UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

SBI-IFUSP

305M810T2394

Vidas-Médias de Núcleos de $A \simeq 130$

Suzana Botelho

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

Orientador:

Prof. Dr. Wayne Allan Seale

Wayne Allan Seale

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Wayne Allan Seale - IFUSP

Iberê Luiz Caldas
Prof. Iberê Luiz Caldas

Prof. Dr. Mauro Kyotoku - UFPb

Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Prof. Dr. Jorge Luis Barreto - UFRJ

Profa. Dra. Cibele B. Zamboni - IPEN

Prof. Dr. Manoel Tiago F. da Cruz - IFUSP

São Paulo

1996

535.5352

B748v

D

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Botelho, Suzana

Vidas-médias de núcleos de A~130. São Paulo, 1995.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.

Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Wayne Allan Seale

**Unitermos: 1. Espectroscopia gama; 2. ^{135}Pr ; 3. Medi-
das de vidas-médias; 4. Técnica de medida da distância
de recuo; 5. Transições eletromagnéticas-B(E2); 6. Modelo
rotor triaxial + quase-partícula; 7. Modelo geométrico.**

USP/IF/SBI - 36/95

Agradecimentos

Desejo expressar meus agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram mais de perto para que este projeto chegasse ao término:

ao Prof. Wayne, pela orientação;

ao Prof. Andrés Kreiner, por permitir o uso das instalações do laboratório Tandar/CNEA; ao Prof. Gerardo García-Bermúdez, pelo convite e montagem da experiência; Hector Somacal (Cacho), pela colaboração durante todo o período de máquina; ao Hugo, pelos alvos; e a todos eles, pela simpatia e hospitalidade com que me receberam no Tandar;

ao colega Luis Guilherme, pela cooperação constante em todas as etapas de realização deste trabalho, no Pelletron e no Tandar;

ao Prof. José Roberto (Zero), pelas muitas discussões teóricas e valiosas sugestões;

aos colegas Medina, Márcia e Valdir, pela ajuda durante os testes do plunger, períodos de máquina e por tudo mais; Fernando, pelo auxílio em inúmeras tarefas;

aos Profs. Ribas, Ewa e Rao, pela ajuda nos períodos de máquina e testes do plunger, pelas discussões e sugestões;

ao Seu Mário, Edmilson e Roberto, pela atenção dispensada ao plunger; à Wanda e José Carlos, pelo auxílio durante a confecção dos alvos; Carlos, pelos desenhos; Luis Marcos, Messias, Cecília, Vanilda e Gina, por tudo;

a todos os colegas e funcionários do Pelletron (oficina mecânica, vácuo, eletrônica, computador e secretaria), pela simpatia e por fornecerem toda a infra-estrutura necessária à realização deste trabalho;

a todos os meus amigos, que torceram por mim;

à minha filha, pela compreensão e carinho;

à FAPESP, pelo apoio financeiro.

Abstract

Lifetimes of low-lying states in $\Delta I=2$ bands built on the $\pi h_{11/2-}$ state in the Z-odd nucleus ^{135}Pr were measured by means of the $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$ reaction at a bombarding energy of 76 MeV, using in-beam gamma-ray spectroscopy together with the Doppler-Shift Recoil-Distance Technique at the PELLETRON, São Paulo and the TANDAR/CNEA Laboratory, Buenos Aires, Argentina. Reduced transition probabilities $B(E2)$ were extracted in order to calculate the deformation parameters. These values were compared to theoretical models available for the mass region $A \simeq 130$, such as the Tri-axial Rotor plus Quasi-Particle, the Cranked-Shell Model, the Geometrical Model and the Total Routhian Surface. The experimental values of ^{135}Pr lifetimes, $B(E2)$ and deformation parameters (β_2, γ) were compared to those for the ^{134}Ce core, measured in [Hu77]. It was found that Q_0 values for the $\pi h_{11/2-}$ excited levels before backbending in ^{135}Pr nucleus are very similar to those of the ^{134}Ce core. TRS calculations were performed for both nuclei giving theoretical results which are in contrast to the experimental values.

Resumo

As vidas-médias dos três primeiros níveis da banda-yrast $\Delta I=2$ construída sobre o estado $\pi h_{11/2-}$ do núcleo de ^{135}Pr , foram medidas, pela primeira vez, através da reação $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$, a 76 MeV, usando-se espectroscopia gama em conjunto com a técnica de medida da distância de recuo (RDM), no Laboratório PELLETRON, São Paulo, e TANDAR/CNEA, Buenos Aires, Argentina. Foram calculadas as probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$, com o objetivo de extrair informações sobre os parâmetros de deformação, os quais foram comparados às estimativas feitas pelos modelos teóricos para a região de massa $A \simeq 130$, como o modelo de um rotor triaxial mais quasi-partícula, o modelo geométrico e o TRS ("Total Routhian Surface"). Os valores experimentais das vidas-médias, dos $B(E2)$ e dos parâmetros de deformação (β_2 , γ) de ^{135}Pr , foram comparados ao caroço de ^{134}Ce , medido em [Hu77]. Os valores experimentais de Q_0 obtidos para os três primeiros níveis da banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr , antes do backbending, são bastante parecidos aos do ^{134}Ce . Cálculos teóricos para os dois núcleos, usando o programa TRS, forneceram resultados que estão em contraste com os experimentais.

Índice

1	Introdução	1
2	Método Experimental	4
2.1	Técnicas de Preparação de Alvos e Stoppers para Plunger . . .	4
2.1.1	Preparação dos Substratos para o Alvo	5
2.1.2	Preparação dos Alvos	6
2.1.3	Preparação do Stopper	8
2.2	Descrição Comparativa entre Diversos Plungers	10
2.3	Descrição do Plunger/Pelletron	14
2.4	Experiência-Teste para o Plunger/Pelletron	19
2.5	A experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$	20
2.5.1	Pelletron/IFUSP	20
2.5.2	Tandar/CNEA	23
2.6	A Experiência $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5n)^{137}\text{Pr}$	37
2.6.1	Tandar/CNEA	37
3	Análise e Redução dos Dados	41
3.1	Análise dos Espectros: O Programa SPASM	41
3.2	Espectros das Transições de Interesse	46
3.2.1	Principais Transições para o Núcleo de ^{135}Pr	47
3.2.2	Principais Transições para o Núcleo de ^{133}Pr	57
3.2.3	Principais Transições para o Núcleo de ^{137}Pr	62
3.3	O Método RDM	71
3.4	Extração das Vidas-Médias: o Programa LIFETIME	74
3.4.1	Correções para o Ângulo Sólido do Detector como Função da Distância Partícula-Detector	75

3.4.2	Correções para o Ângulo Sólido do Detector como Função da Velocidade de Recuo	76
3.4.3	Correções Devidas à Eficiência do Detector	77
3.4.4	Correções Devidas à Alimentação por Cascata	77
3.4.5	Correções para a Atenuação do Alinhamento	78
3.5	Ajuste das Intensidades Experimentais por LIFETIME	81
4	Modelos Teóricos para a Região de Massa $A \simeq 130$	84
4.1	O Modelo Rotacional Puro	86
4.2	O Modelo Rotor Triaxial Mais Quasi-Partícula	87
4.3	O Modelo de "Cranking"	89
4.3.1	Representação das Configurações de Quasi-Partícula . .	93
4.3.2	Routhianos Experimentais e Momento Angular de Alinhamento	95
4.4	O Modelo Geométrico	97
5	Discussão dos Resultados	100
5.1	O Núcleo de ^{135}Pr	100
5.1.1	O Programa PTR	106
5.1.2	O Programa do Modelo Geométrico	110
5.1.3	Cálculo dos Routhianos e dos Alinhamentos Experimentais	112
5.1.4	Cálculos com o Programa TRS	116
5.2	O Núcleo de ^{133}Pr	121
5.3	O Núcleo de ^{137}Pr	121
6	Conclusões	123
7	Referências	126

Índice das figuras

FIGURA 2.1	Esquema dos mecanismos esticadores para o alvo	5
FIGURA 2.2	Esquema do evaporador do Pelletron	9
FIGURA 2.3	Esquema da eletrônica para a medida de capacitância	12
FIGURA 2.4	Esquema do plunger/Pelletron	18
FIGURA 2.5	Cálculos com PACE para ^{121}Sb	21
FIGURA 2.6	Cálculos com PACE para ^{123}Sb	22
FIGURA 2.7	Esquema do plunger/Tandar	25
FIGURA 2.8	Esquema da mesa óptica que sustenta o alvo	26
FIGURA 2.9	Esquema do medidor TESATRONIC	26
FIGURA 2.10	Esquema da eletrônica para a aquisição dos dados	28
FIGURA 2.11	Esquema do arranjo experimental/Tandar	29
FIGURA 2.12	Curva de eficiência para o detector GMX	31
FIGURA 2.13	Curva de eficiência para o detector GEM	31
FIGURA 2.14	Espectro total relativo à experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$	33
FIGURA 2.15	Curva de capacitância	36
FIGURA 2.16	Cálculos com PACE para ^{128}Te	38
FIGURA 2.17	Espectro total relativo à experiência $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5n)^{137}\text{Pr}$	39

FIGURA 3.1	Ajuste, feito por SPASM, para as transições	43
	a) 373 keV	
	b) 660 keV	
	c) 854 keV	
FIGURA 3.2	Esquema de níveis para ^{135}Pr	49
FIGURA 3.3	Espectros com as principais transições de ^{135}Pr :	50
	a) 373 keV	
	b) 660 keV	
	c) 854 keV	
	d) 1000 keV	
	e) 532 keV	
	f) 728 keV	
	g) 890 keV	
FIGURA 3.4	Esquema de níveis para ^{133}Pr	58
FIGURA 3.5	Espectros com as principais transições de ^{133}Pr :	59
	a) 310 keV	
	b) 551 keV	
	c) 709 keV	
FIGURA 3.6	Esquema de níveis para de ^{137}Pr	63
FIGURA 3.7	Espectros com as principais transições de ^{137}Pr :	64
	a) 517 keV	
	b) 793 e 787 keV	
	c) 905 keV	
	d) 562 keV	
	e) 958 keV	
	f) 230 keV	
	g) 331 keV	
FIGURA 3.8	Esquema dos intervalos de tempo em que se aplicam as técnicas RDM e DSAM	71
FIGURA 3.9	Esquema ilustrativo da técnica RDM	73

FIGURA 3.10	Esquema da dependência posicional do ângulo-sólido do detector para os raios- γ parados e em vôo	75
FIGURA 3.11	Esquema da modelagem LIFETIME para ^{135}Pr	80
FIGURA 3.12	Curvas típicas de Intensidade x $d(\mu\text{m})$ - ^{135}Pr	82
FIGURA 3.13	Curvas típicas de $\ln R$ x $d(\mu\text{m})$ - ^{135}Pr	83
FIGURA 4.1	Esquema de níveis comparativo entre $^{133,135,137}\text{Pr}$	85
FIGURA 4.2	Esquema de acoplamento forte e acoplamento à rotação	88
FIGURA 4.3	Convenção de Lund para os parâmetros (β, γ)	90
FIGURA 4.4	Diagrama de Nilsson apropriado à região $A \simeq 130$	91
FIGURA 4.5	Diagrama das projeções dos spins (modelo geométrico)	97
FIGURA 5.1	$B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$ x Spin - ^{135}Pr	104
FIGURA 5.2	Esquema de níveis e vidas-médias - ^{135}Pr e ^{134}Ce	105
FIGURA 5.3	“Staggering” experimental e teórico (PTR)	109
FIGURA 5.4	$B(M1)/B(E2)$ x Spin p/ ^{135}Pr - experimental e teórico (mod. geométrico)	111
FIGURA 5.5	Cálculos de e' e i_x - ^{135}Pr e ^{134}Ce	113
FIGURA 5.6	Routhianos teóricos para ^{135}Pr	115
FIGURA 5.7	Cálculos com TRS para ^{135}Pr	117
FIGURA 5.8	Cálculos com TRS para ^{134}Ce	118

Capítulo 1

Introdução

No presente trabalho, que é parte de um projeto de pesquisa mais amplo, sobre a região de massa $A \simeq 130$, desenvolvido pelo Grupo de Espectroscopia Gama do Laboratório Pelletron, foi proposto o estudo das vidas-médias dos estados nucleares excitados dos núcleos de Z ímpar ^{133}Pr , ^{135}Pr e ^{137}Pr . A medida experimental direta das vidas-médias possibilita a extração dos elementos de matriz das transições eletromagnéticas e, a partir dessas informações, a deformação nuclear pode ser calculada. Os núcleos da região de massa $A \simeq 130$ são caracterizados pela presença de orbitais $\pi h_{11/2}$, sobre os quais são construídas bandas com espaçamento de spin $\Delta I = 2$, ou seja, as transições são, obrigatoriamente, de caráter E2. [As estimativas de Weiskopf para transições E2, para energias compreendidas entre 300 e 800 keV, com um aumento típico de coletividade igual a 10 para essa região de massa [En81], fornece um valor da ordem de $10 \times 10^{-12} \text{ s}$ para as vidas-médias.] Na região entre 5 ou 10 ps até algumas centenas de picossegundos, usa-se a técnica da medida da distância de recuo, chamada RDM (“Recoil-Distance Measurement”) ou RDDS (“Recoil-Distance Doppler-Shift Measurement”).

A parte experimental deste projeto desenvolveu-se basicamente em três etapas. A primeira consistiu em testar e calibrar a câmara especial - o “plunger” - desenvolvida especialmente para esse tipo de medidas de vidas-médias. A segunda etapa refere-se à tomada de dados no Pelletron, onde ficou clara a necessidade de usar uma energia de feixe maior para maximizar a probabilidade de produção dos núcleos de interesse. A terceira etapa relaciona-se à sessão de tomada de dados no laboratório Tandem/CNEA, de Buenos-Aires. Foram feitas as experiências $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O}, 4n)^{133,135}\text{Pr}$ (a uma

energia de 72 MeV no Laboratório Pelletron e a 76 MeV no Laboratório Tandem/CNEA) e $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N}, 5n)^{137}\text{Pr}$ (energia de 76 MeV, no Tandem/CNEA).

Para ilustrar a técnica do plunger, considere um núcleo recuando, no vácuo, entre duas superfícies (o alvo e o stopper), perfeitamente esticadas e paralelas, dispostas de modo tal que sua separação relativa possa variar entre 10^{-6}m até alguns décimos de milímetro. A variação da distância “d” entre alvo e stopper é feita por um translador linear de precisão. Os raios- γ emitidos após o freamento do núcleo (“unshifted”), têm energia E_0 , correspondente à transição. Os gamas emitidos em vôo têm energia E_s , deslocada (“shifted”) por efeito Doppler. A relação entre as energias deslocadas e não deslocadas pode ser aproximada por $E_s = E_0(1 + \beta \cos(\theta))$. Admitindo a lei de decaimento exponencial $N = N_0 e^{-\lambda t}$ para os núcleos e chamando de I_0 e I_s as intensidades dos gamas emitidos após o freamento e em vôo, temos que a razão entre as intensidades $R = I_0 / (I_0 + I_s)$ segue a curva $R = e^{-d/v\tau}$, em primeira aproximação.²

Tecnicamente, o que viabiliza essas medidas é a possibilidade de monitoramento seguro das distâncias percorridas pelo núcleo antes de decair. A aplicação do método se tornou possível graças ao desenvolvimento de detectores de germânio com resolução suficiente para separar picos com diferenças de energia da ordem de 2 keV, juntamente com o emprego de aceleradores de íons pesados que transferem ao núcleo residual uma alta velocidade de recuo, em torno de 1% da velocidade da luz.

Uma descrição detalhada do funcionamento do plunger será dada no Capítulo 2, onde serão discutidos também os alvos especiais que esse tipo de medida requer. Neste mesmo capítulo serão descritas as experiências feitas e apresentados os espectros totais típicos.

A discussão completa do método RDM, incluindo todas as correções para a primeira aproximação citada acima, será dada no Capítulo 3. Este capítulo abordará também o programa SPASM de ajuste de picos e o programa LIFE-TIME de análise das vidas-médias. Os espectros ressaltando as transições de interesse para algumas distâncias alvo-stopper, para os núcleos de ^{133}Pr , ^{135}Pr e ^{137}Pr serão apresentados.

¹A expressão correta é dada por $E_s = \frac{E_0(1 + \beta \cos(\theta))}{\sqrt{1 + \beta^2}}$, onde $\beta = v/c$, v é a velocidade de recuo do núcleo e θ é o ângulo de detecção em relação à direção de recuo. Como $\beta \sim 1\%$, o denominador pode ser desprezado.

² τ é a vida-média.

No Capítulo 4 serão abordados alguns modelos teóricos apropriados para esta região de massa, como o modelo de um Rotor Triaxial Mais Quasi-partícula (PTR), o Modelo Geométrico e o “Cranked Shell Model” (CSM).

No Capítulo 5 os resultados obtidos para os valores de $B(E2)$ e Q_0 de ^{135}Pr serão discutidos à luz das previsões teóricas dos modelos citados acima. Os resultados dados pelo programa TRS (“Total Routhian Surface”) serão utilizados na comparação entre esse núcleo e ^{134}Ce .

No Capítulo 6 serão apresentadas as conclusões.

Capítulo 2

Método Experimental

Neste capítulo serão discutidas as características que devem obedecer os alvos, anteparos e stoppers usados em experiências com plunger e o método adotado nestas preparações será explicado. Será feito um breve resumo da literatura técnica consultada sobre o funcionamento de câmaras para medidas de vidas-médias, com o objetivo de comentar os principais itens que devem ser considerados ao se projetar e testar este tipo de instrumento. Será discutido todo o processo relativo aos testes realizados com a câmara usada nas medidas de vidas-médias feitas no Pelletron; e, por fim, as duas tomadas de dados - no Pelletron/IFUSP e no Tandem/CNEA -, serão descritas em detalhes.

2.1 Técnicas de Preparação de Alvos e Stoppers para Plunger

As medidas usando plunger exigem superfícies perfeitamente polidas, esticadas, homogêneas e limpas. Todos os alvos preparados para plunger citados na literatura seguem basicamente a técnica de esticamento proposta por Gallant [Ga70]. Na figura a seguir tem-se esse mecanismo representado esquematicamente, semelhante ao usado nas nossas experiências.

2.1. TÉCNICAS DE PREPARAÇÃO DE ALVOS E STOPPERS PARA PLUNGER5

Fig. 2.1 - Esquema dos mecanismos esticadores para o alvo.

Essa técnica consiste em colar a folha do alvo sobre um anel de metal e pressioná-la pela parte interna por outra superfície (que pode ser cônica ou cilíndrica), usando parafusos especiais acoplados a molas, cujo passo (voltas/cm) permite o esticamento suave da folha. O mesmo processo se aplica ao stopper. Alvo e stopper possuem diâmetros diferentes para minimizar os efeitos de borda devidos ao esticamento das folhas, garantindo assim uma superfície sem irregularidades na região de recuo dos núcleos.

2.1.1 Preparação dos Substratos para o Alvo

Quando não é possível a obtenção de alvos auto-sustentáveis, geralmente evapora-se o material sobre um substrato constituído por uma folha de Au. O ouro é indicado porque possui superfície brilhante ¹, dispersa bem o calor, pode ser esticado e, principalmente, porque possui Z alto, cujo “fundo” provocado nas reações nucleares (por ex., com feixes de ¹⁶O e ¹⁴N) é baixo.

Na preparação das folhas de Au foi usada a técnica convencional de evaporação, em vácuo, sobre lâminas de vidro preparadas com agente solúvel RBS que permite a posterior “flutuação” da folha. Folhas evaporadas sobre

¹A razão para isto ficará mais clara na Seção 2.3, na parte que discute a técnica de alinhamento entre alvo e stopper.

lâminas de vidro usando-se o sal BaCl_2 como agente solúvel, embora mencionado na literatura [Ba77], mostrou resultados insatisfatórios pois esse sal torna as folhas opacas e mais frágeis. A espessura das folhas de Au empregadas como substrato para os alvos varia em torno de 1.0 mg/cm^2 [Ba77, Os86, Ga90]. Foram produzidas várias folhas de Au com espessura variando entre 0.6 mg/cm^2 e 1.2 mg/cm^2 , testadas uma a uma nos mecanismos esticadores descritos anteriormente e mostrados na Fig. 2.1. Constatou-se que as folhas com espessura inferior a 1.0 mg/cm^2 não resistiam à tensão, enquanto aquelas com espessura superior resistiam sem problemas.

A espessura de cada folha foi determinada, como de rotina, medindo-se sua área e determinando seu peso em balança de precisão. As folhas com espessura entre 1.0 e 1.2 mg/cm^2 foram selecionadas; a superfície de cada uma foi inspecionada ao microscópio e limpa com jato de argônio. As folhas foram guardadas em câmaras de pré-vácuo para prevenir contra a aderência de partículas de pó, prejudiciais à experiência, conforme será explicado em detalhes na seção que discute a distância de menor aproximação entre alvo e stopper. (Na verdade, como também observado em [We73], é quase impossível confeccionar folhas de Au dessa espessura que sejam totalmente livres de defeitos da ordem de $10\mu\text{m}$.)

2.1.2 Preparação dos Alvos

A espessura dos alvos usados em plunger citados na literatura está tipicamente na faixa entre 0.5 e 1.0 mg/cm^2 . Estes valores representam o melhor compromisso entre duas exigências: possibilitam um rendimento razoável mesmo para os canais de reação com baixa seção de choque e permitem a passagem do núcleo sem dispersão significativa da velocidade.

A evaporação desses alvos requer procedimentos bem mais cuidadosos do que os usualmente necessários à preparação de alvos nucleares. Como as medidas de distância alvo-stopper envolvem diferenças da ordem de microns, é necessária uma evaporação homogênea sobre toda a superfície do substrato de Au. A deposição irregular de material sobre o substrato prejudica a medida das vidas-médias mais curtas pois impede a máxima aproximação de alvo e stopper sem que haja contato entre eles. [A referência [Ze89] discute o uso de uma técnica de descarga elétrica aplicada à remoção de pontos sobre a superfície de alvos especiais para plunger, visando minimizar esse problema.]

Os alvos necessários à experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4\text{n})^{133,135}\text{Pr}$ e também

2.1. TÉCNICAS DE PREPARAÇÃO DE ALVOS E STOPPERS PARA PLUNGER7

à segunda experiência $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5\text{n})^{137}\text{Pr}$ foram preparados utilizando-se o evaporador Edwards do Laboratório Pelletron. O esquema do evaporador está mostrado na Fig. 2.2. Foram especialmente projetados para as nossas evaporações o dedo frio de Cu refrigerado a nitrogênio líquido e o suporte para alvos refrigerado a água. Essas duas modificações foram necessárias para aumentar o rendimento do processo pois a quantidade de material disponível para a preparação dos alvos era bastante limitada.

Alvos de Sb

A composição do antimônio natural é 57.3% de ^{121}Sb e 42.7% de ^{123}Sb . Não foi necessário utilizar o isótopo puro de cada elemento porque o interesse estava nos produtos simultâneos da reação de ^{16}O com $^{121,123}\text{Sb}$. A literatura especializada consultada não forneceu informações apropriadas ao nosso caso. O processo de preparação desses alvos foi sendo desenvolvido ao longo de inúmeras tentativas, onde parâmetros relevantes tais como a distância entre alvo e dedo frio, corrente, potência e tempo de evaporação foram sendo investigados. O método seguido [Bo90] consistiu em evaporar, em vácuo, antimônio natural sobre filmes auto-sustentáveis de Au. Esses filmes, de aproximadamente 1.0 mg/cm^2 foram colados em anéis de Al e dispostos em um suporte de Cu refrigerado a água. Usou-se um dedo frio refrigerado a nitrogênio líquido a uma distância de 4 cm dos alvos, sem contato direto. As evaporações foram feitas pelo método de bombardeamento eletrônico, a uma pressão em torno de 4.0×10^{-5} torr, e a uma potência máxima de 12 W. Foram feitas várias evaporações com pequenos intervalos para evitar aquecimento indesejável. Utilizou-se um cadinho cilíndrico de Ta, com tampa, a uma distância de 3 cm dos alvos. No desenvolvimento do método procurou-se obter a melhor eficiência de uso do material. Uma quantidade de 60 mg de Sb foi suficiente para a produção simultânea de três alvos com espessuras variando entre 0.7 mg/cm^2 e 1.2 mg/cm^2 . Os alvos obtidos satisfizeram plenamente às características necessárias para uso em plunger.

Alvos de Te

Os testes de evaporação desses alvos foram iniciados com o telúrio natural, antes de passar ao isótopo de ^{128}Te de abundância relativa 31.69%. Há principalmente duas referências [Sl85, Gr89] que nos guiaram para as primeiras

tentativas de evaporação. Usou-se o método de bombardeamento eletrônico do pó de telúrio depositado num tubinho de Ta de cerca de 5 mm de diâmetro, aquecido por um filamento helicoidal de W. Nesse tubo havia uma tampa com um orifício central de 1 mm, com o objetivo de minimizar um dos problemas freqüentes na evaporação do telúrio, que é o fato do material pular, com violência, ao ser evaporado, depositando-se irregularmente sobre o substrato e formando partículas em relevo. A evaporação em jatos intermitentes provou ser mais eficiente do que uma mais longa e contínua. Com a técnica de evaporação dominada para o elemento natural, passou-se à evaporação do isótopo de ^{128}Te , de pureza isotópica ($99.19\% \pm 0.06$). O isótopo comportou-se de maneira análoga ao telúrio natural. Os demais procedimentos usados foram semelhantes aos já descritos para o Sb.

[Cabe-nos ressaltar que, além dos alvos de ^{128}Te preparados no Laboratório Pelletron, foi necessário providenciar outros no Laboratório Tandem, devido a alguns imprevistos de última hora. Para tal, contamos com a colaboração do Sr. Hugo Grahmann - o responsável técnico do laboratório de alvos - que realizou novas evaporações usando o equipamento Univex 300-Leybold-Heraeus.]

2.1.3 Preparação do Stopper

Os stoppers usados nas experiências com plunger devem possuir as mesmas características do alvo no que se refere à superfície perfeitamente polida e esticada. Na literatura encontram-se referências de stoppers feitos de ^{208}Pb , Bi, Ta, Au e W [Hu77, Ba77, Os86, Ga90, Li74, Ma75]. A escolha geralmente recai sobre aquele que não produz reações indesejáveis à experiência. Os elementos Bi, Ta, Au e W são adequados por serem materiais refratários e geralmente são usados com espessura suficiente para frear tanto o núcleo em recuo quanto o feixe.

No caso de ^{208}Pb , este pode ser tanto laminado quanto evaporado em um substrato bom condutor de calor, como, por ex., Ni ou Au, e que tenha superfície brilhante no caso do alinhamento alvo-stopper ser feito com laser. No projeto do nosso plunger optou-se por fabricar o stopper evaporando-se o Pb sobre um substrato de Ni. As folhas de Ni (já existentes no laboratório de alvos do Pelletron), de cerca de 0.2 mg/cm^2 , haviam sido eletrodepositadas sobre Cu e estavam ligeiramente oxidadas, impedindo a perfeita aderência do filme de Pb depositado. A camada de Cu foi dissolvida usando-se uma

2.1. TÉCNICAS DE PREPARAÇÃO DE ALVOS E STOPPERS PARA PLUNGER9

solução diluída de ácido tricloroacético. A folha de Ni foi então lavada com água destilada, seca com ar quente e colada nos mecanismos esticadores. Foi evaporada uma camada de Pb de cerca de 25 mg/cm^2 , suficiente para frear tanto o feixe quanto o núcleo em recuo. Nos testes preliminares constatou-se que, se a evaporação fosse feita sobre a folha de Ni sem tensão, ao esticá-la, após a evaporação do Pb, este se desprendia do substrato de Ni. Mas, se a evaporação fosse feita sobre a folha já esticada, esse problema era solucionado. Eliminamos a possibilidade de usar o Pb laminado pois nossa técnica de alinhamento alvo-stopper envolvia o uso de laser, havendo necessidade de superfície brilhante nos substratos do alvo e do stopper.

Fig. 2.2 - Esquema do Evaporador Pelletron/IFUSP.

2.2 Descrição Comparativa entre Diversos Plungers

A câmara para medidas de vidas-médias usando o método RDM deve possuir as seguintes características:

- confiabilidade e reprodutibilidade do movimento dos mecanismos que afastam alvo e stopper, tal que sua separação relativa seja mantida rigorosamente paralela enquanto a distância esteja sendo alterada;
- estabilidade mecânica do sistema, com isolamento contra as vibrações provenientes das bombas de vácuo;
- possibilidade de pré-alinhar alvo e stopper rigorosamente paralelos, à pressão atmosférica, sem risco de desalinhamento quando submetidos à evacuação da câmara;
- estabilidade térmica das partes que terão contato direto com o feixe, as quais deverão ser construídas de materiais como aço-inox ou INVAR²;
- possibilidade de determinação precisa do “zero” da escala que mede a separação entre alvo e stopper;
- possibilidade de monitoração contínua do pulso de capacitância entre alvo e stopper;
- geometria que evite ao máximo a absorção-gama;
- possibilidade de posicionamento de detectores de raios-gama em qualquer ângulo variando entre 0° e ângulos traseiros (próximos a 180°), de forma que efeitos de 2ª ordem (como perda de alinhamento do spin do núcleo decorrente da interação com o campo hiperfino) possam ser medidos.

²INVAR Dilavar Ni36 é uma liga metálica especial, cujo coeficiente de expansão térmica linear de $1.2 \times 10^{-6}/^{\circ}C$ é uma ordem de grandeza menor que a do aço-inox [Li74].

A Técnica de Capacitância

A partir do trabalho de Alexander e Bell [Al70], vários outros autores implementaram modificações nas câmaras visando aperfeiçoar seu funcionamento. O ponto que mais merece atenção é a medida e monitoração contínua da separação alvo-stopper, para a qual eles propuseram o método capacitivo.

O plunger é projetado tal que alvo e stopper estejam ambos isolados eletricamente dos demais mecanismos, formando um capacitor de placas paralelas, em primeira aproximação. Usa-se a técnica de medida de tamanho de pulso para determinar a distância entre as duas superfícies. Um pulso quadrado de amplitude V_i , proveniente de um gerador de pulsos é aplicado ao stopper móvel. O alvo é conectado à entrada de um pré-amplificador sensível à carga. A saída do pré é amplificada e passa por um analisador de tamanho de pulso.

Na Fig. 2.3 tem-se o esquema da eletrônica usada na medida da capacitância alvo-stopper.

Sabendo-se que²:

$$Q = CV \quad (2.1)$$

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (pF) \quad (2.2)$$

tem-se que a capacitância, para pequenas distâncias, é inversamente proporcional à distância alvo-stopper.

Graficando-se o inverso da capacitância como função da distância, é possível extrapolar para capacitância infinita, que corresponde ao ponto onde a curva obtida cruza o eixo das abscissas. Em princípio este procedimento permite a determinação do “zero” da escala de distância, embora, na prática, seja muito difícil atingir o contato verdadeiro entre as duas superfícies (principalmente devido a pequenas películas de sujeira que têm dimensão em torno de $10\mu\text{m}$, ou mesmo devido às características intrínsecas do material do alvo evaporado).

O levantamento da curva $1/C \times d$ permite também uma estimativa da “qualidade” do paralelismo entre alvo e stopper. Isto é possível observando-se quão rapidamente a curva obtida afasta-se do comportamento linear. Para pequenas distâncias, até aproximadamente $30\mu\text{m}$, os valores obtidos devem

²Para um capacitor de placas paralelas tem-se: $V = Ed$, com $E = \sigma/\epsilon_0$ e $\sigma = Q/A$, onde V é a diferença de potencial e E é o campo elétrico entre as placas; σ é a densidade superficial de carga, Q a carga, A a área das placas e $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N m}^2$ a permissividade do vácuo.

estar rigorosamente sobre a mesma reta; à medida que essa distância aumenta, as capacitâncias parasitas devidas aos outros mecanismos que compõem a câmara começam a competir com aquela formada apenas pelas superfícies do alvo e stopper, fazendo com que a curva de capacitância se afaste da linearidade. Na Sec. 2.5.2 será mostrada a curva $1/C \times d$ obtida na nossa experiência.

Fig. 2.3 - Esquema da eletrônica utilizada para monitoração da capacitância entre alvo e stopper.

Alguns autores, como Alexander e Bell [Al70] e Banerjee et al. [Ba82], relatam o uso de um anel protetor, ou anel de blindagem ("screen-ring")

colocado entre o alvo e o stopper com o objetivo de diminuir o efeito das capacitâncias parasitas, tornando a curva de capacitância linear até distâncias da ordem de $130\mu\text{m}$. Este procedimento, contudo, não é regra entre os demais autores.

Além do trabalho de Alexander e Bell, existem várias publicações técnicas descrevendo as câmaras de medidas de vidas-médias [Ar74, Ma75, Ba77, Cl78, Ru81, Ba82, Ga90]. Os pontos que merecem destaque referem-se aos mecanismos propostos para o aperfeiçoamento do controle e monitoração da distância alvo-stopper.

Arai et al. [Ar74] citam um arranjo experimental bastante semelhante ao usado em [Al70].

Du Marchie et al. [Ma75] relatam a construção de um plunger onde a distância alvo-stopper é controlada pela atração eletrostática entre o stopper e um eletrodo especial. Valores de voltagens em torno de 2000 volts são suficientes para cobrir variações de distância da ordem de 0.1 mm. O stopper é conectado a um oscilador de alta-frequência e o sinal transmitido ao alvo passa por um amplificador sensível à carga. O sinal de saída é proporcional à capacitância entre as folhas. Este sinal é novamente amplificado e retificado, sendo a voltagem de saída comparada a uma referência (obtida de um sistema idêntico no qual a capacitância alvo-stopper é substituída por um valor-padrão de capacitância). O erro no sinal é usado como retroalimentação para estabilizar, via atração eletrostática, a distância alvo-stopper, através da aplicação de alta voltagem entre as folhas.

Battistuzzi et al. [Ba77] referem-se a um sistema que, juntamente com a técnica de capacitância, usa um aparelho sensível (TESATRONIC) para as medidas de distâncias bem pequenas.

Cleemann et al. [Cl78] descrevem um sistema no qual a distância alvo-stopper é, antes, grosseiramente ajustada à mão por meio de um micrômetro. Posteriormente faz-se um ajuste fino, para distâncias até $15\mu\text{m}$, usando-se um cristal piezoelétrico. As variações na capacitância são usadas para produzir pequenos ajustes na frequência de oscilação do cristal, cuja saída é comparada, em fase, com um oscilador de referência. Assim, a distância alvo-stopper pode ser fixada num determinado valor inicial da capacitância, possibilitando a estabilização mecânica do sistema sob as condições do feixe.

Rutten et al. [Ru81] explicam como construíram sua câmara usando um dispositivo piezoelétrico ("inchworm") para medida da distância alvo-stopper. A eventual histerese mecânica do sistema é continuamente corrigida

através da observação das franjas obtidas com um sistema que usa um interferômetro de Michelson.

Banerjee et al. [Ba82] descrevem um arranjo em que a capacitância é calibrada através de um sistema conectado a uma fonte de radiofrequência. Comparam seu método com o de Alexander e Bell e concluem que a técnica de radiofrequência permite uma precisão bem maior, principalmente para distâncias próximas ao contato.

García-Bermúdez et al. [Ga90] usam um equipamento semelhante ao descrito na referência [Ba77].

Além dos aspectos relacionados à medida precisa da separação relativa entre alvo e stopper, outros pontos merecem comentários rápidos. O primeiro deles refere-se à maneira como alvo e stopper são alinhados rigorosamente paralelos. Alguns pesquisadores utilizam simplesmente técnicas mecânicas, ou seja, o alvo e o stopper são assentados sobre mesas-ópticas que permitem um ajuste fino dos três eixos de movimento. O paralelismo é observado a olho nu, ao mesmo tempo em que é levantada uma curva característica da capacitância do sistema. Outros autores usam técnicas ópticas (laser ou um interferômetro) adicionalmente à técnica descrita acima. Um outro ponto que pode ser mencionado refere-se à necessidade ou não de se usar INVAR na confecção dos mecanismos esticadores para alvo e stopper. Lieb [Li74], por ex., cita o uso de INVAR no seu equipamento e, no entanto, faz as medidas de distância alvo-stopper usando simplesmente um micrômetro manual; enquanto Battistuzzi [Ba77], por sua vez, utiliza aço-inox na fabricação das peças citadas mas usa um equipamento muito mais sensível (TESATRONIC) na monitoração das distâncias.

2.3 Descrição do Plunger/Pelletron

A câmara, conforme pode ser vista na Fig. 2.4 [Em87], possui na sua parte externa um motor de passos que, conectado mecanicamente ao cursor do micrômetro por um eixo telescópico, aciona o translador. O translador é um módulo comercial padronizado, adaptado para vácuo, de precisão linear $0.1\mu\text{m}/\text{mm}$, sobre o qual se assenta a montagem do stopper. O micrômetro tem precisão de $1.575\mu\text{m}/\text{volta}$. O motor de passos pode ser acionado automaticamente, via microcomputador, ou manualmente, e tem precisão de 200 passos/volta. O software [Ri89] que controla o motor de passos foi escrito

em linguagem BASIC e, através da saída serial do micro, envia um número de pulsos na quantidade equivalente ao número de passos desejados. Permite também estabelecer o sentido do movimento: afastando ou aproximando.

[Todas as peças do plunger foram desenhadas pelo colega de grupo L. G. Emediato, baseando-se no projeto original da câmara de Oak Ridge, após discussões conjuntas acerca das modificações necessárias. Todas as peças foram executadas na oficina mecânica do Pelletron, sob a supervisão do Sr. Mário Cappello. O projeto e a montagem do circuito do motor de passos ficaram a cargo dos técnicos Carlos McDowell e Cláudio Clevellari.]

Após a montagem do equipamento, foram iniciados os testes para a avaliação do funcionamento geral dos mecanismos que comandam o afastamento e a aproximação entre alvo e stopper. Estes testes foram feitos levantando-se a curva de $1/C \times d$. Antes disto, porém, as superfícies do alvo e stopper deviam estar alinhadas rigorosamente paralelas. Suas superfícies foram esticadas conforme foi explicado na seção 2.1. O cone de esticamento das folhas foi confeccionado de INVAR. Alvo e stopper estão eletricamente isolados do restante do conjunto.

A técnica usada para ajustar o paralelismo consistiu em fazer refletir um feixe de laser sobre a superfície brilhante (Au) do substrato do alvo e marcar o ponto refletido numa folha de papel colocada a uma distância muito grande ($\sim 10m$) comparada à separação alvo-stopper. Sem tocar no alvo e no laser, montou-se o suporte do stopper, cujo substrato (Ni) é também brilhante. Com o auxílio dos parafusos diferenciais existentes neste suporte, foi possível ir ajustando, delicadamente, o ângulo de sua superfície, até que a marca do ponto luminoso refletido nesta coincidissem com a marca anterior.

Os testes iniciais apontaram para a existência de problemas relacionados à irregularidade dos passos. As possíveis causas foram assim investigadas:

- testes com O-ring dinâmico;
- testes com o motor de passos;
- testes para avaliação do torque do motor de passos;
- testes com o eixo telescópico;
- testes com a mola do translador.

O micrômetro projeta-se no interior da câmara através de uma vedação para vácuo tipo O-ring dinâmico. A irregularidade dos passos poderia ser consequência de um possível atrito com esse O-ring, que estaria impondo resistência ao movimento de avanço do cursor do micrômetro. Os testes realizados, porém, permitiram concluir que não era essa a fonte dos problemas.

O motor de passos foi retirado do sistema para permitir testes do seu funcionamento, independentemente de outros problemas relacionados à transmissão do movimento até o translador. A verificação da regularidade dos passos do motor foi feita usando-se um espelho preso ao seu eixo livre. Fazendo incidir um laser neste espelho, à medida em que o eixo girava em passos comandados pelo motor, as posições dos pontos luminosos refletidos num anteparo eram marcadas. Repetindo-se este procedimento algumas vezes, foram observadas irregularidades entre as marcas, permitindo concluir que o circuito elétrico do motor apresentava problemas. Os reparos foram executados pelos técnicos responsáveis.

Foram feitos também testes para verificar se o torque fornecido pelo motor de passos era suficiente para mover todo o conjunto. Isto foi feito com um arranjo semelhante ao descrito anteriormente, prendendo-se adequadamente massores ao eixo e observando a regularidade dos passos. Concluiu-se que a potência fornecida pelo motor era mais que suficiente para girar todo o conjunto.

Faltava ainda investigar se a irregularidade dos passos era decorrente de problemas com a transmissão mecânica do torque do motor ao micrômetro via eixo-telescópico. Este eixo, conforme pode ser visto na Fig. 2.4, é apoiado por esferas-guia. As medidas de capacitância mostraram que o eixo girava em falso, ocasionando perda de passos na transmissão do comando do motor ao cursor do micrômetro. Esta peça foi substituída por um sistema de engrenagem composto por uma coroa com redução de 1/25 e um parafuso-sem-fim. Após esta modificação, cada passo do motor passou a corresponder a um avanço do translador de $0.13\mu\text{m}$. Essas engrenagens, depois de lubrificadas com grafite e com ajuste correto de pressão entre coroa e parafuso, eliminaram parte dos problemas.

A câmara foi montada na canalização para verificação da estabilidade mecânica do sistema. Constatou-se que a presença de vibrações externas, (vindas, por ex., de uma bomba de vácuo turbo-molecular ou do ventilador que refrigerava a bomba iônica), produzia mudanças na distância alvo-stopper. Estes problemas foram parcialmente sanados melhorando-se a isolação

mecânica entre as bombas de vácuo e o local onde fica a câmara. Além disso, providenciou-se a troca das molas que seguravam o translador à parede da câmara. Originalmente, o translador estava preso por duas molas helicoidais laterais, as quais não eram suficientemente rígidas para mantê-lo seguro a cada passo dado. Essas molas foram substituídas por um conjunto de lâminas de aço colocadas na parte traseira do translador, ajustadas para fazer a exata pressão contra o movimento de avanço do cursor do micrômetro.

Por fim, o plunger foi considerado pronto para um teste com feixe.

Fig. 2.4 - Esquema do Plunger/Pelletron [Em87]. .

2.4 Experiência-Teste para o Plunger/Pelletron

Todo plunger, quando em uso pela primeira vez, é testado com uma reação que produza um núcleo cujas vidas-médias na região de interesse já sejam conhecidas. A reprodutibilidade desses valores indica a confiabilidade do equipamento. Foi feita a reação $^{63,65}\text{Cu}(^{16}\text{O}, p2n)^{76,78}\text{Kr}$, com energia de feixe de 58 MeV, para testar a câmara do Pelletron. Os alvos de Cu, de espessura aproximada de 1 mg/cm², auto-sustentáveis, foram evaporados usando-se o método de passagem de corrente.

A análise preliminar dos dados mostrou que havia problemas com o plunger, relacionados às medidas da distância alvo-stopper. As modificações necessárias foram feitas, conforme explicado na Sec. 2.1, e a experiência foi repetida com sucesso. Foram adquiridos 18 espectros, variando-se as distâncias desde o “toque”, em torno de 14μm até 648μm. Usou-se um detector GeHP (de resolução 1.8 keV para a linha 1333 keV de ^{60}Co), colocado a 0° em relação ao feixe. Os dados foram analisados usando os programas SPASM e LIFETIME, que serão descritos em detalhes no Capítulo 3. A tabela a seguir mostra os valores obtidos para as vidas-médias.

Núcleo	Spin	τ (ps) _{exp}	τ (ps) _{LIT}
^{78}Kr	2 ⁺	24 ± 8	22 ± 0.2
	4 ⁺	3.0 ± 0.2	2.5 ± 0.2
	6 ⁺	0.7 ± 0.3	0.6 ± 0.1
^{76}Kr	2 ⁺	31 ± 14	24 ± 2
	4 ⁺	4.3 ± 0.4	4.3 ± 0.2
	6 ⁺	0.9 ± 0.7	0.87 ± 0.08

Tabela 2.1 - Valores das vidas-médias de ^{76}Kr e ^{78}Kr - Os resultados experimentais foram ajustados por LIFETIME. Os resultados da literatura foram retirados de NDS 33(1981)258 e NDS 42(1984)350.

2.5 A experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$

2.5.1 Pelletron/IFUSP

Esta experiência foi realizada pela primeira vez utilizando o plunger do laboratório Pelletron. Segundo cálculos com o código PACE³ [Ga80], mostrados nas Figs. 2.5 e 2.6, verifica-se que, para a energia de 72 MeV, as reações ($^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$) e ($^{121}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$) são favoráveis, embora a seção de choque não esteja maximizada. Há uma forte concorrência de outros canais abertos de reação como o ^{134}Pr e ^{136}Pr . A energia de 72 MeV (a máxima disponível no Pelletron para feixe de ^{16}O), requer estado de carga 8^+ que, sendo pouco provável, produz, nas melhores condições possíveis, um feixe de intensidade aproximada de 1.5 nA no alvo. Esta intensidade é baixa e, conseqüentemente, a estatística dos estados pouco populados fica prejudicada. Um recurso para aumentar o rendimento da reação seria usar alvos mais grossos. No entanto, conforme já comentado na seção 2.1, a espessura dos alvos usados em medidas de RDM não pode ser muito grande para evitar o inconveniente de possível freamento dos núcleos em recuo no próprio material do alvo.

No Pelletron, foram adquiridos 13 espectros de 3 horas cada, energia de feixe 72 MeV, corrente de 1.2 nA no alvo, variando a distância alvo-stopper desde o toque ($16\mu\text{m}$), até $1000\mu\text{m}$. Foi usado um arranjo com um filtro de multiplicidade composto por 3 detectores de NaI e um detector de GeHP colocado a 0° em relação ao feixe. Os dados foram analisados, permitindo extrair uma primeira estimativa das vidas-médias dos primeiros estados excitados da banda-yrast, correspondendo às energias 373, 660 e 854 keV para o núcleo de ^{135}Pr ⁴. Estes resultados nos indicaram em que intervalos as medidas deveriam ser repetidas com mais cuidado.

Em relação ao ^{133}Pr ⁵, o primeiro estado, correspondente à transição 310 keV, foi produzido com estatística razoável. Esta transição, porém, está contaminada pelo pico “shifted”, correspondente à transição 306.5 keV do núcleo ^{134}Pr , que também é produzido com seção de choque não desprezível. As três outras transições mais intensas da mesma banda, correspondentes às energias 551.6, 709 e 812 keV foram produzidas com estatística pobre.

³PACE calcula as seções de choque de fusão-evaporação dos núcleos residuais provenientes de uma dada reação, através de simulação Monte Carlo.

⁴Para uma melhor compreensão, vide Fig. 3.3

⁵Idem, Fig. 3.4.

Fig. 2.5 - Cálculos com PACE para a reação $^{121}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$.

Fig. 2.6 - Cálculos com PACE para a reação $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$.

2.5.2 Tandar/CNEA

Para contornar as dificuldades comentadas anteriormente, uma alternativa (já prevista no plano original de pesquisa apresentado à FAPESP), foi prosseguir o projeto com uma nova tomada de dados no Laboratório Tandar de Buenos-Aires, dando continuidade a uma estreita colaboração que vinha sendo mantida entre os grupos de espectroscopia gama do Pelletron e daquele laboratório.

No Tandar, trabalhamos com o grupo do Prof. Dr. Gerardo García-Bermúdez ⁶.

Descrição do Plunger/Tandar

A Fig. 2.7 mostra a montagem do plunger [Ga90] utilizado na experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4\text{n})^{133,135}\text{Pr}$ e $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5\text{n})^{137}\text{Pr}$. A parte principal da câmara foi construída usando-se módulos comerciais padronizados para vácuo: a mesa óptica modelo PO46BL e o translador modelo MR8025, produzidos pela Klinge-Scientific. A mesa óptica sustenta o porta-alvo e permite o ajuste de seu paralelismo em relação ao stopper. Este ajuste é feito por meio de parafusos de precisão que controlam os três eixos móveis de movimento. A mesa está mostrada em detalhes na Fig. 2.8. O mecanismo de translação permite o deslocamento linear do alvo rigorosamente paralelo ao stopper. Um O-ring dinâmico foi usado no orifício da base inferior da câmara para transmitir o movimento ao translador.

A medida da distância alvo-stopper é feita inicialmente com o auxílio de um micrômetro. Além dele, utiliza-se um instrumento comercial de medidas de deslocamentos lineares - TESATRONIC ⁷. A Fig. 2.9 mostra este medidor em mais detalhes, permitindo entender o princípio de seu funcionamento. Ele é constituído por uma bobina que contém um pequeno cilindro móvel de ferro em seu interior. Quando ocorre uma variação na posição do translador, o movimento é transmitido ao cilindro, o qual, por indução, modifica a corrente elétrica na bobina. Os sinais são levados ao monitor do TESATRONIC que permite 6 escalas diferentes de leitura, com precisão

⁶Participaram também da experiência, vindos do Pelletron: Prof. Dr. W. Seale, financiado por verba de Trieste/CNEA, L. G. R. Emediato e S. Botelho, financiada pela FAPESP.

⁷modelo TTA60 - fabricado por TESA S. A. , CH-1020 Renens, Switzerland.

máxima de $0.1\mu\text{m}/\text{divisão}$ na escala até $\pm 3\mu\text{m}$. O TESATRONIC está fixo na montagem do micrômetro e ambos estão na parte externa da câmara.

A técnica adotada para a otimização do paralelismo entre as superfícies do alvo e stopper consistiu em ir ajustando, à mão, os três parafusos da mesa óptica que suporta o porta-alvo, enquanto as folhas eram observadas, a olho nu, contra uma luz forte. Simultaneamente, construiu-se o gráfico do inverso da capacitância em função da distância (conforme explicado na Sec. 2.2), observando-se a linearidade dos pontos iniciais e buscando minimizar o valor entre o “zero” extrapolado da curva e o ponto de contato entre as duas superfícies, quando a capacitância (monitorada com um osciloscópio), é infinita.

Esse procedimento é realizado com o plunger na bancada e repetido com a câmara em vácuo, antes do início da tomada de dados. Uma curva típica de $1/C \times d$, obtida durante a experiência, será mostrada na Fig. 2.16.

ESQUEMA DA MONTAGEM DO PLUNGER:

1. STOPPER
2. ALVO
3. DETECTOR DE GAMAS
4. JANELA TRANSPARENTE DE POLICARBONATO
5. MICRÔMETRO
6. MEDIDOR DE DISTÂNCIAS (TESATRONIC - TTA 60)
7. TRANSLADOR
8. MESA ÓPTICA

Fig. 2.7 - Esquema do Plunger/Tandar [Ga90].

Fig. 2.8 - Esquema da mesa óptica que suporta o alvo.

- 1 - CABEÇA
- 2 - EIXO
- 3 - CILINDRO
- 4 - BOBINA

Fig. 2.9 - Esquema do medidor TESATRONIC.

Arranjo Experimental

No arranjo experimental utilizado, mostrado na Fig. 2.11, foram usados simultaneamente um detector GMX a 0° e um outro GEM a 155° em relação ao feixe. [Observemos que o ângulo de 155° está marcado em relação ao centro da câmara; mas, como o alvo está alguns milímetros fora deste centro, o ângulo verdadeiro que deve ser considerado nos cálculos da energia “shifted” é de 157°.] O detector GMX, com cerca de 32% de eficiência e 1.94 de resolução, estava disposto a 11.6 cm do alvo. O detector GEM, de 40% de eficiência e 1.85 de resolução, estava colocado a 15.6 cm do alvo.

Nas medidas de vidas-médias podem ser usadas tanto as técnicas de medida de coincidência γ -partícula, γ - γ ou medidas “singles”, juntamente com a técnica de plunger. Nas duas primeiras, é possível selecionar um mecanismo específico de população dos estados de yrast sob investigação. Os dados são analisados de uma forma direta e os resultados finais, em geral, apresentam menos ambigüidades. Entretanto, esta técnica requer um tempo de máquina muito grande e os resultados finais ficam prejudicados por uma estatística pobre. Nas medidas “singles”, admite-se que os estados de yrast sejam populados de uma forma complexa e estuda-se o decaimento gama sem restrições. Essa técnica fornece dados com razoável estatística, embora os resultados finais possam ser afetados por alguma ambigüidade, resultante do desconhecimento parcial da alimentação lateral.

O uso de um outro detector, colocado em ângulo traseiro, é um recurso útil visando eliminar algumas dessas possíveis ambigüidades pois, para esse detector, o gama emitido em vôo é deslocado para energias menores, pois $E_s = E_0(1 + \beta \cos \theta)$. Assim, a observação simultânea dos espectros adquiridos com os dois detectores permite, na maior parte das vezes, distinguir os picos deslocados “verdadeiros” (que devem existir nos dois espectros) daqueles provenientes de contaminantes não facilmente identificados. A redução dos dados relativos aos dois detectores, feita de modo independente para cada um, permite contornar esse tipo de dificuldade e reforça a confiança no resultado final.

Na Fig. 2.10 está esquematizada a eletrônica utilizada. Os espectros provenientes de cada detector foram adquiridos separadamente, em modo “single”, da maneira convencional.

Para a monitoração contínua dos pulsos de capacitância foi usado um gerador de pulsos quadrados de amplitude constante - Tektronix Type 106 -,

como sinal de entrada, em uma das folhas (alvo ou stopper, ambos isolados do restante do conjunto). O sinal capacitivo transmitido para a outra superfície foi medido com o voltímetro digital Hewlett Packard Model 3455A.

Fig. 2.10 - Esquema da eletrônica utilizada na experiência Tandar/CNEA.

Fig. 2.11 - Esquema do arranjo experimental Tandar/CNEA.

A experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4n)^{133,135}\text{Pr}$ foi realizada a uma energia de feixe de 76 MeV, com corrente no alvo em torno de 2 nA. Foram adquiridos espectros para 16 distâncias entre alvo e stopper, de tipicamente 3 horas cada, desde o toque até $797\mu\text{m}$; mais especificamente: 17.0, 20.0, 23.0, 27.0, 32.0, 37.0, 47.0, 67.0, 87.0, 117.0, 167.0, 247.0, 367.0, 537.0, $797.0\mu\text{m}$. Foi utilizado um alvo de Sb de 1.1 mg/cm^2 evaporado sobre um substrato de Au de cerca de 1.3 mg/cm^2 , preparados no Pelletron. O stopper utilizado foi uma folha de Pb laminado, com qualidade óptica, de 12 mg/cm^2 , preparado no Tandar. Além dos espectros para cada distância, foram adquiridos também espectros de calibração e eficiência dos detectores e espectros de decaimentos.

As curvas de eficiência dos detectores GMX e GEM estão mostradas nas Figs. 2.12 e 2.13, respectivamente. Essas curvas foram levantadas utilizando-se uma fonte de ^{152}Eu , colocada exatamente na mesma posição do alvo. A possibilidade de se fazer essas medidas utilizando-se as intensidades relativas de alguns gamas provenientes de decaimentos foi descartada porque havia transições de energias muito próximas, prejudicando a determinação precisa das intensidades.

Fig. 2.12 - Curva de eficiência para o detector GMX.

Fig. 2.13 - Curva de eficiência para o detector GEM.

O espectro total adquirido para a menor distância alvo-stopper está mostrado na Fig. 2.14

Os demais espectros, ressaltando as transições de interesse, serão mostrados no Capítulo 3, na Sec. 3.1, de análise dos espectros.

Fig. 2.14 - Espectro total relativo à experiência $^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},4\text{n})^{133,135}\text{Pr}$.

Espectro parcial típico

Fig. 2.14 - (continuação).

A curva de capacitância

A técnica de capacitância foi empregada para medir as distâncias relativas entre alvo e stopper e para estimar o “zero absoluto” da escala. Este método de pulsos foi usado também para avaliar o comportamento mecânico do sistema ao longo da experiência. Uma calibração foi realizada no início de cada corrida, antes do feixe ser colocado no alvo. Outra calibração foi efetuada após ser atingido o equilíbrio térmico, e, continuamente, durante o experimento. O centróide da distribuição dos pulsos obtidos (que representa a média entre todas as calibrações acumuladas durante a corrida) foi usado para determinar a distância entre alvo e stopper. Esse procedimento faz com que as pequenas flutuações devidas à instabilidade do feixe sejam corrigidas, permitindo que os erros de leitura do medidor sejam tomados em média.

O método descrito acima é particularmente útil para pequenas distâncias, (menores que $50\mu\text{m}$), perdendo a sensibilidade para distâncias crescentes, onde a leitura direta do medidor é suficientemente precisa. Constatou-se que, depois que o sistema atinge o equilíbrio térmico, a separação permanece estável dentro de $0.3\mu\text{m}$.

A Fig. 2.15 mostra a curva de capacitância obtida. O ajuste da parte linear desta curva, extrapolando para o eixo das abscissas, forneceu o valor $(17.0 \pm 0.2)\mu\text{m}$ para o zero real do sistema.

Fig. 2.15 - Curva de $1/C \times d(\mu\text{m})$.

2.6 A Experiência $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5\text{n})^{137}\text{Pr}$

2.6.1 Tandar/CNEA

Os cálculos com o código PACE, conforme a Fig. 2.16, mostram que esta reação é favorável para uma energia de feixe de 76 MeV. Esta energia, para o feixe de ^{14}N , não está disponível no Pelletron. A experiência foi realizada no Tandar/CNEA. O arranjo experimental, a eletrônica, a técnica de capacitância e os detectores são os mesmos já descritos anteriormente. Foram utilizados alvos de ^{128}Te de cerca de 1.4 mg/cm^2 , evaporados sobre folhas de Au de 1.3 mg/cm^2 , confeccionados no Pelletron e no Tandar. Foram adquiridos espectros desde o toque até $2400 \text{ } \mu\text{m}$. Foi mantida uma corrente de 0.7 nA , baixa o suficiente para não evaporar o Te, conforme [Sl85], que discute o comportamento deste elemento sob variadas condições de corrente e feixe.

O toque ficou em torno de $22 \text{ } \mu\text{m}$, um valor alto devido às características intrínsecas do material evaporado. Na referência [Os86] foi encontrado um valor comparável a esse para um alvo idêntico de ^{128}Te , feito para plunger, confirmando nossa hipótese de que a qualidade das folhas é o fator limitante para se atingir a distância mínima entre alvo e stopper.

Na Fig. 2.17 tem-se um espectro total típico obtido nesta experiência.

Fig. 2.16 - Cálculos com PACE para a reação $^{128}\text{Te} + ^{14}\text{N}$.

Espectro parcial típico

Fig. 2.17 - Espectro total para a reação $^{128}\text{Te}(^{14}\text{N},5\text{n})^{137}\text{Pr}$.

Espectro parcial típico

Fig. 2.17 - (continuação).

Capítulo 3

Análise e Redução dos Dados

3.1 Análise dos Espectros: O Programa SPASM

O código de análise de espectros SPASM [Mi86], instalado no computador VAX/Pelletron, possui recursos que possibilitam o ajuste simultâneo de picos gaussianos de características diferentes. Parâmetros tais como a largura e os pontos em que a curva é estendida por uma exponencial sobre um fundo linear ou quadrático, para os dois conjuntos de picos - parados (E_0) e em vôo (E_s) - devem ser considerados independentemente. O método utilizado para a extração das áreas das transições será descrito a seguir.

Ajustam-se os picos parados, de energia E_0 , da forma padrão, ou seja, adotando como parâmetros iniciais aqueles obtidos para as transições gama da fonte radioativa tomada como calibração (^{152}Eu). Devem ser analisadas primeiro as transições relacionadas ao espectro tomado para a menor distância alvo-stopper, quando o pico correspondente à energia E_s ainda não é significativo. A partir desse procedimento fixa-se um outro conjunto de parâmetros que será usado para os picos E_0 nos espectros relativos às distâncias intermediárias.

A respeito do ajuste dos picos deslocados, adotou-se o seguinte método. Sabendo-se que os picos relativos aos gamas emitidos após o freamento do núcleo têm uma largura caracterizada pela resolução do detector (que chamaremos de largura intrínseca), o pico correspondente ao gama que foi emitido em vôo, de energia E_s , é alargado devido à dispersão na velocidade de recuo. [O

valor médio dessa velocidade foi determinado experimentalmente, usando-se as diferenças entre os centróides dos picos parados e deslocados.]

O critério adotado para a extração das áreas das transições, de acordo com Jones et al. [Jo69] e Miller et al. [Mi74] (supondo que a dispersão média em torno da velocidade de recuo v_0 seja dada por uma distribuição gaussiana, de largura total, a $1/\sqrt{e}$, de $2\sigma v_0$), foi considerar que¹:

$$W_T^2 = W_I^2 + W_V^2$$

onde a largura total é obtida do ajuste do pico para a maior distância alvo-anteparo. Da expressão acima tira-se o valor para W_V , o qual será usado como a largura de referência na análise dos picos para as demais distâncias, mais difíceis de ajustar, principalmente quando apresentam contaminantes com energias bem próximas a E_s .

Para as distâncias intermediárias, utilizam-se os parâmetros obtidos independentemente para os picos E_0 e E_s , mas permite-se que SPASM possa variá-los em torno de 10%, até atingir um valor aceitável para o χ^2 . Obtém-se daí outros dois conjuntos de parâmetros (para E_0 e E_s), a partir dos quais é feito o ajuste final, com intervalo de variação restrito a 5%. Verificou-se que, uma vez dados valores iniciais bons, os parâmetros usados para os picos E_0 e E_s se mantiveram estáveis (as pequenas variações encontradas não afetaram significativamente o valor das áreas analisadas).

Para ilustrar os recursos desse programa, seguem-se nas Figs. 3.1a), 3.1b) e 3.1c), os ajustes feitos para as transições 373, 660 e 854 keV, de ^{135}Pr , para a menor distância alvo-anteparo. Dessas figuras é possível visualizar as áreas dos picos não deslocados e deslocados, assim como das demais transições que devem ser consideradas conjuntamente.

As áreas obtidas usando o programa SPASM foram posteriormente corrigidas pela eficiência dos detectores para a obtenção dos valores finais das intensidades I_0 e I_s . Adotou-se, como fator de normalização dos espectros, para cada distância, a área relativa à excitação coulombiana do Au (279.5 keV) presente no substrato do alvo.

¹ W_I representa a largura intrínseca do pico parado, W_V representa a largura devida à distribuição das velocidades e W_T representa a largura total.

Fig. 3.1 a) - Ajuste das componentes não deslocada e deslocada (usando SPASM), para a transição $E_\gamma = 373 \text{ keV}$, de ^{135}Pr , para $d = 20 \mu\text{m}$.

Fig. 3.1 b) - Ajuste das componentes não deslocada e deslocada (usando SPASM), para a transição $E_\gamma = 660 \text{ keV}$, de ^{135}Pr , para $d = 20 \mu\text{m}$.

Fig. 3.1 c) - Ajuste das componentes não deslocada e deslocada (usando SPASM), para a transição $E_\gamma = 854$ keV, de ^{135}Pr , para $d = 20 \mu\text{m}$.

3.2 Espectros das Transições de Interesse

Nesta seção serão mostradas as transições produzidas com maior intensidade nas reações estudadas, seguidas de observações relacionadas a possíveis contaminantes que comprometeram a extração de algumas vidas-médias. Os espectros foram arranjados de forma a facilitar a comparação simultânea entre os detectores colocados a 0° e 157° , permitindo visualizar onde existe contaminação no pico de energia E_s pois, para ângulos traseiros, a energia é deslocada para valores menores.

As componentes E_0 e E_s foram destacadas, para quatro distâncias alvo-anteparo, escolhidas convenientemente de maneira a realçar a mudança relativa (ou não) entre suas intensidades. Para todos os espectros, as linhas verticais contínuas indicam o par (E_0, E_s) , enquanto as linhas verticais tracejadas, indicam, para cada detector, a posição do pico correspondente à energia deslocada no outro detector.

Para uma melhor compreensão das figuras relativas às transições de interesse, seguem-se, para cada núcleo estudado, as tabelas contendo os valores para E_0 e E_s . As energias estão ordenadas a partir do estado mais baixo, para cada banda, de acordo com os esquemas de níveis apresentados respectivamente para os núcleos de ^{135}Pr , ^{133}Pr e ^{137}Pr .

3.2.1 Principais Transições para o Núcleo de ^{135}Pr

Na Fig. 3.2 é apresentada a porção relevante do esquema de níveis para o núcleo de ^{135}Pr , tomado da referência [Se86].

Na tabela abaixo estão listadas as energias E_0 e E_s , para os dois detectores.

$E_0(\text{keV})$	$E_s(\text{keV})$	$E_s(\text{keV})$
	$\theta=0^\circ$	$\theta=157^\circ$
373.0	376.6	369.9
660.0	666.3	654.2
854.0	862.2	846.4
1000.0	1009.6	991.2
532.0	537.1	527.3
728.0	735.0	721.6
890.0	898.5	882.1

Tab. 3.1 - Valores das energias não deslocadas e deslocadas, para o núcleo de ^{135}Pr , com $\Delta E = E_0 \beta \cos \theta$. No caso, $\beta = 0.0096 \pm 0.0007$.

Para melhor facilidade na compreensão dos espectros, seguem-se algumas observações acerca de cada transição.

- Fig. 3.3 a) **373 keV** - Picos (E_0 , E_s) bem resolvidos, sem qualquer vestígio de contaminantes na região de interesse.
- Fig. 3.3 b) **660 keV** - Há um possível contaminante no pico deslocado de 666 keV, mas é visível a mudança relativa nas áreas dos dois picos. A extração das intensidades dessa transição, para os dois detectores, possibilitou a determinação de um fator constante correspondente à área do contaminante. [O ajuste das vidas-médias usando LIFETIME foi feito, inicialmente, sem considerar a componente deslocada. Posteriormente, um gráfico comparativo entre os valores teóricos obtidos pelo programa e os nossos valores experimentais, já descontada a contribuição devida ao contaminante, mostrou um ajuste perfeito,

aumentando nossa confiança em poder usar também os valores desses picos deslocados, visando aumentar o número de dados experimentais disponíveis.]

- Fig. 3.3 c) **854 keV** - Não há contaminação no pico deslocado. Para o detector traseiro, porém, a energia deslocada sofre a interferência do pico de excitação coulombiana de Fe.
- Fig. 3.3 d) **1000 keV** - A ausência do pico E_s até distâncias da ordem de $800\mu\text{m}$ sugere a existência de uma vida-média longa para este nível, que provavelmente alimentaria a banda yrast. Na verdade, porém, a transição E_0 está contaminada pela transição 1000 keV de ^{134}Pr , núcleo produzido com secção de choque não desprezível na energia utilizada.
- Fig. 3.3 e) **532 keV** - O pico E_s está contaminado por uma transição forte de ^{136}Pr .
- Fig. 3.3 f) **728 keV** - Há contaminante no pico deslocado.
- Fig. 3.3 g) **890 keV** - Há contaminante no pico E_0 pois a intensidade desta transição está incoerente com as transições inferiores, bem menos intensas.

Fig. 3.3 a) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 373$ keV.

Fig. 3.3 b) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 660$ keV.

Fig. 3.3 c) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 854$ keV.

Fig. 3.3 d) - Espectro correspondente à transição $E_{\gamma} = 1000$ keV.

Fig. 3.3 e) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 532$ keV.

Fig. 3.3 f) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 728$ keV.

Fig. 3.3 g) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 890$ keV.

3.2.2 Principais Transições para o Núcleo de ^{133}Pr

Na Fig. 3.4 está mostrado o esquema de níveis para o núcleo de ^{133}Pr , tomado da referência [Hi88].

Abaixo estão tabeladas as energias E_0 e E_s .

$E_0(\text{keV})$	$E_s(\text{keV})$	$E_s(\text{keV})$
	$\theta=0^\circ$	$\theta=157^\circ$
310.3	312.9	307.2
551.6	556.9	546.7
709.0	715.8	702.7

Tab. 3.2 - Valores das energias não deslocadas e deslocadas, para o núcleo de ^{133}Pr , com $\Delta E = E_0 \beta \cos \theta$. No caso, $\beta = 0.0096 \pm 0.0007$.

As transições destacadas para este núcleo são:

- Fig. 3.5 a) **310 keV** - Esta transição está contaminada pelo pico deslocado, correspondente à transição 306.5 keV de ^{134}Pr .
- Fig. 3.5 b) **551 keV** - Transição deslocada em cima do pico correspondente à excitação coulombiana de Au, a 157° .
- Fig. 3.5 c) **709 keV** - Indícios de contaminação na transição deslocada.

Fig. 3.4 - Esquema de níveis para o núcleo de ^{133}Pr [Hi88].

Fig. 3.5 a)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 310$ keV.

Fig. 3.5 b)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 551\text{ keV}$.

Fig. 3.5 c)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 709\text{ keV}$.

3.2.3 Principais Transições para o Núcleo de ^{137}Pr

Na Fig. 3.6 segue-se o esquema de níveis para o núcleo de ^{137}Pr , tomado da referência [Xu89].

Abaixo estão listadas as energias das transições mais intensas.

$E_0(\text{keV})$	$E_s(\text{keV})$
$\theta=0^\circ$	
517.1	521.6
793.2	800.1
905.4	913.1
562.3	567.0
787.0	794.0
958.2	966.5
230.0	232.0
331.3	333.9

Tab. 3.3 - Valores das energias não deslocadas e deslocadas, para o núcleo de ^{137}Pr , com $\Delta E = E_0 \beta \cos \theta$. No caso, $\beta = 0.0089 \pm 0.0008$.

Nas Figs. 3.7, de a) até g), estão destacadas as transições tabeladas acima. Note-se que estão mostrados apenas os espectros tomados a $\theta=0^\circ$, porque, embora a experiência tivesse sido iniciada usando um detector a 0° e um outro a 143° , problemas experimentais, no decorrer da tomada de dados, com um dos detectores (sem qualquer possibilidade de substituição), impediram que espectros simultâneos fossem adquiridos para todas as distâncias. Sendo assim, estão mostrados, para comparação, dois espectros tomados com o detector GEM, e dois outros adquiridos com o detector GMX. [Os dois detectores têm o fator “dispersão por canal” bastante próximos, e a diferença verdadeira entre os ganhos foi modificada artificialmente no desenho da figura para permitir a comparação simultânea de distâncias bem afastadas.]

Como pode ser facilmente visto, as transições investigadas, de intensidade razoável, correspondentes a 517, 793, 905, 562, 787, 958, 230 e 331 keV, não apresentaram componentes deslocadas mesmo até distâncias da ordem de $3000\mu\text{m}$. As possíveis explicações para este fato estão discutidas na Sec. 5.3.

Fig. 3.7 a)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 517 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 b)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 793 \text{ e } 787 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 c) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 905 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 d) - Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 562 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 e)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 958 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 f)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 230 \text{ keV}$.

Fig. 3.7 g)- Espectro correspondente à transição $E_\gamma = 331 \text{ keV}$.

3.3 O Método RDM

Há várias técnicas experimentais que possibilitam a extração das vidas-médias de estados excitados de núcleos [Sc68, No79]. Dentre elas, destacam-se a excitação coulombiana, DSAM (“Doppler-Shift Attenuation Method”) e RDM (“Recoil-Distance Method”).

O método que utiliza a excitação coulombiana restringe-se a situações onde o núcleo excitado é estável. No método DSAM, a vida-média do estado que emite um raio- γ é comparado com o tempo de freamento do átomo em recuo no material freador, tipicamente da ordem de $0.5 \times 10^{-12} s$. O esquema a seguir resume a região onde cada uma destas técnicas se aplica.

Fig. 3.8 - Esquema ilustrativo dos intervalos de tempo onde se aplicam os métodos RDM e DSAM.

A motivação para se aplicar a técnica de plunger para as regiões de vidas-médias cobertas pelo método DSAM é que as medidas feitas utilizando o método RDM não são afetadas pelo processo de freamento dos núcleos em recuo e, portanto, não estão sujeitas às incertezas sistemáticas relacionadas ao desconhecimento parcial das propriedades de “stopping-power” do material freador.

Para ilustrar a técnica RDM, considere um núcleo recuando, no vácuo, entre as superfícies do alvo e do stopper, perfeitamente paralelas, dispostas de modo que sua separação relativa possa variar desde “zero” até alguns décimos de milímetro. Suponha que um conjunto de núcleos decaindo segundo a relação: ²

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.1)$$

possa ser dividido em dois subconjuntos, um deles representando todos os núcleos que decaem entre o intervalo de tempo $0 \leq t \leq T$, e o outro representando todos os decaimentos entre $T \leq t \leq \infty$. Podemos, então, definir uma determinada razão R, como sendo:

$$R = \frac{\lambda N_0 \int_T^\infty e^{(-\lambda t)} dt}{\lambda N_0 \left[\int_T^\infty e^{(-\lambda t)} dt + \int_0^T e^{(-\lambda t)} dt \right]} \quad (3.2)$$

$$R = e^{(-\lambda T)} \quad (3.3)$$

Da equação acima segue-se que:

$$\ln R = -\lambda T \quad (3.4)$$

ou seja, $\ln R$ é uma função linear de T. Em princípio, desde que se façam as correções necessárias, a curva $\ln R \times T$ fornece a constante de decaimento e, por conseguinte, o valor da vida-média.

Nas seções subseqüentes serão explicadas que correções são necessárias aos dados experimentais e será descrito o programa computacional utilizado para a determinação das vidas-médias.

²onde $N(t)$ significa o número de núcleos em um estado excitado qualquer, no instante t, N_0 significa o número de núcleos no instante $t=0$ e λ representa a constante de decaimento.

Fig. 3.9 - Esquema ilustrativo da técnica RDM.

3.4 Extração das Vidas-Médias: o Programa LIFETIME

LIFETIME [We85] é usado para extrair os valores das vidas-médias obtidas experimentalmente usando a técnica RDM, associada a experiências envolvendo reações de fusão-evaporação. Em linhas gerais, este programa trata as populações iniciais dos níveis e as probabilidades de transição entre eles como parâmetros variáveis. Em termos destes parâmetros, a população de cada nível, como função do tempo, é determinada através das equações de Bateman [Ba10]. As intensidades dos picos de energia E_0 e E_s são calculadas e comparadas, através de um ajuste de χ^2 , às intensidades experimentais, para cada distância alvo-stopper.

Diferentemente das experiências de excitação coulombiana, onde as vidas-médias podem ser calculadas de uma maneira relativamente simples (principalmente para os núcleos deformados, onde cada estado sucessivamente mais alto da banda tem uma vida-média mais curta que o estado imediatamente abaixo), a extração das vidas-médias provenientes de decaimentos de um núcleo formado por reação de fusão-evaporação é complicada pelo fato de que um determinado nível geralmente sofre uma alimentação lateral de transições não vistas, provenientes do contínuo.

Na maioria das vezes, o modo como ocorre a alimentação lateral não é conhecido, tornando-se necessário definir níveis laterais adicionais a partir dos quais há os decaimentos. LIFETIME permite que a modelagem para a alimentação lateral, suas respectivas populações iniciais e probabilidades de transição para os níveis de interesse da banda principal sejam tratados como parâmetros variáveis. É possível também considerar uma banda rotacional para modelar a alimentação de um nível particular, como, por ex., o nível mais alto de uma cascata.

Em termos do momento de quadrupolo Q_0 e das energias de transição E_{jk} , para $K_j = K_k = 0$, as probabilidades de transição λ_{jk} são definidas por³:

$$\lambda_{jk} = 1.2253 \times 10^{-15} E_{jk}^5 Q_0^2 < J_j 200 | J_k 0 >^2 \quad (3.5)$$

com o valor de Q_0 e da população inicial do nível mais alto da banda tratados como parâmetros variáveis.

³onde Q_0 está dado em (e.b), E_{jk} em (keV) e λ_{jk} em (ps^{-1}).

Há algumas correções que devem ser feitas às intensidades experimentais (I_0 e I_s) antes que os valores finais das vidas-médias sejam calculados. Essencialmente, essas correções estão discutidas em [Ro76] e podem ser agrupadas, segundo Sturm e Guidry [St76], da maneira que se segue.

3.4.1 Correções para o Ângulo Sólido do Detector como Função da Distância Partícula-Detector

Como estamos lidando com dois conjuntos independentes de picos - parados e em vôo - o ângulo sólido subentendido pelo detector, em relação ao último pico, deve ser corrigido como função da distância percorrida pelo núcleo. Este ângulo é diferente para os picos parados (para os quais o ângulo sólido é o maior possível), e para os gamas emitidos em vôo, para os quais o ângulo sólido varia desde um valor mínimo, próximo ao alvo, até um valor máximo, no stopper. Na Fig. 3.10 vemos esquematicamente como o ângulo sólido depende da posição onde foi emitido o gama.

Fig. 3.10 - Dependência posicional do ângulo sólido do detector para os raios- γ emitidos parados e em vôo.

Se o núcleo se mover com uma velocidade v muito menor que a velocidade da luz ($v \ll c$) ao longo do eixo do feixe (coincidente com o eixo z de um sistema de coordenadas polares), o ângulo sólido do detector será dado por:

$$\Delta\Omega_o = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_o(t)} \sin\theta d\theta = 2\pi[1 - \cos\theta_o(t)] \quad (3.6)$$

onde $\theta_o(t)$ é o semi-ângulo máximo do detector como função do tempo.

Sendo d a distância alvo-detector, r o raio de detector e v a velocidade de recuo, tem-se:

$$\cos\theta_o(t) = \frac{d - vt}{[(d - vt)^2 + r^2]^{1/2}} \quad (3.7)$$

As duas equações anteriores descrevem a dependência temporal do ângulo sólido do detector para as componentes parada e em vôo, desde que se substitua a variável t pelo tempo total de vôo T para o caso da componente parada.

3.4.2 Correções para o Ângulo Sólido do Detector como Função da Velocidade de Recuo

A transformação de ângulos entre o sistema de coordenadas do sistema que se move em relação ao sistema em repouso é dada por:

$$\cos\theta_v = \frac{(\cos\theta_o - \beta)}{(1 - \beta \cos\theta_o)} \quad (3.8)$$

Para um sistema que se move com velocidade ($\beta = v/c$), o ângulo sólido efetivo, como função da velocidade e do tempo, é dado por:

$$\Delta\Omega(v, t) = 2\pi[1 - \cos\theta_v(t)] = 2\pi[1 - \cos\theta_o(t)] \frac{1 + \beta}{1 - \beta \cos\theta_o(t)} \quad (3.9)$$

$$\Delta\Omega(v, t) = \Delta\Omega_o(t) \frac{1 + \beta}{1 - \beta \cos\theta_o(t)} \quad (3.10)$$

O ângulo sólido para as componentes não deslocadas, $\Delta\Omega_o(t)$, é dado pelas equações (3.6) e (3.7), com a variável t substituída pelo tempo de vôo T entre o alvo e o stopper. O ângulo sólido para as componentes deslocadas é dado por:

$$\Delta\Omega_s(v, t) = 2\pi \left[1 - \frac{d - vt}{[(d - vt)^2 + r^2]^{1/2}} \right] (1 + \beta) \left[\frac{1 - \beta}{d - vt} [(d - vt)^2 + r^2]^{1/2} \right]^{-1} \quad (3.11)$$

LIFETIME incorpora, em uma de suas rotinas, os fatores de correção para o ângulo sólido de um detector de germânio coaxial, segundo proposto por Krane [Kr72].

3.4.3 Correções Devidas à Eficiência do Detector

A eficiência do detector para as transições de energia E_0 e E_s é ligeiramente diferente (porque a eficiência é uma função da energia) e, conseqüentemente, a razão experimental R_{exp} deve ser corrigida da seguinte maneira:⁴:

$$R_{exp} = \frac{\epsilon_o N_o^{\Delta\Omega}}{\epsilon_o N_o^{\Delta\Omega} + \epsilon_s N_s^{\Delta\Omega}} \quad (3.12)$$

3.4.4 Correções Devidas à Alimentação por Cascata

Os estados excitados cujas vidas-médias queremos medir são populados tanto por cascatas provenientes dos estados mais elevados da mesma banda (“cascade-feeding”), quanto por alimentação lateral (“side-feeding”). Se a componente desta alimentação lateral for significativa, ela vai produzir erros nas medidas das vidas-médias de interesse. Uma maneira de contornar essa eventual dificuldade na análise das vidas-médias seria fazer medidas de coincidência γ - γ juntamente com a técnica de plunger. A alimentação lateral direta não dará nenhuma contribuição à determinada transição se o espectro for janelado (“gated”) por transições superiores à transição de interesse. As curvas de decaimento obtidas dos dados de coincidência podem ser interpretadas como compostas por uma curva de decaimento para a transição janelada e os decaimentos dos níveis intermediários entre a transição janelada e a de interesse. Embora o problema de alimentação lateral não seja totalmente contornado, é possível obter dados com boa estatística tanto do espectro de projeção total, como do espectro de soma de coincidências, com as janelas abaixo das transições de interesse.

Os espectros “singles”, embora dêem origem a maiores dificuldades na análise das vidas-médias, foram utilizados por alguns grupos [We73, Mi74, Hu77, Ga90] que trabalham com plunger porque propiciam uma estatística maior e não exigem um equipamento experimental com vários detectores e um tempo muito grande para aquisição dos dados.

⁴onde ϵ_o e ϵ_s são as eficiências de detecção para os gamas parados e deslocados, respectivamente; $N_o^{\Delta\Omega}$ e $N_s^{\Delta\Omega}$ representam o número de raios- γ parados e em vôo, emitidos dentro do ângulo sólido do detector.

[Nos núcleos de ^{133}Pr , ^{135}Pr e ^{137}Pr , conforme o esquema de decaimento e as tabelas de intensidades apresentadas em [Hi88, Se86, Xu89], a alimentação lateral não é muito importante, uma vez que o decaimento via yrast é o meio dominante de alimentação dos estados mais baixos, nas reações estudadas.]

Para que se compreendam as correções que devem ser feitas quando ocorre alimentação por cascata, considere a equação (3.1). Se a população deste conjunto de núcleos considerado for aumentada através da alimentação proveniente de outros níveis, a equação (3.1) deixa de descrever corretamente a população do estado em questão. Nesta situação mais complexa, são necessárias as equações de Bateman [Ba10] para o estudo dos estados que são populados tanto pela excitação direta quanto por alimentação proveniente de estados mais elevados. Neste caso, tem-se que o número de núcleos, $N_i(t)$, no estado i , devido à excitação direta ou à alimentação por cascata, é dado por:

$$N_i(t) = N_i^0 e^{-\lambda_i t} + \sum_j N_j^0 \sum_{k=j}^l C_{jk} e^{-\lambda_k t} \quad (3.13)$$

onde os coeficientes C_{jk} são definidos por:

$$C_{jk} = \frac{\prod_{l=j}^{i-1} \lambda_l}{\prod_{l=j, l \neq k}^i (\lambda_l - \lambda_k)} \quad (3.14)$$

Os coeficientes N_j^0 e N_i^0 representam o número de núcleos nos estados j e i produzidos por excitação direta em $t=0$; os coeficientes λ_n representam a constante de decaimento para o estado n . O índice k (soma interna) compreende todos os estados considerados que estão entre o estado excitado j e o estado i , indicando, portanto, uma cascata de j para i , passando por todos os demais estados intermediários. O índice j (soma externa) refere-se à soma sobre todos as cascatas cujas populações iniciais são dadas pelos N_j^0 .

3.4.5 Correções para a Atenuação do Alinhamento

A distribuição angular dos gamas emitidos em uma reação é dada por ⁵:

$$W(\theta, t) = 1 + \sum_k Q_k A_k G_k(t) P_k(\cos \theta) \quad (3.15)$$

⁵onde os $G_k(t)$ são os coeficientes relacionados à perda de alinhamento; os $A_k(t)$ são os coeficientes de distribuição angular não-perturbada; os $Q_k(t)$ são os coeficientes para a correção do ângulo sólido finito do detector e os P_k são os polinômios de Legendre.

Admitindo-se que a atenuação da distribuição angular possa ser descrita por um modelo exponencial, de acordo com o tratamento dado por Abragam e Pound [Ab53], tem-se:

$$A_2 = A_{20}e^{-t/\gamma_2} \quad (3.16)$$

$$A_4 = A_{40}e^{-t/\gamma_4} \quad (3.17)$$

Os estados de spins elevados, populados nas reações com íons pesados, apresentam um alinhamento forte, mas incompleto. Este alinhamento vai sendo atenuado durante o recuo no vácuo, principalmente devido ao acoplamento do spin nuclear com o campo eletrônico hiperfino. A perda de alinhamento durante o recuo pode ser significativa ou não, resultando em valores diferentes para os coeficientes A_2 e A_4 . Assim, as distribuições angulares não perturbadas apresentam valores grandes para os coeficientes A_2 ($|A|_2 \sim 0.2$ a 0.6), e valores pequenos para os A_4 ($|A|_4 \sim 0.1$), segundo [Ra76].

A perda de alinhamento afeta diferentemente as componentes parada e deslocada da mesma transição. A perda de intensidade é maior para a componente parada, a qual é emitida após o núcleo recuar por um tempo maior do que aquele relativo à componente deslocada. Deve-se corrigir, portanto, as intensidades experimentais para essas duas componentes, levando-se em conta suas distribuições angulares distintas.

O programa LIFETIME usava, originalmente, valores para os coeficientes A_k apropriados para decaimentos sem perda de alinhamento. Esses valores foram modificados para outros mais realistas para nossa região de massa, baseando-nos tanto nos argumentos apresentados em [Ra76] como também nos resultados de medidas de distribuição angular para núcleos de $A \sim 130$ (mais especificamente, de ^{138}Pr), feitos por nosso grupo [Ri95].

As sub-rotinas de LIFETIME, essencialmente, foram escritas em formato adequado para levar em conta todas as correções discutidas acima. Uma outra correção feita pelo programa relaciona-se ao tempo de freamento dos recuos no material do stopper. Mesmo em meios freadores rápidos como o W ou o Pb, este tempo é da ordem de 0.5 ps. A análise dos dados deve levar este efeito em conta se as vidas-médias consideradas tiverem um valor comparável. [Note-se também que a distância inicial entre alvo e stopper, obtida a partir da curva de capacitância, é tratada como parâmetro variável.]

Fig. 3.11 - Esquema de níveis usado em LIFETIME, para ^{135}Pr , de modo a permitir o modelamento das transições não vistas. São dados entre colchetes os valores das populações de cada nível e entre parênteses os valores para as probabilidades de transição ($\lambda = 1/\tau$). Os números mostrados correspondem aos valores finais obtidos pelo programa. As intensidades experimentais correspondem àquelas dadas entre colchetes para as energias de 373, 660 e 854 keV.

3.5 Ajuste das Intensidades Experimentais por LIFETIME

De todo o volume de dados analisados para os três núcleos de Pr estudados, foi possível extrair informações acerca das vidas-médias para os três primeiros estados da banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr . As interpretações que podem ser tiradas desses resultados serão discutidas no Cap. 5.

Nas Figs. 3.12 a seguir temos representadas as curvas características de (Intensidade x Distância) para os três primeiros estados da banda $h_{11/2-}$ (373, 660 e 854 keV) de ^{135}Pr . Os pontos e respectivas barras de erros representam os valores dados por LIFETIME para as intensidades experimentais I_0 e I_s depois de aplicadas todas as correções discutidas anteriormente. A linha contínua representa os valores teóricos obtidos pelo programa. Das figuras mostradas fica evidente a qualidade do ajuste obtido ($\chi^2_{red} \simeq 1.0$).

Os valores das vidas-médias obtidos por LIFETIME para os níveis citados acima são:

E_γ (keV)	τ (ps)
373	33 ± 2
660	3.4 ± 0.9
854	1.33 ± 0.07

Tab. 3.4 - Valores das vidas-médias ajustados por LIFETIME para os três primeiros estados excitados da banda-yrast $h_{11/2-}$ de ^{135}Pr .

Nas Figs. 3.13 mostramos o ajuste das curvas $R = I_0/(I_0 + I_s) \times d(\mu\text{m})$ para as transições estudadas.

Fig. 3.12 - Curvas das intensidades experimentais I_0 e I_s , em função da distância, para as transições 373, 660 e 854 keV de ^{135}Pr . A linha contínua refere-se ao ajuste teórico feito por LIFETIME.

3.5. AJUSTE DAS INTENSIDADES EXPERIMENTAIS POR LIFETIME83

Fig. 3.13 - Curvas de $R = I_0 / (I_0 + I_s)$ em função da distância, para as transições 373, 660 e 854 keV de ^{135}Pr . A linha contínua refere-se ao ajuste teórico feito por LIFETIME.

Capítulo 4

Modelos Teóricos para a Região de Massa $A \simeq 130$

Neste capítulo serão abordados sucintamente alguns modelos teóricos apropriados a essa região de massa e, para iniciar essa discussão, começemos por considerar as características comuns existentes entre os núcleos de Z-ímpar ^{133}Pr , ^{135}Pr e ^{137}Pr [Se86, Hi88, Xu89] estudados neste trabalho. Esses núcleos, conforme pode ser visto nas Figs. 3.2, 3.4 e 3.7, apresentam bandas com algumas características coletivas comuns. Por ex., há bandas com espaçamento de spin $\Delta I=2$, construídas sobre estados $\pi h_{11/2-}$, vistas em todos os três isótopos, ao lado de outra banda $\Delta I=2$, construída sobre estados $\pi g_{7/2+}$. As bandas construídas sobre os estados $h_{11/2}$ são populadas mais fortemente que aquelas correspondentes aos estados $g_{7/2}$. Outra característica coletiva observada refere-se a uma série de bandas com espaçamento de spin $\Delta I=1$, construídas sobre estados de “quasi-próton” $(7/2+)$. Estas bandas envolvem a excitação de um “quasi-próton” $1g_{7/2}$ por sobre a camada fechada $Z=50$. As cabeças de banda caem para energias mais baixas, tornando-se o estado fundamental.

A Fig. 4.1 mostra, comparativamente, as bandas com $\Delta I=2$, construídas sobre estados $11/2^-$, nos isótopos de $^{133,135,137}\text{Pr}$. A energia do estado $11/2^-$ é tomada como zero e usada como referência. Conforme pode ser visto, os espaçamentos das bandas yrast para esses núcleos, seguem de perto os correspondentes aos caroços de $(A-1)\text{Ce}$. Isto indica uma partícula alinhada à rotação (no caso, um próton $h_{11/2-}$), acoplada ao respectivo caroço de Ce. À medida que o número de neutrons diminui, percebe-se que as diferenças

entre os níveis de energia vão ficando cada vez menores, indicando que há aumento na deformação quando se afasta da camada fechada $N=82$. Conseqüentemente, o estado $11/2^-$ se aproxima do estado fundamental.

Essas características coletivas são comuns a vários núcleos transicionais e podem ser interpretadas, por ex., em termos do acoplamento de uma partícula a um rotor simétrico ou triaxial, ou dentro do formalismo do "Cranked-Shell Model". Neste capítulo, serão exploradas algumas previsões desses modelos. O Modelo Geométrico de Fraüendorf será discutido e usado para o cálculo das razões $B(M1)/B(E2)$.

Fig. 4.1 - Sistemática das bandas construídas sobre estados $11/2^-$, nos isótopos de $^{133,135,137}\text{Pr}$.

Começaremos abordando o modelo rotacional puro que, embora não seja adequado a essa região, permitirá estabelecer de forma simples alguns conceitos que serão utilizados futuramente.

4.1 O Modelo Rotacional Puro

Neste modelo, o espaçamento entre os níveis de energia segue a regra:

$$E = \hbar^2 \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}} \quad (4.1)$$

Tomando a derivada de E em relação a I , tem-se:

$$\frac{\Delta E}{\Delta I} = \frac{dE}{dI} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(2I+1) \quad (4.2)$$

Então:

$$\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta I} = \frac{\partial^2 E}{\partial^2 I} = \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} \quad (4.3)$$

Da expressão acima, tem-se que o espaçamento entre dois níveis (desde que o momento de inércia $\mathcal{J}$ não varie para a mesma banda), é constante. Quando tal não ocorre, é interessante calcular o “staggering”, que mede o quanto a energia de um determinado nível varia em relação à média dos outros dois vizinhos. A expressão para o “staggering” é dada por:

$$\Delta E = E(I) - E(I-1) - \frac{1}{2} [E(I+1) - E(I) + E(I-1) - E(I-2)] \quad (4.4)$$

No modelo rotacional puro, as probabilidades de transição $E2$ são dadas por:

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 < IK20|(I-2)K >^2 \quad (4.5)$$

Em muitos núcleos deformados, o valor de Q_0 permanece razoavelmente constante dentro da mesma banda, mesmo nos casos onde o espectro de energia mostra desvios do comportamento rotacional puro, $[I(I+1)]$. Isto é um indício de que estes desvios, em energia, não são causados por mudanças na deformação (“stretching effects”).

No capítulo 5 será feita uma comparação entre o “staggering” experimental e as previsões do modelo PTR, considerando acoplamentos de um grande números de níveis de quasi-partícula.

4.2 O Modelo Rotor Triaxial Mais Quasi-Partícula

O modelo de um rotor triaxial é adequado para explicar os estados 2^+ de alguns núcleos pares da região transicional [Ri80]. Esse modelo pode ser estendido a um núcleo ímpar, acoplando o nucleon desemparelhado a um rotor triaxial, e tem sido aplicado a núcleos cuja partícula ímpar está numa camada de spin $\vec{j}$ elevado, mostrando-se bastante poderoso para descrever os níveis de energia e os esquemas de decaimentos de muitos dos núcleos transicionais.

Restringindo a discussão ao caso onde uma partícula externa ocupa um estado de spin elevado (no caso, a camada $h_{11/2-}$), acoplada a um rotor triaxial, tem-se que a Hamiltoniana é dada por:

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{R_i^2}{2\mathcal{J}} + h_0 + kr^2\beta \left[\cos\gamma Y_{20} + \sin\gamma \frac{1}{\sqrt{2}}(Y_{22} + Y_{2-2}) \right] \quad (4.6)$$

A constante k é dada pelo desdobramento ("splitting") da camada j no diagrama de Nilsson, $\vec{R}$ é o momento angular do rotor e h_0 representa o oscilador esférico. Usualmente, um fator de emparelhamento Δ entre as partículas é levado em conta. O valor do momento de inércia é tomado do modelo VMI.

O comportamento dinâmico de um sistema constituído por uma partícula com um valor de j elevado, acoplada a um rotor triaxial, é determinado fundamentalmente por três efeitos físicos: (i) o caroço prefere rodar, em torno do eixo, com valor máximo do momento de inércia, para minimizar a energia rotacional; (ii) a partícula que se move no potencial deformado prefere uma órbita de intersecção máxima com o caroço pois, neste caso, sua energia potencial é mínima; (iii) a interação de Coriolis tenta alinhar o momento angular da partícula, $\vec{j}$, ao momento angular do rotor, $\vec{R}$.

Para valores de j elevados, o alinhamento domina se existir apenas uma única partícula nesta camada j . Desde que se considere a distribuição de densidade de uma partícula alinhada como sendo oblata (se tomarmos j como eixo de simetria), a condição (i) é otimamente satisfeita se o caroço for oblato ($\gamma = 60^\circ$), o que significa que o eixo 2 passa a ser o eixo de simetria. Entretanto, neste caso, tem-se $\mathcal{J}_2=0$ e a condição (i) é violada. Portanto, $\vec{R}$ deve ser perpendicular ao eixo 2 e não existirá alinhamento. No caso triaxial, $\mathcal{J}_2$ não se anula, e as três condições acima podem ser satisfeitas ao

mesmo tempo. Existe, por outro lado, um alinhamento de $\vec{j}$ e $\vec{I}$ ao longo do eixo 2. Este eixo serve como um eixo aproximado de simetria, no sentido de que as projeções K e Ω (respectivamente, de $\vec{I}$ e $\vec{j}$) no eixo 2, permanecem como bons números quânticos. Disto resulta um novo esquema de níveis característico para um rotor triaxial.

Os níveis de yrast são dados por $\Omega = j$ e $K = j, j \pm 2, j \pm 4$, como no esquema tradicional de acoplamento alinhado à rotação. Para estes níveis, $\vec{I}, \vec{j}, \vec{R}$ e o eixo 2 são paralelos, ajustando-se à parábola com $\Delta I = 2$.

Por outro lado, existe, também, o caso assimétrico (onde a simetria axial e a direção de alinhamento, arbitrária, no plano 1-2 não existem). Neste caso, o alinhamento favorece o eixo-2 e isto tem como consequência o fato de existir, para cada nível de yrast, uma banda rotacional com espaçamento de spin $\Delta I = 1$. A figura a seguir representa os momentos angulares da partícula e do rotor, com respectivas projeções, em relação ao eixo de simetria e ao eixo de rotação.

Fig. 4.2. - Modelo esquemático mostrando: a) o acoplamento forte ; b) o acoplamento à rotação.

Propriedades Eletromagnéticas

A rigor, os operadores para as transições elétricas, dentro deste modelo, são dados por um operador correspondente ao caroço e um outro correspondente ao nucleon ímpar. Para transições entre níveis com o mesmo K , a contribuição do caroço é muito maior do que a contribuição da partícula, por causa dos valores elevados de Q_0 . Portanto, a contribuição devida à partícula pode ser desprezada.

A relação $B(E2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 < IK20 | I - 2K >^2$ pode ser usada para determinar os valores experimentais para a deformação, cujas estimativas concordam com cálculos teóricos. Portanto, o modelo rotor mais quasi-partícula descreve apropriadamente as probabilidades de transição $E2$ para decaimentos entre estados com mesmo K .

Os cálculos teóricos, dentro desse modelo, foram feitos utilizando o código computacional PTR [La78], aplicado ao núcleo de ^{135}Pr . Uma explicação resumida do método de cálculo deste programa, juntamente com os resultados de $B(E2)$ para a banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr serão mostrados no Capítulo 5, relativo à parte de discussão dos resultados.

4.3 O Modelo de “Cranking”

Dentro do formalismo do CSM, as mudanças no parâmetro- γ de deformação, nos núcleos rotacionais, são causadas pela competição entre as forças de polarização (“driving forces”) resultantes das propriedades das quasi-partículas alinhadas no backbend, do caráter “ γ -soft” do caroço e das rotações coletivas.

Usando a convenção de Lund (Fig. 4.3) para o sinal do parâmetro- γ , tem-se que o alinhamento das quasi-partículas que ocupam uma camada de spin alto, causa uma força de polarização que, dependendo da posição ocupada pelo nível de Fermi (Fig. 4.4), pode ser nas direções:

- $\gamma \geq 0^\circ$, para o nível de Fermi no início da camada;
- $\gamma \leq 0^\circ$, para o nível de Fermi no meio da camada;
- $\gamma \simeq$ valores negativos grandes, para o nível de Fermi próximo ao topo da camada.

Além do efeito causado pelo alinhamento das quasi-partículas, espera-se que o caroço, por efeito da rotação, sofra uma deformação em direção a valores negativos pequenos de γ . Estes dois efeitos combinados sobre o parâmetro- γ podem ocasionar mudanças na magnitude do “signature-splitting”, ou mesmo sua inversão. Nos núcleos de Pr, a posição ocupada pelo nível de Fermi - onde tanto os prótons $h_{11/2}$ quanto os quasi-neutrons $h_{11/2}$ podem se alinhar - coloca este núcleo na chamada região de transição. Se ocorrer o alinhamento de prótons, o núcleo poderá sofrer deformações que variam desde formas coletivas prolatas (correspondentes a $\gamma \simeq 0^\circ$), até formas não-coletivas prolatas ($\gamma \simeq 60^\circ$). Se, por outro lado, ocorrer o alinhamento dos “quasi-neutrons”, o núcleo sofrerá deformações oblatas coletivas ($\gamma \simeq -60^\circ$).

Fig. 4.3. - Convenção de Lund para os parâmetros de deformação.

Fig. 4.4.- Diagrama de Nilsson apropriado à região de massa $A \simeq 130$.

Há várias referências básicas [Be79, Fr81, Fr83, Be86] que discutem os pressupostos do modelo de cranking. Nesta breve introdução, nos restringiremos a uma compilação resumida das principais relações que permitem interpretar os resultados experimentais.

Esse modelo foi primeiramente introduzido por Inglis [In54, In56], usando uma abordagem semiclássica, mas pode ser totalmente deduzido usando o formalismo da mecânica quântica (no limite de grandes deformações e quando não houver misturas de K muito fortes, i. e., $K \ll I$). Em princípio, esse modelo permite uma descrição microscópica do núcleo, possibilitando o cálculo dos parâmetros inerciais de rotação.

A idéia básica do modelo de cranking consiste em considerar-se um sistema de coordenadas que gira com velocidade angular ω constante em torno de um eixo fixo no espaço. Se a frequência angular for escolhida convenientemente, pode-se considerar que os nucleons movem-se como partículas independentes num potencial médio, o qual está girando com o sistema de coordenadas adotado.

Seja um potencial V , de partícula única, que gira no espaço, e considere a Hamiltoniana e a correspondente equação de Schrödinger para o movimento:

$$h(t) = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}, t) \quad (4.7)$$

$$h(t)\Psi(t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) \quad (4.8)$$

Para representar a dependência temporal do potencial $V(t)$, serão introduzidas as coordenadas polares (r, θ, φ) . Se $V(\vec{r}, 0)$ representa o potencial no tempo $t=0$, então, no tempo t , o potencial será:

$$V(\vec{r}, t) = V(r, \theta, \varphi - \omega t, 0) \quad (4.9)$$

[Note-se que o potencial V deve, necessariamente, depender de φ , ou seja, V não pode ter simetria axial em torno do eixo de rotação. Esta restrição é imposta em decorrência do argumento quântico de que não existem rotações coletivas possíveis em torno do eixo de simetria. Como a dependência temporal de $V(t)$ é bastante simples, é possível uma transformação unitária que elimine a dependência em “ t ” no potencial acima e produza uma rotação (ωt) em torno do eixo considerado.]

4.3.1 Representação das Configurações de Quasi-Partícula

Os valores das energias experimentais podem ser representadas no referencial que gira com o núcleo e são chamados "routhianos":

$$E'(\omega) = E(\omega) - \omega I_x(\omega) \quad (4.10)$$

Os routhianos das bandas rotacionais próximas à linha de yrast podem ser comparados diretamente com o espectro de quasi-partícula de H' . A seguir serão descritas as relações existentes entre os routhianos experimentais e as energias de quasi-partículas calculadas teoricamente.

Considerando rotações perpendiculares ao eixo de simetria, o routhiano de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) pode ser escrito como:

$$h'_{q.p.} = h'_{s.p.} - \Delta(P^+ + P) - \lambda \hat{N} \quad (4.11)$$

com a hamiltoniana de "single-particle" dada por

$$h'_{s.p.} = h'_{s.p.}(\varepsilon) - \omega j_x \quad (4.12)$$

As auto-funções $|\alpha\mu\rangle$ do routhiano de HFB representam configurações de quasi-partículas independentes e podem ser classificadas de acordo com as simetrias que representam. O routhiano de partícula-única é invariante em relação a uma rotação $\mathcal{R}_x$ em torno do eixo x, de um ângulo π ,

$$\mathcal{R}_x h'_{s.p.} \mathcal{R}_x^{-1} = h'_{s.p.} \quad (4.13)$$

com

$$\mathcal{R}_x = e^{-i\pi j_x} \quad (4.14)$$

O quadrado do operador acima é equivalente à rotação do sistema de um ângulo 2π e, portanto, não tem influência sobre a função de onda de um sistema composto por um número par de férmions. Por outro lado, um sistema constituído por um número ímpar de férmions, por influência do operador de rotação, terá seu sinal trocado, ou seja:

$$(\mathcal{R}_x)^2 = (-1)^A \quad (4.15)$$

onde A representa o número total de férmions.

Representando por r os autovalores do operador de rotação, e introduzindo a notação

$$r = e^{-i\pi\alpha} \quad (4.16)$$

encontramos, para I inteiro, que

$$r = (-1)^I \quad (4.17)$$

onde I representa o spin nuclear total. Assim, para sistemas com um número par de nucleons, tem-se:

$$r = +1 \quad (\alpha = 0), \quad I = 0, 2, 4, \dots \quad (4.18)$$

$$r = -1 \quad (\alpha = 1), \quad I = 1, 3, 5, \dots \quad (4.19)$$

E, para sistemas com um número ímpar de nucleons, tem-se:

$$r = -i \quad (\alpha = +\frac{1}{2}), \quad I = \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots \quad (4.20)$$

$$r = +i \quad (\alpha = -\frac{1}{2}), \quad I = \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots \quad (4.21)$$

As relações acima classificam os estados de spins elevados das bandas rotacionais segundo o número quântico α , denominado "signature" e podem ser sumarizadas de acordo com a expressão

$$I = \alpha \bmod 2. \quad (4.22)$$

A cada configuração $|\alpha A\rangle$ (consideradas como função de ω), pode ser associada uma banda rotacional cuja estrutura intrínseca pode ser determinada pelo número A e momento angular

$$I = \alpha + 2n \quad (4.23)$$

(onde n é um número inteiro).

4.3.2 Routhianos Experimentais e Momento Angular de Alinhamento

Para calcular os routhianos experimentais, a frequência de rotação deve ser determinada. Para isso, utiliza-se a relação:

$$\omega = \frac{dE(I)}{dI_x} \quad (4.24)$$

que pode ser aproximada por

$$\omega(I) = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)} \quad (4.25)$$

Devido às propriedades de simetria já discutidas, a seqüência de spin estará restrita à $\Delta I = 2$. Neste caso, tem-se

$$I_x = \sqrt{\left(I + \frac{1}{2}\right)^2 - K^2} \quad (4.26)$$

onde K representa a projeção do momento angular no eixo de simetria, cujo valor representa o momento angular da cabeça de banda. Embora o valor de K esteja bem definido apenas no limite onde $\omega = 0$, o fato de tomarmos o valor de K para cabeça de banda justifica-se pelo fato de que as misturas de K são importantes apenas para o caso em que o valor de I_x não depende fortemente do valor de K ($I \gg K$).

Uma definição mais cuidadosa da frequência de rotação $\omega(I)$ pode ser feita do seguinte modo. Qualquer transição $(I+1) \rightarrow (I-1)$, dentro da mesma banda rotacional, determina um valor de ω relacionado a um valor de momento angular I , o qual representa o valor médio de dois momentos angulares envolvidos na transição. Este procedimento dá origem a um conjunto discreto de pontos $\omega(I)$. A função contínua $\omega(I)$ (ou a sua inversa $I(\omega)$), pode então ser definida por interpolação a esse conjunto discreto de pontos.

O routhiano experimental pode ser redefinido como

$$E' = \frac{1}{2} [E(I+1) + E(I-1)] - \omega(I)I_x(I) \quad (4.27)$$

onde o valor médio de $[E(I+1) + E(I-1)]$ é usado como uma aproximação para $E(I)$, o qual representa a energia para um valor intermediário de momento angular I . Novamente tem-se que essa expressão, juntamente com $\omega(I)$,

fornece um conjunto discreto de pontos $E'(I)$, $\omega(I)$, e a função $E'(I)$ contínua é definida por interpolação.

Introduzindo agora as seguintes quantidades relativas:

$$e' = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad (4.28)$$

$$i(\omega) = I_x(\omega) - I_g^x(\omega) \quad (4.29)$$

onde $E'_g(\omega)$ e $I_g^x(\omega)$ representam, respectivamente o routhiano e a componente x da configuração de referência. Mas, como essas referências estão definidas apenas para os núcleos par-par, é necessário usar uma definição ligeiramente modificada para os núcleos ímpares. Neste caso, adota-se como referência os valores médios de $E'_g(\omega)$ e $I_g^x(\omega)$ calculados a partir da banda g dos dois vizinhos par-par, com o cuidado de acrescentar a diferença de massa entre os núcleos par e ímpar. Tem-se, portanto

$$e'(A, \omega) = E'(A, \omega) + \Delta - \frac{1}{2} [E'_g(A+1, \omega) + E'_g(A-1, \omega)] \quad (4.30)$$

onde A representa a massa do núcleo ímpar e Δ a diferença de massa par-ímpar.

A razão para usar as quantidades e' e i , definidas acima, é que não estamos interessados em valores absolutos, mas nas suas diferenças entre as várias configurações, uma vez que essas serão as quantidades obtidas dos diagramas de energia das quasi-partículas. Não estamos interessados em calcular as quantidades $E'_g(\omega)$ e $I_g^x(\omega)$, mas em tomá-las do experimento.

Por convenção, o routhiano e' representa a energia de excitação no sistema intrínseco, relativamente à banda- g (do estado fundamental), e $i(\omega)$ representa a magnitude do momento angular alinhado, relativamente a essa mesma banda. Nos casos em que existem cruzamentos de banda, os novos valores de referência para a energia devem ser tomados antes e depois do cruzamento, forçando a extrapolação dos valores de $E'_g(\omega)$ e $I_g^x(\omega)$ para a região de frequência mais baixa. Neste caso, usa-se a parametrização

$$I_g^x(\omega) = (\mathcal{J}_0 + \omega^2 \mathcal{J}_1) \omega \quad (4.31)$$

com $\mathcal{J}_0$ e $\mathcal{J}_1$ constantes. Esta parametrização corresponde à fórmula de Harris para o espectro rotacional, que é equivalente à expressão para o modelo VMI.

A expressão para a energia fica

$$E'(\omega) = -\frac{1}{2}\omega^2 \mathcal{J}_0 - \frac{1}{4}\omega^4 \mathcal{J}_1 + \frac{1}{8}\hbar^2/\mathcal{J}_0 \quad (4.32)$$

Geralmente a banda-g mostra um comportamento típico de uma rotação coletiva, o que está de acordo com o fato de que, nessa configuração, o momento angular é composto por pequenas contribuições provenientes de muitos estados de quasi-partícula ocupados. É possível, então, interpretar os valores de referência, $E'_g(\omega)$ e $I'_g(\omega)$, como a energia rotacional coletiva e o momento angular coletivo. As quantidades relativas e' e i mostram quanta energia e quanto momento angular o núcleo carrega a mais, em relação à parte coletiva. Esta interpretação simples que pode ser feita é a razão principal para que se adote a banda-g como referência.

4.4 O Modelo Geométrico

O modelo geométrico, proposto por Dönau e Frauendorf [Do82], permite estimar as razões teóricas $B(M1)/B(E2)$, dentro da mesma banda. Neste modelo semiclássico, supõe-se que as transições M1 originem-se da precessão do momento magnético em torno do vetor momento angular total [Do87], conforme pode ser visto na Fig. 4.5. A intensidade da radiação é, portanto, proporcional à componente do vetor momento magnético perpendicular ao eixo do spin total.

Fig. 4.5. - Diagrama para as componentes do momento magnético em relação ao spin total.

Para uma melhor compreensão, considere um núcleo cujo momento angular seja dado por:

$$\vec{I} = \vec{R} + \sum \vec{j}_\nu \quad (4.33)$$

onde $\vec{R}$ refere-se ao caroço e os $\vec{j}_\nu$ referem-se aos momentos angulares das quasi-partículas. [Considera-se que as quasi-partículas são excitadas a partir da banda g (estado fundamental), que representa apenas rotações puramente coletivas.]

Há uma relação direta entre os momentos angulares e os momentos magnéticos:

$$\vec{\mu} = g_R \vec{R} + \sum g_\nu \vec{j}_\nu \quad (4.34)$$

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I} + \sum (g_\nu - g_R) \vec{j}_\nu \quad (4.35)$$

Para os núcleos deformados, e para o caso particular de quasi-partículas de spin elevado, provenientes de uma camada intrusa, os valores dos fatores giromagnéticos são dados pelas estimativas de Schmidt:

$$g_j = g_l + \frac{(g_s - g_l)}{(2j + 1)} \quad (4.36)$$

Segundo este modelo, as probabilidades reduzidas de transição $B(M1)$ são dadas por

$$B(M1) = \frac{3K^2}{8\pi I^2} \left[(g_p - g_R)(\sqrt{I^2 - K^2} - i_p) - (g_n - g_R)i_n \right]^2 (\mu_N)^2 \quad (4.37)$$

onde i_n e i_p referem-se aos momentos angulares de alinhamento do nêutron e do próton, em torno do eixo de rotação; g_R representa o fator giromagnético de rotação (tomado como sendo igual a Z/A); g_n e g_p referem-se aos fatores giromagnéticos do nêutron e próton, respectivamente.

O efeito, no valor de $B(M1)$, do alinhamento de um par de quasi-partículas, depende do sinal do valor de g do caroço relativamente ao valor de g das quasi-partículas acopladas. Os valores de $B(M1)$ serão aumentados se o valor de $(g_n - g_R)$ tiver sinal oposto ao termo $(g_p - g_R)$. Se os sinais forem iguais, a contribuição proveniente das partículas alinhadas reduz o valor dessa probabilidade de transição.

Para o caso específico de ^{135}Pr , o alinhamento de um par de nêutrons $h_{11/2}$, cujo fator g é negativo (-0.2), em relação a um par de prótons $h_{11/2}$, cujo fator g é positivo (+1.2), fará com que o valor de $B(M1)$ aumente.

Os valores efetivos do fator g são usados para relacionar o momento angular de cada configuração de quasi-partícula a um determinado valor do vetor momento magnético. As estimativas são feitas através de hipóteses relacionadas à orientação do momento angular de cada quasi-partícula, parametrizadas pelo alinhamento e projeção sobre o eixo de simetria K . Os fatores g efetivos são obtidos pelas estimativas de Schmidt, com um fator de atenuação igual a 0.7 para o fator g_s [Fr81].

Segundo esse modelo, a componente $J_{\perp}$, perpendicular ao spin total, é maior depois do backbending, porque, em torno dessa região, uma parte do momento angular total devido ao caroço é substituída pelo momento angular devido ao alinhamento dos quasi-neutrons. Como o fator g dos neutrons é negativo, este alinhamento tende a cancelar a contribuição devida à rotação coletiva, permitindo que a projeção do momento magnético perpendicular ao eixo do spin total aumente.

Os resultados experimentais, para o núcleo de ^{135}Pr , assim como as estimativas teóricas, serão mostrados no Capítulo 5, na parte de discussão dos resultados.

Capítulo 5

Discussão dos Resultados

5.1 O Núcleo de ^{135}Pr

As informações relacionadas às vidas-médias dos três primeiros níveis da banda-yrast $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr , obtidas neste trabalho, são inéditas na literatura.

A tabela a seguir mostra os resultados calculados por LIFETIME.

J^π	E_γ (keV)	α_T	τ (ps)	λ (ps) $^{-1}$	$B(E2)$ (e 2 .b 2)	Q_0 (e.b)
15/2 $^-$	373	0.027	33 $\pm$ 2	0.030 $\pm$ 0.002	0.33 $\pm$ 0.03	3.2 $\pm$ 0.1
19/2 $^-$	660	0.006	3.4 $\pm$ 0.9	0.29 $\pm$ 0.08	0.19 $\pm$ 0.05	2.4 $\pm$ 0.3
23/2 $^-$	854	0.003	1.33 $\pm$ 0.07	0.75 $\pm$ 0.04	0.133 $\pm$ 0.001	1.98 $\pm$ 0.05

Tab. 5.1 - Valores das vidas-médias, das probabilidades de transição e do momento de quadrupolo da transição, para os três primeiros níveis da banda-yrast $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr . Os valores dos spins foram retirados da referência [Se86]; os coeficientes de conversão interna total (α_T) foram retirados de ADNDT 21 (1978) 2,3. Os valores das vidas-médias, dos $B(E2)$, dos λ^1 e dos Q_0 foram obtidos por LIFETIME. Q_0 representa o momento de quadrupolo intrínseco e foi obtido a partir dos valores de $B(E2)$ dentro da mesma banda.

$$^1\lambda(E2) = (1 + \alpha_T) \times 1.2253 \times 10^{-14} E_\gamma^5(\text{keV}) B(E2) \quad (\text{ps}^{-1})$$

Não há muitos resultados experimentais disponíveis sobre as probabilidades de transição eletromagnéticas para a região $A \simeq 130$, principalmente para núcleos de Z ímpar e, nesse sentido, os resultados obtidos neste trabalho vêm contribuir com novas informações.

Para que os resultados experimentais obtidos possam ser usados na compreensão da estrutura nuclear de ^{135}Pr , algumas comparações serão feitas em relação aos modelos nucleares coletivos discutidos sucintamente no Cap. 4.

Usualmente, as probabilidades de transição eletromagnéticas são comparadas, como ponto de partida, às estimativas de Weisskopf [Bl52], baseadas nas transições de partícula independente. Essas estimativas, para o caso das transições elétricas, são dadas por [La82]:

$$B_W(E\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi} \left[\frac{3}{\lambda + 3} \right]^2 A^{2\lambda/3} e^2 (fm)^{2\lambda} \quad (5.1)$$

Para o núcleo de ^{135}Pr , tem-se²:

$$B_W(E2) \simeq 41.4 e^2 fm^4 \simeq 0.0041 e^2 b^2 \quad (5.2)$$

Na tabela a seguir estão os resultados para as transições de interesse.

J_i^π	J_f^π	E (keV)	E_γ (keV)	$B(E2)_{exp}$ ($e^2 \cdot b^2$)	$B(E2)_{sp}$ (W.u.)
15/2 ⁻	11/2 ⁻	731	373	0.33 ± 0.03	80 ± 5
19/2 ⁻	15/2 ⁻	1391	660	0.19 ± 0.05	46 ± 12
23/2 ⁻	19/2 ⁻	2245	854	0.134 ± 0.001	32 ± 2

Tab. 5.2 - Valores dos $B(E2)_{exp}$ e $B(E2)_{sp}$ para os três primeiros níveis da banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr .

² $1 fm = 10^{-13} cm$; $1 b = 10^{-24} cm^2$; $1 b = 100 fm^2$

Tanto os valores da deformação nuclear, β_2 , quanto os valores dos parâmetros de deformação, ϵ_2 , podem ser calculados, segundo [Bo75] e [Wa87], de acordo com as expressões abaixo.

A deformação nuclear, β_2 , é dada pela expressão rotacional usual para as transições E2, assumindo $\gamma=0$:

$$\beta_2 = \frac{\sqrt{5}\pi}{3} \frac{Q_0}{z(r_0 A^{1/3})^2} \quad (5.3)$$

onde $r_0 \simeq 1.2 \text{ fm}$.

Os valores dos parâmetros de deformação ϵ_2 podem ser deduzidos utilizando a relação:

$$\epsilon_2 = 0.945\beta_2 - 0.1065\beta_2^2 \quad (5.4)$$

Note-se que a expressão anterior é apenas uma aproximação, uma vez que β_2 é função tanto de ϵ_2 quanto de ϵ_4 . Os cálculos teóricos para esta região de massa [Le83], porém, mostram que as componentes hexadecapolares são pequenas.

Para a obtenção dos valores de $B(E2)_{rot}$ (eq. 4.5), foram calculados primeiramente os coeficientes de Clebsh-Gordan para o ^{135}Pr e seu respectivo caroço par-par, ^{134}Ce , para futuras comparações.

^{135}Pr	^{134}Ce
$\langle 15/2 \ 3/2 \ 2 \ 0 11/2 \ 3/2 \rangle = 0.5447068$	$\langle 2 \ 0 \ 2 \ 0 0 \ 0 \rangle = 0.4472136$
$\langle 19/2 \ 3/2 \ 2 \ 0 15/2 \ 3/2 \rangle = 0.5637884$	$\langle 4 \ 0 \ 2 \ 0 2 \ 0 \rangle = 0.5345225$
$\langle 23/2 \ 3/2 \ 2 \ 0 19/2 \ 3/2 \rangle = 0.5747382$	$\langle 6 \ 0 \ 2 \ 0 4 \ 0 \rangle = 0.5609692$

Tab. 5.3 - Valores dos coeficientes de Clebsh-Gordan $\langle j_1 m_1 j_2 m_2 | J M \rangle$ para o ^{135}Pr e seu respectivo caroço par-par, ^{134}Ce .

A seguir estão mostrados os valores calculados para as probabilidades reduzidas de transição, segundo o modelo rotacional, $B(E2)_{rot}$, comparativamente aos valores obtidos diretamente das vidas-médias experimentais, $B(E2)_{exp}$, assim como a razão $B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$, para o núcleo de ^{135}Pr .

J_i^π	J_f^π	$B(E2)_{exp}$ ($e^2.b^2$)	$B(E2)_{rot}$ ($e^2.b^2$)	$B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$
15/2 ⁻	11/2 ⁻	0.33 ± 0.02	0.33 ± 0.02	1.00 ± 0.06
19/2 ⁻	15/2 ⁻	0.19 ± 0.05	0.32 ± 0.02	0.59 ± 0.16
23/2 ⁻	19/2 ⁻	0.13 ± 0.01	0.34 ± 0.02	0.38 ± 0.04

Tab. 5.4 - Valores dos $B(E2)_{exp}$, $B(E2)_{rot}$ e $B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$ para os três primeiros níveis da banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr .

Há várias comparações importantes que podem ser feitas entre o ^{135}Pr e o caroço de ^{134}Ce . A Tab. 5.5 mostra os valores entre as razões $B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$, Q_0 , β_2 e ϵ_2 . A Fig. 5.2 mostra o esquema de níveis dos primeiros estados da banda-yrast e suas respectivas vidas-médias. Note-se, observando esta figura que, tanto o distanciamento entre as energias quanto as vidas-médias são próximos, evidenciando o fato da excitação do nucleon ímpar de ^{135}Pr ser pouco importante em relação às excitações coletivas do caroço.

Núcleo	J^π	τ (ps)	$\frac{B(E2)_{exp}}{B(E2)_{rot}}$	Q_0 (e.b)	β_2	ϵ_2
^{135}Pr	15/2 ⁻	33 ± 2	1.00 ± 0.06	3.2 ± 0.1	0.19 ± 0.01	0.18 ± 0.01
	19/2 ⁻	3.4 ± 0.9	0.59 ± 0.04	2.4 ± 0.3	0.16 ± 0.02	0.13 ± 0.03
	23/2 ⁻	1.33 ± 0.07	0.38 ± 0.02	1.98 ± 0.05	0.116 ± 0.003	0.108 ± 0.005
^{134}Ce	2 ⁺	33 ± 3	1.00 ± 0.03	3.3 ± 0.2	0.20 ± 0.01	0.18 ± 0.02
	4 ⁺	4.5 ± 0.8	0.55 ± 0.1	2.44 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.14 ± 0.06
	6 ⁺	3.0 ± 1.3	0.23 ± 0.2	1.60 ± 0.08	0.10 ± 0.01	0.09 ± 0.06

Tab. 5.5 - Valores dos $B(E2)_{exp}/B(E2)_{rot}$, Q_0 , β_2 e ϵ_2 para os núcleos de ^{135}Pr e ^{134}Ce . Para este último núcleo, as três primeiras colunas foram tomadas da referência [Hu77]. Os demais valores foram calculados segundo as equações anteriores.

A Fig. 5.1 mostra como a razão entre os valores de $B(E2)_{exp}$ e aqueles preditos pelo modelo rotacional puro, $B(E2)_{rot}$, varia com os spins, para ^{135}Pr .

Fig. 5.1 - Razão entre as probabilidades reduzidas de transição $B(E2)_{\text{exp}}$ e as preditas pelo modelo rotacional puro, $B(E2)_{\text{rot}}$, para as transições yrast $I_i \rightarrow I_f$.

Fig. 5.2 - Esquema de níveis simplificado para a banda-yrast $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr [Se86] e respectivas vidas-médias, obtidas neste trabalho, em comparação com o núcleo de ^{134}Ce , conforme referência [Hu77].

5.1.1 O Programa PTR

As vidas-médias, extraídas experimentalmente para os três primeiros níveis da banda-yrast $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr , foram comparadas com as predições do modelo PTR (Rotor Triaxial Mais Quasi-Partícula). Os resultados estão mostrados na Tab. 5.6.

No método de cálculo computacional deste modelo, Larsson et al. [La78] utilizam, para diagonalizar a Hamiltoniana da partícula mais caroço triaxial, numa base fortemente acoplada, o procedimento seguinte.

Primeiramente, um modelo de partícula única é empregado para calcular as energias adiabáticas ϵ_ν e as expansões da função de onda, na forma:

$$\chi_\nu = \sum_{\alpha j \Omega} C_{\alpha j \Omega}^\nu \Psi_\Omega^{\alpha j}, \quad \alpha = N, l \quad (5.5)$$

onde Ω é a projeção do momento angular j ao longo de um dos três eixos principais.

Para a descrição dos orbitais de partícula única, emprega-se o modelo de oscilador modificado, obtendo-se, assim, a expansão para χ_ν em termos de funções acopladas do oscilador harmônico, com relação a um sistema de coordenadas “stretched”. Os parâmetros κ e μ usados nestes cálculos são os coeficientes dos termos $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ e (l^2) da Hamiltoniana de Nilsson.

Os autovalores desta Hamiltoniana podem ser dados na representação de bases acopladas $|Nlj\Omega\rangle$ (que mantém o momento angular do caroço e da partícula como bons números quânticos), cujas soluções deformadas são:

$$|N\Omega\rangle = \sum C_{j\Omega} |Nlj\Omega\rangle \quad (5.6)$$

Os autovalores, em unidades de $\hbar\omega_0$, e os autovetores normalizados $C_{j\Omega}$, como função da deformação β foram tomados do Apêndice D da referência [Da68].

Os momentos multipolares do caroço são representados pelos parâmetros de deformação ϵ , γ , ϵ_{40} , etc. do potencial de partícula única no sistema intrínseco.

Um fator de emparelhamento (“pairing”) é introduzido nos cálculos, segundo os procedimentos usuais do modelo BCS. O nível de Fermi λ_F e os fatores de ocupação u_ν e v_ν são ajustados sem necessidade de outros parâmetros adicionais. Um fator de emparelhamento $(u_\mu u_\nu + v_\mu v_\nu)$ é usado para designar cada elemento de matriz de partícula única, cujas energias ϵ_ν são então

substituídas pelas energias de quasi-partícula³ E_ν . Introduz-se também, ad hoc, um parâmetro de “atenuação de Coriolis”, ξ , multiplicando o fator de emparelhamento, pois é sabido que este termo melhora a concordância com os dados experimentais.

[Um tratamento mais simplificado do termo de emparelhamento pode ser usado (quando um número muito grande de orbitais deve ser considerado), e envolve apenas a substituição das energias de partícula única ϵ_ν pelas energias de quasi-partículas, calculadas com o “parâmetro de gap” $\Delta = 12/\sqrt{A}(\text{MeV})$. O nível de Fermi considerado corresponde ao orbital ocupado pelo nucleon ímpar.]

O momento de inércia ($\mathcal{J}_0$), os termos de “stiffness”(C) e “softness” (σ) do caroço par-par estão tabelados no trabalho original de Mariscotti et al. [Ma68], sobre o modelo VMI (“Variable Moment of Inertia”). Para o núcleo de ^{134}Ce , estes parâmetros são: $\mathcal{J}_0 = 5.0 (\text{MeV})^{-1}$, $C = 0.0093(\text{MeV})^3$ e $\sigma = 0.43$, onde $\sigma = 1/(2C\mathcal{J}_0^3)$.

Outros parâmetros relevantes foram tomados da referência [Ch83], citados no artigo de Semkow et al. [Se86], nos cálculos para o núcleo de ^{135}Pr , usando o formalismo de CSM. Estes parâmetros são: $\Delta_p = 0.16\hbar\omega_0$, $\Delta_n = 0.14\hbar\omega_0$, com $^4 \hbar\omega_0 \simeq 8\text{MeV}$. Para a camadas $N=4$ os valores utilizados foram: κ_p , μ_p , κ_n , $\mu_n = 0.065, 0.57, 0.070, 0.39$. Para a camadas $N=5$, tem-se: κ_p , μ_p , κ_n , $\mu_n = 0.060, 0.65, 0.062, 0.43$. Os valores para os demais orbitais foram tomados de tabelas apropriadas à região de massa $A \simeq 130$.

A utilização do programa PTR permitiu observar que, dentre os valores de deformação que melhor ajustavam os níveis de energia (e estes foram variados até que a concordância com os níveis da banda mais baixa fossem obtidos), não havia diferenças muito significativas entre as energias se fossem usados os valores $\epsilon_2 = 0.21$ (como proposto em [Se86]) ou $\epsilon_2 = 0.18$ (como obtido dos nossos dados experimentais). Por outro lado, os ajuste para as probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$ são bastante sensíveis à mudança de ϵ_2 , conforme pode ser visto na Tab. 5.6.

Foram usados, para os demais parâmetros de deformação, os valores $\epsilon_4 = 0.0$ e $\gamma = 0$. A inclusão da assimetria γ , em geral, abaixa todos os níveis

$$^3 E_\nu = [(e_\nu - \lambda_F)^2 + \Delta^2]^{1/2}$$

As probabilidades de ocupação são dadas por: $v_\nu^2 = \frac{1}{2} [1 - (e_\nu - \lambda_F)/E_\nu]$.

⁴ Mais exatamente, $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3} [1 \pm \frac{N-Z}{3A}]$ (MeV).

Para $A=135$, tem-se: $\hbar\omega_0 = (8 \pm 0.04)$ (MeV), onde (+) $\rightarrow \pi$ e (-) $\rightarrow \nu$.

(não importando se os valores considerados eram negativos ou positivos).

Outra característica observada refere-se ao fato de que os desvios entre os níveis teóricos e experimentais aumentam com valores crescentes de spin, se o momento de inércia for mantido constante. Utilizando, porém, um valor de momento de inércia variável, que leva em conta o efeito de “stretching” centrífugo à medida em que o valor de spin aumenta, a concordância entre os valores experimentais e teóricos melhora.

E_γ (keV)	τ_{exp} (ps)	$B(E2)_{exp}$ (e ² .b ²)	$\epsilon_2=0.18$	τ_{PTR} (ps)	$\epsilon_2=0.21$	τ_{PTR} (ps)
			$B(E2)_{PTR}$ (e ² .b ²)		$B(E2)_{PTR}$ (e ² .b ²)	
373	33 ± 2	0.33 ± 0.02	0.44	23.1	0.61	15.2
660	3.4 ± 0.9	0.19 ± 0.05	0.48	1.47	0.65	1.05
854	1.33 ± 0.07	0.13 ± 0.01	0.50	0.47	0.68	0.34

Tab. 5.6 - Resultados comparativos entre os valores de $B(E2)_{exp}$ e vidas-médias experimentais em relação aos mesmos valores calculados pelo programa PTR, para dois valores diferentes do parâmetro de deformação ϵ_2 .

Observe-se que os valores de $B(E2)$, calculados pelo PTR, são bastante sensíveis à mudança na deformação e não ajustam os dados experimentais. Enquanto os $B(E2)_{exp}$ diminuem acentuadamente, os valores teóricos permanecem razoavelmente constantes.

A Fig. 5.3 mostra o comportamento do “staggering” experimental para as transições da banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr , em comparação com o calculado pelo PTR, considerando-se o acoplamento de 15 orbitais de quasi-partículas.

Staggering para a banda $h_{11/2-}$ de ^{135}Pr

Fig. 5.3 - "Staggering" de energia para a banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr . A linha sólida representa os valores experimentais, e a pontilhada refere-se aos valores calculados pelo PTR.

5.1.2 O Programa do Modelo Geométrico

Os valores dos “branching-ratios” experimentais para a banda $\pi h_{11/2}$ de ^{135}Pr foram calculados e comparados com as estimativas teóricas [Do82], onde foram usados os parâmetros $\beta_2=0.18$, $\beta_4=0$ e $\gamma = 27^\circ$. (Este valor de γ foi escolhido consistentemente com os cálculos usando TRS, conforme será explicado na Sec. 5.1.4.)

Nos cálculos dos valores experimentais dos “branching-ratios” intra-banda, $I_\gamma(\Delta I = 1)/I_\gamma(\Delta I = 2)$, as intensidades I_γ foram obtidas da referência [Se86].

As razões experimentais entre as probabilidades reduzidas de transição são dadas por [Es95]:

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I-1)}{B(E2, I \rightarrow I-2)} = 0.693 \frac{1}{1 + \delta^2} \frac{E_\gamma^5(I \rightarrow I-2)}{E_\gamma^3(I \rightarrow I-1)} \frac{I_\gamma(I \rightarrow I-1)}{I_\gamma(I \rightarrow I-2)} \quad (5.7)$$

A Tab. 5.7 mostra os resultados para a banda $\pi h_{11/2-}$. (Para um melhor entendimento, ver o esquema de níveis de ^{135}Pr - Fig. 3.2.)

$I_i (\hbar)$	$\beta_2=0.18$	
	$B(M1)/B(E2)_{exp}$	$B(M1)/B(E2)_{teo}$
	$(\mu_N/e.b)^2$	$(\mu_N/e.b)^2$
25/2	1.6 ± 0.7	0.055
21/2	0.95 ± 0.4	0.013
17/2	0.03 ± 0.01	$\simeq 0$

Tab. 5.7 - Razões $B(M1)/B(E2)$ experimentais e calculadas segundo o modelo geométrico, para a banda $\pi h_{11/2-}$ de ^{135}Pr .

Note-se que as razões $B(M1)/B(E2)_{exp}$ mostram a mesma tendência apresentada pelos dados experimentais obtidos neste trabalho, i. e., supondo-se que os $B(M1)$ não variem muito, os valores dos $B(E2)$ decrescem com o spin. A Fig. 5.4 mostra as razões experimentais, juntamente com os valores teóricos.

[Quando existe “signature splitting”, os valores das razões $B(M1)/B(E2)_{teo}$ calculadas pelo programa devem ser corrigidas pelo fator $(1 - \frac{\Delta e'}{\omega})$, se a energia da transição ($E_\gamma = \omega + \Delta e'$) for grande, e pelo fator $(1 + \frac{\Delta e'}{\omega})$, se a energia da transição ($E_\gamma = \omega - \Delta e'$) for pequena ou negativa. Os valores de $\Delta e' \simeq 400$ keV foram retirados do diagrama mostrado na Fig. 5.5.]

Fig. 5.4 - Razão $B(M1)/B(E2)$ calculada segundo o modelo geométrico (linha sólida), em comparação com os dados experimentais.

5.1.3 Cálculo dos Routhianos e dos Alinhamentos Experimentais

A interpretação dos resultados obtidos neste trabalho passa pela observação do comportamento dos routhianos e do momento angular de alinhamento experimentais.

Uma determinação precisa das frequências de cruzamento e respectivos “signature splittings” pode ser obtida a partir do diagrama dos níveis de energia experimentais no sistema intrínseco (routhianos), E' , como função da frequência de rotação ($\hbar\omega$), conforme mostrado na Fig. 5.5.

No diagrama referente ao núcleo de ^{135}Pr , note-se um valor relativamente grande do “signature splitting” para a banda de paridade negativa ($\pi h_{11/2-}$). Na mesma figura tem-se representado o valor experimental para o momento angular de alinhamento, I_x , em função da frequência de rotação. Observe-se que, para a banda de paridade negativa, o ramo correspondente a $\alpha = -1/2$ (“favored”) exhibe um backbending (que representa o ganho, em momento angular, devido à quebra de pares) seguido de um upbending, a uma frequência aproximada de $\hbar\omega_c \simeq 0.46$ MeV. No caso da banda de paridade negativa ($-, -1/2$), as forças de polarização deformam o núcleo numa direção ligeiramente positiva de γ .

Em relação ao núcleo de ^{134}Ce , os diagramas referentes aos routhianos e alinhamentos estão mostrados na Fig. 5.5 b). Este núcleo exhibe um primeiro backbending a uma frequência próxima de $\hbar\omega_c \simeq 0.38$ MeV.

Há duas interpretações sugeridas para a banda $s(+,0)$ de ^{134}Ce . Müller-Veggian et al. [Mu84] propõem, para esta banda, a configuração $[\nu h_{11/2}]^2$, e uma deformação de equilíbrio oblata coletiva ($\gamma = -60^\circ$), baseando-se em medidas de fator-g. Faessler et al. [Fa85], a partir de cálculos teóricos usando o modelo de um rotor triaxial e o modelo de bósons (IBA), concluem que a configuração $[\pi h_{11/2}]^2$ reproduz melhor os níveis experimentais na região de backbending do ^{134}Ce do que a configuração $[\nu h_{11/2}]^2$.

Semkow et al. [Se86], baseando-se em cálculos de CSM, sugerem, para a banda $h_{11/2}$ e $g_{7/2}$, de ^{135}Pr , uma deformação ligeiramente positiva ($\gamma \geq 0^\circ$) e argumentam que a configuração $[\pi h_{11/2}]^2$ seja a mais correta para o primeiro backbending. A configuração $[\nu h_{11/2}]^2$, embora provável, só pode ocorrer no segundo backbending.

Os argumentos apresentados por Semkov e Müller permitem concluir que, as bandas de paridade positiva e negativa, no ^{135}Pr , exibem um caráter cole-

tivo aproximadamente prolato no primeiro “backbend”, o que está em contraste com o que foi interpretado para o ^{134}Ce , para o qual foi proposta uma deformação oblata coletiva.

Na Fig. 5.6 estão mostrados os routhianos teóricos, para prótons e nêutrons, em função da frequência de rotação e em função do parâmetro de deformação γ .

Fig. 5.5 - Routhianos (e') e alinhamentos (i_x) experimentais, em função da frequência de rotação ω , para ^{135}Pr e ^{134}Ce .

Fig. 5.6 - Routhianos (e') teóricos em função da frequência de rotação e em função da deformação γ , para ^{135}Pr . [Retirado de Semkow et al [Se86].]

5.1.4 Cálculos com o Programa TRS

O código TRS ("Total Routhian Surface") [Wy88] calcula as propriedades de várias configurações próximas do estado fundamental, através da minimização da energia em função dos parâmetros de deformação β_2 , β_4 e γ . O termo de "pairing", para a região de massa $A \simeq 130$, foi calculado como sendo $\Delta = 0.9\Delta_{oe}$, onde Δ_{oe} representa a diferença de massa média entre os núcleos par e ímpar.

O routhiano total (que representa a energia no sistema de rotação), para um núcleo (Z,N) e para uma configuração fixa de quasi-partícula ν , é dada por:

$$E^\omega(\hat{\beta}, N, Z, \nu) = E_{Str}^{\omega=0} + \langle \Psi(\omega) | H(\omega) | \Psi(\omega) \rangle - \langle \Psi(\omega) | H(\omega) | \Psi(\omega) \rangle^{\omega=0} \quad (5.8)$$

onde $\hat{\beta}$ representa os parâmetros de deformação β_2 , β_4 e γ . Do lado direito da equação, o termo E_{Str} representa a energia de Strutinsky (gota líquida mais correções de camada), para $\hbar\omega = 0.0$ MeV. O segundo termo representa o ganho de energia devido à rotação coletiva e ao alinhamento de partícula única.

As Figs. 5.7 e 5.8 mostram alguns exemplos das superfícies de routhiano total para algumas configurações selecionadas de ^{135}Pr e ^{134}Ce , calculadas para frequências de rotação diferentes, correspondendo à região antes e depois do backbending. .

Fig. 5.7 - Superfícies de Routhiano Total para ^{135}Pr , para alguns valores de frequência de rotação. (O ponto indica a deformação de equilíbrio.) O alinhamento de nêutrons ocorre para frequências entre $\hbar\omega \simeq 0.35$ a 0.40 MeV, enquanto que o valor experimental é $\hbar\omega_c \simeq 0.46$ MeV.

Fig. 5.7 - Superfícies de Routhiano Total para ^{134}Ce , para alguns valores de frequência de rotação. (O ponto indica a deformação de equilíbrio.)

Conforme pode ser observado nos diagramas anteriores, o TRS prevê que o primeiro cruzamento no ^{134}Ce ocorre devido ao alinhamento de nêutrons, para frequências entre 0.17 e 0.23, resultando num valor de deformação $\gamma = -80^\circ$. No ^{135}Pr , o cruzamento de nêutrons ocorre para valores de frequência mais altos, entre 0.35 e 0.40. Neste núcleo, a tendência polarizadora do próton ímpar, que está no início da camada $h_{11/2}$, tende a deformá-lo para formas prolatas coletivas ($\gamma \geq 0^\circ$), ocorrendo primeiramente o cruzamento de nêutrons, porque o de prótons está bloqueado. Experimentalmente, a frequência de cruzamento no ^{135}Pr ($\hbar\omega_c \simeq 0.48$) é mais alta que no ^{134}Ce ($\hbar\omega_c \simeq 0.38$). As previsões teóricas feitas por TRS fornecem valores menores para a frequência de cruzamento nestes dois núcleos. Antes do cruzamento, TRS prevê valores aproximadamente constantes para as deformações β e γ : $\beta \simeq 0.19$ e $\gamma \simeq 27^\circ$, para ^{135}Pr , e $\beta \simeq 0.17$ e $\gamma \simeq -27^\circ$, para ^{134}Ce .

Para comparar os valores experimentais dos momentos de quadrupolo com os preditos pelos cálculos TRS, considere a expressão abaixo [Mc91], que relaciona Q_0 com os parâmetros de deformação β e γ .

$$Q_0 = \frac{6ZeA^{2/3}}{(15\pi)^{1/2}} r_0^2 \beta_2 \left[1 + \frac{2}{7} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{1/2} \beta_2 \right] \cos(30^\circ + \gamma) \quad (5.9)$$

A tabela a seguir compara os resultados experimentais com os obtidos usando a expressão acima. Antes do cruzamento, $Q_0^{TRS} \simeq$ constante, independentemente do valor de ω e, depois do cruzamento, seu valor aumenta, porque muda a deformação (β, γ).

Núcleo	Spin	Q_0^{exp}	Q_0^{TRS}
^{135}Pr	15/2	3.2±0.1	2.2
	19/2	2.4±0.3	
	23/2	1.98±0.05	
^{134}Ce	2+	3.3±0.2	3.4
	4+	2.44±0.01	
	6+	1.60±0.08	

Tab. 5.8 - Momentos de quadrupolo experimentais e previstos por TRS. Os valores referem-se à situação antes do cruzamento.

Observe-se, da tabela acima que, enquanto os dados experimentais mostram uma tendência decrescente com o spin, as previsões teóricas indicam um valor

constante. TRS prevê também uma diferença significativa entre os valores dos momentos de quadrupolo para os dois núcleos, enquanto que as medidas experimentais mostram resultados bastante próximos.

Quando ocorre o cruzamento, em geral, os valores dos $B(E2)$ diminuem em decorrência de haver uma mudança na configuração intrínseca da banda. Isso poderia justificar, em princípio, uma diminuição dos valores de $B(E2)$ para o núcleo de ^{134}Ce ($\hbar\omega \simeq 0.38$). No entanto, observando-se o diagrama mostrado na Fig. 5.5, fica claro que esta redução deveria ocorrer para spins mais altos ($8^+, 10^+, 12^+$), porque é onde há a mudança de configuração. Além disso, no ^{135}Pr também ocorre a diminuição dos $B(E2)$, apesar da frequência de cruzamento ser mais alta ($\hbar\omega \simeq 0.48$). Esse comportamento indica que a redução dos valores de $B(E2)$ não pode ser entendida com o modelo teórico adotado.

5.2 O Núcleo de ^{133}Pr

Examinando-se novamente as Figs. 2.5 e 2.6, que mostram os cálculos com PACE para as reações ($^{121}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$) e ($^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$), vemos que os canais abertos para ^{134}Pr e ^{136}Pr competem com os de ^{133}Pr e ^{135}Pr , mesmo para a energia de 76 MeV, utilizada no Tandar. A determinação das vidas-médias das transições mais fortes para este núcleo, portanto, foram prejudicadas pela contaminação de gamas provenientes do núcleo de ^{134}Pr .

Foi discutido na Sec. 3.2.2 que a transição de 310 keV apresenta contaminante apenas no pico deslocado. Como LIFETIME possui recursos que permitem o ajuste independente das componentes deslocadas e não deslocadas, seria possível, a princípio, estimar um limite para a vida-média deste estado. Na prática, porém, o ajuste de um único nível fica prejudicado por ambigüidades porque existem vários modelamentos possíveis (de alimentação superior e lateral) que conduzem, em termos de χ^2 , a resultados bastante satisfatórios mas que diferem significativamente quanto ao valor final para a vida-média.

5.3 O Núcleo de ^{137}Pr

Os espectros mostrados no capítulo anterior evidenciaram o fato de não haver nenhum pico deslocado para o núcleo de ^{137}Pr . A esse respeito, algumas considerações envolvendo questões experimentais devem ser feitas.

A primeira delas refere-se à possibilidade de que pudesse ter havido uma deposição, devida à ação do feixe, de uma camada do material do alvo, ^{128}Te , no stopper de Pb. Isto possibilitaria a contínua produção de gamas, provenientes de ^{137}Pr , no próprio material do stopper, explicando assim a existência de picos não-deslocados até distâncias superiores a $2000\mu\text{m}$.

A investigação desta hipótese foi feita submetendo-se o stopper de Pb à técnica de fluorescência de raios-X. Foi feita uma sessão de irradiação no CPqD/TELEBRÁS, situado em Campinas. Este laboratório conta com um sistema automatizado, com sensibilidade de 100ppm, que permite extrair instantaneamente os resultados das concentrações dos principais constituintes das amostras irradiadas. A irradiação do stopper de Pb utilizado na experiência ($^{128}\text{Te} + ^{16}\text{O}$) forneceu um resultado conclusivo da total ausência de Te depositado neste material.

Uma segunda possibilidade seria termos utilizado, inadvertidamente, um alvo muito mais grosso do que seria aceitável. Para testar esta hipótese, utilizou-se a técnica de RBS (Rutherford Backscattering), disponível no LAMFI/Pelletron⁵. Esta técnica permite, através da análise da perda de energia das partículas α retroespalhadas, determinar, com precisão, a espessura da amostra estudada. Essa determinação forneceu o resultado de 1.4 mg/cm². Este valor, de fato, é um pouco superior ao valor estimado inicial. [Note-se que, conforme foi mencionado na Seção (2.1.2), um outro alvo de ¹²⁸Te, além dos que foram confeccionados no Pelletron, precisou ser providenciado no Tandem, seguindo basicamente a mesma técnica desenvolvida em São Paulo. Porém, como o equipamento do Tandem é mais moderno, a eficiência conseguida na evaporação foi bastante superior à esperada, ocasionando um alvo mais espesso do que seria ideal. Vale comentar, também, que os alvos utilizados inicialmente na experiência (¹²⁸Te + ¹⁶O) eram suficientemente finos mas, como a corrente do feixe deve ser mantida baixa para evitar-se o risco de possível evaporação de Te no stopper, o rendimento da reação foi muito baixo, requerendo um tempo de máquina muito acima das possibilidades reais de utilização do acelerador.]

Recentemente tornou-se disponível um programa de ajuste de espectros de experiências do tipo DSAM. Pretendemos, numa etapa posterior, analisar nossos dados relativos ao núcleo de ¹³⁷Pr na tentativa de extrair alguma informação a respeito de limites que podem ser impostos às vidas-médias deste núcleo.

⁵Realizada pelo Prof. Dr. Juan Carlos Acquadro.

Capítulo 6

Conclusões

Este trabalho contribuiu para a implantação de uma nova linha de pesquisa para o Grupo de Espectroscopia Gama. Em primeiro lugar, foi desenvolvida e calibrada a câmara apropriada à medida de vidas-médias na faixa de 10^{-12} s - o “plunger”-, ao mesmo tempo em que a técnica para a evaporação dos alvos especiais que este tipo de medida requer foi sendo dominada. A câmara foi testada definitivamente com uma experiência onde foram produzidos os núcleos de ^{76}Kr e ^{78}Kr , cujas vidas-médias, na faixa de interesse, eram conhecidas na literatura. A realização da experiência-teste, além de comprovar o bom funcionamento do equipamento, possibilitou o treinamento de toda a equipe porque a montagem do plunger exige cuidados especiais, principalmente nos aspectos relacionados ao ajuste de paralelismo entre alvo e stopper, à monitoração do pulso de capacitância e à mudança da distância relativa entre alvo e stopper.

Além dos aspectos estritamente ligados ao equipamento e aos alvos, discutidos acima, as experiências envolvendo o uso da técnica RDM requerem métodos de análise específicos, tanto no que concerne à extração das intensidades dos gamas emitidos parados e em vôo, quanto à parte de dedução dos valores experimentais das vidas-médias. Para isso, foram aprendidos os programas SPASM [Mi86], de análise de espectros, e LIFETIME [We85], para a extração das vidas-médias. Estes programas, na fase de aprendizado, foram usados primeiramente na análise e redução dos dados para os núcleos de ^{76}Kr e ^{78}Kr , antes de se passar aos núcleos de ^{133}Pr e ^{135}Pr .

Outro aspecto que merece ser ressaltado refere-se ao fato de que este projeto de pesquisa serviu também para dar continuidade à colaboração

entre os grupos de espectroscopia gama dos laboratórios Pelletron, de São Paulo, e Tandem, de Buenos Aires.

Em relação ao núcleo de ^{135}Pr , estudado neste trabalho, foram medidas, pela primeira vez, as vidas-médias dos três primeiros estados da banda-yrast $\pi h_{11/2}$. Estes resultados são importantes no sentido de contribuir para completar as informações relacionadas às probabilidades de transição eletromagnéticas para núcleos de Z ímpar na região de massa $A \simeq 130$.

A partir dos resultados experimentais obtidos neste trabalho, foi possível fazer comparações com alguns modelos teóricos apropriados a esta região de massa. Ficou demonstrado que o modelo PTR (Rotor Triaxial Mais Quasi-Partícula) ajusta bem as energias experimentais, reproduzindo, inclusive, a mesma fase para o “staggering” de energia. Quanto às probabilidades de transição, o ajuste, sendo mais sensível à forma da função de onda, não reproduz os resultados experimentais, para os dois valores de deformação ($\epsilon_2 = 0.18$ e $\epsilon_2 = 0.21$) usados. Os valores de $B(E2)$ calculados por PTR permanecem razoavelmente constantes, enquanto que os valores experimentais diminuem acentuadamente ao longo da banda. Em relação aos cálculos teóricos feitos usando-se o modelo geométrico, nota-se que as razões $B(M1)/B(E2)_{exp}$ não são bem ajustadas por este modelo.

As previsões teóricas feitas pelo programa TRS (Total Routhian Surface), se compararmos os núcleos de ^{135}Pr e ^{134}Ce , permitem conclusões interessantes. Partindo da hipótese de que há principalmente dois fatores aos quais se deve o desvio do comportamento rotacional nos núcleos: a mudança nos parâmetros de deformação (β, γ) e a quebra de pares e que, na região anterior ao backbending, esse desvio é devido sobretudo à mudança na deformação, os resultados deste trabalho, para ^{135}Pr , mostraram que os valores de Q_0 mudam ao longo dos estados anteriores ao backbending, na banda $\pi h_{11/2}$. Portanto, parece provável que esse comportamento seja devido à mudança na deformação, posto que ainda não ocorreu o cruzamento de bandas. As previsões teóricas feitas por TRS mostram que o valor calculado de Q_0 é bastante diferente para o ^{135}Pr e o ^{134}Ce . Entretanto, os resultados experimentais para os momentos de quadrupolo obtidos em [Hu77] e neste trabalho mostram que os valores de Q_0 para esses dois núcleos são bastante parecidos. Esse comportamento, portanto, não pode ser entendido com base no modelo teórico adotado.

Os resultados obtidos neste trabalho, para ^{135}Pr , estimulam a procura de outras maneiras de produzir o ^{133}Pr , sem os contaminantes que prejudicaram

as medidas de suas vidas-médias, e também o ^{137}Pr . Como as vidas-médias dos respectivos carcos de Ce, para esses núcleos, são conhecidas na literatura, a determinação das vidas-médias de ^{133}Pr e ^{137}Pr permitiria entender melhor a natureza dos efeitos do próton ímpar na região de massa $A \simeq 130$.

Referências

- [Ab53] A. Abragam, R. V. Pound
Phys. Rev. **92** (1953) 943
- [Al70] T. K. Alexander, A. Bell
Nucl. Instr. and Meth. **81** (1970) 22
- [Ar74] E. Arai, M. Ogawa, S. Ohtani
Nucl. Instr. and Meth. **115** (1974) 397
- [Ba10] H. Bateman
Proc. Cambridge Philos. Soc. **15** (1910) 423
- [Ba77] G. Battistuzzi, B. Dainese, C. Signorini, A. M. Stefanini
Nucl. Instr. and Meth. **146** (1977) 481
- [Ba82] P. Banerjee, B. Sethi, J. M. Chatterjee-Das, R. K. Chattopadhyay
Nucl. Instr. and Meth. **202** (1982) 431
- [Be79] R. Bengtsson, S. Frauendorf
Nucl. Phys. **A237** (1979) 139

- [Be86] R. Bengtsson, S. Frauendorf, F. R. May
Atomic Data and Nuclear Data Tables **35** (1986) 15
- [Bl52] J. M. Blatt , V. F. Weisskopf
Theoretical Nuclear Physics - (John Wiley and Sons, 1952)
- [Bo75] A. Bohr, B. R. Mottelson
Nuclear Structure, **vol. 2** - (Benjamin Cummings, 1975)
- [Bo90] S. Botelho, W. G. P. Engel, J. C. Abreu, L. G. R. Emediato
XI CBRAVIC - 24 a 26 de julho de 1990 - IFUSP
(Painel apresentado no XI Congresso Brasileiro de Aplicações de Vácuo
na Indústria e Ciência - Sessão de Filmes Finos)
- [Ch83] Y. S. Chen, S. Frauendorf, G. A. Leander
Phys. Rev. **C28** (1983) 2437
- [Cl78] L. Cleemann, J. Eberth, W. Neumann, N. Wiehl, V. Zobel
Nucl. Instr. and Meth. **156** (1978) 477
- [Da68] J. P. Davidson
Collective Models of the Nucleus - (Academic Press, 1968)
- [Do82] F. Dönau, S. Frauendorf
Proceedings International Conference on High Spin Properties of Nuclei,
Oak Ridge, 1982
- [Do87] F. Dönau
Nucl. Phys. **A471** (1987) 469
- [Em87] L. G. R. Emediato
Projeto Plunger apresentado à FAPESP (1987) - comunicação privada

- [Es95] F. R. Espinosa-Quñones, E. W. Cybulska, L. G. R. Emediato, C. L. Lima, N. H. Medina, J. R. B. Oliveira, M. N. Rao, R. V. Ribas, M. A. Rizzutto, W. A. Seale, C. Tenreiro
Phys. Rev. **C52** (1995) 104
- [Fa85] A. Faessler, S. Kuyucak, A. Petrovici, L. Petersen
Nucl. Phys. **A438** (1985) 78
- [Fr81] S. Frauendorf
Proceedings of the Nuclear Physics Workshop
I.C.T.P. - Trieste, Itália, 5-30 out, 1981
- [Fr83] S. Frauendorf
Nucl. Phys. **A409** (1983) 243
- [Ga70] J. L. Gallant
Nucl. Instr. and Meth. **81** (1970) 27
- [Ga80] A. Gavron
PACE: Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- [Ga90] G. García-Bermúdez, M. A. Cardona, A. Filevich
Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 367
- [Gr89] J. P. Greene, G. E. Thomas
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A282** (1989) 71
- [Hi88] L. Hildingsson, C. W. Beausang, D. B. Fossan, W. F. Piel, Jr.
Phys. Rev. **C37** (1988) 985
- [Hu77] D. Husar, S. J. Mills, H. Gräf, U. Neumann, D. Pelte, G. Seiler-Clark
Nucl. Phys. **A292** (1977) 267
- [In54] D. R. Inglis
Phys. Rev. **96** (1954) 1059

- [In56] D. R. Inglis
Phys. Rev. **103** (1956) 1786
- [Jo69] K. W. Jones, A. Z. Schwarzschild, E. K. Warburton, D. B. Fossan
Phys. Rev. **178** (1969) 1773
- [Kr72] K. S. Krane
Nucl. Instr. and Meth. **98** (1972) 205
- [La78] S. E. Larsson, G. Leander, I. Ragnarsson
Nucl. Phys. **A307** (1978) 189
- [La82] J. Lang, K. Kumar, J. H. Hamilton
Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 119
- [Li74] K. P. Lieb, M. Uhrmacher, J. Dauk, A. M. Kleinfeld
Nucl. Phys. **A223** (1974) 445
- [Ma68] M. A. J. Mariscotti, G. S. Goldhaber, B. Buck
Phys. Rev. **178** (1968) 1864
- [Ma75] E. H. du Marchie van Voorthuysen, P. H. Smith
Nucl. Instr. and Meth. **127** (1975) 205
- [Mc91] F. K. McGowan, N. R. Johnson, I. Y. Lee, C. Baktash,
J. W. McConnell, M. N. Rao, J. C. Wells, A. Larabee,
L. L. Riedinger, R. Bengtsson, Z. Xing
Nucl. Phys. **A530** (1991) 490
- [Mi74] T. R. Miller, M. Takeda
Nucl. Phys. **A221** (1974) 392
- [Mi86] W. M. Milner - SPASM: Vaxpak Programs
Oak Ridge National Laboratory, USA (1986) - private communication
- [Mu84] M. Müller-Veggian, H. Beuscher, D. R. Haenni, R. M. Lieder, A. Neskakis
Nucl. Phys. **A417** (1984) 189

- [No79] P. J. Nolan, J. F. Sharpey-Schafer
Reports on Progress in Physics, **42** (1979) 1
- [Os86] M. Oshima, N. R. Johnson, F. K. McGowan, C. Baktash, I. Y. Lee,
Y. Schutz, R. V. Ribas
Phys. Rev. **C33** (1986) 1988
- [Ra76] R. Rascher, K. P. Lieb, M. Uhrmacher
Phys. Rev. **C13** (1976) 1217
- [Ri80] P. Ring, P. Schuck
The Nuclear Many-Body Problem - (Springer-Verlag, 1980)
- [Ri89] R. V. Ribas
STEPMOT: Programa de Controle do Motor de Passos para Plunger
Pelletron/IFUSP (1987) - comunicação privada
- [Ri95] M. A. Rizzutto
Tese de Doutorado, IFUSP (1995) - comunicação privada
- [Ro76] W. A. Roney, W. A. Seale
Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 507
- [Ru81] A. J. Rutten, A. Holthuisen, M. A. J. Botje, N. A. van Zwol,
G. van Middelkoop
Nucl. Instr. and Meth. **179** (1981) 495
- [Se86] 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
- [Sc68] A. Z. Schwarzschild, E. K. Warburton
Annual Review of Nuclear Science, **18** (1968) 265
- [St76] R. J. Sturm, M. W. Guidry
Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 345

- [Sl85] G. Sleten, G. B. Hagemann
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A236** (1985) 647
- [Xu89] N. Xu, C. W. Beausang, R. Ma, E. S. Paul, W. F. Piel Jr.,
D. B. Fossan
Phys. Rev. **C39** (1989) 1799
- [Wa87] R. Wadsworth, J. M. O'Donnell, D. L. Watson, P. J. Nolan,
P. J. Bishop, D. J. Thornley, A. Kirwan, D. J. G. Love
Nucl. Phys. **13** (1987) 205
- [We73] N. Anyas-Weiss, R. Griffiths, N. A. Jelley, W. Randolph,
J. Szücs, T. K. Alexander
Nucl. Phys. **A201** (1973) 513
- [We85] J. Wells, M. P. Fewell, N. R. Johnson
LIFETIME : a Computer Program for Analyzing Doppler-Shift
Recoil-Distance Nuclear Lifetime Data
Oak Ridge National Laboratory - Report ORNL/TM-9105, USA (1985)
- [Wy88] R. Wyss, J. Nyberg, A. Johnson, R. Bengtsson, W. Nazarewicz
Phys. Letters **B215** (1988) 211
- [Ze89] K. O. Zell, A. Dewald
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A282** (1989) 142