias de 131keV e 417keV (próximas aos canais 160 e 400, respectivamente).

Os espectros de tempo das transições de interesse, isto é, gamas de 131keV e 417keV , são gerados através de janelas nas matrizes $\gamma - t$. No entanto, estes espectros janelados mostram uma estrutura de natureza eletrônica que prejudica sensivelmente as medidas de meias-vidas (figura III.11). Portanto, foi efetuada uma nova aquisição $\gamma - t$, através da reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ em 64MeV , utilizando um cintilador de NaI em coincidência com um detetor HPGe-GMX . Os pulsos do cintilador apresentam um tempo de subida muito curto o que melhora a resolução de marca de tempo no CFD de forma a minimizar o efeito de natureza eletrônica nos espectros de tempo, em toda a extensão de energia, especialmente em energias abaixo de 200keV mais afetadas por esse efeito.

figura III.9 - Espectros das janelas de 131keV e 417keV das matrizes de a)eventos reais+casuais, e b) casuais.

figura III.10 - Matriz biparamétrica $\gamma - t$.

figura III.11 - Janelas em tempo TAC em 209keV ("prompt") e 131keV ("delayed").

IV. ANÁLISE DE DADOS

IV.1. Redução de Dados

Para o cálculo de intensidades relativas utilizou-se espectros simples das funções de excitação e distribuições angulares. As intensidades foram calculadas através do ajuste de gaussianas com rabos exponenciais nos picos de interesse (códigos SPASM [Mil86] e PIAP [Rib87]), e corrigidas pela eficiência relativa do detetor. No caso de dupletos ou transições fracas, as intensidades foram tiradas das dos gamas dos espectros de coincidência janelados, e corrigidas pelas eficiências dos detetores e eficiência de coincidência (*figura IV.1*). Esta última foi obtida através da divisão dos espectros de projeção total da matriz $\gamma - \gamma$ pelo espectro simples correspondente.

As intensidades dos gamas, nas distribuições angulares e funções de excitação relativas, foram normalizadas pela carga total coletada na câmara de espalhamento. As distribuições angulares são dadas pelos polinômios de Legendre de ordem par:

$$W(\theta) = A_0 \{1 + (A_2/A_0)P_2(\cos \theta) + (A_4/A_0)P_4(\cos \theta)\} \quad , \quad (IV.1)$$

obtendo-se os coeficientes de assimetria A_2/A_0 e A_4/A_0 . Na *tabela IV.1* são apresentados os resultados dos cálculos de intensidades relativas e distribuições angulares. Contudo, devido a grande complexidade dos espectros "singles" foi muito difícil calcular as distribuições angulares com um certo grau de confiabilidade. A comparação dos valores de A_2/A_0 extraídos das medidas das duas reações mostram um consenso entre as suas multipolaridades e seus valores A_2/A_0 . Os valores A_4/A_0 não são confiáveis e foram desprezados.

figura IV.1 - a) Eficiência do detetor GMX, b) eficiência do detetor GEM e c) eficiência de coincidência para a reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$.

$E_\gamma(keV)$	$I_R(\%)$	A_2/A_0	Atribuição
131	132.5 (1.6)	-0.16 (1)	
136	44.6 (8.0)	-0.29 (2)	M1
209	117.6 (1.2)	-0.47 (1)	dipolo
231	29.3 (1.0)	-0.53 (3)	M1
239	20.2 (1.0)	-0.07 (5)	dipolo
241	9.1 (2.0)	-0.37 (6)	dipolo
243 ^a	3.3 (0.2)		
245	100 (1.2)	-0.31 (1)	dipolo
263	8.9 (0.9)	-0.43 (19)	M1
314	31.8 (1.1)	-0.33 (3)	M1
317	8.8 (1.4)	-0.42 (11)	dipolo
351	9.2 (1.5)	-0.26 (13)	dipolo
357	4.9 (0.9)		
360	16.6 (1.0)	-0.74 (16)	M1
367	39.5 (1.1)	-0.65 (6)	M1
406	6.5 (1.4)	-0.39 (7)	M1
417	192.2 (13.0)	-0.11 (17)	
438 ^a	1.4 (0.1)	-0.65 (6)	M1
461 ^a	3.0 (0.1)		
471	5.5 (1.0)	-0.57 (14)	M1
494 ^a	1.6 (0.1)		
497 ^a	3.5 (0.1)		
502	6.1 (1.0)		
601	17.7 (2.0)	-0.82 (14)	dipolo
669 ^a	2.0 (0.2)		
727	18.4 (2.0)		
831	5.6 (1.3)		
902	< 1		
909	< 2		

^a)Intensidade calculada através do espectro de coincidência.

tabela IV.1 - Energias, intensidades relativas e valores de A_2/A_0 das transições do ^{136}Pr provenientes da reação de $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$. O erro em energia é menor do que 0.5keV .

As matrizes $\gamma - \gamma$ de eventos *reais* das reações $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$ e $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ utilizadas na análise dos dados, foram geradas através da subtração das matrizes *casuais* (C) das matrizes de eventos *reais* + *casuais* ($T+C$). Utilizou-se

dois métodos para gerar espectros janelados. O primeiro método, utiliza a subtração direta do fundo Compton, isto é, foram criados espectros janelados no pico de interesse e no fundo Compton, e em seguida subtraídos um do outro. No segundo método, efetua-se a simetrização da matriz, e subtração do fundo contínuo, através das técnicas numéricas descritas nas seguintes referências [Rib87], [Ken81], [Pal85] e [Riz89]. Neste processo gera-se uma matriz de fundo Compton a partir de um ajuste de uma função, baseado em um conjunto de pontos escolhidos no fundo do espectro de projeção total da matriz simetrizada. Esta matriz do fundo Compton é subtraída da matriz simetrizada de eventos reais gerando uma matriz "limpa" (*Código SIMLIM*). O espectro de projeção total da matriz de eventos reais da reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$, sem subtração de fundo Compton, é mostrado na figura IV.2. A projeção total da matriz de eventos reais, com subtração Compton baseada no código SIMLIM, para a reação $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$, é mostrada na figura IV.3. Nas figuras IV.4, IV.5 e IV.6 são mostrados os espectros janelados típicos do ^{136}Pr .

figura IV.2 - Espectro de projeção total da matriz de coincidência γ - γ sobre o detector GEM, sem subtração do fundo Compton.

figura IV.3 - Espectro de projeção total da matriz de coincidência $\gamma - \gamma$ sobre o detector GEM, com subtração do fundo Compton através do código SIMLIM.

figura IV.4 - Espectros de coincidência γ - γ janelados em 131keV, 417keV, 209keV e 245keV.

figura IV.5 - Espectros de coincidência γ - γ janelados em 136keV, 367keV, 314keV e 230keV.

figura IV.6 - Espectros de coincidência γ - γ janelados em 406keV, 264keV, 240keV e 360keV.

IV.2. O Esquema de Níveis do ^{136}Pr

O esquema de níveis foi construído baseando-se nos seguintes critérios:

- 1) O balanço de energia, isto é, a energia das transições "crossovers" é a soma das energias das transições dipolares correspondentes.
- 2) Os gamas dos espectros janelados por cima devem ter intensidades iguais, enquanto que os gamas dos espectros janelados por baixo devem ter intensidades decrescentes, salvo no caso de um "branching".
- 3) A soma das intensidades dos gamas que depopulam um nível deve ser sempre maior do que a de transições que o populam, salvo no caso de estado isomérico ou fundamental.
- 4) Dentro de uma banda as transições dipolares são $M1$ e as quadrupolares são $E2$ puros.

Usou-se, também, a soma das janelas da banda para evidenciar as transições mais fracas, como no caso dos "crossovers" muito pouco intensos.

A auto-coincidência em 231keV foi posicionada no esquema de níveis com base nas intensidades relativas das janelas dos gamas mais intensos da *banda 2*. Outras transições como 360keV , 240keV e 357keV possuem uma dupla colocação no esquema, sem serem auto-coincidentes.

O esquema de níveis assim construído é mostrado na *figura IV.7* em que observa-se duas bandas caracterizadas por transições $M1$ fortes e "crossovers" $E2$ fracos. Nota-se também a existência de um "staggering" na *banda 1*, ou seja, os níveis alternados são comprimidos para baixo.

BANDA 1

BANDA 2

$$\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$$

^{136}Pr

figura IV.7 - Esquema de níveis de energia do ^{136}Pr ; as transições são dadas em keV.

IV.6. O Estado Isomérico

O cálculo da meia-vida do estado isomérico do ^{136}Pr foi baseado na técnica da matriz de coincidência $\gamma - t$. As janelas nas energias dos gamas do ^{136}Pr , nas matrizes $\gamma - t$ das reações $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$ e $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 3n)^{136}\text{Pr}$, geram espectros em tempo, onde o pico observado corresponde aos eventos de coincidência verdadeira ("prompt"), a rampa (eventos atrasados) indica o decaimento do estado isomérico da ordem de centenas de nanosegundos, e a linha de base, ou fundo, representa os eventos de coincidência casual ("chance") (figura III.11). A calibração em tempo é determinada pelo "range" da rampa do TAC e medida através da variação do atraso eletrônico entre dois pulsos de saída do mesmo CFD.

A meia-vida desse estado isomérico foi extraída através do código TACFIT [Rib87] fazendo a convolução entre um espectro de tempo "prompt" e o espectro de tempo de eventos atrasados. Assim, o valor da vida-média é extraído através da minimização dos parâmetros na seguinte função convoluída:

$$Y(t) = N_0 \int P(t - t') e^{-\lambda t'} dt' + p_0 P(t - t') + a_0, \quad (\text{IV.2})$$

onde N_0 , λ , p_0 e a_0 são ajustados a partir de valores iniciais extraídos da análise dos espectros:

- 1) N_0 é a população do estado no instante inicial do decaimento.
- 2) $P(t - t')$ é a função padrão a ser usada na convolução determinada pela forma espectro "prompt".
- 3) $\lambda = 1/\tau$ é o coeficiente de decaimento, e τ é valor da vida-média.
- 4) p_0 é o fator de normalização da função padrão a ser usada na convolução; é determinado pela área total do espectro "prompt" normalizada.
- 5) a_0 é o fundo casual do espectro $\gamma - t$.

O método foi testado com bastante sucesso para os gamas 583keV do contaminante $^{12}\text{C}(^{14}\text{N}, \alpha)^{22}\text{Na}$, que apresenta meia-vida de $242\eta\text{s}$ [Sun66], observado na reação de $^{126}\text{Te}(^{14}\text{N}, 4n)^{136}\text{Pr}$, e para o gama 58keV com $64\eta\text{s}$ de meia-vida do ^{133}La observado no estudo da reação $^{122}\text{Sn}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ efetuado pelo grupo.

No caso do ^{136}Pr , o resultado dos cálculos da meia-vida do estado isomérico (figura IV.8) foi de $92(1)\eta s$.

figura IV.8 - Ajuste da meia-vida do estado isomérico do ^{136}Pr , baseado no espectro de tempo de 417keV.

V. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E TEÓRICOS

V.1. O Esquema de Níveis do ^{136}Pr

O esquema de níveis de energia do ^{136}Pr evidencia um estado isomérico e duas bandas rotacionais conforme mostra a figura IV.7.

A banda 1 é uma banda Yrast, caracterizada por um "staggering" em seus níveis de energia a partir da transição 136keV , com transições $M1$ fortes e $E2$ fracas (tabela IV.1). É depopulada pelas transições 209keV e 245keV para um estado isomérico com meia-vida observada de 92ns que decai através do gama 417keV . As transições 131keV e 417keV , que depopulam o estado isomérico, apresentam isotropia devido a ordem de grandeza do decaimento de meia vida-longa. Foram observados, ainda, vários gamas, dentre os quais as transições 722keV e 920keV com intensidades comparáveis aos gamas da banda 2, não sendo possível, porém, o seu enquadramento no esquema de níveis de uma maneira consistente.

A comparação com os seus núcleos vizinhos ímpares em Z , ^{135}Pr e ^{137}Pr , que apresentam bandas Yrast com transições $E2$ "stretched" de configuração $\pi(h_{11/2})$, indica que o próton pode ser desacoplado. Os núcleos ímpares em N , ^{135}Ce e ^{137}Nd , também possuem bandas Yrast de configuração $\nu(h_{11/2})$ com características de nêutron fortemente acoplado. O nível de Fermi, para esta região de massa e deformação $\beta = 0.17$, situa o próton em $h_{11/2}$ em torno da projeção $\Omega_p = 3/2$ ou $1/2$ (figura V.1), e nêutron em $h_{11/2}$ com $\Omega_n = 9/2$ (figura V.2).

NILSSON DIAGRAM FOR PROTONS

figura V.1 - Diagrama de Nilsson para prótons.

figura V.2 - Diagrama de Nilsson para nêutrons.

A sistemática desta região de $A = 130$, em particular os seus isótopos ímpar-ímpar $^{130,132,134}\text{Pr}$ [Ma88, Shi88, Bea87], e isótono ^{134}La [Oli89b], mostram uma banda Yrast com pequeno "staggering" muito semelhante ao encontrado no ^{136}Pr .

Baseado, portanto, nestas considerações, foi atribuída à *banda 1* a configuração $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$. O spin de cabeça de banda, portanto, pode ser determinado através de um acoplamento perpendicular decorrente do forte acoplamento do nêutron e do desacoplamento do próton, dado por:

$$(I_{B.H.}^{\pi} + 1/2) \approx \sqrt{(j_p + 1/2)^2 + (j_n + 1/2)^2} = 8^+ + 1/2 \quad . \quad (V.1)$$

Os spins da *banda 1* foram atribuídos, a partir de sua cabeça de banda 8^+ , de acordo com as distribuições angulares das transições dipolares, $\Delta I = 1$, e quadrupolares $\Delta I = 2$.

Analisando o comportamento da curva experimental $E_{\gamma} \times I$ (figura V.3), podemos distinguir também entre as duas "signatures", a favorecida e a não favorecida energeticamente. Nota-se que a seqüência de spins ímpares pertence a "signature" favorecida atribuída segundo as equações (II.12) e (II.13):

$$\begin{aligned} \text{banda favorecida} &\rightarrow (\pi, \alpha) = (+, -1) \\ \text{banda desfavorecida} &\rightarrow (\pi, \alpha) = (+, 0) \quad . \end{aligned} \quad (V.2)$$

A determinação da configuração da segunda banda (*banda 2*) é mais complexa por não existir uma sistemática para esta banda na região de massa $A = 130$. Segundo o modelo de Nilsson, para esta região o próton pode estar em $(h_{11/2})$, $(d_{5/2})$ ou $(g_{7/2})$, e o nêutron $(d_{3/2})$ ou $(h_{11/2})$. No entanto, a configuração $(d_{3/2})$ para nêutron implicaria numa banda duplamente desacoplada com transições $E2$ "stretched" fortes não observadas experimentalmente. Assim, a configuração do nêutron deve ser $\nu(h_{11/2})$. No caso do próton, $(g_{7/2})$ também é eliminada porque resultaria num "band head" $I^{\pi} = 8^-$ de energia mais baixa do que o estado $I^{\pi} = 8^+$ da banda Yrast. Com estas considerações e mais a regra de Gallagher-Moskowsky, pode-se propor a configuração $\pi(d_{5/2})_{3/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{11/2}$, para a segunda banda. Neste caso o spin do "band head" seria $I^{\pi} = 7^-$ segundo a regra de acoplamento forte.

figura V.3 - Atribuição de "signature" favorecida e desfavorecida para a banda Yrast.

V.2. Razões de Probabilidades de Transições Reduzidas

O cálculo da razão das probabilidades de transição $B(M1)/B(E2)$ permite confirmar a escolha da configuração e o valor de K . A relação é deduzida a partir dos momentos elétricos e magnéticos em [Mor76], resultando em:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = 0.693 \frac{I_\gamma(I \rightarrow I-1)}{I_\gamma(I \rightarrow I-2)} \frac{E_\gamma^5(I \rightarrow I-2)}{E_\gamma^3(I \rightarrow I-1)} \left[\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2} \right], \quad (V.3)$$

O resultado acima é comparado com a relação teórica baseada na referência [Don82]:

$$\begin{aligned} \frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} &= \frac{12}{5Q_0^2 \cos^2(\gamma + 30^\circ)} \left(1 - \frac{\langle K \rangle^2}{(I + \frac{1}{2})^2} \right)^{-2} \frac{\langle K \rangle^2}{I^2} \\ &\times \left\{ (g_1 - g_R)[(I^2 - \langle K \rangle^2)^{\frac{1}{2}} - i_1] - (g_2 - g_R)i_2 \right\}^2, \end{aligned} \quad (V.4)$$

onde g_1 é o fator giromagnético empírico que corresponde à projeção de momento angular de alto Ω , e g_2 é o fator g empírico para baixo Ω , cujos valores utilizados:

$$\begin{aligned} \text{nêutron} \quad g_1 &= -0.24 \\ \text{próton} \quad g_2 &= 1.26, \end{aligned} \quad (V.5)$$

foram estimados em [Fra81]; $g_R \approx Z/A$ é uma aproximação de primeira ordem do fator giromagnético coletivo. Os alinhamentos i_i são definidos analogamente aos g_i mencionados acima. Assim para a configuração $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$, com projeção $\Omega = 1/2$ para próton e $\Omega = 9/2$ para nêutron, utilizou-se os seguintes valores:

$$\begin{aligned} \text{nêutron} \quad i_1 &= -2.82\hbar \\ \text{próton} \quad i_2 &= -5.24\hbar, \end{aligned} \quad (V.6)$$

que foram calculados pelo código CSM, que determina o valor do alinhamento para cada valor do routhiano em $\gamma = 0^\circ$ e $\omega = 0.03\omega_0$. No entanto, i_i mantém-se constante na região de frequências utilizadas. O resultado de $B(M1)/B(E2)$ experimental mostrado na figura V.4, em comparação com os valores teóricos, confirmam o valor de $K = 5$, para a configuração $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$.

Não foi possível efetuar estes cálculos para a banda 2 devido a fraca intensidade das transições $E2$.

Razões de Probabilidades de Transição - ^{136}Pr

figura V.4 - Curva das razões de probabilidades de transição reduzidas, experimental e teórica, mostrando um favorecimento para $K = 5$.

V.2. Routhianos e Alinhamentos Experimentais e Teóricos

O routhiano experimental e'_{exp} para a banda $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$, calculado pela relação (II.37), com valor de $K = 5$, é mostrado na figura V.5 onde observa-se as curvas para as "signatures" $\alpha = -1$ e $\alpha = 0$. O "energy splitting" na frequência $\omega = 0.045\omega_0$ corresponde à $\Delta e' = 40keVr$. A figura V.6 mostra o alinhamento i_x experimental em função da frequência de rotação, indicando um valor constante de $i_x \approx 8\hbar$. Os parâmetros de Harris $\mathfrak{S}_0$ e $\mathfrak{S}_1$, utilizados nos cálculos, foram obtidos através do ajuste dos valores experimentais $\hbar\omega \times I_x$ (fórmula II.40) resultando em:

$$\begin{aligned}\mathfrak{S}_0 &= -2.58() \quad [\hbar^2 MeV^{-1}] \\ \mathfrak{S}_1 &= 62.91() \quad [\hbar^4 MeV^{-3}] \quad .\end{aligned}\tag{V.7}$$

"Signature Splitting" ^{139}Pr - Routhiano

figura V.4 - Routhiano experimental da banda Yrast do ^{136}Pr .

figura V.5 - Alinhamento da banda Yrast do ^{136}Pr .

Para calcular os routhianos teóricos precisa-se determinar os parâmetros de deformação β , os parâmetros de Nilsson κ e μ e o nível de Fermi λ correspondente ao ^{136}Pr .

O nível de Fermi λ foi calculado através do ajuste do número médio de partículas $\langle N \rangle$, isto é, 59 prótons e 77 nêutrons, obtendo-se:

$$\begin{aligned}\lambda_p &= 5.58\hbar\omega_0 \\ \lambda_n &= 6.073\hbar\omega_0 \quad ,\end{aligned}\tag{V.8}$$

onde $\hbar\omega_0 = 41 \times A^{-\frac{1}{3}} (\text{MeV})$ que corresponde a 7.97MeV para o ^{136}Pr . Foram utilizados os valores de κ e μ , para os níveis $N = 4$ e $N = 5$, baseados em [Ben85]:

$$N = 5 \begin{cases} \kappa_p = 0.060 & \text{e } \mu_p = 0.65 \\ \kappa_n = 0.062 & \text{e } \mu_n = 0.43 \end{cases} \quad ,\tag{V.9}$$

$$N = 4 \begin{cases} \kappa_p = 0.065 & \text{e } \mu_p = 0.57 \\ \kappa_n = 0.070 & \text{e } \mu_n = 0.39 \end{cases} \quad .\tag{V.10}$$

O parâmetro β de deformação quadrupolar (ϵ_2), para o núcleo ímpar-ímpar ^{136}Pr , é estimado a partir do primeiro estado excitado 2^+ dos núcleos pares vizinhos ^{134}Ce e ^{138}Nd [Led78], calculado a partir da probabilidade de transição reduzida para transição do tipo $E2$ do estado $2^+ \rightarrow 0^+$. Assim, considerando as equações de $B(E2)$ em função de I e γ , temos:

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+; \beta, \gamma) = \frac{5Q_0^2}{16\pi} \frac{1}{10} \left(1 \pm \frac{3 - 2 \times \sin^2 3\gamma}{\sqrt{\Delta - 8 \times \sin^2 3\gamma}} \right) [e^2 b^2] \quad ,\tag{V.11}$$

baseado em [Mey75]. Para $\gamma = 0$, a relação acima resulta:

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{Q_0^2}{16\pi} \quad ,\tag{V.12}$$

onde Q_0 é dado por:

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \beta \quad [eb] \quad ,\tag{V.13}$$

e o raio nuclear R_0 é aproximado por:

$$R_0 = 1.16 A^{1/3} \quad [fm] \quad .\tag{V.14}$$

A partir do resultado empírico demonstrado na referência [Gro62]:

$$E(2^+)B(E2) \approx (2.5 \pm 1)10^{-3} \frac{Z^2}{A} \quad [MeV e^2 b^2] \quad , \quad (V.15)$$

podemos chegar ao valor de β pela forma [Gro62,Hoj88]:

$$\beta = \left(\frac{1224}{\bar{E}_{2+} A^{7/3}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad . \quad (V.16)$$

Este cálculo vale para núcleos que possuem transições $2^+ \rightarrow 0^+$ bem estabelecidas, ou seja para núcleos par-par vizinhos. Para avaliarmos a deformação β do núcleo ímpar-ímpar definimos E_2^+ como a energia média das transições $2^+ \rightarrow 0^+$ de ^{134}Ce e ^{138}Nd , ou seja:

$$\bar{E}_{2+} = \frac{E_{2+}^{A-2} + E_{2+}^{A+2}}{2} \quad [MeV] \quad , \quad (V.17)$$

obtendo-se o valor resultante para a deformação $\beta = 0.17$.

O potencial de emparelhamento Δ representa o grau de interação entre um par de quasipartículas, e muitas vezes é definido por $\Delta \approx 135/A(MeV)$ [], cujo valor fica em torno de $1MeV$ para esta região de massa. Para o ^{136}Pr , no entanto, foram utilizados "gaps" de emparelhamento baseados em Semkow [Sem86], que utiliza os valores Δ_p e Δ_n para próton e nêutron, respectivamente:

$$\begin{aligned} \Delta_p &= 0.16\hbar\omega_0 = 1.28MeV \\ \Delta_n &= 0.14\hbar\omega_0 = 1.16MeV \quad , \end{aligned} \quad (V.18)$$

Os resultados $e'_p = f(\omega)$ e $e'_n = f(\omega)$ são mostrados na figuras V.7 e V.8. Nota-se que o cruzamento em $\omega \approx 0.04\omega_0$ é bloqueado para a configuração $\pi(h_{11/2})$. Na figura V.9 são plotados os routhianos e'_p e e'_n em função da deformação γ , para $\omega = 0.045\omega_0$, e figura mostra que o próton tende a polarizar o núcleo para formas prolatas $\gamma \geq 0$, enquanto que a força de polarização do nêutron tende para deformações oblatas em $\gamma = -60$. Pode-se verificar, também, que como a "signature splitting" do próton está em torno de $500keV$, a banda $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$ é determinada pelo acoplamento do próton favorecido com nêutron de ambas as "signatures". A banda do próton não favorecido

não foi observada experimentalmente, por situar-se numa energia demasiadamente elevada. Segue também que o nêutron é responsável pelo "energy splitting" experimental ($\Delta e'_{exp} = 40keV$) que corresponde a uma deformação $\gamma_{exp} = -15^\circ$.

figura V.7 - Níveis de quasipartícula para próton em função da frequência de rotação, $A=136$ e $N=5$.

figura V.8 - Níveis de quasipartícula para nêutron em função da frequência de rotação, $A=136$ e $N=5$.

figura V.9 - Níveis de quasipartícula para próton nêutron em função da deformação γ , $A = 136$ e $N = 5$.

O cálculo do routhiano total E' é efetuado a partir das considerações de Frauendorf e May [Fra83]:

$$E' = \frac{1}{2}V_{po} \cos 3\gamma - \frac{1}{2}\omega^2 \mathfrak{I} + e'_p + e'_n \quad , \quad (V.19)$$

onde:

$$\mathfrak{I} = \left(\mathfrak{I}_0 + \frac{1}{2}\omega^2 \mathfrak{I}_1 \right) \frac{4}{3} \cos^2 (\gamma + 30^\circ) \quad . \quad (V.20)$$

Os parâmetros de Harris $\mathfrak{I}_0$ e $\mathfrak{I}_1$, são ajustados experimentalmente pela relação (II.39); o parâmetro V_{po} é o potencial de interação prolato-oblato igual a $-0.4MeV$, atribuído a partir da sistemática para esta região de massa [Che83], e não influi significativamente no cálculo do routhiano total para γ em torno de 0° ; e'_p e e'_n correspondem, respectivamente, aos routhianos de quasipartícula para próton e nêutron.

O resultado de $E' \times \gamma$, mostrado na figura V.10 , indica um mínimo em $\gamma_{teor} \approx 0^\circ$ com um "energy splitting" $\Delta E'_{teor} = 5keV$.

Os alinhamentos teóricos calculados para uma frequência $\omega = 0.03\omega_0$ e $\gamma = 0^\circ$ são $i_n = -2.82\hbar$ e $i_p = -5.24\hbar$, cuja soma concorda bem com o valor experimental $i_x = 8.02\hbar$.

figura V.10 - Routhiano total em função da deformação γ , $A = 136$ e $N = 5$.

VI. DISCUSSÃO

VI.1. Comparação com outros Trabalhos

As medidas realizadas neste trabalho mostram uma boa concordância com [Drá87] no que se refere às transições que depopulam o estado isomérico, a medida de sua respectiva vida-média e as transições $M1$ na *banda 2*. Neste trabalho foi possível estender a *banda 2* por mais dois níveis, através das transições $357keV$ e $243keV$, como também, foram observados os "crossovers" de $462keV$, $670keV$, $494keV$ e $902keV$.

No caso da *banda 1*, há um consenso com [Drá87] até o nível depopulado pela transição $360keV$, i.e., a colocação dos gamas mais intensos está de acordo nos dois trabalhos. No entanto nós discordamos do posicionamento dos gamas $240keV$, $427keV$, $511keV$ e $601keV$ pelas seguintes razões:

- a) A transição $601keV$, segundo as nossas medidas, está em coincidência com os gamas $240keV$, e portanto o gama $601keV$ não pode ser posicionado como "crossover" de $240keV$ e $360keV$.
- b) Não foi observada a transição $427keV$ mostrada em [Drá87].
- c) Foram observadas as transições $438keV$ e $471keV$ e os "crossovers" $909keV$, $831keV$, $727keV$ e $502keV$, não vistos em [Drá87], estendendo assim esta *banda* por mais dois níveis.
- d) A colocação do $511keV$ no esquema de níveis na referência [Drá87] é um tanto polêmica, pois muitas vezes o gama $511keV$ é observado nas janelas abaixo de $500keV$, indicando um vazamento de pico de aniquilação, muito intenso, devido à má subtração do fundo Compton. No nosso caso, isto foi testado usando dois métodos distintos de subtração Compton (*capítulo IV.*) que descartou a possibilidade de colocação da transição $511keV$ na *banda 1*.

Na referência [Drá87] não foi feita nenhuma análise teórica. Os autores somente sugerem as configurações $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ e $\pi(d_{5/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ para os Pr ímpar-ímpar desta região. O critério para a atribuição dos spins, também, não é mencionado.

VI.2. Comparação entre Resultados Experimentais e Teóricos

Dos resultados observados do capítulo V.3 pode-se observar que há, como já foi mencionado no capítulo V.3, uma discrepância entre os valores de deformação γ e "energy splitting" experimentais e teóricos, i.e., $\Delta e'_{exp} = 40 keV$, $\gamma_{exp} = -15^\circ$ e $\Delta E'_{teor} = 0 keV$, $\gamma_{teor} = 5^\circ$. Esta discrepância também foi vista em outros núcleos ímpar-ímpar conforme discutido na referência [Oli89b].

A não reprodutibilidade teórica destes valores experimentais pode ter várias causas. Uma delas é que a correspondência entre triaxialidade e "signature splitting" é mais complexa, ou seja, a "signature splitting" pode ter uma outra origem física ainda não conhecida. Por outro lado, sabe-se que, segundo Frauendorf e May [Fra83], a forma do routhiano total é uma interpretação baseada em Bengtsson e Frauendorf [Ben79] e sugere um modelo fenomenológico em que a *banda-g* corresponde à rotação puramente coletiva. O routhiano total é escolhido para ter uma dependência muito simples em γ no termo de potencial prolato-oblató, baseado no modelo hidrodinâmico, somado ao termo de energia rotacional coletiva no sistema de rotação. O potencial V_{po} é um termo empírico escolhido de maneira bastante arbitrária, mas o seu valor absoluto não influi nos resultados quando o mínimo está em $\gamma = 0^\circ$. Talvez esta forma não é suficiente para explicar esta discrepância, o que torna interessante introduzir o termo da interação residual próton-neutron no cálculo do routhiano total que pode influir no valor do "signature splitting", mesmo com a deformação de equilíbrio igual a zero o que implicaria na maior complexidade da natureza de $\Delta e'$.

VI.3. Sistemática da Região de Massa na Vizinhança de ^{136}Pr

Analisando a sistemática dos núcleos ímpar-ímpar na vizinhança do ^{136}Pr ressaltam-se os seguintes aspectos:

a) Os isótopos $^{130,132,134}\text{Pr}$ ímpar-ímpar apresentam banda Yrast caracterizada por pequeno "staggering", transições $M1$ fortes e $E2$ fracas. A configuração atribuída a essas bandas é $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ [Ma88, Shi88]. Estas bandas são muito semelhantes à encontrada no ^{136}Pr como mostra a figura VI.1.

b) As bandas Yrast dos isótonos são quase idênticas, por exemplo ^{132}La , ^{134}Pr e ^{136}Pm [Oli89a,b] e ^{130}La e ^{132}Pr [Riz89]. No caso do ^{136}Pr , o seu isótono ^{134}La também apresenta esta semelhança característica da região $A = 130$ mostrada na figura V.2.

Os aspectos mencionados indicam que o próton por ser desacoplado, tem o papel de um espectador não influenciando muito na estrutura da banda, enquanto que o neutron fortemente acoplado deve ser responsável pelo aumento no distanciamento entre os níveis vistos nos isótopos de ^{136}Pr , no sentido de que para N crescente β diminui.

Como o nível de Fermi para o neutron está na parte superior da camada ($h_{11/2}$) a força de polarização do quasineutron tenderá para $\gamma = -60^\circ$ (figura 8 n°). Da mesma forma, estando o nível de Fermi de próton na parte mais baixa da camada ($h_{11/2}$) os quasiprótons exercerão uma força de polarização para $\gamma \geq 0$. Assim, baseado na deformação de equilíbrio obtida para o routhiano total em torno de $\gamma = 0^\circ$ segue que o quasipróton exerce um força de polarização predominante.

SISTEMÁTICA DOS ISÓTOPOS DE ^{136}Pr

figura VI:1 - Sistemática da banda $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$ dos isótopos de ^{136}Pr .

N= 77

figura VI.2 - Banda $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$ nos isótonos de ^{134}La ^{136}Pr .

VII. CONCLUSÃO

Neste trabalho foram medidos os estados de alto spin no núcleo ímpar-ímpar ^{136}Pr . Foram observadas duas bandas rotacionais que decaem para um estado isomérico, cuja meia-vida foi determinada em $92\eta s$. A banda Yrast caracterizada por um "staggering" e $\Delta e'_{exp} = 40\text{keV}$, foi identificada pela primeira vez neste núcleo. Foi atribuída a ela a configuração $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$ de acordo com a sistemática de região $A = 130$. A configuração mais provável para a segunda banda seria de $\pi(d_{5/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$. Esta banda não apresenta "staggering" mas mostrou um "backbend" em frequência $\omega = 0.04\omega_0$, correspondente ao primeiro cruzamento de níveis do próton.

Os resultados foram interpretados segundo o "Cranked Shell Model" que confirmou com bastante sucesso a configuração atribuída às duas bandas. Este modelo apresenta, contudo, uma inconsistência na determinação do grau de triaxialidade γ devido à discrepância entre os valores do γ experimental e γ teórico.

Não foi possível estabelecer os spins para todos os níveis pela falta de informações devido às limitações experimentais. Seria interessante, portanto, efetuar outras experiências, tais como medida do fator-g utilizando as técnicas de campos hiperfinos e "isomer tag" a fim de determinar a configuração do estado isomérico. Medidas adicionais de correlações angulares permitiria estabelecer os spins mais seguramente. Finalmente, as medidas de vidas-médias dos estados excitados, que determinam as probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$ e $B(M1)$, trariam informações importantes sobre as deformações nucleares. No entanto, estas medidas são muito complicadas devido à complexidade dos espectros nos núcleos ímpar-ímpar.

REFERÊNCIAS

- And76 - G.Andersson, S.E.Larsson, G.E.Leander, P.Möller, S.G.Nilsson, I.Ragnarsson, S.Aberg, R.Bengtsson, J.Dudek, B.Nerlo-Pomorska, K.Pomorski & Z.Szymanski, *Nucl.Phys.* A268(1976)205
- Bea87 - C.W.Beausang, L.Hildingsson, E.S.Paul, W.F.Piel Jr., N.Xu & D.B.Fossan, *Phys.Rev.* C36(1987)1810
- Bea88 - C.W.Beausang, L.Hildingsson, E.S.Paul, W.F.Piel Jr., N.Xu & D.B.Fossan, *Phys.Rev.* C37(1988)1926
- Ben79a- R.Bengtsson and S.Frauendorf, *Nucl.Phys.* A314(1979)27
- Ben79b- R.Bengtsson and S.Frauendorf, *Nucl.Phys.* A327(1979)139
- Ben83 - R.Bengtsson and J.D.Garret, *The Cranking Model -Proceedings of the Nordic Winter Scholl on Nuclear Physics, Hemsedal-Norway, April 1983*
- Ben85 - Tord Bengtsson and Ingemar Ragnarsson, *Nucl.Phys.* A436(1985)14
- Bro75 - A.R.Brosi and B.H.Ketelle, *Nucl.Phys.* A245(1975)243
- Che83 - Y.S.Chen, S.Frauendorf & G.A.Leander, *Phys.Rev.* C28(1983)2437
- Che79 - V.K.C.Cheng, A.Little, H.C.Yuen, S.M.Lazarus & S.S.Hanna, *Nucl.Phys.* A322(1979)168
- Cwi87 - S.Cwiok, J.Dudek, W.Nazarewicz, J.Skalski & T.Werner, *Computer Physics Communications, North-Holland, Amsterdam* 46(1987)379
- Dan58 - G.T.Danby, J.S.Foster & A.L.Thompson, *Canadian Journal of Physics* 36(1958)1487
- Dav86 - J.Davidson, M.Davidson, M.Debray, G.Falcone, D.Hojman, A.J.Kreiner, I.Mayans, C.Pomar & D.Santos, *Z.Phys. A-Atomic Nuclei* 324(1986)363
- Deh74 - W.Dehnhardt &, *Nucl.Phys.* A225(1974)1
- Dön82 - F.Dönau & S.Frauendorf, *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982, edited by N.R.Johnson (Harwood Academic, New York, 1983)*

- Drá87 - E.Drágulescu, M.Ivascu, M.Ionescu-Bujor, A.Iordáchescu, C.Petrache, D.Popescu, G.Semenescu, M.Duma, I.Gurgu, F.Baciu, R.A.Meyer, V.Paar, S.Brant, D.Vorkapic, D.Vretenar & H.Ajazaj, *Rev.Roum.Phys.* 32(1987)485 e 32(1987)947
- Eme87 - L.G.R.Emediato, J.R.B. de Oliveira, M.A.Rizzutto, M.N.Rao, W.A.Seale, R.V.Ribas, S.Botelho, N.H.Medina & E.W.Cybulska, *X Reunião Anual de Física Nuclear, SBF, Caxambú, M.G., 1987*
- Fae82 - A.Faessler, *Rep.Prog. Phys.* 45(1982)653
- Fla76 - C.Flaum and D.Cline, *Phys.Rev.* C14(1976)1224
- Fra81 - S.Frauendorf, *Phys.Lett.* 100B(1981)219
- Fra83 - S.Frauendorf and F.R.May, *Phys.Lett.* 125B(1983)245
- Gal58 - C.J.Gallagher Jr. and S.A.Moszkowski, *Phys.Rev.* 111(1958)1282
- Gav80 - A.Gavron, *Phys.Rev.* C21(1980)230
- Giz74 - J.Gizon, A.Gizon, M.R.Meier, R.M.Diamond & F.S.Stephens, *Nucl.Phys.* A222(1974)557
- Gro62 - L.Grodzins, *Phys.Lett.* 2(1962)88
- Han54 - T.H.Handley & E.L.Olson, *Phys.Rev.* 96(1954)1003
- Har65 - S.M.Harris *Phys.Rev.* 138(1965)3509
- Hoj88 - D.Hojman, A.J.Kreiner y M.Davidson, *Depto. Física-Tandar CNEA, 1988*
- Hus76 - D.Husar &, *Phys.Rev. Letters* 36(1976)1291
- Ken81 - T.J.Kennett, W.V.Prestwich and R.J.Tervo, *Nucl.Instr.Meth.* 190(1981)313
- Ker56 - A.K.Kerman, *Dan.Math.Phys.Medd.* 30-15(1956)1
- Ket71 - B.H.Ketelle, A.R.Brosi & J.R. Van Hise, *Phys.Rev.* C4(1971)1431
- Kle75 - H.Klewe-Nebenius, D.Habs, K.Wisshak, H.Faust, G.Nowicki, S.Göring, H.Rebel, G.Schatz & M.Schwall, *Nucl.Phys.* A240(1975)137
- Lab87 - *Laboratório Pelletron, Universidade de São Paulo, 1987*
- Law65 - G.P.Lawrence, R.K.Beauchamp & J.L.Mckibben, *Nucl.Instr.Meth.* 32(1965)357
- Led78 - E.Browne, J.M.Dairiki and R.E.Doebler, *Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Edited by C.M.Lederer & V.S.Shirley, A Wiley-Interscience Publication, 1978*

- n87 - T.Lönnroth and P.P.Jauho, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A261(1987)549
- d77 - J.Ludziejewski and H.Arnold, *Z.Phys.* A281(1977)287
- a 88 - R.Ma, E.S.Paul, S.Shi, C.W.Beausang, W.F.Piel Jr., N.Xu & D.B.Fossan, *Phys.Rev.* C37(1988)1926
- y75 - J.Meyer-Ter-Vehn, *Nucl.Phys.* A249(1975)111
- il86 - W.M.Milner, Oak Ridge National Laboratory, 1986
- a59 - C.D.Moak, H.E.Banta, J.N.Thurston, J.W.Johnson & R.F.King, *Rev.Scient.Instr.* 30(1959)694
- or76 - H.Morinaga and T.Yamazaki, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1976
- il84 - M.Müller-Veggian, H.Beuscher, D.R.Haenni, R.M.Lieder & A.Neskakis, *Nucl.Phys.* A417(1984)189
- es82 - P. Van Nes, W.H.A.Hesselink, W.H.Dickhoff, J.J. Van Ruyven, M.J.A. de Voigt & H.Verheul, *Nucl.Phys.* A379(1982)35
- ol87 - P.J.Nolan, R.Aryaeinejad, P.J.Bishop, M.J.Godfrey, A.Kirwan, D.J.G.Love, A.H.Nelson, D.J.Thornley & D.J.Unwin, *J.Phys. G:Nucl.Phys.* 13(1987)1555
- i89a - J.R.B. de Oliveira et al. *Phys.Rev.* C39(1989)2250
- i89b - J.R.B. de Oliveira, Tese de Doutorado, IFUSP, 1989
- u87- E.S.Paul, C.W.Beausang, D.B.Fossan, R.Ma, W.F.Piel Jr., N.Xu, L.Hildingsson & G.A.Leander, *Phys.Rev.* C36(1987)1853
- ac76 - PACE Code - Projection Angular Momentum Coupled Evaporation Code, Monte Carlo's Simulation, 1976
- al85 - G.Palameta and J.C.Waddington, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* A234(1985)476
- ia84 - M.A.Quader, W.F.Piel Jr., S.Vajda, W.A.Watson III, F.C.Yang & D.B.Fossan, *Phys.Rev.* C30(1984)1772
- ia86 - M.A.Quader, C.W.Beausang, P.Chawdhury, U.Garg & D.B.Fossan, *Phys.Rev.* C33(1986)1109
- ao86 - M.N.Rao, N.R.Johnson, F.K.McGowan, I.Y.Lee,

- C.Baktash, M.Oshima, J.W.McConnell, J.C.Wells, A.J.Larabee, L.L. Riedinger, R.Bengtsson, Z.Xing, Y.S.Chen, P.B.Semmes & G.A.Leander, *Phys. Rev.Letters* 57(1986)667
- Reu83 - U.Reus and W.Westmeier, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 29(1983)97
- Rib87 - PLEX, PIAP, SIMLIM and TACFIT Codes, R.V.Ribas, Laboratório Pelletron USP, 1987
- Rin80 - P.Ring and P.Schuck, Spring Verlag, New York Inc. 1980
- Riz89 - M.A.Rizzutto, Tese de Mestrado - Instituto de Fisica da USP, 1989
- Rös78 - F.Rösel, H.M.Fries, K.Alder & H.C.Pauli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 21(1978)91
- Rot75 - V.H.Rotberg, Tese de Mestrado, USP, 1975
- Sal74 - O.Sala and G.Spalek, *Nucl.Instr.Meth.* 122(1974)213
- San88 - E.D.Santos, Tese de Doutorado, Universidade de Buenos Aires, 1988
- Sea76 - W.A.Seale and W.M.Roney Jr., *Nucl.Instr. Meth.* 138(1976)507
- Sem86 - T.M.Semkow, D.G.Sarantites, K.Honkanen, V.Abenante, L.A.Adler, C.Baktash, N.R.Johnson, I.Y.Lee, M.Oshima, Y.Schutz, Y.S.Chen, J.X.Saladin, C.Y.Chen, O.Dietzsch, A.J.Larabee, L.L.Riedinger & H.C.Griffin, *Phys.Rev.* C34(1986)523
- Shi88 - S.Shi, C.W.Beausang, D.B.Fossan, R.Ma, E.S.Paul, N.Xu, A.J.Kreiner, *Phys.Rev.* C37(1988)1478
- Sie65 - Kai Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965
- Sim80 - P.C.Simns, F.A.Rickey & R.K.Popli, *Nucl.Phys.* A347(1980)205
- Sun66 - A.W.Sunyar & P.Thieberger, *Phys.Rev.* 151(1966)910
- Swi76 - Z.E.Switkowski, R.G.Stokstad & R.M.Wieland, *Nucl.Phys.* A274(1976)202
- Swi77a- Z.E.Switkowski, H.Winkler & P.R.Christensen, *Phys.Rev.* C15(1977)449
- Swi77b- Z.E.Switkowski, R.G.Stokstad & R.M.Wieland, *Nucl.Phys.* A279(1977)502
- Tem58 - G.M.Temmer & N.P.Heydenburg, *Phys.Rev.* 111(1958)1303
- Tod84 - D.M.Todd, R.Aryaeinejad, D.J.G.Love, A.H.Nelson, P.J.Nolan, P.J.Smith & P.J.Twin, *J.Phys. G:Nucl.Phys.* 10 (1984)1407
- Tok79 - H.Toki, H.L.Yadav & Amand Faessler, *Z.Phys.* A292(1979)79

- XU 87 - N.Xu, C.W.Beausang, R.Ma, E.S.Paul, W.F.Piel Jr., D.B.Fossan & L.Hildingsson
Phys.Rev. C39(1989)1799
- Win77 - Z.E.Switkowski, H.Winkler and P.R.Christensen, Phys.Rev. C15(1977)449
- Wis75 - K.Wisshak, H.Klewe-Nebenius, D.Habs, H.Faust, G.Nowicki & H.Rebel,
Nucl.Phys. A247(1975)59
- Wit63 - A.B.Wittkower, R.P.Bastide, N.B.Brooks & P.H.Rose, Phys.Lett. 3(1963)336
- Zhe68 - Z.Zhelev, V.G.Kallinnikov & L.K.Peker, Bulletin Academy of the Society of URSS:
Physical Series, 32(1968)1497
- Zie80 - J.F.Ziegler, The Stopping and Ranges of Ions in Matter, vols. 3 e 5, Pergamon
Press, 1980

ERRATA

Nos Agradecimentos, onde se lê: à FAPESP...pela..., leia-se: à FAPESP...pelo...

na página iii, onde se lê: CONTEÚDO, leia-se: ÍNDICE.

na página 4, onde se lê: ecrever, leia-se: escrever.

na página 7, onde se lê: (19), leia-se: (II.19).

na página 10, onde se lê: ...que é o spin médio para um estado de energia média..., leia-se: ...é o spin médio para um estado de energia média...

na página 11, onde se lê: Assim, para avaliarmos aos routhianos..., leia-se: Assim, para avaliarmos os routhianos...

na página 14, onde se lê: eletrotática, leia-se: eletrostática.

na página 21, onde se lê: ângulo sólido, leia-se: número de contagens.

na página 21, onde se lê: filmes de chumbo (mm), leia-se: filmes de chumbo (mm).

na página 24, onde se lê: evidência, leia-se: evidencia.

nas páginas 30 e 36, onde se lê: $63keV$, leia-se: $63MeV$.

na página 52, onde se lê: em em torno, leia-se: em torno.

na página 57, onde se lê: Não, leia-se: Não.

na página 57, na fórmula V.4, onde se lê: $(I + 1/2)^2$, leia-se: $(I - 1/2)^2$.

na página 59, no resultado V.7, pode-se suprimir os parênteses: $()$.

na página 63, onde se lê: $\Delta \approx 135/A(MeV)$ [], leia-se: $\Delta \approx 135/A(MeV)$.

na página 63, onde se lê: $\gamma \geq 0$, leia-se: $\gamma \geq 0^\circ$.

na página 63, onde se lê: $\gamma = -60$, leia-se: $\gamma = -60^\circ$.

nas páginas 65 e 66, figuras V.7 e V.8, onde se lê: $h\omega/h\omega_0$, leia-se: $\hbar\omega/\hbar\omega_0$.

na página 67, onde se lê: próton nêutron, leia-se: próton e nêutron.

na página 71, onde se lê: Dos resultados observados do capítulo V.3 pode-se observar que há, como já foi mencionado no capítulo V.3, uma discrepância..., leia-se: Dos resultados do capítulo V.3, pode-se observar que há uma discrepância...

na página 71, onde se lê: $\Delta E'_{teor} = 0keV$ e $\gamma_{teor} = 5^\circ$, leia-se: $\Delta E'_{teor} = 5keV$ e $\gamma_{teor} = 0^\circ$.

na página 72, pode-se suprimir: (figura 8 $n \leq$).

na página 72, onde se lê: $\gamma \geq 0$, leia-se: $\gamma \geq 0^\circ$.

nas páginas 73 e 74, onde se lê: $\pi(h_{11/2})_{1/2} \otimes \nu(h_{11/2})_{9/2}$, leia-se: $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$.

na página 76, falta a referência *Chr76 - Phys.Lett. 65C(1976)19*.