

4/1/96

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Vidas Médias em $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr

SBI-IFUSP



305M810T2385

Luiz Guilherme Regis Emediato

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

Iberê Luiz Caldas

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Banca Examinadora

Prof. Dr. Diógenes Galetti

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar

Prof. Dr. Gerardo García-Bermúdez

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes



SÃO PAULO
1995



UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Vidas Médias em $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr

Luiz Guilherme Regis Emediato

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

Banca Examinadora

Prof. Dr. Diógenes Galetti

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar

Prof. Dr. Gerardo García-Bermúdez

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes



SÃO PAULO

1995

a
Maciel e Ignez
meus amados pais
e a
Míriam Beatriz
Ana Angélica
Zélia de Fátima
Eliza Aparecida
Nelson Fernando
meus queridos irmãos

para

Rosina Ferrero Regi
e
Elisa Fritelli Sica Regis Netto

in memoriam

*Fizeste há pouco tempo, bem me lembro,
Fizestes quinze anos,
Minha querida irmã...
Estás na idade que acalenta sonhos,
Feliz, contente, num mundo de cromos,
Rindo para o futuro, visando o amanhã...*

*Porém, se é bela a vida
Nos doces quinze anos que atravessas,
Jamais, minha querida irmã, jamais te esqueças,
Que Deus te concedeu tanta ventura,
Para que sejas sempre a pérola mais pura,
Para que sejas do céu um lírio e não pereças!*

Ignez Regis Emediato

*escrito em 12 - 12 - 44
para Eunice Ferrero Regis Netto*

A musical score consisting of two systems. The first system has a single staff with a treble clef, a key signature of one flat (B-flat), and a common time signature. The second system has two staves: the upper one with a treble clef and the lower one with a bass clef, both in the same key signature and time signature. The music includes various notes, rests, and dynamic markings.

D. Fagen & W. Becker

Abstract

Lifetimes of the low-lying levels in the one and three quasiparticle bands in ^{133}Ce have been measured using the recoil-distance Doppler-shift technique RDDS. The E2 transition strengths extracted for the negative parity yrast states are well described by the Triaxial-Rotor-plus-Quasiparticle and the geometrical model. The B(M1) values extracted for the levels in the positive parity 3 quasiparticle band are consistent with the $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ configuration assignment to this band.

Levels in $^{132,133}\text{Ce}$ were populated by the $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4n,3n)^{132,133}\text{Ce}$ reaction at an incident energy of 70 MeV. The beam was provided by the Tandem accelerator of the Pelletron Laboratory. Data were obtained using a BGO Compton suppressed HPGe detector (22% efficiency, energy resolution ≈ 2.1 keV) at 0° to the beam and a multiplicity filter of six $3'' \times 3''$ NaI(Tl) detectors in a plane perpendicular to the reaction plane. The target was produced by evaporation of enriched metallic ^{120}Sn onto a thin Au backing which faced the incident beam, while the stopper was of lead. The recoil nuclei had an average velocity of $v = 0.008c$. The measurements were performed with a plunger device constructed in our laboratory. Spectra were obtained for 13 different target-stopper distances and were normalized using the 279 keV gamma line from the Coulomb excitation of the Au backing. The target-stopper flight distances were measured using the capacitance technique and also with a precision micrometer.

Lifetimes of the high spin states in odd-odd ^{136}Pr were also measured using the $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3n)$ reaction at an incident energy of 65 MeV. Gamma spectra were collected at about 20 different distances. The target was of enriched ^{123}Sb $1\text{mg}/\text{cm}^2$ thick, evaporated onto a Au $2\text{mg}/\text{cm}^2$ backing. Analysis shows that the lifetime of the 8^+ state in the yrast band $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ is $1177 \pm 64\text{ps}$. An upper limit for the 7^- state was established in $\tau < 1\text{ns}$.

Resumo

Vidas médias de níveis mais baixos nas bandas de 1 e 3 quase-partículas em ^{133}Ce foram medidas usando a técnica de distância de recuo e deslocamento Doppler RDDS. As amplitudes das transições E2 extraídas dos estados yrast de paridade negativa são bem descritas pelos modelos Rotor Triaxial + Quase-Partícula e geométrico. Os valores de $B(M1)$ extraídos para os níveis na banda de 3 quase-partículas de paridade positiva estão consistentes com a atribuição da configuração $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ para essa banda.

Os níveis no $^{132,133}\text{Ce}$ foram populados pela reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4n,3n)^{132,133}\text{Ce}$ na energia incidente de 70 MeV. O feixe foi fornecido pelo acelerador Tandem do Laboratório Pelletron. Os dados foram obtidos usando um detetor HPGe (22% de eficiência, resolução de energia de $\approx 2.1\text{keV}$) com supressão Compton BGO a 0° em relação ao feixe e um filtro de multiplicidades de 6 detetores $3'' \times 3''$ de NaI(Tl) num plano perpendicular ao plano da reação. O alvo foi produzido por evaporação de ^{120}Sn metálico sobre um substrato fino de ouro voltado na direção de incidência do feixe, enquanto que o anteparo (*stopper*) foi produzido em chumbo. Os núcleos de recuo atingiram uma velocidade média de $v = 0.008c$. As medidas foram realizadas com um dispositivo *plunger* construído no Laboratório Pelletron. Os espectros foram obtidos para 13 diferentes distâncias alvo-*stopper* e foram normalizadas usando uma linha gama de 279 keV da excitação Coulombiana do substrato de Au. As distâncias de voo alvo-*stopper* foram medidas usando a técnica de capacitância e também com um micrômetro de precisão.

As vidas médias de estados de alto spin em ^{136}Pr , ímpar-ímpar, foram também medidas usando a reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3n)$ na energia incidente de 65 MeV. Os espectros de raios gama foram adquiridos para 20 diferentes distâncias. O alvo foi confeccionado de ^{123}Sb de espessura de $1\text{mg}/\text{cm}^2$, evaporado sobre um substrato de $2\text{mg}/\text{cm}^2$ de Au. A análise mostra que a vida média do estado 8^+ da banda yrast $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ é de $1177 \pm 64\text{ps}$. Um limite superior para a vida média do estado 7^- foi estabelecido em $\tau < 1\text{ns}$.

Agradecimentos

Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos a todos do Laboratório Pelletron que contribuíram para o êxito deste trabalho, em especial,

ao Prof. Oscar Sala pelo apoio na disposição do pessoal e oficinas do laboratório e pela utilização do acelerador Pelletron e equipamentos; meus sinceros agradecimentos pelo crédito no projeto e constante estímulo.

aos Profs. Wayne Seale e Ewa Cybulska pela orientação, crédito e apoio constantes durante as etapas de implantação desta linha de pesquisa.

ao Prof. Madhavarao Narayana Rao, idealizador do projeto, meus sinceros agradecimentos pela ajuda indispensável no término desta tese.

ao Nilberto Medina pelo estímulo presente em todos os momentos difíceis, pelas idéias e discussões, ajuda na eletrônica de detecção e cálculos teóricos; por todas as horas gastas nas montagens experimentais e períodos de máquina; o meu profundo respeito.

ao Sr. Mário Capello, coordenador da oficina mecânica do Pelletron, pela disponibilidade, competência e precisão na execução deste projeto.

ao Prof. Roberto Ribas pelo profissionalismo e apoio, pelos pareceres e soluções de muitos problemas, pelo desenvolvimento do programa de automação do *plunger* e montagem da eletrônica de detecção.

ao Eng. Carlos MacDowell pelo desenvolvimento da interface eletrônica de controle do motor de passo do *plunger*, e por todas as valiosas discussões.

à Suzana Botelho pelo criterioso método de análise dos espectros, pelos testes para a produção dos filmes finos e testes efetuados no sistema mecânico do *plunger*.

aos químicos José Carlos de Abreu e Wanda Engel pela fabricação dos alvos e *stoppers*; pela atuação profissional durante todos os momentos críticos e situações extremas na preparação dos filmes; pela disponibilidade do laboratório de alvos para a montagem e limpeza das folhas.

aos Profs. Cláudio Tenreiro e José Roberto de Oliveira, pela ajuda e idéias nos cálculos teóricos.

ao Prof. Juan Carlos Acquadro pela orientação e ajuda na simulação dos espectros de RBS nas medidas de espessura dos filmes finos, e aos técnicos Tarsis Germano e Márcio Sacconi pela ajuda nas medidas de PIXE e RBS em alvos e *stoppers* do *plunger* realizadas no acelerador LAMFI.

ao Prof. Manfredo Tabacniks pela ajuda nos cálculos de identificação de contaminantes nos espectros de PIXE.

ao Prof. Gerardo García-Bermúdez e Hector Somacal pela colaboração durante as medidas de vidas médias no laboratório TANDAR de Buenos Aires; pelas discussões sobre o método RDDS e a técnica de limpeza dos filmes finos.

aos colegas do grupo- γ Márcia Rizzutto, Fernando Espinoza, Márcio Pociotti, Paulo de Araújo e Fábio Peraçoli pela participação nos períodos de máquina, e ao Valdir Guimarães pela participação nos testes efetuados no *plunger*.

aos Profs. Alinka Lépine e Dirceu Pereira pela disponibilidade em contatar os professores estrangeiros na tentativa de explicação teórica dos resultados experimentais obtidos.

ao Prof. Kenji Hara pela tentativa de obter um código para o cálculo de probabilidades de transição na banda excitada de 3 quase-partículas em ^{133}Ce .

gostaria de agradecer ao Prof. Piotr Trzesniak que se dispôs gentilmente a adquirir o isótopo enriquecido de ^{120}Sn quando de sua estada em Düsseldorf.

aos meus colegas Nemi, Renato, Chubaci, Valdir, Nelson Carlin, José Roberto, Daisy e Marcia Obuti, que, do exterior, se dispuseram a providenciar, em seus laboratórios, material isotópico para a produção de alvos.

aos técnicos Edmilson de Almeida, Pedro Joaquim e Otávio B. de Moraes, excelentes profissionais, que gentilmente ofereceram horas extras para solucionar problemas de montagem, construção das peças do *plunger* e suportes de detectores.

ao Luiz Marcos Fagundes pela disponibilidade na correção do texto da tese, e por todas as magníficas fotografias.

ao José Roberto Gonçalves e Nelson Takahashi pelas críticas construtivas durante a preparação da tese.

à Virgínia França (Gina) pela digitação do texto da tese.

ao Carlos de Siqueira e João Terassi pelas excelentes cópias e acabamento dos desenhos contidos nesta tese.

aos meus caros amigos Edgard Piumatti de Oliveira e José Carlos de Abreu pela valiosa ajuda na edição final da tese.

ao Instituto de Pesquisas Tecnológicas – IPT pela anodização do suporte de ajuste de paralelismo do *plunger*.

à CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior e ao CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico pelo apoio financeiro.

Índice

Introdução	21
1 Técnica RDDS	27
1.1 Método Doppler	29
1.2 Técnica de Distância de Recuo e Deslocamento Doppler	31
1.2.1 Mudança do ângulo sólido como função da distância detetor-partícula	32
1.2.2 Mudança do ângulo sólido como função da velocidade de recuo	33
1.2.3 Dependência da energia com a eficiência do detetor	34
1.2.4 Mudança da curva de decaimento pela alimentação da cascata	34
1.2.5 Efeito das Distribuições de Velocidade e Distância	35
1.2.6 Efeitos de Atenuação da Distribuição Angular	39
1.2.7 Equações Gerais de Correção	41
2 Plunger — Projeto e Construção	53
2.1 Plunger	54
2.2 Alvo	55
2.3 Stopper	57
2.4 Translador	58
2.5 Ajuste do Paralelismo	58
2.6 Câmara de Espalhamento	59
2.7 Relógio Comparador	59
2.8 Controle Eletrônico do Motor de Passo	60

2.9	Medida e Simulação da Capacitância	60
2.10	Testes em Calibrações	62
2.11	Teste em Feixe	63
2.12	Reprodutibilidade	65
3	Parte Experimental	87
3.1	Arranjo Experimental	88
3.2	Preparação de Alvos	91
3.2.1	Preparação de Filmes Finos de ^{120}Sn	91
3.2.2	Preparação de Filmes Finos de ^{123}Sb	94
3.2.3	Medida de Espessura de Substratos de Ouro	94
3.2.4	Técnicas de Limpeza de Filmes Finos	95
3.2.5	LAMFI – Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos	96
3.2.6	Técnica RBS	97
3.2.7	Técnica PIXE	98
3.3	Medida da Distância Absoluta de Recuo	102
3.4	Eletrônica Nuclear Rápida	103
3.5	Sistema de Aquisição de Dados	105
3.6	Vidas Médias do ^{132}Ce — Auto-calibração	106
3.7	Medida de Velocidade de Recuo	107
3.8	Efeito da Temperatura do Feixe sobre o Alvo	108
4	Análise de Dados e Resultados	134
4.1	Descrição dos Dados	134
4.1.1	Níveis de Energia em $^{132,133}\text{Ce}$	134
4.1.2	Níveis de Energia em ^{136}Pr	135
4.2	Método de Análise de Espectros RDDS	135
4.3	Redução de Dados	138
4.4	Contaminantes	139
4.5	Separação dos Picos de Energia	139
4.6	Análise de Dados e Cálculo das Vidas-Médias	141

4.6.1	Ajuste de Vidas Médias – Programa LIFETIME	141
4.6.2	Especificação do Ajuste de Vidas Médias	142
4.6.3	Modelo de Alimentação Lateral	144
4.6.4	Procedimento para a Construção do Modelo de Níveis	145
4.6.5	Distribuição Angular	146
4.6.6	Cálculo de Correção dos Dados	147
4.6.7	Cálculo do Ângulo Sólido do Detetor	150
4.6.8	Função de Minimização MIGRAD	151
4.6.9	Análise de erros	151
4.6.10	Minimização através da Técnica de Monte Carlo	152
4.6.11	Minimização SIMPLEX da função χ^2	152
4.7	Resultados	153
4.7.1	^{132}Ce – Auto-calibração	153
4.7.2	^{133}Ce	154
4.7.3	^{136}Pr	155
4.8	Outros Métodos	155
4.8.1	DDCM	155
4.8.2	Deconvolução	156
5	Parte Teórica	204
5.1	O Modelo Rotor + Partícula	204
5.1.1	O Modelo VMI para o Carço	208
5.2	Modelo Geométrico	210
5.2.1	Momentos Magnéticos Estáticos	212
5.2.2	Amplitudes de Transição M1	213
5.2.3	Cálculo de Razões de Mistura e Razões de Desdobramento	214
5.2.4	Dependências da Assinatura	215
5.3	Resultados Teóricos	217
5.3.1	Cálculo PTR – Modelo Rotor Triaxial+Quasepartícula	217
5.3.2	Cálculo RATIO – Modelo Geométrico	220

5.3.3	Deformação Quadrupolar para um Núcleo A-ímpar com Simetria Axial	223
5.3.4	Probabilidades de Transição Reduzidas	223
6	DISCUSSÃO	228
6.1	Propriedades dos Núcleos $^{132,133}\text{Ce}$	228
6.2	Vidas Médias em $^{132,133}\text{Ce}$	230
6.3	Efeitos de Perturbação	232
6.4	Discussão sobre os Resultados Experimentais e Teóricos em ^{133}Ce	235
6.5	Propriedades do Núcleo ^{136}Pr	237
6.6	Vidas Médias em ^{136}Pr	238
6.7	Sistemática de Vidas Médias na Região de $A=130$	239
6.8	Núcleos P-ímpar	243
7	CONCLUSÃO	260
7.1	Perspectivas	262
A	Equações de Bateman	265
B	Tabela de Nuclídeos para $A = 130$	275
C	Código LIFETIME	277
D	Código PLUNGER	281
E	Eletrônica de Controle do Plunger	286

Lista de Figuras

- 1.1 Distribuições de *strengths* de raios gama na região $A=91-150$ para transições de diferentes caracteres (E0-E6, M1-M4); a abscissa logarítmica indica os *strengths* em unidades de Weisskopf, exceto para transições E0 que estão em unidades de Wilkinson [13]. 42
- 1.2 Condição para que dois picos possam ser considerados como separados: $\Delta E_\gamma \geq 2\delta E$, onde ΔE_γ é a diferença de energia entre as duas transições e δE a resolução à meia altura. 43
- 1.3 Ilustração esquemática da emissão gama dos núcleos de recuo na técnica RDDS em medidas de vidas médias de estados nucleares excitados; o vetor velocidade representa o recuo do núcleo produzido no alvo; (1) emissão gama do núcleo de recuo freando dentro do alvo com energia suficiente para escapar para o vácuo; (2) emissão gama do núcleo de recuo freando dentro do alvo com energia insuficiente para permitir o escape; (3) emissão gama do núcleo de recuo após deixar o alvo (alvo fino $\leq 500\mu\text{g}/\text{cm}^2$); (4) emissão gama do núcleo de recuo produzido dentro do alvo sem sofrer recuo; (5) emissão gama do núcleo de recuo no vácuo em algum intervalo de distância; (6) emissão gama do núcleo de recuo freado completamente na distância D por um material freador (Pb) tal que o tempo de freamento é desprezível comparado com a vida média do estado nuclear (em geral $< 1\text{ps}$); (7)) emissão gama do núcleo de recuo após o freamento no *stopper* (efeito considerável se o tempo de freamento for $> 1\text{ps}$); os efeitos relativos aos processos 1, 2 e 4 são relevantes no caso em que a espessura do alvo é superior a $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 44

- 1.4 Deslocamento do pico por efeito Doppler para um determinado ângulo de recuo $\theta \neq 90^\circ$; τ representa a vida média do estado de interesse; α representa o tempo médio de vôo D/v na técnica RDDS. 45
- 1.5 Curvas dos fatores de atenuação $F(\tau)$ para os íons de ^{60}Ni recuando em diversos materiais freadores: Ni ($\alpha = 0.48\text{ps}$), Au ($\alpha = 0.47\text{ps}$), C ($\alpha = 0.96\text{ps}$), Mg ($\alpha = 1.52\text{ps}$) e Ca ($\alpha = 2.11\text{ps}$), respectivos aos números 1, 2, 3, 4 e 5 na figura, importante para medidas de atenuação Doppler (DSAM), onde α é o tempo de freamento do íon de recuo; a curva sólida representa a velocidade incidente do íon de recuo igual a 0.48%; a curva tracejada para a velocidade de recuo de 1.1%. 46
- 1.6 Formas dos espectros de energias $E_\gamma = 500\text{ keV}$ e $E_\gamma = 1000\text{ keV}$ em função da velocidade do íon de recuo. Os espectros 1, 2, 3 e 4 representam, nesta ordem, o aumento da grandeza α/τ em medidas de atenuação Doppler (DSAM), onde α é o tempo de freamento do íon no meio freador, e τ a vida média do estado observado. Ilustrativamente, a figura assemelha-se também, para as velocidades 0.5% e 1.0%, ao comportamento da forma dos picos deslocados no método RDDS onde os espectros 1, 2, 3 e 4 são, neste caso, em função da distância de afastamento. 47
- 1.7 Ajustes das vidas médias τ_1 , τ_2 e τ_3 correspondentes aos estados hipotéticos 1, 2 e 3, através do método de distância de recuo. As curvas expressam o comportamento da grandeza $R(D)$ para cada respectiva medida; a vida média do estado mais baixo em energia é afetada pelas vidas médias dos estados da cascata. 48
- 1.8 Dependência do ângulo sólido do detetor com a distância de recuo. 49
- 1.9 Princípio básico da técnica de distância de recuo numa particular experiência de medida de vidas médias via excitação Coulombiana; o detetor anular de silício, disposto a 180° , permite definir o cone de velocidades através da coincidência dos núcleos retrospalhados com os gamas detetados no detetor Ge(Li); os gamas dos núcleos de recuo, emitidos em vôo, sofrem uma mudança de energia ΔE expressa no espectro pelo pico S. 49
- 1.10 Método de recuo para medida de vidas médias de estados excitados. Exemplo em que o *backing* do alvo é constituído de uma folha fina de Ni e o *stopper* de um metal espesso; o gama de energia E_0 é emitido pelo núcleo no ângulo de recuo θ com $v = 0$; o gama de energia E_s é emitido pelo núcleo de recuo com $v \neq 0$ 50

- 1.11 Influência dos efeitos de perturbação sobre as curvas experimentais $\ln R = f(D)$. As curvas das figuras (a), (b), (c), (d) e (e) são todas esquemáticas; a linha tracejada representa a curva hipotética onde um particular efeito perturbativo não afeta os dados experimentais; as linhas sólidas representam as curvas que se observa na situação real onde há ação do efeito perturbativo. Na situação real todos os efeitos são tratados simultaneamente durante os ajustes. 51
- 1.12 Efeito de atenuação do alinhamento sobre a intensidade do raio- γ observado. A área hachurada ilustra a perda na intensidade observada, medida quando uma distribuição angular predominantemente prolata $P_2(\cos \theta) > 0$ se torna mais isotrópica devido a perda do alinhamento. 52
- 2.1 Câmara *plunger* acoplada a canalização 30°A do acelerador Pelletron; vista superior destacando o *stopper*, o sistema translador, o acoplamento do parafuso micrométrico ao motor de passo, e as conexões elétricas. 67
- 2.2 Câmara *plunger* e detetor HPGe – visão frontal da câmara: aberta à esquerda e fechada à direita. 68
- 2.3 Visão global do *plunger* montado na canalização 30°A do acelerador Pelletron. 68
- 2.4 *Plunger* desacoplado da linha de feixe (à esquerda) e controlador do motor de passo (à direita). 69
- 2.5 Sistema translador desacoplado da câmara *plunger*; visão detalhada do *stopper* e do translador DCI de alta precisão linear. 69
- 2.6 Suportes do alvo e do *stopper* (figuras superiores à esquerda e à direita, respectivamente); nas figuras inferiores são mostrados os filmes finos que compõem o alvo e o *stopper* em visão ampliada, evidenciando o *spot* do feixe e as folhas finas em relevo (respectivamente à esquerda e à direita). 70
- 2.7 Conjunto de cones e molas do suporte do alvo (à esquerda); anéis dos filmes de Pb do *stopper* e cone de projeção para o ajuste de tensionamento dos filmes (à direita). 71

- 2.8 Acoplamento mecânico entre o micrômetro e o motor de passos: acoplamento tipo coroa-pinhão (rosca sem fim) (à esquerda); sistema de acoplamento das molas laterais do *plunger* no suporte translador; a mola encontra-se desmontada, disposta do lado esquerdo paralelamente ao sistema translador. 71
- 2.9 Visão dos componentes do *plunger*. 72
- 2.10 Diagrama esquemático do sistema alvo-*stopper* utilizado nas medidas de vidas médias; o alvo é constituído por um substrato de Au; o *stopper* é composto de Pb sobre *backing* de Cu e Ni; o ajuste de paralelismo é feito *off-line* através da incidência de um feixe de laser sobre o Ni (material de boa refletividade). 72
- 2.11 Diagrama dos fatores que contribuem para que a menor distância de aproximação seja diferente de $0\mu\text{m}$ na medida de distância de contato alvo-*stopper*. Cada um dos seis casos expressa um problema típico na produção do alvo e do *stopper*. 73
- 2.12 Diagrama esquemático do *plunger* em corte lateral; os componentes estão relacionados na tabela 2.2. 74
- 2.13 Esquema do ajuste de paralelismo das superfícies S (*stopper*) e A (alvo) no *plunger*; o paralelismo é efetuado através da incidência de um feixe de laser de HeNe num ângulo arbitrário sobre A, inicialmente para determinar a marca de referência J, e, em seguida, sobre a superfície móvel S que permite a coincidência das duas trajetórias. O desenho da parte superior mostra o caso geral em que o feixe de laser incide num ponto O' sobre o *stopper* que gira em torno de P a uma distância δ de O'; o desenho inferior expressa a situação mais simples em que O' coincide com P (no ponto O). Apesar do processo produzir um erro expresso pelo ângulo γ , nas condições experimentais esse desvio é desprezível: $\sim 28''$ de arco. 75
- 2.14 Simulação da capacitância em função da distância e do ângulo entre as placas do sistema capacitivo *stopper*-alvo, supondo capacitâncias de saturação (capacitâncias parasitas) de 1pF e 10pF; o modelo é válido para ângulos $\theta \approx \tan \theta$; o comportamento divergente das curvas para $\theta = 1^\circ$ (curvas sólidas) ilustram a limitação do modelo para ângulos muito pequenos; para $\theta < 1^\circ$ a descrição é factível e observa-se uma mudança no *slope* das curvas para distâncias muito curtas ($\sim 20\mu\text{m}$). 76

- 2.15 Folga ou *backlash* secundário Δ' no acoplamento mecânico motor-micrômetro da câmara *plunger* — $\Delta' \approx 0.1$ mm 77
- 2.16 Medida do *backlash* efetivo Δ no sistema de medida de distância do *plunger*. 77
- 2.17 Medida do intervalo angular médio do micrômetro do *plunger* para um acoplamento mecânico coroa-pinhão com redução 1:12 (coroa de 24 dentes e 2 passos da rosca) a 1.8° /passo do motor. As figuras indicam o ângulo $\Delta\theta$ da rotação do micrômetro em função do número de passos do motor. O gráfico da direita ilustra o efeito de assimetria do motor, denominado efeito *even-odd*, onde os triângulos indicam os passos ímpares e os círculos os passos pares. Na situação atual a redução foi aumentada para 34 dentes a 1 passo da rosca, cujo valor angular médio foi diminuído para $\Delta\theta \sim 0.05^\circ$. A oscilação da figura da esquerda pode refletir, também, pequenas desuniformidades nas peças do acoplamento mecânico. 78
- 2.18 Esquema de níveis das bandas fundamentais em $^{76,78}\text{Kr}$ 79
- 2.19 Espectros de distância de recuo mostrando o comportamento dos picos U e S das transições 2^+ e 4^+ em $^{76,78}\text{Kr}$, durante os testes de medidas de vidas médias: 424 keV e 610 keV são respectivamente as transições 2^+ e 4^+ em ^{76}Kr ; 455 keV e 664 keV correspondem às transições 2^+ e 4^+ em ^{78}Kr 80
- 2.20 Espectro de capacitância medido nos dois sentidos de movimentação do *stopper*: em aproximação e em afastamento. 81
- 2.21 Medida da distância de contato através da técnica de capacitância; a extrapolação da curva: inverso do canal, no espectro de capacitância, em função da distância (número de passos) permite determinar a distância real entre as superfícies do alvo e do *stopper*; neste caso específico a distância de contato possui o valor $d_0 = 12.6\mu\text{m}$ medida em vácuo. Os círculos cheios indicam a medida em afastamento; os círculos vazios indicam a medida em aproximação; as curvas sólidas e tracejadas indicam ajustes lineares dos pontos de maior aproximação. 82

- 2.22 Curva típica da intensidade normalizada $R=U/(U+S)$ em função da distância de recuo medida em número de passos, para a transição 2^+ no teste de ^{76}Kr . Os círculos cheios indicam a medida em afastamento; os círculos vazios indicam a medida em aproximação; a não linearidade da curva é devido aos efeitos de perturbação (pontos sem correção). 83
- 2.23 O esquema ilustra os dispositivos desenvolvidos para medidas de espectros de distância de recuo, medidas de eficiência e medidas de espectros de distância zero (sem desvio Doppler); os suportes foram projetados para serem substituídos durante as medidas experimentais nas situações de troca de alvo e medidas com fontes radioativas, e são de fácil acoplamento no *plunger*; os suportes possuem um sistema de ajuste de distância que permite dispor as fontes e alvos *stopped* na posição original do alvo fino. 84
- 3.1 Função de excitação da reação $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$ 110
- 3.2 Função de excitação da reação $^{120}\text{Sn} + ^{16}\text{O}$ via Código PACE. 111
- 3.3 Medida da função de excitação da reação $^{120}\text{Sn} + ^{16}\text{O}$ 112
- 3.4 Sistema de aquisição de dados SPM-CAMAC para medidas de vidas médias: diagrama de detetores e eletrônica nuclear rápida. 113
- 3.5 Esquema da eletrônica de medida de vidas médias para o experimento *isomer-tag* em ^{136}Pr 114
- 3.6 Superposição dos espectros de distância de recuo nas medidas de vidas médias dos estados 4^+ e $15/2^-$ respectivos aos núcleos ^{132}Ce e ^{133}Ce , para as distâncias $20\mu\text{m}$ e $210\mu\text{m}$, evidenciando o efeito do desvio Doppler. 115
- 3.7 Espectros para medidas de espessura dos *backings* de Au (ouro): espectro de partículas alfa antes (E_0) e depois (E_f) de atravessarem o alvo, e vários picos gerados pelo pulsador (a: figura superior); espectro de partículas alfa emitidas pela fonte ^{241}Am (b: figura inferior). 116
- 3.8 Espectros RBS e suas simulações para 4 alvos, medidos no acelerador LAMFI. As curvas tracejadas representam a simulação para o cálculo de espessura dos filmes. . . 117
- 3.9 Espectros RBS de calibração medidos no acelerador LAMFI para Co (cobalto) sobre SiO_2 , Au (ouro) sobre SiO_2 e SiO_2 118

- 3.10 Espectro RBS para o *stopper* medido no acelerador LAMFI; feixe de alfas centrado no ponto de incidência do feixe (*beam spot*). 119
- 3.11 Espectro PIXE para o *stopper* utilizado na experiência de vidas médias em ^{136}Pr (PR6). O espectro, medido no acelerador LAMFI, foi utilizado para a determinação da contaminação de Sb (antimônio) sobre Pb (chumbo). A linha $L\alpha(\text{Sb})=3.604$ keV não foi observada. 120
- 3.12 Espectro PIXE para o *stopper* utilizado nas experiências de vidas médias em $^{132,133}\text{Ce}$ (CEI e CEII). O espectro, medido no acelerador LAMFI, foi utilizado para a determinação da contaminação de Sn (estanho) sobre Pb (chumbo). A linha $L\alpha(\text{Sn})=3.444$ keV não foi observada. 121
- 3.13 Planta do acelerador LAMFI e estações de análise PIXE e RBS: (1) fonte de íons; (2) pelletron 5SDH; (3) ímã defletor do feixe; (5) câmara para análise RBS; (6) console de controle; (7) canalização PIXE; (8) câmara para análise PIXE; (9) detetor Si(Li). . 122
- 3.14 Medidas de distância de contato d_0 nas experiências CEI e CEII através da medida de capacitância em ar, em vácuo (5.0×10^{-5} Torr) e em feixe; d_0 depende das condições das superfícies do alvo e do *stopper* e do paralelismo entre elas. A parte não linear da curva tende a uma saturação devido às capacitâncias parasitas do sistema. 123
- 3.15 Medidas de distância de contato d_0 nas experiências PR136 e PR6 através da medida de capacitância em ar, em vácuo (5.0×10^{-5} Torr) e em feixe; d_0 depende das condições das superfícies do alvo e do *stopper* e do paralelismo entre elas. A parte não linear da curva tende a uma saturação devido às capacitâncias parasitas do sistema. 124
- 3.16 Medida do *backlash* efetivo do *plunger* através da medida de capacitância em função das distâncias de afastamento e aproximação nas experiências de ^{136}Pr em vácuo e ^{133}Ce em feixe. As curvas apresentam histerese causada pela folga do sistema de acoplamento (*backlash* efetivo) que é mais evidente na figura à direita relativa ao ^{133}Ce ($25\mu\text{m}$). 125
- 3.17 Espectros característicos dos parâmetros de *event mode* no sistema de aquisição SPM-CAMAC: (1) multiplicidade, (2) espectro de tempo TDC (*time to digital converter*), (3) pico de capacitância; (a), (b), (c) e (d) indicam, respectivamente, as multiplicidades 1, 2, 3 e 4. 126

3.18	Espectros normais de distância de recuo e deslocamento Doppler para multiplicidades 1, 2, 3, 4 e > 1 em $^{132,133}\text{Ce}$, para uma distância arbitrária.	127
3.19	Espectros expandidos de distância de recuo e deslocamento Doppler para multiplicidades 1, 2, 3, 4 e > 1 em $^{132,133}\text{Ce}$, para uma distância arbitrária.	128
3.20	Espectros de raios gama mostrando a diferença entre as medidas com supressão Compton, com supressão Compton + multiplicidade (4-fold) e com gate nas transições 417keV e 131keV abaixo do isômero de 92(1)ns do estado 6^+ , nas medidas de vidas médias em ^{136}Pr para $d=17\mu\text{m}$	129
3.21	Picos de capacitância medidos em ar e em vácuo nas experiências de vidas médias em ^{133}Ce	130
3.22	Picos de capacitância medidos em feixe para 13 distâncias de recuo nas medidas de vidas médias em ^{133}Ce	131
3.23	Pico de capacitância para a distância de $23.5\mu\text{m}$ na experiência CEI de vidas médias em ^{133}Ce . A largura a meia altura de 15.74 canais corresponde a $0.23\mu\text{m}$	132
4.1	Espectro do monitor para a distância $d_1 = 24.5\mu\text{m}$ em $^{132,133}\text{Ce}$ ($\theta = 90^\circ$).	158
4.2	Curvas das grandezas R_u (unshifted) e R_s (shifted) em função da distância para a transição 209 keV no ^{136}Pr (experiência PR136).	159
4.3	Espectro stopped normal em $^{132,133}\text{Ce}$; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.	160
4.4	Espectro stopped expandido em $^{132,133}\text{Ce}$; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.	161
4.5	Espectro stopped em ^{136}Pr ; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.	162
4.6	Espectro stopped do monitor em $^{132,133}\text{Ce}$	163
4.7	Banda do estado fundamental em ^{132}Ce com as respectivas vidas médias τ (ps) baseadas na referência [44].	164
4.8	Esquema de níveis do ^{133}Ce ; as energias de transição são dadas em keV e as respectivas larguras são proporcionais às intensidades relativas; os rótulos de 1 a 7 indicam as bandas rotacionais conhecidas.	165

4.9	Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia em ^{132}Ce disponível no <i>Nuclear Data Sheets</i> (NNDC 1994-1995).	166
4.10	Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia em ^{133}Ce disponível no <i>Nuclear Data Sheets</i> (NNDC 1994-1995).	167
4.11	Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ em bandas rotacionais no ^{133}Ce disponível no <i>Nuclear Data Sheets</i> (NNDC 1994-1995).	168
4.12	Esquema de níveis de energia em ^{136}Pr segundo a referência [4].	169
4.13	Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia no ^{136}Pr disponível no <i>Nuclear Data Sheets</i> (NNDC 1994-1995).	169
4.14	Diagrama esquemático de uma gaussiana assimétrica com largura FWHM de 5 canais centrada no canal 50.	170
4.15	Curvas de calibração de largura para os picos <i>shifted</i> e <i>unshifted</i> em ^{133}Ce ; espectros normal e expandido.	171
4.16	Tendências dos parâmetros de assimetria no ajuste dos picos U (<i>unshifteds</i>), utilizando o código DAMM (espectro <i>stopped</i>).	172
4.17	Ajuste das áreas dos picos relativos às transições 155 keV, 159 keV e 170 keV para as distâncias $21\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$ em ^{133}Ce – espectro normal.	173
4.18	Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 619 keV para as distâncias $19\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$ em ^{133}Ce – espectro normal.	174
4.19	Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 325 keV para as distâncias $51\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$ em ^{132}Ce – espectro normal.	175
4.20	Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 533 keV para as distâncias $19\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$ em ^{132}Ce – espectro normal.	176
4.21	Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 325 keV do espectro expandido para as distâncias $51\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$ em ^{132}Ce	177
4.22	Ajuste dos picos U e S da transição 136 keV em ^{136}Pr	178

- 4.23 Normalização dos espectros nas medidas de vidas médias em ^{136}Pr (PR136) mostrando soma das intensidades $A_0(U) + A_s(S)$ da transição 209 keV (7^-) normalizada pelos picos 131 keV, transição *delayed* 6^+ (vide figura 4.24) e 279 keV da excitação coulombiana do ^{197}Au , ambas extraídas dos espectros de multiplicidade. Neste caso o pico do ouro não serve para a normalização por que a multiplicidade da cascata em ^{136}Pr é diferente para a excitação coulombiana do ouro. 179
- 4.24 Esquema de decaimento indicando o resultado das vidas médias experimentais medidas em ^{136}Pr ; $92 \pm 1 \text{ ns}$ representa a meia-vida do estado isomérico. 180
- 4.25 Curvas S e U das razões das áreas dos picos em função da distância de afastamento com 1 ponto em aproximação para o teste de reprodutibilidade de medida na experiência CEII através das transições 325 keV, 533 keV e 619 keV em $^{132,133}\text{Ce}$. A linha sólida serve para orientar o comportamento dos pontos experimentais. Para o ponto em negrito foi descontado o valor do *backlash*. 181
- 4.26 Curvas de eficiência do detetor para o alvo fino nas medidas de vidas médias, e para o alvo grosso nas medidas do espectro de distância zero (*stopped*). 182
- 4.27 Medida da porcentagem de núcleos freados no alvo nas experiências $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr através da saturação das curvas de decaimento para transições rápidas dos estados de energia mais altos. 183
- 4.28 χ^2 em função da variação do parâmetro τ (ps); as curvas representam as minimizações para dois modelamentos de *side-feedings* distintos. 184
- 4.29 Modelo de alimentação lateral do código LIFETIME: L1-L4 representam os níveis da banda; F2, F2', F3 e F3' são exemplos dos *feeders* para os níveis L1-L4 com população inicial máxima em $t=0$; B1-B4 representam uma banda rotacional com momento quadrupolar definido que pode ser importante no esquema de decaimento para o ajuste das vidas médias dos níveis L1-L4. 185
- 4.30 Espectro esquemático mostrando os fotopicos típicos U e S e o fundo aparente devido aos gamas emitidos pelos núcleos em freamento. 186
- 4.31 Secção transversal de um detetor HPGe mostrando as regiões usadas para integração sobre o volume do detetor. A região ativa é o cilindro anular entre R_i e R_o 186

- 4.32 Cálculo de erros MINOS do parâmetro X. A parábola simétrica FP é calculada da matriz de covariância. A curva FM mostra a dependência real de FCN (χ_{red}^2) com X. Desde que FM(XA) não esteja dentro de um épsilon EPSI de FMIN+UP, um novo ponto XB é encontrado por extrapolação parabólica e o processo continua até que FM(X) esteja dentro de EPSI de FMIN+UP. Um cálculo similar é sobre o lado negativo de XMIN. 187
- 4.33 Esquema de alimentação lateral (*feeders*) utilizado no ajuste das vidas médias em ^{132}Ce ; Fn^+ representam os *feeders* dos respectivos estados de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME; os valores seguidos pelos números entre parênteses são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0 – 50; o símbolo (*) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55° ; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados; QUAD indica o momento quadrupolar de uma banda rotacional em unidades de [eb] utilizada no esquema de alimentação, indicada pelos estados $18^+ \rightarrow 26^+$ 188
- 4.34 Ajuste das curvas de decaimento das transições de 325keV e 533keV no ^{132}Ce . O valor do χ^2 parcial para as duas transições, são respectivamente: $\chi^2 = 3.5$ e 5.1 para os picos *shifted*, e $\chi^2 = 1.7$ e 1.4 para os picos *unshifted*; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 3.6. 189

- 4.35 Esquema de alimentação lateral (*feeders*) utilizado no ajuste das vidas médias em ^{133}Ce ; Fn^+ e Fn representam os *feeders* dos respectivos estados de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME; os valores seguidos pelos números entre parênteses são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0–50; o símbolo (\star) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55° ; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados. 190
- 4.36 Ajuste das curvas de decaimento das transições de 170keV, 619keV, 954keV e 1269keV no ^{133}Ce . Os valores do χ^2 parcial para os picos *shifted* das transições 170keV, 619keV e 954keV, são respectivamente: $\chi^2 = 2.1, 0.7, \text{ e } 1.4$; os valores do χ^2 parcial para os picos *unshifted* em 170keV e 1269keV, são respectivamente: $\chi^2 = 0.3 \text{ e } 2.0$; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 2.1. . . . 191
- 4.37 Esquema de decaimento indicando o resultado das vidas médias experimentais medidas em ^{133}Ce 192
- 4.38 Esquema de alimentação lateral utilizado no ajuste das vidas médias dos estados 8^+ e 7^- em ^{136}Pr ; $\text{F}8^+$ e $\text{F}7^-$ representam os respectivos *feeders* de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME, e os valores 209 e 245 seguidos pelos números entre parênteses (113) e (141) são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0 – 50; o símbolo (\star) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55° ; o símbolo ($\star\star$) indica que a faixa de variação de TR foi excedida além do alcance padrão; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados. 193

- 4.39 Ajuste das curvas de decaimento das transições 209keV e 245keV no ^{136}Pr . Os valores do χ^2 parcial para os picos *shifted* das transições acima, são respectivamente: $\chi^2 = 1.5$ e 2.0 ; os valores do χ^2 parcial para os picos *unshifted*, são respectivamente: $\chi^2 = 0.6$ e 1.4 ; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 1.5 194
- 5.1 Representação esquemática dos momentos angulares total \vec{I} , do rotor \vec{L} e de partícula desemparelhada \vec{j} para um núcleo A-ímpar axialmente simétrico. K e Ω são respectivamente as projeções de \vec{I} e \vec{j} no eixo de simetria. M é a projeção de \vec{I} no eixo z do referencial de laboratório. 205
- 5.2 Acoplamento de momento angular de uma quase-partícula do tipo FAL (Fermi Alignment) (1) e outra do tipo RAL (Rotation Alignment) para um núcleo simétrico. . . . 211
- 5.3 Diagrama de Nilsson para prótons. 219
- 5.4 Diagrama de Nilsson para nêutrons. 219
- 5.5 Alinhamentos experimentais (a) e routhianos (b) para as bandas em ^{133}Ce de assinaturas $\alpha = -1/2$ (círculos cheios) e $\alpha = +1/2$ (círculos abertos). 225
- 5.6 (a) Alinhamentos experimentais e routhianos para as bandas prolatas de paridade negativa em ^{131}La ; (b) alinhamentos experimentais e routhianos para as bandas prolatas de paridade positiva em ^{131}La ; as duas assinaturas da configuração yrast $\pi h_{11/2}$ são rotulados pelos números 7 e 8; as outras duas bandas de paridade negativa indicadas pelos números 9 e 10; 3 e 4 representam as assinaturas da banda $\pi g_{7/2}$; 1 e 2 correspondem às assinaturas da banda $\pi d_{5/2}$; as bandas 5 e 6 correspondem às assinaturas de configuração de 3 quase-partículas $\pi g_{7/2} \otimes (\pi h_{11/2})^2$ 226
- 5.7 Momento angular experimental alinhado I_x em função da frequência de rotação $\hbar\omega$ para duas bandas em ^{135}Pr 227
- 6.1 Valores de $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ calculados para os estados yrast em $^{129,131,133}\text{Ce}$ baseados no modelo IBFM. A linha sólida refere-se ao cálculo realizado por Faessler. A linha tracejada (“- - - THIS WORK”) refere-se ao cálculo efetuado por Chiang *et al.* [65] – Physical Review **C43** (1991) 2445. 245

6.2	Probabilidades de transição reduzida E2 estimadas através das vidas médias experimentais dos estados da banda yrast ($h_{11/2}$) em função de A, N e Z para os núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar na região A=130.	255
6.3	Deformações quadrupolares calculadas a partir das probabilidades de transição experimentais para a banda yrast $h_{11/2}$ nos núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar na região A=130.	259
A.1	Atividades dos estados A e B em função do tempo em unidades arbitrárias com vidas médias típicas $\tau_A = 30\xi$ e $\tau_B = 190\xi$	273
A.2	Esquema de desexcitação. A transição γ_1 é vista em coincidência com a transição γ_n ; o nível 1 é populado unicamente a partir de estados discretos 2, 3, \dots , n.	274
C.1	Diagrama de blocos do código LIFETIME - Parte I.	279
C.2	Diagrama de blocos do código LIFETIME - Parte II.	280
E.1	Diagrama elétrico do motor de passos indica os circuitos de chaveamento SW correspondentes às quatro bobinas.	287

Lista de Tabelas

2.1	Teste de Medidas de Vidas Médias em Criptônio – Os cálculos foram feitos via código LIFETIME [28]	64
2.2	Relação de peças do <i>plunger</i>	85
2.3	Tabela Comparativa dos Coeficientes de Expansão Linear em relação ao INVAR utilizado no <i>Plunger</i>	86
3.1	Reações e Energias utilizadas nas Experiências de Vidas Médias	88
3.2	Distâncias Nominais de Recuo para as Experiências de Vidas Médias	90
3.3	Medida de espessura dos filmes de ^{120}Sn por diferença de massa	92
3.4	Medida de espessura dos filmes de ^{123}Sb por diferença de massa	94
3.5	Medida de espessura dos substratos de ^{197}Au por perda de energia	95
3.6	Medida de espessura dos filmes por RBS – Simulação RUMP	99
3.7	Medidas de Distâncias Absolutas de Recuo	102
3.8	Medida das Velocidades Médias de Recuo	108
3.9	Efeito do Feixe sobre a Medida de Capacitância	133
4.1	Parâmetros de Relaxação* (recuo em vácuo) – Modelo Abragam–Pound	195
4.2	Ajuste de vidas médias em ^{132}Ce (Auto-calibração) — Código LIFETIME [†]	196
4.3	χ^2 parciais nos ajustes em ^{132}Ce	196
4.4	Vidas Médias em ^{132}Ce	197
4.5	Ajuste de vidas médias em ^{133}Ce — Código LIFETIME [†]	198
4.6	χ^2 parciais nos ajustes em ^{133}Ce	199
4.7	Cálculo de erros não parabólicos [†] — ^{133}Ce	200

4.8	Vidas Médias em ^{133}Ce — banda yrast $\nu h_{11/2}$	201
4.9	Vidas Médias em ^{133}Ce — banda de três quase-partículas	202
4.10	Correção total e parcial dos efeitos de perturbação sobre as vidas médias — $^{133}\text{Ce}^\dagger$	202
4.11	Ajuste de vidas médias em ^{136}Pr — Código LIFETIME †	203
4.12	χ^2 parciais nos ajustes em ^{136}Pr	203
4.13	Vidas Médias em ^{136}Pr — banda yrast	203
5.1	Cálculo de vidas médias em ^{133}Ce — banda yrast	218
5.2	Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{133}Ce — Modelo Geométrico	222
5.3	Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{133}Ce — Modelo Geométrico	222
5.4	Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{136}Pr — Modelo Geométrico	223
5.5	Hipóteses para a configuração da banda $\frac{15}{2}^+$ em ^{133}Ce	225
6.1	Vida média de <i>side-feedings</i> em ^{132}Ce baseados no Modelo de Múltiplos <i>Feeders</i> †	246
6.2	Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos N-ímpar — $A \approx 130$	247
6.3	Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos N-ímpar — $A \approx 130$ (cont.)	248
6.4	Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar — $A \approx 130$	249
6.5	Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar — $A \approx 130$ (cont.)	250
6.6	Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar — $A \approx 130$ (cont.)	251
6.7	Vidas Médias de bandas excitadas em ^{137}Pm P-ímpar — $A \approx 130$	252
6.8	Probabilidades de Transição Reduzida — N-ímpar	253
6.9	Probabilidades de Transição Reduzida — P-ímpar	254
6.10	Parâmetros de deformação quadrupolar — N-ímpar †	256
6.11	Parâmetros de deformação quadrupolar — P-ímpar †	257
6.12	Parâmetros de deformação quadrupolar — P-ímpar † (cont.)	258

Introdução

As propriedades eletromagnéticas dos estados nucleares, especialmente vidas médias de estados excitados e fatores giromagnéticos, ajudam a interpretar os cálculos teóricos baseados nos modelos da estrutura nuclear. As probabilidades de transição trazem informações importantes quanto à deformação nuclear e ao alinhamento das partículas de valência, podendo-se determinar as configurações de partícula e de caroço. As estimativas de Weisskopf prevêem um aumento de coletividade de fator 10, que corresponde a vidas médias da ordem de pico-segundos para estados rotacionais de núcleos transicionais na região de massa $A=130$.

O interesse no estudo sistemático da região de terras raras $A=130$ baseia-se na peculiaridade da sua estrutura nuclear, onde o próton de valência situa-se no início da camada intrusa $h_{11/2}$ com a projeção de momento angular pequena, enquanto o nêutron orbita na parte superior da mesma camada com a projeção de momento angular alta. Em particular, nos núcleos ímpar-ímpar desta região onde estão presentes duas partículas de valência, ocorre o efeito de alinhamento do próton com o eixo de rotação e um forte acoplamento do nêutron ao caroço, onde o próton tende a produzir deformações prolatas e o nêutron deformações oblatas originando, assim, deformações triaxiais.

A análise teórica da estrutura nuclear desta região deriva de informações experimentais baseadas unicamente no conhecimento dos níveis de energia, spins e paridades de suas bandas, com exceção dos núcleos par-par em que há vasta informação sobre vidas-médias e medidas de fator-g da banda fundamental. Entretanto, em muitos casos, a energia do nível não é suficiente para estabelecer resultados conclusivos sobre as configurações das bandas rotacionais na interpretação da sistemática da região. As amplitudes das probabilidades de transição, cujos valores dependem dos valores das vidas-médias, permitem estabelecer o grau de coletividade nuclear (deformação).

Até recentemente havia falta dessas informações devido às dificuldades espectroscópicas tais

como a complexidade dos espectros nos núcleos ímpar-ímpar, a competição entre os canais de reação e baixa secção de choque. Assim, com o advento de técnicas e detetores de alta resolução, como o seletor de multiplicidades, que possibilita a seleção de canais de reação de interesse através de um sistema de multidetetores, e “isomer tag”, através de coincidências temporais com o gama que depopula um estado isomérico, no caso típico do núcleo ^{136}Pr que possui um estado de vida média de aproximadamente 100ns, foi possível planejar experiências capazes de produzir dados experimentais importantes para este estudo.

Para os núcleos par-par, em especial na região do *backbend*, a mudança de alinhamento de um par de nucleons de valência produz um ligeiro aumento no tempo de vida média dos estados [1]. Para os núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar há poucos exemplos de medidas de vidas médias de estados rotacionais, e especialmente nos duplamente-ímpares onde a espectroscopia é mais complicada.

O presente trabalho versa sobre o estudo de vidas médias nos núcleos $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr , par-par, N-ímpar e duplamente ímpar respectivamente, e propõe o começo de um estudo sistemático de vidas médias nesta região de massa. Trata-se de uma linha de pesquisa dentro da espectroscopia gama que atualmente se realiza no Laboratório Pelletron em:

- estudo dos núcleos ímpar-ímpar na região de massa $A=130$ usando a técnica de espectroscopia gama-gama em linha através de reações que populam estados de alto spin;
- medidas de fator giromagnético através da técnica de CMT campo magnético transiente.

As medidas de vidas-médias de estados nucleares excitados através da técnica de distância de recuo e deslocamento Doppler – RDDS *Recoil Distance Doppler Shift Method* [2, 3] para estados nucleares da ordem de pico-segundos, está sendo introduzida como uma linha de pesquisa complementar.

Foram realizados, até recentemente, como linha básica de pesquisa, estudos dos núcleos transicionais $^{130,132,134}\text{La}$, ^{136}Pr e ^{108}Ag , e medidas de fator-g em Kr e Tb. No estudo das bandas rotacionais do núcleo ^{136}Pr [4] foi identificada uma banda rotacional de configuração $\pi(h_{11/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$, situada acima de um estado isomérico de $92 \pm 1\text{ns}$, e uma banda secundária de configuração $\pi[413]_{2}^{\frac{5}{2}} \otimes \nu(h_{11/2})$ ainda não confirmada definitivamente.

Tendo em vista complementar as informações da estrutura nuclear na tentativa do estabelecimento de uma melhor compreensão dos modelos teóricos existentes, na sistemática desta região de massas $A \approx 130$, foram propostos: o projeto e construção do aparato experimental — *plunger* [3] — para medidas de vidas-médias de estados nucleares excitados, cujo princípio de funcionamento baseia-se na técnica RDDS (medida de distância de recuo), com alcance de tempo de 1.0ps a 1ns; a medida e estudo das vidas médias dos estados excitados do ^{136}Pr através da reação $^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3n)^{136}\text{Pr}$ em 65MeV, a fim de estabelecer a configuração da banda $\pi[413]_{2}^{\frac{5}{2}} \otimes \nu(h_{11/2})$ através da determinação do grau de coletividade; e medidas de vidas-médias em $^{132,133}\text{Ce}$ [5, 1, 6] através da reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4n,3n)^{132,133}\text{Ce}$ em 70MeV, para estudar a natureza de uma banda excitada de 3 quase-partículas.

O projeto de medidas de vidas-médias divide-se basicamente em três etapas: a primeira etapa refere-se à construção do equipamento experimental – câmara *plunger* – que utiliza a técnica RDDS para a espectroscopia de distância de recuo e deslocamento Doppler, a qual requer precisão micrométrica de deslocamento entre um alvo, utilizado na produção de uma reação nuclear, e um anteparo (*stopper*) para frear os núcleos de recuo produzidos no alvo. O sistema requer um sofisticado procedimento de montagem, onde são utilizados filmes finos (alvo e *stopper*) esticados sobre cones polidos de INVAR (material de baixo coeficiente de dilatação), além de um sofisticado sistema de ajuste de paralelismo entre as folhas feito através da reflexão de um feixe de laser. O paralelismo entre os filmes permite estabelecer uma trajetória média de vôo para os núcleos de recuo. A medida da fração de raios-gama dos núcleos freados, emitidos no *stopper*, em relação aos gamas emitidos em vôo, em função da variação da distância de recuo, permite extrair a vida-média dos estados nucleares.

Paralelamente à construção do aparato, foram feitas implantações de várias técnicas como a confecção de alvos produzidos por evaporação sobre substratos de Au, técnicas de limpeza dos filmes finos essencial para a medida de vidas médias em torno de 1ps, técnica de medida de capacitância para medir distâncias micrométricas, e medidas de espessura de alvos e *stoppers* através de medidas de RBS e PIXE no acelerador LAMFI.

A segunda fase refere-se às medidas experimentais, redução e análise de dados em que foram feitas 5 experiências, de duração de 15 dias de feixe no acelerador Pelletron, e 15 dias prévios destinados às montagens do *setup* experimental. Foi importante o desenvolvimento de códigos de computador (programa PLUNGER) para a normalização de dados, correções de subtração da fração

de núcleos freados no alvo e tratamento de erros. Para a redução de dados foi preciso elaborar um criterioso método de ajuste de espectros devido a forma não analítica dos picos das transições com desvio Doppler, pois, sofrem um alargamento decorrente da distribuição de velocidades no processo de reação. A baixa velocidade média (0.8% da velocidade da luz), para as transições de baixa energia, traz dificuldades na análise na separação dos picos.

Os ajustes das curvas de decaimento dos estados nas medidas de vidas médias são efetuados por minimizações lineares das equações de Bateman através de um código computacional LIFETIME [7], que efetua, também, correções devido aos efeitos de perturbação sobre os dados experimentais. Esses efeitos são essencialmente devido à variação do ângulo sólido com a posição e velocidade do núcleo de recuo, perda de alinhamento do núcleo de recuo devido a interação com o campo hiperfino no vácuo, efeito de forma devido à velocidade de freamento (*slowing down*) do núcleo no anteparo, e à presença da alimentação lateral de uma cascata de gamas.

A terceira fase refere-se a interpretação teórica dos resultados obtidos: foram utilizados códigos computacionais baseados no modelo Rotor Triaxial mais Quase-Partícula, para os cálculos de $B(M1)$ e $B(E2)$ dos estados das bandas *yrast* medidas.

Em posse desses resultados foi possível medir vidas-médias numa banda de três quase-partículas no ^{133}Ce , nêutron-ímpar, que é uma medida rara na literatura para essa região de massa. A banda de três quase-partículas também não possui nenhum tratamento teórico disponível na literatura. Os cálculos foram feitos com base no modelo semiclássico de Dönau e Frauendorf para os valores de $B(M1)$ que estão de acordo com nossos $B(M1)$ experimentais. Foram, também, inéditas as medidas de vidas-médias provenientes de transições *side-feeding* que depopulam a banda excitada de 3 quase-partículas.

Outro trabalho importante realizado, foi a medida de vidas-médias da banda *yrast* em ^{136}Pr , núcleo duplamente ímpar, cujo espectro de energia é extremamente complicado. Trata-se também de uma medida inédita na literatura nesta região de massa.

O projeto é bastante abrangente pois envolve a implantação de uma linha de pesquisa dentro do grupo de espectroscopia gama para complementar as informações da estrutura nuclear, atualmente baseadas em medidas dos níveis de energia de alto spin e medidas de fator giromagnético nuclear. Todas as fases do trabalho requereu inovações, sendo necessário a implantação das técnicas e programas computacionais, durante as etapas do projeto. Os resultados das medidas de vidas médias

serão analisados dentro do formalismo dos modelos teóricos Rotor + Quase-partícula e semiclássico de Dönau e Frauendorf [8].

Um nota explicativa sobre o conteúdo dos capítulos contidos neste trabalho é dada a seguir. No capítulo 1 é descrita a técnica de medida de distância de recuo e deslocamento Doppler RDDs, utilizada para as medidas de vidas médias dos estados nucleares excitados em $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr , onde são descritos também os efeitos de perturbação sobre os dados experimentais.

O capítulo 2 descreve em detalhes o projeto e desenvolvimento da câmara *plunger* para a realização das medidas experimentais e os principais testes e simulações, testes de medida de distância pela técnica de capacitância, adaptação de componentes e suportes, testes em vácuo e em feixe, desenvolvimento do circuito controlador do sistema de deslocamento de alta precisão, acoplamento mecânico do sistema de deslocamento, reprodutibilidade do sistema, e o ajuste de paralelismo do sistema capacitivo alvo-*stopper*.

O terceiro capítulo reserva-se na descrição das medidas experimentais efetuadas no acelerador Pelletron 9UD, eletrônica de detecção, geometria de detetores, supressão Compton, espectros de distância de recuo, espectros de distância zero, espectros de capacitância, medidas de distância de contato, sistema de aquisição de dados, modo evento, filtro de multiplicidades, medidas de *isomer tag*, preparação de filmes finos utilizados como alvos através da técnica de evaporação, técnica de limpeza de alvos, medidas de espessuras de filmes finos através da técnica RBS e medidas do limite de detecção de contaminação dos *beam stoppers* do *plunger* através da técnica PIXE, disponíveis no acelerador LAMFI.

No capítulo 4 é descrita a análise de dados e os resultados experimentais obtidos para as vidas médias em ^{133}Ce e ^{136}Pr , método de ajuste das intensidades dos espectros para análise dos picos de alargamento Doppler, contaminantes, eficiência geométrica e de coincidência, normalização dos picos Doppler, cálculo do desvio padrão de alargamento do pico Doppler, espectros *singles*, desenvolvimento de código para redução e normalização de dados e propagação de erros, modelamento do esquema de alimentação lateral para o ajuste das curvas experimentais através de minimização linear por mínimos quadrados das equações gerais de decaimento no cálculo de vidas médias, correção dos dados devido aos efeitos de perturbação e tratamento de erros assimétricos.

O capítulo 5 descreve os modelos semiclássico de Dönau e Frauendorf e Rotor Triaxial+Quase-Partícula utilizados nos cálculos das probabilidades de transição reduzidas e os resultados dos cálculos

teóricos obtidos. O capítulo 6 faz uma discussão detalhada entre os resultados experimentais e teóricos obtidos, e sobre diversos aspectos da análise; são feitas, também, discussões com base em uma análise da sistemática de vidas médias em núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar na região de massa $A \sim 130$. Finalmente no último capítulo (7) encontram-se as conclusões gerais com um suplemento sobre as perspectivas neste estudo sistemático. Há, em especial, apêndices sobre as equações de Bateman e descrição dos códigos computacionais.

Capítulo 1

Técnica RDDS

Atualmente, os modelos teóricos utilizados nos cálculos de estrutura nuclear não apresentam grandes diferenças nos resultados a partir de cálculos baseados unicamente na energia dos níveis de excitação. O conhecimento da energia do estado, muitas vezes, não é suficiente para uma interpretação conclusiva dos modelos aplicados. As propriedades eletromagnéticas do núcleo, tais como fatores giromagnéticos e probabilidades de transição – diretamente relacionadas às vidas-médias: $B(E2) \propto \tau$ – constituem dados experimentais importantes, pois, permitem uma melhor investigação da estrutura nuclear.

Vidas-médias são medidas através de técnicas que dependem da ordem de grandeza do tempo do decaimento do estado nuclear. A técnica de alargamento Doppler, por exemplo, é utilizada em medida de vidas-médias muito curtas da ordem de 10fs. Para estados isoméricos de $t_{1/2}$ da ordem de 100ns, é utilizada a técnica da deconvolução do decaimento do espectro de tempo em medidas espectroscópicas de coincidências γ - γ -t.

Em estados excitados de alto spin dos núcleos na região de massa $A=130$, com um aumento típico de coletividade igual a 10 (vide figura 1.1), a estimativa de Weisskopf para transições E2, na faixa de 200 a 800keV, fornece valores de vidas-médias da ordem de 1 a 500ps. A técnica empregada para este alcance de tempo é denominada Técnica de Medida de Distância Média de Recuo e Deslocamento Doppler – RDDS.

A técnica baseia-se na medida da fração de raio-gama dos núcleos de recuo que decaem em vôo antes de parar num anteparo móvel, em função da variação da distância de vôo que é proporcional

ao tempo de vida média do decaimento do estado nuclear. Assim, vida-média do estado excitado depende da precisão da distância entre as superfícies alvo-anteparo.

As medidas são realizadas através de um equipamento de precisão micrométrica de deslocamento, que opera como transdutor de medida de tempo – plunger – projetado para decaimentos de estados nucleares excitados da ordem de 0.5ps até 3ns. É composto, basicamente, por um alvo fixo utilizado na produção de uma reação nuclear, e um stopper que retém os núcleos dos canais de reação produzidos no alvo.

A possibilidade de medida de vidas médias de estados nucleares excitados deve-se ao fato de que um raio-gama emitido em vôo pelo núcleo de recuo sofre um deslocamento Doppler, produzindo uma variação de energia ΔE dada por $\Delta E = E_0 \beta \cos \theta$ onde θ é o ângulo de detecção em relação à direção de recuo, a velocidade de recuo relativa à velocidade da luz: $\beta \equiv v/c$, e $\Delta E = E_s - E_0$ onde E_s é a energia do pico com desvio Doppler (*shifted*). A relação entre as intensidades dos picos de energias E_0 e E_s dada pela razão $I_0/(I_0 + I_s)$, em primeira aproximação, segue a curva $\exp(-D/v\tau)$, onde D é a distância de recuo entre alvo e anteparo (*stopper*) e τ a vida-média procurada [2].

Um espectro típico da reação $^{63,65}\text{Cu}(^{16}\text{O},p2n)^{76,78}\text{Kr}$ (fig. 2.19) ilustra a variação das áreas dos picos dos gamas emitidos em vôo de energia E_s e após o freamento E_0 , à medida em que é variada a distância alvo-anteparo. Há um desdobramento dos picos no espectro produzindo picos deslocados, que podem ser afetados pela superposição de picos de transições provenientes de outros canais de reação, ou contaminação. Experimentalmente são utilizados detetores de germânio HPGe acoplados a supressores-compton de BGO, em coincidência com cintiladores de NaI utilizados como filtro de multiplicidades. Esta técnica permite selecionar uma cascata de gamas de forma a simplificar os espectros e descontaminar os picos deslocados. Em alguns casos utiliza-se, paralelamente, a técnica de *isomer-tag*, no caso de coincidências temporais com o gama que depopula um estado isomérico para isolar o canal de reação em estudo.

A condição para se obter uma separação de energia considerável no espectro de baixa energia, seria produzir reações com íons pesados em energias $> 4\text{MeV/A}$, cujas velocidades de recuo sejam $v/c > 1\%$. Tais reações produziriam espectros de fácil análise. O problema torna-se difícil quando, para transições de baixa energia, a velocidade de recuo é tal que os picos se superpõem. O caso ideal seria medir picos com boa separação em energia (vide figura 1.2).

Para alvos espessos ($> 2\text{mg/cm}^2$) haverá um aumento considerável do efeito de distribuição

de velocidades (alargamento), o que pode tornar difícil a análise das intensidades dos gamas emitidos em vôo devido a forma não analítica dos picos correspondentes. Outro efeito importante é a emissão gama durante o tempo de freamento, denominado alargamento Doppler (vide figura 1.3).

1.1 Método Doppler

O efeito Doppler é um fenômeno muito bem conhecido. Em 1842, o físico austríaco, C.J. Doppler, enunciou sua teoria que permitia calcular a variação de tonalidade do som em função do deslocamento da fonte sonora. No domínio da óptica, as primeiras experiências sobre o efeito Doppler foram realizadas, em 1848, pelo físico francês A.H.L. Fizeau, que utilizou as raiais de Fraunhofer como linhas de referência para determinar os deslocamentos das estrelas na direção da Terra, com o objetivo de medir suas velocidades radiais. A partir de 1950, o princípio foi utilizado na Física Nuclear com algumas modificações, para medir vidas médias de estados nucleares excitados.

Durante uma reação nuclear, o núcleo residual formado num certo estado de excitação adquire uma determinada velocidade de recuo. O detector visto pelo núcleo está em movimento e, conseqüentemente, há mudanças relativísticas no espaço tempo.

A energia da radiação eletromagnética emitida pelo núcleo de recuo é dada por [9]:

$$E_{\gamma} = \frac{E_0(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 - \beta \cos \theta)} \approx E_0 \left[1 + \beta \cos \theta + \beta^2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) + \dots \right] \quad (1.1)$$

ou

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}(0) \left[1 + \beta \cos \theta + \beta^2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) + \dots \right] \quad (1.2)$$

onde E_0 é a energia do raio γ emitido pelo núcleo em repouso; v é a velocidade do núcleo residual no momento da emissão; θ é o ângulo de observação, isto é, o ângulo entre a direção de recuo do núcleo residual e o vetor de propagação do raio γ emitido; c é a velocidade da luz.

O valor experimental de $\Delta E/E_0$ pode ser comparado à expressão:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E_0} \right\rangle = \left\langle \beta \cos \theta + \beta^2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) \right\rangle \quad (1.3)$$

O segundo efeito é a mudança no ângulo aparente de emissão do raio γ , que é dada por:

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \approx \cos \theta - \beta(1 - \cos^2 \theta) \quad , \quad (1.4)$$

onde $\cos \theta'$ denota o valor no sistema em repouso e $\cos \theta$ é o valor no sistema de laboratório. A mudança no ângulo tem dois efeitos sobre a correlação. Há uma mudança no ângulo sólido do detector tanto quanto no ângulo aparente.

Para velocidades de recuo $v/c \leq 2\%$ a aproximação clássica pode ser usada:

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(0)\beta \cos \theta \quad . \quad (1.5)$$

Observa-se um deslocamento ou uma deformação do pico em função da vida média τ do estado como é mostrado na figura 1.4 onde α representa D/v , onde D é a distância de recuo em relação ao *stopper*. A vida média é determinada associando-se uma medida de tempo a ΔE_γ .

Além disto, o conhecimento da direção e da velocidade do núcleo de recuo é necessário. A escala de tempo é obtida a partir da distância percorrida pelo íon de recuo antes da emissão (método de distância de recuo), ou comparando-se a vida média com os tempos de freamento dos íons na matéria (método de atenuação Doppler).

O método de atenuação Doppler é muito utilizado em laboratório [10]. O seu domínio de aplicação, segundo as condições experimentais, e da teoria de poder de freamento dos íons na matéria (*stopping power*), são: o método do deslocamento do baricentro, o método da análise da forma do pico (*line shape*), e o método de freamento dos íons na matéria (DSAM). O método de deslocamento do baricentro consiste em comparar o valor experimental da função de atenuação $F(\tau)$ definida como a relação entre a velocidade média de desexcitação dos núcleos e sua velocidade inicial, e os valores deduzidos do cálculo de poder de freamento. A figura 1.5 mostra a curva $F(\tau)$ obtida para diferentes valores da velocidade do íon de recuo. O método fornece precisão máxima na escala de tempo de 10^{-12} s a 5×10^{-14} s e corresponde a vidas médias inferiores aos tempos de freamento dos íons na matéria.

No método de análise da forma do pico (*line shape*), o espectro de energia experimental é comparado a uma série de picos teóricos, cuja forma depende da vida média τ e do meio freador. A precisão deste método depende da deformação do pico que é função da velocidade de recuo do íon e da energia da transição observada. A forma dos espectros em função da velocidade de recuo e da relação α/τ , onde α é o tempo de freamento do íon, pode ser observada na figura 1.6 para duas transições 500keV e 1000keV. Os espectros 1,2,3 e 4 correspondem, respectivamente, a $\alpha = 0.1, 0.5, 1.0$ e 5.0 .

Quanto ao método de freamento dos íons na matéria (DSAM), o pouco conhecimento do

poder de freamento (*stopping power*) dos íons na matéria constitui a principal fonte de erro nas medidas de vidas média por efeito Doppler. No caso onde o núcleo de recuo é leve, $A \leq 30$, e $v/c \sim 1\%$, os erros podem ser muito grandes. Entretanto, se o núcleo de recuo é pesado $A \geq 50$ e $v/c > 1\%$ a influência do meio freador diminui e erros menores do que 15% podem ser obtidos. A figura 1.6 serve como uma ilustração das formas dos picos nos métodos DSAM (original) e RDDS, onde os números dos espectros 1, 2, 3 e 4 representariam no método RDDS as distâncias de recuo tal que $D_1 < D_2 < D_3$, mas não completamente, pois neste caso, a figura seria válida para $v/c \leq 1\%$ e para $E_\gamma \leq 500keV$.

1.2 Técnica de Distância de Recuo e Deslocamento Doppler

Os métodos de distância de recuo são freqüentemente empregados em medidas de vidas médias de estados nucleares excitados. Com o advento dos detetores de raios gama de alta resolução e grandes aceleradores de íons pesados tornou-se possível a aplicação de técnicas sofisticadas de distância de recuo para uma grande variedade de estados nucleares. Atualmente, esses métodos fornecem a mais precisa medida de vidas médias no alcance de frações a centenas de picosegundos.

Mesmo sendo uma técnica fácil de compreender em sua formulação básica, a extração das vidas médias com alta precisão requer uma detalhada compreensão dos efeitos que perturbam a intensidade de um simples decaimento exponencial, previstos pela aproximação de 'ordem zero' [2, 3, 7, 9].

A idéia básica do método de distância de recuo e desvio Doppler é subdividir um conjunto de núcleos, produzidos por uma reação de fusão-evaporação ou excitação coulombiana, em dois subgrupos, tal que o subconjunto S (*shifted*) seja relativo à emissão gama em vôo, e U (*unshifted*), relativo à emissão gama em repouso dos núcleos freados no anteparo.

Ambos os decaimentos gama, em vôo e em repouso, são descritos de acordo com a relação:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad , \quad (1.6)$$

onde $N(t)$ é o número de núcleos em um determinado estado excitado no tempo t , $N_0 = N|_{t=0}$ e λ a constante de decaimento ou taxa de transição, tal que todos os núcleos do subconjunto S decaem em algum intervalo de tempo entre $0 \leq t \leq T$, e todos os núcleos do subconjunto U decaem

no intervalo $T < t \leq \infty$. A quantidade R , definida como a razão da população do subconjunto U pela população total (U + S), é dada por:

$$R \equiv \frac{\lambda N_0 \int_T^\infty e^{-\lambda t} dt}{\lambda N_0 \left(\int_T^\infty e^{-\lambda t} dt + \int_0^T e^{-\lambda t} dt \right)} = e^{-\lambda T} \quad (1.7)$$

O coeficiente angular de $\ln R = f(T)$, definido como $-\lambda$, é igual à constante de decaimento e, portanto, igual ao inverso da vida média do estado sob consideração. A figura 1.7 ilustra o comportamento de R(D) para um cascata de três gamas cujos estados 1, 2 e 3 correspondentes possuem vidas médias $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$. A relação de intensidades entre os gamas é expresso pela largura das transições na figura.

Um alvo fino é bombardeado por um feixe de íons pesados com energia suficiente para produzir núcleos com uma determinada velocidade de recuo (por exemplo $v/c = 1\%$). Após a interação, o núcleo excitado, produto da reação, recua do alvo viajando através do vácuo até uma distância definida pela posição do anteparo (*stopper*) metálico. Todos os raios gama que são emitidos após o freamento do núcleo, possuem uma energia E_0 . Se ΔE é grande o suficiente, os picos U e S são perfeitamente separáveis no espectro. A área do fotopico *shifted* A_S corresponde ao número relativo de núcleos do subconjunto S, e o número de núcleos do subconjunto U é dado pela área A_U do fotopico U. O valor de R é dado por 1.7.

O tempo de vôo T é definido pela relação $D = vT \cos \theta$, onde θ é o ângulo de recuo relativo à direção do feixe.

Há vários efeitos que mudam a inclinação e a forma de $\ln R \times T$, produzindo mudanças significativas nas vidas médias esperadas. Os dados brutos, portanto, devem ser corrigidos por esses efeitos a fim de fornecer taxas de transição precisas.

1.2.1 Mudança do ângulo sólido como função da distância detetor-partícula

Em um arranjo convencional, o núcleo de recuo se move na direção do detetor de raios gama. Visto que ângulo sólido do detetor é uma função da distância detetor-partícula, há uma mudança em função da posição do núcleo. Em particular, Ω é diferente para os raios gama U, que “enxergam”

um ângulo sólido máximo, e para os gamas S, aos quais o ângulo sólido varia de um valor mínimo no alvo, para um valor máximo no *stopper*.

Se o núcleo se move com $v \ll c$ ao longo do eixo definido pelo feixe, que coincide com o eixo z de um sistema de coordenadas polares, o ângulo sólido do detetor [2] será:

$$\Delta\Omega_0(t) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0(t)} \sin\theta d\theta = 2\pi (1 - \cos\theta_0(t)) \quad , \quad (1.8)$$

onde $2\theta_0(t)$ é o ângulo máximo definido pelo detetor em função de t . Se d é a distância detetor-alvo, r é o raio do detetor e v é a velocidade de recuo (vide fig. 1.8), então:

$$\cos\theta_0(t) = \frac{(d - vt)}{\sqrt{[(d - vt)^2 + r^2]}} \quad (1.9)$$

As equações acima descrevem a dependência posicional do ângulo sólido para as componentes S e U, onde a variável t é substituída pelo tempo de vôo alvo-*stopper* T, no caso da componente U.

As figuras 1.9 e 1.10 ilustram o princípio básico da técnica de distância de recuo, no caso particular em que estados nucleares coletivos são populados por excitação coulombiana através de íons pesados, com desexcitação de raios γ detectados em coincidência com os projéteis retroespalhados, e no caso em que os estados nucleares são populados através de reações de fusão-evaporação produzindo núcleos excitados que recuam no vácuo até um anteparo de metal, respectivamente. Em ambas as figuras os ângulos de detecção são iguais a 0° .

1.2.2 Mudança do ângulo sólido como função da velocidade de recuo

A transformação de ângulos entre o sistema em movimento, θ_v , e o sistema em repouso, θ_0 [2], é definida por:

$$\cos\theta_v = \frac{(\cos\theta_0 - \beta)}{(1 - \beta \cos\theta_0)} \quad (1.10)$$

Então, para um sistema se movendo com uma velocidade $\beta = v/c$, o ângulo sólido efetivo, como função de v e t , é deduzido a partir de 1.8 e 1.10:

$$\Delta\Omega(v, t) = \Delta\Omega_0(t) \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta \cos\theta_0(t))} = 2\pi [1 - \cos\theta_v(t)] \quad , \quad (1.11)$$

O ângulo sólido $\Delta\Omega_U(t)$ é dado por:

$$\Delta\Omega_U(t) \equiv \Delta\Omega_0(T) = 2\pi (1 - \cos \theta_0(T)) \quad (1.12)$$

onde

$$\cos \theta_0(T) = \frac{(d - vT)}{\sqrt{(d - vT)^2 + r^2}} \quad , \quad (1.13)$$

com a variável t substituída pelo tempo de vôo alvo-stopper T .

O ângulo sólido $\Delta\Omega_S(v, t)$ é definido como:

$$\Delta\Omega_S(v, t) = \frac{2\pi \left\{ 1 - \frac{d-vt}{\sqrt{(d-vt)^2 + r^2}} \right\} (1 + \beta)}{\left\{ 1 - \beta \frac{d-vt}{\sqrt{(d-vt)^2 + r^2}} \right\}} \quad (1.14)$$

A figura 1.11 ilustra as influências dos efeitos de perturbação sobre as medidas experimentais $\ln R$. A figura 1.11(b) indica o efeito da dependência do ângulo sólido com a velocidade.

1.2.3 Dependência da energia com a eficiência do detetor

As eficiências do detetor para os raios gama S e U são ligeiramente diferentes e, como consequência, a razão experimental R_{exp} difere do valor de R 1.7. Suponha que o número de gamas S e U emitidos dentro do ângulo sólido do detetor é representado por $N_S^{\Delta\Omega}$ e $N_U^{\Delta\Omega}$ respectivamente. Então, a medida do valor de R é dada por

$$R_{exp} = \frac{\epsilon_U N_U^{\Delta\Omega}}{(\epsilon_U N_U^{\Delta\Omega} + \epsilon_S N_S^{\Delta\Omega})} \quad , \quad (1.15)$$

onde ϵ_U e ϵ_S são as eficiências relativas à detecção dos gamas U e S, respectivamente. A figura 1.11 (c) ilustra esquematicamente o efeito de eficiências diferentes ($\epsilon_U \neq \epsilon_S$) sobre a curva $\ln R$.

1.2.4 Mudança da curva de decaimento pela alimentação da cascata

A equação $R = e^{-\lambda t}$ é deduzida supondo um decaimento estatístico para um dado conjunto de núcleos. Se a população desse conjunto aumenta devido à alimentação (*feeding*) de outros estados, a equação 1.6 deixa de ser uma descrição adequada para a população nuclear. Nesse caso mais complicado pode-se empregar as equações de Bateman [11] (vide apêndice) para descrever a população

de um estado populado pela excitação direta e pelo *feeding* da cascata dos estados que ficam mais altos. O número de núcleos $N_i(t)$ no estado i , devido a excitação direta ou *feeding*, é dado por:

$$N_i(t) = N_i^0 e^{-\lambda_i t} + \sum_j N_j^0 \sum_{k=j}^i C_{jk} e^{-\lambda_k t} \quad , \quad (1.16)$$

onde os coeficientes C_{jk} são definidos por:

$$C_{jk} = \frac{\prod_{l=j}^{i-1} \lambda_l}{\prod_{l=j, l \neq k}^i (\lambda_l - \lambda_k)} \quad (1.17)$$

e N_j^0 e N_i^0 representam o número de núcleos nos estados j e i , produzidos por excitação direta em $t = 0$, e λ_n representa a constante de decaimento para o estado n . O índice k (soma interna) é tomado sobre todos os estados entre o estado excitado j e o estado i sob consideração, desse modo descrevendo uma cascata de j a i sobre todos os estados intermediários. O índice j (soma externa) refere-se à soma sobre todas as cascatas com diferentes valores de população inicial N_j^0 .

1.2.5 Efeito das Distribuições de Velocidade e Distância

No tratamento acima é suposto um único valor de v e D . Na prática haverá uma dispersão de velocidade de recuo devido à espessura do alvo, ao *straggling* do feixe no substrato do alvo e à variação no ângulo de recuo [3].

A denominação velocidade de recuo v representa a componente do vetor velocidade de recuo \vec{V} ao longo da direção do feixe, ou seja, $v = V \cos \theta$, onde θ é denominado ângulo de recuo.

Haverá, ainda, uma dispersão na distância D se o alvo e o *plunger* não estiverem estritamente paralelos e planos, visto que o *spot* do feixe tem um tamanho finito e devido à variação do ângulo de recuo. Assim a expressão para a razão R será substituída por uma equação integral de forma:

$$R = \int \int -\frac{1}{v} f \left(1 - \frac{v'}{v} \right) g(D' - D) \times e^{-D'/v\tau} dv' dD' \quad (1.18)$$

onde as funções $-(1/v)f(1 - v'/v)$ e $g(D' - D)$ representam as distribuições na velocidade e distância, respectivamente.

Na equação 1.18 as distribuições de velocidade e distância são normalizadas, ou seja:

$$\int -\frac{1}{v} f \left(1 - \frac{v'}{v} \right) dv' = \int g(D' - D) dD' = 1 \quad (1.19)$$

e v e D são as médias de velocidades e distância definidas por:

$$M_1(f) = \int -\frac{1}{v} \left(1 - \frac{v'}{v}\right) f \left(1 - \frac{v'}{v}\right) dv' = 0 \quad (1.20)$$

$$M_1(g) = \int (D' - D) g(D' - D) dD' = 0 \quad (1.21)$$

Efeitos da Distribuição de Velocidade

Para estimar a natureza e magnitude dos efeitos devido às distribuições de velocidade e distância, existe um método analítico. Consideramos, primeiro, os efeitos da distribuição de velocidades quando não há dispersão na distância; assim:

$$R = \Psi(f)e^{-D/v\tau} \quad (1.22)$$

De 1.18 podemos definir $\Psi(f)$ como:

$$\Psi(f) = - \int_{-\infty}^{+\infty} f(z) \exp \left[- \left(\frac{Dz}{v\tau(1-z)} \right) \right] dz \quad (1.23)$$

onde $z = 1 - v'/v$.

O problema é calcular $\Psi(f)$ que é uma função de D , v e τ . Se a distribuição de velocidades é suficientemente estreita, a expansão de $\Psi(f)$ em termos dos momentos de velocidade em torno de $v(z=0)$ é válida. Se a exponencial em 1.23 é expandida em série de potências em z , da forma:

$$\exp\{-Dz/[v\tau(1-z)]\} = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n(\tau)z^n \quad (1.24)$$

então 1.23 pode ser expressa como:

$$\Psi(f) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n M_n(f) \quad (1.25)$$

onde $M_n(f)$ e o n ésimo momento de velocidade

$$M_n(f) = - \int_{-\infty}^{+\infty} z^n f(z) dz \quad (1.26)$$

e da equação 1.19 e 1.21 tem-se que: $M_0(f) = 1$ e $M_1(f) = 0$.

Os quatro primeiros termos $\alpha_n(\tau)$ são:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= 1, \\ \alpha_2 &= \frac{1}{2}\xi^2 - \xi, \\ \alpha_3 &= \frac{1}{6}\xi^3 - \xi^2 + \xi, \\ \alpha_4 &= \frac{1}{24}\xi^4 - \frac{1}{2}\xi^3 + \frac{3}{2}\xi^2 - \xi\end{aligned}\quad (1.27)$$

onde

$$\xi \equiv \left(\frac{D}{v\tau}\right) \quad (1.28)$$

Para o efeito de ordem zero $R = e^{-D/v\tau}$, a região de interesse é $D/v\tau \leq 4$. Nessa região a convergência da 1.25 é determinada principalmente por $f(z)$. Se a velocidade é limitada por v_{min} e v_{max} , então um limite para o desvio de $\Psi(f)$ de 1, e uma restrição para a convergência da 1.25, é obtida supondo uma distribuição de velocidades consistindo em componentes de igual intensidade; $v_{min} = (1 - \Delta)v$ e $v_{max} = (1 + \Delta)v$. Assim de 1.26

$$\begin{aligned}M_n(f) &= \Delta^n, & n \text{ par} \\ M_n(f) &= 0, & n \text{ ímpar}\end{aligned}\quad (1.30)$$

e para Δ pequeno o desvio de $\Psi(f)$ de 1 vai, essencialmente, com Δ^2 . De modo a investigar a convergência da equação 1.25, pode-se compará-la, para esse caso limite, à solução exata de 1.23:

$$\Psi(f) = \frac{1}{2} \exp\left[-\frac{D}{v\tau} \left(\frac{\Delta}{1-\Delta}\right)\right] + \Psi(f) = \frac{1}{2} \exp\left[+\frac{D}{v\tau} \left(\frac{\Delta}{1-\Delta}\right)\right] \quad (1.31)$$

como função de Δ para um dado valor de $D/v\tau$.

Para qualquer $D/v\tau$, tal que $e^{-D/v\tau} > 0.01$, a relação $1 + \alpha_2(\tau)M_2(f)$ desvia menos do que 1% da solução exata de $\Psi(f)$ se $\Delta \leq 0.25$, enquanto que $1 + \alpha_2(\tau)M_2(f) + \alpha_4(\tau)M_4(f)$ desvia menos do que 1% da solução exata se $\Delta \leq 0.6$.

Uma escolha mais realística para $f(z)$ seria uma distribuição retangular da componente de velocidade que seria aplicada se a dispersão de velocidade fosse devido a uma distribuição angular da reação que fosse isotrópica no centro de massa. Assim, o resultado seria:

$$\begin{aligned} M_n(f) &= \frac{\Delta^n}{(n+1)}, & n \text{ par} \\ M_n(f) &= 0, & n \text{ ímpar} \end{aligned} \tag{1.33}$$

onde $2\Delta v$ é a largura total da distribuição retangular. Esses exemplos de $f(z)$ permitem estimar o efeito de uma distribuição de velocidade na medida de vida média.

Efeito da Distribuição de Distância

Considere os efeitos de uma dispersão da distância na ausência da dispersão de velocidade. Da equação 1.18 pode-se escrever:

$$R = \Psi(g)e^{-D/v\tau} \tag{1.34}$$

onde

$$\Psi(g) = \int g(y)e^{-y/v\tau} dy \tag{1.35}$$

e $D' = D+y$. Se a dispersão no ângulo de recuo é desprezível, então a hipótese de que y é independente de D seria válida. Então $\Psi(g)$ é também independente de D e não influi na medida de vida média que é obtida de $d(\ln R)/dD$. Contudo, se a dispersão de velocidade existe, isso não é válido; o efeito da dispersão de distância sobre R dependerá de D . Se expandirmos $\Psi(g)$ em momentos de D' , então o termo de mais baixa ordem que depende de D será proporcional a $M_2(g)M_2(f)$, que pode ser calculado, mas espera-se ser pequeno. Se esse produto é pequeno, $d(\ln R)/dD$ será independente de D .

Analisando os dados de vida média, os efeitos da distribuição de velocidade pode ser facilmente levado em conta expressando R em série:

$$R = \int -\frac{1}{v} f\left(1 - \frac{v'}{v}\right) e^{-D/v'\tau} dv' \simeq \sum_{n=1}^m a_n e^{-D/v_n\tau} \tag{1.36}$$

onde

$$\sum_{n=1}^m a_n = 1 \quad (1.37)$$

Os coeficientes a_n e v_n são determinados da distribuição de velocidade obtida experimentalmente (*line shape* do raio gama). Nessa representação a dispersão de distância é incorporada pela modificação da equação 1.36, da seguinte forma:

$$R = \sum_{n=1}^m a'_n e^{-D/v_n \tau} \quad (1.38)$$

onde

$$a'_n = \frac{\Psi(g) a_n}{\sum_{n=1}^m \Psi(g) a_n} \quad (1.39)$$

e

$$\Psi(g) = \int g(y) e^{-y/v_n \tau} dy \quad (1.40)$$

Usando a aproximação de ordem zero para τ , o $\Psi(g)$ pode ser estimado supondo uma distribuição retangular de distâncias independente de D , assim:

$$\Psi(g) = \mu_n^{-1} \sinh \mu_n \quad (1.41)$$

Com $\mu_n = \Delta/v_n \tau$, onde nesse caso Δ é a dispersão total de distâncias. A distribuição ocorreria se a dispersão de distância fosse devido ao não paralelismo entre o alvo e *plunger* sem nenhuma dispersão no ângulo de recuo. O valor máximo possível para Δ pode ser estimado da geometria (formato) do equipamento e dos resultados experimentais.

1.2.6 Efeitos de Atenuação da Distribuição Angular

O alinhamento do spin produzido na formação do estado nuclear por uma reação nuclear, pode ser consideravelmente perturbado quando o átomo recua no vácuo (vide figura 1.12). Os campos efetivos no núcleo devido à estrutura atômica excitada e possivelmente com falta de elétrons, podem ser muito grandes e produzir uma perda considerável de alinhamento mesmo para estados com vidas médias de pico-segundos. Visto que as perturbações produzem uma variação dependente do tempo na probabilidade de emissão para um determinado ângulo do detector, haverá uma modificação na intensidade.

A intensidade da radiação gama observada num ângulo θ [3] em relação a direção de incidência do feixe pode ser escrita como:

$$I(\theta, t) = N\lambda e^{-\lambda t} \left[1 + \sum_{k=2,4,\dots} A_k G_k(t) Q_k P_k(\cos \theta) \right] \quad (1.42)$$

onde $\lambda \equiv \tau^{-1}$. As quantidades A_k são determinadas pelo mecanismo de reação que excita o estado, pelos spins dos estados inicial e final e pela multipolaridade dos raios γ , Q_k é o coeficiente de atenuação geométrica determinado pela geometria do detector. As quantidades $G_k(t)$ são determinadas pelo mecanismo de perturbação e, para experiências nas quais a distância de recuo é muito pequena comparada à distância alvo-detector, são termos dependentes somente do tempo.

Para avaliar esses efeitos nas medidas de vidas médias a forma de G_k em função de t deve ser bem conhecida para os tempos nos quais o núcleo recua em vôo e permanece no *stopper* antes de decair. Na prática essa determinação é extremamente difícil. Para vidas médias curtas porém, esses efeitos são pequenos e pode-se fazer hipóteses razoáveis sobre a forma de $G_k(t)$. Para um átomo recuando no vácuo a forma, no modelo Abragam-Pound [12, 7], é a seguinte:

$$G_k(t) = e^{-\lambda_k t} \quad (1.43)$$

e uma vez que o átomo penetra no material do *stopper* a distribuição não é mais perturbada, ou seja, $G_k(t) = G_k(D/v)$ para $t \geq D/v$.

A determinação de λ_k para uma transição em particular, deriva da integral: .

$$\bar{G}_k(\infty) = \int_0^\infty \lambda e^{-\lambda t} G_k(t) dt = \frac{\lambda}{\lambda + \lambda_k} \quad , \quad (1.44)$$

onde $\bar{G}_k(\infty)$ é dada pela razão dos coeficientes de correlação angular medidos quando o núcleo de recuo decai completamente em vôo, pelos coeficientes da correlação angular medida para um alvo montado sobre um substrato no qual os recuos são parados. Supõe-se que a distribuição obtida com o substrato é completamente não perturbada.

Incluindo os efeitos de atenuação do alinhamento, as equações para I_S e I_0 serão:

$$\frac{I_{Sp}}{N} = 1 - e^{-D/v\tau} + \lambda \sum_{k=2,4,\dots} \frac{1 - e^{-(\lambda+\lambda_k)D/v}}{\lambda + \lambda_k} A_k Q_k P_k(\cos \theta) \quad (1.45)$$

$$\frac{I_{0p}}{N} = e^{-D/v\tau} + \sum_{k=2,4,\dots} e^{-(\lambda+\lambda_k)D/v} A_k Q_k P_k(\cos \theta) \quad (1.46)$$

onde I_{Sp} e I_{0p} são as intensidades dos picos U e S, respectivamente.

1.2.7 Equações Gerais de Correção

Embora os efeitos de perturbação causem desvios na relação linear entre $\ln R \times D$, o principal comportamento dos dados é ainda basicamente uma relação linear, especialmente em distâncias mais longas onde o efeito do *feeding* é insignificante.

Isso sugere uma correção dos dados experimentais de forma a gerar uma função linear, prevista pelo caso hipotético, em que os efeitos de perturbação não influem. Assim, a partir da curva corrigida a vida média é facilmente calculada utilizando um ajuste linear de mínimos quadrados.

Com base nos efeitos de perturbação discutidos anteriormente [2], a expressão para a intensidade *shifted*, correspondendo à transição $i \rightarrow i - 1$, será:

$$I_s = \frac{A_s}{\epsilon_s} = \frac{\lambda_i}{4\pi} \int_0^T \left[N_i^0 e^{-\lambda_i t} W_i(\theta, t) + \sum_j N_j^0 \overline{W}_{ji}(\theta, t) \sum_{k=j}^i C_{jk} e^{-\lambda_k t} \right] \Delta\Omega_s(v, t) dt \quad (1.47)$$

onde T é o tempo de vôo; ϵ_s a eficiência de detecção do γ_s ; λ_i e λ_j as constantes de decaimento para os níveis i e j ; N_i^0 e N_j^0 o número de núcleos produzidos nos estados i e j (ou gamas) em $t = 0$ por excitação direta, sem *feeding*; C_{jk} é o coeficiente da equação 1.17 somado sobre os índices j e k ; $W_i(\theta, t)$ é a distribuição angular da componente do estado i diretamente excitada; $\overline{W}_{ji}(\theta, t)$ descreve a distribuição média angular dos gamas emitidos dos núcleos no estado i que foram alimentados pelo estado j . Sua estrutura parece com a função $W_i(\theta, t)$, exceto para as componentes do tensor estatístico α_{20} e α_{40} que devem ser substituídas por funções que descrevam a atenuação do alinhamento devido à emissão γ ou, ainda, qualquer perturbação dependente do tempo que age nos estados da cascata; $\Omega_s(v, t)$ é o ângulo sólido para o raio gama emitido do núcleo de recuo como função da velocidade e do tempo (1.6).

Analogamente, a intensidade do pico *unshifted* U é expressa por:

$$I_U = \frac{A_U}{\epsilon_u} = \frac{\Delta\Omega_U(T)}{4\pi} \left[N_i^0 W_i(\theta, T) e^{-\lambda_i T} + \lambda_i \int_0^T \sum_j N_j^0 \overline{W}_{ji}(\theta, t, T) \sum_{k=j}^i C_{jk} e^{-\lambda_k t} dt \right] . \quad (1.48)$$

Essa equação deriva de 1.47 utilizando a seguinte troca: $\Delta\Omega_s(v, t) \rightarrow \Delta\Omega_U(T)$; $W_i(\theta, t) \rightarrow W_i(\theta, T)$; $\epsilon_s \rightarrow \epsilon_u$; $\overline{W}_{ji}(\theta, t) \rightarrow \overline{W}_{ji}(\theta, t, T)$, que incorpora a dependência temporal de vôo *alvo-stopper*; os limites de integração também devem ser trocados de $\int_0^T dt \rightarrow \int_0^\infty dt$; e a velocidade v determinada pela modificação de 1.5 considerando-se o efeito do ângulo sólido finito, ou dos cálculos da cinemática.

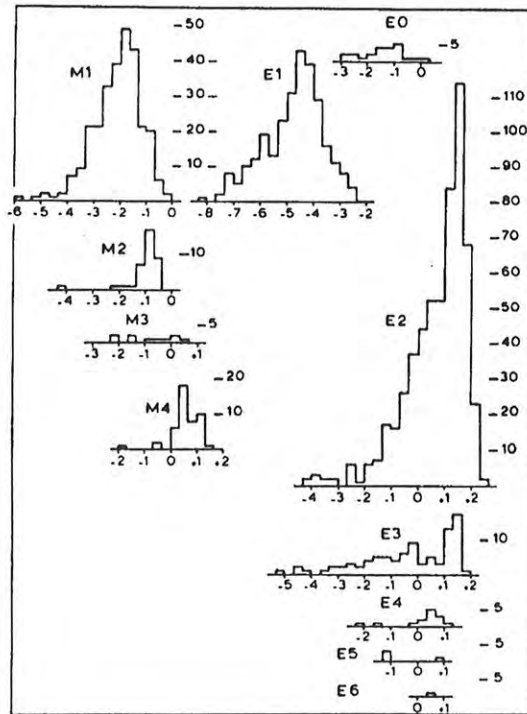


Figura 1.1: Distribuições de *strengths* de raios gama na região $A=91-150$ para transições de diferentes caracteres (E0-E6, M1-M4); a abscissa logarítmica indica os *strengths* em unidades de Weisskopf, exceto para transições E0 que estão em unidades de Wilkinson [13].

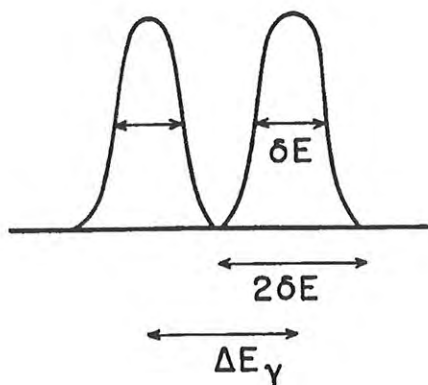


Figura 1.2: Condição para que dois picos possam ser considerados como separados: $\Delta E_\gamma \geq 2\delta E$, onde ΔE_γ é a diferença de energia entre as duas transições e δE a resolução à meia altura.

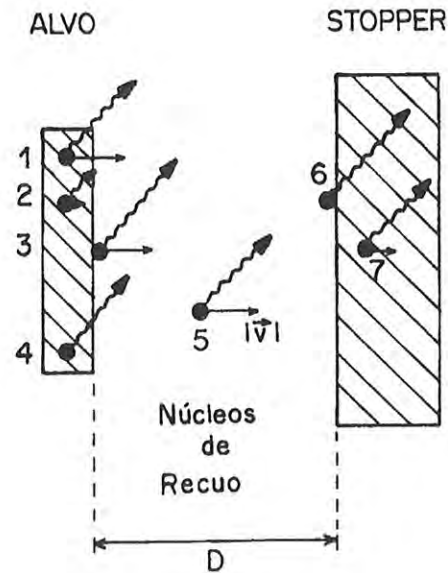


Figura 1.3: Ilustração esquemática da emissão gama dos núcleos de recuo na técnica RDDS em medidas de vidas médias de estados nucleares excitados; o vetor velocidade representa o recuo do núcleo produzido no alvo; (1) emissão gama do núcleo de recuo freando dentro do alvo com energia suficiente para escapar para o vácuo; (2) emissão gama do núcleo de recuo freando dentro do alvo com energia insuficiente para permitir o escape; (3) emissão gama do núcleo de recuo após deixar o alvo (alvo fino $\leq 500\mu\text{g}/\text{cm}^2$); (4) emissão gama do núcleo de recuo produzido dentro do alvo sem sofrer recuo; (5) emissão gama do núcleo de recuo no vácuo em algum intervalo de distância; (6) emissão gama do núcleo de recuo freado completamente na distância D por um material freador (Pb) tal que o tempo de freamento é desprezível comparado com a vida média do estado nuclear (em geral $< 1\text{ps}$); (7)) emissão gama do núcleo de recuo após o freamento no *stopper* (efeito considerável se o tempo de freamento for $> 1\text{ps}$); os efeitos relativos aos processos 1, 2 e 4 são relevantes no caso em que a espessura do alvo é superior a $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

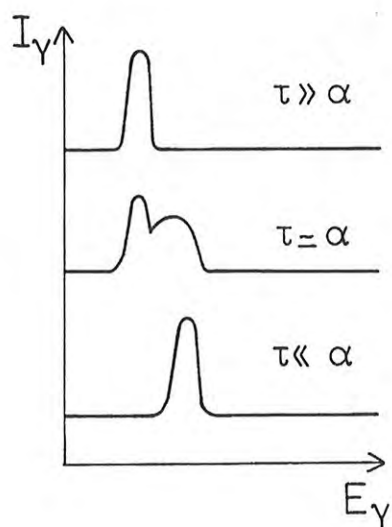


Figura 1.4: Deslocamento do pico por efeito Doppler para um determinado ângulo de recuo $\theta \neq 90^\circ$; τ representa a vida média do estado de interesse; α representa o tempo médio de vôo D/v na técnica RDDS.

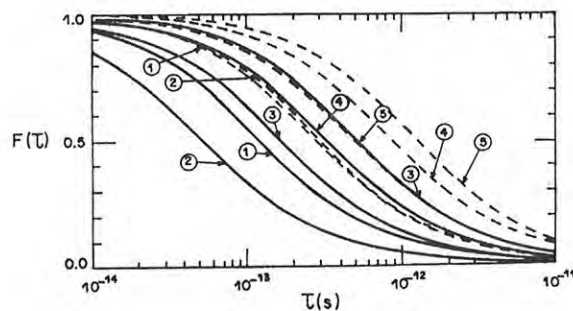


Figura 1.5: Curvas dos fatores de atenuação $F(\tau)$ para os íons de ^{60}Ni recuando em diversos materiais freadores: Ni ($\alpha = 0.48\text{ps}$), Au ($\alpha = 0.47\text{ps}$), C ($\alpha = 0.96\text{ps}$), Mg ($\alpha = 1.52\text{ps}$) e Ca ($\alpha = 2.11\text{ps}$), respectivos aos números 1, 2, 3, 4 e 5 na figura, importante para medidas de atenuação Doppler (DSAM), onde α é o tempo de freamento do íon de recuo; a curva sólida representa a velocidade incidente do íon de recuo igual a 0.48%; a curva tracejada para a velocidade de recuo de 1.1%.

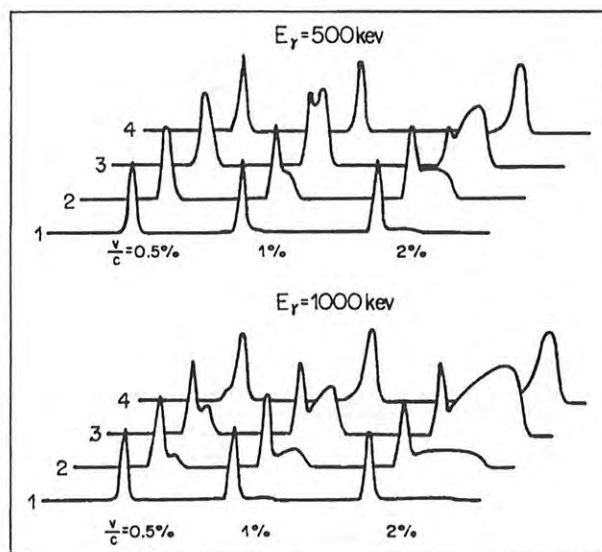


Figura 1.6: Formas dos espectros de energias $E_\gamma = 500 \text{ keV}$ e $E_\gamma = 1000 \text{ keV}$ em função da velocidade do íon de recuo. Os espectros 1, 2, 3 e 4 representam, nesta ordem, o aumento da grandeza α/τ em medidas de atenuação Doppler (DSAM), onde α é o tempo de freamento do íon no meio freador, e τ a vida média do estado observado. Ilustrativamente, a figura assemelha-se também, para as velocidades 0.5% e 1.0%, ao comportamento da forma dos picos deslocados no método RDDS onde os espectros 1, 2, 3 e 4 são, neste caso, em função da distância de afastamento.

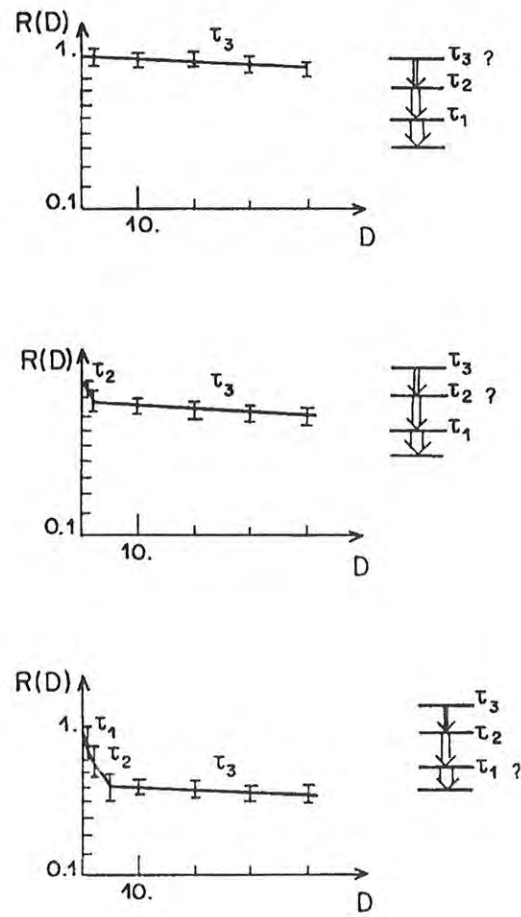


Figura 1.7: Ajustes das vidas médias τ_1 , τ_2 e τ_3 correspondentes aos estados hipotéticos 1, 2 e 3, através do método de distância de recuo. As curvas expressam o comportamento da grandeza $R(D)$ para cada respectiva medida; a vida média do estado mais baixo em energia é afetada pelas vidas médias dos estados da cascata.

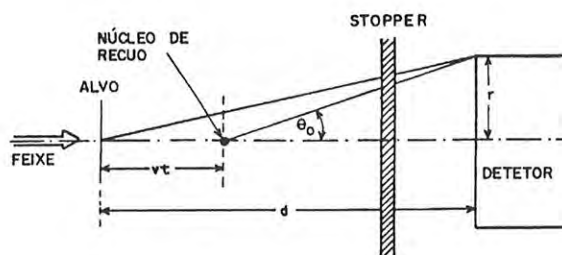


Figura 1.8: Dependência do ângulo sólido do detetor com a distância de recuo.

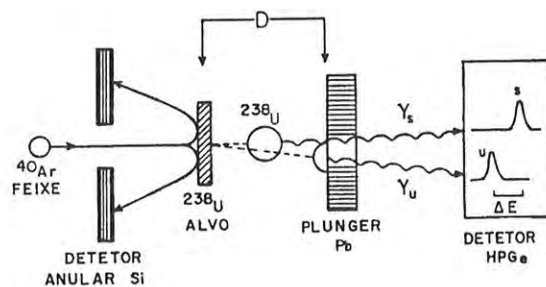


Figura 1.9: Princípio básico da técnica de distância de recuo numa particular experiência de medida de vidas médias via excitação Coulombiana; o detector anular de silício, disposto a 180° , permite definir o cone de velocidades através da coincidência dos núcleos retroespalhados com os gamas detectados no detector Ge(Li); os gamas dos núcleos de recuo, emitidos em vôo, sofrem uma mudança de energia ΔE expressa no espectro pelo pico S.

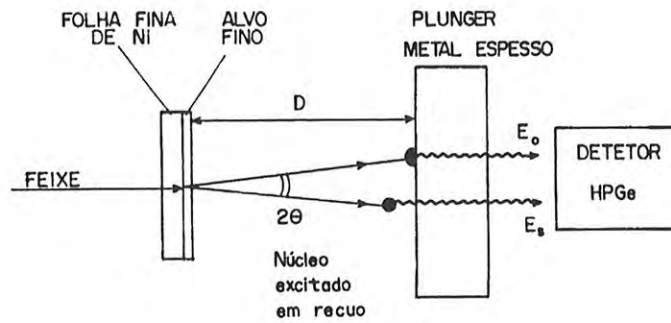


Figura 1.10: Método de recuo para medição de vidas médias de estados excitados. Exemplo em que o *backing* do alvo é constituído de uma folha fina de Ni e o *stopper* de um metal espesso; o gama de energia E_0 é emitido pelo núcleo no ângulo de recuo θ com $v = 0$; o gama de energia E_s é emitido pelo núcleo de recuo com $v \neq 0$.

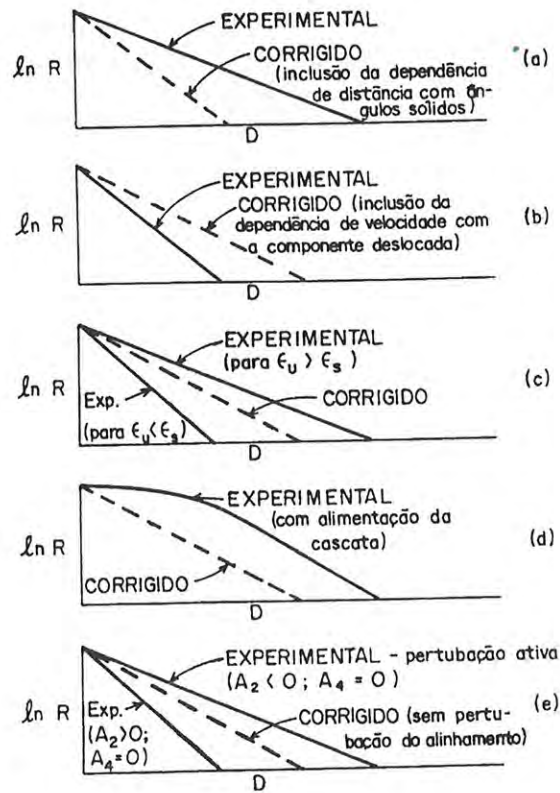


Figura 1.11: Influência dos efeitos de perturbação sobre as curvas experimentais $\ln R = f(D)$. As curvas das figuras (a), (b), (c), (d) e (e) são todas esquemáticas; a linha tracejada representa a curva hipotética onde um particular efeito perturbativo não afeta os dados experimentais; as linhas sólidas representam as curvas que se observa na situação real onde há ação do efeito perturbativo. Na situação real todos os efeitos são tratados simultaneamente durante os ajustes.

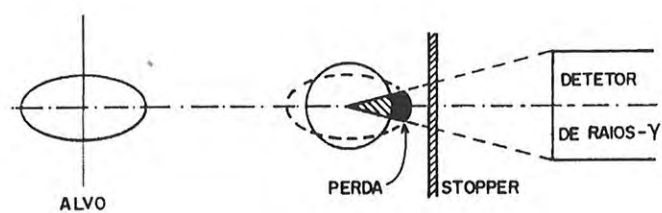


Figura 1.12: Efeito de atenuação do alinhamento sobre a intensidade do raio- γ observado. A área hachurada ilustra a perda na intensidade observada, medida quando uma distribuição angular predominantemente prolata $P_2(\cos \theta) > 0$ se torna mais isotrópica devido a perda do alinhamento.

Capítulo 2

Plunger — Projeto e Construção

O emprego da técnica RDDS em medidas de vidas-médias de estados nucleares excitados envolve a utilização de um equipamento experimental tecnicamente sofisticado, denominado *plunger* — termo do inglês: transladador — para medida de precisão e controle distância micrométrica entre um alvo, utilizado no processamento de uma reação nuclear, e um anteparo, necessário para frear os núcleos de recuo produzidos no alvo.

O projeto nasceu por iniciativa do grupo de espectroscopia gama do Laboratório Pelletron, como uma linha de pesquisa complementar aos trabalhos baseados na sistemática da região de terras raras de $A=130$ [4, 14, 15, 16], motivado por trabalhos de medidas de vidas médias [17, 18, 19, 20, 21, 22, 101, 24, 22, 25, 85, 86, 81, 64, 82, 88, 117] que mostraram ser possível, segundo estimativas de Weisskopf [13, 26, 27], medir vidas médias da ordem de pico-segundos em núcleos ímpar e ímpar-ímpar da região de massa em estudo, na qual havia esforços concentrados de medidas espectroscópicas porém com escassez de informações sobre as propriedades eletromagnéticas dos estados coletivos.

O *plunger* foi inteiramente construído no Laboratório Pelletron e seu projeto foi parcialmente baseado nos desenhos cedidos pelo Laboratório Nacional de Oak Ridge – ORNL. Neste capítulo serão discutidas as etapas de seu projeto e construção e os principais testes efetuados.

2.1 Plunger

O *plunger* é um transdutor projetado para medir vidas médias de estados nucleares excitados da ordem de 0.5ps até 3ns (figura 2.1). Compõe-se, basicamente, de um anteparo móvel — o qual passará a ser denominado neste texto pelo termo em inglês: *stopper* — que pode ser deslocado com precisão micrométrica em relação a um alvo fixo, aproximando-se ou afastando-se. Esses componentes fundamentais são constituídos por folhas finas metálicas, produzidas por evaporação em substratos de níquel-cobre (Ni/Cu) e ouro (Au), respectivamente (vide figura 2.10). As folhas são montadas em suportes especiais que possibilitam um sensível tensionamento através da projeção de cones seccionados transversalmente de forma a definir superfícies planas em relevo (fig. 2.7).

O deslocamento do *stopper* é longitudinal, paralelo em relação ao eixo de simetria do *plunger*, de modo a manter um afastamento paralelo entre as duas superfícies, com translação de até 20mm em passos de $\frac{1}{11}\mu\text{m}$. Estes componentes estão inseridos numa câmara de espalhamento que opera em pressão de alto vácuo com vedação do tipo anel de borracha (*o-ring*), montada na linha de feixe 30°A do acelerador Pelletron (figuras 2.2 e 2.3). A translação do *stopper* é feita por um parafuso micrométrico acoplado a um motor de passo controlado por microcomputador. O eixo telescópico do micrômetro projeta-se no interior da câmara através de aplicação do tipo *o-ring* dinâmico¹, permanecendo em contato com a mesa do translador (DCI) pela ação de duas molas laterais (fig. 2.8).

A geometria cilíndrica da câmara do plunger permite a utilização de um conjunto de detetores composto por cintiladores de NaI dispostos a 90° num plano perpendicular á direção de incidência do feixe, e um detetor de germânio de alta pureza HPGe disposto a 0° em relação ao feixe. Um rebaixo de 0.5mm sobre a face da câmara de 1mm de espessura, voltada ao detetor de germânio, diminui a absorção de raios- γ de baixa energia. Um segundo anteparo (fig. 2.12) de 0.7mm de chumbo (Pb) (tabela 2.2) é utilizado na face interna da câmara para reter o feixe de íons após este ter atravessado o alvo e o *stopper* sucessivamente.

A precisão micrométrica na medida de distância do recuo entre o alvo e o *stopper* é fundamental para a determinação de vidas médias muito rápidas (pico-segundos). A distância, para velocidades em torno de 1% da velocidade da luz — velocidade média disponível no acelerador Pelletron para reações nucleares com energia de até 4MeV/nucleon — é da ordem de $3\mu\text{m}$ para uma

¹técnica de alto vácuo para vedação dinâmica em superfícies metálicas

vida média de 1ps — distância extremamente pequena mas dentro da sensibilidade do *plunger*.

Devido às irregularidades superficiais das folhas do alvo e do *stopper* a nível microscópico, decorrentes dos processos de evaporação ou da deposição de partículas de poeira sobre as superfícies durante a montagem (figura 2.11), e de possíveis desalinhamentos do paralelismo das superfícies no sistema translador, a distância mínima de aproximação pode ser consideravelmente superior aos $3\mu\text{m}$ acima citado. Esta distância mínima de aproximação é feita com o auxílio da técnica de medida de capacitância entre o alvo e o *stopper*, uma vez que estes componentes formam um sistema capacitivo de placas paralelas.

Estabelece-se, inicialmente, a distância de contato elétrico d_c (nominal), ou de curto-circuito, entre as duas placas com auxílio do micrômetro aferidor acoplado à base do parafuso micrométrico (figuras 2.8 e 2.12). Um relógio comparador, de $250\mu\text{m}/\text{volta}$, faz a aferição da distância. A imagem do comparador é projetada sobre um espelho, monitorada à distância por uma câmara macro através de um sistema de circuito interno de TV. O micrômetro passa a ser então controlado remotamente via microcomputador através de uma *interface* eletrônica especialmente desenvolvida para o motor de passo.

Mede-se a capacitância do sistema em função da distância de afastamento entre as duas placas. A extrapolação da curva linearizada da capacitância, permite aferir a distância de referência mínima d_0 entre as duas superfícies. Este valor é o fator determinante do limite inferior dos tempos de decaimento a serem medidos.

A verificação do paralelismo é feito com o auxílio de uma técnica baseada na reflexão de um feixe de *laser* projetado sobre as superfícies do alvo e do substrato espelhado (Ni) do *stopper*. Um sistema de parafusos e molas no suporte do *stopper* permite fazer micro-ajustes através de parafusos diferenciais (figuras 2.5 e 2.12).

2.2 Alvo

Os alvos são constituídos por filmes finos de espessuras entre $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e $1\text{mg}/\text{cm}^2$, produzidos por evaporação sobre substratos (*backings*) de ^{197}Au de $2\text{mg}/\text{cm}^2$ (vide capítulo 3). As espessuras ideais dos filmes são baseadas em cálculos do alcance dos núcleos de recuo no alvo [28, 29], e são medidas através da técnica RBS (vide capítulo 3).

A folha constituinte do alvo, na qual são produzidos os núcleos de recuo, é colada sobre uma moldura (*frame*) de cobre ou alumínio de formato em anel com bordas cônicas arredondadas e polidas (figura 2.7). O *frame* é em seguida acoplado ao suporte do alvo (figura 2.6) através de uma junção de teflon que permite uma rotação em relação ao suporte. O teflon contribui para diminuir o atrito entre o *frame* e o suporte do alvo, além do isolamento elétrico em relação à câmara. Algumas vezes, entretanto, a junção é ligeiramente lubrificada com graxa de silicone.

Uma lâmina de aço-mola com formato cônico (fig. 2.7) entra em contato mecânico com o *frame*, imobilizando-o, a medida em que o suporte é girado sobre o cone, evitando, assim, desgastes da folha no processo de tensionamento. Este acoplamento é feito sobre um tubo de aço com uma das extremidades torneada em rosca fina NF externa de passo 24 fios/polegada (figura 2.5). O tubo atua como suporte do cone do alvo, além de possuir um compartimento para detetor anular, no caso de experiências de vidas médias via excitação coulombiana com retro-espalhamento, e um colimador de chumbo de 0.5mm de espessura e 2mm de diâmetro fixado na outra extremidade (figura 2.12), em oposição ao cone, voltado para a direção de incidência do feixe.

O micro-polimento das bordas das seções dos cones e *frames* é feito a base de grafite, requisito técnico necessário para evitar danos aos filmes finos no processo de tensionamento. Este procedimento é monitorado através de uma lupa de grande aumento. O micro-polimento das bordas do cone do alvo deve ser efetuado com extremo cuidado visto que o cone é constituído de alumínio.

Uma característica importante na fabricação dos *frames* é a utilização de cobre como matéria prima, uma vez que este produz uma melhoria sensível na aderência do isótopo sobre os substratos no processo de evaporação. A técnica aumenta a refrigeração do sistema, devido à condutividade térmica do cobre, aumentando a aderência (vide capítulo 3).

Outro ponto importante no isolamento elétrico do alvo é a junção do cone sobre o tubo de acoplamento. São utilizados dois tipos de material: um em anel de cerâmica usinável, outro em epoxi moldado e usinado sobre a base do cone. Nota-se que o cone não pode sofrer mudanças de posicionamento quando exposto ao feixe, por dilatações térmicas do material ou falta de rigidez do sistema.

Esta questão sobre a dilatação térmica dos materiais constituintes dos suportes dos filmes, reside principalmente sobre o *stopper* que, além de frear os núcleos de recuo, poderá também frear o feixe de íons, produzindo um efeito térmico sobre os componentes (vide tabela 2.3). O freamento do

feixe dependerá da espessura de Pb e não é imperativo, uma vez que existe uma segunda folha de Pb de 0.7mm de espessura sobre a parede interna da câmara (figura 2.12).

Os conjuntos suporte do *stopper* e alvo são acopláveis ao sistema translador da câmara de espalhamento, o que permite a preparação e limpeza das folhas em condições ideais (sala limpa do laboratório de alvos). O suporte possui vários conjuntos de sistemas de tensionamento, podendo-se dispor de alvos e *stoppers* previamente esticados e limpos.

2.3 Stopper

O *stopper* é constituído por um filme de espessura em torno de $20\text{mg}/\text{cm}^2$ de chumbo (Pb), suficiente para frear o recuo dos núcleos produzidos no alvo, de acordo com os cálculos de dE/dx [28, 29]. O Pb é evaporado sobre um substrato duplo auto-portante constituído de $1\text{mg}/\text{cm}^2$ de cobre com uma fina camada de Ni de alta refletividade utilizado como espelho no processo de verificação de alinhamento das superfícies dos filmes. Os substratos utilizados podem ser de outros elementos tais que possuam qualidades semelhantes às descritas.

O filme é colado sobre um anel de cobre (Cu) acoplado ao sistema de tensionamento composto por um cone de INVAR, metal com baixo coeficiente de dilatação que assegura a rigidez do material durante a incidência do feixe, minimizando as alterações no paralelismo (vide a tabela comparativa 2.3), que é tratado, também, com micro-polimento. O cone se projeta sobre a folha através de um sistema composto por uma mola em lâmina de aço e três parafusos dispostos a 120° (figura 2.6). A folha é disposta de tal forma que a superfície refletora, propriedade característica do níquel, é voltada para a direção 0° em relação ao feixe. O cone é, então montado no suporte de ajuste de paralelismo (INVAR) através de um dispositivo desenvolvido de forma a evitar danificação das folhas previamente esticadas.

O suporte do *stopper* está assentado sobre um translador DCI de alta precisão linear de $0.1\mu\text{m}/\text{mm}$ que opera em pressões de alto-vácuo, deslocando-o longitudinalmente em relação ao alvo (figura 2.5). A relação de peças pode ser observada na tabela 2.2 referente à figura 2.12. Uma visão global de todos os componentes do *plunger* é mostrada na figura 2.9.

2.4 Translador

O cursor de um micrômetro de precisão $0.025''$ (0.635mm/volta) projeta-se no interior da câmara de espalhamento através de vedação à vácuo do tipo *o-ring* dinâmico, fazendo contato mecânico com o translador, tensionado por duas molas helicoidais paralelas que agem de forma a anular o efeito de torques mecânicos. O parafuso micrométrico é lubrificado com grafite para minimizar as resistências mecânicas durante o passo.

O deslocamento do translador é feito com precisão por um motor de 200 *passos/volta*, correspondentes ângulos de $1.8^\circ/\text{passo}$, acoplado ao micrômetro através de um sistema de engrenagem com redução de $1/34$ que transfere o torque do motor e permite o avanço do cursor até uma distância máxima. O sistema translador possui um deslocamento livre de 1 polegada sendo limitado pela mesa (DCI) de sustentação do *stopper* em 20mm . A precisão de deslocamento com redução é de $0.09\mu\text{m}/\text{passo}$ do motor.

2.5 Ajuste do Paralelismo

O ajuste de paralelismo entre as superfícies do alvo e do *stopper*, é feito por um laser de HeNe, cujo feixe incide primeiramente sobre a superfície do alvo determinando um ponto de referência sobre um anteparo de luz disposto à grande distância da câmara. O *stopper* é, então, montado sobre o suporte-translador e posicionado a, aproximadamente, 0.5mm do alvo, com o feixe de laser refletido pela superfície do Ni. O ajuste do paralelismo é efetuado através de um sistema de parafusos e molas, componentes do sistema-suporte do cone de tensionamento. A coincidência entre duas marcas de referência do alvo e *stopper*, definem o paralelismo das duas superfícies. O erro total estimado no processo é em torno de $30''$ de arco somado ao erro de leitura das marcas no anteparo, em torno de $0.14\mu\text{m}/\text{mm}$.

O suporte do cone de tensionamento do *stopper* é isolado eletricamente do sistema-translador. Geometricamente, possui um ângulo de abertura interno de forma a otimizar o ângulo sólido subentendido pelo detetor de raios-gama disposto a 0° em relação ao feixe.

O ajuste de paralelismo entre as superfícies alvo-*stopper* (A-S), é ilustrado na figura 2.13. A figura superior indica a situação na qual um feixe de laser de HeNe, de divergência de 1 mili-radiano,

incide sobre S em um ponto O', formando um ângulo β em relação à normal N3'. O ponto de giro P situa-se a uma distância δ do ponto O'. Se os pontos de incidência e de giro coincidem, então O' tende a O, $\epsilon \rightarrow 0$ e $\delta \rightarrow 0$, ilustrados na parte inferior da figura.

Como o alinhamento é determinado pela coincidência das duas trajetórias do feixe no ponto J, isto é, R-I-J e R-O'-J, o ângulo γ de S em relação à A, será dado pela relação:

$$\frac{x \tan \alpha}{x - D} = \tan (\gamma + \alpha) \quad (2.1)$$

ou expresso por:

$$\gamma = \arctan \left(\frac{x e}{D(x - D)} \right) - \alpha \quad (2.2)$$

onde x é a distância perpendicular entre o alvo e a marca J do laser, α o ângulo de incidência em relação à normal N1 do alvo, $D = \epsilon + d = \delta \tan \gamma + d$, $e = D \tan \alpha$ e d a distância A-S. Nas condições experimentais: $x = 10\text{m}$, $D = 1\text{mm}$ e $\alpha = 10^\circ$, o valor do desvio é de $\gamma = 0.008^\circ$ ou $28''$ de arco.

2.6 Câmara de Espalhamento

A câmara de espalhamento em aço inoxidável (figura 2.2), assentada sobre a canalização 30°A do acelerador em base isolante de fenolite, foi desenhada em geometria cilíndrica de forma a permitir a disposição de detetores de 0° a $\sim 130^\circ$ no plano da reação, e de 0° a 180° no plano perpendicular à direção do feixe. Possui quatro contatos elétricos do tipo BNC para vácuo, para conexão de sinais de pulso de capacitância entre alvo-*stopper*, integração de carga da corrente do feixe e sinal do colimador para focalização. Todo o sistema opera em pressões de alto vácuo 10^{-5} Torr com vedação do tipo *o-ring*.

2.7 Relógio Comparador

As distâncias micrométricas entre as superfícies alvo-*stopper* (até $\sim 50\mu\text{m}$, são precisamente determinadas pela medida de capacitância. Distâncias superiores são estabelecidas pela leitura do relógio comparador acoplado ao micrômetro através de um apalpador. A figura 2.12 ilustra o relógio comparador disposto num ângulo de 45° em relação ao espelho voltado em direção à câmara macro, cuja imagem é transferida para evitar erros de leitura (paralaxe).

2.8 Controle Eletrônico do Motor de Passo

O sistema eletrônico que comanda o motor de passo do *plunger* (figura 2.4) permite o controle manual e automático; possui um ajuste de três velocidades na condição manual, direcionamento manual de deslocamento, controle de retenção eletrônica para cada passo, ajuste do torque transferido pelo motor através do ajuste de potência e entrada para controle automático por microcomputador. O controle de velocidade, na condição 'automático', é determinado pelo controle da velocidade de pulso estabelecido pelo programa.

O projeto e construção do circuito de controle do motor de passo (apêndice E) utiliza a técnica de controle de largura de pulso para estabelecer a corrente de acionamento do motor. Num micro-computador, a interface RS232 comanda tanto o sentido de giro quanto o número de passos. A sequência de controle gerada prevê meio passo e correntes de acionamento de até 4A. O circuito desenvolvido pode ser modificado para gerar sequências de micro-passos. Cada passo é uma combinação de códigos nas bobinas do motor. A retenção é aplicada para imobilizar as bobinas de eventuais torques mecânicos externos. O circuito mantém as bobinas energizadas durante o tempo em que não é acionado o comando de controle de movimento do motor.

A variação automática da distância do sistema micrométrico é feita por *software*, através da saída serial do micro-computador. O programa controlador, escrito em BASIC, permite a comunicação serial com o sistema eletrônico, enviando uma quantidade de pulsos proporcional à distância pré-estabelecida. O controlador permite, também, estabelecer a direção de deslocamento.

2.9 Medida e Simulação da Capacitância

Para a determinação da medida absoluta da distância de recuo, mede-se a capacitância do sistema de placas paralelas formado pelas superfícies do *stopper* e do alvo. Um pulsador envia pulsos sobre as placas, que são amplificados e digitalizados num multicanal com dispersão de 1024 canais, produzindo picos cujos canais são inversamente proporcionais à distância entre elas. A distância de referência, denominada distância de contato, é determinada pelo curto-circuito elétrico entre as placas e, em geral, difere de zero ($0\mu\text{m}$) devido às irregularidades das superfícies ou desalinhamento. Sendo a capacitância proporcional à energia do pulso e inversamente proporcional à distância, a

linearização da curva característica $\#CANAL = f(\#PASSOS)$, permite extrapolar a distância real d_0 do sistema.

A medida da capacitância do sistema alvo-*stopper*, pode ser determinada em função da distância e do ângulo entre as placas. Um cálculo específico para ângulos muito pequenos pode ser facilmente efetuado para simular o comportamento da capacitância no *plunger*, considerando-se duas placas idênticas de lados iguais de tamanho a , separadas por uma distância d , sendo uma delas inclinada de um ângulo θ muito pequeno em relação à outra. A capacitância infinitesimal em num elemento dx , medida em função da inclinação θ , é dada por:

$$dC = \frac{\epsilon_0 a dx}{d + y} \quad (2.3)$$

onde $y = x \tan \theta$ é a distância entre as placas no elemento dx .

A integral da equação 2.3 de 0 a a , pode ser escrita por:

$$C = \epsilon_0 a \int_0^a \frac{dx}{d + x \tan \theta} \quad (2.4)$$

ou

$$C = \frac{\epsilon_0 b}{d} \int_0^a \left(\frac{1}{1 + \frac{x \tan \theta}{d}} \right) dx \quad (2.5)$$

e o resultado será:

$$C = \frac{\epsilon_0 a}{\tan \theta} \ln \left(1 + \frac{a \tan \theta}{d} \right) \quad (2.6)$$

Efetuando-se a expansão logarítmica, obtém-se:

$$C = \frac{\epsilon_0 a^2}{d} \left(1 - \frac{a \tan \theta}{2d} \right) \quad (2.7)$$

válida para $\tan \theta \approx \theta$.

O resultado de $C = f(\theta, d)$ para ângulos muito pequenos, e capacitâncias de saturação de 1pF e 10pF, é mostrado na figura 2.14, onde pode-se observar uma ligeira inclinação da curva em função do ângulo. As curvas divergentes (curvas sólidas) foram obtidas para ângulos maiores do que o limite previsto pelo modelo da equação 2.3.

Sendo os diâmetros do alvo e do *stopper* semelhantes, em torno de 9.5mm, para $\theta = 0^\circ$, e livre de capacitâncias parasitas, a capacitância entre as placas seria $C=627\text{pF}$ para $d=1\mu\text{m}$ e $C=6.3\text{pF}$ para $100\mu\text{m}$. A força entre as placas é dada por $F = Q^2/2\epsilon_0 A$, sendo $Q = CV$ a carga e A a área do alvo, e os valores para as distâncias acima seriam 3.14N e 0.3mN, respectivamente.

2.10 Testes em Calibrações

A precisão na medida da distância alvo-*stopper* é um fator crítico para a determinação das vidas médias, dada a ordem de grandeza dos tempos de decaimento a serem medidos. Fatores como estabilidade mecânica do sistema, alinhamento das superfícies *stopper*-alvo e folga do sistema de engrenagens de redução mecânica, comprometem diretamente estes valores.

O ajuste de paralelismo das superfícies dos filmes requer alta precisão de forma que todos os núcleos em recuo percorram, em média, a mesma distância alvo-*stopper*. Testes da medida de distância absoluta foram realizados através da medida de capacitância, para diversos filmes constituintes do alvo e do *stopper*, e permitiram avaliar a distância real d_0 em várias condições experimentais (vide capítulo 3).

Os testes preliminares de vácuo indicaram uma elevada impedância de bombeamento, que implicou no do redimensionamento e modificações estratégicas das peças, de forma a eliminar fontes de vazamentos virtuais. O valor ideal de pressão de 1×10^{-5} Torr foi obtido, em pouco tempo, através de uma bomba-turbo de alto-vácuo.

O torque externo necessário para girar o rotor do motor de passos, desacoplado do sistema de engrenagens, e sem retenção elétrica, é de 392.5 g f cm que corresponde a 10% do torque de retenção do motor com uma deflexão de 0.12° . O torque de retenção do motor é de 3.8 K g cm . O motor suporta um torque mínimo necessário para girar o micrômetro através do acoplamento mecânico de redução de $1/34$ de torque de carga. Os testes de inversão do sentido de giro do motor indicaram uma folga no acoplamento em torno de $100 \mu\text{m}$ (figura 2.15).

Testes de reprodutibilidade da distância alvo-*stopper* para diversos torques de carga aplicados ao eixo do micrômetro, indicaram perda do número de passos, e por conseqüência, a perda da distância de referência controlado pelo computador, agravado pelo acoplamento mecânico durante a inversão do movimento. Como resultado, foi utilizado o relógio comparador acoplado diretamente ao micrômetro para medidas de distância com precisão de $0.5 \mu\text{m}$. Assim, as únicas folgas (*backlash* efetivo) envolvidas na medida da distância são devido ao movimento do parafuso micrométrico causado pelo braço de alavanca do acoplamento mecânico, e à folga no parafuso micrométrico (figura 2.16).

Na câmara de espalhamento, devido ao acoplamento de bombas de vácuo no sistema de canalização, vibrações mecânicas podem se tornar críticas afetando de forma sensível a medida de

capacitância. O sistema não é imune à vibrações mecânicas externas, mas há precauções e procedimentos experimentais para minimizar este efeito [30].

Um teste efetuado no sistema de medida do *plunger* foi a determinação do intervalo angular médio do micrômetro, para um acoplamento mecânico coroa-pinhão com redução 1:12 (coroa de 24 dentes e 2 passos da rosca) a 1.8° /passo do motor. Um espelho foi acoplado ao eixo telescópico do micrômetro para a reflexão de um feixe de laser. A cada passo foi medido o intervalo dos pontos de reflexão sobre um anteparo colocado a uma grande distância. A figura 2.17 indica o ângulo θ da rotação do micrômetro em função do número de passos do motor, ilustrando o efeito de assimetria do motor. Para um acoplamento de 34 dentes a 1 passo da rosca, o valor angular médio é de aproximadamente $\theta \sim 0.05^\circ$. A oscilação da figura da esquerda pode refletir pequenas desuniformidades nas peças do acoplamento mecânico.

2.11 Teste em Feixe

O *plunger* foi testado em feixe através da reação $^{63,65}\text{Cu}(^{16}\text{O},p2n)^{76,78}\text{Kr}$ em 58 MeV, na tentativa de se reproduzir as vidas médias das transições $2^+ \rightarrow 0^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$ dos estados do $^{76,78}\text{Kr}$ [31, 32, 33, 34, 35, 36](figura 2.18).

Foram adquiridos espectros gama através do sistema de aquisição SPM-CAMAC VAX11/780 (vide capítulo 3), relativos a várias distâncias de recuo alvo-*stopper* (figura 2.19) com as respectivas medidas de capacitância, utilizando-se um detector de germânio a 0° . O valor da distância d_0 , medido a partir dos espectros de capacitância (figura 2.20), foi de $\sim 13\mu\text{m}$, em vácuo. O gráfico da figura 2.21, onde é plotado o inverso do canal pela distância de deslocamento, mostra uma curva característica, linear até $\sim 50\mu\text{m}$, que tende suavemente à capacitância intrínseca de saturação do sistema.

Os espectros obtidos podem ser observados na figura 2.19. Foram medidas as transições dos estados 2^+ , 4^+ e 6^+ dos núcleos $^{76,78}\text{Kr}$, e seus respectivos deslocamentos Doppler, com boa estatística, em função das distâncias de recuo $d = 20\mu\text{m}$, $d = 60\mu\text{m}$, $d = 178\mu\text{m}$ e $d = 454\mu\text{m}$ relativas à distância de contato. O valor da velocidade de recuo β , para esta reação, foi de aproximadamente 1%, possibilitando a separação entre os fotopicos das transições *shifted* E_s e *unshifted* E_0 , que são bem resolvidos dentro da resolução do detector de 2keV.

O cálculo de vidas-médias das transições medidas foi feito através da análise da variação das intensidades dos picos *shifted* e *unshifted* em função da distância relativa alvo-stopper. A curva de decaimento do estado nuclear é construída a partir da razão normalizada $R_{exp} = \frac{I_0}{I_0 + I_S}$, em função da distância de recuo (figura 2.22), cujas intensidades são calculadas a partir do ajuste gaussiano das áreas dos picos analisados via código DAMM do VAXPAK [28].

Os principais efeitos de perturbação que afetam a medida de decaimento do estado nuclear, tais como a mudança do ângulo sólido em função da distância detector-partícula, mudança do ângulo sólido em função da velocidade de recuo, dependência da eficiência do detector com a energia, mudança da curva de decaimento pelo *feeding* da cascata e atenuação devido a perda do alinhamento no recuo, devem ser considerados como correções no cálculo das vidas-médias. A influência destes efeitos pode ser observada no comportamento da curva $\ln R_{exp} \times D$ [2]. Estas correções são feitas através do código LIFETIME [7] que é um programa Fortran 77 especialmente desenvolvido para cálculos de vida médias nucleares (vide capítulo 4). O programa é usado para extrair vidas médias dos níveis nucleares dos experimentos RDDS, executando um ajuste de mínimos quadrados nas intensidades dos fotopicos *shifted* e *unshifted*. As populações iniciais e as taxas de transição entre os níveis, são tratados como parâmetros variáveis. Em termos desses parâmetros, a população de cada nível em função do tempo é determinada pelas equações de Bateman (apêndice A).

Os resultados obtidos podem ser observados na tabela 2.1 e mostram as meias-vidas medidas do $^{76,78}\text{Kr}$ de acordo com os valores publicados [33, 34, 32].

Tabela 2.1: Teste de Medidas de Vidas Médias em Criptônio – Os cálculos foram feitos via código LIFETIME [28]

Transição	^{76}Kr			^{78}Kr		
	E(keV)	τ^* (ps)	τ (ps)	E(keV)	τ^{**} (ps)	τ (ps)
$2^+ \rightarrow 0^+$ (†)	423,9	24.0	31(14)	455.0	22.0	24(8)
$4^+ \rightarrow 2^+$ (†)	610.8	4.3	4.3(4)	664.0	2.5	3.0(2)
$6^+ \rightarrow 4^+$	824.8	0.87	0.96(92)	859.0	0.62	0.68(34)
† fig.1		* ref.[33]			** ref.[34, 32]	

2.12 Reprodutibilidade

Os resultados das vidas-médias obtidas para os núcleos $^{76,78}\text{Kr}$, indicam uma boa concordância com os valores publicados [33, 34, 32], de acordo com os respectivos erros calculados, conforme a tabela 2.1.

Os resultados das vidas médias das transições 6^+ dos núcleos $^{76,78}\text{Kr}$: 0.96(92)ps e 0.68(34)ps, respectivamente, calculadas através dos fotopicos *shifted*, permitem uma estimativa razoável do limite inferior de medida, em torno de 1.0ps.

A comparação entre as medidas dos testes em d_0 com os valores obtidos para o *plunger* do Oak Ridge National Laboratory ORNL, mostraram valores razoáveis. A distância de $12.6\mu\text{m}$ medida em feixe, comparada ao valor de $13\mu\text{m}$ medido no ORNL, significa boa possibilidade de observação de decaimentos com vidas médias $\sim 5\text{ps}$, logo na primeira distância de recuo. Este valor, contudo, está estritamente ligado à natureza, ao processo de evaporação e à limpeza dos filmes finos utilizados, e com a precisão micrométrica da distância de recuo e o processo de alinhamento das folhas.

Devido aos problemas de transmissão mecânica surgidos durante os testes, foram efetuadas várias mudanças do eixo transversal de acoplamento entre o motor e o micrômetro. A configuração final resultou num acoplamento do tipo junta-universal composta por um eixo acoplado a um cilindro, através de pinos dispostos em formato de cruz, com folga mínima para evitar o jogo mecânico decorrente dos possíveis desalinhamentos entre as peças.

Visando melhorar a operacionalidade do *plunger*, foi projetado um sistema para molas helicoidais para o tensionamento do translador (figura 2.8) que atuam no ponto de contato do eixo telescópico do micrômetro evitando torques sobre a mesa transladora. Foram feitas reproduções dos cones do sistema de tensionamento do alvo e do *stopper* de modo a manter os filmes previamente montados (figura 2.23), e suportes para o posicionamento de fonte radioativa em medidas de eficiência geométrica. Os sistemas de isolamento elétrico do alvo e do *stopper* foram também projetados em anéis de cerâmica usinável, que possui baixo coeficiente de dilatação térmica. As peças do sistema translador foram reprojctadas para diminuir a absorção de radiação na direção dos detetores (figura 2.8).

Foi efetuado, também, um projeto de adaptação de um micrômetro com eixo telescópico de menor diâmetro para se testar o efeito do torque devido ao contato com o *o-ring* dinâmico que

veda a câmara durante a projeção de eixo. Adaptações para a utilização de um elastômero (material piezoelétrico) também foram projetadas, de acordo com as especificações técnicas, cuja utilização serviria para a leitura e controle de distância de recuo alvo-*stopper* com excelente precisão e reprodutibilidade.

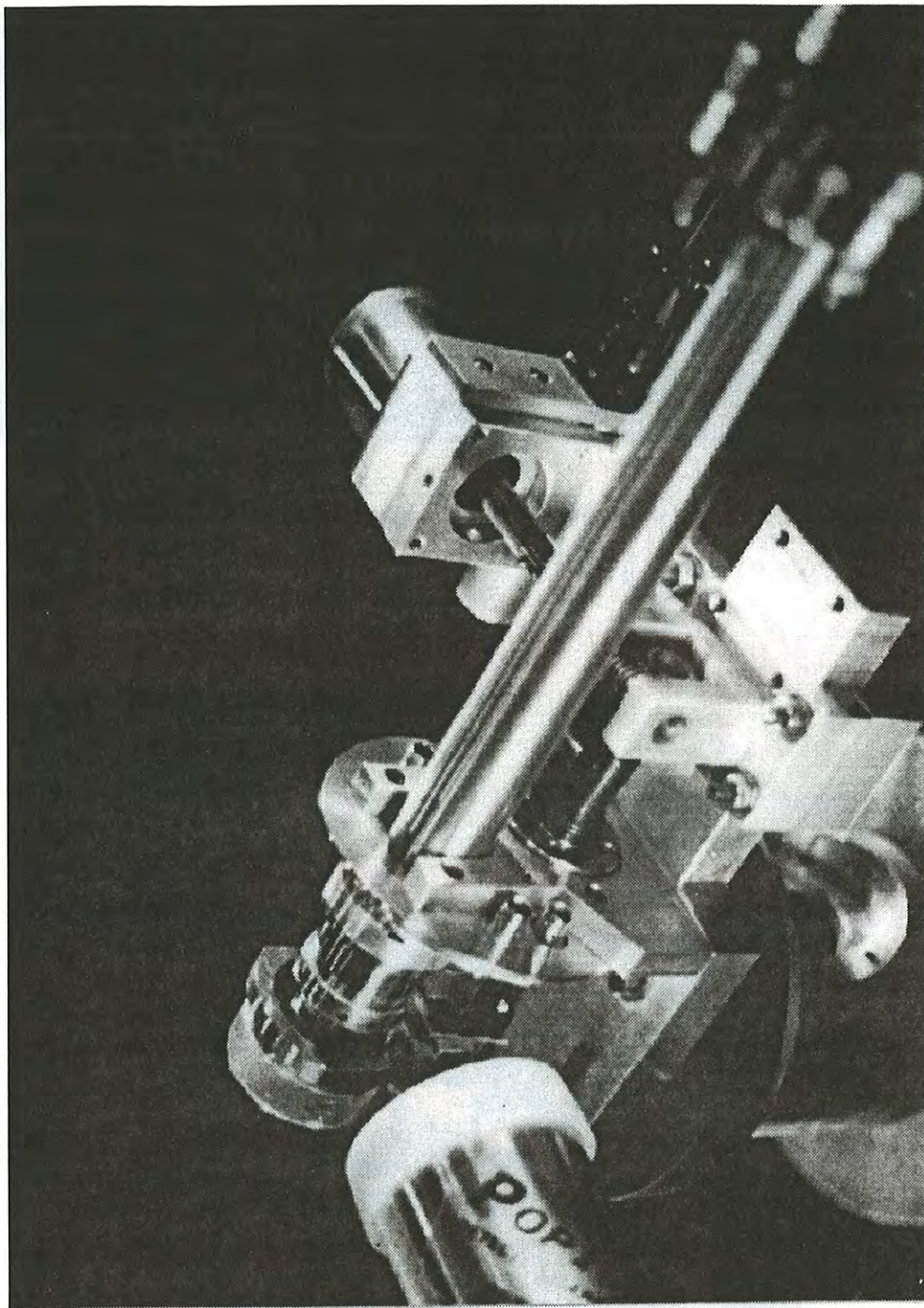


Figura 2.1: Câmara *plunger* acoplada a canalização 30°A do acelerador Pelletron; vista superior destacando o *stopper*, o sistema translador, o acoplamento do parafuso micrométrico ao motor de passo, e as conexões elétricas.

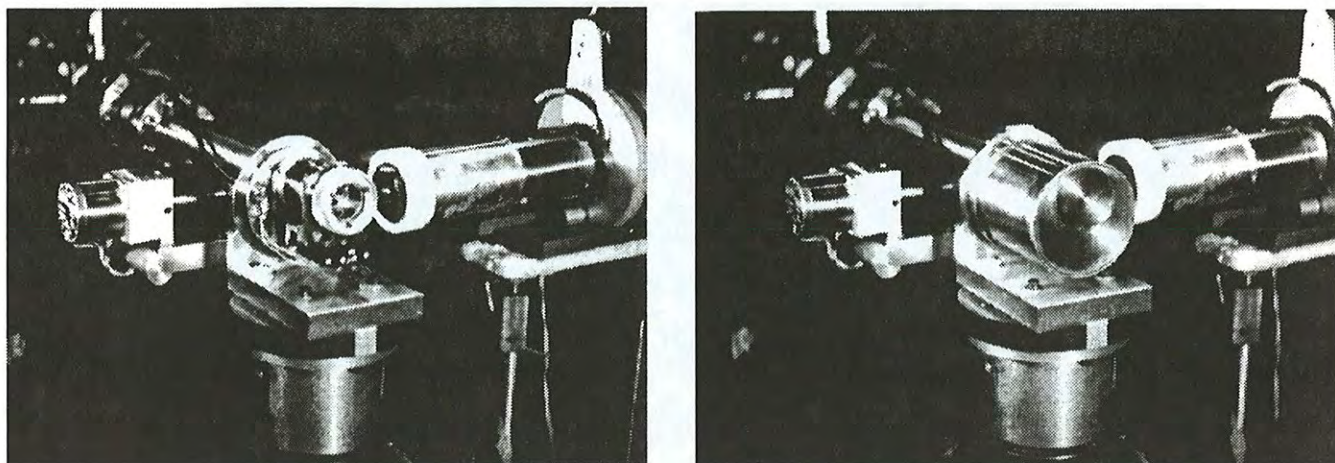


Figura 2.2: Câmara *plunger* e detetor HPGe – visão frontal da câmara: aberta à esquerda e fechada à direita.

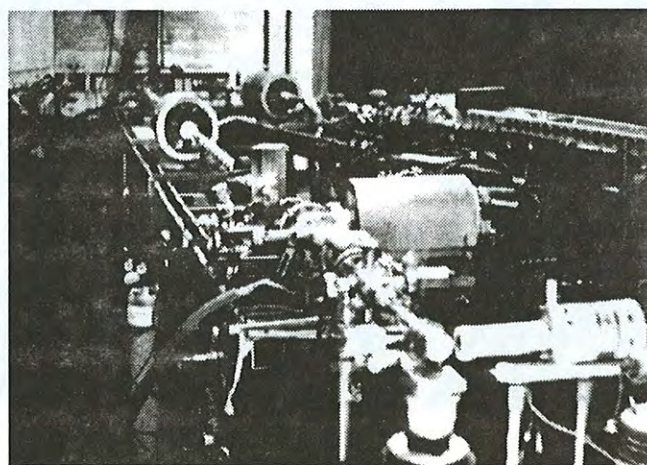


Figura 2.3: Visão global do *plunger* montado na canalização 30°A do acelerador Pelletron.

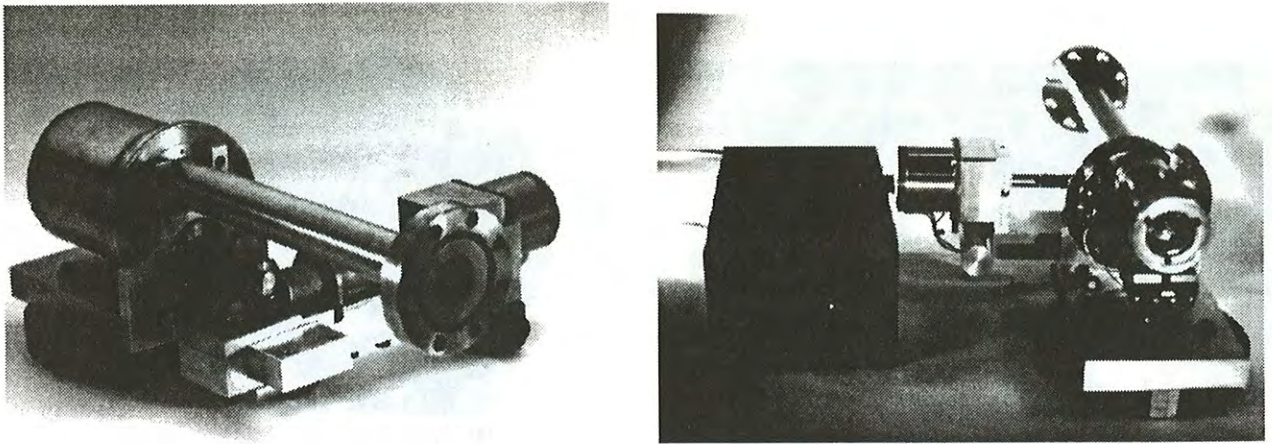


Figura 2.4: *Plunger* desacoplado da linha de feixe (à esquerda) e controlador do motor de passo (à direita).

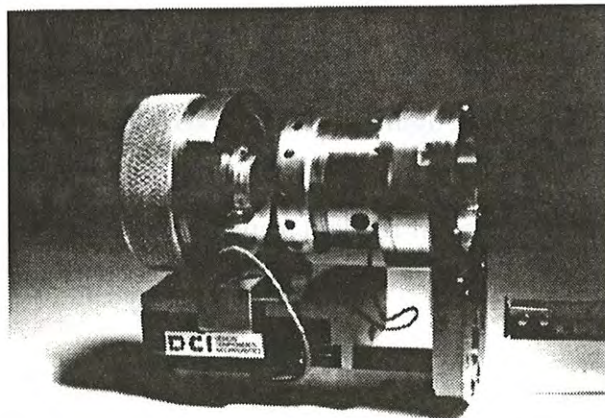


Figura 2.5: Sistema translador desacoplado da câmara *plunger*; visão detalhada do *stopper* e do translador DCI de alta precisão linear.

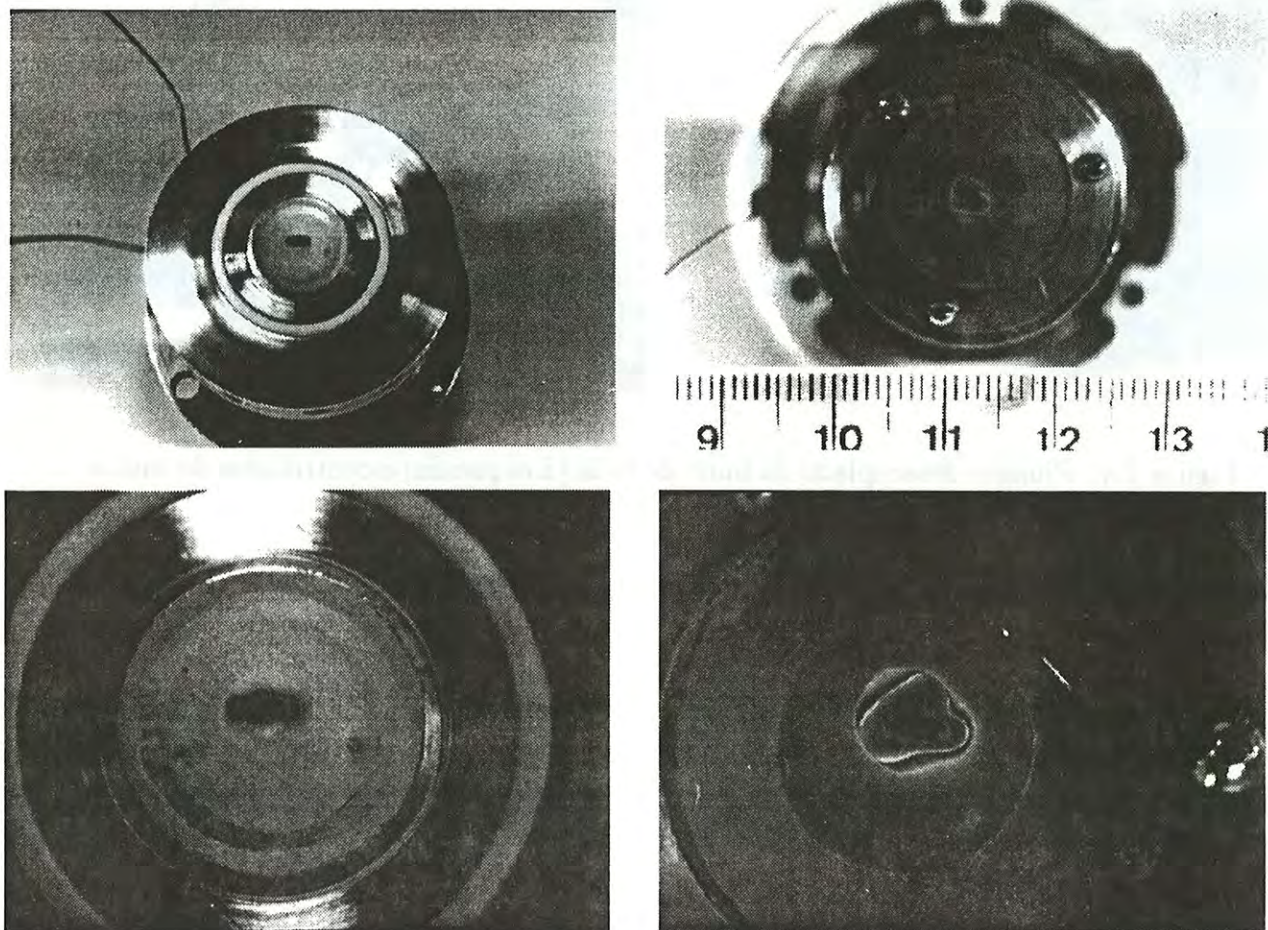


Figura 2.6: Suportes do alvo e do *stopper* (figuras superiores à esquerda e à direita, respectivamente); nas figuras inferiores são mostrados os filmes finos que compõem o alvo e o *stopper* em visão ampliada, evidenciando o *spot* do feixe e as folhas finas em relevo (respectivamente à esquerda e à direita).

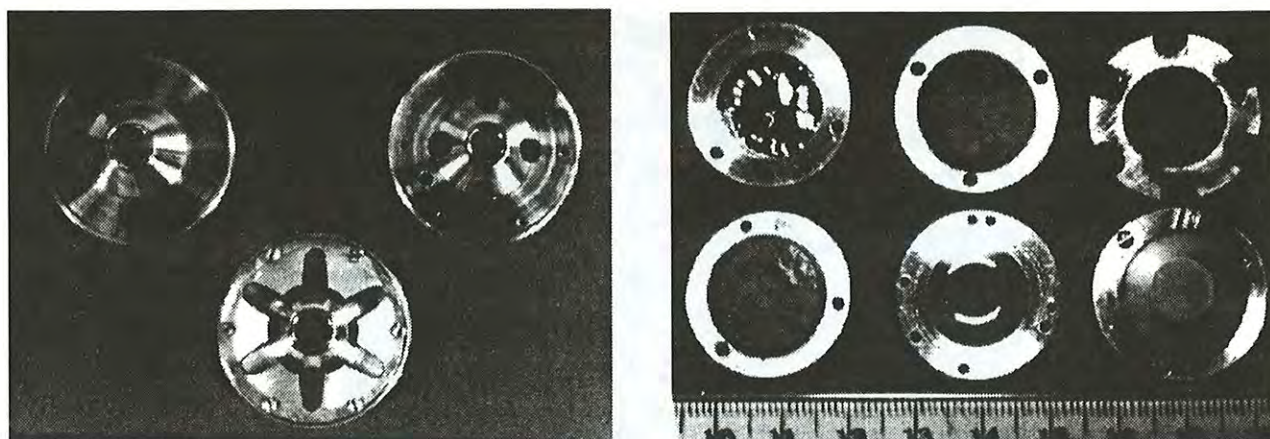


Figura 2.7: Conjunto de cones e molas do suporte do alvo (à esquerda); anéis dos filmes de Pb do *stopper* e cone de projeção para o ajuste de tensionamento dos filmes (à direita).

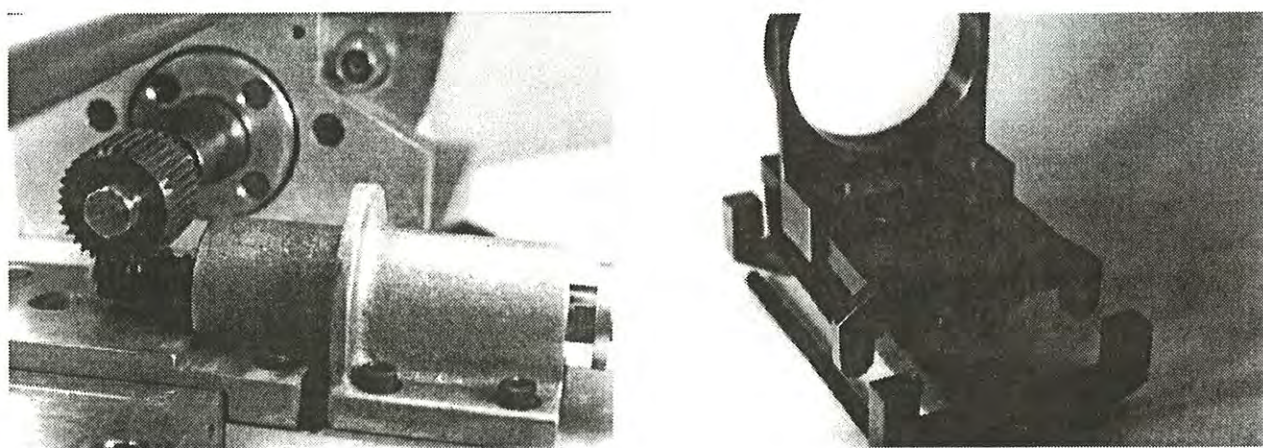


Figura 2.8: Acoplamento mecânico entre o micrômetro e o motor de passos: acoplamento tipo coroa-pinhão (rosca sem fim) (à esquerda); sistema de acoplamento das molas laterais do *plunger* no suporte translador; a mola encontra-se desmontada, disposta do lado esquerdo paralelamente ao sistema translador.



Figura 2.9: Visão dos componentes do *plunger*.

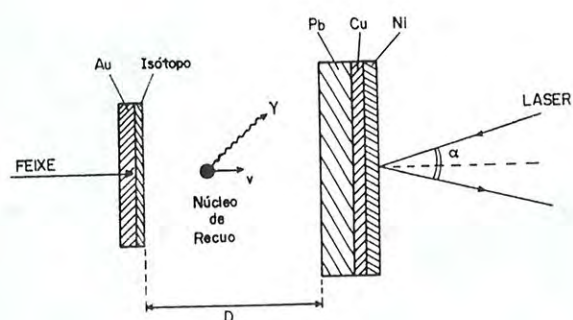


Figura 2.10: Diagrama esquemático do sistema alvo-*stopper* utilizado nas medidas de vidas médias; o alvo é constituído por um substrato de Au; o *stopper* é composto de Pb sobre *backing* de Cu e Ni; o ajuste de paralelismo é feito *off-line* através da incidência de um feixe de laser sobre o Ni (material de boa refletividade).

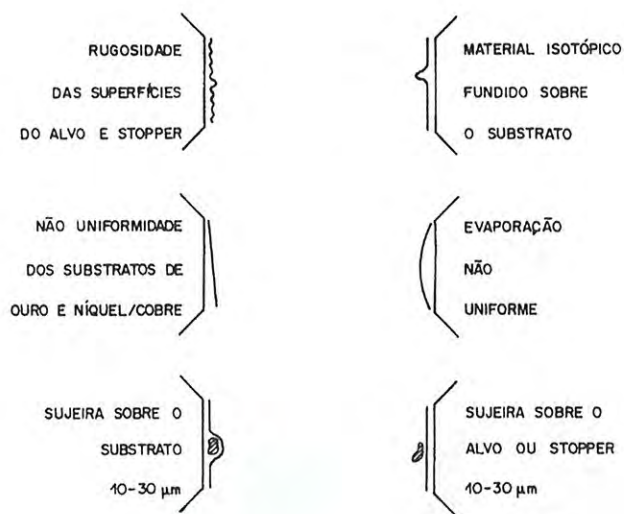
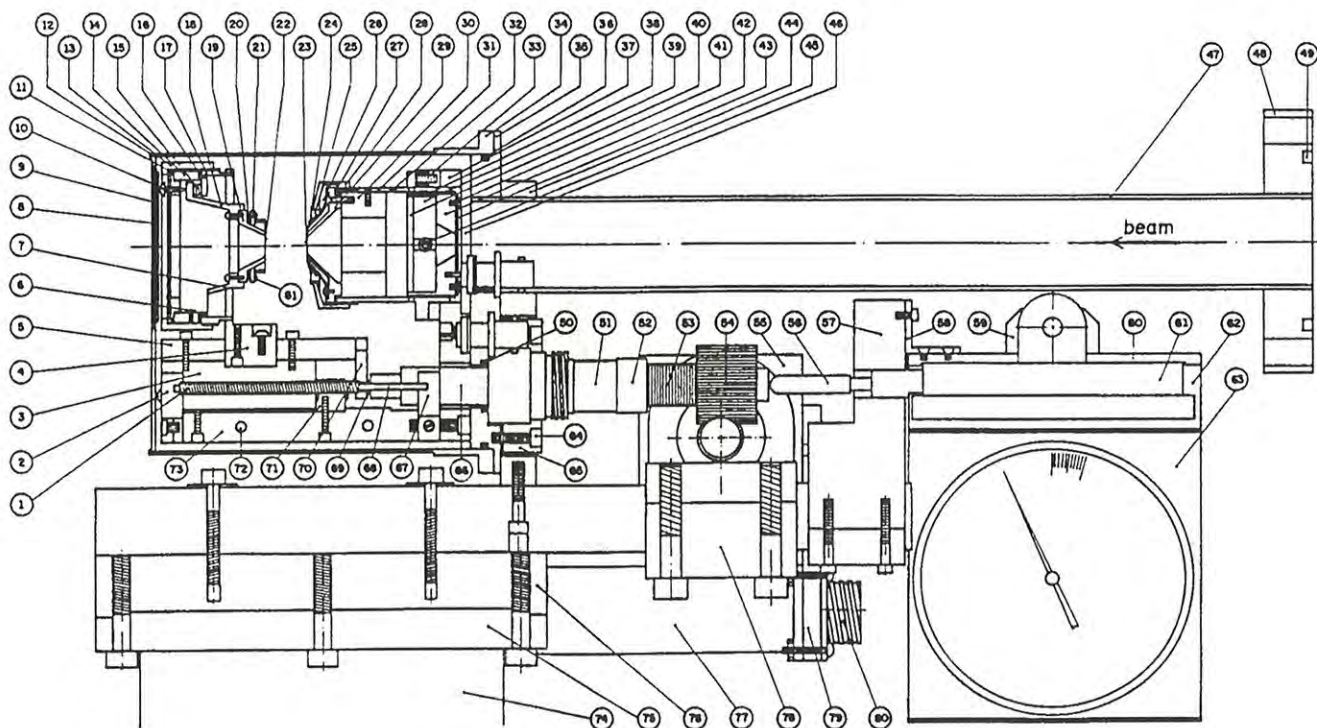


Figura 2.11: Diagrama dos fatores que contribuem para que a menor distância de aproximação seja diferente de $0\mu\text{m}$ na medida de distância de contato alvo-stopper. Cada um dos seis casos expressa um problema típico na produção do alvo e do stopper.

PLUNGER



Beam Line 30°A
 PELLETRON ACCELERATOR LABORATORY

Figura 2.12: Diagrama esquemático do *plunger* em corte lateral; os componentes estão relacionados na tabela 2.2.

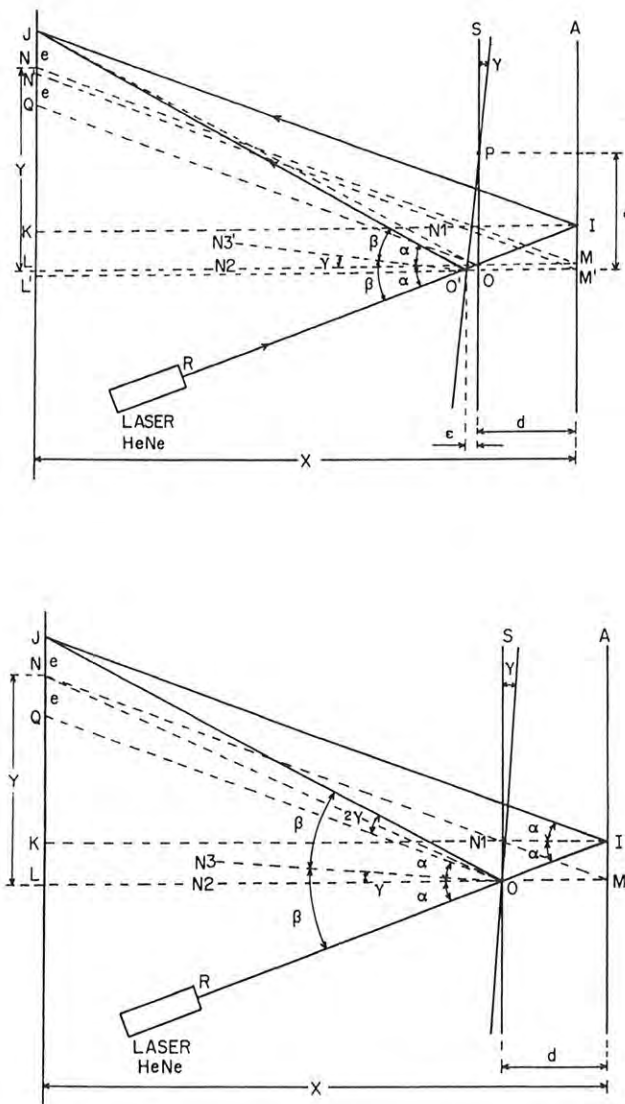


Figura 2.13: Esquema do ajuste de paralelismo das superfícies S (*stopper*) e A (alvo) no *plunger*; o paralelismo é efetuado através da incidência de um feixe de laser de HeNe num ângulo arbitrário sobre A, inicialmente para determinar a marca de referência J, e, em seguida, sobre a superfície móvel S que permite a coincidência das duas trajetórias. O desenho da parte superior mostra o caso geral em que o feixe de laser incide num ponto O' sobre o *stopper* que gira em torno de P a uma distância δ de O'; o desenho inferior expressa a situação mais simples em que O' coincide com P (no ponto O). Apesar do processo produzir um erro expresso pelo ângulo γ , nas condições experimentais esse desvio é desprezível: $\sim 28''$ de arco.

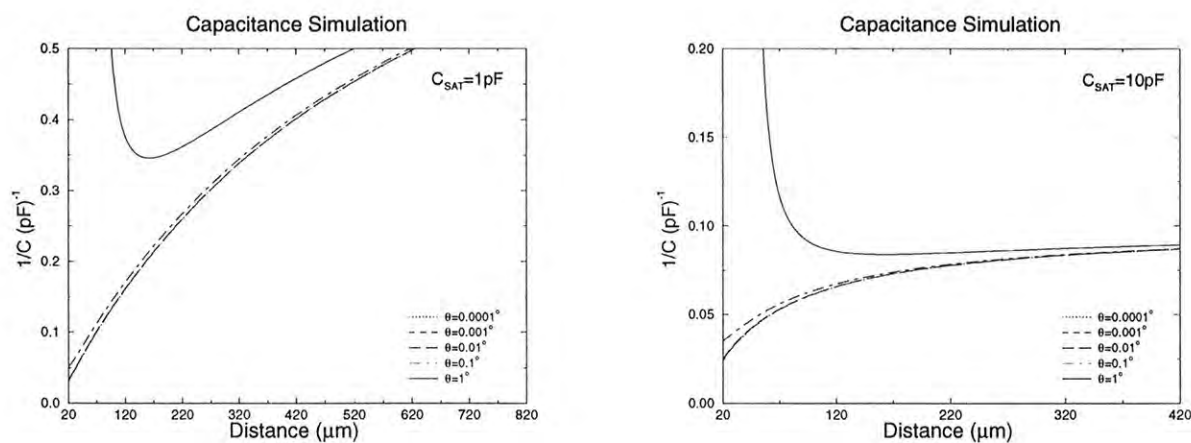


Figura 2.14: Simulação da capacitância em função da distância e do ângulo entre as placas do sistema capacitivo *stopper-alvo*, supondo capacitâncias de saturação (capacitâncias parasitas) de 1pF e 10pF; o modelo é válido para ângulos $\theta \approx \tan \theta$; o comportamento divergente das curvas para $\theta = 1^\circ$ (curvas sólidas) ilustram a limitação do modelo para ângulos muito pequenos; para $\theta < 1^\circ$ a descrição é factível e observa-se uma mudança no *slope* das curvas para distâncias muito curtas ($\sim 20\mu\text{m}$).

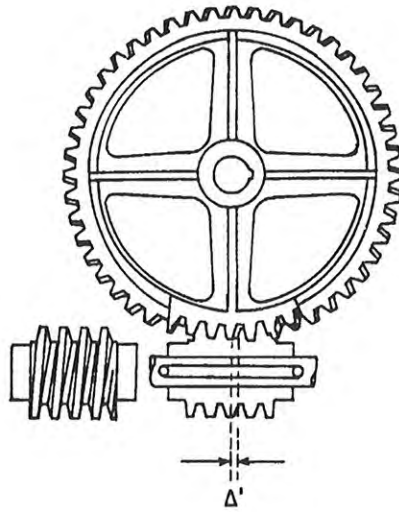


Figura 2.15: Folga ou *backlash* secundário Δ' no acoplamento mecânico motor-micrômetro da câmara *plunger* — $\Delta' \approx 0.1 \text{ mm}$.

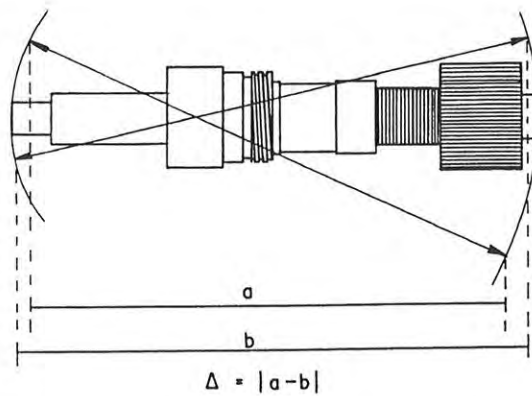


Figura 2.16: Medida do *backlash* efetivo Δ no sistema de medida de distância do *plunger*.

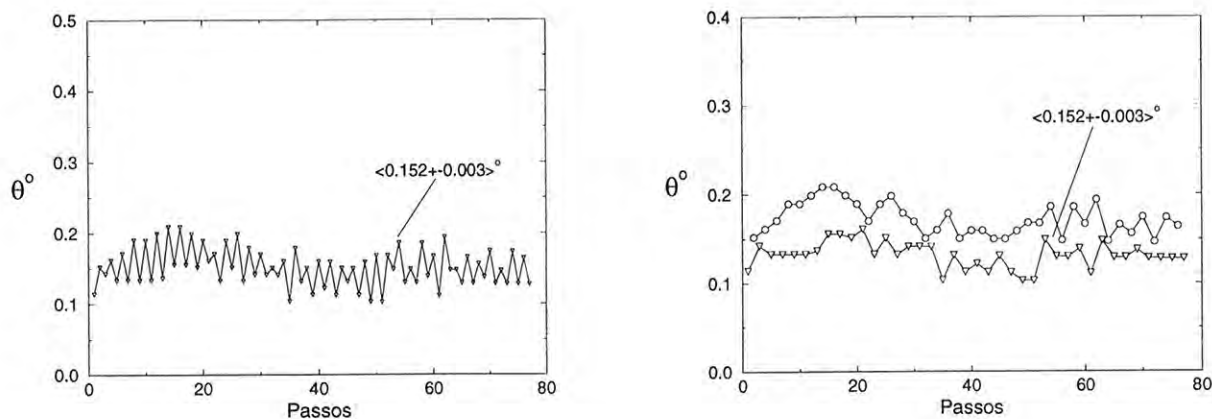


Figura 2.17: Medida do intervalo angular médio do micrômetro do *plunger* para um acoplamento mecânico coroa-pinhão com redução 1:12 (coroa de 24 dentes e 2 passos da rosca) a $1.8^\circ/\text{passo}$ do motor. As figuras indicam o ângulo $\Delta\theta$ da rotação do micrômetro em função do número de passos do motor. O gráfico da direita ilustra o efeito de assimetria do motor, denominado efeito *even-odd*, onde os triângulos indicam os passos ímpares e os círculos os passos pares. Na situação atual a redução foi aumentada para 34 dentes a 1 passo da rosca, cujo valor angular médio foi diminuído para $\Delta\theta \sim 0.05^\circ$. A oscilação da figura da esquerda pode refletir, também, pequenas desuniformidades nas peças do acoplamento mecânico.

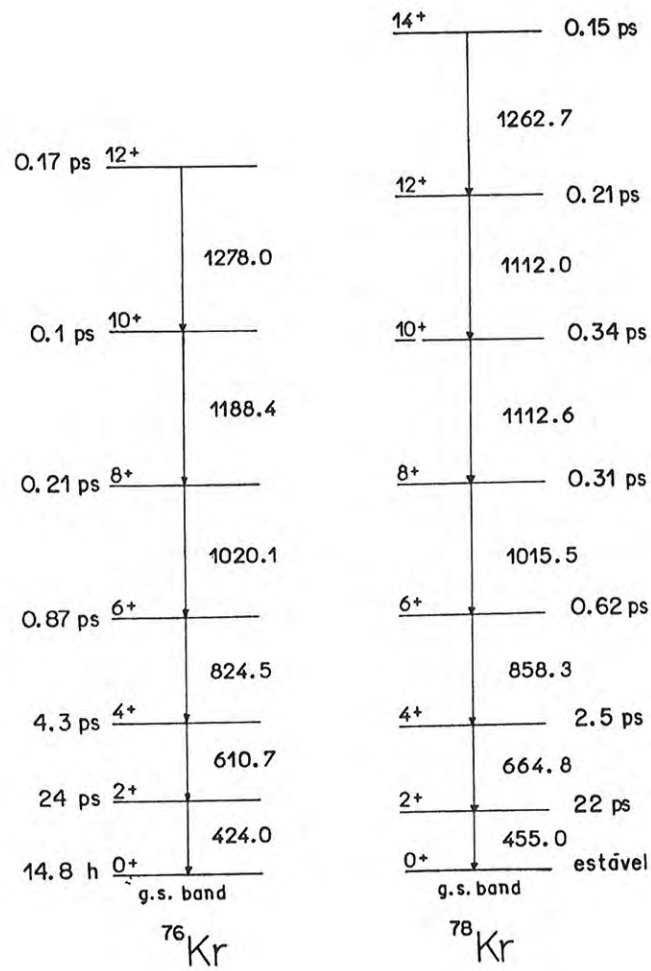


Figura 2.18: Esquema de níveis das bandas fundamentais em $^{76,78}\text{Kr}$.

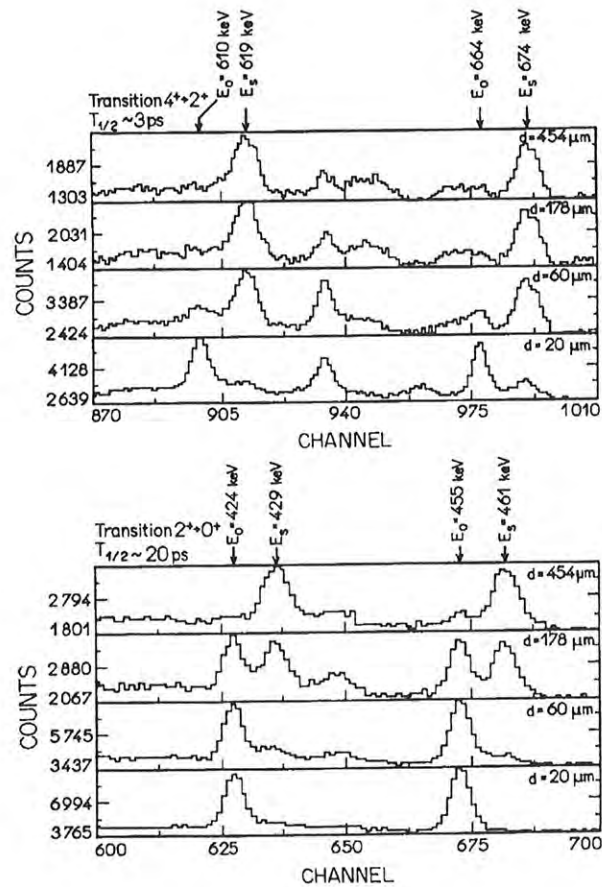


Figura 2.19: Espectros de distância de recuo mostrando o comportamento dos picos U e S das transições 2^+ e 4^+ em $^{76,78}\text{Kr}$, durante os testes de medidas de vidas médias: 424 keV e 610 keV são respectivamente as transições 2^+ e 4^+ em ^{76}Kr ; 455 keV e 664 keV correspondem às transições 2^+ e 4^+ em ^{78}Kr .

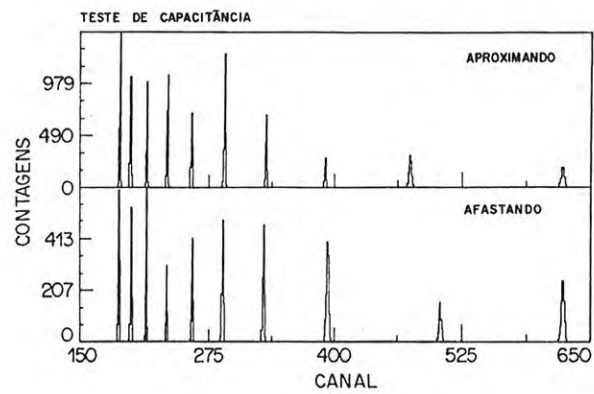


Figura 2.20: Espectro de capacitância medido nos dois sentidos de movimentação do *stopper*: em aproximação e em afastamento.

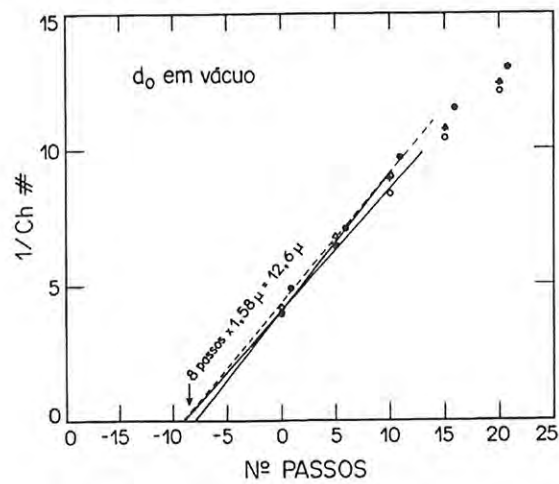


Figura 2.21: Medida da distância de contato através da técnica de capacitância; a extrapolação da curva: inverso do canal, no espectro de capacitância, em função da distância (número de passos) permite determinar a distância real entre as superfícies do alvo e do *stopper*; neste caso específico a distância de contato possui o valor $d_0 = 12,6\mu\text{m}$ medida em vácuo. Os círculos cheios indicam a medida em afastamento; os círculos vazios indicam a medida em aproximação; as curvas sólidas e tracejadas indicam ajustes lineares dos pontos de maior aproximação.

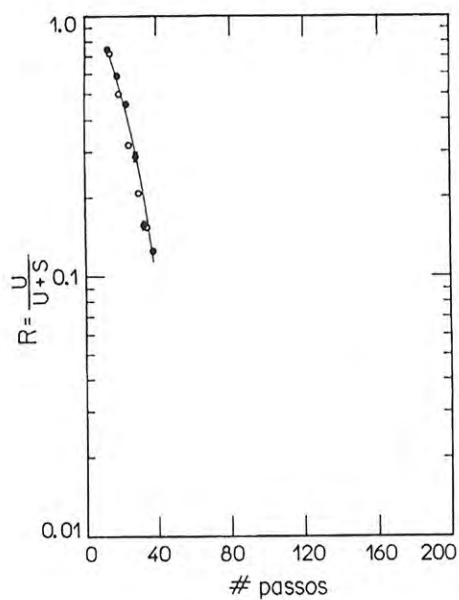


Figura 2.22: Curva típica da intensidade normalizada $R=U/(U+S)$ em função da distância de recuo medida em número de passos, para a transição 2^+ no teste de ^{76}Kr . Os círculos cheios indicam a medida em afastamento; os círculos vazios indicam a medida em aproximação; a não linearidade da curva é devido aos efeitos de perturbação (pontos sem correção).

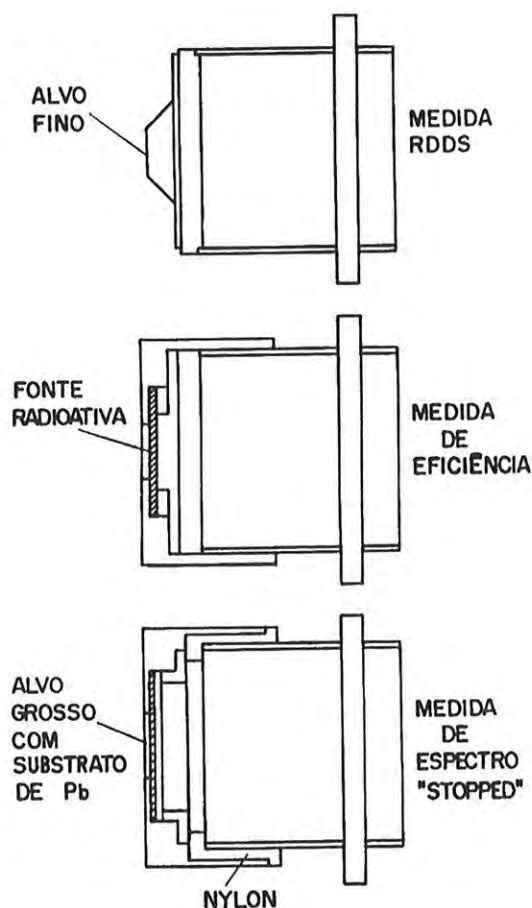


Figura 2.23: O esquema ilustra os dispositivos desenvolvidos para medidas de espectros de distância de recuo, medidas de eficiência e medidas de espectros de distância zero (sem desvio Doppler); os suportes foram projetados para serem substituídos durante as medidas experimentais nas situações de troca de alvo e medidas com fontes radioativas, e são de fácil acoplamento no *plunger*; os suportes possuem um sistema de ajuste de distância que permite dispor as fontes e alvos *stopped* na posição original do alvo fino.

Tabela 2.2: Relação de peças do *plunger*

① Molas Laterais do Translador	④① Parafuso para Fio do Colimador
② Guia do Suporte das Molas Laterais	④② Suporte do Detetor Anular – Nylon
③ Translador DCI	④③ Colimador de Pb e Blindagem do Detetor
④ Adaptador do Suporte do Plunger	④④ Suporte da Câmara
⑤ Base do Plunger	④⑤ Conector Microdot do Detetor
⑥ Parafuso para Fio do Stopper	④⑥ Espaço de Bombeamento
⑦ Anel de Ajuste de Paralelismo – INVAR	④⑦ Tubo da Linha do Feixe
⑧ 2º Stopper (feixe) – 0,7mm Pb	④⑧ Flange de Conexão à Linha do Feixe
⑨ Rebaixo p/ Detetor HPGe – 0,5mm	④⑨ Canal do O'ring
⑩ Parafuso de Ajuste de Paralelismo	④⑩ O'ring Dinâmico do Eixo Telescópico
⑪ Anel Isolante – Nylon	④⑪ Micrômetro
⑫ Câmara de Aço Inoxidável	④⑫ Anel de Pressão do Parafuso Micrométrico
⑬ Anel de Acoplamento do Suporte do Stopper	④⑬ Parafuso Micrométrico
⑭ Suporte do Sistema de Ajuste de Paralelismo	④⑭ Engrenagem do Parafuso Micrométrico
⑮ Mola do Sistema de Ajuste de Paralelismo	④⑮ Motor de Passo
⑯ Isolador de Cerâmica	④⑯ Apalpador
⑰ Suporte do Plunger	④⑰ Suporte do Conjunto do Comparador
⑱ Suporte do Cone do Stopper	④⑱ Suporte Angular do Relógio Comparador
⑲ Cone Micropolido do Plunger – INVAR	④⑲ Orelha de Fixação do Relógio Comparador
⑳ Mola de Tensionamento da Folha do Stopper	④⑳ Base de Montagem do Relógio Comparador
㉑ Moldura do Stopper (frame)	④㉑ Relógio Comparador Micrométrico
㉒ Folha do Stopper	④㉒ Suporte do Espelho 45°
㉓ Folha do Alvo	④㉓ Espelho
㉔ Moldura do Alvo (frame)	④㉔ Parafuso do Flange
㉕ Anel Pressionador de Teflon	④㉕ Flange de Fixação do Conj. Micrométrico
㉖ Lâmina de Aço-Mola	④㉖ Eixo Telescópico do Micrômetro
㉗ Anel Isolador de Epoxy ou Cerâmica	④㉗ Base do Sistema de Molas Laterais
㉘ Anel de Acoplamento do Alvo	④㉘ Guia das Molas Laterais
㉙ Cone Micropolido do Alvo	④㉙ Esfera de Contato com o Eixo Telescópico
㉚ Suporte do Cone do Alvo – Nylon	④㉚ Tensionador das Molas
㉛ Tubo do Suporte do Cone	④㉛ Base do Translador
㉜ Orifício de Bombeamento	④㉜ Furo Passante para Fio do Stopper
㉝ Espaçador de Acoplamento	④㉝ Base de Acoplamento do Translador
㉞ Flange de Vedação da Câmara	④㉞ Suporte para Câmara de Espalhamento
㉟ Flange Base do Plunger	④㉟ Flange Base de Montagem
⑳ O'ring de Vedação da Câmara	④㉞ Isolador da Base – Fenolite
㉑ Suporte do Tubo do Cone do Alvo	④㉟ Conduto dos Fios do Motor
㉒ Passagem de Bombeamento	④㉟ Suporte Ajustável do Motor de Passos
㉓ Detetor Anular de Barreira Superfície	④㉟ Suporte do Conduto de Fios
㉔ Anel de Retenção do Detetor Anular	④㉟ Conector do Motor
	④㉟ Parafuso p/ Tensionamento do Stopper

Plunger – Acelerador Pelletron

Tabela 2.3: Tabela Comparativa dos Coeficientes de Expansão Linear em relação ao INVAR utilizado no *Plunger*

Material	Especificação	α ($10^{-6}/^{\circ}C$)**	T ($^{\circ}C$)
Zerodur*	Cerâmica Vítreo	(0 ± 0.10)	0-50
Super INVAR	INVAR+Co	0.63	
INVAR 36	Aço+36%Ni	1.6	
INVAR FM	INVAR+Se+Mn	1.89-3.78	
Inconel*	Liga Metálica	baixo	
Quartzo*		baixo	
Carbono Vítreo		2.2	0-100
Alumina	Al_2O_3	6.7-8.0	0-200
Silicato		7.6	20-50
Vidro		9	
Macor*	Vidro	9.4	
Aço		11	
Ti		11.9	23
Fe		12.6	
Porcelana	Ceramco	12.93-13.07	40-500
Ni		13.3	
Au		14.4	20-50
Níquel-Cromo	Ceramalloy II	14.63	40-500
Cu		16.42	
Latão		19	
Al		22.4	
Pb		29	
Resina Acrílica	Vytol	26.5-27.8	0-60
	Sevriton	92.0	24-88
Silicone	Lastic 55	210	22-37

* Substitutos do INVAR : cerâmicas usináveis e vidros

** $L = L_0(1 + \alpha \Delta T)$: relação entre o comprimento L, α e a temperatura T

Capítulo 3

Parte Experimental

As experiências de vidas médias em $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr foram realizadas em cinco períodos de máquina do acelerador Pelletron, onde as três primeiras, rotuladas: SB, PR136 e PR6, foram realizadas para medir os estados excitados no ^{136}Pr através da técnica RDDS. As duas últimas experiências: CEI e CEII, foram igualmente realizadas para a espectroscopia de distância de recuo dos núcleos $^{132,133}\text{Ce}$.

Um teste inicial foi realizado para a verificação do efeito Doppler nas transições do ^{136}Pr , canal 3n, para algumas distâncias de recuo, irradiando-se um alvo de antimônio natural na energia de 65MeV em feixe de oxigênio, num período aproximado de 5 dias (experiência SB).

As experiências PR136 e PR6 foram realizadas em períodos sucessivos de 15 dias, sendo a primeira para distâncias longas de recuo de até $8000\mu\text{m}$, visando medir a vida média isomérica do estado cabeça de banda $J^\pi = 8^+$ da banda yrast em ^{136}Pr , tempo na faixa dos nano-segundos observado em SB; e a segunda PR6, para distâncias curtas de até $250\mu\text{m}$, visando medir de estados de vidas médias muito rápidas na banda excitada.

Para os estados excitados do cério, as experiências CEI e CEII foram realizadas para medidas RDDS em duas escalas: distâncias até $200\mu\text{m}$, e até $5000\mu\text{m}$, respectivamente; esta última com o objetivo de procurar estados de vidas médias longas.

As reações, mostradas na tabela 3.1, foram efetuadas nas melhores energias para a formação dos canais de interesse, segundo os cálculos PACE (Monte Carlo) e medidas das funções de excitação mostrados nas figuras 3.1, 3.2 e 3.3.

Tabela 3.1: Reações e Energias utilizadas nas Experiências de Vidas Médias

Reação	Energia	Experiência
$^{121,123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3\text{n})^{134,136}\text{Pr}$	65MeV	SB
$^{123}\text{Sb}(^{16}\text{O},3\text{n})^{136}\text{Pr}$	65MeV	PR136, PR6
$^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4\text{n},3\text{n})^{132,133}\text{Ce}$	70MeV	CEI, CEII

O longo tempo de exposição do alvo, de aproximadamente 15 dias para as últimas quatro experiências, permitiu obter espectros de recuo para um número razoável de distâncias, com boa estatística, ou seja em torno de 27000 contagens para o pico 170keV do estado $11/2^-$ em ^{133}Ce , com período prévio para montagens, testes e calibrações do equipamento.

Foram também realizadas medidas de espectroscopia de espalhamento de partículas por ângulos traseiros (RBS) para medidas de espessuras dos alvos, e espectroscopia de raios-X induzidos por partículas (PIXE) para a verificação da contaminação do *stopper* pelo material isotópico do alvo; ambas experiências realizadas no acelerador de análise de materiais LAMFI.

3.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental e o sistema de detecção de medida de vidas médias podem ser observados na figura 3.4. O sistema de detecção, ilustrado na parte esquerda da figura, é composto por um detetor de germânio HPGe de 22% de eficiência e resolução de 2keV a 1332keV do ^{60}Co , com supressão Compton do tipo BGO, disposto a 0° em relação à direção do feixe, em posição frontal ao *plunger* para obter um desvio Doppler máximo nas energias dos raios gama de interesse (vide espectros 3.6), em coincidência com um filtro de multiplicidades composto por 6 cintiladores de NaI(Tl) $3'' \times 3''$ dispostos num plano de 90° em relação à direção do feixe.

A figura 3.4 mostra o sistema de detecção e *plunger* em dois detalhes: visão aérea e visão traseira. A distância alvo-detetor de 106.3mm, e as dimensões do cristal de germânio, de comprimento 56.2mm, raio externo de 24.7mm e raio da parte inativa 4mm, são parâmetros importantes para a integração do ângulo sólido na correção dos dados de vidas médias [7, 37].

As distâncias de recuo utilizadas experimentalmente podem ser observadas na tabela 3.2 e

correspondem a 13, 10, 12 e 20 pontos, medidos em afastamento ou aproximação, para as experiências CEI, CEII, PR136 e PR6, respectivamente. Essas distâncias são previamente escolhidas através de uma varredura para 2 ou 3 distâncias de recuo, observando-se o comportamento da razão R_0 para as transições de maior intensidade. A partir desta análise, faz-se um planejamento das distâncias de recuo a serem medidas, com um aumento logarítmico, ou fator proporcional, a partir da distância de contato. A determinação da menor distância de aproximação é feita através do sistema capacitivo alvo-*stopper* e atribuindo o valor nominal de $0\mu\text{m}$ ao contato elétrico entre as duas superfícies.

Tabela 3.2: Distâncias Nominais de Recuo para as Experiências de Vidas Médias

Distância [†]	CEI ^a (μm)	CEII ^b (μm)	PR136 ^c (μm)	PR6 ^d (μm)
d ₁	1	2	0 + 1passo	1
d ₂	3	191.8	14.7	5
d ₃	5.5	285	24.7	12
d ₄	8	427	44.7	22
d ₅	12	642	84.7	32
d ₆	17	962	164.7	45
d ₇	23	1500	304.7	57
d ₈	33	2500	564.7	82
d ₉	48	5000	1064.7	125
d ₁₀	68	192**	2064.7	182
d ₁₁	98		4064.7	285
d ₁₂	140		7972.7	405
d ₁₃	190			535
d ₁₄				685
d ₁₅				885
d ₁₆				6467
d ₁₇				2985
d ₁₈				985
d ₁₉				285
d ₂₀				125

(^a) $d_0^a = 18\mu\text{m}^*$

(^b) $d_0^b = 18\mu\text{m} + \text{backlash}^*$

(^c) $d_0^c = 15.7\mu\text{m}^*$

(^d) $d_0^d = 15\mu\text{m}^*$

([†]) erro de leitura em distância de $0.5\mu\text{m}$

(^{*}) d_0 medido em vácuo

(^{**}) ponto em distância de aproximação para reprodutibilidade do sistema

Os alvos utilizados foram produzidos de antimônio e estanho, com espessuras de aproximadamente $1\text{mg}/\text{cm}^2$, evaporados sobre folhas de Au de $2\text{mg}/\text{cm}^2$ de espessura. Os *stoppers* foram confeccionados evaporando-se aproximadamente $20\text{mg}/\text{cm}^2$ de chumbo sobre uma folha de cobre e níquel, substrato necessário para a reflexão do laser sobre o Ni no ajuste de paralelismo alvo-*stopper* (vide figura 2.10).

A parte direita da figura 3.4 ilustra o esquema eletrônico analógico e o sistema de aquisição de dados.

3.2 Preparação de Alvos

A preparação de filmes utilizados como alvos e *stoppers* do *plunger* nas medidas de vidas-médias, foi realizada no laboratório de alvos nucleares instalado junto ao acelerador Pelletron, onde são confeccionados filmes finos de materiais, isotopicamente enriquecidos, que são de interesse às pesquisas em física nuclear. As espessuras dos filmes variam entre $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e $2.5\text{mg}/\text{cm}^2$ e dependem do tipo de experiência aonde serão utilizados os alvos.

O equipamento básico para a confecção dos filmes finos é conhecido como evaporador ou metalizadora e, montado em seu interior, está o arranjo experimental. Deste arranjo, destaca-se o sistema de passagem de corrente diretamente pelo cadinho (efeito Joule) onde se encontra o material a ser evaporado (material isotópico).

O primeiro passo consiste na evaporação de ouro sobre substratos (lâminas de microscopia) devidamente polidos, para que estes filmes sirvam de substratos (*backings*). Após este procedimento, os substratos são mergulhados em água destilada para pescagem dos filmes de ouro depositados e, em seguida, colados em seus respectivos *frames*.

Uma nova montagem torna-se necessária para a evaporação com boa eficiência do material isotópico. Monta-se um sistema de refrigeração que sustentará os *frames* (alvos), onde se encontram colados os filmes de ouro. Tal procedimento torna-se necessário, pois, a alta temperatura nas evaporações, característica do material, danificaria o filme de ouro. Essas evaporações se situam em escalas de 2×10^{-6} a 8×10^{-6} Torr de pressão.

3.2.1 Preparação de Filmes Finos de ^{120}Sn

A técnica empregada para a preparação de filmes finos [38] utilizados como alvos nas medidas de vidas-médias nucleares de $^{132,133}\text{Ce}$, consiste na evaporação de ^{120}Sn sobre substratos de ^{197}Au através do método de passagem de corrente, utilizando cadinho de molibidênio do tipo *boat* onde é contido o isótopo enriquecido.

São utilizados *frames* de cobre sobre os quais são colados os *backings* de Au produzidos por processo de evaporação em lâminas de microscopia. Durante a evaporação os *frames* são dispostos em um suporte refrigerado para permitir uma melhor aderência e eficiência quantitativa do material isotópico sobre o substrato. Essa refrigeração é feita por passagem de água através de um circuito

Tabela 3.3: Medida de espessura dos filmes de ^{120}Sn por diferença de massa

Filme	Isótopo	Espessura	Utilização
● ● ● ● —	^{120}Sn	$832\mu\text{g}/\text{cm}^2$	—
● ● ● —	^{120}Sn	$1.13\text{mg}/\text{cm}^2$	CEI
▽ ▽ ▽ ▽ ▽ ▽ ●	^{120}Sn	$1.25\text{mg}/\text{cm}^2$	CEII

hidráulico conectado ao suporte, projetado também em cobre, onde são dispostos três *frames*.

Características técnicas como a aderência, homogeneidade e espessura dos filmes são fatores críticos, pois, o método nuclear experimental RDDS [2] utilizado para medidas de vidas-médias baseia-se na medida relativa de distância entre as superfícies planas de dois filmes finos esticados, dispostos paralelamente, que é o princípio básico de funcionamento da câmara *plunger* (figura 2.12 [39]).

No caso da preparação do ^{120}Sn , a evaporação foi realizada em três etapas, com intervalos de cerca de 5 minutos e sensível ajuste de controle de potência entregue ao cadinho, de modo a evitar danos devido a alta temperatura sobre o filme: ponto de ebulição do estanho $\approx 900^\circ\text{C}$ a $5 \times 10^{-6}\text{Torr}$.

Os *backings* sofrem um tratamento prévio antes da evaporação para remoção de impurezas e partículas de poeira. Após a evaporação, os alvos são novamente tratados através das técnicas de limpeza de filmes através do “Fio de Ouro” e “Fio de Cabelo” que consiste na remoção de partículas do isótopo que se soldam à folha, ou de partículas de impurezas que se aderem devido a sua constante manipulação, com o auxílio de um fio de ouro ou fio de cabelo de espessuras de aproximadamente $30\mu\text{m}$.

Foram produzidos 4 alvos de ^{120}Sn de espessuras de aproximadamente $1\text{mg}/\text{cm}^2$, medidas por diferença de massa, em *backings* de Au de espessuras entre 1 a $2\text{mg}/\text{cm}^2$, utilizando 20mg de isótopo metálico de 99% de pureza (figura 2.6).

A folha do alvo, onde são produzidos os núcleos de recuo, é colada sobre um *frame* em forma de anel, com bordas muito bem polidas, que é acoplado ao sistema de tensionamento através de uma junção em anel de teflon. O *frame* é constituído de cobre para permitir melhor aderência do isótopo no processo de evaporação, melhorando a refrigeração sobre o substrato. O sistema opera através da projeção de um cone micropolido, de aço ou alumínio, sobre a folha do alvo à medida em que o anel é lentamente girado no sentido horário sobre o suporte do cone, criando uma superfície em relevo

suficientemente plana. A espessura do alvo deve ser $\leq 1\text{mg}/\text{cm}^2$, suficientemente fina para permitir o escape dos núcleos de recuo, segundo cálculos de *stopping power* [29].

O *stopper*, por sua vez, é constituído por um filme de espessura de $20\text{mg}/\text{cm}^2$ de Pb suficientemente grosso para frear o recuo dos núcleos produzidos no alvo. É evaporado sobre *backing* de $1\text{mg}/\text{cm}^2$ de cobre auto-portante, com uma fina camada de Ni, de alta refletividade, utilizado como espelho no processo de alinhamento das superfícies (figura 2.7).

A precisão na medida da distância alvo-*stopper* é um fator crítico para a determinação das vidas-médias, dada a ordem de grandeza dos tempos de decaimento a serem medidos. Contudo, fatores como estabilidade mecânica do sistema, alinhamento das superfícies *stopper*-alvo e principalmente a homogeneidade e constituição dos filmes podem comprometer drasticamente os resultados experimentais. Com estes alvos foram produzidos espectros de distância de recuo através da reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},3n)^{133}\text{Ce}$ em 70MeV nas experiências CEI e CEII.

A evaporação foi realizada muito lentamente em três etapas, em intervalos de cerca de 5 minutos, com sensível ajuste de controle de potência entregue ao cadinho, para evitar danos devido a alta temperatura sobre o filme (ponto de ebulição do estanho $\approx 900^\circ\text{C}$ a $5 \times 10^{-6}\text{Torr}$).

Foram feitos 4 alvos de ^{120}Sn de espessuras de aproximadamente $1\text{mg}/\text{cm}^2$ (medidas por diferença de massa) em *backings* de Au de espessuras entre 1 a $2\text{mg}/\text{cm}^2$ (medidas através da técnica de perda de energia de partículas α) utilizando 20mg de isótopo.

Os *backings* sofreram um tratamento prévio antes da evaporação para remoção de impurezas e partículas. Após a evaporação, foram novamente tratados através da técnica do fio de cabelo (TFC), descrita anteriormente, para a remoção das partículas do isótopo que se soldaram à folha, e partículas de impurezas aderidas devido a constante manipulação, com o auxílio da observação feita através de uma lupa.

Foi produzido também um alvo com espessura de aproximadamente $1\text{mg}/\text{cm}^2$ sobre um substrato de Pb de espessura aproximada de $100\mu\text{m}$, para ser usado em medidas de espectros de energia *stopped*.

Tabela 3.4: Medida de espessura dos filmes de ^{123}Sb por diferença de massa

Filme	Substrato de ^{197}Au	Isótopo	Espessura	Utilização
1	1.7mg/cm ²	Sb natural	790μg/cm ²	SB
2	1.55mg/cm ²	^{123}Sb	1.11mg/cm ²	PR6
4	1.95mg/cm ²	^{123}Sb	1.24mg/cm ²	
5	2.88mg/cm ²	^{123}Sb	753.6μg/cm ²	PR136
6	1.95mg/cm ²	^{123}Sb	728.1μg/cm ²	

3.2.2 Preparação de Filmes Finos de ^{123}Sb

A técnica usada para a preparação de filmes finos utilizados como alvos nas experiências de medidas de vidas médias de estados nucleares excitados em ^{136}Pr , consistiu na evaporação de ^{123}Sb sobre ^{197}Au através do bombardeamento eletrônico sobre o isótopo contido em cadinho cilíndrico de tungstênio. Os *frames*, contendo os *backings* de Au, foram igualmente dispostos num suporte de cobre com refrigeração a água para permitir a melhor aderência do isótopo sobre o substrato, como na preparação do ^{120}Sn .

Foram feitos 5 alvos de ^{123}Sb (vide tabela 3.4) de aproximadamente 1mg/cm² sobre *backings* de Au de espessura entre 1 e 2mg/cm². Os *backings* sofrem um tratamento prévio antes da evaporação para remoção de impurezas e partículas. Após a evaporação os alvos são novamente tratados para a remoção de partículas do isótopo que se soldam à folha ou partículas de impurezas que se aderem devido a constante manipulação.

3.2.3 Medida de Espessura de Substratos de Ouro

A medida da espessura dos substratos de Au utilizados na confecção dos alvos, é feita através do método por perda de energia. O sistema para medidas de espessura é constituído basicamente por uma câmara de alto-vácuo, um detetor de barreira de superfície de especificações: 0.02μA@110V, $\varphi = 20\text{cm}$, resolução de 30keV, 100μm de espessura, operado em 60V, e uma fonte de partículas alfa de ^{241}Am de 2.06×10^4 desintegrações/s em 2π .

A espessura de um filme fino, substrato ou alvo, pode ser determinada pela medida da perda de energia ΔE por partículas alfa, em que a seguinte aproximação é efetuada: $\Delta X \approx \Delta E / \frac{dE}{dX}$, onde $\frac{dE}{dX}$ é o *stopping power* do feixe ao atravessar o alvo por unidade de espessura. Esta quantidade

Tabela 3.5: Medida de espessura dos substratos de ^{197}Au por perda de energia

Substrato de ^{197}Au	Espessura
^^	1.39mg/cm ²
^^^	1.06mg/cm ²
^^^	1.24mg/cm ²
FW2	2.12mg/cm ²

depende dos números atômicos do feixe e do alvo, e também da energia das partículas em recuo. Estes valores são bem conhecidos para partículas alfa atravessando vários materiais em baixas energias, e podem ser obtidos através das parametrizações semi-empíricas de Ziegler [29].

A medida da energia perdida pelas partículas ao atravessarem o alvo (ΔE), é efetuada pela diferença de energia dos picos correspondentes às partículas, antes (E_0) e depois de atravessarem o alvo (E_F) posicionado entre a fonte alfa e o detetor (figura 3.7 (a)). O espectro de partículas alfa, emitidas pela fonte ^{241}Am pode ser visto na figura 3.7 (b). A calibração em energia deste espectro é obtida através de um pulsador e, também conhecendo-se a energia das partículas-alfa emitidas pela fonte, isto é, $E_0 = 5.486\text{MeV}$ para o ^{241}Am . A uniformidade do alvo pode ser também determinada medindo-se sua espessura em vários pontos, através da varredura do alvo por um feixe bem colimado.

3.2.4 Técnicas de Limpeza de Filmes Finos

Os filmes finos constituintes dos alvos, substratos, e *stoppers*, devem ser tratados antes e depois da evaporação para a utilização em feixe no acelerador (figura 2.6).

Este tratamento consiste na remoção de partículas de poeira (em torno de $20\mu\text{m}$ de espessura) que se aderem à superfície devido a manipulação dos filmes antes e depois das etapas de evaporação (figura 2.11). O material isotópico, dependendo das condições experimentais de evaporação, poderá ser ejetado do cadinho por efeito termo-elétrico, soldando-se a superfície do substrato de maneira não uniforme. Os filmes são monitorados através de uma lupa, enquanto que as saliências são cuidadosamente removidas através da utilização de um fio de ouro de aproximadamente 30μ de espessura.

As partículas de poeira (de 10 a $30\mu\text{m}$), e restos dos materiais constituintes dos filmes, são removidas por meio de um fio de cabelo (30 - $50\mu\text{m}$), cujo processo é razoavelmente eficiente devido a

fácil aderência das partículas pela oleosidade natural do fio de cabelo.

Atualmente, o procedimento para limpeza de filmes finos utiliza um equipamento sofisticado, de grande eficiência, denominado *electron-gun* cuja técnica baseia-se na remoção de partículas sobre os filmes através de descargas elétricas (*plasma glow*). Não dispondo deste equipamento sofisticado, utilizou-se as técnicas do “fio de ouro” e do “fio de cabelo”, cujos resultados foram satisfatórios.

3.2.5 LAMFI – Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos

O acelerador LAMFI é constituído por um pelletron eletrostático do tipo tandem com *stripper* gasoso de N_2 , e alcança 1.7MV de tensão máxima no terminal. A fonte de íons é de radio frequência, com câmara de troca de carga com vapor de rubídio, que permite gerar feixes iônicos de prótons, e partículas alfa. A máxima corrente de feixe alcançada é limitada principalmente pela corrente de carga máxima do acelerador, isto é cerca de 3A. O acelerador possui cinco terminais de saída, em 0° , $\pm 15^\circ$ e $\pm 30^\circ$, após o ímã seletor, que também é usado para o controle de energia. Duas saídas estão equipadas com câmaras de irradiação e estação de análise projetadas especificamente para a análise de materiais por feixes iônicos. As estações compõem-se de câmara de vácuo, detetores, eletrônica de controle e aquisição de dados.

A figura 3.13 ilustra a planta do acelerador e as estações de análise. A espectroscopia de espalhamento de partículas para ângulos traseiros RBS, contém um detetor de barreira de superfície montado a 169° ou a 110° e um goniômetro de alta precisão com cinco graus de liberdade, controlado por microcomputador. As amostras são montadas num porta amostras móvel que pode ser substituído sem quebra de vácuo da câmara de análise. A aquisição de dados é feita por uma placa multicanal acoplada a um microcomputador. Para o cálculo e a simulação de espectros de RBS utiliza-se o programa RUMP.

A espectroscopia de emissão de raios-X PIXE, consta de uma câmara de vácuo contendo um porta amostras linear com capacidade para 18 discos de 25mm de diâmetro, com controle XY manuais e externos; dispõe de dois detectores de raios-X do tipo Si(Li) com 170eV de resolução a MnK_α e janela de Be com $9\mu m$ de espessura; o segundo detetor possui 138eV de resolução a MnK_α e janela de Be com $12\mu m$ de espessura. O sistema dispõe ainda de um copo de Faraday e eletrônica de aquisição de espectros e de integração de carga. O espectros são acumulados num multicanal

conectado a um microcomputador. A redução dos espectros de raios-X é efetuada pelo programa AXIL. A calibração experimental quantitativa é feita com padrões elementares evaporados.

3.2.6 Técnica RBS

A técnica RBS—*Rutherford Backscattering Spectrometry*, de espectroscopia de espalhamento de partículas por ângulos traseiros, foi utilizada para a medida de espessura, com grande precisão, dos elementos constituintes dos alvos finos utilizados nas reações de medidas de vidas médias. Esta medida, realizada no acelerador LAMFI, foi importante para estimar a porcentagem de núcleos freados no alvo, através do alcance de recuo do íon para uma determinada energia (cálculo do poder de freamento).

A análise RBS baseia-se na detecção, em ângulo traseiro, de partículas do feixe espalhadas pela amostra. Supondo um ângulo de detecção fixo θ , um projétil de massa m , incidido num núcleo alvo com massa M , a análise por RBS é governada basicamente por três propriedades: 1) a razão entre as energias incidente e espalhada do projétil é dada pelo fator cinemático:

$$K_{CM} = E_1/E_0 = 1 - \frac{2Mm}{(M+m)^2}(1 - \cos \theta) \quad ; \quad (3.1)$$

2) a secção de choque de espalhamento obedece basicamente a fórmula de Rutherford, ou seja, cresce com o quadrado do número atômico do projétil e do alvo, dividido pelo quadrado da energia do feixe; 3) ao penetrar ou emergir da amostra, as partículas do feixe perdem energia conforme o poder de freamento do meio, o que altera continuamente a energia da partícula detectada.

As propriedades 1 e 2 acima, permitem determinar a composição elementar de uma amostra; a propriedade 3 fornece informação da estrutura da amostra. A figura 3.8 apresenta espectros de análise RBS dos filmes finos para determinação da espessura. A composição é obtida comparando-se a altura dos patamares, e as respectivas larguras permitem determinar espessura do filme. Tecnicamente, a análise por RBS é limitada aos primeiros $10\mu\text{m}$ superficiais da amostra.

Os espectros RBS de medida de espessura dos alvos por perda de energia por partículas alfa, utilizados nas experiências de vidas médias, podem ser observados na figura 3.8. As quantidades dos constituintes dos alvos são determinadas através da expressão:

$$\Delta E = E_0 - E_1 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dE}{dX} dX \approx \left(\frac{dE}{dX} \right)_{E_0} \Delta X \quad (3.2)$$

onde, $\frac{dE}{dX}$ é o poder de freamento (*stopping power*) das α 's no alvo por unidade de espessura, que depende dos números atômicos Z do alvo e do feixe, e da energia de recuo das partículas; x_1 e x_2 é o intervalo de espessura considerado na simulação e a proporção da massas no filme é feita através da média ponderada (número relativo de átomos de cada elemento) da perda de energia dos elementos constituintes, chamada Regra da Soma de Bragg. A calibração de energia dos espectros é feita através da determinação dos centróides dos picos de cobalto sobre vidro, ouro sobre vidro e vidro (SiO_2) (vide figura 3.9), onde a calibração é determinada a partir das energias $E(\text{O}_2) = 0.363E_0$, $E(\text{Si}) = 0.565E_0$, $E(\text{Co}) = 0.764E_0$ e $E(\text{Au}) = 0.923E_0$, determinadas através do fator cinemático:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M_A}{M_F}\right)^2 - \sin^2 \theta}}{\left(1 + \frac{M_A}{M_F}\right)} \right)^2 \equiv f \quad (3.3)$$

onde E_0 é a energia do feixe incidente, M_A e M_F as respectivas massas do alvo e do feixe, e a relação $\frac{E_1}{E_0}$ é o fator cinemático f .

Os resultados das simulações via código RUMP, ilustradas na figura 3.8 por linhas tracejadas, podem ser observados na tabela 3.6.

A medida RBS do *stopper* constituído de Pb sobre cobre e níquel (Cu+Ni) pode ser observada na figura 3.10. Neste caso somente uma estimativa da espessura em torno de $20\text{mg}/\text{cm}^2$, com incerteza de aproximadamente 20%, pôde ser realizada, devido ao método RBS ser impreciso para filmes muito espessos.

A resolução do pico de cobalto igual a 20keV (figura 3.9) depende da resolução do feixe (2keV), do *stragglings* pela perda de energia na matéria, da espessura do filme de cobalto, da eletrônica de detecção e das características do detetor. A reação foi feita na energia do feixe de alfas de $E_0(\alpha) = 4.48\text{MeV}$, nos ângulos $\theta = 170^\circ$ e $\varphi = 0^\circ$.

3.2.7 Técnica PIXE

A utilização da técnica PIXE – *Particle Induced X-Ray Emission*, espectroscopia de emissão de raios-X, foi importante para comprovar a ausência de material isotópico do alvo sobre o *stopper* que poderia ser causado pela deposição do material por efeito térmico devido à incidência do feixe.

Os espectros de raios-X induzidos por alfas, ou prótons, foram medidos a 120° no acelerador LAMFI. A figura 3.11 mostra o espectro de raios-X produzido por feixe de 4.2MeV de He^{2+} sobre Pb

Tabela 3.6: Medida de espessura dos filmes por RBS – Simulação RUMP

Alvo	Espessura (Å)	Espessura (massa/cm ²)
alvo 1	Sb= 14594.5	966.2μg/cm ²
	O= 4166.7	47.5μg/cm ²
	Au= 10938.8	2.1mg/cm ²
alvo 2	Sb= 9865.3	653.1μg/cm ²
	O= 13754.4	156.8μg/cm ²
	Au= 14630.3	2.8mg/cm ²
alvo 3	Sn= 13174.7	872.2μg/cm ²
	O= 5630.4	64.2μg/cm ²
	Au= 8345.2	1.6mg/cm ²
alvo 4	Sn= 9501.2	693.6μg/cm ²
	O= 4818.6	54.9μg/cm ²
	Au= 5364.1	1.0mg/cm ²
	C= 1000	22.6μg/cm ²
$\rho_{Sn} = 7.3\text{g/cm}^3$, $\rho_{Sb} = 6.62\text{g/cm}^3$, $\rho_{O_2} = 1.14\text{g/cm}^3$		
$\rho_C = 2.26\text{g/cm}^3$, $\rho_{Au} = 19.3\text{g/cm}^3$		



(*stopper*) para checar a linha de energia $E=3.604\text{keV}$ do antimônio. A figura 3.12 ilustra o espectro produzido por feixe de H^+ , de 2.4MeV de energia, indicando onde deveria ser encontrada a linha L_α do estanho Sn ($E=3.444\text{keV}$). Satisfatoriamente, nenhum pico foi encontrado no espectro referente a essas linhas, e na região sob os fundos pode-se estimar o limite de detecção em ppm.

No método de análise PIXE, induz-se a emissão de raios-X característicos dos elementos que compõem uma amostra qualquer, irradiando-a com um feixe de íons (prótons ou alfas). Os raios-X são detectados por um detector de Si(Li) refrigerado a nitrogênio líquido e analisados num multicanal. A redução dos espectros de raios-X identifica os elementos constituintes e fornece sua participação quantitativa. Limitado pela absorção na janela do detector, o método PIXE é capaz de identificar e quantificar elementos com $Z > 10$ ao nível de frações de $\mu\text{g/g}$ e precisão de 5% a 30% em amostras muito reduzidas, com limite inferior de aproximadamente 1ng/cm^2 de massa. A figura 3.11 ilustra um típico espectro de uma análise PIXE em que se observa claramente o fundo contínuo e as linhas de raios-X características.

Os espectros PIXE de raios-X dos *stoppers* utilizados nas experiências de vidas médias são mostrados nas figuras 3.11 e 3.12. A importância desta medida é garantir a ausência de material isotópico constituinte do alvo sobre o *stopper* (Pb) que possa ter ocorrido por efeito Joule na incidência do feixe, durante o longo tempo de exposição (10 horas em média para cada medida de distância), o que comprometeria a normalização dos picos U e S.

Os espectros mostram as séries L e M do Pb, L do Sb e Sn, e K de Si e Cu. As linhas L_α do Sb igual a 3.604keV e L_α do Sn igual a 3.444keV (identificadas nos espectros por uma seta) não são observadas e o limite de detecção para esses elementos podem estimados através da medida do fundo nestas energias. O ajuste dos picos no espectro é feito com o programa AXIL, onde a intensidade em número de contagens (integração das áreas) e a análise do fundo sob os picos, fornece o limite de detecção em número de contagens, dado por $3\sqrt{N_b}$, onde N_b é número de contagens do fundo sob o pico. Este valor pode ser estimado, também, em termos da espessura. Para o caso do Sn, temos:

$$LD_{\frac{\text{Sn}}{\text{Pb}}} = \frac{3\sqrt{N_b}}{Q R_{\text{Sn}}} = \frac{145 \text{ contagens}}{44 \times 2.3} = 1.4 \text{ ng/cm}^2 \quad (3.4)$$

onde

$$R_{\text{Sn}} = 2.3 [\mu\text{C}^{-1} (\text{ng/cm}^2)^{-1}] (H^+ 2.4\text{MeV}) \quad (3.5)$$

é o fator de resposta PIXE para o Sn, e Q a carga integrada. O limite de detecção (referência [40])

em termos de partes por milhão será:

$$LD_{\frac{sn}{pb}} \approx 0.1 \text{ ppm} \quad (3.6)$$

Este resultado representa o número de contagens mínimo de forma a permitir a observação de um pico sobre o fundo local, e o valor obtido indica que não houve contaminação.

O fator de resposta nominal do PIXE [40] é definido como

$$R_0 = 3761 \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon \frac{\sigma_x}{q} \frac{T}{A s} \quad (3.7)$$

onde Ω é o ângulo sólido de detecção; A é o atomograma; σ_x é a secção de choque de produção de raios-X; ϵ é a eficiência de detecção; s é a secção transversal do feixe; q é a carga da partícula incidente; e T é a atenuação da radiação ao atravessar um absorvedor (transmitância). O fator de resposta R do PIXE relaciona o número de raios-X detectados com a massa elementar irradiada na amostra. R é função do elemento e da particular linha de raio-X observada. O fator de resposta nominal R_0 3.7 pode ser determinado a partir dos parâmetros do PIXE e das secções de choque de produção de raios-X conhecidos.

Combinando as equações: $m = d s / \cos \theta$ e $N_x = R_0 Q m$, onde m é a massa elementar da amostra, d é a densidade superficial, Q é a carga da amostra, θ é o ângulo de incidência do feixe na amostra, e N_x o número de contagens de raios-X, pode-se determinar R experimentalmente por meio de alvos homogêneos com espessura conhecida:

$$R = \frac{N_x \cos \theta}{d s Q} \quad (3.8)$$

A medida da intensidade de uma linha de raio-X requer uma integração da área do pico descontado o fundo sob o pico. O desvio padrão σ_p relativo ao pico com N_p contagens sobre um fundo com N_b contagens, é dado por:

$$\sigma_p = \sqrt{N_p + N_b} \quad (3.9)$$

Assim, mesmo na ausência de um pico ($N_p = 0$) existe um desvio padrão diferente de zero.

O limite de detecção LD é o menor número de contagens do pico N_p que pode ser detectado sobre um fundo com desvio padrão $\sqrt{N_b}$ (limite abaixo do qual a detecção é estatisticamente impossível). A definição usual $LD = 3\sqrt{N_b}$ corresponde a um intervalo de confiança de 3σ , ou seja, 99.7% de chance de se observar um pico existente.

3.3 Medida da Distância Absoluta de Recuo

A medida da distância absoluta de recuo é efetuada por medida de capacitância que relaciona diretamente a distância entre as placas do sistema capacitivo alvo-*stopper* e suas respectivas áreas. Um sinal de altura constante de um pulsador, na frequência de 100Hz, é injetado no *stopper* de acordo com o circuito da figura 3.4. A variação da distância modifica a altura do sinal que pode ser monitorado via osciloscópio.

A carga é integrada em um multicanal, digitalizada com dispersão em 1024 canais, sendo que para cada distância de afastamento ou aproximação mede-se o canal correspondente, gerando um espectro característico de capacitância que é inversamente proporcional à distância. A distância de referência inicial é a distância de contato elétrico, isto é, o curto-circuito entre as placas, também chamada de distância de zero nominal.

A linearização da curva canal \times distância permite medir a distância de contato real, ou absoluta, entre as placas (d_0), extrapolando-se a parte linear da curva até o eixo da abcissa. O resultado desta análise pode ser observado nas figuras 3.14 e 3.15 que mede d_0 sob várias condições, para todas as experiências realizadas, cujos resultados podem ser resumidos na tabela 3.7. Esta análise possibilitou verificar, também, a diferença entre as medidas da distância em afastamento e em aproximação, que corresponde à folga no parafuso micrométrico (*backlash* efetivo, figuras 2.16 e 3.16)

Tabela 3.7: Medidas de Distâncias Absolutas de Recuo

Experiência	d_0 em Feixe (μm)	d_0 em Vácuo* (μm)	d_0 em Ar (μm)
CEI	-25.5(7)	-19.7(5)	-18.9(5)
CEII	-26.9(2)	-18.0(5)	-11.1(2)
PR6	-5.9(3)	-12.3(2)	-12.7(4)
PR136	-15(1)	-17.6(3)	-13.5(5)

* 5×10^{-6} Torr

A curva linearizada (canal) $^{-1} \times$ distância tende a uma saturação ocasionada por capacitâncias parasitas, aproximando-se a um valor assintótico em função do aumento da distância. Este efeito pode ser observado na figura 2.14 que ilustra o efeito da capacitância de saturação.

O valor da distância d_0 pode sofrer também reajustes via código LIFETIME a partir dos dados de distância de recuo, entrando como parâmetro na minimização linear por mínimos quadrados no múltiplo ajuste de decaimento regido pelas equações de Bateman (vide referência [7] e apêndice A).

3.4 Eletrônica Nuclear Rápida

A eletrônica analógica de detecção utilizada nas medidas RDDS, é ilustrada na figura 3.4. O detetor HPGe de raios- γ dá origem a duas ramificações: uma lenta que mede os sinais de energia dos gamas, e uma rápida, caracterizada pela medida da diferença de tempo entre eles. Os sinais de energia, provenientes do pré-amplificador, são amplificados pelos amplificadores lineares A e digitalizados pelos conversores analógicos digitais ADC (*Analogic to Digital Converter*). Os pulsos de tempo são amplificados via amplificadores de filtro de tempo TFA (*Timing Filter Amplifier*) que gera pulsos rápidos, em torno de 10ns (norma NIM), correspondentes ao instante de ocorrência de um evento (marca de tempo).

Os amplificadores rápidos TFA geram pulsos com tempo de subida da ordem de μ s que são discriminados por fração constante no CFD (*Constant Fraction Discriminator*), estabelecendo uma marca de tempo que determina o instante em que o pulso chega. O pulso detectado em um dos detetores, γ_1 (*start*), dispara o TDC (*Timing to Digital Converter*), carregando um capacitor que gera uma rampa de tensão no tempo, que é interrompida no instante que chega um pulso γ_2 (*stop*), detectado em outro detetor, interrompendo a rampa. Estabelece-se, assim, uma correlação temporal entre os dois sinais. Esses pulsos são apropriadamente atrasados e alargados pelos módulos GG8000 de geração de atrasos (*Gate Generator*).

O pulso correspondente à menor eficiência T(E+M) (tempo dos sinais com multiplicidade) aciona o *start* no TDC que gera um sinal cuja altura é proporcional à diferença de tempo entre os dois pulsos lógicos na entrada. Isso garante uma maior velocidade no processo porque há maior número de pulsos interrompendo o circuito. Um gerador de atraso eletrônico GG ajusta o pico do espectro de tempo do TDC dentro do alcance de tempo estabelecido pela rampa. O sinal é, então, convertido pelo TDC como parâmetro de tempo no modo evento.

O sinal de energia do detetor HPGe é injetado em dois amplificadores, sendo um deles

ajustado com ganho elevado, para gerar espectros de energia E_x com maior dispersão em canais (500keV em 3700 canais), visando melhorar a definição de forma dos picos com desvio Doppler de baixa energia ($\sim 100\text{keV}$). O sinal é convertido pelo ADC do CAMAC após sofrer um alargamento pelo LGS (*Linear Gate Stretcher*). O sinal de energia E , com dispersão de 1000keV em 3700 canais, convertido pelo ADC do CAMAC como parâmetro do modo evento, é também digitalizado por uma placa multicanal, conectada a um micro-computador pessoal, que é também controlada pelo sistema de aquisição através do sinal BUSY injetado em seu *gate*.

Os pulsos de tempo do detetor de germânio sofrem um veto através do circuito lógico CO4010, em anti-coincidência com os sinais rápidos enviados pelo BGO para supressão Compton. Os sinais de energia, E e E_x , são ajustados em coincidência com o sinal de multiplicidade M gerado pelo filtro de multiplicidades (cintiladores) e, então, enviados para o *start* do TDC.

O pulso de tempo do HPGe vai para o *stop* do TDC após tratado pelos módulos CFD e GG8000, gerando o espectro de tempo observado na figura 3.17 (2). Os pulsos de tempo gerados pelas foto-multiplicadoras são amplificados e injetados em um circuito somador inversor (SUM INV) para gerar sinais proporcionais às multiplicidades 1, 2, 3, e 4, correspondentes às coincidências simples, duplas, triplas e quádruplas entre um gama do HPGe e os demais gamas do filtro.

O sinal de multiplicidade M é tratado pelo LGS, sendo também digitalizado pelo CAMAC como parâmetro de modo evento, e sua medida pode ser observada na figura 3.17 (1) onde (a) corresponde aos eventos de multiplicidade 1, (b) aos eventos de multiplicidade 2, (c) aos eventos de multiplicidade 3, e (d) aos eventos de multiplicidade 4.

O sinal de capacitância, para a determinação da distância absoluta no sistema de placas paralelas alvo-*stopper*, é gerado por um pulsador que envia pulsos a 100Hz através do circuito de capacitância do *plunger* (vide figura 3.4), que é pré-amplificado pelo circuito 142AH. O sinal C passa pelo amplificador A, pelo LGS, sendo então digitalizado pelo ADC do CAMAC. Uma segunda saída do LGS é importante para monitorar o sinal C no osciloscópio, durante a calibração de capacitância para a determinação de d_0 .

Os dados brutos são classificados pelas energias E e E_x , a multiplicidade M , tempo T e capacitância C , gerando vetores penta-paramétricos (E, E_x, M, T, C) em modo evento, configurados pelo *Event Handler* (EH), processados e armazenados no VAX 11/780 através da interface CAMAC. Os eventos são sorteados em tempo real via *software* SCAN4, onde a histogramação é tratada *on-line*

através de *gates* programados em linguagem CHIL, e exibida via código DAMM [28].

Utilizou-se a técnica do filtro de multiplicidades para separar somente as transições provenientes de cascatas com multiplicidade maior ou igual a 1. Através da linguagem CHIL (VAXPAK-ORNL) foram impostas condições de sorteio dos eventos adquiridos de modo a se obter espectros de multiplicidade 1, 2, 3 e 4 (vide figuras 3.18 e 3.19).

Na experiência PR136, uma tentativa de seleção das transições provenientes unicamente do canal 3n (vide figura 3.1) foi realizada através da técnica do *isomer-tag*. O esquema eletrônico para a medida $\gamma - t$ é ilustrado na figura 3.5. A técnica consiste numa janela eletrônica (*gate*) posicionada via software (código CHIL) sobre a rampa de decaimento observada a partir do pico do espectro de tempo do TDC; efeito produzido pelo estado isomérico de 92 ± 1 ns do nível 6^+ em ^{136}Pr [15, 4] (vide figura 4.24). O espectro de *isomer-tag* pode ser observado na figura 3.20, juntamente com os eventos de supressão Compton, e supressão Compton mais multiplicidade. O resultado observado não é satisfatório devido a baixa estatística, tornando muito difícil a análise RDDS.

Foram também adquiridos espectros *singles* de energia para serem utilizados como monitor na normalização das intensidades das transições em estudo através das intensidades das transições das excitações coulombianas de Au, utilizado como substrato do alvo de ^{123}Sb e ^{120}Sn .

3.5 Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados SPM-CAMAC do acelerador Pelletron é baseado na interface CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) [41, 42, 43] que controla os módulos de aquisição via CRATE Controller CC conectado ao computador através da interface Jorway.

Uma saída secundária do módulo CO4010, dos sinais de coincidência (multiplicidade), é combinada aos sinais TRIGGER-OUT do pulsador através do módulo LINEAR FAN-IN/FAN-OUT (vide figura 3.4), que gera duas saídas que servem como *gates* para o EVENT do módulo EH (8), e para o GAI do módulo FERA DRV. O pulso injetado em GAI ativa o módulo FERA durante o seu intervalo de duração, tempo no qual o ADC procurará o máximo do sinal para iniciar a conversão para o canal apropriado. O pulso de EVENT inicia a execução do programa interno EVO para zerar e ler os ADC's, e selecionar os tipos de eventos, armazenando-os em um *buffer* FIFO. Este programa pode ser alterado para montar eventos específicos em muitas situações experimentais. O FIFO envia

um sinal para o módulo LAM quando 75% de sua capacidade estiver preenchida. Assim, o CRATE inicializa a transferência dos dados armazenados após a interrupção do sistema de aquisição pelo LAM.

O SPM é o programa de controle geral do sistema de aquisição, gerenciando vários processos ativos durante uma experiência, inclusive o controle CAMAC com o computador. O controle geral de aquisição é feito pelo processo GERENTE ativando os vários subprocessos previamente selecionados, associados à uma experiência específica, e distribuindo os comandos de interação via terminal (subprocesso SPM_DCL). A comunicação do computador com o módulo de aquisição é feita pelo processo CAMAC_IO que carrega o programa EVO controlando o início e o fim da aquisição de dados. O sorteio e a histogramação dos eventos é gerenciada pelo processo CAMAC_SCAN4, exibindo os espectros em terminal gráfico (subprocesso SPM_DAM). Os eventos são armazenados em arquivos de modo fila e transferidos para fitas magnéticas através do programa LEMO para futura re-histogramação *off-line*, preenchidos com no máximo 38000 blocos de 512 bytes por bloco. O procedimento de agrupamento dos eventos é efetuado pelo subprocesso CAMAC_SVFILA.

3.6 Vidas Médias do ^{132}Ce — Auto-calibração

Na energia incidente de 70MeV, os canais 4n e 3n da reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4n,3n)^{132,133}\text{Ce}$, possuem secções de choque comparáveis. A produção do canal 4n permitiu uma medida de auto-calibração comparando as vidas médias conhecidas da banda fundamental do ^{132}Ce , com os valores medidos (figuras 4.7 e 4.9). A auto-calibração permitiu verificar os erros sistemáticos nas medidas de vidas médias em ^{133}Ce .

A tentativa de reprodução dos valores publicados permitiu observar um efeito físico importante dos núcleos de recuo freados por um alvo espesso. Esse efeito comprometeria a normalização dos dados uma vez que a fração de gamas emitidos pelos núcleos freados no alvo se somaria aos gamas dos núcleos que emitiram no *stopper*. A medida dessa fração de gamas em relação a quantidade total deve ser, assim, subtraída da fração de gamas emitidos no *stopper*. Trata-se, portanto, da renormalização da intensidade do pico *unshifted* para todas as distâncias medidas.

Esta evidência foi considerada, observando-se os espectros de distância de recuo medidos, e calculando-se a razão R_0 para os picos de maior intensidade da banda fundamental no ^{132}Ce de vidas

médias conhecidas. A constatação foi surpreendente, pois, deveríamos esperar que a intensidade do pico *unshifted* da transição $2^+ \rightarrow 0^+$, de energia 325keV de vida média igual a 57ps, deveria se extinguir para distâncias de 5000 μ m. Por outro lado, para o estado 6^+ de vida média de 1ps, o efeito $R_0 \rightarrow 0$ deveria ser observado logo nas primeiras distâncias de recuo medidas. Tal fato, porém, não foi observado. Um análise de R_0 mostrou que o decaimento não tendia a zero, mas um valor considerável de saturação (resíduo). A primeira hipótese foi supor um estado isomérico de vida média longa alimentando a banda, ou o estado 2^+ , diretamente. Porém, nenhuma informação que corroborasse tal suposição foi encontrada.

A segunda hipótese estaria ligada a proporção de núcleos freados no alvo, que deveria ocorrer para alvos espessos ($> 500\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Os cálculos do alcance e poder de freamento de íons freados nos alvos utilizados, para velocidades em torno de 0.8% de c , são os seguintes: alcance do ^{132}Ce freando em ^{120}Sn , igual a 1.1mg/cm²; alcance do ^{133}Ce de 1.2mg/cm² freando em ^{120}Sn ; e alcance do ^{136}Pr de 1.2mg/cm² freando em ^{123}Sb ; cujos valores sugerem o efeito de emissão de gamas dos núcleos freados no alvo, comparados às espessuras dos filmes finos utilizados em feixe (vide tabela 3.6).

A medida das proporções dos núcleos freados nos alvos é quantificada no capítulo 4, expressas nas figuras relativas aos cálculos das suas respectivas porcentagens. Há, entretanto, um compromisso entre a espessura do alvo e a estatística nos espectros RDDS, pois para espessuras de 1mg/cm² necessitou-se de 10 horas para 25000 contagens nos picos mais intensos, com 3nA de corrente de feixe. Um alvo de menor espessura, que resultaria numa proporção menor de núcleos freados em seu interior, necessitaria de um tempo maior de exposição para se obter a mesma estatística. Uma possibilidade seria aumentar a corrente do feixe, utilizando-se alvos muito finos, o que poderia, entretanto, romper a folha.

3.7 Medida de Velocidade de Recuo

A velocidade média de recuo dos núcleos produzidos no alvo foi medida através da diferença de energia entre os picos E_s e E_0 conforme a equação 1.5. A informação de E_0 e E_s para todos os ajustes é processada automaticamente pelo código PLUNGER (vide apêndice D) que calcula o valor médio e o desvio padrão para todas as medidas.

Os valores obtidos para as experiências de vidas médias, estão listados na tabela 3.8 in-

dicando velocidades médias menores do que 1% de c , o que implica que o efeito de freamento dos núcleos (*slowing down*) no *stopper* (anteparo grosso) pode ser desprezado dada a ordem de grandeza das vidas médias medidas.

Tabela 3.8: Medida das Velocidades Médias de Recuo

Experiência	Núcleo de Recuo	β (%)
CEI	^{133}Ce	(0.80 ± 0.02)
CEI	^{132}Ce	(0.78 ± 0.02)
PR136	^{136}Pr	(0.80 ± 0.03)
PR6	^{136}Pr	(0.76 ± 0.02)

3.8 Efeito da Temperatura do Feixe sobre o Alvo

Foram realizadas medidas para a verificação da temperatura do feixe sobre o alvo, nas medidas de capacitância. As folhas podem sofrer vários modos normais de vibração por pressão do feixe ou efeito mecânico do sistema, podendo também sofrer dilatação por efeito térmico alterando a posição do pico de capacitância, conforme pode ser observado nas figuras 3.17(3), 3.21 e 3.22. Essas medidas estão expressas na tabela 3.9 onde o canal do pico de capacitância para uma distância nominal específica de $14\mu\text{m}$, na experiência CEII, indica uma variação $< 1\%$ entre a variação média dos picos medidos sem feixe: canal 549.51 ± 0.56 e 548.97 ± 0.17 para medidas de capacitância com feixe.

O procedimento de medida foi realizado retirando-se o feixe do alvo, após horas de incidência, e medindo-se o canal do pico em intervalos de tempo de 30s e 60s, com tempo de duração da medida de 10 a 15s. Os centróides foram também medidos colocando-se novamente o feixe sobre o alvo. Observando os resultados na tabela 3.9 pode-se notar pequenas variações dos centróides dos picos e de suas respectivas larguras. As larguras médias de 2.37 ± 0.19 com feixe e 2.18 ± 0.19 sem feixe, possuem uma diferença de $\Delta^{FW} = 0.19$, o que corresponde a uma variação de 8% entre elas. A variação em canais é muito pequena: $\Delta^{canal} = 0.54$ que corresponde a 0.1%. Essas variações nos centróides estão, portanto, dentro dos desvios padrões calculados.

Segundo os resultados apresentados, os efeitos da temperatura e de pressão sobre o alvo foi desprezível neste caso, para uma distância nominal de $14\mu\text{m}$. Contudo, a sensibilidade do pico

de capacitância aumenta para distâncias muito curtas ($\sim 1\mu\text{m}$) onde a resposta a vibrações fica mais perceptível pela eletrônica gerando picos alargados, muitas vezes duplos, ou triplos, etc, como o pico referente à distância d_1 em CEI ilustrado nas figuras 3.22 e 3.17 (3). Porém, a largura média estimada para o pico $d_1 = 23.5\mu\text{m}$ corresponde, em termos de distância, a $0.23\mu\text{m}$, que é um valor muito pequeno, comparável ao erro de leitura do relógio comparador (vide figura 3.23) .

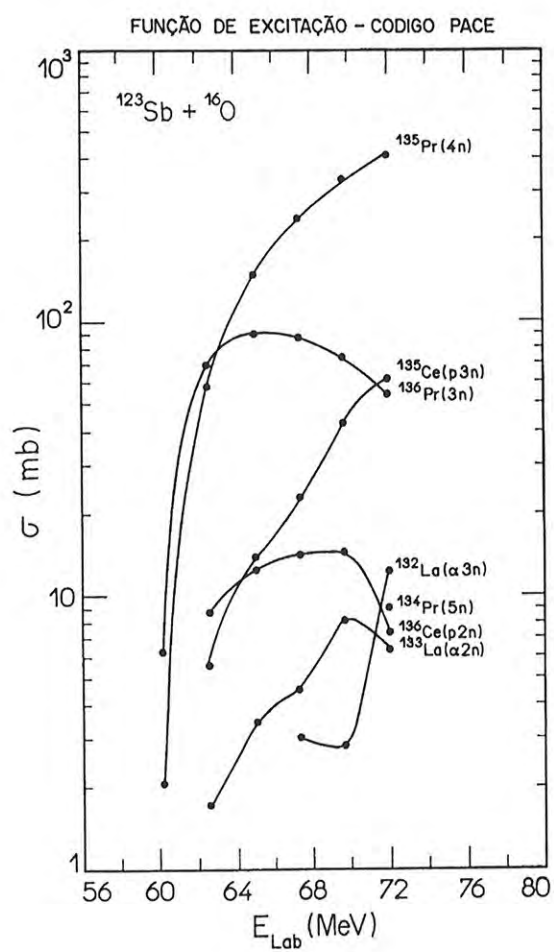


Figura 3.1: Função de excitação da reação $^{123}\text{Sb} + ^{16}\text{O}$.

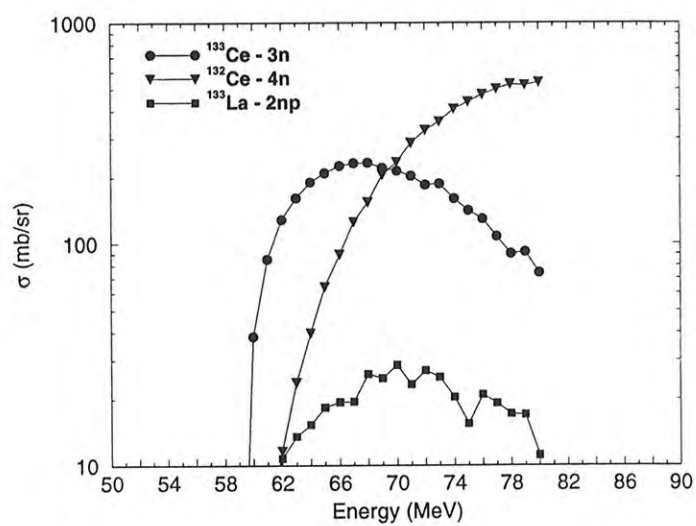


Figura 3.2: Função de excitação da reação $^{120}\text{Sn} + ^{16}\text{O}$ via Código PACE.

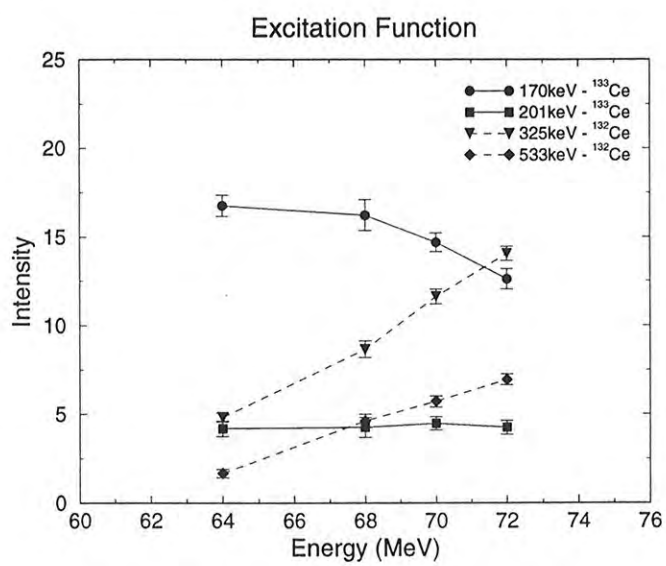


Figura 3.3: Medida da função de excitação da reação $^{120}\text{Sn} + ^{16}\text{O}$.

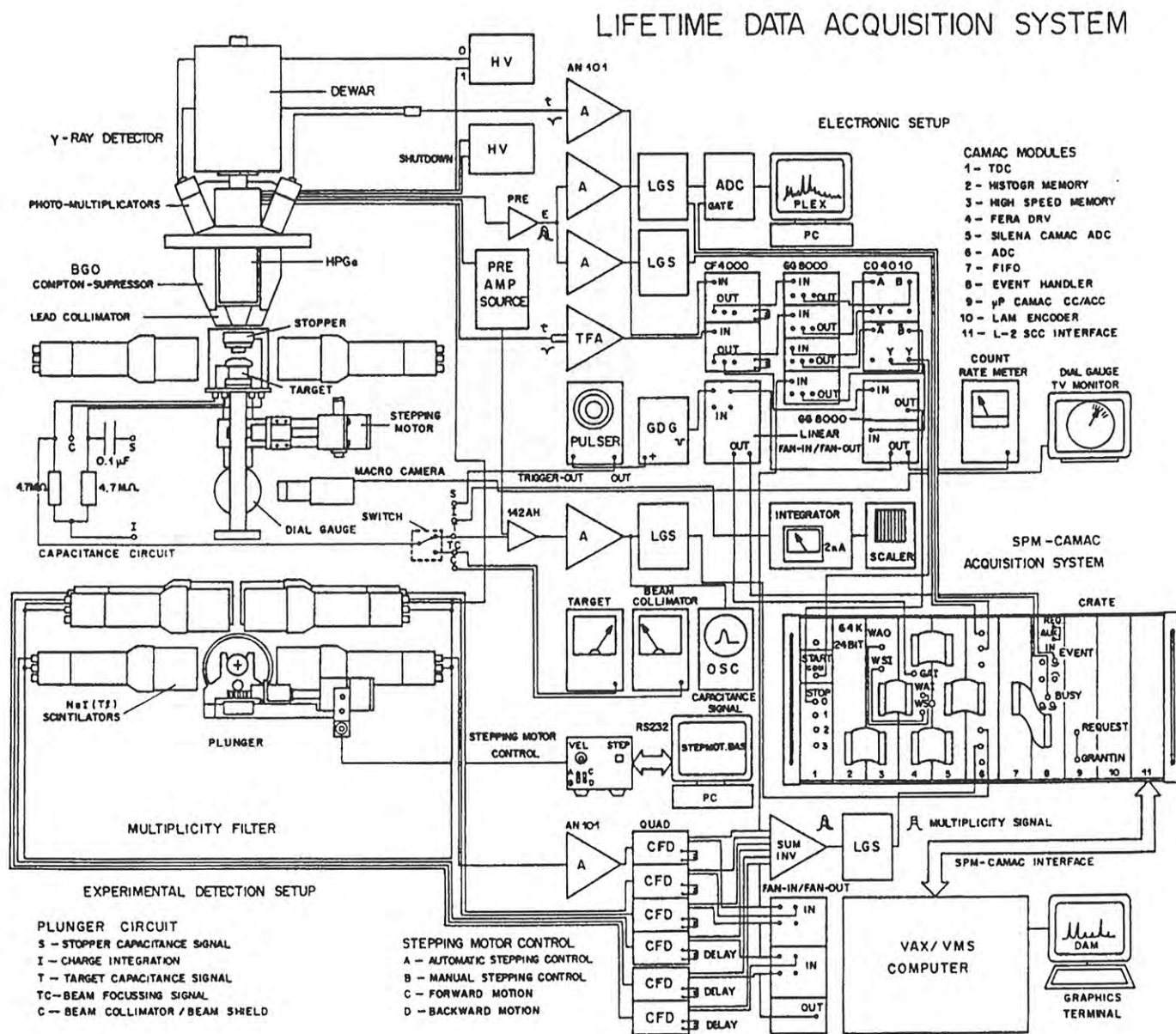


Figura 3.4: Sistema de aquisição de dados SPM-CAMAC para medidas de vidas médias: diagrama de detetores e eletrônica nuclear rápida.

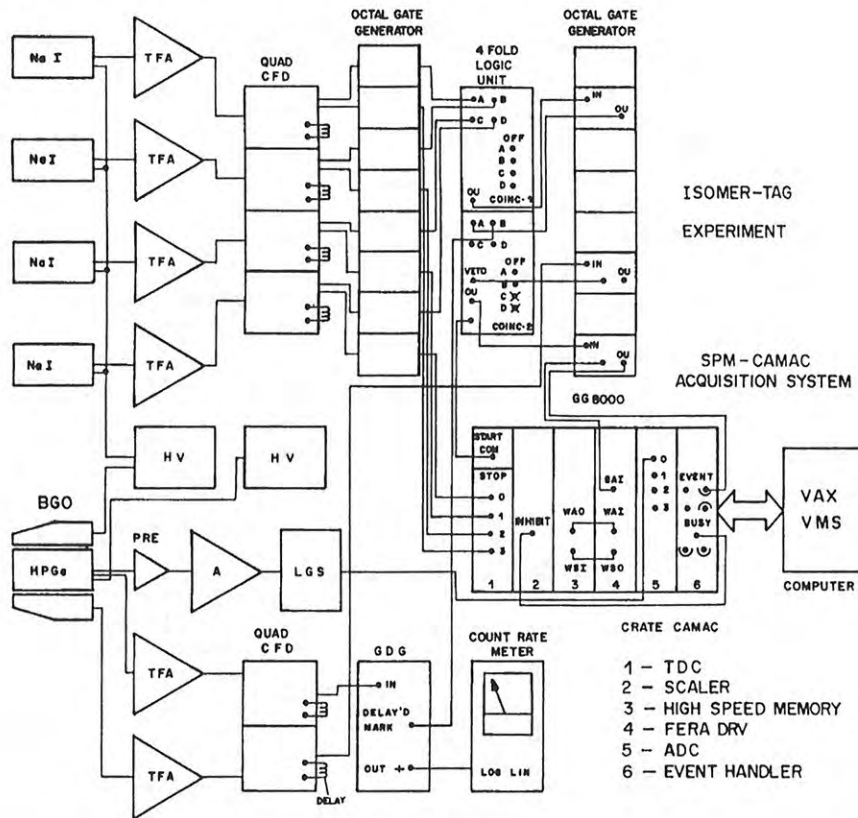


Figura 3.5: Esquema da eletrônica de medida de vidas médias para o experimento *isomer-tag* em ^{136}Pr .

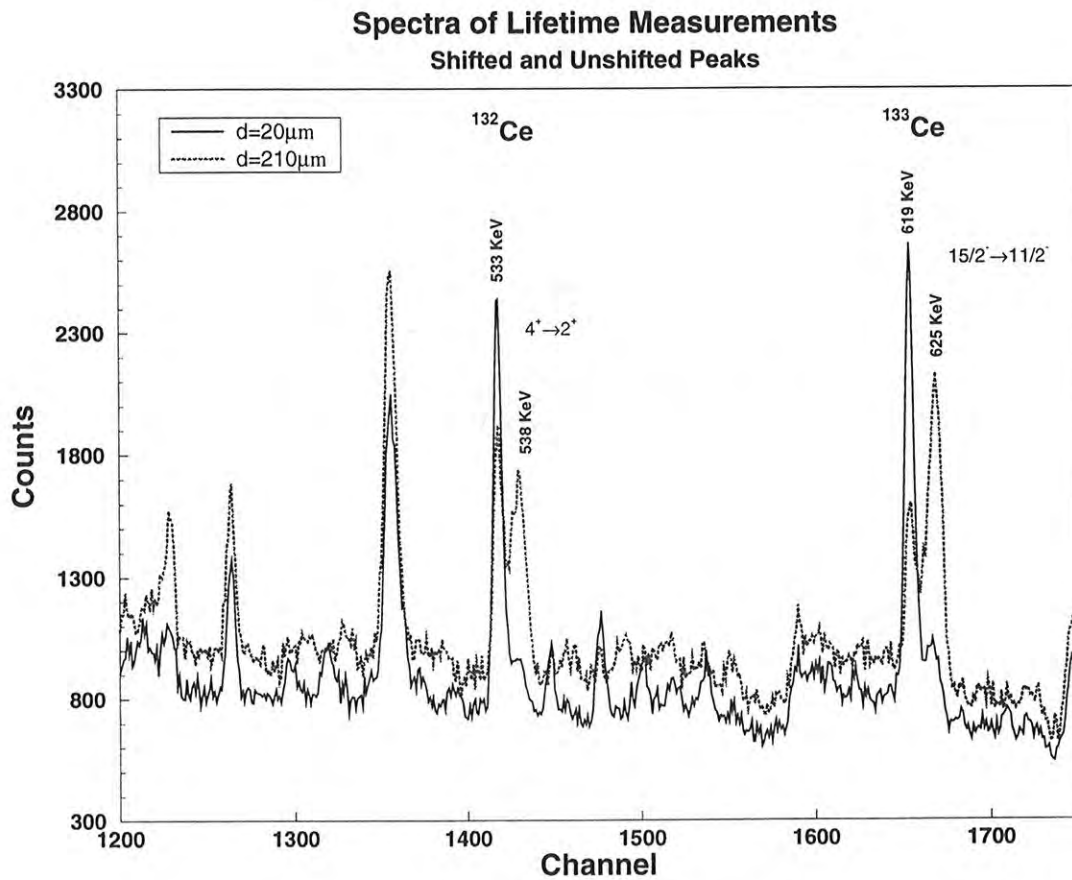


Figura 3.6: Superposição dos espectros de distância de recuo nas medidas de vidas médias dos estados 4^+ e $15/2^-$ respectivos aos núcleos ^{132}Ce e ^{133}Ce , para as distâncias $20\mu\text{m}$ e $210\mu\text{m}$, evidenciando o efeito do desvio Doppler.

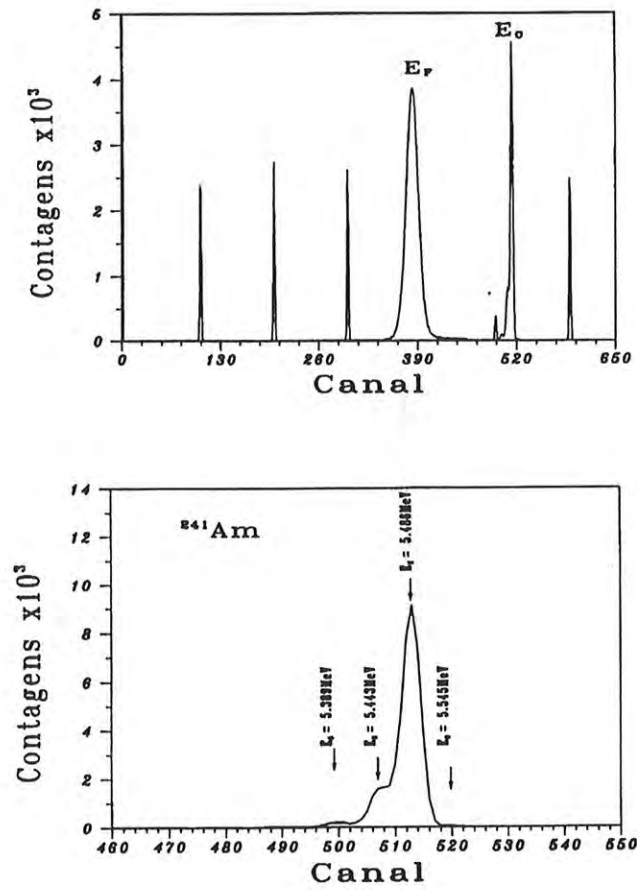


Figura 3.7: Espectros para medidas de espessura dos *backings* de Au (ouro): espectro de partículas alfa antes (E_0) e depois (E_f) de atravessarem o alvo, e vários picos gerados pelo pulsador (a: figura superior); espectro de partículas alfa emitidas pela fonte ^{241}Am (b: figura inferior).

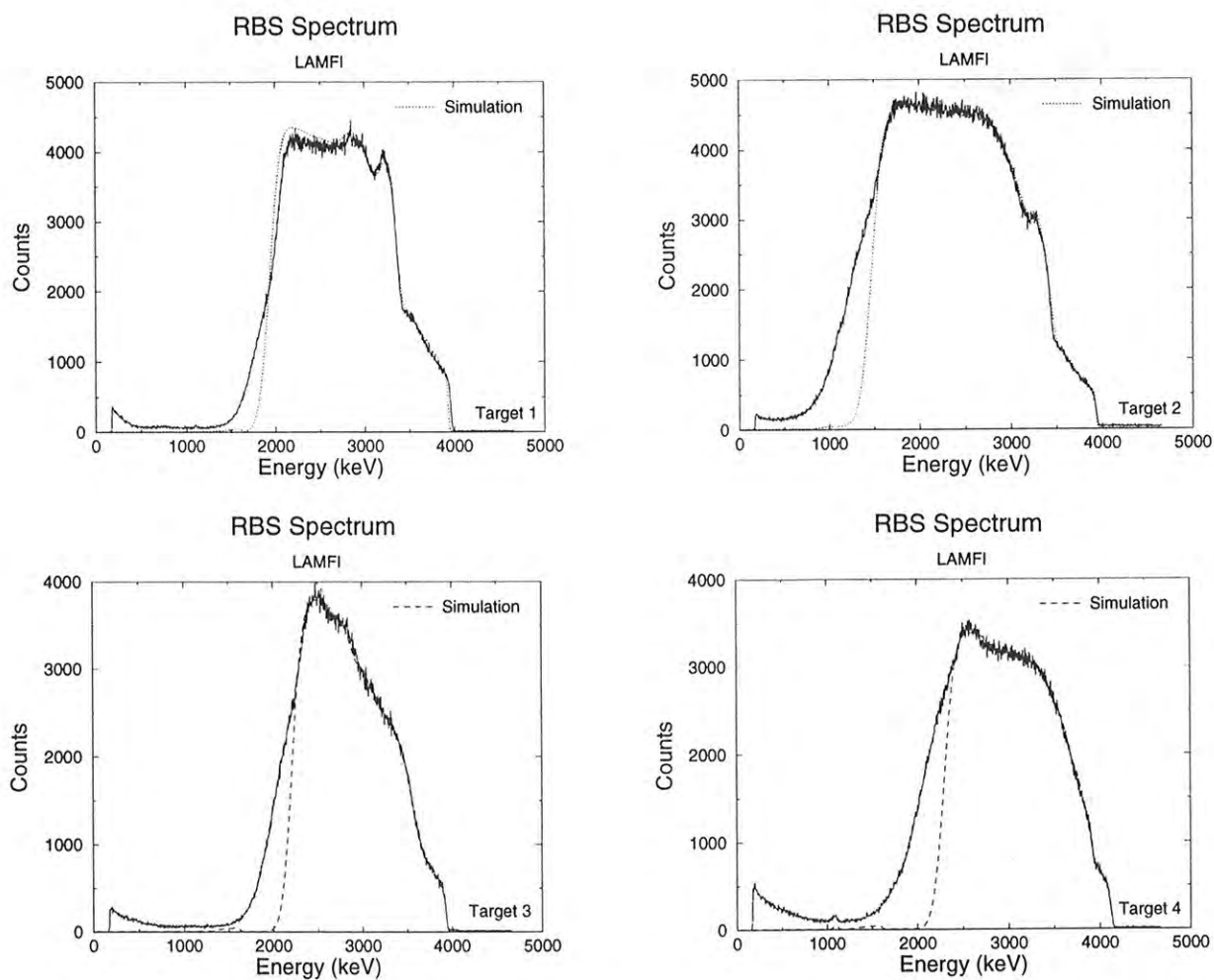


Figura 3.8: Espectros RBS e suas simulações para 4 alvos, medidos no acelerador LAMFI. As curvas tracejadas representam a simulação para o cálculo de espessura dos filmes.

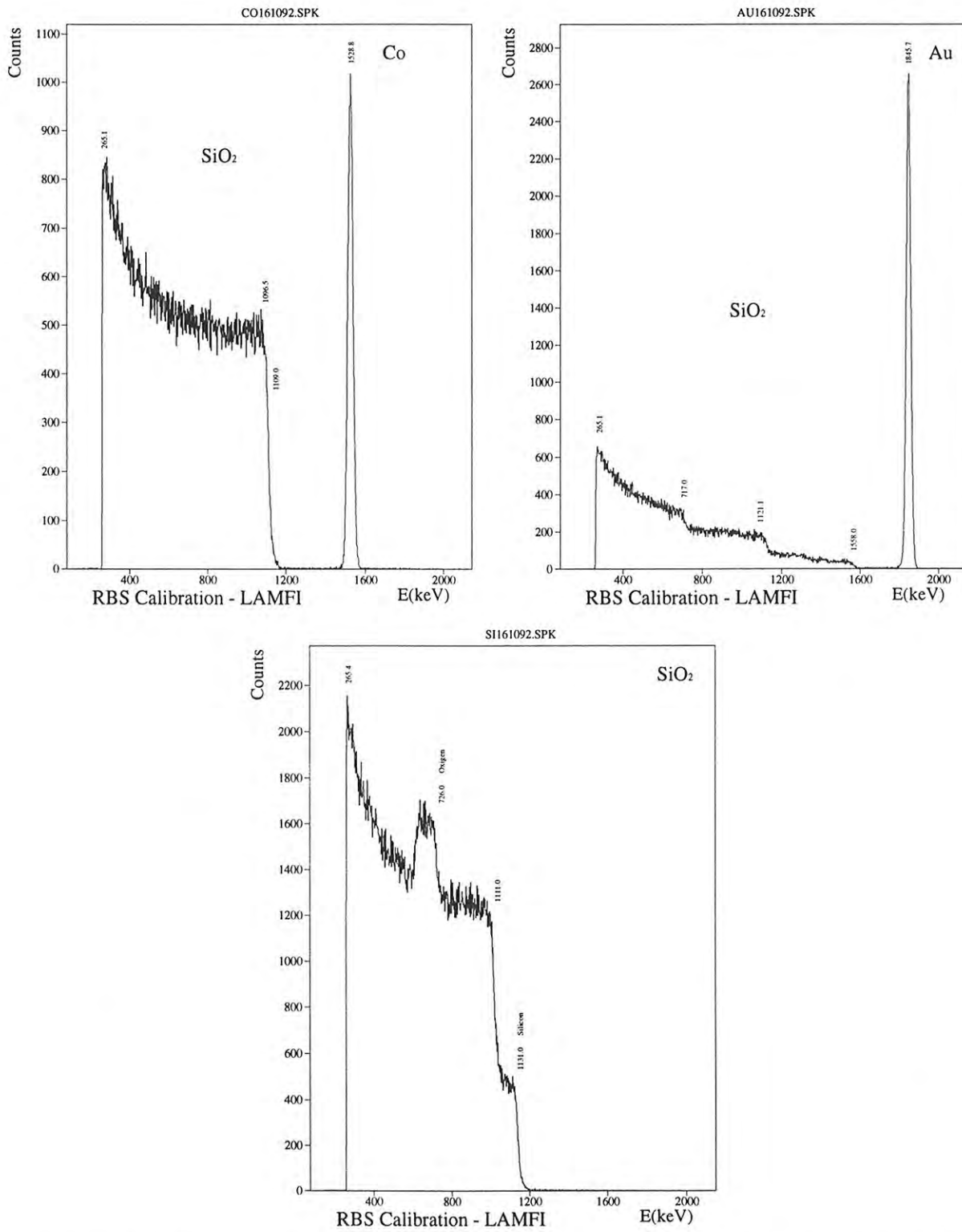


Figura 3.9: Espectros RBS de calibração medidos no acelerador LAMFI para Co (cobalto) sobre SiO₂, Au (ouro) sobre SiO₂ e SiO₂.

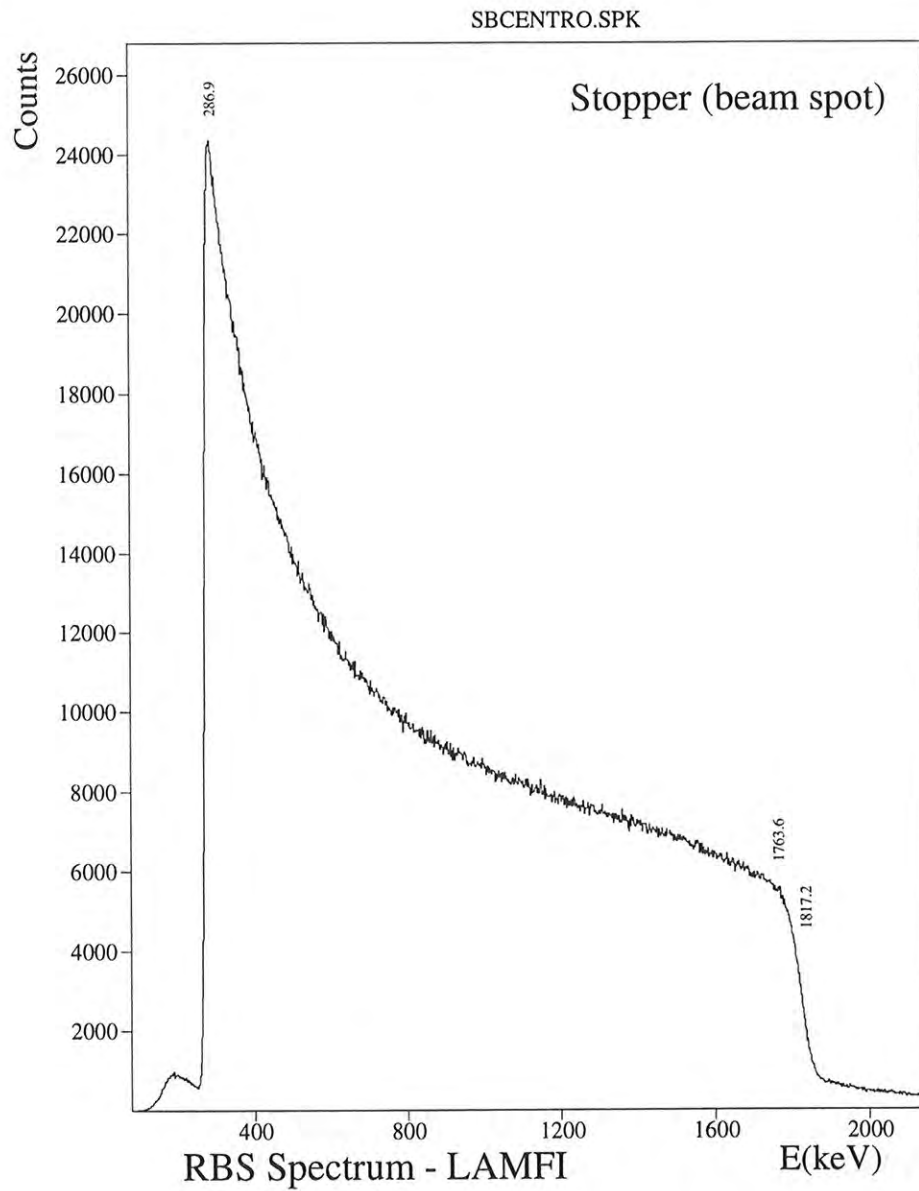


Figura 3.10: Espectro RBS para o *stopper* medido no acelerador LAMFI; feixe de alfas centrado no ponto de incidência do feixe (*beam spot*).

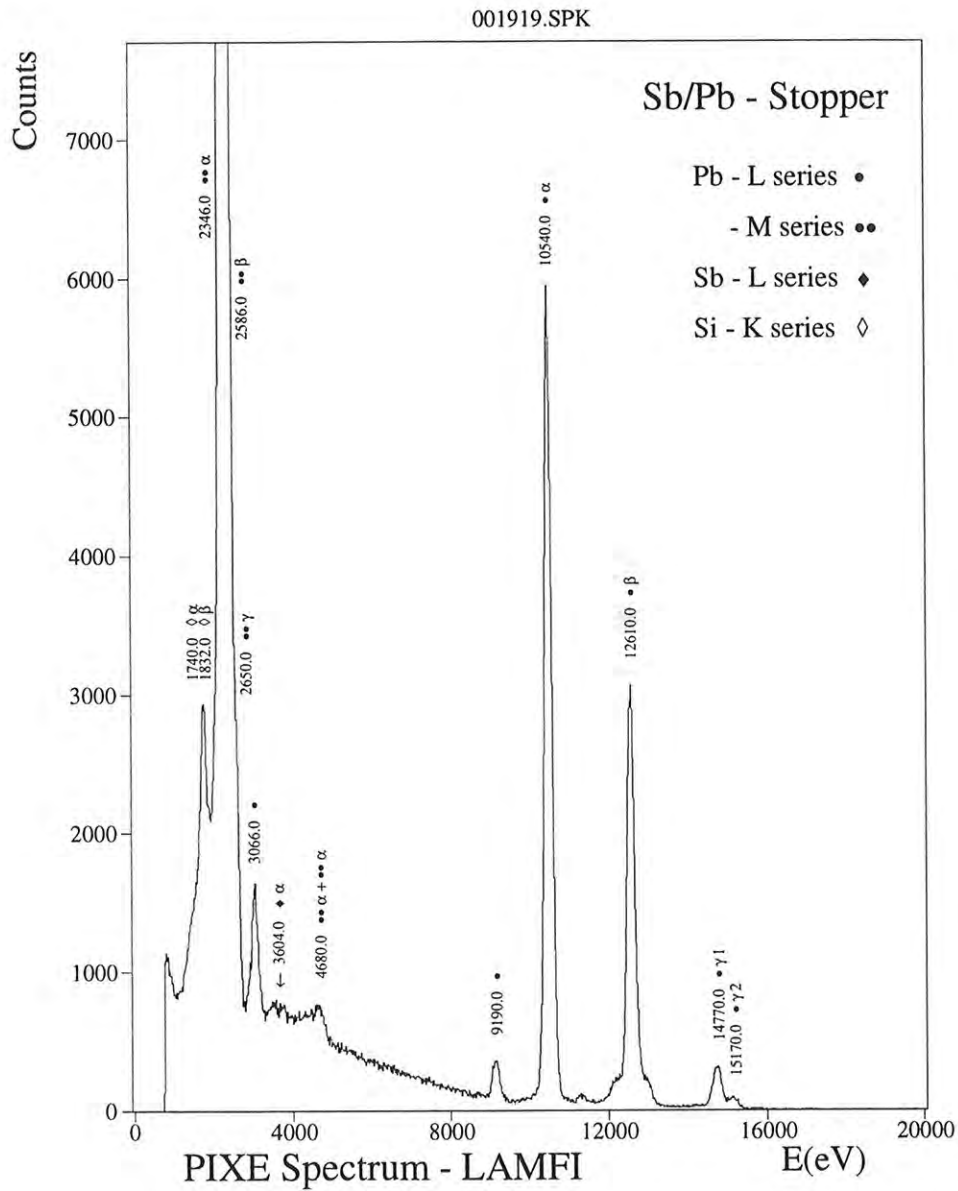


Figura 3.11: Espectro PIXE para o *stopper* utilizado na experiência de vidas médias em ^{136}Pr (PR6). O espectro, medido no acelerador LAMFI, foi utilizado para a determinação da contaminação de Sb (antimônio) sobre Pb (chumbo). A linha $L\alpha(\text{Sb})=3.604\text{keV}$ não foi observada.

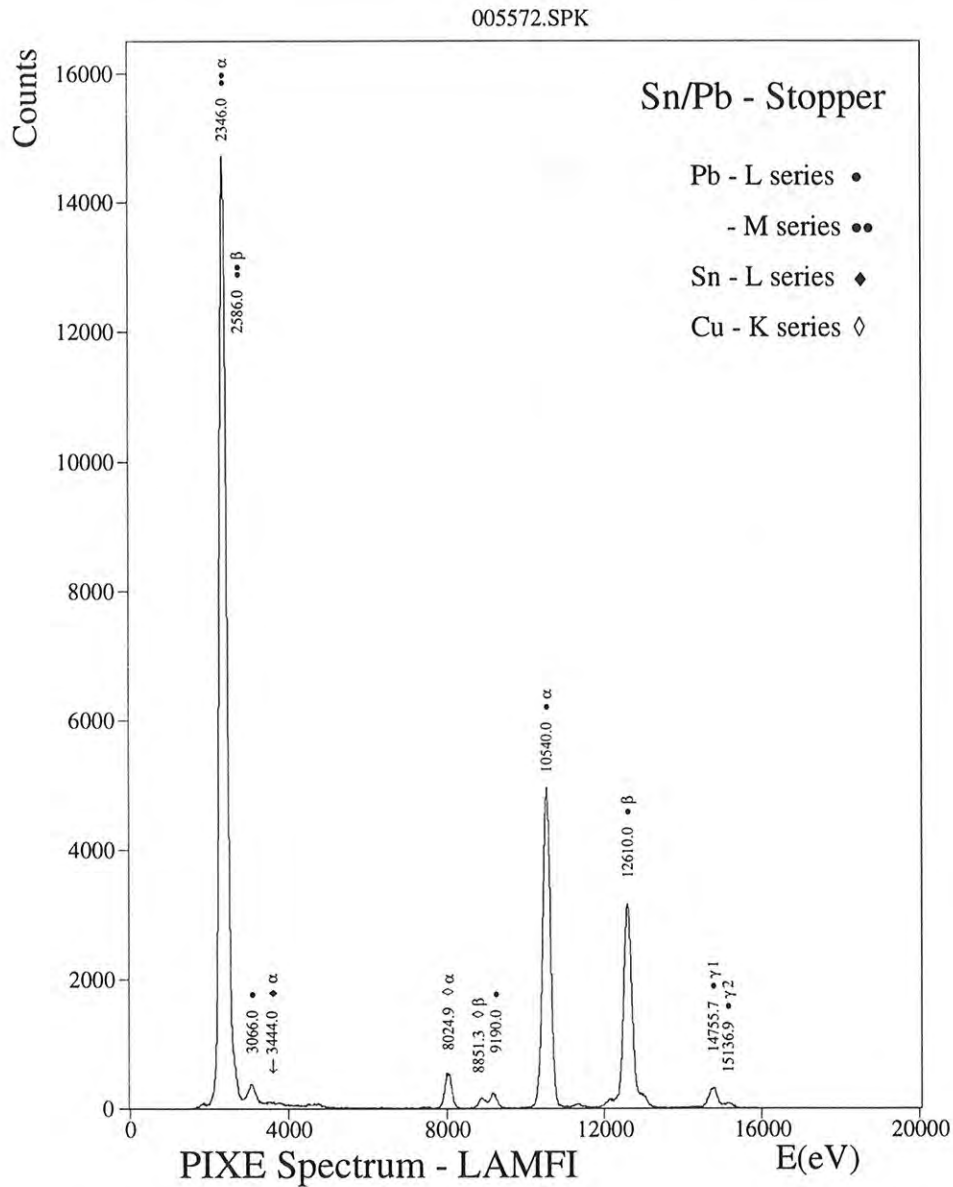


Figura 3.12: Espectro PIXE para o *stopper* utilizado nas experiências de vidas médias em $^{132,133}\text{Ce}$ (CEI e CEII). O espectro, medido no acelerador LAMFI, foi utilizado para a determinação da contaminação de Sn (estanho) sobre Pb (chumbo). A linha $L\alpha(\text{Sn})=3.444\text{keV}$ não foi observada.

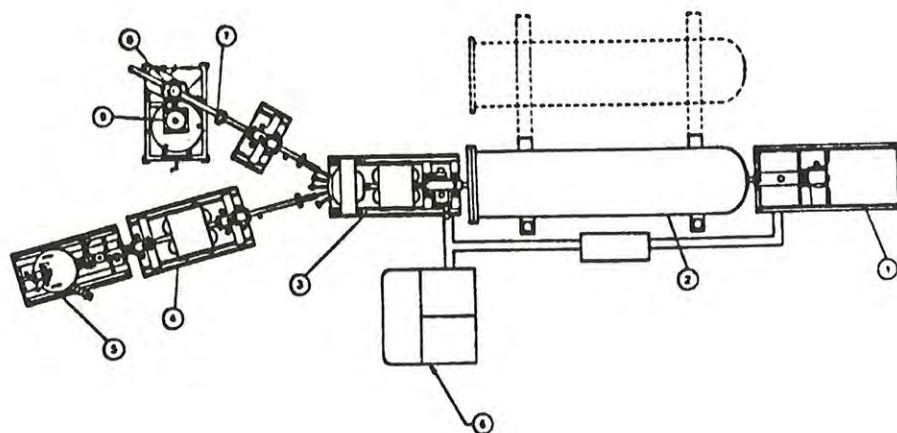


Figura 3.13: Planta do acelerador LAMFI e estações de análise PIXE e RBS: (1) fonte de íons; (2) pelletron 5SDH; (3) ímã defletor do feixe; (5) câmara para análise RBS; (6) console de controle; (7) canalização PIXE; (8) câmara para análise PIXE; (9) detector Si(Li).

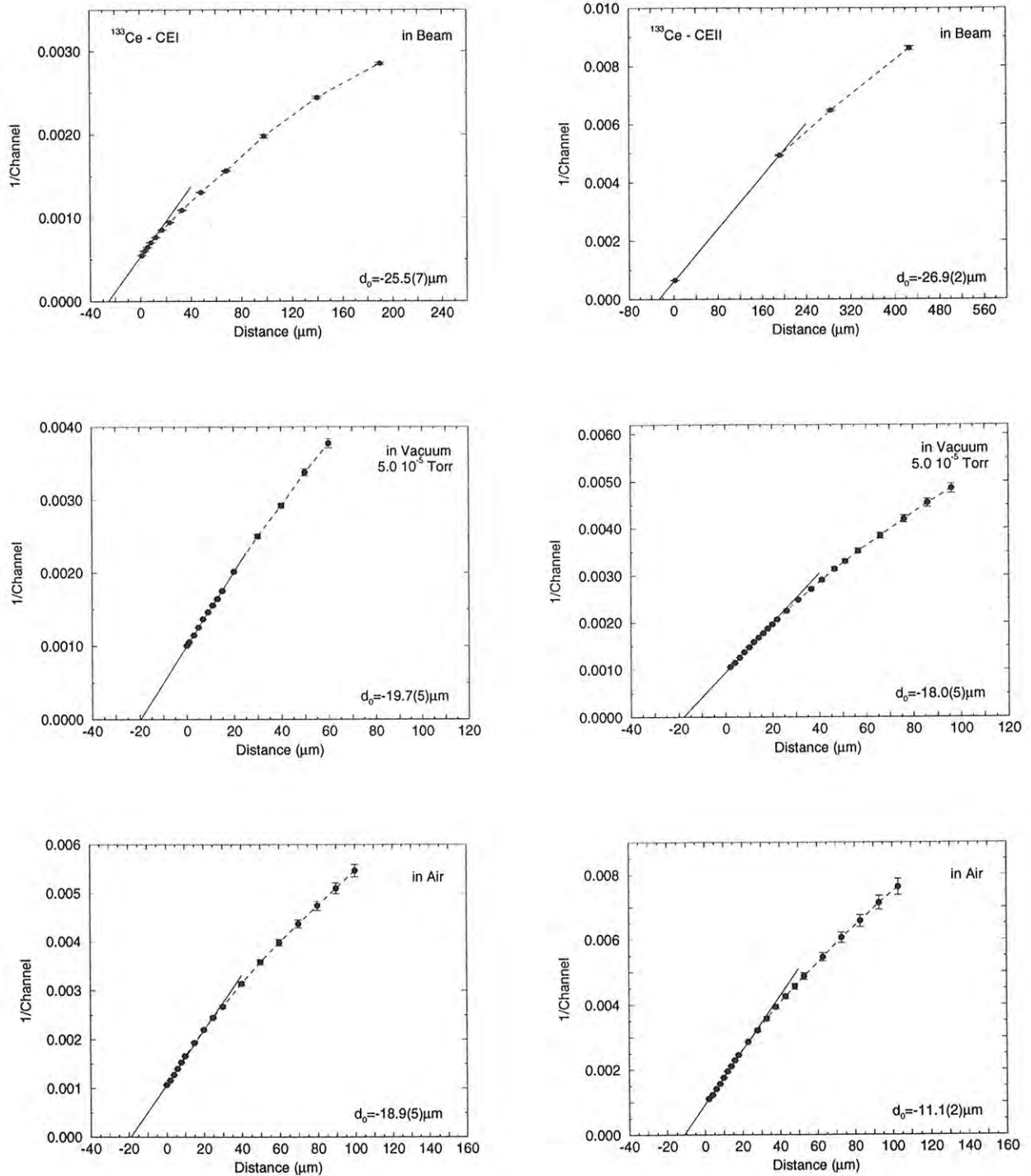


Figura 3.14: Medidas de distância de contato d_0 nas experiências CEI e CEII através da medida de capacitância em ar, em vácuo (5.0×10^{-5} Torr) e em feixe; d_0 depende das condições das superfícies do alvo e do stopper e do paralelismo entre elas. A parte não linear da curva tende a uma saturação devido às capacitâncias parasitas do sistema.

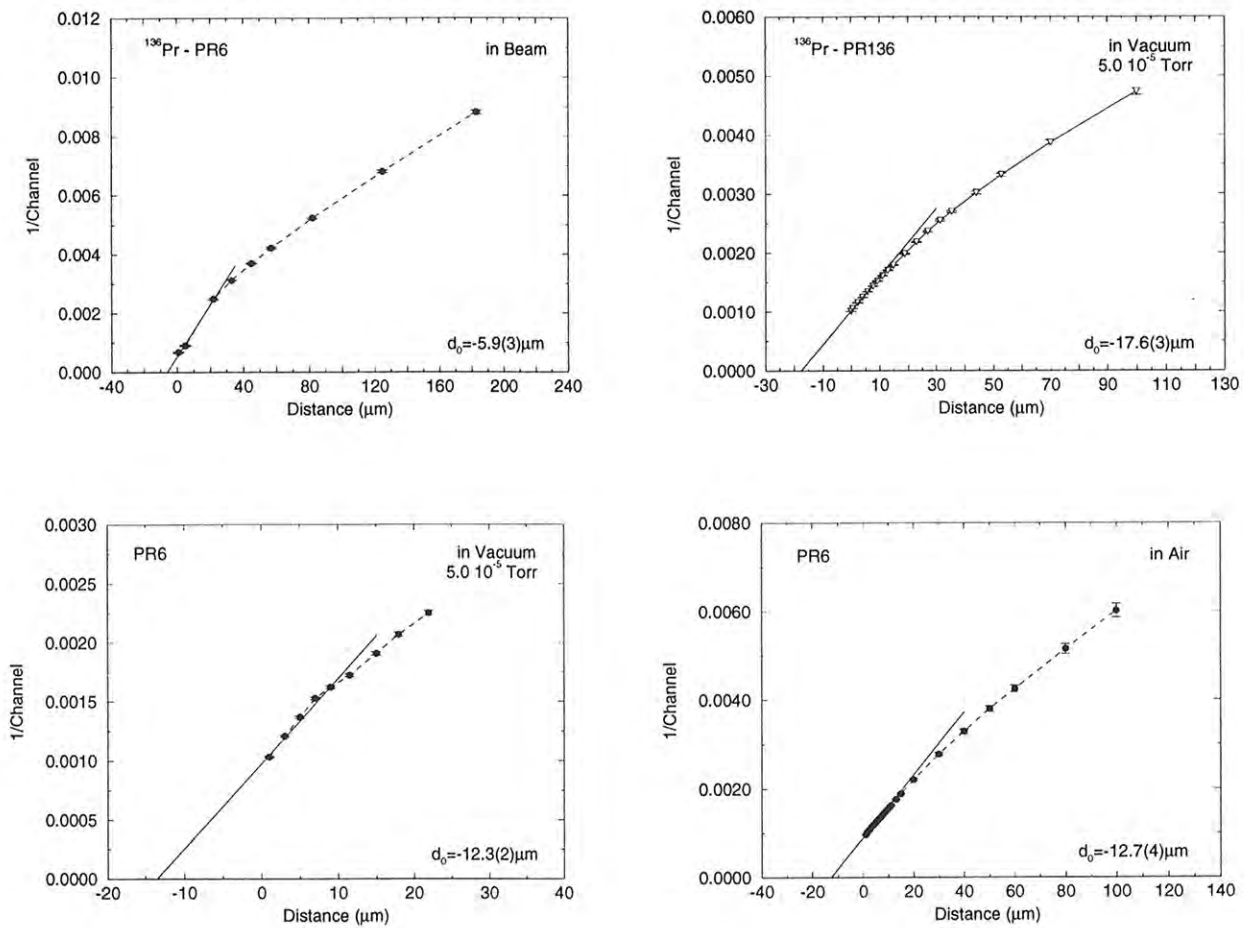


Figura 3.15: Medidas de distância de contato d_0 nas experiências PR136 e PR6 através da medida de capacitância em ar, em vácuo (5.0×10^{-5} Torr) e em feixe; d_0 depende das condições das superfícies do alvo e do *stopper* e do paralelismo entre elas. A parte não linear da curva tende a uma saturação devido às capacitâncias parasitas do sistema.

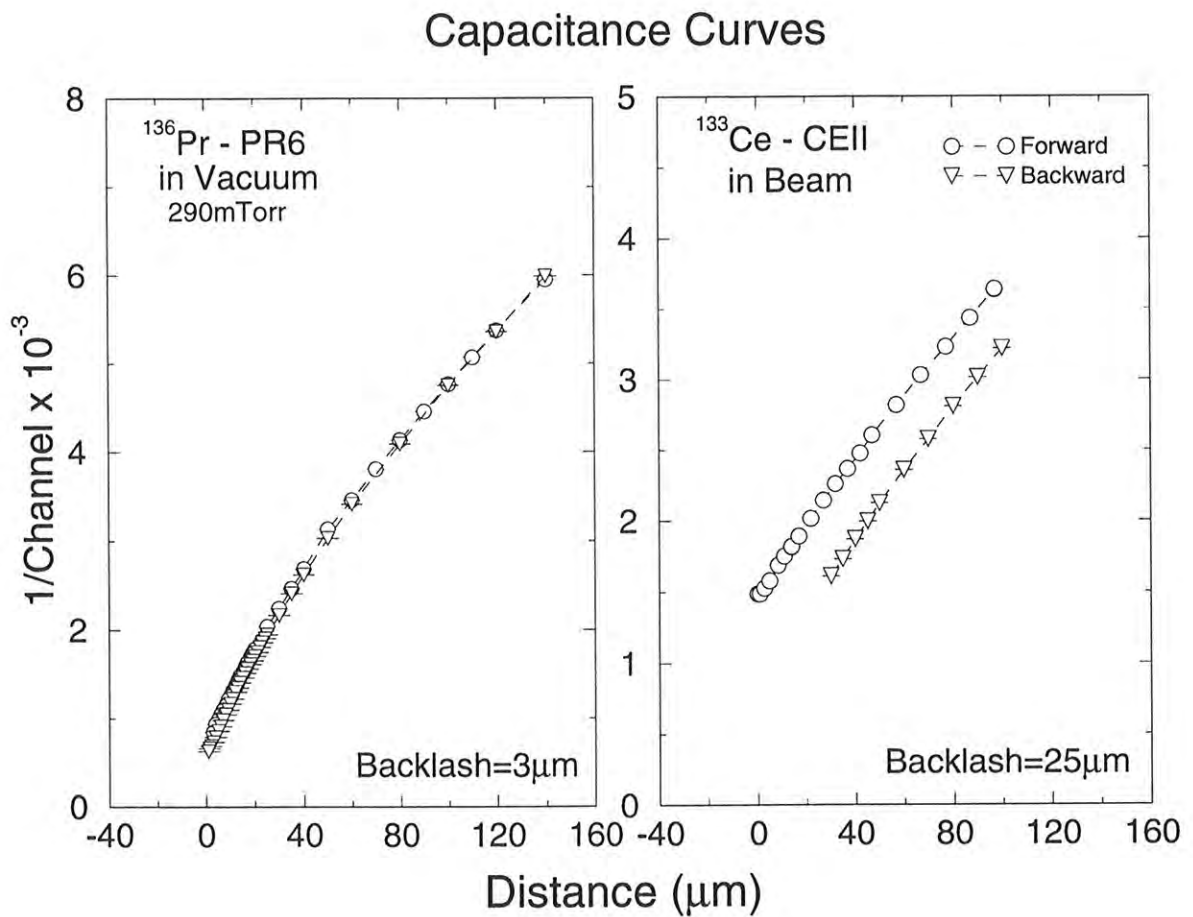


Figura 3.16: Medida do *backlash* efetivo do *plunger* através da medida de capacitância em função das distâncias de afastamento e aproximação nas experiências de ^{136}Pr em vácuo e ^{133}Ce em feixe. As curvas apresentam histerese causada pela folga do sistema de acoplamento (*backlash* efetivo) que é mais evidente na figura à direita relativa ao ^{133}Ce (25 μm).

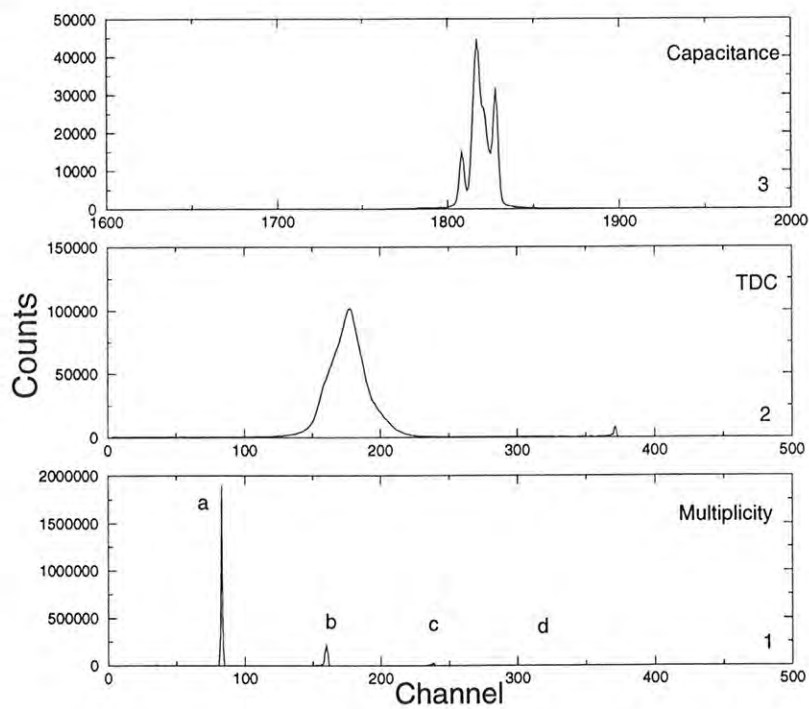


Figura 3.17: Espectros característicos dos parâmetros de *event mode* no sistema de aquisição SPM-CAMAC: (1) multiplicidade, (2) espectro de tempo TDC (*time to digital converter*), (3) pico de capacitância; (a), (b), (c) e (d) indicam, respectivamente, as multiplicidades 1, 2, 3 e 4.

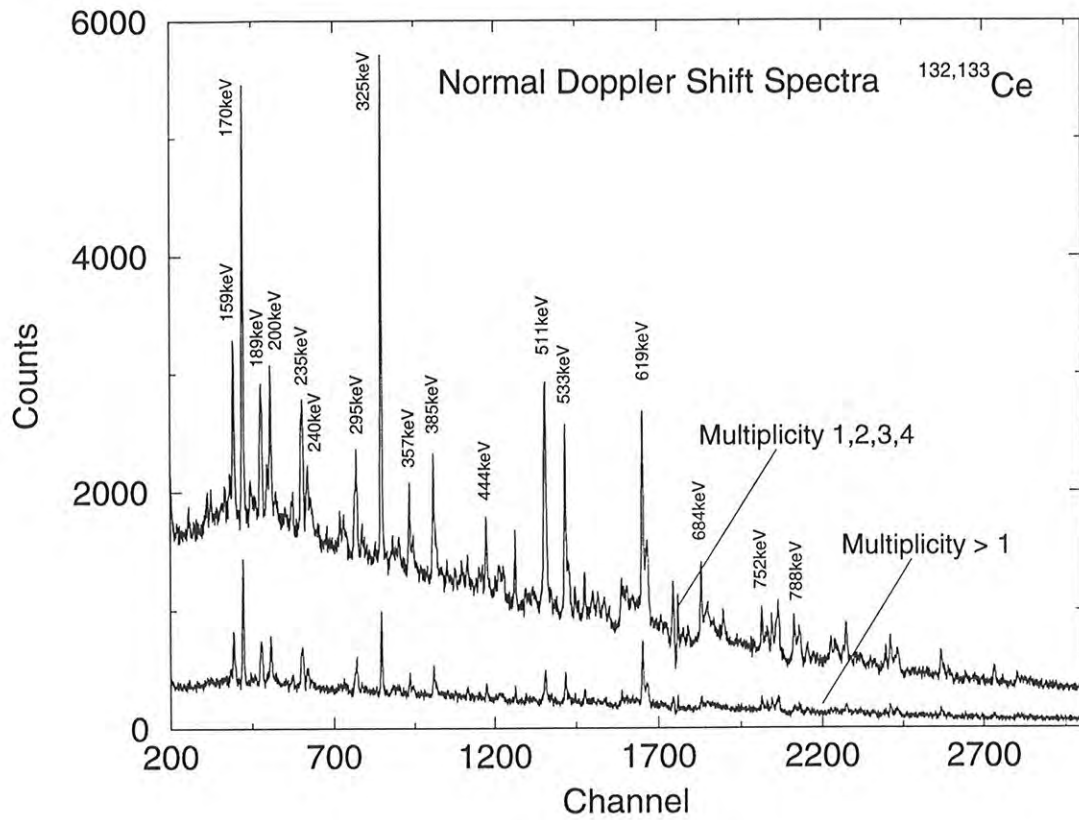


Figura 3.18: Espectros normais de distância de recuo e deslocamento Doppler para multiplicidades 1, 2, 3, 4 e > 1 em $^{132,133}\text{Ce}$, para uma distância arbitrária.

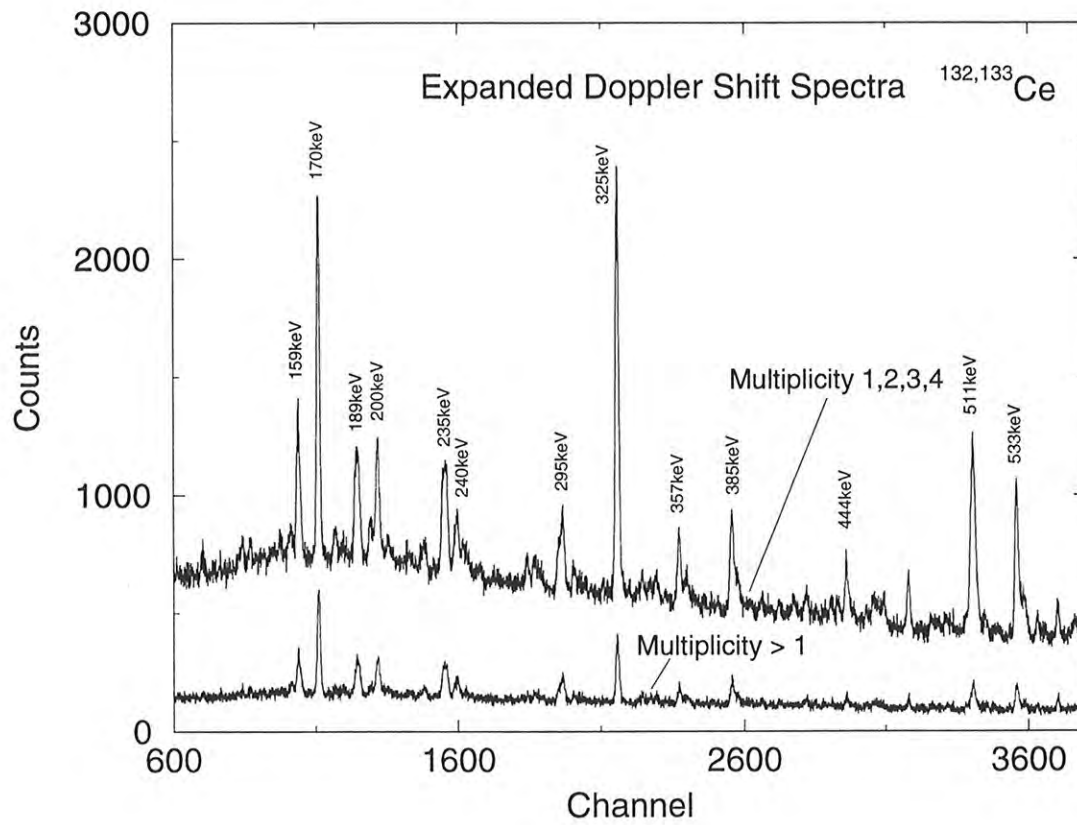


Figura 3.19: Espectros expandidos de distância de recuo e deslocamento Doppler para multiplicidades 1, 2, 3, 4 e > 1 em $^{132,133}\text{Ce}$, para uma distância arbitrária.

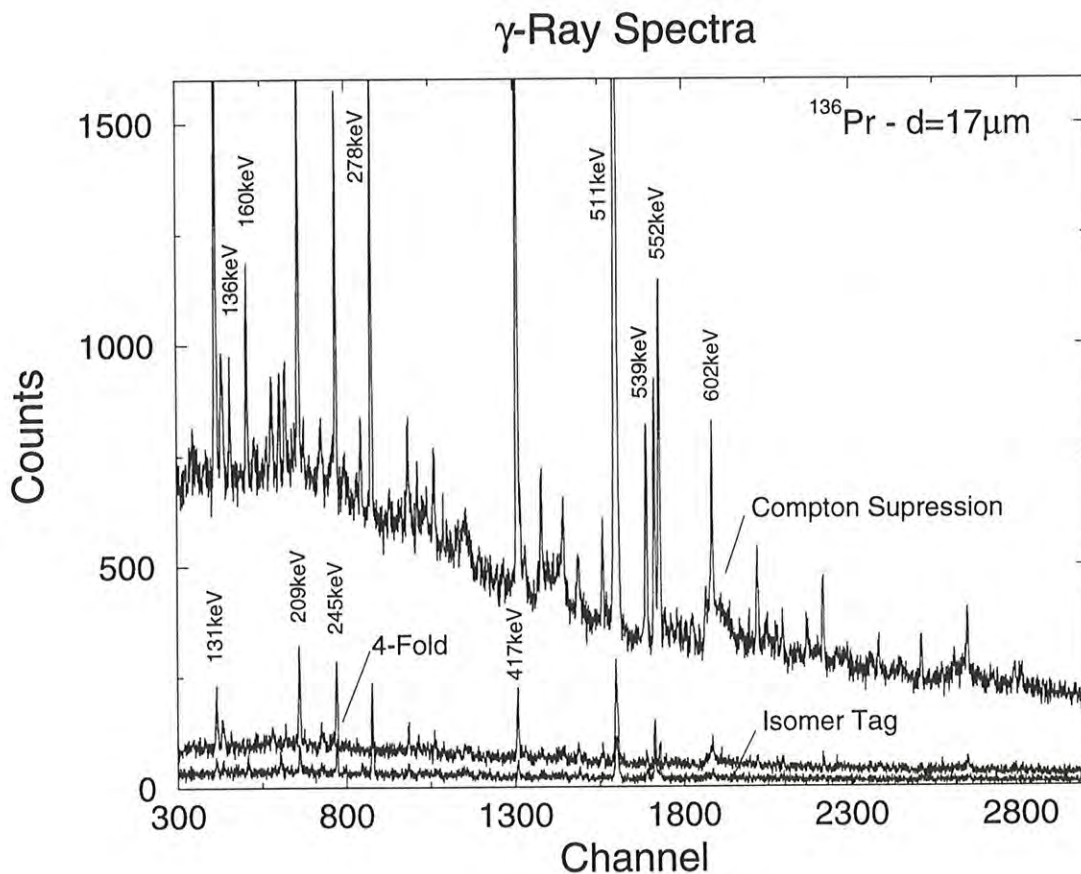


Figura 3.20: Espectros de raios gama mostrando a diferença entre as medidas com supressão Compton, com supressão Compton + multiplicidade (4-fold) e com *gate* nas transições 417keV e 131keV abaixo do isômero de 92(1)ns do estado 6^+ , nas medidas de vidas médias em ^{136}Pr para $d= 17\mu\text{m}$.

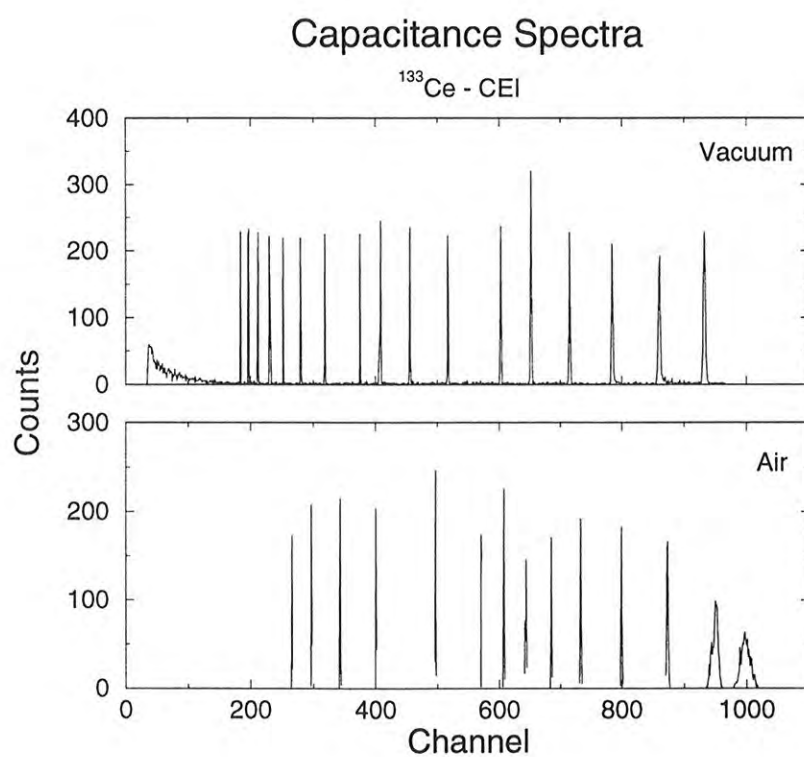


Figura 3.21: Picos de capacitância medidos em ar e em vácuo nas experiências de vidas médias em ^{133}Ce .

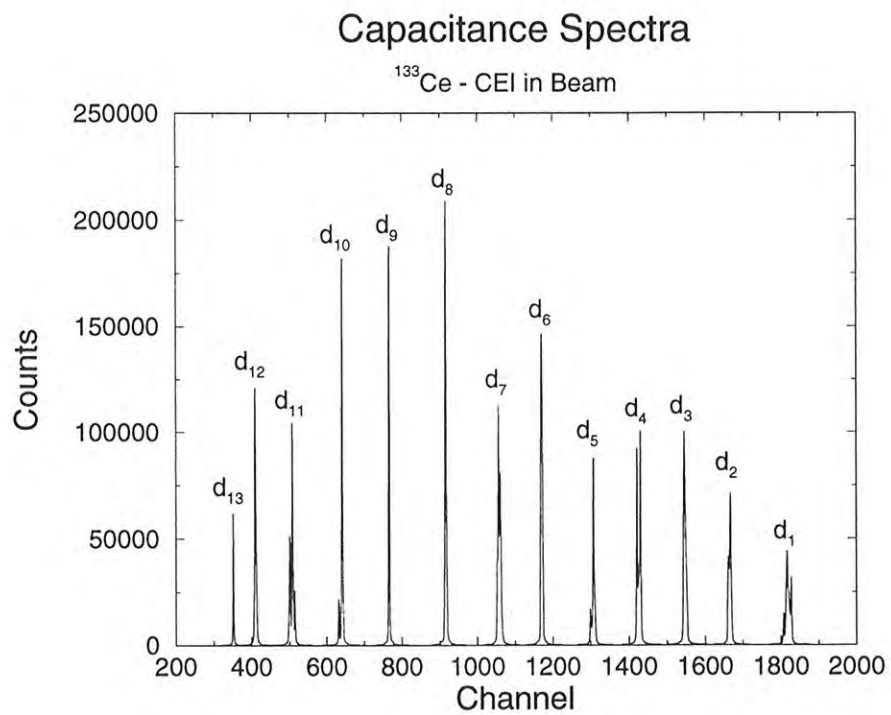


Figura 3.22: Picos de capacitância medidos em feixe para 13 distâncias de recuo nas medidas de vidas médias em ¹³³Ce.

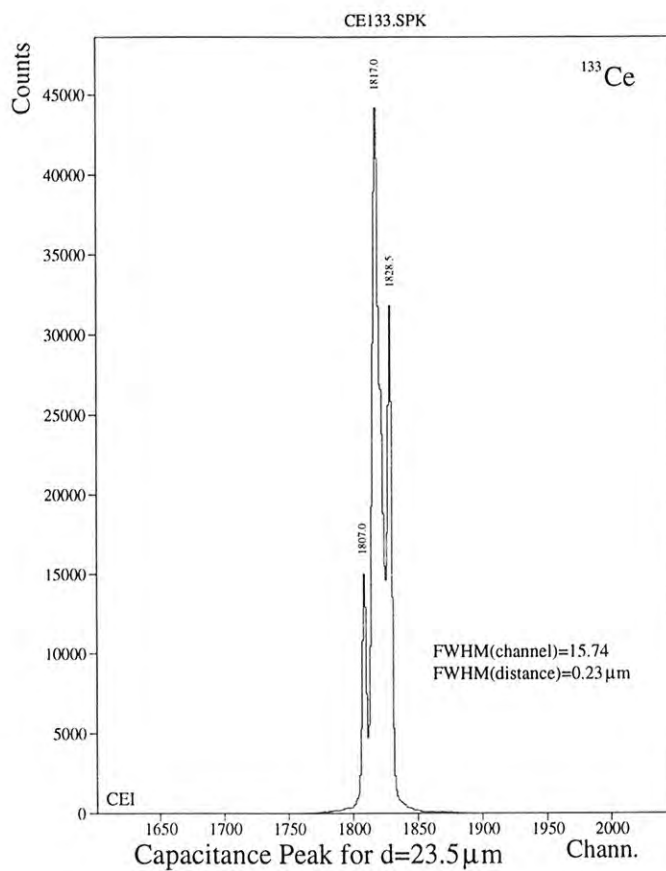


Figura 3.23: Pico de capacitância para a distância de $23.5\mu\text{m}$ na experiência CEI de vidas médias em ^{133}Ce . A largura a meia altura de 15.74 canais corresponde a $0.23\mu\text{m}$.

Tabela 3.9: Efeito do Feixe sobre a Medida de Capacitância

Canal	Largura		Condições	
	FWHM	FWHM(μm)	Δt^*	em feixe
550.49	2.47	0.38	-	✓
549.14	2.11	0.33	30s	
549.00	1.97	0.31	60s	
548.98	2.24	0.35	60s	
548.74	2.41	0.37	5min	
549.08	2.08	0.32	30s	✓
549.23	2.53	0.39	60s	✓
549.32	2.29	0.36	60s	✓
549.41	2.48	0.39	5min	✓

* Intervalo de tempo entre as medidas

Capítulo 4

Análise de Dados e Resultados

4.1 Descrição dos Dados

Os dados brutos de modo evento são vetores penta-paramétricos (E, E_x, M, T, C) histogramados em espectros correspondentes à energia, à energia expandida, à multiplicidade, ao tempo TDC e à capacitância, respectivamente (vide capítulo 3). Os espectros *singles* de energias E e E_x , foram medidos a 0° com supressão Compton (58%) e condição de multiplicidade 1, 2, 3 e 4, ilustrados nas figuras 3.18 e 3.20. O espectro E_x possui maior dispersão em canais para melhorar a forma do pico Doppler de baixa energia (figura 3.19).

Os espectros *singles* (figura 3.6) são medidos em função das distâncias de recuo (vide tabela 3.2) e são normalizados pela transição 279keV da excitação Coulombiana do ^{197}Au do espectro do monitor (espectro sem multiplicidade, figura 4.1) medido simultaneamente, ou através da auto-normalização dada pela soma dos picos U e S (figura 4.2). A contaminação pode ser checada pela medida do espectro de distância zero ($d=0\mu\text{m}$), espectro sem efeito Doppler medido com um alvo evaporado sobre substrato de ^{208}Pb (figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6). As medidas de multiplicidade, tempo TDC e capacitância podem ser observadas na figura 3.17 (1), (2) e (3), respectivamente.

4.1.1 Níveis de Energia em $^{132,133}\text{Ce}$

Os esquemas de níveis das bandas rotacionais em $^{132,133}\text{Ce}$ podem ser observados nas figuras 4.7 e 4.8, respectivamente. As informações disponíveis na literatura sobre vidas médias [44, 45, 6, 1, 5]

são mostradas esquematicamente através das figuras 4.9, 4.10 e 4.11. A figura 4.9 indica as meias-vidas ($t_{1/2}$) medidas para os estados da banda fundamental [1, 5]. Nenhuma outra informação sobre vidas médias de estados excitados desses núcleos foi encontrada.

4.1.2 Níveis de Energia em ^{136}Pr

O esquema de níveis das bandas rotacionais em ^{136}Pr é mostrado na figura 4.12. Os dados encontrados na literatura sobre vidas médias [44, 45, 4, 15], indicam um estado isomérico de 92ns medido através da técnica $\gamma - \gamma - t$ (vide figura 4.13). A tentativa de medir os estados da banda 2 (figura 4.12) foi descartada visto que uma nova medida do esquema de níveis de energia, realizada recentemente através do sistema de multidetetores *crystal-ball* do LNL (Laboratório Nacional de Legnaro), indica uma estrutura muito complicada, que difere dos dados das referências [4, 15]. A falta de informação sobre os esquema de níveis impossibilita a elaboração do modelo de decaimento para o ajuste de vidas médias nesta banda específica (Costel *et al.*, a ser publicado).

4.2 Método de Análise de Espectros RDDS

O método de análise de espectros de distância de recuo, consiste na integração das áreas dos picos U, através do ajuste de mínimos quadrados não lineares por gaussianas assimétricas (figura 4.14) com caudas exponenciais (forma característica de transições gama no detetor de germânio) via código DAMM de manipulação, visualização e análise de espectros [28].

O problema fundamental da análise dos espectros RDDS, consiste no ajuste dos picos S com desvio Doppler, visto que o pico deslocado sofre um alargamento originário da distribuição de velocidades causada pelo *straggling* do feixe no alvo. O comportamento da largura de um pico gama no espectro é, em geral, proporcional à raiz do canal (ou da energia). Portanto, o valor para o pico U em todo espectro, pode ser determinado pela calibração de FWHM, em função da raiz do canal do centróide correspondente (figura 4.15). Para os picos S, entretanto, é necessária uma nova calibração de largura em função do canal, específica para os picos Doppler considerando-se também gaussianas assimétricas, visto que para velocidades de recuo $< 1\%$ não há efeitos de forma considerável do pico S para um núcleo recuando no *stopper*.

A forma usual para o cálculo do σ de alargamento é dada por:

$$\sigma_{total}^2(\sqrt{canal}) = \sigma_0^2(\sqrt{canal}) + \sigma_{alargamento}^2 \quad (4.1)$$

onde o alargamento total do pico Doppler é devido à dispersão de energia do feixe no alvo.

O espectro analisado inicialmente, é o espectro de distância $d=0\mu\text{m}$ medido com alvo isotópico sobre Pb espesso (vide figuras 4.3, 4.4 e 4.5). Pode-se, portanto, determinar a variação da largura para todos os picos de energia E_0 conforme a figura 4.15. Este espectro $d=0\mu\text{m}$ real é também fundamental para checar a contaminação sob os picos Doppler, visto que a geometria do *plunger* e da disposição do sistema de detetores impede a medida RDDS para ângulos traseiros, deslocando os picos para energias mais baixas no espectro ($\theta > 90^\circ$), impedindo a verificação de contaminação.

O programa DAMM possui parâmetros iniciais fixos, de largura e assimetrias do lado esquerdo (ASLO) e direito (ASHI). A tendência das assimetrias pode ser medida a partir dos parâmetros iniciais mostrados na figura 4.16, que é uma característica do detetor que, em geral, é mais predominante no lado esquerdo do fotopico devido à coleta de carga. Supõe-se inicialmente uma variação de 20% para as assimetrias e 5 canais ($\sim 0.5\text{keV}$) de variação do centróide, e efetua-se reajustes sucessivos até o χ_{red}^2 atingir um valor próximo de 1. Os valores padrão de variação para FW, centróide e assimetrias, são recorrigidos para os novos valores nos ajustes dos espectros RDDS. O passo seguinte é determinar a largura dos picos Doppler em função da energia que consiste nos ajustes sucessivos de gaussianas assimétricas sobre os picos alargados, considerando-se o espectro de distância máxima de recuo, onde os picos S são mais intensos do que os *unshifteds*, fixando-se os parâmetros de largura, assimetria e canal em U. Neste ajuste os parâmetros dos picos U devem ser compatíveis com os valores obtidos para o espectro de distância zero. Se são compatíveis, os parâmetros em U podem ser fixados durante a determinação de FWHM do pico S. Caso contrário, usa-se os parâmetros dos picos U do espectro de distância zero. Refaz-se o ajuste do pico S guardando-se os parâmetros correspondentes.

O comportamento da largura dos picos Doppler é determinado ajustando-se FWHM em função de \sqrt{canal} sobre pontos correspondentes às larguras medidas. A figura 4.15 expressa o comportamento de FWHM dos picos alargados, mostrando que o σ de alargamento não é uma constante, conforme a expressão 4.1, mas uma função também da energia (\sqrt{E}).

O procedimento seguinte é ajustar novamente os picos S do espectro de distância máxima

sem fixar os parâmetros, deixando a largura e assimetrias variarem 10%, e o centróide em até 2 canais. Se após alguns reajustes sucessivos a variação dos parâmetros estiver em torno de 10%, então os espectros de recuo restantes podem ser ajustados.

Calcula-se as larguras correspondentes aos picos Doppler a partir da função ajustada. Os parâmetros para esses picos são fornecidos individualmente, permitindo uma variação de 5% em FWHM e assimetrias para o pico U, e 10% para o pico S, e uma variação de 1 a 2 canais nos centróides. Os parâmetros e os limites de variação devem ser tais que as gaussianas U e S devem se ajustar sobre os picos correspondentes, na primeira interação de minimização do χ^2 , evitando resultados não realísticos. Assim, reajustes sucessivos não devem ser aceitos. O programa ajusta uma região no espectro de até 16 picos em 512 canais, e os parâmetros dos picos variam condicional e independentemente. A variação condicional mantém o parâmetro fixo se for especificado. Na condição independente, os parâmetros são variados independentemente.

Em algumas situações é necessário fixar a largura para se atingir o ajuste, restringindo-se também o fator de variação da posição do centróide. O processo é repetido para as distâncias de recuo medidas, para um conjunto de picos U e S. Para cada ajuste, o programa varia os parâmetros um número pré-determinado de vezes, dentro do limite percentual exigido. O valor usado é de três passos por ajuste.

O resultado dos ajustes pode ser observado nas figuras 4.17, 4.18, 4.19, 4.20 e 4.21, respectivo às transições: 155keV e 170keV para as distâncias $21\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$; 325keV para as distâncias $51\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$; 533keV para as distâncias $19\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$; e 325keV (espectro expandido) para as distâncias $21\mu\text{m}$ e $208\mu\text{m}$. Para o pico 136keV, do ^{136}Pr , fez-se uma tentativa de ajuste dos picos U e S, porém, devido a baixa intensidade da transição foi impossível extrair áreas aceitáveis (figura 4.22).

A forma do pico gama com assimetria é dada pela equação:

$$Y_L = e^{\frac{-(x-x_0)^2}{A^2 (1+ASLO (x-x_0)/A)}} \quad (4.2)$$

onde A é FWHM e Y_L descreve a gaussiana assimétrica do lado esquerdo; se a assimetria é igual a zero, a curva é uma gaussiana [28]. O gaussiana assimétrica é integrada, em geral, sobre um fundo linear.

4.3 Redução de Dados

Os dados das experiências de vidas médias são histogramados em espectros de energia em função da distância de recuo. O objetivo é achar a intensidade dos picos U e S em função de d .

Os espectros RDDS são ajustados através do código DAMM utilizando o método de análise descrito no item 4.2. Os picos U e S são integrados sobre fundos lineares, e as áreas, erros e energias correspondentes, são parâmetros de entrada do programa de normalização PLUNGER (vide apêndice D) lidos diretamente do arquivo de saída do DAMM.

A normalização pode ser efetuada de duas maneiras: utilizando o pico de energia 279keV da excitação Coulombiana do Au, do espectro de monitor (sem multiplicidade), ou através da soma dos componentes U e S (auto-normalização). Na experiência do cério foi efetuado os dois processos de normalização, sendo que no caso da soma U+S, foram utilizados os valores médios dos dados do ^{132}Ce para as transições 2^+ e 4^+ mais intensas. A diferença entre as normalizações foi de 2%.

Um outro procedimento foi utilizado na experiência PR136, onde, devido a perda de normalização do pico do Au (perda do espectro do monitor), utilizou-se o pico de 131keV (figura 4.23) da transição abaixo do isômero em ^{136}Pr (estado 6^+ , segundo Costel *et al.*, a ser publicado) dos espectros de multiplicidade (vide figura 4.24).

O código PLUNGER efetua a propagação de todos os erros envolvidos nos cálculos e gera os gráficos para as razões R_A auto-normalizadas. A observação de R_A em função de d na experiência CEII, permitiu testar a reprodutibilidade do sistema de medida, através da medida de um ponto após a inversão do sentido de deslocamento, medido em aproximação (mostrado na figura 4.25 em **negrito**), para as transições 325keV e 533keV do ^{132}Ce e 619keV do ^{133}Ce . Observa-se uma boa concordância do ponto medido em aproximação, com os dados medidos em afastamento, descontado o efeito do *backlash*.

As intensidades das transições são obtidas a partir das áreas normalizadas e da eficiência do detetor em função da energia, mostrada na figura 4.26 (1), propagando-se devidamente os erros. A eficiência geométrica é medida *off-line* com fontes radioativas de ^{152}Eu e ^{133}Ba , cujas energias e intensidades das transições- γ são muito bem determinadas. O dispositivo para medidas de eficiência foi projetado para utilização na câmara *plunger*, ilustrado na figura 2.23.

As intensidades sofrem uma renormalização considerando-se o efeito de freamento dos

núcleos no alvo, cuja fração em relação à soma total, $I_U + I_S$, é subtraída da intensidade I_U (vide figura 4.27). Os valores obtidos para estas proporções foram calculados a partir das transições de spins mais altos, de intensidades mensuráveis, que em geral não são afetadas por *side-feedings* de vidas médias longas, considerando-se somente a região de saturação da curva R_0 . Os resultados são respectivamente: $47 \pm 2\%$ para ^{132}Ce ; $36 \pm 2\%$ para ^{133}Ce ; e $21 \pm 5\%$ para ^{136}Pr . A diferença entre as proporções para ^{132}Ce e ^{133}Ce pode ser explicada pelos diferentes valores dos Q de reação, que são respectivamente: $Q(^{132}\text{Ce}) = -45.7\text{MeV}$ e $Q(^{133}\text{Ce}) = -37.7\text{MeV}$. O programa permite, ainda, normalizações globais das intensidades relativas e escreve os resultados no formato apropriado para a entrada de dados no código LIFETIME.

4.4 Contaminantes

A hipótese de contaminação dos picos S nos espectros de distância de recuo foi descartada medindo-se espectros de energia para $d=0\mu\text{m}$ (*stopped spectrum*) sob as mesmas condições experimentais do alvo no *plunger*. Um alvo de espessura $\approx 1\text{mg}/\text{cm}^2$, confeccionado por evaporação de isótopo enriquecido sobre uma folha grossa de *Pb*, produz um espectro de energia E_0 (d_0^{real}) sem desvio Doppler, e permite checar a contaminação dos picos U e S nos espectros recuo. O desdobramento do espectro causado por efeito Doppler pode produzir picos superpostos provenientes de outros canais de reação, afetando a razão R.

Durante a análise foi comprovada a inexistência das contaminações sob as transições de interesse que pudessem influir sobre R_S . Um outro teste seria a medida de I_S em ângulos traseiros. Para tais ângulos o desvio Doppler causa uma diminuição na energia da transição gama emitida em vôo, deslocando o pico para uma energia mais baixa no espectro. A limitação física causada, entretanto, pela disposição do arranjo de multidetetores (figuras 3.4 e 2.2) impossibilita tal medida.

4.5 Separação dos Picos de Energia

A separação dos picos U e S para transições de baixa energia de recuo depende essencialmente da velocidade de recuo. Para velocidades de 1% a separação torna-se mais complicada, dependendo da energia de transição. No caso dos gamas de 170 keV ($I_R = 100\%$) e 159 keV ($I_R = 39\%$)

correspondentes às transições $11/2^- \rightarrow 9/2^-$ da banda yrast, e $21/2^+ \rightarrow 19/2^+$ da banda de paridade positiva no ^{133}Ce , com velocidade média de recuo de $0.8\% c$, a possibilidade de separação desses picos deve-se aos seguintes aspectos:

- as áreas das transições de interesse foram medidas com excelente estatística, da ordem de 27000 e 12000 contagens sobre os fundos de aproximadamente 23000 e 26000 contagens, respectivamente;
- os picos correspondentes às transições foram analisados segundo o método de ajuste de picos Doppler (seção 4.2), em que a forma e a posição dos picos U são determinadas pelo espectro *stopped*, enquanto que os parâmetros dos picos S foram extraídos do espectro de maior distância com intensidade apreciável, fixando-se os parâmetros de largura e posição nos picos U; os ajustes subsequentes dos picos U e S dos espectros de distância foram efetuados restringindo-se a variação dos parâmetros em poucos por cento, ou fixando-se a posição e a largura nos ajustes mais complexos;
- a espectroscopia das transições de baixa energia foi efetuada com grande dispersão em canais com o objetivo de melhorar a definição da forma dos picos; os ajustes foram efetuados em espectros expandidos com dispersão de 500keV em 3700 canais;
- o desvio Doppler dessas transições é maior do que duas vezes o desvio-padrão da posição dos picos correspondentes:

$$\Delta E > 2\sigma \quad ,$$

onde

$$\Delta E (170\text{keV}) = 1.36\text{keV} \rightarrow \sigma_{170} = 0.583\text{keV} \quad ,$$

e

$$\Delta E(159\text{keV}) = 1.28\text{keV} \rightarrow \sigma_{159} = 0.580\text{keV} \quad ,$$

onde FWHM é igual 1.3keV para ambos os picos.

O ajuste dos picos *shifted* e *unshifted* de energias 170keV e 171keV , respectivamente, pode ser observado na figura 4.17 cujo método de minimização por mínimos quadrados não linear, descrito

no seção 4.2, é baseado em gaussianas assimétricas com calibrações de largura específicas para os picos U e S (código DAMM [28]), e segue o teste de χ^2 como fator de qualidade ($\chi^2 \sim 1$).

Existem trabalhos publicados na literatura sobre medidas de vidas médias de estados com transições de baixa energia e velocidade de recuo β menor do que 1%. Dois exemplos são: o ^{121}I , onde $\beta = 0.6\%$, com gamas de energia $E_\gamma = 282\text{keV}$ e $E_\gamma = 161\text{keV}$ [46]; e ^{128}Ba , onde $\beta = 0.724(30)\%$, e $E_\gamma = 284\text{keV}$ [47]. Esses resultados mostram a possibilidade de separação dos picos dentro das condições descritas acima.

4.6 Análise de Dados e Cálculo das Vidas-Médias

4.6.1 Ajuste de Vidas Médias – Programa LIFETIME

O LIFETIME é um programa para a análise dos dados de vida médias obtidos através da técnica RDDS. O método é empregado para determinação de vidas médias de estados nucleares excitados cujo alcance varia de 1ps a várias centenas de pico-segundos.

Até recentemente, muitas medidas de meias-vidas de distância de recuo foram obtidas através de reações de excitação coulombiana utilizando feixes de íons pesados. A análise de tais dados é realizada de maneira relativamente simples, especialmente para núcleos deformados onde a meia-vida de cada membro consecutivo de uma banda de alto spin é mais curto do que do estado abaixo dele. Este não é o caso, entretanto, para dados obtidos através de reação via núcleo composto. Aqui, o problema é complicado pelo fato de que um determinado nível tem freqüentemente um *side-feeding* de intensidade apreciável. Além disso, o *side-feeding* freqüentemente tem vidas médias longas que podem causar ambigüidades nas soluções das equações de Bateman. O LIFETIME é um programa que manipula essas complexidades.

O programa é desenvolvido para calcular vidas médias dos estados nucleares de experiências RDDS, executando um ajuste de mínimos quadrados sobre os dados experimentais (intensidades dos fopicos S e U). O ponto de partida para este programa foi o programa MASTER fornecido pelo G.S.I., Darmstadt, por Hans Enrling [7]. O LIFETIME incorpora o programa MINUIT, um código para minimização de funções e análise de parâmetros de erro, desenvolvido no CERN por F. James *et al.* [7]. As populações iniciais dos níveis e as taxas de transição são tratadas como parâmetros

variáveis no ajuste. A população de cada nível, como função do tempo, é determinada pelas equações de Bateman, obtendo-se os valores das intensidades U e S.

São efetuados, opcionalmente, correções para mudanças no ângulo sólido subtendido pelo detector com dependência de posição e velocidade, para o efeito de atenuação do alinhamento durante o vôo, e correções para raios gama emitidos durante o tempo de freamento resultando numa distribuição de energia entre as energias S e U.

Freqüentemente, o modelo do *side-feeding* para os níveis de interesse não é conhecido. Torna-se necessário postular níveis adicionais para transições *feeders* no esquema de decaimento. No programa, a população inicial e a taxa de transição para cada nível *feeder* são tratadas como parâmetros variáveis. Uma opção adicional permite supor uma banda rotacional para construir o esquema do *feeding* para um determinado nível, o nível mais alto na cascata. As taxas de transição λ_{jk} (em ps^{-1}) são definidas em termos de um momento de quadrupolo Q (em [eb]) e energias de transição E_{jk} (em keV) para $K_j = K_k = 0$ assim:

$$\lambda_{jk} = 1.2253 \times 10^{-15} E_{jk}^5 Q^2 < J_j 200 \mid J_k 0 >^2 \quad (4.3)$$

O momento de quadrupolo Q e a população inicial do nível mais alto na banda, são tratados como parâmetros variáveis.

A possibilidade da distância de recuo de menor aproximação não ser igual a $0\mu\text{m}$, é considerada pela subtração de um termo d_0 de cada distância de vôo. A quantidade d_0 é também tratada como um parâmetro variável no ajuste de mínimos quadrados. Além disso, se há duas ou três transições do mesmo nível e os *branching ratios* são conhecidos experimentalmente, eles podem ser entrados como dados, e são incluídos no ajuste de mínimos quadrados. Se o fotopico é um multipletto constituído de duas ou mais transições no mesmo núcleo, e se o posicionamento dessas transições no esquema de nível são conhecidas, o programa pode ser instruído para somar as intensidades calculadas das transições e efetuar um ajuste de vidas médias de múltiplas componentes. A velocidade de recuo com correções no ângulo sólido é calculada a partir das energias U e S se a calibração de energia e os centróides dos picos forem fornecidos ao programa.

4.6.2 Especificação do Ajuste de Vidas Médias

Os principais comandos utilizados no ajustes foram os seguintes:

- SEEK que efetua um cálculo de Monte Carlo para achar o mínimo de FCN (função χ^2). O argumento é o número de interações FCN que são efetuados durante o cálculo. O valor padrão é $10 \times \text{NPAR}$, onde NPAR é o número de parâmetros que estão sendo variados. Para cada interação, todos os parâmetros variáveis são escolhidos randomicamente de acordo com as distribuições uniformes centradas nos melhores valores dos parâmetros, com larguras iguais ao tamanho do passo anterior. No término do ajuste os parâmetros são escolhidos correspondendo ao menor valor de FCN (vide figura 4.28).
- CORRECT efetua as correções sobre os dados que são calculadas usando os parâmetros do último ajuste efetuado. Este comando pode ser usado para refazer periodicamente as correções quando a opção ICOR=1;
- SIMPLEX uma rotina que efetua uma minimização usando a técnica SIMPLEX (vide seção 4.6.11). O comando pode ter dois argumentos que controlam a convergência: argumento 1 (NFCNMX): número máximo de interações para FCN; a minimização cessará após este número de interações, mesmo se a convergência não for alcançada; argumento 2 (EPSI): tolerância nos alcances dos valores de FCN; a convergência é alcançada quando os valores da função nos pontos NPAR+1 diferem de EPSI.
- MIGRAD efetua uma minimização usando a técnica MIGRAD (vide seção 4.6.8); o comando pode ter 3 argumentos que controlam a convergência: argumento 1 (NFCNMX) número máximo de interações para FCN (χ_{red}^2); a minimização terminará após este número de interações, mesmo se a convergência não foi atingida; argumento 2 (EPSI): tolerância no valor mínimo de χ^2 ; o programa tem a habilidade de prever a partir da matriz de covariância, e da primeira derivada de χ^2 , o quanto um valor SIGMA está distante do mínimo; quando este valor SIGMA se torna menor do que EPSI, para duas interações consecutivas, este critério de convergência é satisfeito; argumento 3 (VTEST): tolerância na estabilidade da matriz de erro; o programa calcula a mudança média nos elementos diagonais da matriz de covariância de uma interação para a outra; quando essa quantidade é menor do que VTEST para duas interações consecutivas, este critério de convergência é satisfeito; a convergência é obtida quando ambos os critérios EPSI e VTEST são satisfeitos simultaneamente, ou quando SIGMA (definido acima) se torna menor do que $10^{-5} \times \text{EPSI}$.

- MINOS efetua a análise de erro (vide seção 4.6.9) sobre os parâmetros especificados. Os argumentos são iguais aos do comando MIGRAD.
- SAVE: permite que os valores finais dos parâmetros sejam armazenados em um arquivo no formato tal que estes possam ser usados como parâmetros de entrada numa nova minimização.

4.6.3 Modelo de Alimentação Lateral

Para se efetuar o cálculo do ajuste de vidas médias através do programa LIFETIME é importante inicialmente construir um esquema de níveis de energia com todas as transições para as quais há dados de distância de recuo. A cada transição acrescenta-se um pseudo-nível, caracterizando o modelo de alimentação lateral para cada nível físico.

A figura 4.29 mostra um esquema de níveis hipotético no qual os níveis L1–L4 são os níveis físicos e as transições desses níveis correspondem àquelas para as quais há dados de distância de recuo. A alimentação do nível L2 é modelada por transições paralelas, *feeders* F2 e F2'. A alimentação do nível L3 é modelada por uma cascata de dois passos caracterizados por F3 e F3'. A alimentação do nível L4, por sua vez, é modelada por uma banda rotacional com um momento de quadrupolo constante.

É importante decidir quais populações iniciais dos níveis serão fixados em zero, e atribuir os valores iniciais às populações iniciais dos níveis para $t=0$. No exemplo da figura 4.29, pode-se fixar as populações iniciais dos níveis L1–L4 e B1–B3 em zero e atribuir, por exemplo, intensidade igual a 5 aos níveis F2, F2', F3, F3', e intensidade igual a 20 ao nível B4. Deve-se também atribuir valores iniciais para as taxas de transição para cada uma das transições que devem ser diferentes entre si. Pode-se atribuir à taxa de transição: $TR=0.01\text{ps}^{-1}$ para a transição $L2 \rightarrow L1$, 0.10ps^{-1} para $L3 \rightarrow L2$, 0.18ps^{-1} para $L3 \rightarrow L1$, 0.20ps^{-1} para $L4 \rightarrow L3$, 0.25ps^{-1} para $F2 \rightarrow L2$, 0.35ps^{-1} para $F2' \rightarrow L2$, 0.50ps^{-1} para $F3 \rightarrow L3$, e 1.0ps^{-1} para $F3' \rightarrow F3$. Pode-se também escolher, hipoteticamente, um valor inicial de $2eb$ para o momento quadrupolar da banda rotacional.

Para as populações iniciais, os símbolos do esquema mostrado na figura 4.29 (identificadores dos níveis) devem ser declarados após o comando (POP), seguidos pelos valores do parâmetro e do passo com o qual o parâmetro é variado inicialmente; os valores subsequentes devem estar dentro dos limites inferiores e superiores dos parâmetros.

Para as taxas de transição os símbolos especificam também os identificadores inicial e final dos níveis, seguidos do valor do parâmetro, o passo e os limites superior e inferior. Para o momento quadrupolar da banda rotacional (QUAD) os símbolos identificam o nível que está sendo alimentado, seguido pelo valor do momento quadrupolar e do passo. Se neste caso, ambos os limites superior e inferior são iguais a zero, ou deixados em branco, então os parâmetros variam sem limites. Se o passo é zero, ou se o passo e ambos os limites são iguais a zero então o parâmetro é fixado no valor inicial durante a minimização. O parâmetro DZERO (d_0) é uma distância em μm subtraída de cada distância de vôo para considerar a possibilidade da distância zero medida não ser o $0\mu\text{m}$ verdadeiro.

O programa permite também calcular a velocidade de recuo com correções de ângulo sólido entrando os dados do centróide dos picos *shifted* e *unshifted*. Uma série típica de comandos de minimização do χ^2 (figura 4.28) para se chegar aos valores finais das vidas médias, definidos acima, é: SEEK, CORRECT, SIMPLEX, CORRECT, MIGRAD, MINOS, SAVE, END. O comando SEEK efetua uma minimização inicial pelo Método de Monte Carlo; em seguida faz o cálculo de correção dos dados; uma segunda minimização é efetuada pelo método SIMPLEX; uma nova correção dos dados é efetuada; uma terceira minimização, pelo método MIGRAD, permite calcular o χ^2 em função dos parâmetros de maneira mais sensível; finalmente efetua-se os cálculos de erros não parabólicos através do comando MINOS.

4.6.4 Procedimento para a Construção do Modelo de Níveis

É importante seguir um procedimento para elaborar o modelo de alimentação lateral no ajuste de vidas médias, construindo um esquema de níveis de energia com seus respectivos *feeders*.

- 1) Os níveis devem ser divididos em grupos, por exemplo, cada banda rotacional deve ser considerada isoladamente, inclusive a região onde elas se conectam.

- 2) Supor inicialmente uma alimentação lateral de um passo, isto é, um estado de *feeder* para cada nível, aumentando o grau de complexidade ou descartando o *feeder* conforme o resultado dos ajustes.

- 3) As taxas de transição iniciais podem ser estimadas de outros núcleos vizinhos quando disponíveis.

- 4) Os limites inferiores para as populações iniciais e as taxas de transição, devem ser iguais

a zero; os limites superiores devem ser fisicamente aceitáveis.

5) Os dados devem ser corrigidos (CORRECT) depois de cada ajuste.

6) As minimizações SEEK e SIMPLEX devem ser efetuadas para cada conjunto com todos os parâmetros variáveis.

7) Começando com o nível mais alto no grupo, as minimizações SIMPLEX e MIGRAD devem ser efetuadas inicialmente variando somente os parâmetros associados com um determinado nível e em seguida variando os parâmetros associados a esse nível e todos os outros acima dele.

8) Finalmente, as minimizações SIMPLEX e MIGRAD devem ser efetuadas com todos os parâmetros variáveis; o cálculo das incertezas nas vidas médias, que incluam correlações com outros parâmetros, é efetuado pelo cálculo de erros MINOS.

4.6.5 Distribuição Angular

Os coeficientes da distribuição angular A_2 e A_4 , são calculados pela subrotina ANGDIS, supondo um núcleo completamente alinhado num estado $J_0 = 50\hbar$, e que se desexcita por transições E2 *stretched* para um estado J_i e faz uma transição observável de J_i para J_f .

No formalismo de Yamazaki [48], para uma transição E2 *stretched*

$$A_k(J_i, J_f) = \rho_k(J_i) F_k(J_i, J_f, 2, 2) \quad (4.4)$$

onde o tensor estatístico ρ_k é obtido do estado precedente por:

$$\rho_k(J_{n-2}) = \rho_k(J_n) (-1)^{2J_n} [(2J_n + 1)(2J_n - 3)]^{1/2} W(J_n \ J_n \ J_n - 2 \ J_n - 2; \ k \ 2) \quad (4.5)$$

para o alinhamento completo,

$$\rho_k(J_0) = \begin{cases} (2J_0 + 1)^{1/2} (-1)^{J_0} (J_0 \ 0 \ J_0 \ 0 \mid \ k \ 0) & J_0 \text{ inteiro} \\ (2J_0 + 1)^{1/2} (-1)^{J_0 - 1/2} (J_0 \ \frac{1}{2} \ J_0 \ \frac{-1}{2} \mid \ k \ 0) & J_0 \text{ semi-inteiro} \end{cases} \quad (4.6)$$

Na equação 4.4 a função F_k é dada por:

$$F_k(J_i, J_f, L_1, L_2) = (-1)^{J_f - J_i - 1} [(2L_1 + 1)(2L_2 + 1)(2J_i + 1)]^{1/2} (L_1 \ 1 \ L_2 \ -1 \mid \ k \ 0) W(J_i \ J_i \ L_1 \ L_2 \ ; \ k \ J_f) \quad (4.7)$$

onde $(a \ b \ c \ d \mid \ e \ f)$ é o coeficiente de Clebsh-Gordan, e W é o coeficiente de Racah. Para $J_0 = 50$ se obtém $A_2 = 0.368$ e $A_4 = -0.112$ independente do spin do estado final. No limite quando

$J_0 \rightarrow \infty$, $A_2 = 0.357$ e $A_4 = -0.101$. Se a mudança de spin $J_i - J_f$ é menor do que 2, ANGDIS considera que a multipolaridade é M1 puro, multiplica A_2 por $F_2(J_i, J_f, 1, 1) / F_2(J_i, J_f - 2, 2, 2)$ e coloca A_4 igual a zero. A sub-rotina ANGDIS também inclui os fatores de correção do ângulo sólido em A_2 e A_4 , que são calculados pela função SOLCOR. ANGDIS calcula os valores de referência para as correções de ângulo sólido e para as correções de atenuação do alinhamento. O ângulo sólido de referência é escolhido a partir de um núcleo em repouso na posição do alvo. A distribuição angular de referência é escolhida para uma transição E2 *stretched* de um núcleo com coeficientes de distribuição angular $A_2 = 0.368$ e $A_4 = 0.112$:

$$W_0 = 1 + 0.368 P_2(1) - 0.112 P_4(1) = 1.256 \quad (4.8)$$

4.6.6 Cálculo de Correção dos Dados

As correções nos dados referentes à mudança no ângulo sólido devido à variação da posição do núcleo de recuo durante a trajetória de vôo, correção devido à transformação do ângulo sólido para velocidades relativísticas, mudanças na distribuição angular devido à atenuação do alinhamento, e correções para a intensidade dos raios-gama emitidos pelos recuos em freamento no *stopper*, são efetuadas pela sub-rotina CORRECT.

O ângulo sólido subentendido pelo detetor quando o recuo está em algum ponto ao longo da trajetória de vôo, é dada por:

$$\Delta\Omega = \int \sin\theta d\phi d\theta dr \quad (4.9)$$

onde a integral é efetuada sobre o volume do detetor.

Se o núcleo está se movendo com velocidade v , então o ângulo θ deve ser transformado de um sistema em movimento para um sistema de referência em repouso, pela transformação:

$$\cos\theta = \frac{(\cos\theta' + v/c)}{(1 + v/c \cos\theta')} \quad (4.10)$$

A transformação da velocidade e a integral sobre o volume são calculadas pela função SOLCOR. O ângulo sólido para a componente *shifted* deve ser a média ao longo da trajetória de vôo:

$$\langle \Omega_s \rangle = \frac{\int_0^{t_1} \Omega(t) \lambda p(t) dt}{\int_0^{t_1} \lambda p(t) dt} \quad (4.11)$$

onde $t_1 = d/v$ é o tempo de vôo, λ a taxa de decaimento e $p(t)$ a população no tempo t , calculada pela subrotina MASTER.

A distribuição angular da radiação dos núcleos alinhados pode ser escrita como:

$$W = 1 + A_2(t)P_2(\cos \theta) + A_4(t)P_4(\cos \theta) \quad (4.12)$$

onde A_2 e A_4 são os coeficientes da distribuição angular e P_2 e P_4 são os polinômios de Legendre.

A atenuação pode ser descrita por um modelo exponencial, seguindo o tratamento de Abragam-Pound [12, 7]:

$$A_2 = A_{20} e^{-t/\tau_2} \quad A_4 = A_{40} e^{-t/\tau_4} \quad (4.13)$$

onde A_{20} e A_{40} são os coeficientes supondo alinhamento completo no estado $J = 50$, sem atenuação, que são calculados pela sub-rotina ANGDIS. Os parâmetros de relaxação utilizados no programa LIFETIME, $\tau_2 = 30\text{ps}$ e $\tau_4 = 10\text{ps}$, são valores coerentes com os valores experimentais para a região de massa $A=130$ (vide tabela 4.1). Outros tratamentos como o de Dillemburg-Maris, Blume e Foga [49], para explicar o efeito de atenuação devido à interação do núcleo de recuo com o campo hiperfino, fornecem diferentes expressões para os fatores de atenuação $A_2(t)$ e $A_4(t)$.

A intensidade para a componente *shifted* deve ser a média ao longo da trajetória de vôo:

$$\langle W \rangle = \frac{\int_0^{t_1} W(t) \lambda p(t) dt}{\int_0^{t_1} \lambda p(t) dt} \quad (4.14)$$

Essas três integrais são efetuadas pela regra de Simpson sobre o tempo de vôo usando os pontos de integração igual a NPTS. O valor inicial igual a 11 fornece suficiente precisão, mas pode ser alterado.

Para a componente *unshifted*, o ângulo sólido é simplesmente calculado na posição do *stopper* para um núcleo de recuo em repouso, e supõe-se que a atenuação do alinhamento cessará quando o núcleo de recuo penetrar no *stopper*, assim:

$$\langle \Omega_v \rangle = \Omega(t_1) \quad (4.15)$$

e

$$\langle W_v \rangle = W(t_1) \quad (4.16)$$

Se a experiência envolve o freamento do recuo ao invés de pará-lo completamente, então, o ângulo sólido e a intensidade da componente com menor desvio Doppler deverá ser a média ao longo da trajetória de vôo depois de passar através do material freador:

$$\langle \Omega_1 \rangle = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \Omega(t) \lambda p(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} \lambda p(t) dt} \quad (4.17)$$

e

$$\langle W_1 \rangle = \frac{\int_{t_1}^{t_2} W(t) \lambda p(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} \lambda p(t) dt} \quad (4.18)$$

onde $t_1 = d/v$ e t_2 é um tempo suficientemente grande para que essencialmente toda a atividade tenha cessado, mas não tão grande para que todos os pontos na integração numérica, após o primeiro, sejam zero. O valor escolhido para t_2 é sete vezes a maior do que a vida média da própria transição, ou da vida média de qualquer transição que a alimenta.

Finalmente, cada um dos dados é multiplicado pelo fator $\Omega W_0 / \langle \Omega_k \rangle \langle W_k \rangle$, onde k representa S para os dados *shifted*, U para os dados *unshifted* e 1 para os dados com menor desvio Doppler, e onde Ω_0 é o ângulo sólido de referência subentendido pelo detetor para um núcleo em repouso na posição do alvo, e $W_0 = 1.256$ é a distribuição angular de referência.

Ambos Ω_0 e W_0 são calculados pela sub-rotina ANGDIS. A correção é feita para incluir a intensidade do raio gama emitido enquanto que os recuos estão freando no *stopper*. Essa intensidade ficaria entre os picos *shifted* e *unshifted*, ou entre eles (vide figura 4.30). O programa de ajuste dos picos, em geral, considera um fundo sobre a região I ao invés de considerar o fundo sob I. Visto que a distância de vôo, e portanto o tempo de vôo t_1 , é medida da superfície frontal do *stopper*, as contagens em I devem ser somadas a U. Isto é feito calculando o tempo de freamento t_s com a função STOPTIME [7] e multiplicando os dados da intensidade *unshifted* pela relação $U(t_1)/U(t_1 + t_s)$, onde $U(t)$ é a intensidade *unshifted* calculada para um tempo de vôo t .

Nas experiências PR136, CEI e CEII, os tempos de freamento dos íons de recuo no *stopper*, calculados pelo código LIFETIME, foram de 0.32ps, 0.24ps e 0.32ps, respectivos aos núcleos ^{136}Pr , ^{132}Ce e ^{133}Ce . A ordem de grandeza destes valores indica que o efeito pode ser desprezado.

4.6.7 Cálculo do Ângulo Sólido do Detetor

O ângulo sólido visto pelo detetor é calculado, através da sub-rotina SOLCOR, pela integral:

$$J_k(E_\gamma) = \int P_k(\cos \theta)(1 - e^{-\mu(E_\gamma) X(\theta)}) \sin \theta d\theta \quad (4.19)$$

sobre o volume de um detetor HPGe coaxial usando o método descrito por Krane [37]. Nessa expressão, θ é o ângulo que um raio-gama faz com o eixo do detetor, P_k é o polinômio de Legendre de ordem k , $\mu(E_\gamma)$ é o coeficiente de absorção do gama no detetor para energias E_γ , e $X(\theta)$ é a trajetória num ângulo θ através do detetor. Visto que $(1 - e^{-\mu(E_\gamma) X(\theta)})$ é proporcional à intensidade do gama absorvido numa trajetória de comprimento $X(\theta)$, então a integral para $k = 0$ é proporcional à eficiência absoluta do detetor (ou o ângulo sólido efetivo para uma absorção completa). Para $k = 1$, ela dá o valor médio de $\cos \theta$, que é necessário para VELCOMP calcular a velocidade de recuo. $J_2(E_\gamma)/J_0(E_\gamma)$ e $J_4(E_\gamma)/J_0(E_\gamma)$ são os fatores de correção do ângulo sólido para os coeficientes da distribuição angular A_2 e A_4 . Para detetores HPGe coaxiais, a integral é dividida em três partes. Os limites das regiões de integração (vide figura 4.31) são:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \arctan\left(\frac{R_i}{(D+L)}\right) \\ \theta_2 &= \arctan\left(\frac{R_i}{D}\right) \\ \theta_3 &= \arctan\left(\frac{R_0}{(D+L)}\right) \\ \theta_4 &= \arctan\left(\frac{R_0}{D}\right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Se as dimensões são tais que $\theta_3 > \theta_2$, então o comprimento da trajetória é:

$$X(\theta) = \begin{cases} (D + L) \sec \theta - R_i \operatorname{cosec} \theta & ; (\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2) \\ L \sec \theta & ; (\theta_2 \leq \theta \leq \theta_3) \\ R_0 \operatorname{cosec} \theta - D \sec \theta & ; (\theta_3 \leq \theta \leq \theta_4) \end{cases} \quad (4.21)$$

De outra forma, se $\theta_2 > \theta_3$, tem-se:

$$X(\theta) = (R_0 - R_i) \operatorname{cosec} \theta \quad (\theta_3 \leq \theta \leq \theta_2) \quad (4.22)$$

com os papéis de θ_2 e θ_3 nas regiões de integração externas sendo trocadas.

Para $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$, o integrando de $J_k(E_\gamma)$ é multiplicado pelo fator adicional $e^{-\mu(E_\gamma) X(\theta)}$ para levar em conta a atenuação do raio-gama na parte inativa do detetor. Então, $X'(\theta)$ é:

$$X'(\theta) = R_i \operatorname{cosec} \theta - D \sec \theta \quad (4.23)$$

Se $\theta_3 \leq \theta_2$, este fator é também introduzido para a região $\theta_3 < \theta < \theta_2$.

4.6.8 Função de Minimização MIGRAD

A função de minimização MIGRAD é efetuada usando um gradiente calculado pela subrotina DERIVE (vide apêndice C). O algoritmo usado é baseado no algoritmo original de Davidon-Fletcher-Powell [7]. Valores iniciais são dados aos parâmetros $X(I)$, à primeira derivada $G(I)$, e à matriz de covariância $V(I,J)$. Embora $G(I)$ deva ser uma boa aproximação para o gradiente no ponto $X(I)$, a matriz inicial $V(I,J)$ pode ser somente uma matriz diagonal, ou mesmo a matriz unidade.

4.6.9 Análise de erros

Os erros são calculados pela subrotina MINOS examinando o comportamento da função de χ^2 sobre o intervalo em questão [7]. Os erros MINOS são definidos em termos do tamanho do intervalo de confiabilidade especificado por um valor UP. A sub-rotina determina os valores de X_i para qual a função $FM(X_i)$ atinge o valor $FMIN+UP$, onde $FM(X_i)$ é o mínimo de FCN com respeito a todos os parâmetros exceto o parâmetro X_i , e $FMIN$ é o valor mínimo global de FCN. Os erros são então ERP_i e ERN_i , que são respectivamente os incrementos positivo e negativo que, quando somados ao valor de X_i em $FCN=FMIN$, dão um valor para $FM(X_i)$ de $FMIN+UP$.

A partir da matriz de covariância da função, MINOS determina o valor de X_i e dos outros parâmetros que resultariam em $FM(X_i)=FMIN+UP$ se FCN fosse parabólico:

$$X_i = X_{0i} + (V_{ii} UP)^{1/2} X_j = X_{0j} + (V_{ii} UP)^{1/2} \left(\frac{V_{ij}}{V_{ii}} \right) \quad (4.24)$$

Encontra-se então $FM(X_i)$ ajustando X_i com FIXPAR e usando MIGRAD para minimizar FCN com respeito aos parâmetros variáveis restantes. Se $FM(X_i)$ está dentro de EPSI de $FMIN+UP$, a análise cessa. De outra forma, um novo ponto X_i é escolhido e $FM(X_i)$ é calculado novamente. A tolerância EPSI pode ser especificada pelo comando MINOS e o valor inicial é igual a $0.1UP$ (vide figura 4.32). X_i é variado em ambas as direções positiva e negativa de X_{0i} . O erro positivo ERP_i é $X_i - X_{0i}$ quando $X_i > X_{0i}$ e o erro negativo ERN_i é $X_i - X_{0i}$ quando $X_i < X_{0i}$.

Se um novo mínimo global é encontrado durante a análise de erros MINOS, novas minimizações SIMPLEX e MIGRAD são efetuadas. Após este passo a análise de erros recomeça.

4.6.10 Minimização através da Técnica de Monte Carlo

A sub-rotina SEEK efetua uma minimização de FCN (função χ^2) usando a técnica de Monte Carlo [7]. A função interage NFP vezes, e para cada interação, todos os parâmetros variáveis são escolhidos randomicamente de acordo com distribuições uniformes centradas nos melhores valores prévios dos parâmetros, e com larguras iguais aos tamanhos dos passos originais ou aos erros parabólicos de HESSE ou MIGRAD. A sub-rotina SEEK é chamada pela rotina COMMAND2 (vide apêndice C).

4.6.11 Minimização SIMPLEX da função χ^2

A minimização SIMPLEX utiliza o método de Nelder e Mead [7] para a minimização de uma função de N variáveis. Esse método depende da comparação dos valores da função nos vértices (N+1) de uma simplex geral seguida pela troca do vértice de mais alto valor por um outro ponto. Uma simplex é a menor figura geométrica N-dimensional com (N+1) vértices: um triângulo para N=2, um tetraedro para N=3, etc. Novas simplex são formadas pela reflexão de um ponto no hiperplano dos outros pontos. A simplex se adapta ao panorama local da função, alongando planos inclinados, mudando a direção ao encontrar um vale num determinado ângulo, e contraindo na vizinhança de um mínimo.

A simplex inicial é obtida por variação das coordenadas. Do ponto inicial (conjunto de parâmetros) a sub-rotina encontra um mínimo local ao longo de cada eixo coordenado (parâmetro). Esses mínimos locais NPAR e o ponto inicial definem a simplex inicial. Isso assegura que a simplex tenha um tamanho razoável em cada direção.

Seja P_L o vértice para o qual a função F é mínima, e P_H para o qual F é máxima. Seja \bar{P} o centróide de todos os vértices menos P_H :

$$\bar{P} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{N+1} P_i - P_H\right)}{N} \quad (4.25)$$

Um ponto p^* é produzido pela reflexão de P_H no plano dos outros pontos:

$$p^* = 2\bar{P} - P_H \quad (4.26)$$

As ações tomadas dependem do valor de $F(p^*)$ (vide referência [7]).

A distância vertical para o mínimo é da ordem de $\text{SIGMA} = F(P_H) - F(P_i)$. A convergência é atingida quando SIGMA é menor que EPSI para duas interações sucessivas ao menos que, na última interação, $F(P_H) - F(P) > 2\text{EPSI}$. A subrotina MIGRAD tem a vantagem de produzir uma matriz de covariância total, enquanto que a SIMPLEX somente dá uma estimativa dos elementos diagonais. Assim, a escolha entre as duas depende da informação requerida.

4.7 Resultados

4.7.1 ^{132}Ce – Auto-calibração

O modelo de alimentação lateral utilizado no ajuste de vidas médias em ^{132}Ce através do código LIFETIME, é mostrado na figura 4.33. Um estado lateral para cada nível da banda fundamental foi suficiente para produzir ajustes satisfatórios sobre os dados de decaimento. Na figura, os *feeders* correspondentes aos estados medidos, são indicados por F_n^+ . O balanço de intensidades é efetuado baseado nas intensidades relativas conhecidas do esquema de níveis e como resultado as intensidades dos *feeders* (valores entre parênteses) são as populações iniciais em $t=0$ (indicado por \star). É necessário também estimar a taxa de transição para cada nível (TR) cujos valores são usados como parâmetros iniciais no ajuste de minimização do χ^2 . Os parâmetros variáveis no ajuste são: a taxa de transição TR, a população inicial POP e, opcionalmente, a distância d_0 de referência. As transições assinaladas com U e S indicam que ambas as intensidades *unshifted* e *shifted* foram consideradas no ajuste. Foi usada também uma banda lateral de momento quadrupolar constante (QUAD = 4eb) baseado nas informações dos esquema de níveis [44].

O resultado do ajuste de múltiplo decaimento (Bateman) é expresso nas tabelas 4.2 e 4.3 indicando os valores de χ^2 global e parcial. As curvas de decaimento dos dados experimentais corrigidos e ajustados em função da distância são mostrados na figura 4.34. Os resultados finais das vidas médias medidas com seus respectivos tempos de *side-feeding* no ^{132}Ce são expressas na tabela 4.4, onde são indicados também os valores publicados das referências [1, 5].

O estado 6^+ do ^{132}Ce com vida média $\tau_{6^+} = 1\text{ps}$ [1, 5], foi ajustado com valor de $\tau = 0.2\text{ps}$. Contudo, os dados para esta transição indicam que mesmo para distâncias muito curtas, a curva da razão R_0 já apresenta um comportamento constante, consistente para vidas médias curtas. Assim,

esse valor igual a 1ps foi tomado como o limite de medida de tempo do *plunger*.

Um ajuste adicional no ^{132}Ce foi efetuado sem os dados correspondentes ao pico U, cujos resultados das vidas médias são compatíveis com os valores ajustados a partir dos dados relativos aos picos U e S, o que corrobora a hipótese do freamento de uma fração significativa dos núcleos no alvo.

A discrepância na vida média do estado 12^+ de 1.75ps (vide tabela 4.2 *), com o valor publicado de 5ps (ref. [1]), é devido aos erros experimentais decorrentes baixa estatística das transições observadas. O $\tau > 4000\text{ps}$ do *feeder* do estado 12^+ indica um limite assintótico diferente de zero para a razão R_A que refletirá nos estados subseqüentes. Note que o τ_{feeder} do estado 10^+ reproduz o valor aceito de 2.4ps [1, 5].

4.7.2 ^{133}Ce

O modelo de alimentação lateral utilizado para o ajuste de vidas médias no ^{133}Ce , é mostrado na figura 4.35. Nela são evidenciadas duas bandas que se conectam através das transições 954keV e 1269keV. O mesmo procedimento anterior foi utilizado sendo desnecessário níveis de *feeder* para determinados estados. A interpretação da figura é a mesma que para o ^{132}Ce , onde (*) indica as intensidades em $t=0$.

O ajuste foi efetuado em duas etapas: primeiro a minimização de χ^2 para a banda yrast; numa segunda etapa, considerou-se somente a banda de 3 quase-partículas (3qp). Finalmente, o ajuste foi efetuado com ambas as bandas e os resultados estão expressos nas tabelas 4.5 e 4.6, com χ^2 global ~ 2 . Os erros não parabólicos (MINOS) são mostrados na tabela 4.7. Os ajustes para as transições 170keV, 619keV, 954keV e 1269keV podem ser observados na figura 4.36, e o resultado final das vidas médias, na figura 4.37.

As probabilidades de transição experimentais foram calculadas para as vidas médias medidas, supondo transições puras, e os resultados estão expressos nas tabelas 4.8 para a banda yrast, que também contém os cálculos teóricos das probabilidades de transição baseados nos modelos rotor triaxial (PTR) e geométrico (RATIO); e a tabela 4.9, para as probabilidades de transição experimentais da banda de 3qp, com seus respectivos tempos de *feeders*.

Nesta análise foi efetuado, ainda, um cálculo para estimar o peso dos efeitos de per-

turbação sobre os dados, observando-se o comportamento dos valores das vidas médias da banda yrast, “desligando-se” alternadamente cada um dos 4 efeitos no ajuste, e comparando-se os resultados aos valores aceitos. Os valores percentuais obtidos para cada efeito de perturbação: POS, VEL, ALN e SHP, descritos na seção 4.6.2, constam na tabela 4.10 relativos às vidas médias aceitas (Total). A maior variação corresponde ao efeito de perda de alinhamento ALN para as transições com vidas médias da ordem de 10ps, porém dentro dos erros percentuais das medidas.

4.7.3 ^{136}Pr

O modelo de alimentação lateral para o ajuste de vidas médias no ^{136}Pr , é mostrado na figura 4.38. Devido às dificuldades nos ajustes dos picos U e S das transições da banda yrast, foram considerados somente os dados RDDS das transições 245keV e 209keV com um respectivo estado lateral. A interpretação da figura consta na legenda correspondente. Os resultados dos ajustes estão expressos na tabela 4.11, e os erros não parabólicos, mostrados na tabela 4.12.

A figura 4.39 mostra os ajustes para as transições 245keV e 209keV, e as suas respectivas probabilidades de transição são listadas na tabela 4.13. Os resultados finais das vidas médias em ^{136}Pr são mostrados no esquema de decaimento da figura 4.24.

4.8 Outros Métodos

4.8.1 DDCM

A técnica DDCM *Differential Decay Curve Method* (*plunger* diferencial) é um método de análise de medidas de vidas médias de desvio Doppler, útil para solucionar várias dificuldades na análise dos dados experimentais, e não é restrito às medidas RDDS, podendo ser usado em outras situações onde a lei de decaimento radioativo é válida. O método pode ser usado para espectros *singles*, tanto quanto para espectros de coincidência, e os erros sistemáticos podem ser determinados mais facilmente do que na análise convencional. Através do *plunger* diferencial é possível, em princípio, medir as vidas médias dos estados nucleares para somente uma distância alvo-*stopper* [50].

Um nível de interesse i é alimentado por várias transições de níveis mais altos h , e é depopulado por outras transições para níveis mais baixos l . A evolução temporal da população

$n_i(t)$ do estado i é dada pela equação diferencial:

$$\frac{d}{dt}n_i = -\lambda_i n_i(t) + \sum_h \lambda_h n_h(t) b_{hi} \quad (4.27)$$

onde λ_i corresponde à constante de decaimento de um nível i , e b_{hi} são os *branching ratios* dos níveis h com respeito ao nível i .

As integrais dos dois últimos termos da equação acima, entre t e ∞ , são identificadas com os valores observáveis. A integração do lado esquerdo, entre os mesmos limites, é igual a $n_i(\infty) - n_i(t)$, que resulta em $-n_i(t)$. Assim, reescrevendo a equação, temos:

$$-n_i(t) = -N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t) \quad (4.28)$$

onde $N_i(t)$ é dado por:

$$N_i(t) = \int_t^\infty \lambda_i n_i(t') dt' \quad (4.29)$$

Manipulando as equações acima, relação básica para as vidas médias será:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_h b_{hi} N_h(t)}{\frac{dN_i(t)}{dt}} \quad (4.30)$$

Os τ_i calculados a partir dos dados experimentais, são plotados em função da distância de recuo, e os respectivos valores médios, escolhendo-se os melhores pontos, correspondem às vidas médias procuradas [51]. O método elimina, assim, os efeitos de perturbação observados em medidas RDDS [2].

4.8.2 Deconvolução

Um método alternativo de análise RDDS, para a separação dos picos U e S de distância de recuo, utiliza a técnica de deconvolução, capaz de separar dois picos de formas complicadas, tendo como referência uma forma padrão. Este método pode ser usado para integrar as áreas dos picos Doppler de transições de baixa energia, pois tendo-se a forma de um pico gama de referência (f) e medindo-se o espectro resultante ($f \bullet g$) expresso na forma geral:

$$f(x) \bullet g(x) = \int_0^x f(t) g(x-t) dt \quad , \quad (4.31)$$

a deconvolução de $f \bullet g$ permite obter a área resultante, relativa ao pico Doppler de interesse.

Este procedimento pode auxiliar, significativamente, a análise de espectros Doppler complicados, como no caso da transição 136keV do estado 9^+ da banda yrast no ^{136}Pr , cujo pico é de baixa intensidade, e a diferença de energia $\Delta E = E_{\nu} - E_s$, para $\beta \sim 1\%$, é em torno de 1keV (vide figura 4.22), de análise muito difícil.

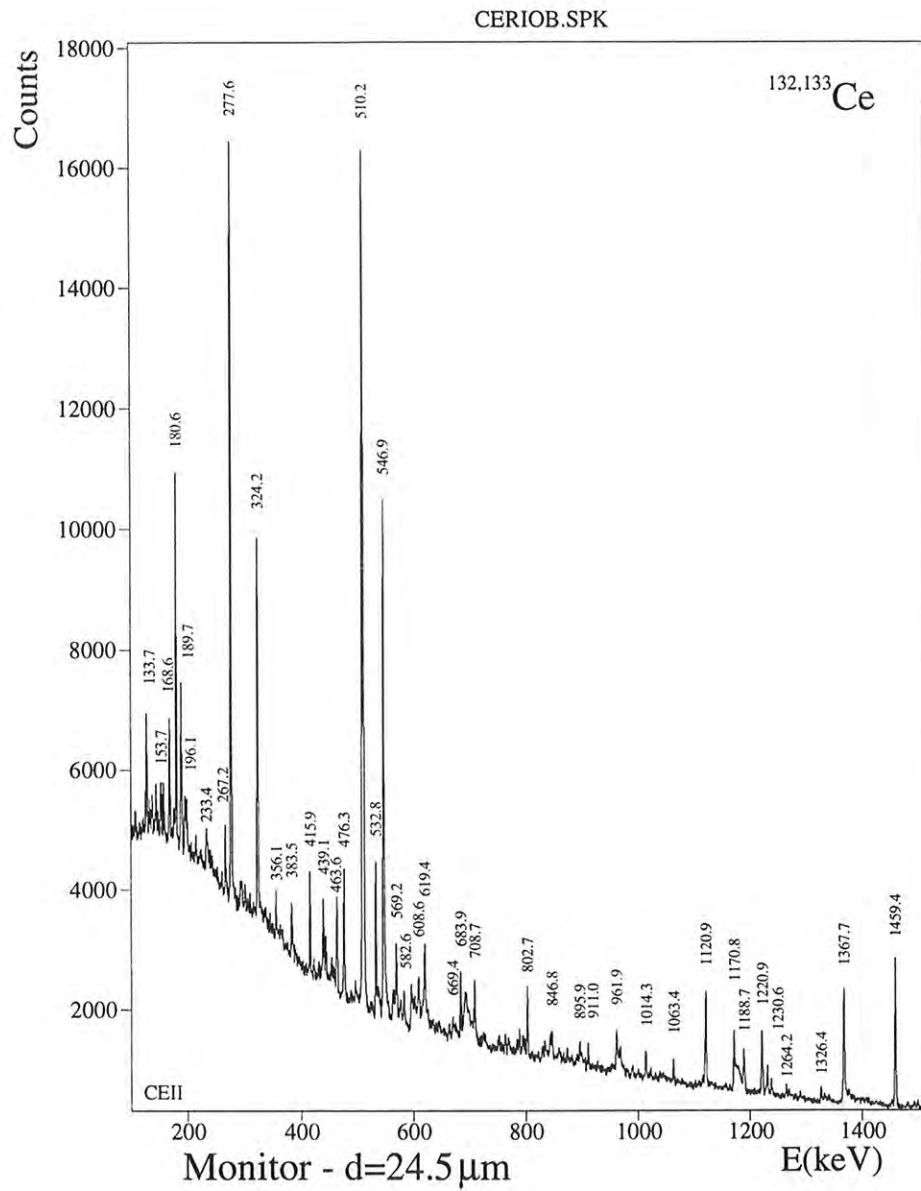


Figura 4.1: Espectro do monitor para a distância $d_1 = 24.5 \mu\text{m}$ em $^{132,133}\text{Ce}$ ($\theta = 90^\circ$).

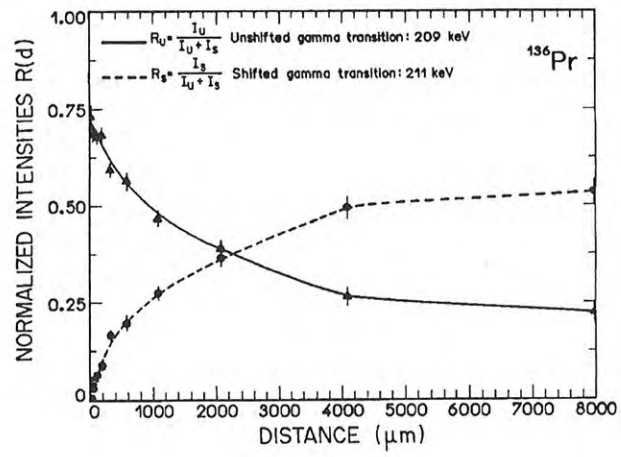


Figura 4.2: Curvas das grandezas R_u (*unshifted*) e R_s (*shifted*) em função da distância para a transição 209 keV no ^{136}Pr (experiência PR136).

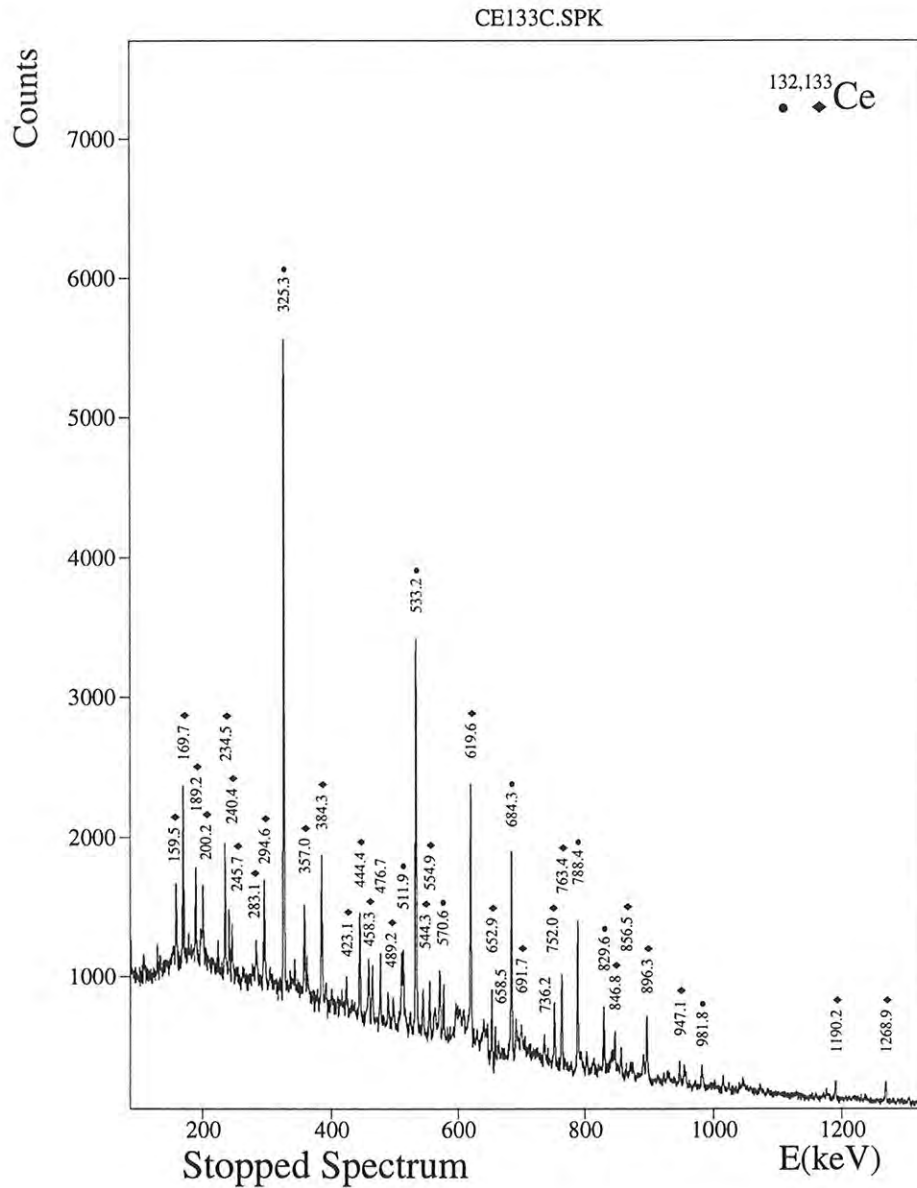


Figura 4.3: Espectro *stopped* normal em $^{132,133}\text{Ce}$; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.

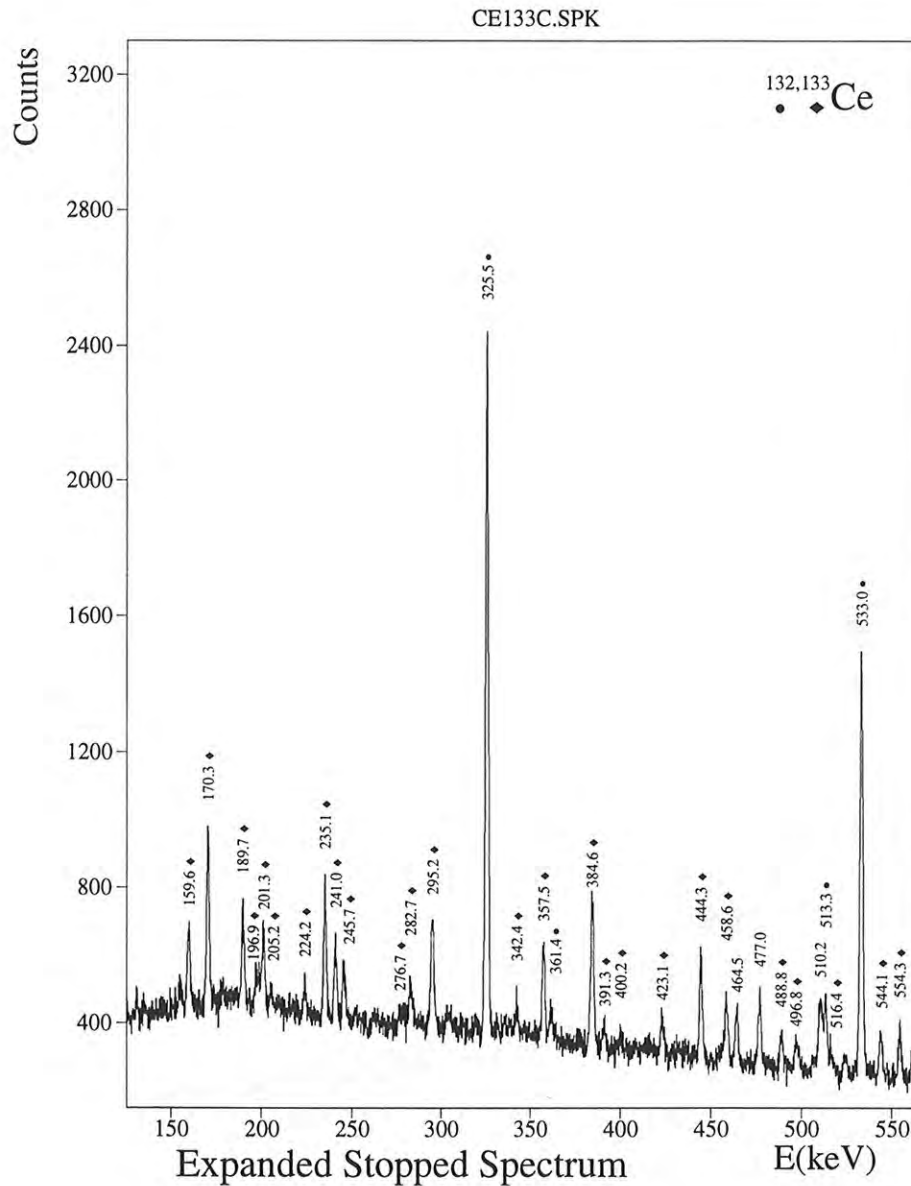


Figura 4.4: Espectro *stopped* expandido em $^{132,133}\text{Ce}$; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.

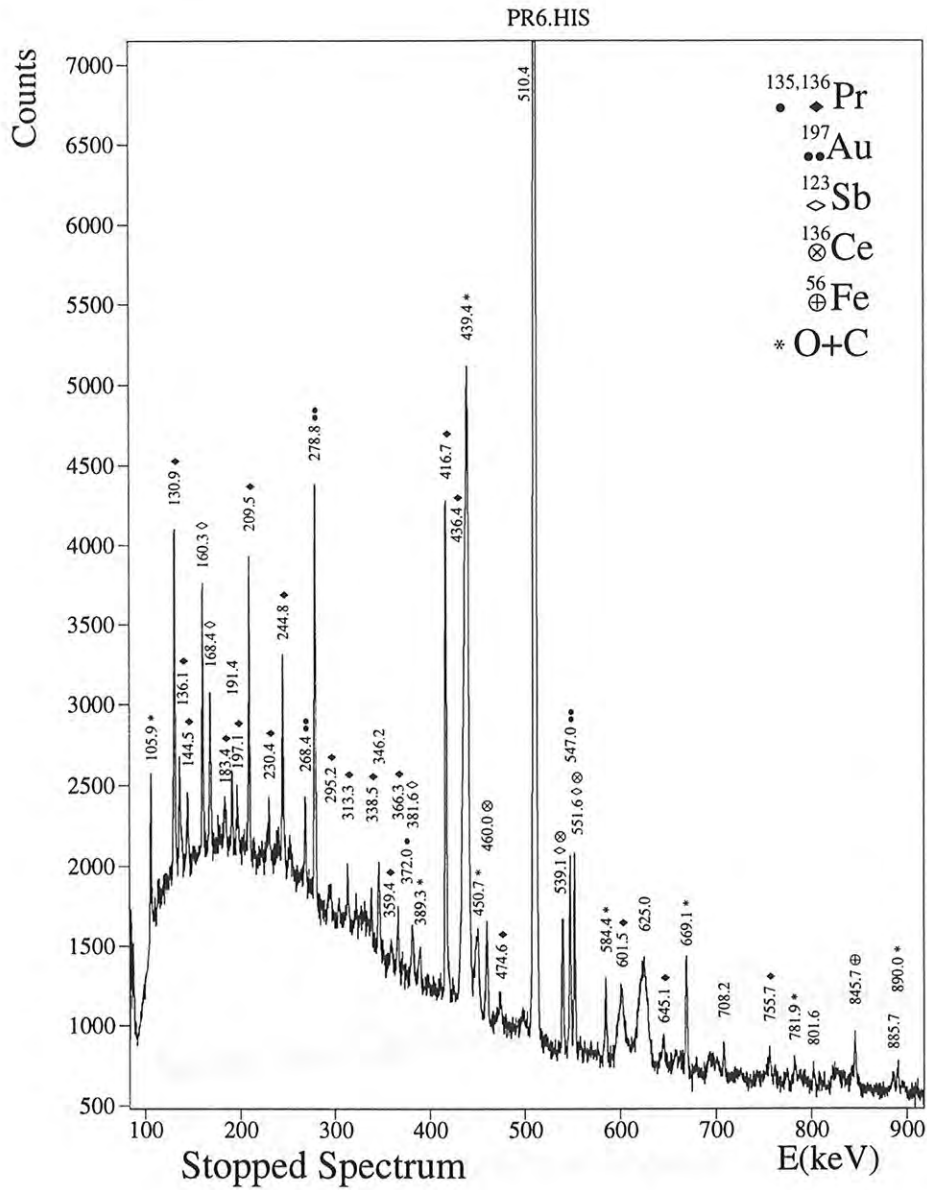


Figura 4.5: Espectro *stopped* em ^{136}Pr ; os picos identificados estão indicados com os símbolos correspondentes à tabela no canto superior direito da figura.

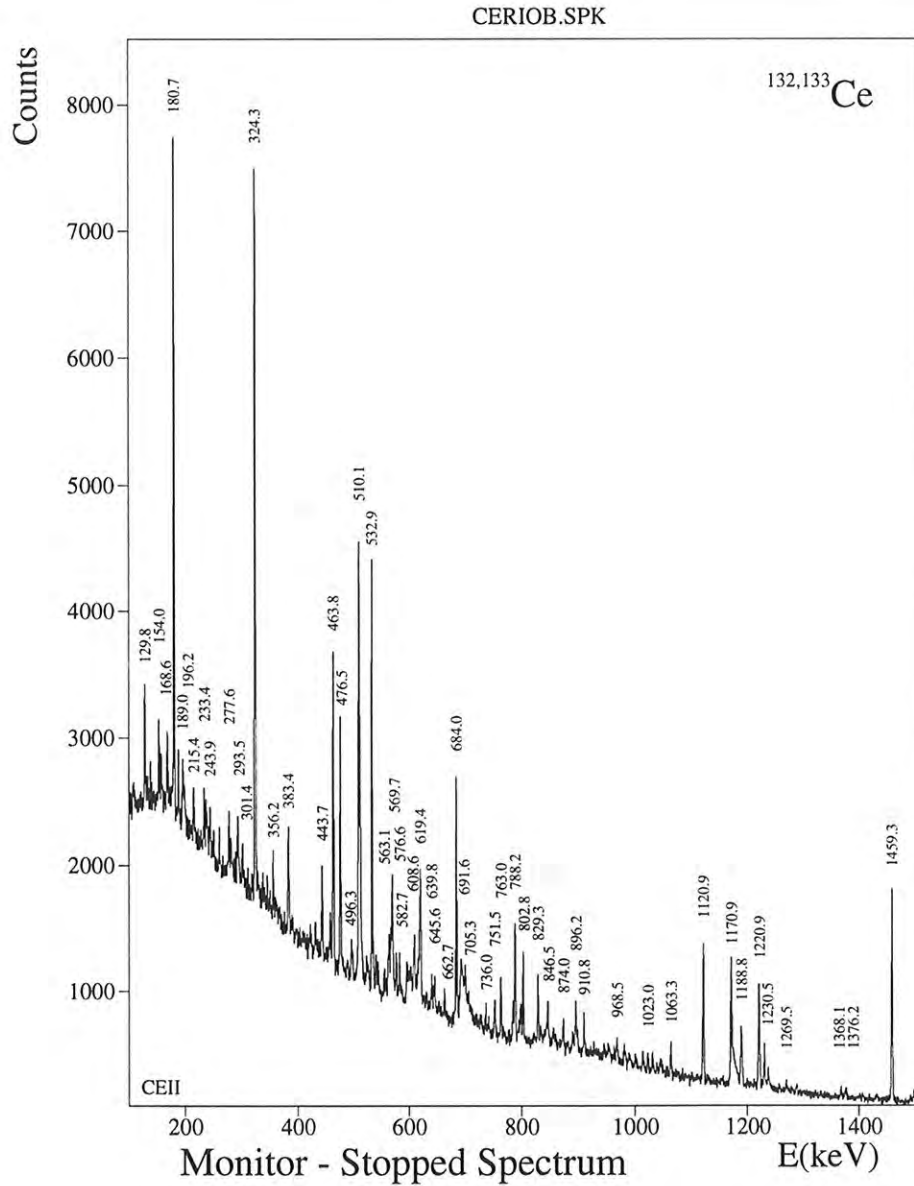


Figura 4.6: Espectro *stopped* do monitor em $^{132,133}\text{Ce}$.

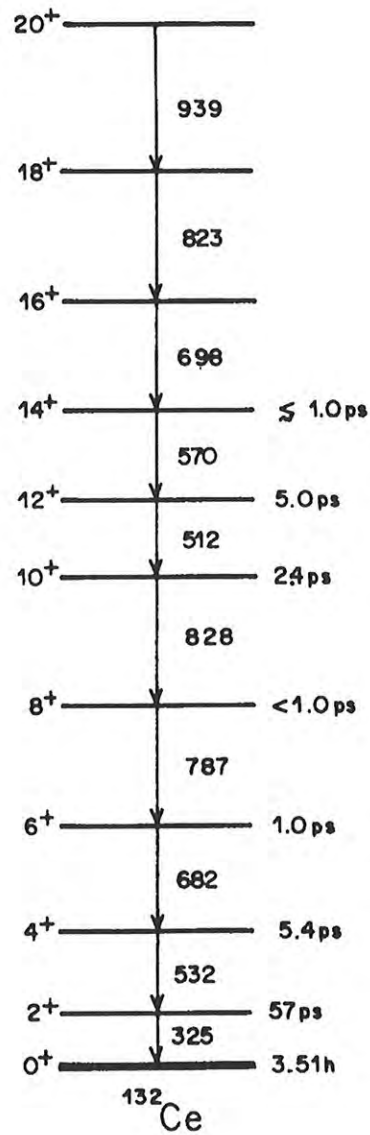


Figura 4.7: Banda do estado fundamental em ¹³²Ce com as respectivas vidas médias τ (ps) baseadas na referência [44].

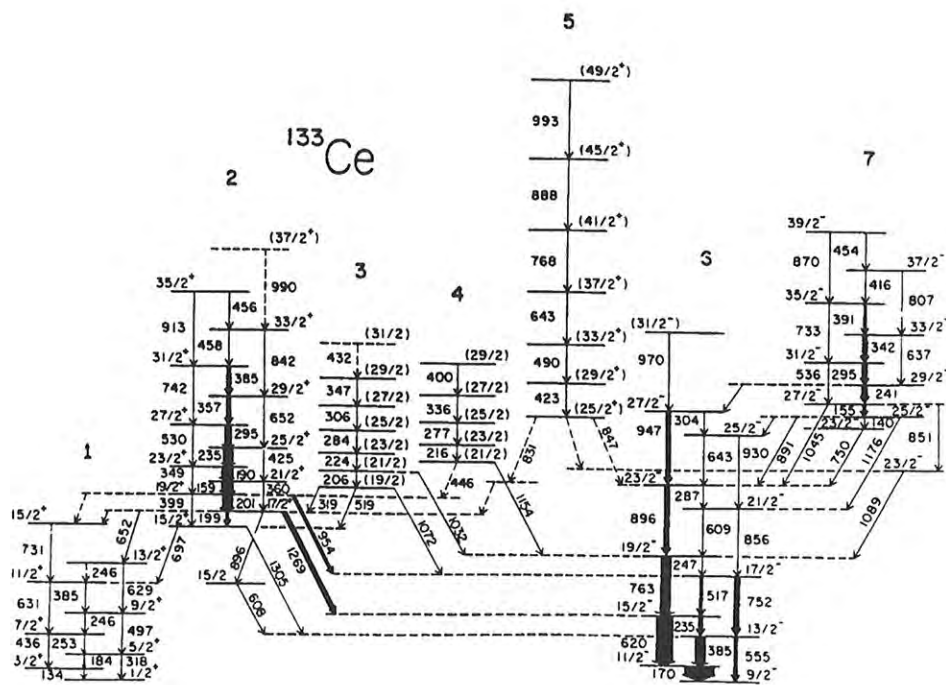


Figura 4.8: Esquema de níveis do ^{133}Ce ; as energias de transição são dadas em keV e as respectivas larguras são proporcionais às intensidades relativas; os rótulos de 1 a 7 indicam as bandas rotacionais conhecidas.

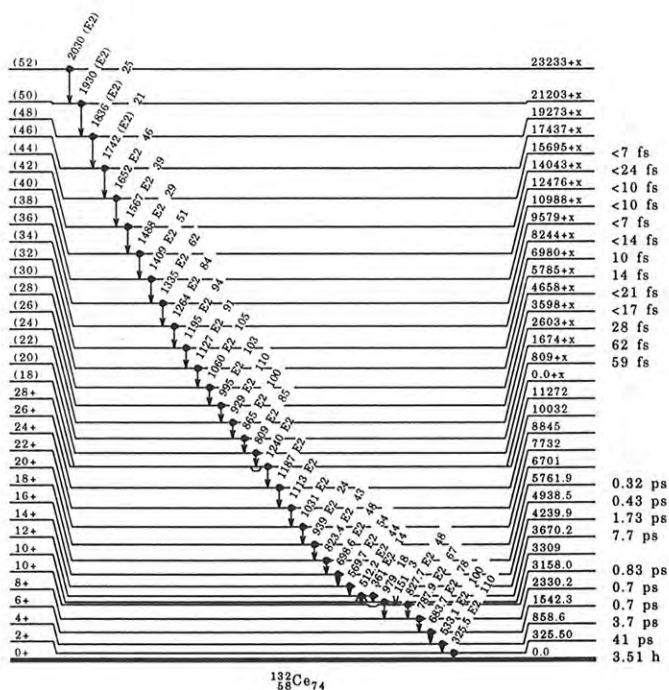


Figura 4.9: Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia em ^{132}Ce disponível no *Nuclear Data Sheets* (NNDC 1994-1995).

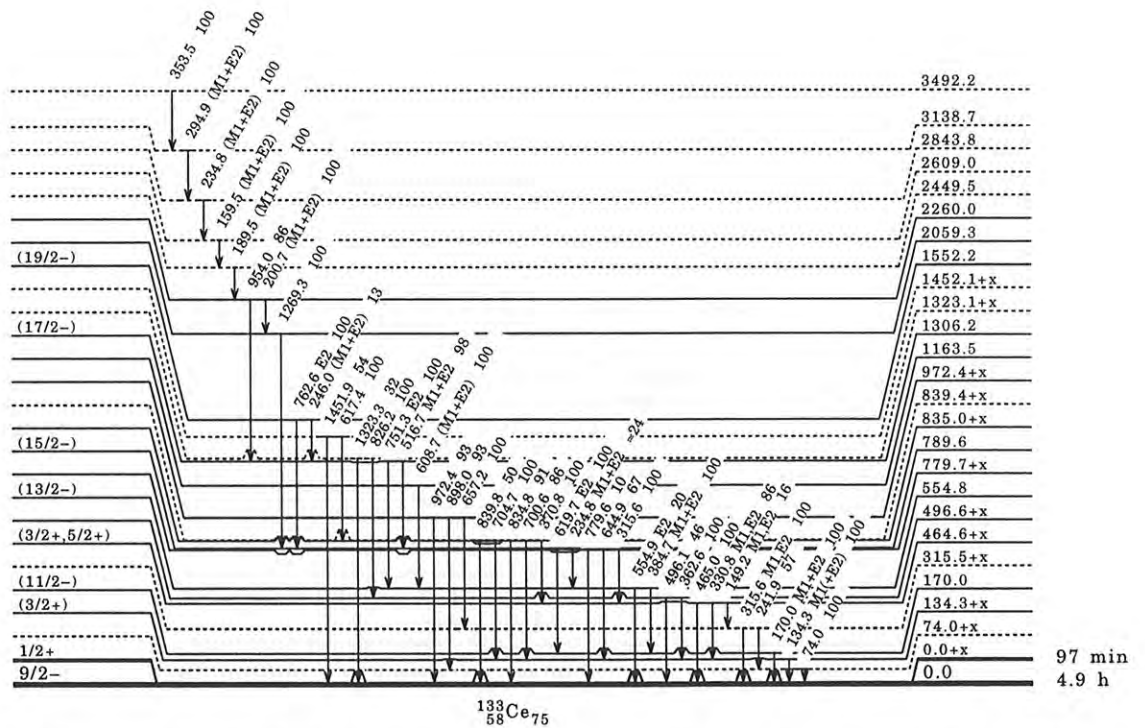


Figura 4.10: Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia em ^{133}Ce disponível no *Nuclear Data Sheets* (NNDC 1994-1995).

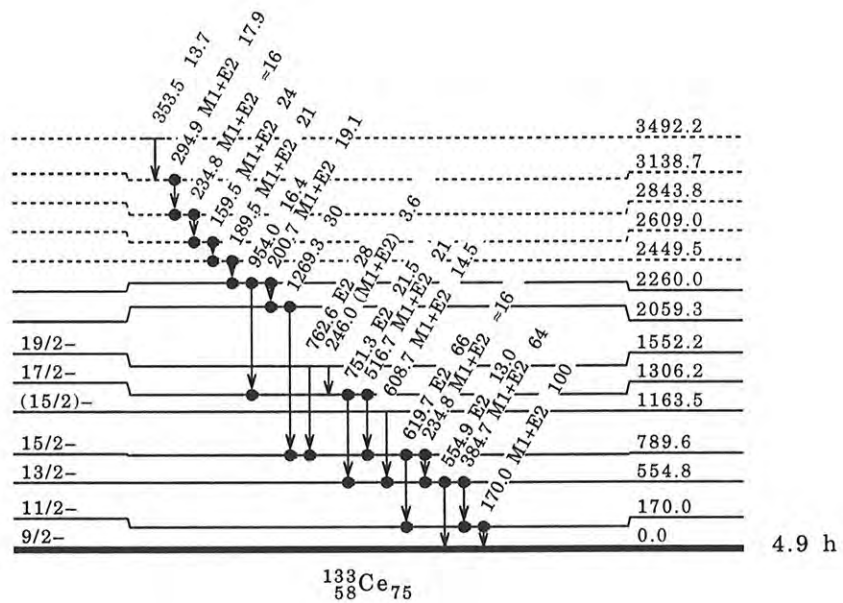


Figura 4.11: Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ em bandas rotacionais no ^{133}Ce disponível no *Nuclear Data Sheets* (NNDC 1994-1995).

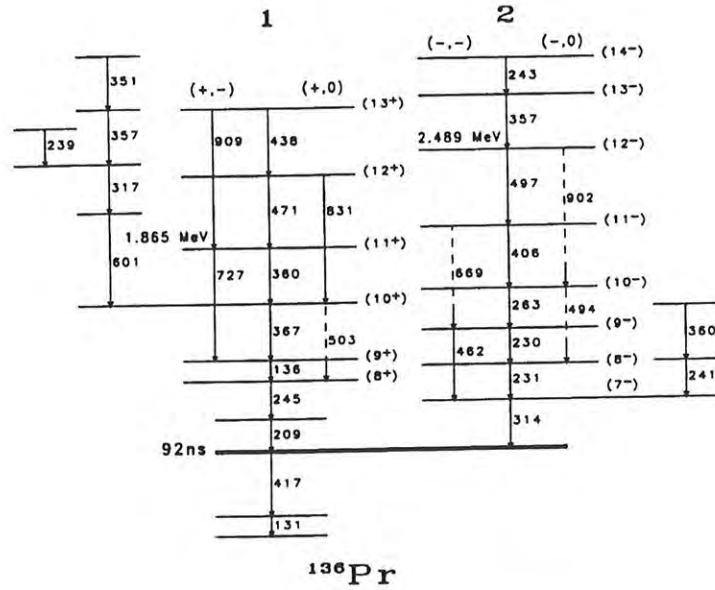


Figura 4.12: Esquema de níveis de energia em ^{136}Pr segundo a referência [4].

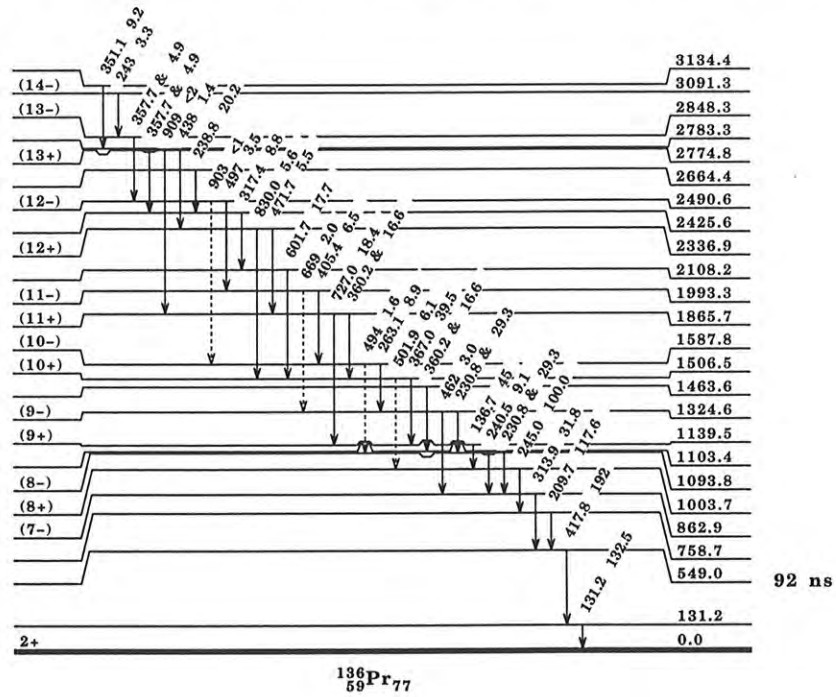


Figura 4.13: Informação sobre meias-vidas $t_{1/2}$ dos níveis de energia no ^{136}Pr disponível no *Nuclear Data Sheets* (NNDC 1994-1995).

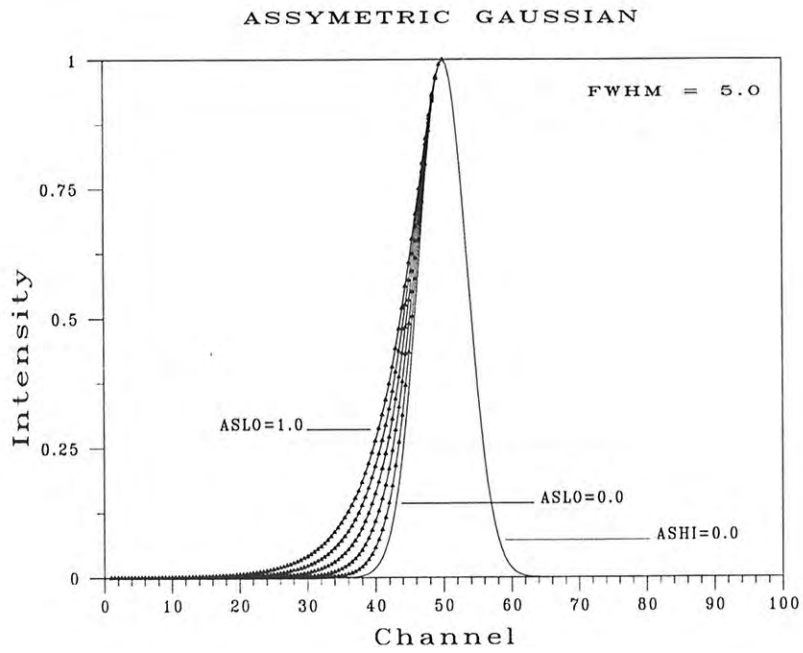


Figura 4.14: Diagrama esquemático de uma gaussiana assimétrica com largura FWHM de 5 canais centrada no canal 50.

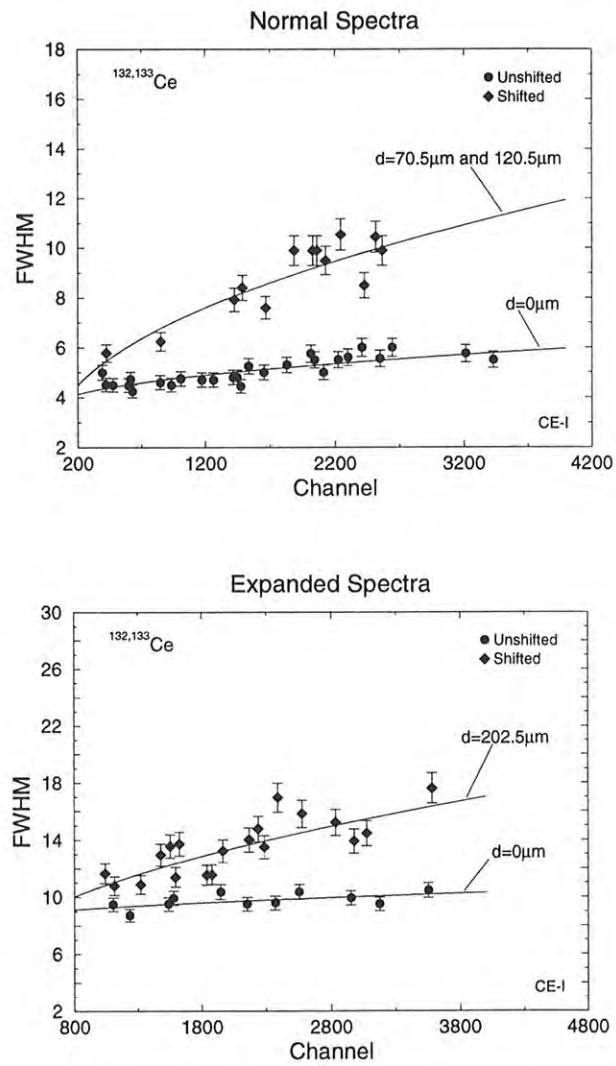


Figura 4.15: Curvas de calibração de largura para os picos *shifted* e *unshifted* em ^{133}Ce ; espectros normal e expandido.

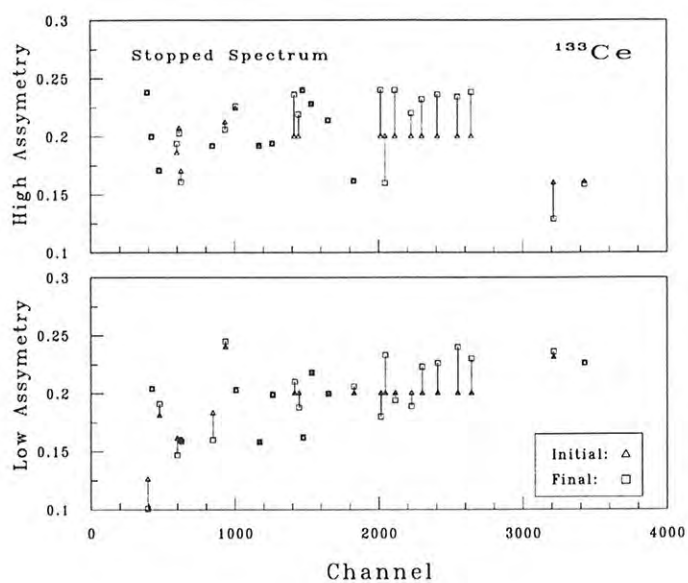


Figura 4.16: Tendências dos parâmetros de assimetria no ajuste dos picos U (*unshifteds*), utilizando o código DAMM (espectro *stopped*).

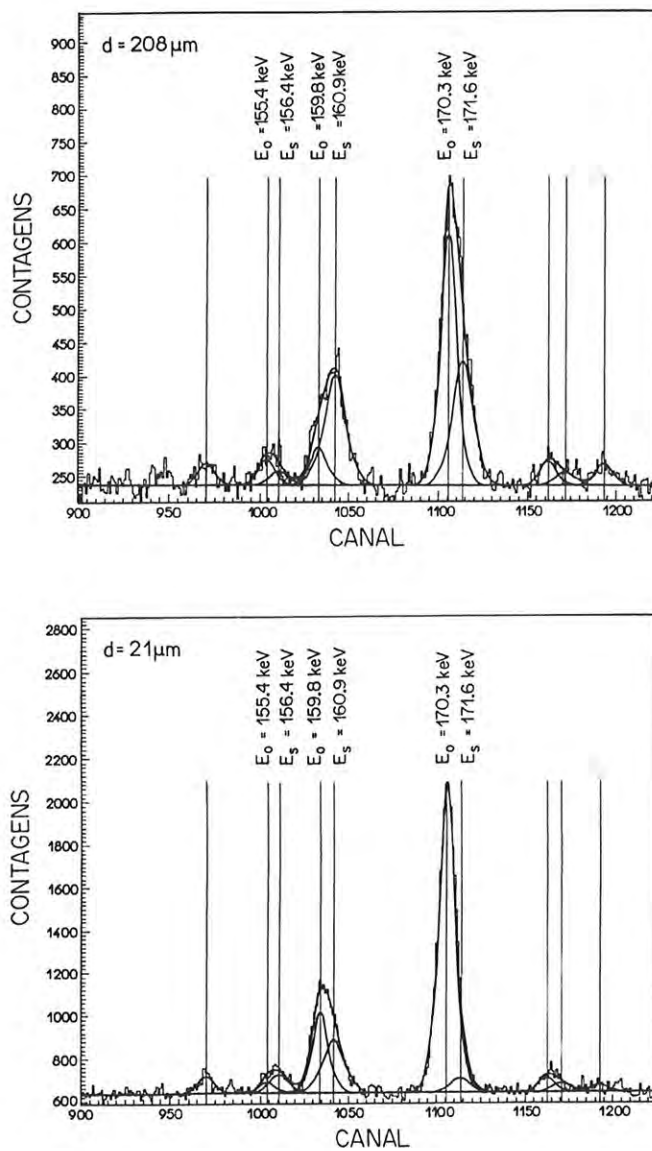


Figura 4.17: Ajuste das áreas dos picos relativos às transições 155 keV, 159 keV e 170 keV para as distâncias $21 \mu\text{m}$ e $208 \mu\text{m}$ em ^{133}Ce – espectro normal.

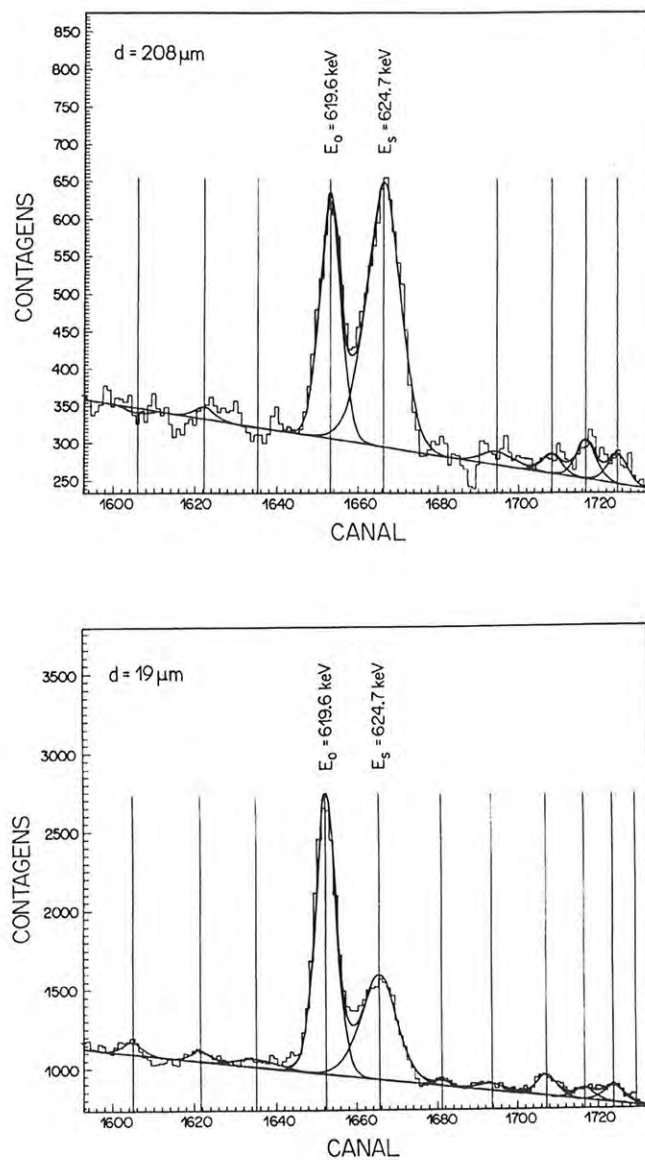


Figura 4.18: Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 619 keV para as distâncias $19 \mu\text{m}$ e $208 \mu\text{m}$ em ^{133}Ce – espectro normal.

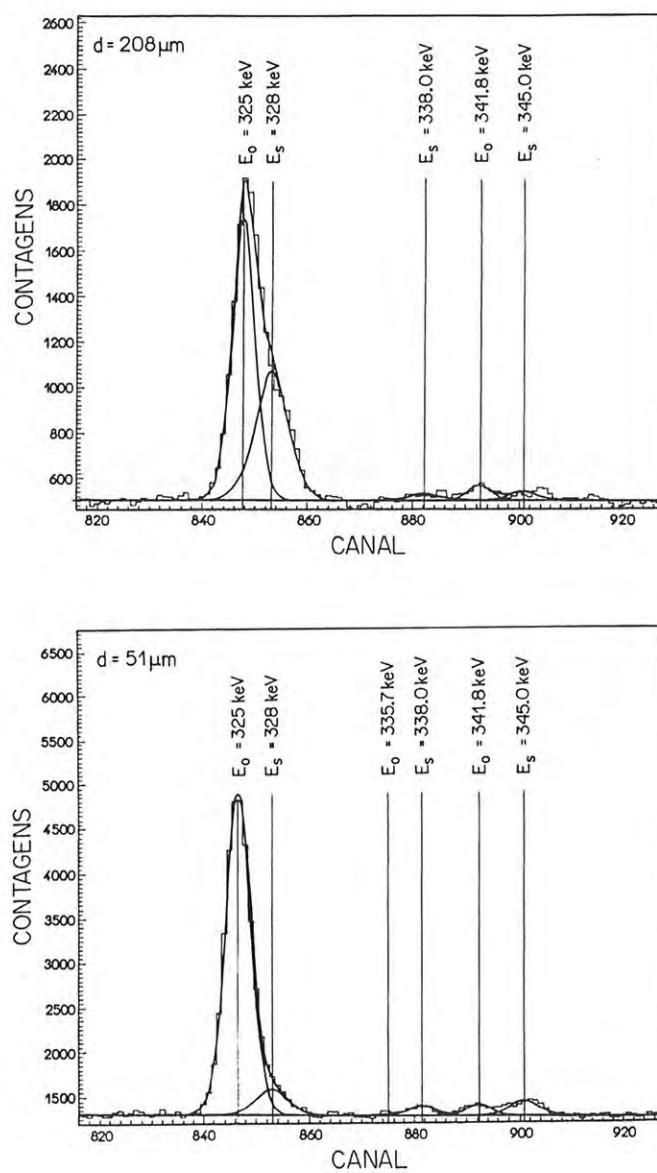


Figura 4.19: Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 325 keV para as distâncias $51\ \mu\text{m}$ e $208\ \mu\text{m}$ em ^{132}Ce – espectro normal.

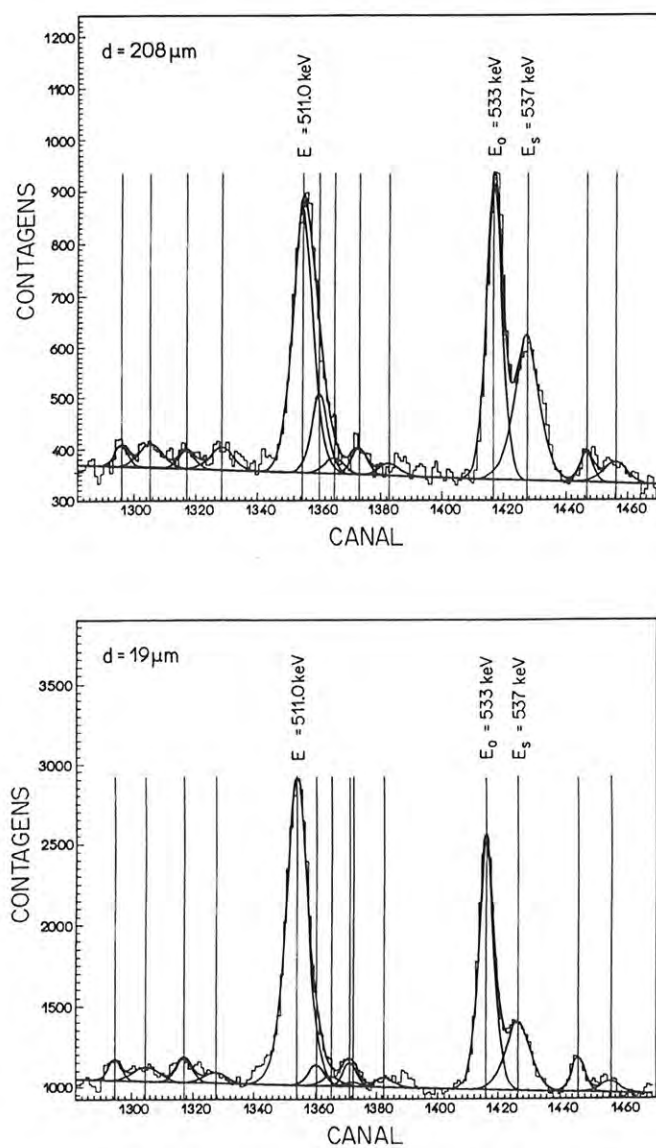


Figura 4.20: Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 533 keV para as distâncias $19\ \mu\text{m}$ e $208\ \mu\text{m}$ em ^{132}Ce – espectro normal.

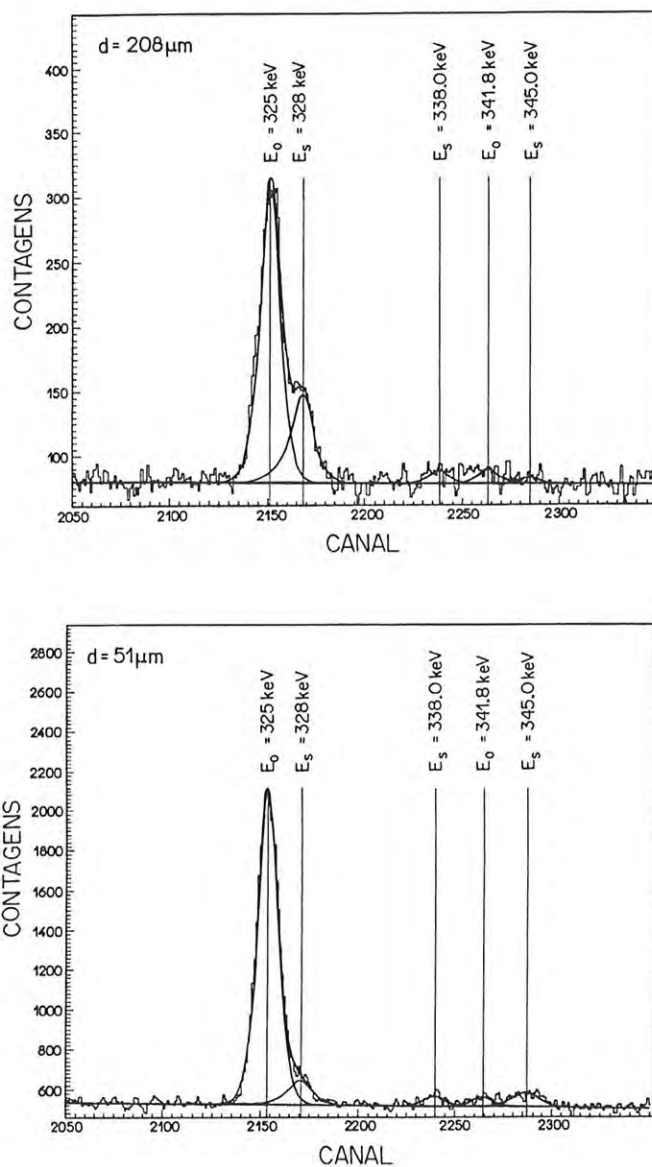


Figura 4.21: Ajuste das áreas dos picos relativos à transição 325 keV do espectro expandido para as distâncias $51\ \mu\text{m}$ e $208\ \mu\text{m}$ em ^{132}Ce .

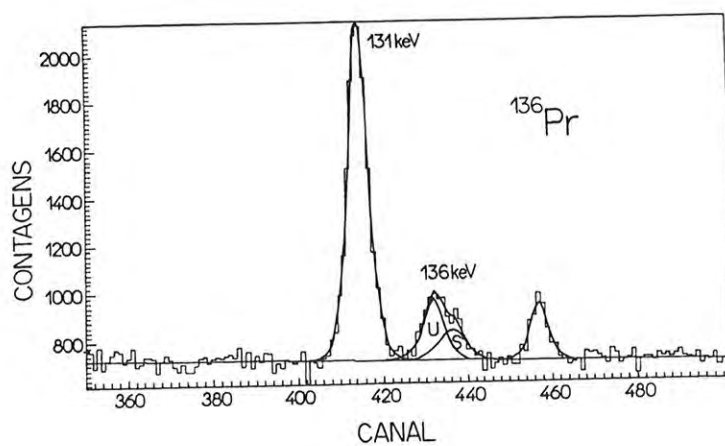


Figura 4.22: Ajuste dos picos U e S da transição 136 keV em ^{136}Pr .

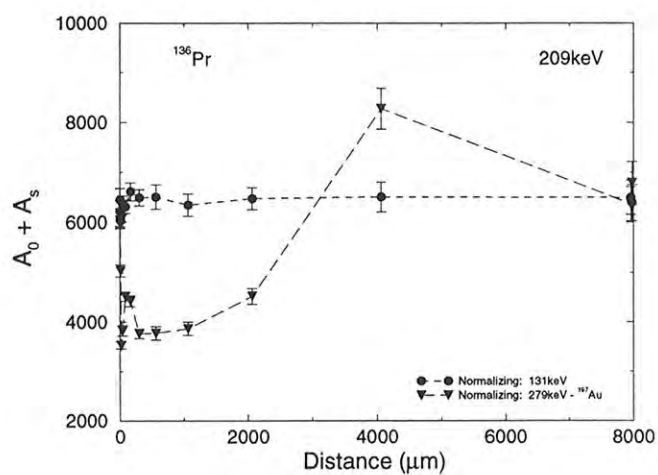


Figura 4.23: Normalização dos espectros nas medidas de vidas médias em ^{136}Pr (PR136) mostrando soma das intensidades $A_0(U) + A_s(S)$ da transição 209 keV (7^-) normalizada pelos picos 131 keV, transição *delayed* 6^+ (vide figura 4.24) e 279 keV da excitação coulombiana do ^{197}Au , ambas extraídas dos espectros de multiplicidade. Neste caso o pico do ouro não serve para a normalização por que a multiplicidade da cascata em ^{136}Pr é diferente para a excitação coulombiana do ouro.

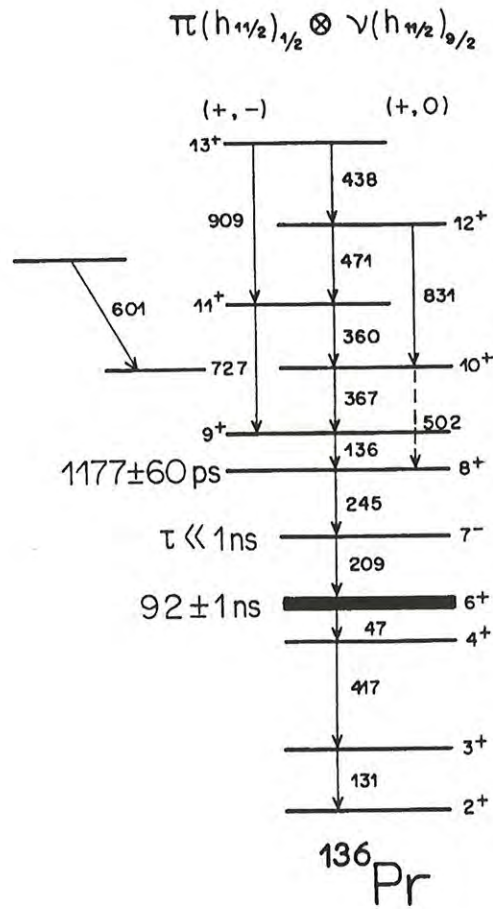


Figura 4.24: Esquema de decaimento indicando o resultado das vidas médias experimentais medidas em ^{136}Pr ; 92 ± 1 ns representa a meia-vida do estado isomérico.

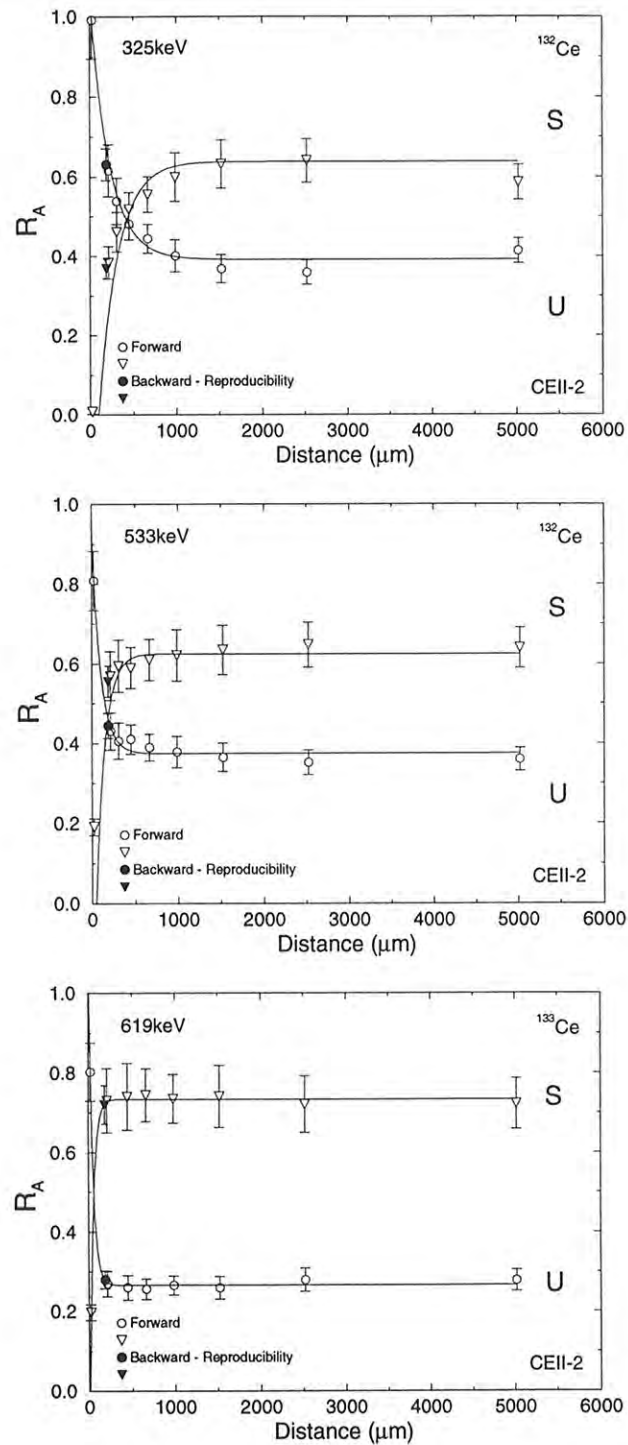


Figura 4.25: Curvas S e U das razões das áreas dos picos em função da distância de afastamento com 1 ponto em aproximação para o teste de reprodutibilidade de medida na experiência CEII através das transições 325 keV, 533 keV e 619 keV em $^{132,133}\text{Ce}$. A linha sólida serve para orientar o comportamento dos pontos experimentais. Para o ponto em negrito foi descontado o valor do *backlash*.

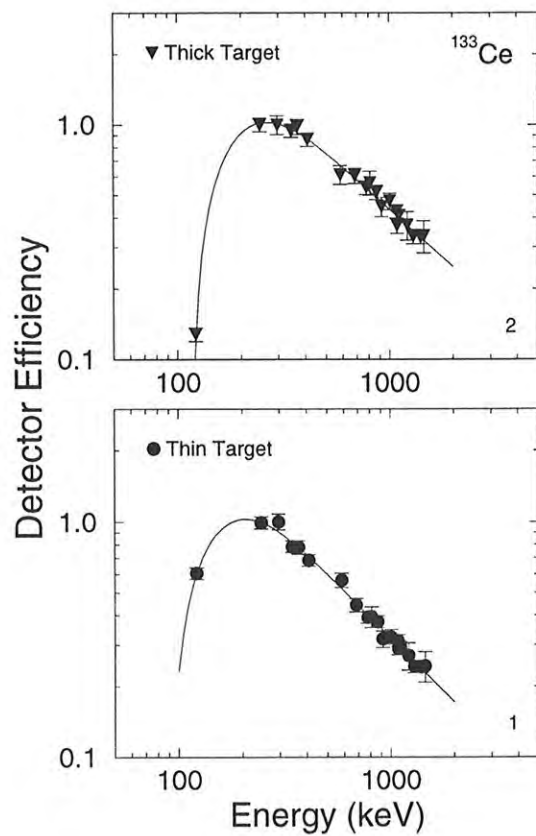


Figura 4.26: Curvas de eficiência do detetor para o alvo fino nas medidas de vidas médias, e para o alvo grosso nas medidas do espectro de distância zero (*stopped*).

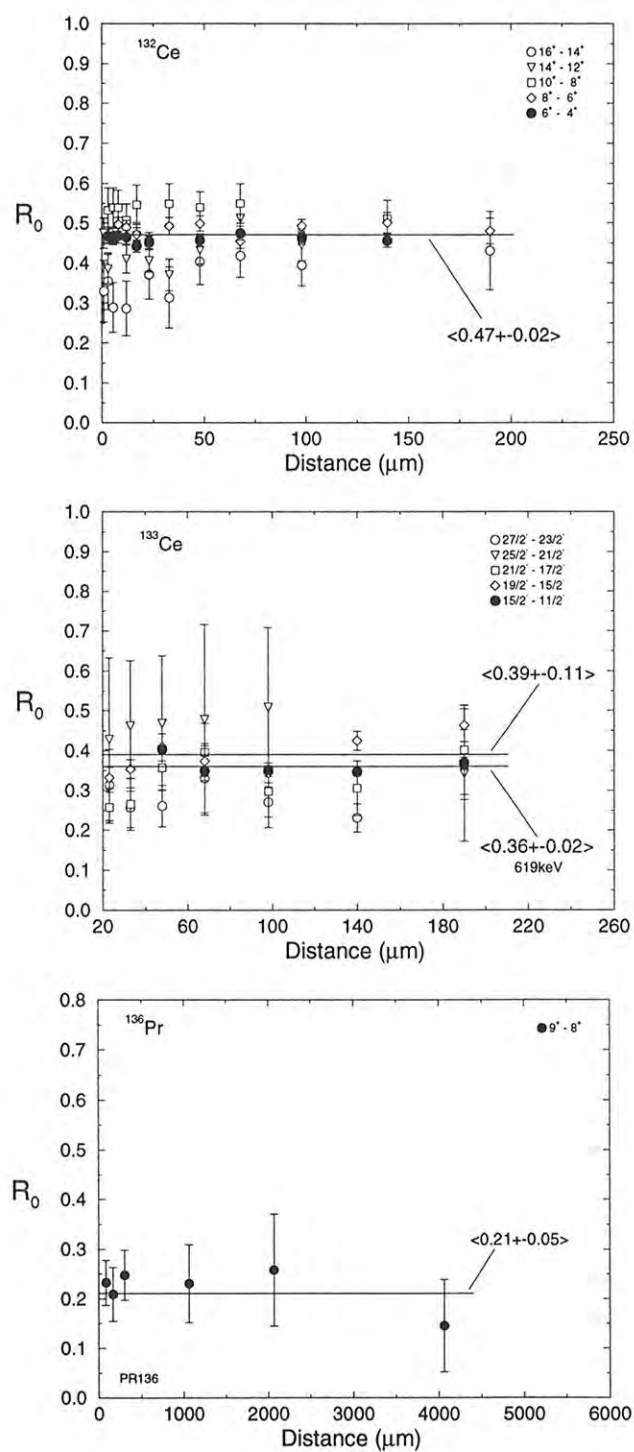


Figura 4.27: Medida da porcentagem de núcleos freados no alvo nas experiências $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr através da saturação das curvas de decaimento para transições rápidas dos estados de energia mais altos.

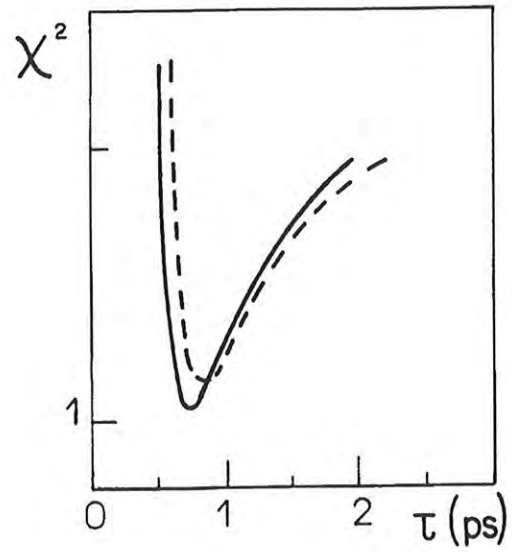


Figura 4.28: χ^2 em função da variação do parâmetro τ (ps); as curvas representam as minimizações para dois modelamentos de *side-feedings* distintos.

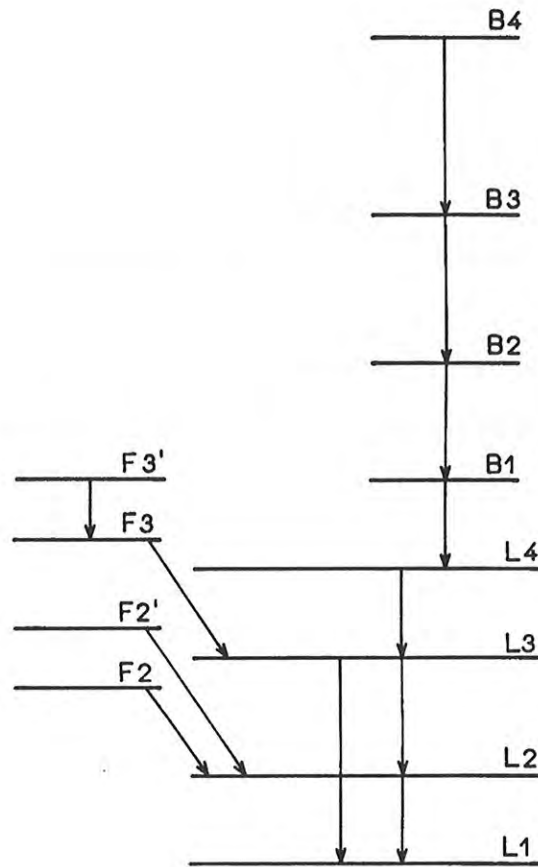


Figura 4.29: Modelo de alimentação lateral do código LIFETIME: L1-L4 representam os níveis da banda; F2, F2', F3 e F3' são exemplos dos *feeders* para os níveis L1-L4 com população inicial máxima em $t=0$; B1-B4 representam uma banda rotacional com momento quadrupolar definido que pode ser importante no esquema de decaimento para o ajuste das vidas médias dos níveis L1-L4.

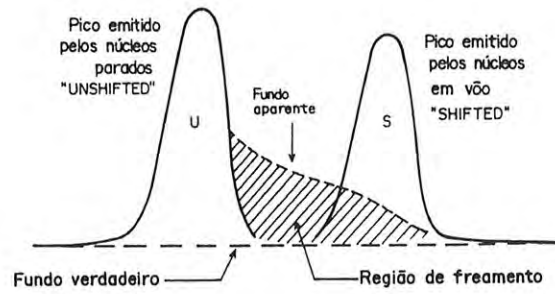


Figura 4.30: Espectro esquemático mostrando os fotopicos típicos U e S e o fundo aparente devido aos gamas emitidos pelos núcleos em freamento.

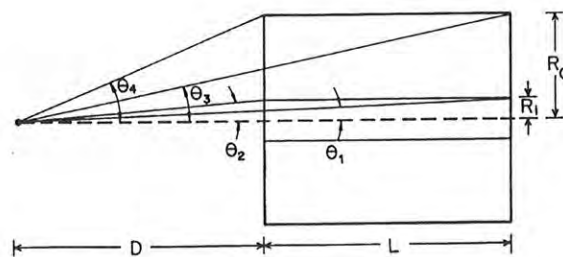


Figura 4.31: Secção transversal de um detetor HPGe mostrando as regiões usadas para integração sobre o volume do detetor. A região ativa é o cilindro anular entre R_i e R_o .

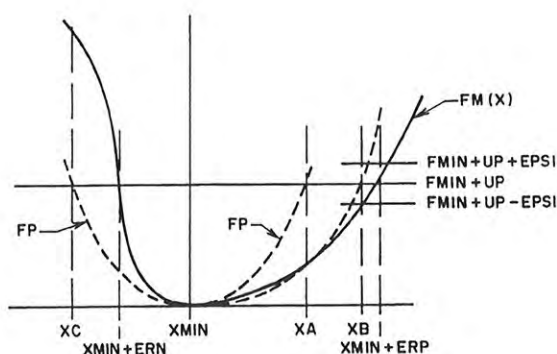


Figura 4.32: Cálculo de erros MINOS do parâmetro X . A parábola simétrica FP é calculada da matriz de covariância. A curva FM mostra a dependência real de FCN (χ_{red}^2) com X . Desde que $FM(XA)$ não esteja dentro de um ϵ de $FMIN+UP$, um novo ponto XB é encontrado por extrapolação parabólica e o processo continua até que $FM(X)$ esteja dentro de ϵ de $FMIN+UP$. Um cálculo similar é sobre o lado negativo de $XMIN$.

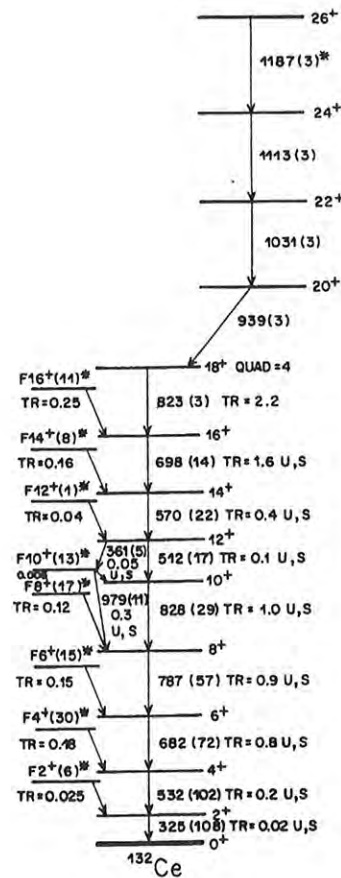


Figura 4.33: Esquema de alimentação lateral (*feeders*) utilizado no ajuste das vidas médias em ^{132}Ce ; F_n^+ representam os *feeders* dos respectivos estados de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME; os valores seguidos pelos números entre parênteses são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0 – 50; o símbolo (*) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55°; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados; QUAD indica o momento quadrupolar de uma banda rotacional em unidades de [eb] utilizada no esquema de alimentação, indicada pelos estados $18^+ \rightarrow 26^+$.

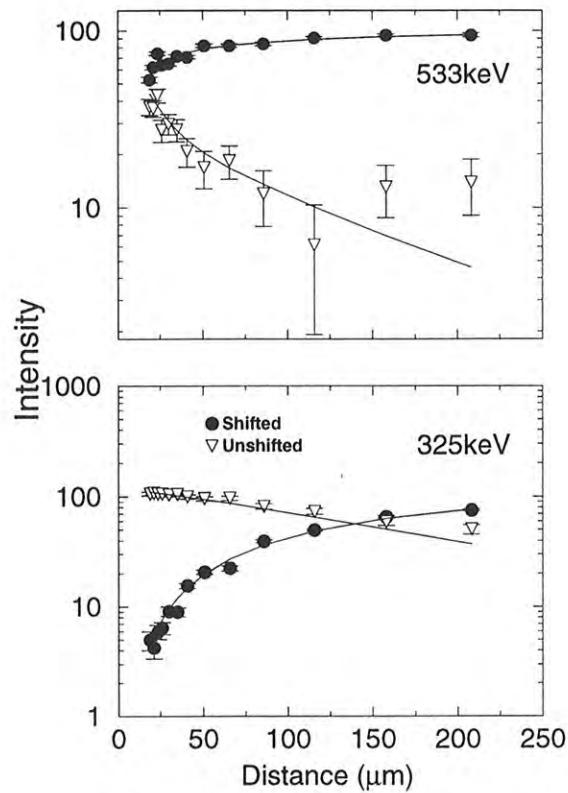


Figura 4.34: Ajuste das curvas de decaimento das transições de 325keV e 533keV no ^{132}Ce . O valor do χ^2 parcial para as duas transições, são respectivamente: $\chi^2 = 3.5$ e 5.1 para os picos *shifted*, e $\chi^2 = 1.7$ e 1.4 para os picos *unshifted*; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 3.6.

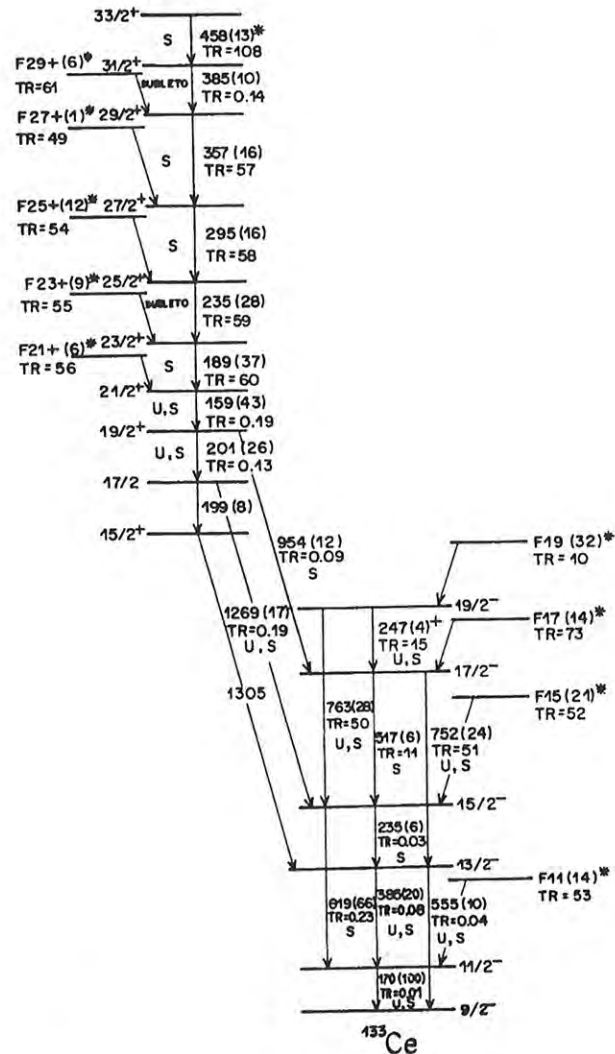


Figura 4.35: Esquema de alimentação lateral (*feeders*) utilizado no ajuste das vidas médias em ^{133}Ce ; F_n^+ e F_n^- representam os *feeders* dos respectivos estados de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME; os valores seguidos pelos números entre parênteses são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0 – 50; o símbolo (*) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55°; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados.

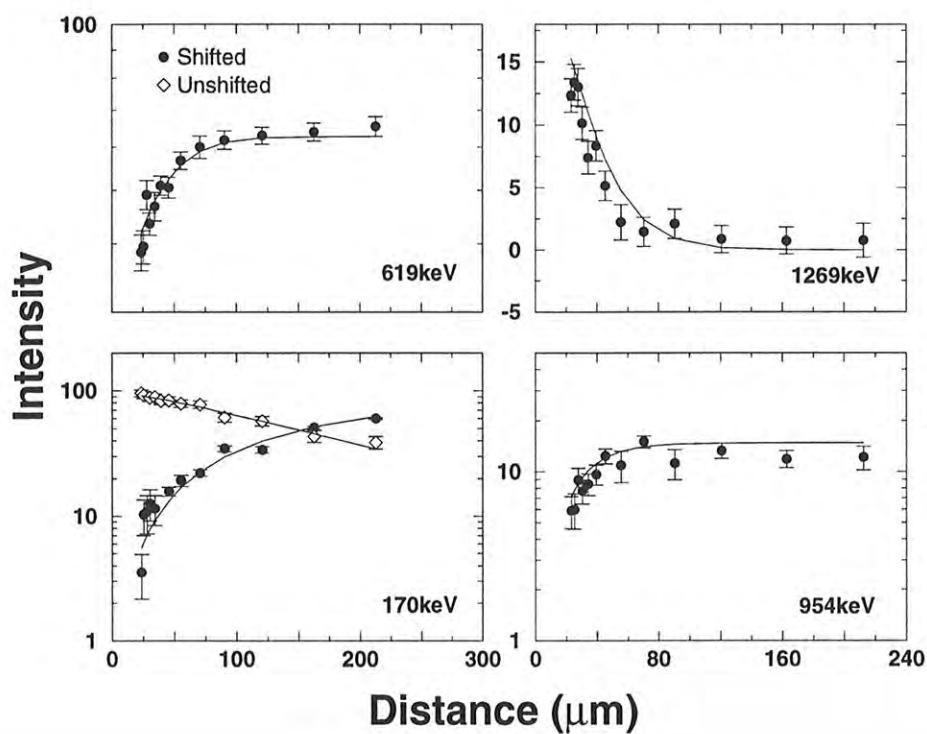


Figura 4.36: Ajuste das curvas de decaimento das transições de 170keV, 619keV, 954keV e 1269keV no ^{133}Ce . Os valores do χ^2 parcial para os picos *shifted* das transições 170keV, 619keV e 954keV, são respectivamente: $\chi^2 = 2.1$, 0.7, e 1.4; os valores do χ^2 parcial para os picos *unshifted* em 170keV e 1269keV, são respectivamente: $\chi^2 = 0.3$ e 2.0; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 2.1.

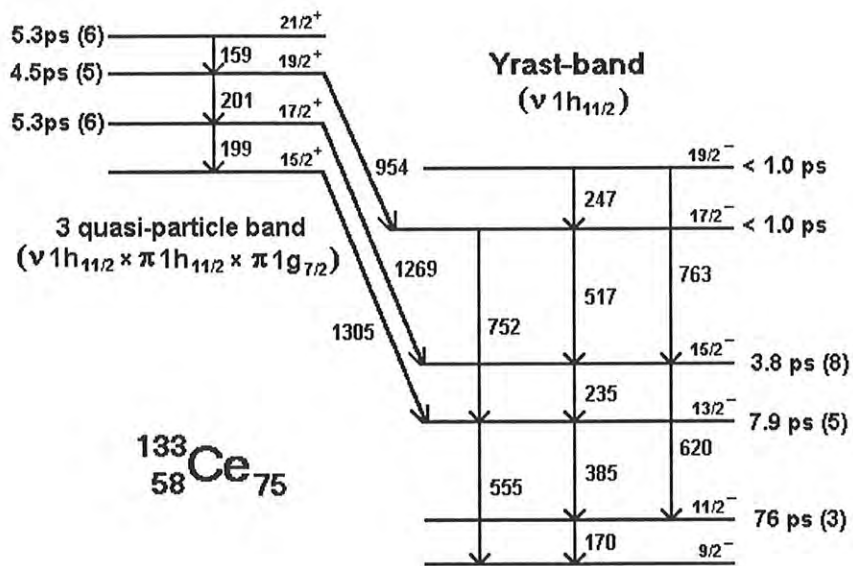


Figura 4.37: Esquema de decaimento indicando o resultado das vidas médias experimentais medidas em ^{133}Ce .

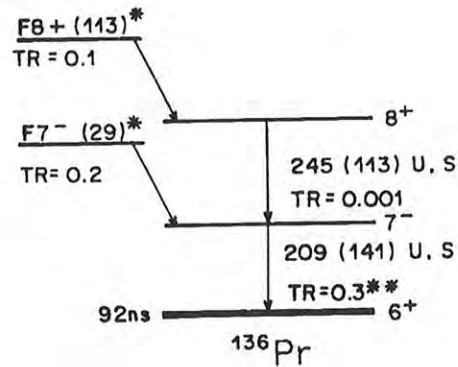


Figura 4.38: Esquema de alimentação lateral utilizado no ajuste das vidas médias dos estados 8^+ e 7^- em ^{136}Pr : $F8^+$ e $F7^-$ representam os respectivos *feeders* de acordo com a nomenclatura do código LIFETIME, e os valores 209 e 245 seguidos pelos números entre parênteses (113) e (141) são suas respectivas energias de transição e intensidades relativas; TR são os valores das taxas de transição utilizadas como parâmetros iniciais no ajuste de τ e podem variar, em geral, dentro de um alcance de 0 – 50; o símbolo (\star) indica o valor da intensidade em $t=0$ utilizado como parâmetro inicial no ajuste do decaimento: o valor inicial é obtido através do balanço de intensidades relativas em 55° ; o símbolo ($\star\star$) indica que a faixa de variação de TR foi excedida além do alcance padrão; U indica que os dados experimentais dos picos *unshifteds* foram considerados; S indica que os dados experimentais dos picos com deslocamento Doppler (*shifteds*) foram considerados.

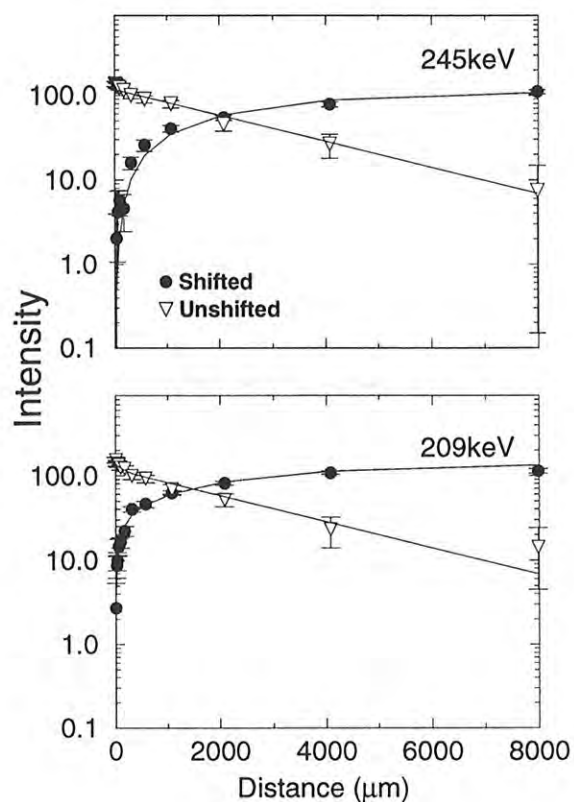


Figura 4.39: Ajuste das curvas de decaimento das transições 209keV e 245keV no ^{136}Pr . Os valores do χ^2 parcial para os picos *shifted* das transições acima, são respectivamente: $\chi^2 = 1.5$ e 2.0 ; os valores do χ^2 parcial para os picos *unshifted*, são respectivamente: $\chi^2 = 0.6$ e 1.4 ; o χ^2 global do ajuste, incluindo os dados de todas as transições medidas, é igual a 1.5.

Tabela 4.1: Parâmetros de Relaxação* (recuo em vácuo) – Modelo Abragam–Pound

Núcleo	$E_\gamma(\text{keV})$	J^π	$\mathcal{M}\ell$	Vida-Média (ps)	$v/c(\%)$	$\tau_2(\text{ps})$	$\tau_4(\text{ps})$	Medida
^{41}K	1293	$7/2^-$	M2+E3	$10.5(2) \times 10^3$	2.1	1900(400)		A
^{48}Ti	983	2^+	E2	6.3	2.5	51^{+34}_{-15}		A
					2.4	33^{+66}_{-15}		A
					1.87	66^{+141}_{-29}		A
^{56}Fe	847	2^+	E2	9.7	1.84	60^{+24}_{-14}		A
					1.90	65^{+22}_{-13}		A
^{122}Xe	331	2^+	E2	70(2)	1.22	28		F
	497	4^+	E2	6.5(3)	1.22	22(7)		F
^{128}Ba	284	2^+	E2	144	1.19	~ 33		B
^{128}Ba	284	2^+	E2	144^{+4}_{-8}	1.19	20(6)		F
	479	4^+	E2	7.3(6)	1.19	32(26)		F
^{146}Nd	453	2^+	E2	30(1)	1.36	73(13)		A
^{148}Nd	301	2^+	E2	123(3)	1.36	54(9)		A
^{150}Nd	132	2^+	E2	2180(30)	1.36	41(9)		A
^{150}Sm	334	2^+	E2	69(3)	1.9	40(4)		A
					2.9	27(4)		A
	773	4^+	E2	9.2(6)	2.9	14(4)		A
^{150}Sm	334	2^+	E2	68	1.9	40(4)	16(2)	C
^{150}Sm	334	2^+	E2	68	2.15	35.7(7)	10.9(1)	D
						29.1(5)**	12.9(2)**	D
^{156}Gd	585	6^+	M1+E2	22.8(6)	2.9	24(3)		A
	960	8^+	E2	6.7(4)	2.9	23^{+10}_{-6}		A
^{156}Er	344	2^+	E2	47.9	2.0	15^{+2}_{-4}		A
	797	4^+	E2	7.8	2.0	21^{+12}_{-7}		A
^{158}Er	193	2^+	E2	433(23)	2.0	32^{+27}_{-23}		A
	548	4^+	E2	20.8	2.0	18(3)		A
	982	6^+	E2	4.0	2.0	> 13		A
^{160}Er	391	4^+	E2	50(3)	2.0	22(5)		A
	767	6^+	E2	7.8	2.0	35^{+16}_{-10}		A
	1231	8^+	E2	3.1	2.0	> 27		A
Er						75(25)		E
Yb						90(20)	40(30)	E

A – $W_{U+S}(0^\circ, d) / W_{U+S}(55^\circ, d)$ – ref.[52]B – $R(0^\circ) / R(55^\circ)$ – ref.[47]C – $W_{U+S}(11^\circ, 31^\circ, 58.5^\circ, 90^\circ, d)$ – ref.[53]D – $W_{U+S}(\theta, d)$ – ref.[49]E – $W_{U+S}(\pm 45^\circ, d)$ – ref.[54]F – $W_{U+S}(0^\circ, 55^\circ, 90^\circ, -32^\circ, -72^\circ, -160^\circ)$ e $R(0^\circ) / R(55^\circ)$ – ref.[55]

* interação magnética pura

** interação mista de dipolo magnético e quadrupolo elétrico

Tabela 4.2: Ajuste de vidas médias em ^{132}Ce (Auto-calibração) — Código LIFETIME†

Nível	Taxa de Transição (ps) ⁻¹	τ (ps)	População (t=0)	Intensidade
26 ⁺	29.9±5.6	0.034 ± 0.006	5.6±0.3	5.6
24 ⁺	21.6±4.1	0.046 ± 0.009	0	5.6
22 ⁺	14.7±2.8	0.07 ± 0.01	0	5.6
20 ⁺	9.2±1.7	0.11 ± 0.02	0	5.6
18 ⁺	11.3±0.3	0.088 ± 0.002	0	5.6
F16 ⁺	13.1±0.3	0.076 ± 0.002	11.7±1.0	11.7
16 ⁺	22.9±0.6	0.044 ± 0.001	0	17.3
F14 ⁺	34.0±0.9	0.029 ± 0.001	2.4±1.0	2.4
14 ⁺	9.9±0.3	0.101 ± 0.003	0	19.8
F12 ⁺	0.0002±0.01	> 4000	1.2±0.2	1.2
12 ⁺	0.57±0.03	1.75 ± 0.08*	0	20.9
F10 ⁺	0.45±0.02	2.21 ± 0.08	7.8±1.0	15.3
10 ⁺	17.4±0.5	0.058 ± 0.002*	0	16.0
F8 ⁺	1.13±0.03	0.89 ± 0.02	22.9±1.0	22.9
8 ⁺	7.2±0.2	0.139 ± 0.004	0	51.7
F6 ⁺	1.32±0.04	0.76 ± 0.02	20.3±1.0	20.3
6 ⁺	5.6±0.2	0.178 ± 0.005	0	72.0
F4 ⁺	0.02±0.01	41.3 ± 17.1	27.1±1.0	27.1
4 ⁺	0.18±0.02	5.5 ± 0.6	0	99.0
F2 ⁺	0.037±0.005	26.4 ± 3.6	15.1±0.5	15.1
2 ⁺	0.017±0.002	59.3 ± 7.2	0	114.2

† ref.[7]

Fn⁺ : *feeders* ; Q(18⁺) = 5.4 ± 0.5 eb ; d₀ = -3.0 ± 0.2 μm $\chi^2_{min} = 851.3$; n^o dados = 264 ; n^o parâmetros = 30 ; $\chi^2_{red} = 3.6$

* discrepâncias

Tabela 4.3: χ^2 parciais nos ajustes em ^{132}Ce

J _i	→	J _f	E _γ (keV)	α_T	λ (ps) ⁻¹	χ^2_S	χ^2_U	χ^2_{U+S}	B(E2) (e ² b ²)	Q (eb)
8 ⁺	→	6 ⁺	787.9	0.003	7.2 ± 0.2	2.7	0.4	1.5	1.91±0.05	7.64±0.1
6 ⁺	→	4 ⁺	683.7	0.005	5.6 ± 0.2	2.9	0.4	2.0	3.03±0.08	9.9±0.1
4 ⁺	→	2 ⁺	533.1	0.009	0.18 ± 0.02	5.1	1.4	2.8	0.34±0.04	3.4±0.2
2 ⁺	→	0 ⁺	325.5	0.038	0.017 ± 0.002	3.5	1.6	1.2	0.36±0.04	4.3±0.3

 χ^2_S, χ^2_U : χ^2_{red} para os ajustes S *shifted* e U *unshifted*

Tabela 4.4: Vidas Médias em ^{132}Ce

J^π	E_γ (keV)	τ (ps)			
		presente	<i>feeder</i> [†]	ref. [1] [*]	ref. [5] ^{**}
2 ⁺	325	59±6	26 ± 4 (13)	58±9	57±4
4 ⁺	533	5.5±0.6	41 ± 17 (24)	–	5.4±1.0
6 ⁺	683	< 1	< 1 (18)	–	1.0±0.5
8 ⁺	787	< 1	< 1 (20)	1.0±0.2	< 1

* tempos de *side-feeding* não indicados

** τ_{feeders} indicados: vide tab. 6.1

† (I_R^{2+}): intensidades relativas ao estado 2⁺

Tabela 4.5: Ajuste de vidas médias em ^{133}Ce — Código LIFETIME†

Nível	Taxa de Transição (ps) ⁻¹	τ (ps)	População (t=0)	Intensidade
33/2 ⁺	108.0±4.0	0.0093±0.0003	10.9±0.1	10.9
31/2 ⁺	0.139±0.009	7.21±0.49	0	10.9
29/2 ⁺	55.0±2.0	0.0182±0.0007	0	10.9
F27 ⁺	49.3±1.8	0.0203±0.0008	5.5±0.2	5.5
27/2 ⁺	51.0±1.9	0.0196±0.0007	0	16.5
F25 ⁺	49.8±1.9	0.0201±0.0008	18.5±0.3	18.5
25/2 ⁺	49.0±1.8	0.0204±0.0008	0	35.0
23/2 ⁺	49.6±1.9	0.0202±0.0008	0	35.0
21/2 ⁺	0.190±0.009	5.27±0.25	0	35.0
19/2 ⁺	0.223±0.009	4.49±0.19	0	35.0
17/2 ⁺	0.19±0.01	5.26±0.36	0	20.2
19/2 ⁻	65.1±2.5	0.0154±0.0006	30.4±0.5	30.4
F17 ⁻	72.7±2.7	0.0138±0.0005	8.1±0.2	8.1
17/2 ⁻	60.8±2.3	0.0164±0.0006	0	30.1
F15 ⁻	50.0±1.9	0.0200±0.0008	20.8±0.8	20.8
15/2 ⁻	0.26±0.01	3.82±0.18	0	69.6
13/2 ⁻	0.126±0.005	7.92±0.33	0	31.7
F11 ⁻	50.5±1.9	0.0198±0.0007	13.1±1.0	13.1
11/2 ⁻	0.0132±0.0005	76.03±3.14	0	96.8

† ref.[7]

Fn⁺ : *feeders* ; d₀ = -4.5 ± 0.4 μm $\chi^2_{min} = 675.3$; n^o dados = 339 ; n^o parâmetros = 22 ; $\chi^2_{red} = 2.1$

Tabela 4.6: χ^2 parciais nos ajustes em ^{133}Ce

J_i	\rightarrow	J_f	E_γ (keV)	α_T	λ (ps) $^{-1}$	χ_S^2	χ_U^2	χ_{U+S}^2	B(E2) (e 2 b 2)	Q (eb)
33/2 $^+$	\rightarrow	31/2 $^+$	458	0.020	108.0 \pm 4.0	1.6	–	0.7	–	–
31/2 $^+$	\rightarrow	29/2 $^+$	385 b	0.027	0.139 \pm 0.009				–	–
29/2 $^+$	\rightarrow	27/2 $^+$	357	0.037	55.0 \pm 2.1	2.0	–	0.9	–	–
27/2 $^+$	\rightarrow	25/2 $^+$	295	0.061	51.0 \pm 1.9	1.6	–	0.6	–	–
25/2 $^+$	\rightarrow	23/2 $^+$	235 a	0.110	49.0 \pm 1.8				–	–
23/2 $^+$	\rightarrow	21/2 $^+$	189	0.200	49.6 \pm 1.9	2.2	–	0.8	–	–
21/2 $^+$	\rightarrow	19/2 $^+$	159	0.322	0.190 \pm 0.009	4.8	2.6	0.7	–	–
19/2 $^+$	\rightarrow	17/2 $^+$	201	0.171	0.129 \pm 0.006	5.1	2.8	1.2	–	–
19/2 $^+$	\rightarrow	17/2 $^-$	954	0.001	0.094 \pm 0.004	1.4	–	0.6	–	–
17/2 $^+$	\rightarrow	15/2 $^-$	1269	0.001	0.190 \pm 0.013	7.1	2.0	1.4	–	–
19/2 $^-$	\rightarrow	17/2 $^-$	247	0.100	15.5 \pm 0.8	0.1	0.1	0.1	–	–
19/2 $^-$	\rightarrow	15/2 $^-$	763	0.004	49.7 \pm 1.9	1.0	0.8	0.8	15.5 \pm 0.6	21.5 \pm 0.4
17/2 $^-$	\rightarrow	15/2 $^-$	517	0.012	10.8 \pm 0.6	0.8	–	1.8	–	–
17/2 $^-$	\rightarrow	13/2 $^-$	752	0.004	50.0 \pm 1.9	2.3	1.2	0.6	16.8 \pm 0.6	22.6 \pm 0.4
15/2 $^-$	\rightarrow	13/2 $^-$	235 a	0.110	0.026 \pm 0.002	1.2	–	0.5	–	–
15/2 $^-$	\rightarrow	11/2 $^-$	619	0.006	0.24 \pm 0.01	0.7	–	1.3	0.21 \pm 0.01	2.54 \pm 0.06
13/2 $^-^{(1)}$	\rightarrow	11/2 $^-$	385 b	0.027	0.084 \pm 0.004	0.6	1.1	0.1	–	–
13/2 $^-^{(2)}$	\rightarrow	9/2 $^-$	555	0.008	0.043 \pm 0.002	1.7	1.9	1.2	0.065 \pm 0.003	1.43 \pm 0.03
11/2 $^-$	\rightarrow	9/2 $^-$	170	0.296	0.0132 \pm 0.0005	2.1	0.3	0.2	–	–

 a,b Dubletos χ_S^2, χ_U^2 : χ_{red}^2 para os ajustes S *shifted* e U *unshifted*13/2 $^-^{(1)}$ e 13/2 $^-^{(2)}$: $\lambda^{13/2^-} = \lambda_{(1)}^{13/2^-} + \lambda_{(2)}^{13/2^-}$

Tabela 4.7: Cálculo de erros não parabólicos† — ^{133}Ce

J_i	\rightarrow	J_f	τ (ps)	erro(+)	erro(-)	B(E2)*	erro(+)	erro(-)	Q^{**}	erro(+)	erro(-)
31/2 ⁺	\rightarrow	29/2 ⁺	7.21	0.93	-0.88	-	-	-	-	-	-
21/2 ⁺	\rightarrow	19/2 ⁺	5.27	0.56	-0.54	-	-	-	-	-	-
19/2 ⁺	\rightarrow	17/2 ⁺	7.76	1.09	-1.06	-	-	-	-	-	-
19/2 ⁺	\rightarrow	17/2 ⁻	10.64	1.51	-1.44	-	-	-	-	-	-
17/2 ⁺	\rightarrow	15/2 ⁻	5.26	0.61	-0.59	-	-	-	-	-	-
19/2 ⁻	\rightarrow	17/2 ⁻	0.06	-	-0.005	-	-	-	-	-	-
17/2 ⁻	\rightarrow	15/2 ⁻	0.09	0.01	-0.007	-	-	-	-	-	-
17/2 ⁻	\rightarrow	13/2 ⁻	0.02	0.09	-	16.81	-	-13.74	22.57	-	-12.92
15/2 ⁻	\rightarrow	13/2 ⁻	38.41	9.43	-9.36	-	-	-	-	-	-
15/2 ⁻	\rightarrow	11/2 ⁻	4.24	0.96	-1.00	0.21	0.07	-0.04	2.54	0.37	-0.25
13/2 ⁻	\rightarrow	11/2 ⁻	11.95	1.07	-1.00	-	-	-	-	-	-
13/2 ⁻	\rightarrow	9/2 ⁻	23.51	2.47	-2.28	0.07	0.007	-0.006	1.43	0.07	-0.07
11/2 ⁻	\rightarrow	9/2 ⁻	76.03	2.70	-2.61	-	-	-	-	-	-

† Subrotina MINOS [7]

* (e^2b^2), ** (eb)

Tabela 4.8: Vidas Médias em ^{133}Ce — banda yrast $\nu h_{11/2}$

J_i^π	J_f^π	$E_\gamma(\text{keV})$	$\tau(\text{ps})$	$\tau_{feeder}(\text{ps})$	Probabilidades de Transição			
					exp.	a	b	
11/2 ⁻	9/2 ⁻	170	76±3	< 1	65±2	104	27	*
13/2 ⁻	{ 9/2 ⁻ 11/2 ⁻	{ 555 385 }	7.9±0.5	-	{ 17 ± 3 45 ± 4 }	27	27	†
						162	106	*
15/2 ⁻	{ 11/2 ⁻ 13/2 ⁻	{ 619 235 }	3.8±0.8	< 1	{ 52 ± 15 56 ± 15 }	52	48	†
						209	176	*
17/2 ⁻	{ 13/2 ⁻ 15/2 ⁻	{ 752 517 }	≤ 1.0	< 1	{ ≥ 65 ≥ 40 }	72	65	†
						242	232	*
19/2 ⁻	15/2 ⁻	763	≤ 1.0	-	≥ 65	87	78	†

† B(E2) em unidades de Weisskopf (W.u.) – E2 puro

* B(M1) em mili unidades de Weisskopf (mW.u.) – M1 puro (δ não conhecido).

a) modelo rotor triaxial+quasepartícula

b) modelo geométrico

Tabela 4.9: Vidas Médias em ^{133}Ce – banda de três quase-partículas

J_i^π	J_f^π	$E_\gamma(\text{keV})$	$\tau(\text{ps})$	Probabilidades de Transição	
				experimental	teórico
$\frac{17}{2}^+$	$\frac{15}{2}^-$	1269	5.3 ± 0.6	$B(E1) = 23 \pm 3 \mu\text{W.u.}$	–
$\frac{19}{2}^+$	$\left\{ \begin{array}{l} \frac{17}{2}^- \\ \frac{17}{2}^+ \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 954 \\ 201 \end{array} \right\}$	4.5 ± 0.5	$\left\{ \begin{array}{l} B(E1) = 42 \pm 5 \mu\text{W.u.} \\ B(M1) = 0.50 \pm 0.06 \text{ W.u.} \end{array} \right\}$	$B(M1)^\dagger = 0.497 \text{ W.u.}$
$\frac{21}{2}^+$	$\frac{19}{2}^+$	159	5.3 ± 0.6	$B(M1) = 1.1 \pm 0.1 \text{ W.u.}$	$B(M1)^\dagger = 0.467 \text{ W.u.}$

$J_i^\pi > 21/2^+ \rightarrow \tau < 1 \text{ ps}$

$\tau_{feeder}^{25/2^+} < 1 \text{ ps}$ ($I_R^{11/2^-} = 19\%$)

$\tau_{feeder}^{27/2^+} < 1 \text{ ps}$ ($I_R^{11/2^-} = 6\%$)

† Modelo semiclássico de Frauentorf

δ não conhecido

Tabela 4.10: Correção total e parcial dos efeitos de perturbação sobre as vidas médias — $^{133}\text{Ce}^\dagger$

J^π	τ (ps)					Δ %			
	Total	POS	VEL	ALN*	SHP	POS	VEL	ALN	SHP
$21/2^+$	5.27 ± 0.25	5.26 ± 0.28	5.26 ± 0.59	4.7 ± 0.5^a	5.22 ± 0.23	0	0	-11	-1
$19/2^+$	4.49 ± 0.19	4.48 ± 0.19	4.49 ± 0.43	3.8 ± 0.3^b	4.47 ± 0.18	0	0	-16	0
$17/2^+$	5.26 ± 0.36	5.26 ± 0.35	5.17 ± 0.60	5.2 ± 0.6^c	5.18 ± 0.33	0	-2	-2	-1
$15/2^-$	3.82 ± 0.18	3.83 ± 0.49	3.87 ± 0.79	2.8 ± 0.7^d	3.83 ± 0.24	0	+1	-26	0
$13/2^-$	7.92 ± 0.33	7.92 ± 0.45	7.84 ± 0.60	7.0 ± 0.4^e	7.88 ± 0.33	0	-1	-11	-1
$11/2^-$	76.03 ± 3.14	76.02 ± 3.50	74.60 ± 3.77	76.8 ± 3.8^f	75.99 ± 3.02	0	-2	+1	0

† Código Lifetime

POS : ângulo sólido posicional

VEL : ângulo sólido em função da velocidade

ALN : atenuação do alinhamento

SHP : *line shape*

* erros percentuais : (a) 11%, (b) 8%, (c) 12%, (d) 25%, (e) 6%, (f) 5%

Tabela 4.11: Ajuste de vidas médias em ^{136}Pr — Código LIFETIME[†]

Nível	Taxa de Transição (ps) ⁻¹	τ (ps)	População (t=0)	Intensidade
F8 ⁺	0.04±0.01	24.3±5.4	115.4±2.0	115.4
8 ⁺	0.0008±0.0001	1177.1±63.9	0	115.4
F7 ⁻	0.022±0.003	45.8±6.5	25.7±1.3	25.7
7 ⁻	∞	0	0	141.1

† ref.[7]

Fn⁺ : feeders ; $\chi_{min}^2 = 63.1$; n^o dados = 46 ; n^o parâmetros = 6 ; $\chi_{red}^2 = 1.5$ Tabela 4.12: χ^2 parciais nos ajustes em ^{136}Pr

$J_i \rightarrow J_f$	E_γ (keV)	α_T	λ (ps) ⁻¹	χ_S^2	χ_U^2	χ_{U+S}^2	τ (ps)	erro(+)*	erro(-)*
8 ⁺ → 7 ⁻	245.0	0.022	0.0008 ± 0.0001	2.0	1.4	1.4	1177.1	60.9	-58.3
7 ⁻ → 6 ⁺	209.7	0.033	∞	1.5	0.6	0.6	0	-	-

* Subrotina MINOS: erros não parabólicos

 χ_S^2, χ_U^2 : χ_{red}^2 para os ajustes S *shifted* e U *unshifted*Tabela 4.13: Vidas Médias em ^{136}Pr – banda yrast

J_i^π	J_f^π	E_γ (keV)	τ	τ_{feeder} (ps)	Probabilidades de Transição
8 ⁺	7 ⁻	245.0	1177 ± 64 ps	24 ± 5 (82)*	B(E1) _{exp} = 21(1) $\mu\text{W.u.}$ B(E1) _{exp} > 32 $\mu\text{W.u.}$
7 ⁻	6 ⁺	209.7	< 1 ns	46 ± 7 (18)*	

* (I_R^{7-}) : intensidades relativas ao estado 7⁻ δ não conhecido

Capítulo 5

Parte Teórica

5.1 O Modelo Rotor + Partícula

Os núcleos N-ímpar e P-ímpar são, em geral, descritos como um núcleon de valência acoplado a um caroço formado por um número par de prótons e nêutrons. O caroço par-par comporta-se como um rotor deformado que gira com uma determinada frequência angular. O núcleon, constituído de um próton ou nêutron desemparelhado, descreve órbitas quânticas acopladas ao rotor, dependendo do grau de excitação ao qual foi submetido.

O modelo rotor + partícula descreve, razoavelmente bem, a estrutura de núcleos A-ímpar, cuja hamiltoniana do sistema é dada por:

$$H = H_{col} + H_{part} \quad (5.1)$$

onde H_{col} é a descrição da parte coletiva e H_{part} descreve a partícula de valência.

A hamiltoniana [14, 56, 57, 27] da partícula é dada pela soma das energias cinética e potencial

$$H_{part} = \frac{p^2}{2m} + V \quad (5.2)$$

onde o potencial V é descrito como uma função dos parâmetros de deformação (β, γ) no referencial intrínseco; p representa o momento linear e m a massa da partícula.

A hamiltoniana coletiva possui uma descrição expressa pela equação:

$$H_{col} = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2 L_k^2}{2\mathcal{J}_k} \quad (5.3)$$

com

$$\vec{L}_k = \vec{I}_k - \vec{j}_k \quad (5.4)$$

onde L , momento angular do caroço, é dado pela diferença entre os momentos angulares total e de partícula; e \mathcal{J}_k , para $k = 1, 2, 3$, são as componentes do momento de inércia do caroço.

Para um núcleo axialmente simétrico, par-par deformado, a componente do momento angular no eixo de simetria é igual a zero, $L_3 = 0$ no caso do eixo 3, pois não há rotação coletiva em torno desse eixo. Como resultado, as projeções no eixo 3 dos momentos angulares da partícula (Ω) e do rotor (K) se igualam (vide figura 5.1).

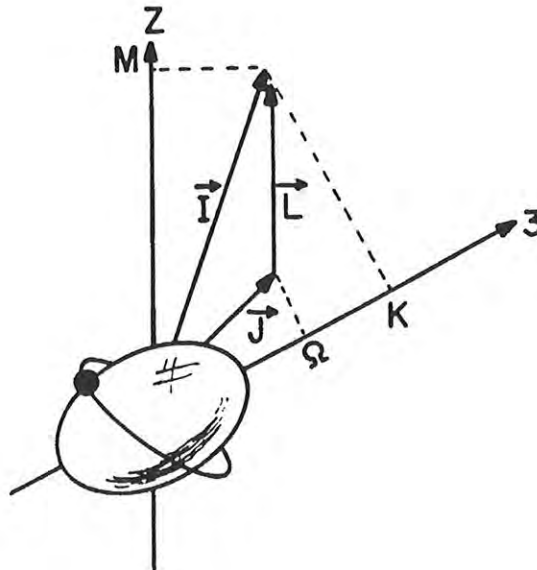


Figura 5.1: Representação esquemática dos momentos angulares total \vec{I} , do rotor \vec{L} e de partícula desemparelhada \vec{j} para um núcleo A-ímpar axialmente simétrico. K e Ω são respectivamente as projeções de \vec{I} e \vec{j} no eixo de simetria. M é a projeção de \vec{I} no eixo z do referencial de laboratório.

Se o potencial V também possui simetria axial, a hamiltoniana coletiva poderá ser escrita como:

$$H_{col} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}[(I - j)^2 - (I_3 - j_3)^2] + \frac{\hbar}{2\mathfrak{S}_3}(I_3 - j_3)^2 \quad (5.5)$$

onde os momentos de inércia $\mathfrak{S}_1 = \mathfrak{S}_2 = \mathfrak{S}$.

Assim, a hamiltoniana total do sistema será dada por

$$H = H_p + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(I^2 - I_3^2 - j_3^2) + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_3}(I_3 - j_3)^2 + RPC \quad (5.6)$$

com

$$H_p = \frac{p^2}{2m} + V + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}j^2 \quad (5.7)$$

e

$$RPC = \frac{-\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(I_+j_- + I_-j_+) \quad (5.8)$$

onde

$$I_{\pm} = I_1 \pm iI_2 \quad , \quad (5.9)$$

e

$$j_{\pm} = j_1 \pm ij_2 \quad . \quad (5.10)$$

RPC é o termo de acoplamento partícula-carço (*Rotation Particle Coupling*), ou termo de Coriolis, que depende essencialmente do espectro de energias da hamiltoniana de partícula, podendo ser tratado no limite de acoplamento forte rotor-partícula, utilizado para descrição de núcleos com grande deformação β ; e no limite de acoplamento fraco, para núcleos pouco deformados em que o carço é praticamente esférico. No limite de acoplamento forte o termo de Coriolis pode ser desprezado, portanto I_3 e j_3 tornam-se bons números quânticos com auto-valores K e Ω respectivamente. Assim, hamiltoniana intrínseca pode ser resolvida através do modelo de Nilsson (vide figuras 5.3 e 5.4), e os autovalores serão:

$$E = E_{\Omega}^0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_3}(K - \Omega)^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(I(I + 1) - K^2 - \Omega^2) \quad (5.11)$$

ou

$$E = E_K^0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}}(I(I + 1) - 2K^2) \quad (5.12)$$

para $K = \Omega$.

Considerando o termo de Coriolis, haverá uma mudança no espectro, pois, para $K = 1/2$ elementos de matriz serão diagonais, dados por:

$$\langle K = 1/2 | Coriolis | K = \overline{1/2} \rangle = a(-)^{I+\frac{1}{2}}(I + 1/2), \quad (5.13)$$

e o espectro será:

$$E_K(I) = E_K^0 + E_K^1(I(I + 1) + \delta_{K,\frac{1}{2}}a(-)^{I+\frac{1}{2}}(I + \frac{1}{2})) \quad (5.14)$$

onde

$$E_K^1 = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \quad (5.15)$$

e a é o parâmetro de desacoplamento [27] calculado por:

$$a = - \langle K = 1/2 | j_+ | K = \overline{1/2} \rangle \quad (5.16)$$

A banda para $K = 1/2$ possui forte dependência com a , pois, para um determinado valor, o efeito observado será um *staggering*, isto é, um espaçamento oscilante dos níveis de energia. Para valores maiores, a produzirá uma inversão na sequência dos níveis de energia. O termo de Coriolis faz com que os elementos de matriz fora da diagonal misturem os estados de configurações K , que diferem por ± 1 , fazendo com que Ω e K não sejam mais bons números quânticos.

O espectro correspondente à mistura de duas bandas construídas a partir de estados de partícula única de configurações K e $K + 1$, é dado por:

$$E(I) = \frac{1}{2} \left\{ E_{K+1}(I) + E_K(I) \pm \sqrt{[E_{K+1}(I) - E_K(I)]^2 + 4A_K^2(I - K)(I + K + 1)} \right\} \quad (5.17)$$

onde,

$$A_K = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \langle K | j_- | K + 1 \rangle = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \langle K + 1 | j_+ | K \rangle$$

que pode ser calculado usando as soluções de partícula única, ou ajustando-se níveis de energia experimentais aos autovalores.

Se os níveis de energia 5.17 são descritos com mistura de bandas, K deixa de ser um bom número quântico, e as autofunções são dadas por:

$$\Psi_I = a_K \Phi_{IK} + a_{K+1} \Phi_{IK+1} \quad (5.18)$$

onde a_K e a_{K+1} são as amplitudes de mistura, com $a_K^2 + a_{K+1}^2 = 1$ e:

$$\begin{pmatrix} a_K(I) \\ a_{K+1}(I) \end{pmatrix} = \{1 + [\pm R + \sqrt{1 + R^2}]^2\}^{-\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

sendo,

$$R = \frac{E_{K+1} - E_K}{2A_K \sqrt{(I - K)(I + K + 1)}} \quad (5.20)$$

5.1.1 O Modelo VMI para o Caroço

Os níveis de energia das bandas fundamentais nos núcleos par-par podem ser interpretados a partir de um modelo semiclássico, no qual a hamiltoniana contém um termo de energia que depende da diferença entre o momento de inércia \mathcal{J}_I , relativo ao estado com momento angular I , e o momento de inércia do estado fundamental \mathcal{J}_0 . Esse termo soma-se ao termo usual da energia rotacional. O modelo foi proposto por Mariscotti *et al.* [58] para descrever a parte coletiva nuclear de forma mais ampla, onde o momento de inércia é uma função da frequência rotacional.

As bandas rotacionais ocorrem em núcleos descritos como esferóides altamente deformados rodando em torno de um eixo perpendicular ao seu eixo de simetria. Para esses núcleos a condição adiabática é satisfeita, ou seja, as energias vibracionais e energias necessárias para desemparelhar um par de núcleons excedem em muito a energia rotacional.

A energia rotacional do estado com momento angular I é dada por:

$$E_I = \frac{1}{2} \hbar^2 [I(I - 1)/\mathcal{J}], I = 2, 4, 5, \dots \quad (5.21)$$

Assim, a estrutura rotacional de cada núcleo pode ser descrita com um único parâmetro \mathcal{J} , que possui uma forte dependência com a deformação β .

Uma investigação das bandas do estado fundamental em núcleos nas regiões de massa $120 \leq A \leq 136$ (Xe, Ba e Ce) e $182 \leq A \leq 194$ (Pt), populadas através de reações com íons pesados, revela que os espaçamentos em energia para spins mais altos são menores do que os espaçamentos dados segundo a regra $I(I + 1)$ [58].

Como para bandas rotacionais a energia é dada por 5.21, esse decréscimo no espaçamento de energia pode ser atribuído a um aumento no momento de inércia \mathcal{J} . Para I grande, o momento de inércia se aproxima do valor de um corpo rígido.

A dependência do aumento do momento de inércia por unidade de variação do momento angular é expressa na forma

$$\Delta\mathcal{J}/\mathcal{J}\Delta I, \tag{5.22}$$

denominada grau de elasticidade ou *softness*.

O aumento no momento de inércia pode ser explicado pelo aumento da deformação β para momentos angulares mais altos, ou pelo decréscimo da energia de emparelhamento dos nêutrons e prótons com o aumento de I ; ou, ainda, por termos de mais alta ordem na frequência angular ω , como extensão do CSM [59], que leva a um aumento de \mathcal{J} em função de I .

O modelo semiclássico baseado na primeira suposição, leva a uma expressão da energia do estado, com um termo cinético rotacional e um termo potencial dada por

$$E_I(\beta) = \frac{1}{2}C(\beta_I - \beta_0)^2 + \left[\frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}(\beta_I)} \right] \tag{5.23}$$

onde \mathcal{J} é expresso em \hbar^2 . O valor β_I é determinado a partir da condição de equilíbrio $\partial E_I/\partial\beta_I = 0$.

A equação 5.23 é boa para ajustar níveis de energia de bandas de núcleos altamente deformados, supondo a relação dada pelo modelo hidrodinâmico: $\mathcal{J} \sim \beta^2$. Bandas com pouca deformação não podem ser ajustados por esse método com boa precisão.

Existem medidas experimentais [58] que indicam que o aumento em β não é grande o suficiente para explicar os desvios em $I(I+1)$. Esses resultados estão de acordo com as considerações de que a diminuição da força de emparelhamento efetiva tem uma influência muito maior no aumento de \mathcal{J} em função de I do que o aumento da deformação. Isto sugere um tratamento com mais graus de liberdade para as bandas fundamentais.

Para contornar esse problema, devido à falta de informação precisa sobre as mudanças na estrutura nuclear em função de I , foi feita uma aproximação supondo que o momento de inércia pode ser expresso em potências de β , da seguinte forma:

$$\mathcal{J} \approx \beta^n \quad , n \text{ inteiro} \tag{5.24}$$

Tanto para núcleos com grande deformação quanto para núcleos esféricos, os melhores ajustes dos níveis de energia das bandas-g são obtidos para $n = 1$. O nível de energia é dado por

$$E_I(\mathcal{J}) = \frac{1}{P^2}C(| - \mathcal{J}_0)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{I(I+1)}{\mathcal{J}} \right) \tag{5.25}$$

e, a partir da condição de equilíbrio,

$$\frac{\partial E(\mathcal{J})}{\partial \mathcal{J}} = 0, \quad (5.26)$$

pode-se determinar \mathcal{J}_I para cada estado com spin I , obtendo-se a equação:

$$\mathcal{J}_I = \frac{\mathcal{J}_0}{\left\{1 - [I(I+1)/2C\mathcal{J}_I^3]\right\}} \quad (5.27)$$

Cada núcleo é caracterizado pelos parâmetros \mathcal{J}_0 e C que definem os momentos de inércia \mathcal{J}_I e as energias E_I dos estados da banda fundamental. O *softness* ou o grau de elasticidade σ indica o aumento relativo do momento de inércia com o momento angular e é dado por:

$$\frac{1}{\mathcal{J}} \left(\frac{d\mathcal{J}}{dI} \right) = \left(\frac{2I+1}{2C\mathcal{J}^2(3\mathcal{J} - 2\mathcal{J}_0)} \right) \quad (5.28)$$

No caso particular em que $I = 0$ o *softness* assume uma relação mais simples dada por:

$$\sigma = \frac{1}{\mathcal{J}} \left(\frac{d\mathcal{J}}{dI} \right)_{I=0} = \frac{1}{2C\mathcal{J}_0^3} \quad (5.29)$$

onde C é a constante restauradora ou *stiffness*.

5.2 Modelo Geométrico

Há uma relação intrínseca entre os momentos angulares e os momentos magnéticos [8], dada pela equação:

$$\vec{\mu} = g_R \vec{R} + \sum_{\nu} g_{\nu} \vec{j}_{\nu} = g_R \vec{I} + \sum_{\nu} (g_{\nu} - g_R) \vec{j}_{\nu} \quad (5.30)$$

onde g denota os fatores giromagnéticos medidos em unidade de magnetons nucleares.

O momento angular total

$$\vec{I} = \vec{R} + \sum_{\nu} \vec{j}_{\nu} \quad (5.31)$$

consiste de uma parte coletiva \vec{R} e o momento angular da quase partícula \vec{j}_{ν} . As quase partículas são excitadas a partir de uma banda fundamental que representa uma rotação puramente coletiva.

de quase partícula na configuração do estado fundamental. Visto que o momento angular total \vec{I} é conservado no sistema de laboratório, o conjunto inteiro dos vetores rodam em torno do eixo fixo do espaço \vec{I} com frequência angular dada por

$$\omega = \frac{dE}{dI} \cong E \left(I + \frac{1}{2} \right) - E \left(I - \frac{1}{2} \right) \quad (5.33)$$

A diferença de energia é determinada entres as duas assinaturas da banda-FAL, que são degeneradas. No sistema de laboratório o momento magnético é dependente do tempo. A transformação para o sistema de laboratório gerado pela rotação $\vec{R}_I(\omega t)$ em torno do eixo \vec{I} leva a

$$\vec{\mu}^L(t) = \vec{\mu}_0 + \vec{\mu}_1 e^{-i\omega t} + \vec{\mu}_{-1} e^{i\omega t} \quad (5.34)$$

onde o movimento circular da componente perpendicular $\vec{\mu}_\perp$ de $\vec{\mu}$ é decomposto em duas componentes de Fourier. De acordo com o modelo semiclássico, μ_0 é o momento magnético estático onde μ_1 e μ_{-1} são as amplitudes para transições com energia ω e $-\omega$, respectivamente.

5.2.1 Momentos Magnéticos Estáticos

O momento magnético estático $\vec{\mu}_0$ é a projeção μ_{\parallel} de $\vec{\mu}$ sobre \vec{I} (vide figura 5.2). O fator giromagnético correspondente é dado por

$$g = \frac{\mu_{\parallel}}{I} g_R + (g_1 - g_R) \frac{j_{1\parallel}}{I} + (g_2 - g_R) \frac{j_{2\parallel}}{I}. \quad (5.35)$$

As projeções j_{\parallel} são facilmente calculadas usando

$$\text{sen } \alpha = \frac{K}{I} \quad ; \quad \cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{K^2}{I^2}} \quad (5.36)$$

Assim,

$$g = g_R + \frac{1}{I^2} \left[(g_1 - g_R) \left(K^2 + i_1 \sqrt{I^2 - K^2} \right) + (g_2 - g_R) i_2 \sqrt{I^2 - K^2} \right]. \quad (5.37)$$

A correção quântica de mais baixa ordem corresponde à substituição de $I^2 \rightarrow (I + 1/2)^2$. Para $j_1 = 0$ a expressão se reduz a

$$g = g_R + (g_2 - g_R) \frac{i_2}{I}. \quad (5.38)$$

Esse caso corresponde a fatores-g dos níveis yrast em núcleos par-par. Então, i_2 é o momento angular das duas quase partículas alinhadas na configuração-s, que pode ser obtida por meio da análise CSM [59, 4]. Esse método funciona bem se a banda-s cruza com a banda fundamental nitidamente, ou seja, o *backbend* é bem definido. Contudo, os fatores-g são medidos freqüentemente por experiências de excitação coulombiana em núcleos que mostram somente um suave *upbend*. Nesses casos, os níveis yrast mais baixos já contém mistura da configuração-s que é incluída na extrapolação dos parâmetros de Harris da banda fundamental. O momento angular alinhado subestima o alinhamento verdadeiro na configuração yrast.

O melhor método é baseado no alinhamento adiabático

$$i_{ad}(\omega_x) = I_x(\omega_x) - I_{xy}(\omega_x) \quad , \quad I_x(I)^2 = \sqrt{(I + \frac{1}{2})^2 - K^2} \quad (5.39)$$

e

$$\omega_x = \frac{dE}{dI_x} \approx \frac{(E(I + 1) - E(I - 1))}{(I_x(I + 1) - I_x(I - 1))} \quad (5.40)$$

onde $I_{xy}(\omega_x)$ é calculado para a seqüência yrast do núcleo par-par considerado. A função $I_{x0}(\omega_x)$ é obtida das bandas rotacionais na vizinhança de A-ímpar estando a quase-partícula em um dos níveis responsáveis pelo alinhamento, no caso A-par.

5.2.2 Amplitudes de Transição M1

A transição multipolar M1 é gerada, classicamente, por μ_{\perp} , componente perpendicular do vetor magnético. Ela gira ao redor de I e o cálculo da potência irradiada desse dipolo dependente do tempo é bem conhecido. Nós não estamos interessados na potência total mas somente na parte relacionada com a transição $I \rightarrow I - 1$, que é dada por μ_{\perp} na equação 5.34 visto que sua energia de transição é ω . O elemento de matriz M1 correspondente é dado pro

$$\langle I I | \mathcal{M}(M1) | I - 1 \ I - 1 \rangle = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_{\perp} \quad (5.41)$$

onde

$$\mu_{\perp} = (g_1 - g_R)j_{1\perp} + (g_2 - g_R)j_{2\perp} \quad (5.42)$$

Expressando as componentes perpendiculares em termos das funções trigonométricas definidas em 5.36, temos:

$$\mu_1 = \frac{\mu_{\perp}}{\sqrt{2}} \quad (5.43)$$

Essa equação já é correta em correções quânticas de primeira ordem. Perto da cabeça de banda, onde $i_1 = i_2 = 0$ (DAL), tem-se:

$$\langle I I | \mathcal{M}(M1) | I-1 \ I-1 \rangle = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \frac{K}{I} [(g_1 - g_R)(\sqrt{I^2 - K^2} - i_1) - (g_2 - g_R)i_2] \quad (5.44)$$

que coincide com a expressão de acoplamento forte de Bohr-Mottelson [27] até o termo de ordem $1/I$.

O começo do alinhamento para a quase partícula 1 reduz o elemento de matriz $M1$. Observando a figura 5.2 isto se torna óbvio, visto que as contribuições de K e i_1 para j_{\perp} têm sinais opostos. O efeito da quase-partícula 2 depende do sinal de seu fator- g . O elemento de matriz $M1$ aumenta se $g_2 - g_R$ tem sinal oposto de $g_1 - g_R$. Se os sinais são iguais, o alinhamento i_2 reduz o elemento de matriz $M1$.

A probabilidade de transição reduzida para dipolo magnético é dada por

$$B(M1; I \rightarrow I-1) \equiv |\langle I I | \mathcal{M}(M1) | I-1 \ I-1 \rangle|^2. \quad (5.45)$$

O fator giromagnético da transição é definido como

$$g_t \equiv \left(\frac{8\pi}{3K^2} B(M1; I \rightarrow I-1) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.46)$$

5.2.3 Cálculo de Razões de Mistura e Razões de Desdobramento

Uma informação adicional sobre o vetor magnético pode ser obtida ao combiná-lo com o tensor quadrupolar da distribuição de carga. Se a distribuição de carga é axialmente simétrica é fácil de encontrar os componentes do tensor de quadrupolo em relação a I :

$$Q_{20} = Q_0 \frac{1}{2} (3 \cos^2 \alpha - 1) = Q_0 \frac{3}{2} \left(\frac{K^2}{I^2} - \frac{1}{3} \right) \quad (5.47)$$

$$Q_{21} = Q_0 \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \alpha \sin \alpha = Q_0 \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - \frac{K^2}{I^2}} \frac{K}{I} \quad (5.48)$$

$$Q_{22} = Q_0 \sqrt{\frac{3}{8}} \cos^2 \alpha = Q_0 \sqrt{\frac{3}{8}} \left(1 - \frac{K^2}{I^2}\right) \quad (5.49)$$

$$Q_{2-1} = Q_{21} \quad ; \quad Q_{2-2} = Q_{22} \quad (5.50)$$

onde Q_0 carga é o momento de quadrupolo Q_{20} em relação ao eixo de simetria. Fazendo uma transformação para o sistema de laboratório por uma rotação $R_I(\omega t)$, as componentes $Q_{2\nu}$ devem ser multiplicadas por $e^{-i\nu\omega t}$. Conseqüentemente, Q_{20} , Q_{21} e Q_{22} representam, respectivamente, o momento de quadrupolo estático, as amplitudes de transição E2 e E2 *stretched*.

A razão de mistura E2/M1 é definida como:

$$\delta = \frac{\langle I I | \mathcal{M}(E2) | I-1 I-1 \rangle}{\langle I I | \mathcal{M}(M1) | I-1 I-1 \rangle} \quad (5.51)$$

que resulta em

$$\delta = \sqrt{4\pi} Q_0 \sqrt{1 - \frac{K^2}{I^2}} \left[(g_1 - g_R)(\sqrt{I^2 - K^2} - i_1) - (g_2 - g_R)i_2 \right]^{-1} \quad (5.52)$$

A razão de desdobramento *branching ratio* M1/E2 é dada por:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = \frac{1}{\pi Q_0^2} \left(1 - \frac{K^2}{(I + \frac{1}{2})^2}\right)^{-2} \frac{K^2}{I^2} \left[(g_1 - g_R)(\sqrt{I^2 - K^2} - i_1) - (g_2 - g_R)i_2 \right]^2 \quad (5.53)$$

5.2.4 Dependências da Assinatura

Supondo o acoplamento FAL de quase-partículas haverá dois estados degenerados: $|K\rangle$ com $j_{z1} = K$ e $|-K\rangle$ com $j_{z1} = -K$. As duas se combinam às assinaturas $\alpha = \pm 1/2$ da banda. A degenerescência das assinaturas é manifestada pelo fato de que a banda forma uma seqüência regular $\Delta I = 1$. Pode haver um certo grau de tunelamento de K para $-K$, que causa um *splitting* entre as duas assinaturas. Assim:

$$E'_\alpha = \bar{E}' \pm \frac{\Delta e'}{2} \quad (5.54)$$

e

$$|\alpha\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K\rangle \pm |-K\rangle) \quad (5.55)$$

onde $E'_\alpha(\omega)$ é o routhiano que é escrito como a soma de um termo \bar{E}' com o *signature splitting* $\Delta e'$ que é obtido da espectroscopia através de cálculos de routhianos para as duas assinaturas $\alpha = \pm 1/2$.

Os routhianos são dados por:

$$E'_\alpha(\omega_x(I)) = \frac{1}{2} (E_\alpha(I+1) + E_\alpha(I-1) - \omega_x(I) I_x(I)). \quad (5.56)$$

com $\omega_x(I)$ definida pela equação 5.49. O *signature splitting* é dado por:

$$\Delta e' = E'_\alpha(\omega_x) - E'_{-\alpha}(\omega_x) \quad (5.57)$$

onde $-\alpha$ é a assinatura que tem o menor E' .

Semiclassicamente, o *signature splitting* pode ser descrito como uma oscilação do sistema entre K e $-K$:

$$j_{z1}(t) = I_z(t) = 2K \cos(\Delta e' t) \quad (5.58)$$

onde o fator 2 garante que $\langle I^2 \rangle = K^2$. Isso implica numa dependência temporal para o vetor magnético perpendicular $\vec{\mu}_\perp$

$$\mu_\perp(t) = 2 \mu_\perp \cos(\Delta e' t) = \mu_{x'}(t) \quad (5.59)$$

No sistema de coordenada intrínseco x', y', z' definido por uma rotação sobre o eixo y por um ângulo de $\frac{\pi}{2} - \alpha$, \vec{I} é o eixo z' e $\vec{\mu}_\perp$ o eixo x' .

A hamiltoniana H' nesse sistema tem a forma

$$H' = H - \omega I'_z \quad (5.60)$$

A equação de movimento é dada pelos parênteses de Poisson:

$$\frac{d\mu'_{x'}}{dt} = \{H', \mu'_{x'}\} \approx \{-\omega I'_z, \mu'_{x'}\} = -\omega \mu'_{y'} \quad (5.61)$$

A equação, acima, segue do fato de que $\vec{\mu}$ é um tensor de ordem 1 e, portanto, tem o mesmo parênteses de Poisson que o momento angular. A segunda relação aproximada é obtida supondo

que H é axialmente simétrica e que o ângulo α é pequeno suficiente tal que os termos de ordem $\alpha^2 \approx K^2/I^2$ relativo ao termo de ordem mais baixo podem ser desprezados.

Das equações 5.59 e 5.61 se obtém:

$$\mu_{y'} = -\frac{\Delta e'}{\omega} 2\mu_{\perp} \sin \Delta e' t \quad . \quad (5.62)$$

Usando as relações entre as componentes cartesianas x' e y' e as esféricas, e fazendo a transformação com $\vec{R}_I(\omega t)$ para o sistema de laboratório, tem-se que:

$$\mu_1(t) = \frac{\mu_{\perp}}{\sqrt{2}} \left[\left(1 + \frac{\Delta e'}{\omega} e^{-i(\omega - \Delta e')t} + \left(1 - \frac{\Delta e'}{\omega}\right) e^{-i(\omega + \Delta e')t} \right) \right] \quad . \quad (5.63)$$

Isso significa que o elemento de matriz $M1$ deve ser multiplicado por $(1 - \Delta e'/\omega)$ se a energia de transição $E_{\gamma} = \omega - \Delta e'$ é pequena. Os fatores de assinatura $(1 \pm \Delta e'/\omega)$ podem ser facilmente calculados das energias rotacionais descritas acima.

5.3 Resultados Teóricos

5.3.1 Cálculo PTR - Modelo Rotor Triaxial+Quasepartícula

As probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$, para os estados da banda γ em ^{133}Ce , foram calculadas através do código PTR baseado no modelo Rotor Triaxial+Quasepartícula. O código PTR é composto por três programas: ASYSEM, que efetua cálculo de diagonalização da hamiltoniana do rotor+partícula com as energias de partícula única expressas no esquema deformado para estados de alto spin, com utilização do cálculo de VMI; GAMSEM calcula as energias de partícula única e elementos de matriz num potencial oscilador (Nilsson) modificado (funções de onda); e PROBRAG que faz o cálculo de probabilidades de transição eletromagnética $B(E2)$ e $B(M1)$ e momentos estáticos no formalismo rotor+partícula [60, 58].

O resultado do cálculo das vidas médias em ^{133}Ce através do PTR é mostrado na figura 5.1, que faz também ajustes dos níveis de energia. O conjunto 1 (set#1) representa o cálculo para o melhor ajuste dos níveis comparado às energias experimentais. Em contraste, o conjunto 2 (set#) dá uma melhor comparação com as probabilidades de transição experimentais. Os parâmetros utilizados nos cálculos foram os seguintes: $\Delta = 0.92\text{MeV}$, nível de Fermi: $\lambda = 50.6\text{MeV}$ e parâmetros de VMI

utilizados para o caroço par-par foram obtidos em [58] onde $\mathcal{J}_0 = 6.9(\text{MeV})^{-1}$ e $C = 0.0061(\text{MeV})^3$. Para o nêutron-ímpar utilizou-se as camadas $N=4$ e $N=5$; onde para $N = 4$, $\kappa = 0.07$, $\mu = 0.39$ e $N = 5$, $\kappa = 0.062$, $\mu = 0.43$; os parâmetros de deformação utilizados foram: $\epsilon_2 = 0.165$ e $\epsilon_4 = 0.019$ baseados em [61]. A deformação triaxial usada foi $\gamma = -5^\circ$ (convenção de Lund). Todos esses parâmetros são discutidos no capítulo 6.

Na tabela 4.8 estão expressas as probabilidades de transição calculadas através do Modelo Geométrico de Dönau e Frauendorf [8] cujos valores podem ser comparados com os obtidos no PTR. Os cálculos foram feitos com os mesmos parâmetros de deformação acima citados. Para a configuração $\nu h_{11/2}[541]9/2^-$ foram usados os valores: $K=9/2$, fator-g do nêutron: $g_n = -0.24$ e alinhamento de $i_n = 2\hbar$. O fator-g coletivo foi tomado como Z/A .

Tabela 5.1: Cálculo de vidas médias em ^{133}Ce – banda yrast

J^π	E_γ (keV)	τ (ps)		
		exp.	set #1	set #2
11/2 ⁻	170	76(3)	45.6	67.5
13/2 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} 385 \\ 555 \end{array} \right\}$	7.9(5)	6.6	8.6
15/2 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} 235 \\ 620 \end{array} \right\}$	3.8(8)	2.6	3.4
17/2 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} 517 \\ 752 \end{array} \right\}$	≤ 1	1.2	1.5
19/2 ⁻	$\left\{ \begin{array}{l} 247 \\ 763 \end{array} \right\}$	≤ 1	0.8	1.0

Sets 1 & 2 : Triaxial Rotor Plus Quasineutron Model

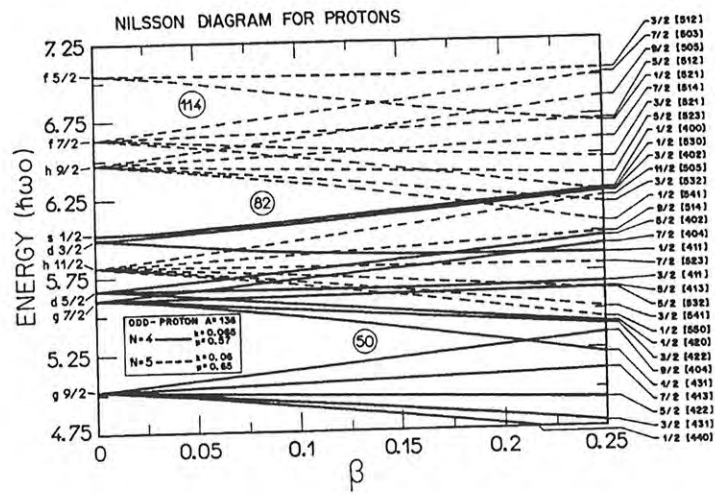


Figura 5.3: Diagrama de Nilsson para prótons.

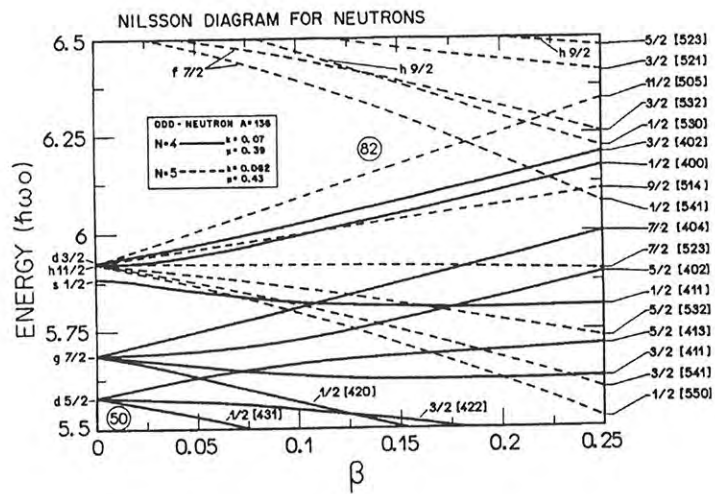


Figura 5.4: Diagrama de Nilsson para nêutrons.

5.3.2 Cálculo RATIO – Modelo Geométrico

Os cálculos das probabilidades de transição reduzidas utilizados para os estados nucleares em ^{133}Ce e ^{136}Pr , foram efetuados através do código RATIO (ref. B. Cederwall, MSI, fev. 1989, não publicado) baseado no modelo geométrico. Este programa é uma versão modificada da fórmula semiclássica de Dönau e Frauendorf [8] com número arbitrário de quase-partículas na configuração intrínseca. O modelo calcula essencialmente as razões $B(M1)/B(E2)$ conhecendo-se os fatores-giromagnéticos das quase-partículas de valência e seus respectivos alinhamentos, podendo-se determinar separadamente $B(M1)$ e $B(E2)$.

A razão $B(M1)/B(E2)$ no modelo semiclássico é dada por (vide eq. 5.53):

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I - 1)}{B(E2; I \rightarrow I - 2)} = \frac{12}{5 Q^2} \left(1 - \frac{K^2}{(I - \frac{1}{2})^2}\right)^{-2} \times \left(\sum_i^n (g_i - g_R) \left(\Omega_i \sqrt{1 - \frac{K^2}{I^2}} - i_i \times \frac{K}{I}\right)\right)^2 \left[\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2}\right] \quad (5.64)$$

onde os fatores-giromagnéticos g_i das quase-partículas de valência são obtidos em [62]; os alinhamentos i_i são extraídos das curvas dos alinhamentos experimentais em função da frequência rotacional (vide figuras 5.5, 5.6 e 5.7), obtidas a partir de medidas espectroscópicas; K e Ω_i são as projeções do momento angular total I e da partícula j no eixo de simetria, respectivamente; Q é o momento de quadrupolo elétrico dado em unidades [eb]; e g_R o fator giromagnético coletivo dado por:

$$g_R = Z/A \quad (5.65)$$

A probabilidade de transição reduzida de caráter dipolar elétrico $B(M1)$ é, então, obtida pela equação:

$$B(M1; I \rightarrow I - 1) = \frac{3}{8\pi} \left(\sum_i^n (g_i - g_R) \left(\Omega_i \sqrt{1 - \frac{K^2}{I^2}} - i_i \times \frac{K}{I}\right)\right)^2 [\mu_N^2] \quad (5.66)$$

e em unidades de Weisskopf:

$$B(M1) = \frac{B(M1) [\mu_N^2]}{1.79} [W.u.]. \quad (5.67)$$

O momento quadrupolar Q é obtido através da expressão:

$$Q_0 = 0.6 \times R^2 Z C_2 C_1^5 [eb] \quad (5.68)$$

onde C_1 e C_2 são as parametrizações das deformações quadrupolar β_2 e hexadecapolar β_4 , dadas por:

$$C_1 = \left(1 + 0.2387 B_2^2 + 0.2387 \beta_4^2 + 0.0143 B_2^3 + 0.0109 \beta_4^3 + 0.0577 B_2^2 \beta_4 + 0.0391 B_2 \beta_4^2\right)^{-1/3} \quad (5.69)$$

e

$$\begin{aligned} C_2 = & 1.2616 B_2 + 0.4547 B_2^2 + 0.4134 \beta_4^2 + 1.2202 B_2 \beta_4 + 0.4303 B_2^3 + 0.2422 \beta_4^3 \\ & + 0.6297 B_2^2 \beta_4 + 1.0765 B_2 \beta_4^2 + 0.0822 B_2^4 + 0.1034 \beta_4^4 + 0.3463 B_2^3 \beta_4 \\ & + 0.3868 B_2 \beta_4^3 + 0.4684 B_2^2 \beta_4^2 + 0.0428 B_2^4 \beta_4 + 0.0657 B_2 \beta_4^4 + 0.1035 B_2^4 \beta_4^2 \\ & + 0.1042 B_2^2 \beta_4^3 + 0.0106 B_2^3 + 0.0142 \beta_4^5 \end{aligned} \quad (5.70)$$

com

$$B_2 = 1.1 \times \beta_2 - 0.03 \times \beta_2^3 \quad (5.71)$$

O raio nuclear é dado pela relação usual em [fm] e o seu quadrado expresso em barns é:

$$R^2 = (1.23 \times A^{1/3})^2 / 100 \quad [b] \quad (5.72)$$

O cálculo das probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ pode ser obtido da equação 5.64 em unidades [$e^2 b^2$]. Para obter o valor em unidades de Weisskopf utiliza-se a expressão:

$$B(E2; I \rightarrow I - 2) = \frac{B(E2) [e^2 b^2]}{B(E2)_{sp}} \quad [W.u.] \quad (5.73)$$

onde

$$B(E2)_{sp} = 5.94 \times 10^{-6} A^{4/3} \quad [e^2 b^2] \quad (5.74)$$

é a probabilidade de transição reduzida de partícula única.

A dependência do momento de quadrupolo Q com a deformação γ que é dada pela expressão:

$$Q = Q_0 \cos(\gamma + 0.523) \quad [eb] \quad (5.75)$$

onde Q_0 é obtido da expressão 5.68.

Os valores das probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$ calculados para os núcleos ^{133}Ce e ^{136}Pr estão expressos nas tabelas 5.2, 5.3 e 5.4; os alinhamentos foram obtidos a

partir dos trabalhos [6, 63, 64] cujos valores podem ser extraídos das figuras 5.5, 5.6 e 5.7; os fatores-g foram calculados a partir de [62].

Tabela 5.2: Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{133}Ce — Modelo Geométrico

<i>banda yrast : $\nu(h_{11/2})_{\frac{9}{2}}^{-}$ $K = \frac{9}{2}$</i>						
J^π	B(M1)/B(E2) (μ_N^2/e^2b^2)	B(M1) (μ_N^2)	B(M1) (W.u.)	B(E2) (e^2b^2)	B(E2) (W.u.)	
11/2 ⁻	2.448	0.049	0.027	0.020	4.99	
13/2 ⁻	1.771	0.189	0.106	0.107	26.51	
15/2 ⁻	1.635	0.314	0.176	0.192	47.67	
17/2 ⁻	1.591	0.415	0.232	0.261	64.71	
19/2 ⁻	1.580	0.496	0.277	0.314	77.89	

Deformação: $\beta_2 = 0.165$; $\beta_4 = 0.019$; $\gamma = -20^\circ$

Momento de quadrupolo: $Q = 3.35$ eb ; $Q_0 = 3.40$ eb

Fatores-g: $g_n = -0.24$; $g_R = 0.436$

Alinhamento: $i_n = 2 \hbar$

Tabela 5.3: Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{133}Ce — Modelo Geométrico

<i>banda de 3 quasepartículas : $\nu(h_{11/2})_{\frac{9}{2}}^{-} \otimes \pi(h_{11/2})_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \pi(g_{7/2})_{\frac{5}{2}}^{+}$ $K = \frac{15}{2}$</i>						
J^π	B(M1)/B(E2) (μ_N^2/e^2b^2)	B(M1) (μ_N^2)	B(M1) (W.u.)	B(E2) (e^2b^2)	B(E2) (W.u.)	
17/2 ⁺	113.213	0.927	0.518	0.0063	1.57	
19/2 ⁺	17.048	0.889	0.497	0.0403	10.0	
21/2 ⁺	7.815	0.835	0.467	0.0827	20.5	

Deformação: $\beta_2 = 0.165$; $\beta_4 = 0.019$; $\gamma = 0^\circ$

Momento de quadrupolo: $Q = 2.95$ eb ; $Q_0 = 3.40$ eb

Fatores-g: $g_n^{h_{11/2}} = -0.24$; $g_p^{h_{11/2}} = 1.26$; $g_p^{g_{7/2}} = 1.0$; $g_R = 0.434$

Alinhamentos: $i_n^{h_{11/2}} = 2 \hbar$; $i_p^{h_{11/2}} = 4 \hbar$; $i_p^{g_{7/2}} = 1 \hbar$

Tabela 5.4: Cálculo de Probabilidades de Transição em ^{136}Pr — Modelo Geométrico

$$\text{banda yrast : } \pi(h_{11/2})_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes \nu(h_{11/2})_{\frac{9}{2}}^{-} \quad K=5$$

J^π	B(M1)/B(E2) (μ_N^2/e^2b^2)	B(M1) (μ_N^2)	B(M1) (W.u.)	B(E2) (e^2b^2)	B(E2) (W.u.)
9 ⁺	7.917	1.866	1.042	0.236	56.73
10 ⁺	6.195	1.784	0.997	0.288	69.33
11 ⁺	5.193	1.711	0.956	0.329	79.30
12 ⁺	4.541	1.645	0.919	0.362	87.23
13 ⁺	4.084	1.588	0.887	0.389	93.59

Deformação: $\beta_2 = 0.165$; $\beta_4 = 0$; $\gamma = -15^\circ$

Momento de quadrupolo: $Q = 3.33$ eb ; $Q_0 = 3.44$ eb

Fatores-g: $g_n = -0.24$; $g_p = 1.26$; $g_R = 0.434$

Alinhamentos: $i_n = 2 \hbar$; $i_p = 5.5 \hbar$

5.3.3 Deformação Quadrupolar para um Núcleo A-ímpar com Simetria Axial

Uma segunda parametrização do momento quadrupolar foi utilizada para o cálculo da deformação β_2 a partir das probabilidades de transição experimentais, dada pela relação:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta_2 (1 + 0.36\beta_2) \quad (5.76)$$

onde R é o raio nuclear dado em 5.72.

5.3.4 Probabilidades de Transição Reduzidas

As expressões para probabilidades de transição reduzidas calculadas a partir das vidas médias experimentais são dadas a seguir, onde $B(M\ell)_{sp}$ são as probabilidades de transição de partícula única (*single particle*), α_T os coeficientes de conversão eletrônica interna, A a massa nuclear, E_γ a energia da transição em MeV, τ a vida média do estado em pico-segundos, e B_γ os *branching ratios*. As expressões utilizadas nos cálculos experimentais são:

$$B(M1) = \frac{0.05697 \times B_\gamma}{E_\gamma^3 \tau (1 + \alpha_T)} \quad [\mu_N^2] \quad (5.77)$$

$$B(M1)_{sp} = 1.7905 \quad [\mu_N^2] \quad (5.78)$$

$$B(M1) = \frac{0.03183 \times B_\gamma}{E_\gamma^3 \tau (1 + \alpha_T)} \quad [W.u.] \quad (5.79)$$

$$B(E2)_{sp} = 5.940 \times 10^{-2} A^{4/3} \quad [e^2 fm^4] \quad (5.80)$$

$$B(E2)_{sp} = 5.940 \times 10^{-6} A^{4/3} \quad [e^2 b^2] \quad (5.81)$$

$$B(E2) = \frac{B_\gamma}{1.223 \times 10^{-3} E_\gamma^5 \tau (1 + \alpha_T)} \quad [e^2 fm^4] \quad (5.82)$$

$$B(E2) = \frac{B_\gamma \times 10^{-4}}{1.223 \times 10^{-3} E_\gamma^5 \tau (1 + \alpha_T)} \quad [e^2 b^2] \quad (5.83)$$

$$B(E2) = \frac{B(E2)}{B(E2)_{sp}} \quad [W.u.] \quad (5.84)$$

$$B(E1)_{sp} = 6.446 \times 10^{-2} A^{2/3} \quad [e^2 fm^2] \quad (5.85)$$

$$B(E1) = \frac{B_\gamma}{1.587 \times 10^3 E_\gamma^3 \tau (1 + \alpha_T)} \quad [e^2 fm^2] \quad (5.86)$$

$$B(E1) = \frac{B(E1)}{B(E1)_{sp}} \quad [W.u.] \quad (5.87)$$

Utilizando as expressões 5.67 e 5.77 para B(M1), foi possível fazer hipóteses sobre a configuração da banda de três quase-partículas no ^{133}Ce . Os resultados podem ser observados na tabela 5.5.

Tabela 5.5: Hipóteses para a configuração da banda $\frac{15}{2}^+$ em ^{133}Ce

J^π	$B(M1)_{exp}$ (W.u.)	configurações	$B(M1)_{teo}^\dagger$ (W.u.)
$\frac{21}{2}^+$	1.09	$\nu(h_{11/2}) \otimes \pi(h_{11/2})^2$	2.8
		$\nu(h_{11/2}) \otimes \pi(h_{11/2}) \otimes \pi(g_{7/2})$	1.2
		$\nu(h_{11/2})^2 \otimes \nu(s_{1/2}) \otimes \pi(h_{11/2}) \otimes \pi(g_{7/2})$	2.9

† Modelo semiclássico de Fraundorf [8]

Fatores-g : $g_{h(11/2)}^p = 1.25$; $g_{h(11/2)}^n = -0.2$; $g_{g(7/2)}^p = 1.0$ (estimado) ; $g_{s(1/2)}^n = -0.2$ (estimado)

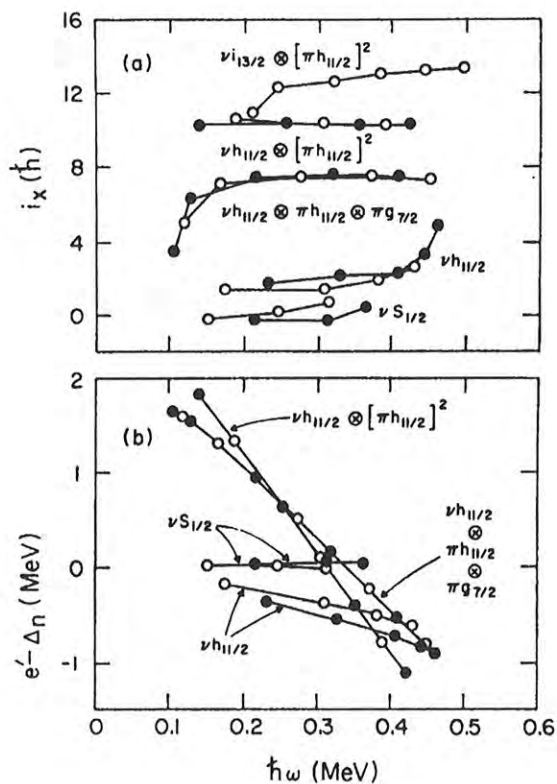


Figura 5.5: Alinhamentos experimentais (a) e routhianos (b) para as bandas em ^{133}Ce de assinaturas $\alpha = -1/2$ (círculos cheios) e $\alpha = +1/2$ (círculos abertos).

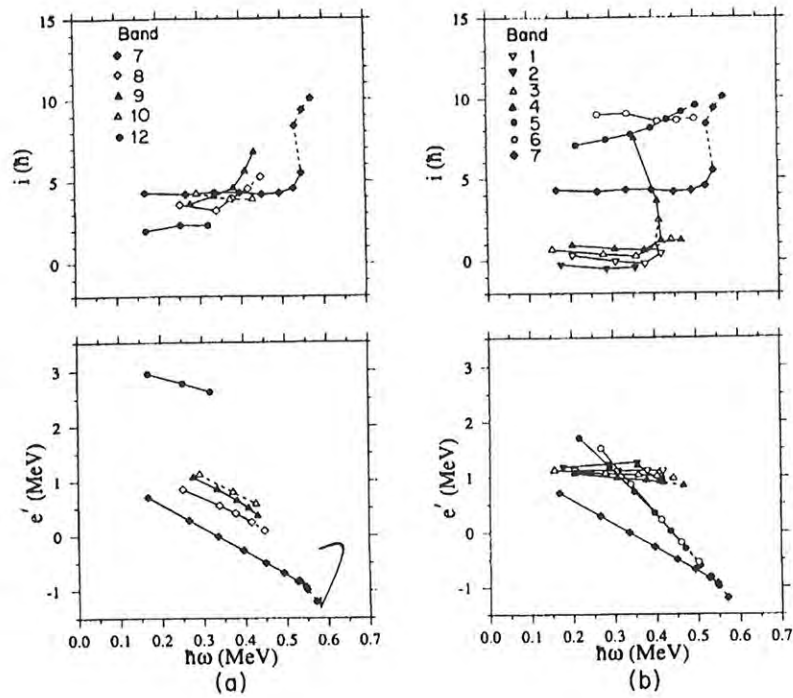


Figura 5.6: (a) Alinhamentos experimentais e routhianos para as bandas prolatas de paridade negativa em ^{131}La ; (b) alinhamentos experimentais e routhianos para as bandas prolatas de paridade positiva em ^{131}La ; as duas assinaturas da configuração yrast $\pi h_{11/2}$ são rotulados pelos números 7 e 8; as outras duas bandas de paridade negativa indicadas pelos números 9 e 10; 3 e 4 representam as assinaturas da banda $\pi g_{7/2}$; 1 e 2 correspondem às assinaturas da banda $\pi d_{5/2}$; as bandas 5 e 6 correspondem às assinaturas de configuração de 3 quase-partículas $\pi g_{7/2} \otimes (\pi h_{11/2})^2$.

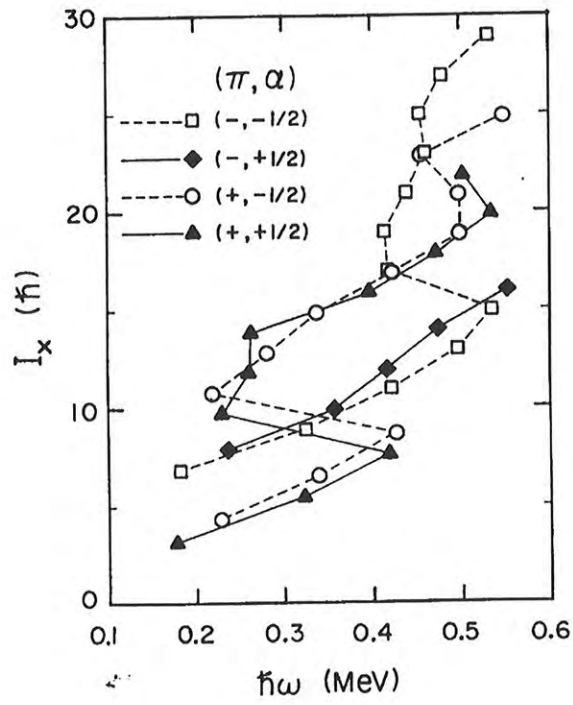


Figura 5.7: Momento angular experimental alinhado I_x em função da frequência de rotação $\hbar\omega$ para duas bandas em ^{135}Pr .

Capítulo 6

DISCUSSÃO

As vidas médias dos níveis de mais baixo spin nas bandas yrast $J^\pi = 9/2^-$ e de três quase-partículas $J^\pi = 15/2^+$ no núcleo ^{133}Ce , neutron-ímpar, e do estado yrast $J^\pi = 8^+$ no ^{136}Pr , ímpar-ímpar, com um limite superior para o estado 7^- , foram medidas através da técnica RDDS.

As magnitudes para as transições E2 no ^{133}Ce , obtidas a partir das vidas médias dos estados de paridade negativa, são muito bem descritas pelos modelos Rotor Triaxial + Quase-Partícula (*Particle Triaxial Rotor*) [60] e Semiclássico de Dönau e Frauendorf (Geométrico) [8], embora haja previsões baseadas no modelo IBFM (*Interacting Boson plus Fermion Model*) [65, 66, 67] em que os valores são 1/3 dos experimentais. Os valores de B(M1) provenientes dos níveis da banda de paridade positiva (3 quase-partículas) estão consistentes com a atribuição (*assignment*) de $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ para a sua configuração. Esses resultados estão expressos nas tabelas das seções subseqüentes.

Os valores para as probabilidades de transição E1 dos níveis 8^+ e 7^- no ^{136}Pr , foram também obtidos a partir das vidas médias experimentais. Contudo, no presente trabalho não foi possível efetuar estimativas teóricas. Uma discussão sucinta sobre os resultados experimentais obtidos encontra-se na subseção referente ao ^{136}Pr .

6.1 Propriedades dos Núcleos $^{132,133}\text{Ce}$

A espectroscopia dos núcleos N-ímpar, na região de terras raras leves, mostra muitas características interessantes. Os estados de paridade negativa desses núcleos são mais fáceis de interpretar

devido ao orbital de paridade única $\nu h_{11/2}$ nessa região. Cálculos baseados nos modelos rotor triaxial + quase-partícula PTR, *Cranked Shell Model* CSM, e o modelo de bósons interagentes mais férmion IBFM, têm sido amplamente publicados na literatura. Apesar disso, os dados experimentais das probabilidades de transição são escassos, especialmente nas bandas laterais conhecidas a partir da espectroscopia. Em muitos casos, as configurações atribuídas a essas bandas laterais são conjecturais e informações sobre suas vidas médias podem levar à confirmação de seus *assignments*.

O esquema de níveis de energia do ^{133}Ce , segundo o estudo de Ma *et al.* [6], é caracterizado por sete bandas rotacionais, conforme se observa mostra na figura 4.8. Nela são evidenciadas as bandas 2, 6 e 7, mais intensas. A banda yrast (6), identificada com o orbital $\nu h_{11/2}$ [514], é construída sobre o estado $J^\pi = 9/2^-$, $\Delta J = 1$, com o nêutron fortemente acoplado ao caroço, caracterizada por transições intensas de multipolaridades E2 (*crossovers*) e M1 (*intrabands*). Uma grande separação em energia no sistema intrínseco ou routhiano: $\Delta e' = 100\text{keV}$ (*signature splitting* – CSM [59, 68, 69]) é observada entre as duas componentes da banda 6 de assinaturas $\alpha = +1/2$ (banda desfavorecida) e $\alpha = -1/2$ (banda favorecida), que aumenta com a frequência rotacional. Esse valor é maior do que o esperado para um núcleo prolato com projeção Ω alta. Cálculos de CSM para uma forma nuclear triaxial $\gamma \approx -20^\circ$ (convenção de Lund) [56, 6], pode reproduzir o *signature splitting* experimental.

A banda de paridade positiva (2) construída sobre o estado $15/2^+$ é baseada numa configuração de três quase-partículas de $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ onde os dois prótons estão em diferentes orbitais. Essa configuração é prolata ($\gamma = 0^\circ$) porque o *signature splitting* observado para o nêutron $h_{11/2}$ é zero, o que implica que a força de orientação γ (γ -driving force) do próton $h_{11/2}$ é dominante. Essa banda $\Delta J = 1$ é caracterizada por transições M1 muito intensas e E2 fracas. A banda de paridade negativa (7), construída sobre o estado $23/2^-$, é identificada com a configuração $\nu h_{11/2} \otimes (\pi h_{11/2})^2$. Essa configuração é baseada num par de prótons alinhados $h_{11/2}$, acoplado a um nêutron ímpar $h_{11/2}$. As transições são caracterizadas por gamas M1 fortes e E2 fracos. Os prótons das camadas mais baixas do orbital $h_{11/2}$, exercem uma forte força de orientação gama no caroço, se opondo àquela exercida pelo nêutron ímpar. Os prótons favorecem uma forma próxima à prolata e induzem uma mudança da forma triaxial ($\gamma \approx -20^\circ$), abaixo do alinhamento, para uma forma próxima à prolata. Para essa forma prolata, o *splitting* do nêutron ímpar vai para zero, o que é evidente nos routhianos experimentais (fig. 5.5), pois, nenhum *splitting* é observado. Este resultado é consistente com o CSM para uma forma prolata.

6.2 Vidas Médias em $^{132,133}\text{Ce}$

As vidas médias no ^{133}Ce foram obtidas experimentalmente para as bandas yrast $\nu h_{11/2}$ (7) e banda lateral de paridade positiva atribuída à configuração $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ (2) (vide figura 4.37). Em síntese, os níveis em ^{133}Ce foram populados pela reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}, 4n, 3n)^{132,133}\text{Ce}$ na energia incidente de 70MeV. A espectroscopia foi realizada através de um sistema acoplado de detectores BGO + HPGe de alta resolução (~ 2.1 keV à 1332 keV do ^{60}Co) no ângulo de 0° , em coincidência com um filtro de multiplicidades constituído de 6 foto-multiplicadoras de NaI(Tl) dispostas no plano perpendicular ao plano da reação. A velocidade média de recuo dos núcleos em vôo, produzidos na reação, foi de aproximadamente $v = 0.008c$. Tanto os aparatos experimentais — câmara *plunger*, suportes etc. — quanto as técnicas envolvidas foram, respectivamente, construídos ou desenvolvidas no Laboratório Pelletron. Os espectros foram obtidos para 13 diferentes distâncias alvo-*stopper*, normalizados a partir do gama 279 keV da excitação Coulombiana do ^{197}Au que constitui o substrato do alvo. As distâncias de vôo alvo-*stopper* foram medidas através da técnica de capacitância em conjunto com um micrômetro de alta precisão.

As vidas médias foram extraídas pelo ajuste das intensidades S e U como função das distâncias de vôo através do código LIFETIME [7]. Esse programa aplica as correções devido à influência dos efeitos de perturbação que afetam os dados experimentais, e calcula τ e as populações iniciais dos níveis de forma a obter os melhores ajustes, dado um modelo para a distribuição temporal das intensidades das transições *side-feeding* (transições de alimentação lateral). O critério de avaliação da qualidade dos ajustes das curvas de decaimento (figs. 4.36 e 4.34) na cascata de gamas, é baseado no teste de χ^2 , global e parcial, via regressão linear por mínimos quadrados (tabelas 4.2, 4.3, 4.5, 4.6 e 4.7) aplicada às equações de Bateman (apêndice A). Os erros assimétricos apresentados junto aos valores das vidas médias quando relevantes, são extraídos a partir dos mínimos das funções $\chi_{min}^2(\tau_i) + 1$. Os erros padrão são calculados por ajustes parabólicos em torno de $\chi_{min}^2 + 1$.

As correções efetuadas, relativas aos efeitos de perturbação, foram quatro:

- efeito da dependência do ângulo sólido com a distância de vôo (POS);
- efeito da dependência do ângulo sólido com a velocidade de recuo (VEL);
- atenuação do alinhamento devido à interação do núcleo de recuo com o campo hiperfino no

vácuo (ALN);

- efeito de freamento do núcleo de recuo sobre a forma do pico de alargamento (SHP – *line shape*).

Considerando-se a distância de contato diferente de zero, no caso real em que as superfícies alvo–stopper não são perfeitamente lisas a nível microscópico devido às condições de preparo no processo de evaporação, foi subtraído uma distância efetiva d_0 de cada distância de vôo. Esse termo, obtido por extrapolação, é tratado como um parâmetro variável no ajuste cujo valor resultante, neste caso, foi de $22.5 \pm 1.0 \mu\text{m}$, que corresponde a:

$$d_0 = d_0^1 + d_0^2 = (-18.0)\mu\text{m} + (-4.5)\mu\text{m} \quad (6.1)$$

onde d_0^1 é a distância de menor aproximação medida (vide figura 3.14), e d_0^2 a distância de menor aproximação reajustada pelo programa LIFETIME (vide tabela 4.5).

Aos níveis cujas transições observadas mostraram-se totalmente deslocadas a partir da primeira distância de afastamento $d_1^{real} = d_1 + d_0$ foi atribuído o valor $\tau \lesssim 1\text{ps}$, baseado no estado 6^+ de vida média conhecida de $1.0 \pm 0.5\text{ps}$ no ^{132}Ce [1] ao qual se observa o mesmo comportamento. Assim, esse valor foi tomado como um limite superior nesse caso. No modelo de alimentação (modelo de *feeders*), somente um estado lateral foi considerado quando necessário. Quanto ao ^{133}Ce , nenhuma vida média longa ($\tau > 1\text{ps}$) foi observada para as transições laterais no processo de ajuste das curvas de decaimento. A figura 4.37 mostra o esquema de níveis usado para obter os resultados finais das vidas médias no ^{133}Ce , enquanto que os ajustes finais dos dados são mostrados na figura 4.36.

Na energia incidente de 70 MeV, ambos os canais 3n e 4n têm seções de choque semelhantes (figura 3.2), sendo possível, assim, utilizar as vidas médias conhecidas no ^{132}Ce [5, 1] como um teste simultâneo sobre as medidas (auto-calibração). Os resultados obtidos para os níveis da banda do estado fundamental do ^{132}Ce são praticamente iguais às medidas mais recentes mostrados na tabela 4.4. Observa-se a excelente concordância entre os resultados experimentais.

O comportamento das vidas médias no ^{132}Ce possui um aspecto interessante. Esse núcleo par-par apresenta uma banda desacoplada com transições E2 muito intensas (fig. 4.7), caracterizada pela presença de um *backbend* a partir do estado 10^+ . Antes do *backbend* a vida média diminui gradualmente a partir do estado 2^+ . Na vizinhança do primeiro *backbend*, causado pelo alinhamento

de um par de quase prótons $\pi(h_{11/2})^2$, um ligeiro aumento de τ é observado. Em particular, observa-se no ^{132}Ce uma pronunciada queda na coletividade até spin 14^+ , expressa pelos valores da razão: $B(E2)/B(E2)_{rot} = 1.00(15), 0.63(11), 0.90(45), 0.42(8), 0.27(7), 0.24(2), 0.80(3), 1.16(12), 0.67(4)$ relativos aos spins: $2^+ - 18^+$, que contrasta com os altos valores de $B(E2)$ anômalos medidos em $^{128,130}\text{Ce}$, cujo fenômeno não encontra ainda uma explicação conclusiva [1, 70]. A razão acima é calculada em relação a uma banda rotacional de um rotor axialmente simétrico com $Q_0 = 4.4$ eb determinado a partir da transição $2^+ \rightarrow 0^+$. Após o cruzamento de bandas, a vida média tende a diminuir rapidamente, cujo comportamento é também observado nos seus isótopos $^{128,130,134}\text{Ce}$.

Os valores das vidas médias experimentais no ^{132}Ce , na região do *backbend*, não puderam, entretanto, ser extraídos devido à qualidade dos dados obtidos, em função da complexidade dos ajustes dos picos referentes às transições 517 keV e 361 keV (vide o esquema da figura 4.33 e tabela 4.2).

Outro aspecto importante é a presença de tempos de *side-feeding* relativamente longos no ajuste das vidas médias em ^{132}Ce . Esses *feeders*, propostos no modelo de um único estado lateral [7] sob critério do balanço de intensidades, necessitam dos seguintes valores relativos aos estados 2^+ e 4^+ , respectivamente: 26(4)ps e 41(17)ps, de forma a ajustar adequadamente os dados (fig. 4.2).

Side-feedings longos foram também observados nas medidas de Husar *et al.* [5]. Os valores obtidos segundo o modelo de múltiplos *feeders* podem ser observados na tabela 6.1. A discrepância entre os valores resultantes deste modelo complexo e o trabalho atual deve-se, em princípio, à correção dos núcleos freados no alvo cujo efeito afeta consideravelmente os resultados. Por outro lado, há uma diferença estrutural no modelo de alimentação lateral contido no código LIFETIME que permite introduzir estados laterais aumentando-se a complexidade passo a passo de forma a melhorar os ajustes.

6.3 Efeitos de Perturbação

É necessário introduzir uma discussão quantitativa sobre a influência dos efeitos de perturbação nos dados experimentais para justificar os parâmetros utilizados nos ajustes.

O peso das quatro correções aplicadas, contidas no código LIFETIME [7], pôde ser avaliado “desligando-se” alternadamente as opções POS, VEL, ALN e SHP e medindo-se o desvio percentual

relativo ao valor de τ aceito (considerando-se todas as correções). Em concordância com os valores da tabela 4.10 para a banda *yrast* do ^{133}Ce , o Δ percentual mede o peso relativo da correção aplicada cujos desvios, menores do que 2%, em POS, VEL e SHP, indica que as respectivas correções podem ser desprezadas. O sinal dos desvios de Δ indica um aumento (+) ou uma diminuição (-) do valor de referência (τ).

Quanto ao efeito de atenuação do alinhamento, observa-se, em contraste, um desvio considerável de τ na faixa de tempo de 1 a 10ps. Esses desvios, porém, estão dentro de 1σ de suas respectivas medidas, isto é, os desvios são da ordem dos erros absolutos. Nota-se, ainda, que para as vidas médias maiores ($\tau > 10\text{ps}$) o desvio também é desprezível $\leq 1\%$. Em dois casos, entretanto, para $\tau = 7.9\text{ps}$ e $\tau = 3.8\text{ps}$ relativos aos estados $13/2^-$ e $15/2^-$, os desvios são, percentualmente, o dobro dos erros de suas medidas (2σ). É razoável concluir que a magnitude dessa correção neste caso é pequena, mas não pode ser desprezada para vidas médias nessa faixa.

A fim de se avaliar o grau absoluto da perturbação no alinhamento, seria necessária uma medida da distribuição angular em pelo menos dois ângulos: $\theta = 55^\circ$ e $\theta = 0^\circ$, onde τ_2 pode ser extraído do ajuste da razão $R(0^\circ)/R(55^\circ)$ em função da distância. Essa medida, todavia, não pôde ser realizada. Outra possibilidade seria estabelecer uma cuidadosa investigação da soma das componentes U e S. O método DDCM – *Differential Decay Curve Method* [50], embora não utilizado neste trabalho, oferece uma grande vantagem neste aspecto, pois, elimina os efeitos de perturbação sobre a vida média.

Medidas dos vários efeitos de perturbação no ^{132}Ce foram realizadas por Husar *et al.* As magnitudes das correções foram estimadas para as curvas de decaimento medidas. Embora as influências dessas perturbações não sejam quantificadas explicitamente no trabalho de Husar, foram considerados os efeitos de desorientação devido às interações do campo hiperfino dos átomos ionizados, efeitos relativísticos, dispersão nas velocidades de recuo, dependência da eficiência com a energia (para um detetor HPGe), correções geométricas devido ao ângulo sólido finito do detetor e o tempo de freamento finito dos núcleos excitados no *stopper*. A dispersão de velocidades e os efeitos geométricos foram calculados e, segundo esse estudo, são pequenos comparados à precisão das medidas. As correções para os efeitos relativísticos e para a mudança da eficiência do detetor são de sinais opostos e se cancelam dentro de 0.5%. A correção devido ao tempo finito de freamento é difícil de ser medida em vista das curvas de decaimento serem constituídas de várias componentes

com diferentes constantes de decaimento. Essa correção é, porém, considerável para vidas médias menores do que 1ps. Quanto à desorientação da distribuição angular, o efeito observado é pequeno e indica que a correção devido à atenuação pode ser desprezada [5].

Neste presente trabalho, as vidas médias no ^{132}Ce reproduzem as medidas publicadas com parâmetros de relaxação: $\tau_2 = 30\text{ps}$ e $\tau_4 = 10\text{ps}$ (vide tabela 4.4 e [5, 1]), referentes aos valores disponíveis na literatura para essa região de massa [7]. Esses parâmetros estão definidos na função $G_k(t)$ que descreve a evolução temporal da distribuição angular $W(\theta, t)$ no modelo estocástico de Abragam-Pound [12] e contém o efeito da interação do campo hiperfino com o núcleo de recuo no vácuo, relativo ao elétron s desemparelhado (Ce: $[\text{Xe}] 4f^1 5d^1 6s^2$; Pr: $[\text{Xe}] 4f^3 6s^2$). Note que esses valores são da ordem de grandeza das vidas médias medidas.

Um estudo baseado em interações hiperfinas no ^{150}Sm recuando em vácuo [49], mostra que, para interações magnéticas puras, os parâmetros de relaxação assumem os seguintes valores: $\tau_2 = 35.7(7)\text{ps}$ e $\tau_4 = 10.9(1)\text{ps}$, enquanto que para interações com mistura (magnética + elétrica) os resultados são muito semelhantes: $\tau_2 = 29.1(5)\text{ps}$ e $\tau_4 = 12.9(2)\text{ps}$.

A tabela 4.1 expressa os valores dos parâmetros de relaxação no modelo Abragam-Pound para diversos núcleos recuando em vácuo em função da velocidade de recuo, para um estado caracterizado por uma vida média τ , spin J^π , energias de transição E_γ , $\Delta J = 1$ e $\Delta J = 2$, onde dois casos apresentam mistura de multipolaridades: ^{41}K e ^{156}Gd . É importante observar que para os núcleos entre as regiões de massa $120 \leq A \leq 160$, os parâmetros de relaxação medidos possuem as mesmas ordens de grandeza que se aproximam muito dos valores utilizados no código LIFETIME. O ^{128}Ba dá uma referência para esses parâmetros na região de $A = 130$, expressa em duas medidas distintas. Para o estado 2^+ da referência B, o valor de $\tau_2 \sim 33\text{ps}$ foi obtido através da curva $R(0^\circ, d)/R(55^\circ, d)$. Na referência A, os estados 2^+ e 4^+ foram medidos através da razão das somas das intensidades $U+S$ em função da distância nos ângulos de 55° e 0° cujos respectivos valores são: $20(6)\text{ps}$ e $32(26)\text{ps}$. Assim, é perfeitamente razoável supor os mesmos valores para os núcleos na região de massa $A=130$ em questão. Note ainda, no rodapé da tabela, a diversidade das medidas experimentais realizadas utilizando-se pelo menos dois métodos diferentes em diferentes ângulos.

Sendo os núcleos ^{133}Ce e ^{132}Ce quimicamente idênticos, supõe-se graus de ionização iguais para campos coulombianos idênticos considerando-se as velocidades de recuo em torno de $0.8\% c$, onde os efeitos de atenuação do alinhamento devem possuir as mesmas magnitudes com valores

típicos expressos pelos parâmetros: $\tau_2 = 30\text{ps}$ e $\tau_4 = 10\text{ps}$ no modelo Abragam-Pound. Neste caso, os campos hiperfinos devem possuir valores próximos ($\sim 50\text{MG}$), típicos para essa região de massa. Assim, por hipótese, os parâmetros de relaxação τ_2 e τ_4 foram adotados para o ajuste das vidas médias no ^{133}Ce e ^{136}Pr , onde um pequeno efeito de perturbação é esperado sobre a distribuição angular.

6.4 Discussão sobre os Resultados Experimentais e Teóricos em ^{133}Ce

As vidas médias dos níveis da banda yrast $\nu h_{11/2}$ no ^{133}Ce foram comparadas com as previsões do modelo Rotor Triaxial + Quase-Partícula [56] como mostra a tabela 5.1.

Os parâmetros de BCS utilizados nos cálculos são os valores *standards*: $\Delta = 0.92\text{MeV}$, nível de Fermi: $\lambda = 50.6\text{MeV}$ e $\hbar\omega_0 = 8.41\text{MeV}$, enquanto que os parâmetros de VMI, para o caroço par-par, foram obtidos do trabalho original de Mariscotti *et al.* [58]: o momento de inércia $\mathcal{J}_0 = 6.9(\text{MeV})^{-1}$, a constante de *stiffness* $C = 0.0061(\text{MeV})^3$ e o *softness* $\sigma = 1/2C\mathcal{J}_0^3 = 0.25$ para o caroço. Para o nêutron-ímpar foram incluídas as camadas $N=4$ e $N=5$, e os valores de κ e μ foram tomados a partir de valores publicados na literatura ($N = 4$, $\kappa = 0.07$, $\mu = 0.39$; $N = 5$, $\kappa = 0.062$, $\mu = 0.43$). Os parâmetros de deformação *stretched*: $\epsilon_2 = 0.165$ e $\epsilon_4 = 0.019$, foram obtidos a partir da sistemática dos cálculos baseados no modelo PES (*Potential Energy Surface*) para os isótonos $N=75$ citados em [61]. Foi necessário empregar um parâmetro de triaxialidade diferente de zero ($\gamma \sim -5^\circ$, convenção de Lund) de modo a se reproduzir razoavelmente bem os níveis experimentais; entretanto, as probabilidades de transição calculadas foram insensíveis a um valor exato de γ ($-10^\circ < \gamma < 0^\circ$). É importante destacar que o grande *signature splitting* observado na banda yrast $\nu h_{11/2}$ (de 70 a 100keV) tem sido considerado como uma evidência de formas triaxiais nos núcleos dessa região de massa para baixos spins [6].

As vidas médias calculadas através do código PTR, estão expressas na tabela 5.1. Os dois conjuntos obtidos: *set #1* e *set #2* são da mesma ordem de grandeza das vidas médias experimentais. Há entre eles, entretanto, um comprometimento entre o ajuste dos níveis de energia e o cálculo das vidas médias, pois, o conjunto #2, que mais se aproxima dos valores de τ medidos, possui um pior

ajuste dos níveis de energia em relação aos valores do conjunto #1. As probabilidades de transição reduzida, calculadas através da sub-rotina PROBRAG, estão de acordo com os valores medidos.

Na tabela 4.8 estão expressas as probabilidades de transição calculadas através do Modelo Geométrico de Dönau e Frauendorf [8]. Os cálculos foram feitos com os mesmos parâmetros de deformação acima citados. Para a configuração $\nu h_{11/2}[541]9/2^-$ foram usados os valores: $K=9/2$, fator-g do nêutron: $g_n = -0.24$ e alinhamento de $i_n = 2\hbar$. O fator-g coletivo foi tomado como Z/A .

Enquanto que os resultados de ambos os cálculos estão em concordância com os valores de $B(E2)$ experimentais, os valores de $B(M1)$ calculados para os níveis $13/2^-$ e $15/2^-$ são cerca de 3 vezes maiores do que os valores medidos (vide tabela 4.8). Os $B(M1)$'s experimentais foram calculados supondo transições M1 puras. Nota-se que as transições M1 em bandas rotacionais nessa região de massa são, em geral, quase puras. Além disso, os cálculos de PTR predizem uma mistura de $\delta < 10\%$.

As probabilidades de transição reduzida E2 nas bandas yrast dos isótopos par-ímpar do Ce, foram também calculadas a partir do modelo IBFM [65, 67]. Embora as previsões do IBFM reproduzam bastante bem os *signature splitting's* na região de baixa energia, as probabilidades de transição calculadas são cerca de fator 3 mais baixas comparadas às medidas aqui apresentadas (figura 6.1 e tabela 4.8). Este resultado é bastante controverso, pois, o IBFM parece reproduzir bastante bem os valores de $B(E2)$ dos níveis mais baixos da banda yrast desacoplada $\pi h_{11/2}$ no ^{131}La vizinho, próton-ímpar [64, 51]. Uma questão em aberto para ser solucionada.

As transições M1 da banda de 3 quase-partículas, de paridade positiva, provisoriamente atribuída à configuração $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ (referência [6]), apresentam *strengths* relativamente grandes. Tal *enhancement* nos valores de $B(M1)$ foram observados no caso de configurações de mistura nêutron-próton em outros núcleos N-ímpar nessa região de massa. Além disso, foi possível obter curvas de decaimento experimentais para as transições *interbands*: 954 e 1269 keV que ligam a banda de 3 quase-partículas aos níveis de banda yrast. Como resultado, vidas médias confiáveis puderam ser obtidas para três dos níveis mais baixos da banda $K = 15/2$. A vida média do nível $15/2$, cabeça de banda, não pôde ser determinada devido a baixa intensidade da transição *side-feeding* de 1305keV. Esses resultados são apresentados na tabela 4.9. Em contraste, os dados das transições M1 na banda de 3 quase-partículas e paridade negativa $\nu h_{11/2} \otimes (\pi h_{11/2})^2$ (mostrada na figura 4.8) indica que essas transições são extremamente rápidas ($\tau < 1\text{ps}$).

As vidas médias experimentais dos níveis $19/2^+$ e $21/2^+$ da banda de 3 quase-partículas de paridade positiva, correspondem a valores de $B(M1)$ de 0.5 e 1.1 W.u., respectivamente, calculados com razão de mistura $\delta = 0$. O modelo geométrico [8] prevê um valor de ≈ 0.5 W.u. para a configuração $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ dessa banda ($K = 15/2$), utilizando os seguintes parâmetros de entrada para as quase-partículas $\nu h_{11/2}$, $\pi h_{11/2}$ e $\pi g_{7/2}$ respectivamente: fatores-g: $-0.24, 1.26$ e 1.05 ; e alinhamentos: $2, 4$ e $1\hbar$ (vide as figuras dos alinhamentos experimentais 5.6 e 5.7). As duas últimas quantidades foram obtidas dos dados experimentais publicados [63, 64]. O parâmetro de triaxialidade usado, $\gamma = 0^\circ$ (convenção de Lund), está de acordo com os dados experimentais, pois, esta banda não mostra um *signature splitting* significativa.

Os $B(E1)$ obtidos para as transições interbanda $19/2^+ \rightarrow 17/2^-$ e $17/2^+ \rightarrow 15/2^-$ estão em torno de $23\mu\text{W.u.}$ e $42\mu\text{W.u.}$, respectivamente, calculados com $\delta = 0$. Infelizmente, não há dados disponíveis em outros núcleos N-ímpar nessa região de massa para serem comparados com essas probabilidades de transição reduzida E1.

6.5 Propriedades do Núcleo ^{136}Pr

Os núcleos transicionais duplamente ímpares na região de massa $A = 130$ são descritos como γ -softs. Esses núcleos permitem a investigação da competição entre forças de orientação de forma (*shape-driving force*) relativamente fortes, causadas por um quase-nêutron situado na parte superior do orbital $h_{11/2}$, e por um quase-próton na parte inferior da mesma camada de alto- j , que pode resultar em formas de equilíbrio triaxiais.

Para pequenos valores de γ o *signature splitting* do orbital $\pi h_{11/2}$ é muito grande, em contraste com o *splitting* próximo de zero para o nêutron no orbital de alto Ω . Assim, uma estrutura de banda semi-desacoplada, com o próton no orbital de assinatura favorecida, que mostra um pequeno *signature splitting* devido ao nêutron, é esperada para essa configuração. Bandas yrast com características semelhantes têm sido encontradas em muitos núcleos ímpar-ímpar nessa região.

A principal característica da banda yrast $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ no ^{136}Pr , NP-ímpar, é o pequeno *staggering* com transições *intrabands* muito intensas de multipolaridades M1 e *crossovers* E2 fracos. Esta banda de paridade positiva, $\Delta J = 1$, depopula para um nível isomérico de $92 \pm 1\text{ns}$ [15, 4] através de duas transições dipolares fortes de caracteres elétricos E1, de energias 245 keV e 209

keV (referências [15, 71, 4] e Costel *et al.* – a ser publicado). A meia-vida $t_{1/2}$ do estado isomérico foi medida eletronicamente, e determinada por deconvolução do espectro de tempo nas medidas de coincidência γ - γ -t.

A cabeça de banda $J^\pi = 8^+$ observada no ^{136}Pr [4, 15] pertence à componente desfavorecida da banda que corresponde, para a configuração acima, à assinatura $\alpha = 0$ ($J = \alpha \bmod 2$). O alinhamento é constante até a frequência de rotação $\omega = 0.4\text{MeV}$, como era de se esperar para a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, visto que os primeiros orbitais de nêutron e próton são bloqueados. Um pequeno *signature splitting* de 40 keV foi observado experimentalmente e corresponde ao *splitting* do nêutron para $-25^\circ \leq \gamma \leq -15^\circ$ (convenção de Lund), dependendo da frequência rotacional.

Cálculos de B(M1) e B(E2) foram realizados para os níveis da banda yrast utilizando-se o modelo semi-clássico de Dönau e Frauendorf [8], supondo transições puras (*mixing ratios* $\delta \approx 0$). Os resultados desses cálculos teóricos encontram-se na tabela 5.4 e evidenciam o *enhancement* nas magnitudes E2. Observa-se também o *hindrance* nas transições M1 a partir do estado 9^+ .

As probabilidades de transição reduzidas para os níveis 8^+ , 7^- e 6^+ , não podem, entretanto, ser previstas pelo modelo geométrico. Os programas referentes aos cálculos CSM e TRS (*Total Routhian Surface*) necessitam de uma complementação que inclua o formalismo das propriedades eletromagnéticas dos níveis. Com referência ao programa PTR, no qual está incorporado o cálculo de probabilidade de transição, o código restringe-se somente a uma partícula de valência: N-ímpar ou P-ímpar.

Atualmente estão sendo incorporados ao código PAM (Projection Angular Momentum) de Hara e Sun [72, 73, 74, 14], cálculos de probabilidades de transição para os níveis de bandas rotacionais em núcleos ímpares e duplamente ímpares. O programa, em sua formulação original, calcula as funções de onda e os níveis de energia de excitação das bandas rotacionais através do método de projeção de momento angular. O código para duas partículas de valência traz uma perspectiva para um estudo comparativo de vidas médias experimentais no ^{136}Pr .

6.6 Vidas Médias em ^{136}Pr

Os valores experimentais das vidas médias dos estados 8^+ e 7^- no ^{136}Pr , juntamente com os tempos de *feeders* e probabilidades de transição reduzidas, estão listados na tabela 4.13. O estado 8^+

de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ (*core configuration*) decai por momento dipolar elétrico E1 (Costel *et. al.*, não publicado) com vida média isomérica de 1.18 ± 0.06 ns, onde o *strength* da transição E1 indica um *hindrance* de valor $21 \mu W.u.$

O nível 7^- é alimentado por um estado de vida média longa (τ_{8^+}) cuja ordem de grandeza (nano-segundos) “mascara” o valor de τ do estado subsequente, cujo efeito é agravado pelas intensidades muito semelhantes dos dois gamas. O comportamento da curva de decaimento do estado 7^- será, portanto, extremamente afetado pelo tempo de vida do estado 8^+ sendo muito difícil a separação das vidas médias. Os ajustes das curvas de decaimento efetuados através do código LIFETIME, só permitem atribuir um limite superior para a vida média desse estado: $\tau_{7^-} < 1$ ns.

Essas vidas médias foram extraídas supondo a parametrização do Modelo Abragam-Pound [12] de atenuação do alinhamento para essa região de massa, com parâmetros de relaxação $\tau_2 = 30$ ps e $\tau_4 = 10$ ps [52, 49, 7].

O fator giromagnético do estado isomérico 6^+ de 92 ns, foi medido através de técnicas de espectroscopia de raios gama de feixe pulsado, e medidas de distribuição angular perturbada TDPAD (*Time Differential Perturbed Angular Distribution*) [75]. O valor obtido $g = +0.570(19)$ indica uma configuração pura de $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ (*particle configuration*). Segundo estudos de Costel *et al.* (LNL-1995, a ser publicado), a configuração atribuída ao nível 7^- é de um próton na camada $h_{11/2}$ e um nêutron no orbital $d_{3/2}$. O isomerismo em 8^+ pode ser explicado pelo realinhamento de 1 nêutron da órbita $d_{3/2}$ de baixa projeção, para uma órbita $h_{11/2}$ de alto- Ω .

6.7 Sistemática de Vidas Médias na Região de $A=130$

Uma compilação dos núcleos na região de massa $A \sim 130$ (vide a tabela de nuclídeos: apêndice B) revela a escassez de vidas médias experimentais em bandas rotacionais de núcleos N-ímpar e P-ímpar, principalmente nos duplamente-ímpares da região de terras raras [13, 76, 44]. Os núcleos N-ímpar, em que há medidas de vidas médias de estados excitados no limite de 1 ps a centenas de pico-segundos, para transições gama de multipolaridades E2, M1 e E1, são determinados isótopos de telúrio, xenônio e bário: $^{119,121,123,125,131}\text{Te}$, $^{119,121,123,125,129,131}\text{Xe}$ e $^{135,137}\text{Ba}$, e as terras raras: $^{143,145}\text{Nd}$ e $^{145,147,149,151}\text{Sm}$. Os núcleos P-ímpar também possuem exemplos de medidas de vidas médias de estados excitados neste alcance de tempo, os quais constituem um grupo de isótopos

em antimônio, iodo e cério: $^{121,123}\text{Sb}$, $^{119,121,123,127,129}\text{I}$, $^{121,123,133}\text{Cs}$, e as terras raras: $^{127,129,131}\text{La}$, ^{143}Pr , $^{133,135,137,147,149}\text{Pm}$ e ^{139}Eu .

Entretanto, uma grande quantidade de núclídeos N-ímpar e P-ímpar nessa região de massa, possui estados isoméricos. Além disso, os núcleos duplamente-ímpares de $A = 130$ estão repletos de isômeros na faixa de nano-segundos. Observa-se, também, vidas médias de micro-segundos em alguns casos: $^{118,122}\text{Sb}$ [13]. Para os duplamente-ímpares, entretanto, não há informações de vidas médias em bandas rotacionais [13, 44, 76]. Na faixa dos pico-segundos somente constam medidas para estados de partícula única em ^{140}La e ^{144}Pr . Para a classe de núcleos par-par, de menor complexidade espectroscópica, existe uma vasta coleção de medidas de vidas médias em bandas fundamentais e excitadas com muitos exemplos a partir de transições via alimentação lateral.

Os exemplos de vidas médias em bandas rotacionais, para toda a extensão da região de massa, baseados em informações do NDS [76], ADNDT – *Atomic Data and Nuclear Data Table*, NNDC-1994/1995 – *National Nuclear Data Center* [44, 45, 77], compilação de P.M. Endt para a região $A = 91 - 150$ [13] e nas respectivas publicações [78, 17, 79, 18, 20, 21, 19, 25, 46, 80, 81, 24, 22, 101, 85, 86, 87, 51, 64, 82, 117, 88], são os núcleos N-ímpar: ^{125}Te , $^{119,121,123,125}\text{Xe}$ e ^{143}Nd ; e os núcleos P-ímpar: $^{119,121,127}\text{I}$, $^{121,123,133}\text{Cs}$, $^{127,131}\text{La}$, $^{133,135,137}\text{Pm}$ e ^{139}Eu .

Outro aspecto importante é a inexistência de um estudo sistemático de vidas médias em bandas rotacionais de alto-spin nos núcleos N-ímpar e duplamente-ímpares na região de massa $A=130$. Em geral, os valores publicados para esses núcleos referem-se a níveis isoméricos e de partícula única. Informações sobre τ em bandas rotacionais, existem somente para os núcleos acima citados. Na região de terras raras os núcleos $^{127,131}\text{La}$, $^{133,135,137}\text{Pm}$, ^{139}Eu e ^{143}Nd são os únicos exemplos.

Embora haja uma escassez de informações sobre vidas médias em bandas rotacionais na região $A=130$, existem alguns estudos interpretativos da sistemática dos P-ímpar quanto às suas propriedades eletromagnéticas em relação aos par-par vizinhos [82, 117]. Não há um estudo comparativo entre próton-ímpar e nêutron-ímpar, uma vez que para N-ímpar o número de medidas é bem menor.

Nas tabelas 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6, 6.7, estão relacionados os núcleos N-ímpar e P-ímpar com as respectivas vidas médias dos estados rotacionais. As probabilidades de transição experimentais, expressas convenientemente em unidades de Weisskopf, foram obtidas diretamente de trabalhos publicados na literatura (vide as referências nas tabelas). Em alguns casos, porém, esses valores foram

calculados a partir das vidas médias experimentais. O método experimental é também identificado, e mostra medidas de DSAM e RCG (*Recoil Capture Geometry*) em casos particulares. No ^{143}Nd todos os estados decaem com uma componente de 33% do *feeder* de vida média longa de $\tau = 3.05(10)$ ns, indicando que os níveis são populados parcialmente através de uma banda lateral gerada num isômero de 3 ns não observado [25].

A tabela 6.7 mostra as vidas médias e probabilidades de transição reduzida expressas em W.u. para três bandas rotacionais no núcleo ^{137}Pm . O resultado deste estudo é surpreendente pois trata-se de um raro exemplo de vidas médias em bandas laterais de três quase-partículas que decaem para a banda desacoplada $\pi h_{11/2}$ por transições E1, a partir dos estados $19/2^+$ e $21/2^+$, respectivamente [117]. Neste caso há oito vidas médias medidas para duas bandas de 3 quase-prótons de paridade positiva, ambas de configurações: $\pi g_{7/2} \otimes \pi(h_{11/2})^2$ que decaem para a banda yrast $\pi h_{11/2}[541]_{2}^{3-}$. Essas medidas foram as únicas com tais características encontradas na literatura para um núcleo P-ímpar na região de massa $A=130$. Os B(E1) experimentais relativos aos decaimentos dos estados $21/2^+ \rightarrow 19/2^-$, igual a $57(11)\mu\text{W.u.}$, e $19/2^+ \rightarrow 19/2^-$, igual a $170(30)\mu\text{W.u.}$, de ligação das duas bandas de paridade positiva à banda yrast, calculados supondo $\delta = 0$, não puderam ser comparados com os outros B(E1) experimentais das transições *side-feedings* no ^{133}Ce pois, neste caso, os spins dos estados são diferentes: $17/2^+ \rightarrow 15/2^-$ e $19/2^+ \rightarrow 17/2^-$.

Paralelamente ao estudo do ^{133}Ce , foi completado, no Laboratório Pelletron, um estudo baseado em medidas de vidas médias nos núcleos: $^{133,135,137}\text{Pr}$ (tese de doutoramento de Suzana Botelho [84]), caracterizados por bandas desacopladas com transições E2 *stretcheds*. Esse trabalho é particularmente interessante pois trata-se de medidas de vidas médias em três isótopos próton-ímpar na região de terras raras.

A partir desses dois trabalhos realizados no Laboratório Pelletron — ^{133}Ce e $^{133,135,137}\text{Pr}$ — será importante a comparação das propriedades eletromagnéticas para as duas classes de núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar, a partir dos resultados das vidas médias, probabilidades de transição reduzidas, deformações quadrupolares, etc. . ., dos núcleos listados acima (tabelas 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7), podendo-se dar início a uma investigação sistemática mais ampla em toda a região.

Para N-ímpar, a comparação entre as probabilidades de transição experimentais dos estados yrast $19/2^-$, $15/2^-$ e $11/2^-$, na banda $\nu h_{11/2}$ dos núcleos $^{119,121,123,125}\text{Xe}$ e ^{133}Ce , revela um resultado interessante. Conforme a tabela 6.8, há uma boa concordância entre os B(E2) dos respectivos estados

$15/2^-$: ~ 55 W.u., $62(10)$ W.u., $64(7)$ W.u., e $52(15)$ W.u. Embora haja uma boa concordância entre esses valores, que sugere deformações quadrupolares semelhantes, a probabilidade de transição reduzida é também função de Z^2 e $A^{4/3}$, sendo necessário um cálculo explícito da deformação para cada caso.

A comparação dos $B(M1)$'s dos estados γ rast $11/2^-$ dos núcleos ^{123}Xe e ^{133}Ce , mostra uma discrepância entre os respectivos valores: $15(3)\text{mW.u.}$ e $65(2)\text{mW.u.}$, e indica diferentes alinhamentos dos nêutrons de valência expressos pelos diferentes fatores-g estimados (vide tabela 6.3). O fator-g do nêutron de valência da banda $\nu h_{11/2}[541]_{\frac{9}{2}}^-$ no ^{133}Ce , calculado a partir do $B(M1)$ experimental (vide equação 5.46), também difere do valor calculado por Frauendorf *et al.* [62]: $g_n = -0.24$ e $g_n^{exp} = +0.038(7)$, baseado no estado $11/2^-$.

É importante ressaltar que as probabilidades de transição de caracteres dipolares M1 e E1, foram calculadas supondo razões de mistura próximas de zero. Assim, o valor usado foi $\delta = 0$. As razões de mistura previstas pelo modelo rotor+quase-partícula no cálculo das probabilidades de transição dos estados da banda γ rast no ^{133}Ce , indicam valores de $\delta < 10\%$. Todas as probabilidades de transição medidas estão dentro dos limites de *strengths* para multipolaridades E2, M1 e E1 [13]. No ^{143}Nd o $B(E3) = 58(10)$ W.u. também concorda com o limite estabelecido para os *strengths* de transições octupolares [13].

As deformações quadrupolares experimentais foram calculadas através de duas parametrizações diferentes: equações 5.76 e 5.68, rotuladas I e II respectivamente na tabela 6.10, utilizando os coeficientes de Clebsh-Gordan no modelo de acoplamento forte DAL (*Deformation Alignment*). Apesar do $B(E2) = 91$ W.u., no ^{119}Xe , ser relativamente mais alto do que os valores apresentados para o estado $15/2^-$, as deformações quadrupolares calculadas para seus isótopos são da mesma ordem, em torno de 0.23, com excessão do ^{125}Xe com $\beta = 0.29$. Para o ^{133}Ce os valores são ligeiramente diferentes: $\beta^I = 0.245(3)$ e $\beta^{II} = 0.213(3)$, porém em torno de $\beta = 0.23$.

Os valores de β_{exp} , para os isótopos do Xe, concordam razoavelmente bem com os valores teóricos baseados nos códigos TRPP (*Triaxial Rotor plus Particle*) e CSM (*Cranked Shell Model*). Para o ^{121}Xe , porém, a deformação calculada através do modelo TRS (*Total Routhian Surface*) apresenta um valor ligeiramente maior do que o experimental: $\beta = 0.24$, baseado no núcleo par-par vizinho: ^{120}Xe . Outra discrepância é a estimativa teórica de 0.25 baseada no modelo TRPP para o ^{125}Xe , em relação ao valor experimental de 0.29. Quanto ao ^{133}Ce há uma considerável discrepância

entre as deformações $\beta_{exp}^I = 0.245$ e sua previsão teórica $\beta_{teo} = 0.165$ (CSM).

6.8 Núcleos P-ímpar

Para os P-ímpar, comparando os $B(E2)$ dos estados $15/2^-$ da banda $\pi h_{11/2}$, os núcleos ^{131}La e ^{137}Pm possuem valores muito próximos: 84(5) W.u. e 91(4) W.u. respectivamente. Os $B(E2)$'s em ^{121}I , ^{123}Cs e ^{139}Eu também estão dentro dessa ordem de grandeza: 105 W.u., 110(6) W.u. e 103(6) W.u. Já os núcleos ^{121}Cs , ^{127}La e $^{133,135}\text{Pm}$ possuem valores consideravelmente mais altos: 163(20) W.u., 250(25) W.u., 248(22) W.u. e 135(6) W.u.

A concordância verificada para os $B(E2)$ dos estados $J^\pi = 15/2^-$, entre os vários núcleos, não se mantém, em geral, para os estados de spin mais altos: $19/2^-$, $23/2^-$, $27/2^-$ e $31/2^-$, onde se verifica uma acentuada queda na coletividade. Em contraste, o ^{131}La evidencia um máximo nos valores de $B(E2)$ experimentais tendendo a uma queda a partir do spin $31/2^-$; para o ^{119}I observa-se um comportamento oposto com um ponto de mínimo em $19/2^-$; no ^{121}Cs , baseado nos dois valores experimentais das referências [80, 81], verifica-se uma tendência de aumento na coletividade.

Considerando-se os valores de $B(E2)$ dos níveis $15/2^-$, poder-se-ia inicialmente supor deformações semelhantes para as bandas. O cálculo explícito da deformação quadrupolar

$$\beta_2 = f(Z, A^{2/3}, B(E2)^{1/2}) \quad ,$$

para os valores de $B(E2)$ medidos, permite reagrupar os núcleos, em termos de deformações semelhantes, em três categorias:

- $\beta \sim 0.23$ para os núcleos ^{131}La , ^{137}Pm e ^{139}Eu ;
- $\beta \sim 0.28$ para os núcleos ^{119}I , ^{123}Cs e ^{135}Pm ;
- $\beta \sim 0.36$ para os núcleos ^{111}Cs , ^{127}La e ^{133}Pm ,

conforme as tabelas 6.11 e 6.12 que possuem os mesmos códigos de interpretação como no caso N-ímpar. Neste caso, porém, os Clebsh-Gordan foram calculados supondo acoplamento do tipo RAL (*Rotation Alignment*), isto é, a partícula fracamente acoplada à deformação, de acordo com os valores das projeções Ω .

As figuras 6.2 e 6.3, relativas às tabelas 6.8, 6.10, 6.9, 6.11 e 6.12, expressam o comportamento dos $B(E2)$'s e β 's em função de A , Z e N , para os núcleos N -ímpar $\nu h_{11/2}$ e P -ímpar $\pi h_{11/2}$. Os fatores- g dos estados $11/2^+$ da banda $\pi(g_{9/2})^{-1}$ dos núcleos ^{121}Cs e ^{123}Cs foram calculados a partir dos $B(M1)$ experimentais e indicam diferentes alinhamentos para os prótons de valência nesses dois casos.

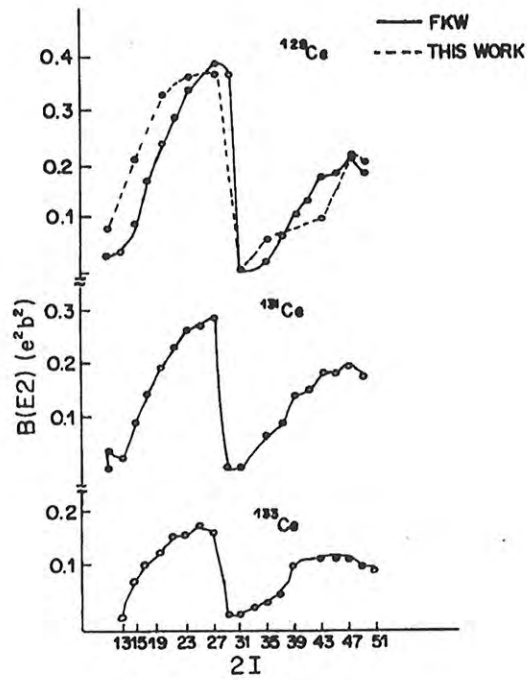


Figura 6.1: Valores de $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ calculados para os estados yrast em $^{129,131,133}\text{Ce}$ baseados no modelo IBFM. A linha sólida refere-se ao cálculo realizado por Faessler. A linha tracejada (“- - - THIS WORK”) refere-se ao cálculo efetuado por Chiang *et al.* [65] – Physical Review **C43** (1991) 2445.

Tabela 6.1: Vida média de *side-feedings* em ^{132}Ce baseados no Modelo de Múltiplos *Feeders*[†]

J^π	τ (ps)	Side-feeding (ps) [*]			
		$\tau \leq 1$	$1 < \tau \leq 100$	$100 < \tau \leq 1000$	$\tau > 1000$
14^+	$\lesssim 1.0$	$\approx 1.0(3\%)$	–	–	$> 20000(1.5\%)$
12^+	5.0 ± 1.0	$< 1.0(5\%)$	6(12%)	–	$\approx 7000(3.5\%)$
10^+	2.4 ± 0.5	$< 1.0(7\%)$	–	–	$> 20000(1\%)$
8^+	< 1.0	$< 1.0(10.5\%)$	27(7.5%)	–	–
6^+	1.0 ± 0.5	–	31(8%)	139(5%)	$> 20000(6\%)$
4^+	5.4 ± 1.0	–	5(6.5%)	127(17%)	–
2^+	57 ± 4	–	–	–	$> 20000(6.5\%)$

(†) Valores extraídos de Husar *et al.*, ref.[5]

(n%) Intensidades relativas à transição $2^+ \rightarrow 0^+$

reação: $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O},4n)^{132}\text{Ce}$ em 76MeV

alvo: $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de estanho metálico ($> 90\%$) sobre substrato de $1.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de Au

(*) tempos de *side-feeding* sem considerar o efeito de freamento dos núcleos no alvo

Tabela 6.2: Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos N-ímpar – $A \approx 130$

^{125}Te — banda $\nu(d_{3/2})$ ref.[79, 17, 78]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.) ou g	Método
$7/2^+ \rightarrow 3/2^+$	58(29) ps	$B(E2) = 5(2)$	e^-e^-
^{119}Xe — banda yrast $\nu(h_{11/2})$ ref.[18]			
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	~ 1.6 ps	$B(E2) = 82$	RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	~ 2.6 ps	$B(E2) = 143$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	~ 23 ps	$B(E2) = 91$	RDM
^{121}Xe — banda yrast $\nu(h_{11/2})$ ref.[20]			
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	~ 31 ps	$B(E2) = 55$	RDM
^{123}Xe — banda yrast $\nu(h_{11/2})$ ref.[21, 19]			
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	< 5 ps	$B(E2) > 49$	RDM*
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	18(3) ps	$B(E2) = 62(10)$	RDM*
$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	2.2(4) ns	$B(M1) = 0.015(3)$	RDM*
$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	17(2) ns	$B(M1) = 0.017(2)$	RCG**
$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	5.2(7) μs	$g = -0.256(2)$	$\gamma\gamma$, PAD***

(*) $\beta = 0.75\%$ (**) Recoil Capture Geometry

(***) Perturbed Angular Distribution

\mathcal{M} – caráter multipolar

Tabela 6.3: Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos N-ímpar – $A \approx 130$ (cont.)

^{125}Xe — banda yrast $\nu(h_{11/2})$ ref.[22, 101]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.)	Método
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	< 4 ps	$B(E2) > 49$	RDM*
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	12.5(1.3) ps	$B(E2) = 64(7)$	RDM*
^{125}Xe — banda $\nu(g_{7/2})$ ref.[22]			
$19/2^+ \rightarrow 15/2^+$	< 4 ps	$B(E2) > 25$	RDM*
$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	< 4 ps	$B(E2) > 29$	RDM*
$15/2^+ \rightarrow 11/2^+$	3.8(1.3) ps	$B(E2) = 29(11)$	RDM*
$13/2^+ \rightarrow 9/2^+$	4.2(1.5) ps	$B(E2) = 39(18)$	RDM*
$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	11.3(1.1) ps	$B(E2) = 20(4)$	RDM*
$9/2^+ \rightarrow 7/2^+$	115(25) ps	$B(M1) = 0.010(2)$	RDM*
^{143}Nd — banda yrast $\nu(i_{13/2})$ ref.[25]			
$41/2^+ \rightarrow 39/2^+$	≤ 4 ps	Dipolo	RDM
$39/2^+ \rightarrow 37/2^+$	0.8(4) ps	$B(M1) = 0.40(20)$	RDM
$37/2^+ \rightarrow 33/2^+$	15(8) ps	$B(E2) = 0.5(3)$	RDM
$33/2^+ \rightarrow 31/2^+$	6(3) ps	$B(M1) = 0.07(4)$	RDM
$31/2^+ \rightarrow 29/2^+$	≤ 52 ps	$B(M1) \geq 0.052$	RDM
$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	≤ 52 ps	$B(E2) \geq 12$	RDM
$25/2^+ \rightarrow 23/2^+$	69(35) ps	M1+E2	RDM
		$B(M1) = 0.008(5)$	RDM
		$B(E2) = 0.5(3)$	RDM
$23/2^+ \rightarrow 21/2^+$	11(5) ps	$B(M1) = 0.0012(7)$	RDM
$21/2^+ \rightarrow 19/2^+$	≤ 1.5 ps	Dipolo	RDM
$21/2^- \rightarrow 19/2^+$	695(40) ps	$B(E1) = 6.9(5) \times 10^{-6}$	RDM
$19/2^+ \rightarrow 17/2^+$	≤ 430 ps	$B(M1) \geq 0.034$	RDM
$17/2^+ \rightarrow 15/2^+$	≤ 430 ps	$B(M1) \geq 0.0013$	RDM
$13/2^+ \rightarrow 7/2^-$	5750(1800) ps	$B(E3) = 59(18)$	RDM
(*) $\beta = 0.75\%$			

Tabela 6.4: Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar – $A \approx 130$

^{119}I — banda yrast $\pi(h_{11/2})[550]_{\frac{1}{2}}^-$ ref.[18]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.)	Método
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	~ 1.2 ps	$B(E2) = 273$	RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	~ 36.7 ps	$B(E2) = 30$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	~ 50 ps	$B(E2) = 105$	RDM
^{121}I — banda yrast $\pi(h_{11/2})$ ref.[46]			
$11/2^- \rightarrow 9/2^+$	273(10) ps	$B(E1) = 0.27(1) \times 10^{-3}$	RDM
^{127}I — banda $\pi(2d_{5/2})$ ref.[85, 86]			
$9/2^+ \rightarrow 5/2^+$	2.1(4) ps	$B(E2) = 30(6)$	DSAM*
^{121}Cs — banda yrast $\pi(h_{11/2})$ ref.[20]			
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	~ 20 ps	$B(E2) = 49$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	~ 70 ps	$B(E2) = 161$	RDM
^{121}Cs — banda yrast $\pi(h_{11/2})$ ref.[80, 81]			
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	≤ 2.5 ps	$B(E2) \geq 104$	RDDS**
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	4.9(1.0) ps	$B(E2) = 197(39)$	RDDS
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	70(9) ps	$B(E2) = 163(20)$	RDDS
^{121}Cs — banda $\pi(g_{9/2})^{-1}$ ref.[80]			
$15/2^+ \rightarrow 13/2^+$	5.6(1.7) ps	$B(M1) = 0.19(6)$	RDDS
$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	8.2(1.1) ps	$B(M1) = 0.24(3)$	RDDS

(*) Doppler Shift Attenuation Method

(**) Recoil Distance Doppler Shift Method (RDM)

Tabela 6.5: Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar – $A \approx 130$ (cont.)

^{123}Cs — banda yrast $\pi(h_{11/2})$ ref.[19]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.)	Método
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	~ 72 ps	$B(E2) = 89$	RDM
^{123}Cs — banda yrast $\pi(h_{11/2})$ ref.[80, 81]			
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	≤ 2 ps	$B(E2) \geq 34$	RDDS
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	$1.7(9)$ ps	$B(E2) = 87(46)$	RDDS
$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	≤ 2.5 ps	$B(M1) \geq 0.03$	RDDS
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	$4.6(8)$ ps	$B(E2) = 124(22)$	RDDS
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	$58(3)$ ps	$B(E2) = 110(6)$	RDDS
^{123}Cs — banda $\pi(g_{9/2})^{-1}$ ref.[80]			
$13/2^+ \rightarrow 11/2^+$	$2.6(1.2)$ ps	$B(M1) = 0.4(2)$	RDDS
$11/2^+ \rightarrow 9/2^+$	$9(2)$ ps	$B(M1) = 0.17(4)$	RDDS
^{133}Cs — banda yrast $\pi(g_{7/2})$ ref.[87, 86]			
$11/2^+ \rightarrow 7/2^+$	$7.7(6)$ ps	$B(E2) = 26(1)$	DSAM
^{127}La — banda yrast $\pi(h_{11/2})[550]_{\frac{1}{2}}^-$ ref.[24]			
$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	$1.13(16)$ ps	$B(E2) = 32(5)$	DSAM
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	$1.45(18)$ ps	$B(E2) = 51(6)$	DSAM
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	$2 < \tau < 6$ ps	$33 < B(E2) < 110$	DSAM, RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	$13.5(1.3)$ ps	$B(E2) = 78(7)$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	$85(9)$ ps	$B(E2) = 250(25)$	RDM

Tabela 6.6: Vidas Médias de bandas rotacionais em núcleos P-ímpar – $A \approx 130$ (cont.)

^{131}La — banda yrast $\pi(h_{11/2})[550]_{\frac{1}{2}}^{-}$ ref.[51, 64]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.)	Método
$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	0.9(1) ps	$B(E2) = 66(53)$	RDDS-DDCM*
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	0.9(1) ps	$B(E2) = 124(99)$	RDDS-DDCM
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	1.7(1) ps	$B(E2) = 119(51)$	RDDS-DDCM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	5.5(2) ps	$B(E2) = 106(30)$	RDDS-DDCM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	57(2) ps	$B(E2) = 84(5)$	RDDS-DDCM
^{133}Pm — banda yrast $\pi(h_{11/2})_{\frac{3}{2}}^{-}$ ref.[82]			
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	72(6) ps	$B(E2) = 248(22)$	RDM
^{135}Pm — banda yrast $\pi(h_{11/2})_{\frac{3}{2}}^{-}$ ref.[82]			
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	2.5(5) ps	$B(E2) = 64(14)$	RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	6.0(7) ps	$B(E2) = 93(10)$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	71(3) ps	$B(E2) = 135(6)$	RDM
^{139}Eu — banda yrast $\pi(h_{11/2})[541]_{\frac{3}{2}}^{-}$ ref.[88]			
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	2.2(5) ps	$B(E2) = 48(12)$	RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	4.0(5) ps	$B(E2) = 90(12)$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	52(3) ps	$B(E2) = 103(6)$	RDM

(*) Differential Decay Curve Method

Tabela 6.7: Vidas Médias de bandas excitadas em ^{137}Pm P-ímpar - $A \approx 130$

banda yrast $\pi(h_{11/2})[541]_{\frac{3}{2}}^{-}$ ref.[117]			
$J_i \rightarrow J_f$	τ	$B(\mathcal{M}\ell)$ (W.u.)	Método
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	< 2 ps	$B(E2) > 12$	RDM
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	1.5(3) ps	$B(E2) = 28(7)$	RDM
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	11.6(1.4) ps	$B(E2) = 16(2)$	RDM
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	49(3) ps	$B(E2) = 91(4)$	RDM
banda de 3 quasepartículas $\pi(g_{7/2}) \otimes (\pi h_{11/2})^2$ ref.[117]			
$31/2^+ \rightarrow 27/2^+$	< 2 ps	$B(E2) > 49$	RDM
$27/2^+ \rightarrow 23/2^+$	10.7(1.4) ps	$B(E2) = 42(5)$	RDM
$23/2^+ \rightarrow 19/2^+$	20(4) ps	$B(E2) = 40(9)$	RDM
$19/2^+ \rightarrow 19/2^-$	3.7(7) ps	$B(E1) = 0.17(3) \times 10^{-3}$	RDM
banda de 3 quasepartículas $\pi(g_{7/2}) \otimes (\pi h_{11/2})^2$ ref.[117]			
$33/2^+ \rightarrow 29/2^+$	< 2 ps	$B(E2) > 29$	RDM
$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	9.5(1) ps	$B(E2) = 36(5)$	RDM
$25/2^+ \rightarrow 21/2^+$	8.3(1) ps	$B(E2) = 109(9)$	RDM
$21/2^+ \rightarrow 19/2^-$	4.7(9) ps	$B(E1) = 57(11) \times 10^{-6}$	RDM

Tabela 6.8: Probabilidades de Transição Reduzida – N-ímpar

banda $\nu(h_{11/2})$					
B(E2) (W.u.)					
J^π	^{119}Xe	^{121}Xe	^{123}Xe	^{125}Xe	^{133}Ce
$15/2^-$	91	55	62(10)	64(7)	52(15)
$19/2^-$	143	–	> 49	> 49	≥ 65
$23/2^-$	82	–	–	–	–
B(M1) (W.u.)					
$11/2^-$	–	–	$0.015(3)^I$	–	$0.065(2)^{II}$

I : $g^* = +0.255(17)$ II : $g^* = +0.038(7)$ * DAL – Deformation Aligned: $(J_i \ K \ 1 \ 0 \ | \ J_f \ K)$

Tabela 6.9: Probabilidades de Transição Reduzida – P-ímpar

banda $\pi(h_{11/2})$											
B(E2) (W.u.)											
J^π	^{119}I	^{121}Cs	^{121}Cs	^{123}Cs	^{123}Cs	^{127}La	^{131}La	^{133}Pm	^{135}Pm	^{137}Pm	^{139}Eu
$15/2^-$	105	161	163(20)	89	110(6)	250(25)	84(5)	248(22)	135(6)	91(4)	103(6)
$19/2^-$	30	49	197(39)	–	124(22)	78(7)	106(30)	–	93(10)	16(2)	90(12)
$23/2^-$	273	–	≥ 104	–	87(46)	33–110	119(51)	–	64(14)	28(7)	48(12)
$27/2^-$	–	–	–	–	≥ 34	51(6)	124(99)	–	–	> 12	–
$31/2^-$	–	–	–	–	–	32(5)	66(53)	–	–	–	–
banda $\pi(g_{9/2})^{-1}$											
B(M1) (W.u.)											
			<i>I</i>	<i>II</i>							
$11/2^+$	–	–	0.24(3)	0.17(4)	–	–	–	–	–	–	–

I : $g^* = +1.22(4)$

II : $g^* = +1.09(7)$

* DAL – Deformation Aligned: $(J_i \ K \ 1 \ 0 \ | \ J_f \ K)$

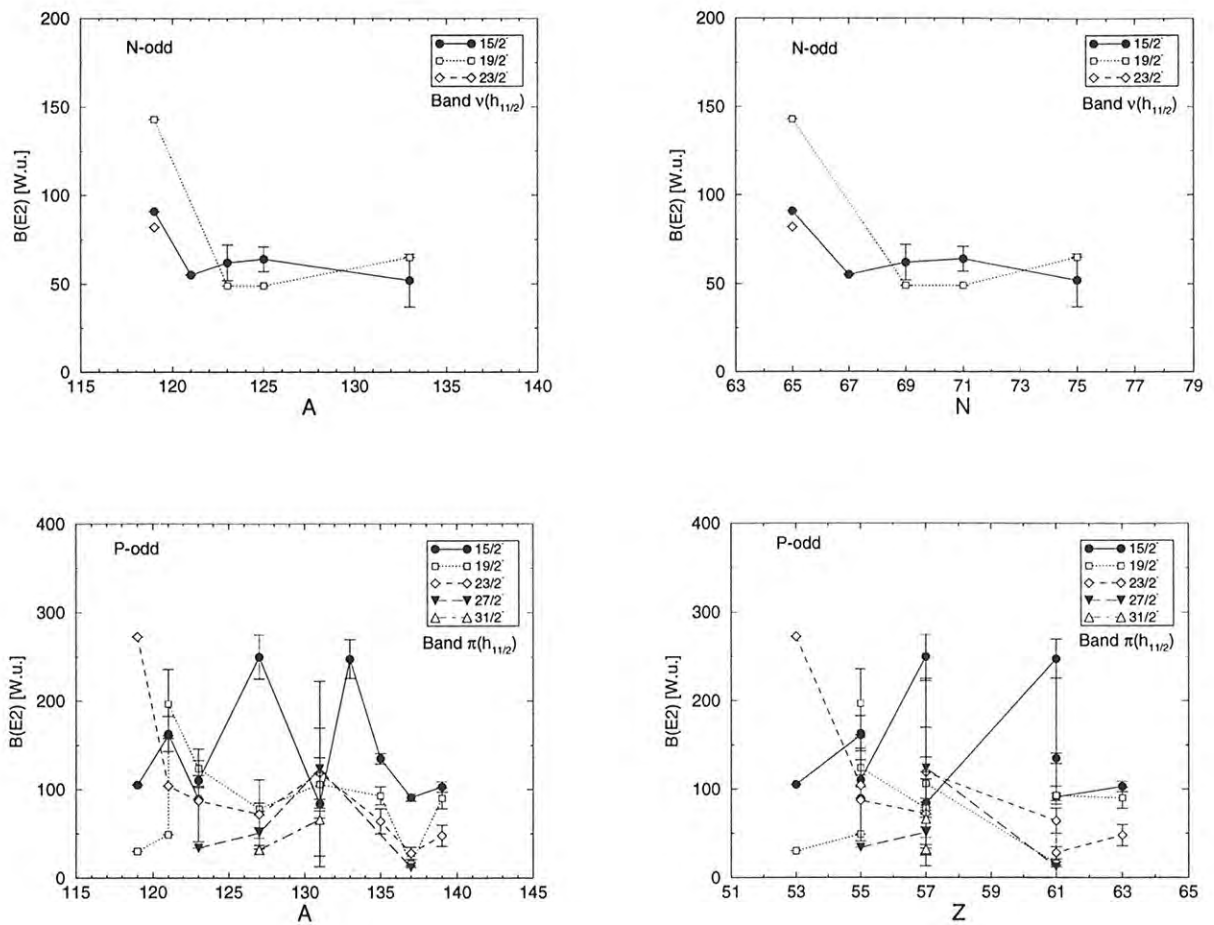


Figura 6.2: Probabilidades de transição reduzida E2 estimadas através das vidas médias experimentais dos estados da banda yrast ($h_{11/2}$) em função de A, N e Z para os núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar na região $A=130$.

Tabela 6.10: Parâmetros de deformação quadrupolar – N-ímpar[†]

banda $\pi(h_{11/2})$					
J^π	^{119}Xe	^{121}Xe	^{123}Xe	^{125}Xe	^{133}Ce
	$K=\frac{5}{2}$	$K=\frac{7}{2}$	$K=\frac{7}{2}$	$K=\frac{9}{2}$	$K=\frac{9}{2}$
15/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.23$	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.21$	$\beta_{exp}^I = 0.224(16)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.224(17)$	$\beta_{exp}^I = 0.288(14)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.288(26)$	$\beta_{exp}^I = 0.245(33)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.214(28)$
	$\beta_{teo}^c = 0.21$ $\beta_4 = 0.006$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta_{teo}^{a,*} = 0.24$	$\beta_{teo}^b = 0.25$	$\beta_{teo}^b = 0.25$	$\beta_{teo}^c = 0.165$ $\beta_4 = 0.019$ $\gamma = -20^\circ$
19/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.27$	–	$\beta_{exp}^{I,II} > 0.18$	$\beta_{exp}^{I,II} > 0.20$	$\beta_{exp}^I \geq 0.21$ $\beta_{exp}^{II} \geq 0.18$
23/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.20$	–	–	–	–

^a TRS : Total Routhian Surface

^b TRPP : Triaxial Rotor Plus Particle

^c CSM : Cranked Shell Model

(*) deformação relativa ao núcleo ^{120}Xe [45]

I – equação 5.76

II – equação 5.68

† DAL – Deformation Aligned: $(J_i \ K \ 2 \ 0 \ | \ J_f \ K)$

Tabela 6.11: Parâmetros de deformação quadrupolar – P-ímpar[†]

banda $\pi(h_{11/2})$					
J^π	¹¹⁹ I	¹²¹ Cs	¹²³ Cs	¹²⁷ La	¹³¹ La
	K= $\frac{1}{2}$	–	–	K= $\frac{1}{2}$	K= $\frac{1}{2}$
15/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.28$	$\beta_{exp}^I = 0.329(18)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.330(19)$	$\beta_{exp}^I = 0.275(7)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.276(7)$	$\beta_{exp}^I = 0.386(7)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.388(7)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.235(7)$
	$\beta_{teo}^c = 0.20$ $\beta_4 = 0$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta_{teo}^a = 0.258$	$\beta_{teo}^a = 0.236$	$\beta_{teo}^c = 0.26$ $\beta_4 = 0$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta_{teo}^c = 0.20$ $\beta_4 = 0$ $\gamma = 0^\circ$
19/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.13$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.305(28)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.246(20)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.192(8)$	$\beta_{exp}^I = 0.222(29)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.221(29)$
23/2 ⁻	$\beta_{exp}^{I,II} \sim 0.35$	$\beta_{exp}^{I,II} \geq 0.22$	$\beta_{exp}^I = 0.200(49)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.199(49)$	$0.122 \leq \beta_{exp}^I \leq 0.215$ $0.122 \leq \beta_{exp}^{II} \leq 0.216$	$\beta_{exp}^I = 0.224(45)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.223(45)$
27/2 ⁻	–	–	$\beta_{exp}^{I,II} \geq 0.13$	$\beta_{exp}^I = 0.147(8)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.148(8)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.223(83)$
31/2 ⁻	–	–	–	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.116(9)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.164(62)$

^a PPR : Particle Plus Rotor^b TRM : Triaxial Rotor Model^c CSM : Cranked Shell Model

I – equação 5.76

II – equação 5.68

[†] RAL – Rotation Aligned: $((J_i - j) \ 0 \ 2 \ 0 \ | \ (J_f - j) \ 0)$

Tabela 6.12: Parâmetros de deformação quadrupolar – P-ímpar[†] (cont.)

banda $\pi(h_{11/2})$				
J^π	¹³³ Pm	¹³⁵ Pm	¹³⁷ Pm	¹³⁹ Eu
	K= $\frac{3}{2}$	K= $\frac{3}{2}$	K= $\frac{3}{2}$	K= $\frac{3}{2}$
15/2 ⁻	$\beta_{exp}^I = 0.362(14)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.363(15)$ $\beta_{exp}^* = 0.333(14)$	$\beta_{exp}^I = 0.274(6)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.275(6)$ $\beta_{exp}^* = 0.246(5)$	$\beta_{exp}^I = 0.229(5)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.229(4)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.235(6)$
	$\beta_{teo}^d = 0.299$	$\beta_{teo}^d = 0.292$	$\beta_{teo}^c = 0.21$ $\beta_4 = 0$ $\gamma = 0^\circ$	$\beta_{teo}^b = 0.198$
19/2 ⁻		$\beta_{exp}^I = 0.196(10)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.195(10)$ $\beta_{exp}^* = 0.197(11)$	$\beta_{exp}^I = 0.084(5)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.085(6)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.187(12)$
23/2 ⁻		$\beta_{exp}^{I,II} = 0.157(16)$ $\beta_{exp}^* = 0.157(17)$	$\beta_{exp}^I = 0.105(13)$ $\beta_{exp}^{II} = 0.106(13)$	$\beta_{exp}^{I,II} = 0.132(16)$
27/2 ⁻			$\beta_{exp}^{I,II} > 0.07$	–

^a PPR : Particle Plus Rotor^b TRM : Triaxial Rotor Model^c CSM : Cranked Shell Model^d Leander e Möller [89]

I – equação 5.76

II – equação 5.68

* – referência [82]

[†] RAL – Rotation Aligned: $((J_i - j) \ 0 \ 2 \ 0 \mid (J_f - j) \ 0)$

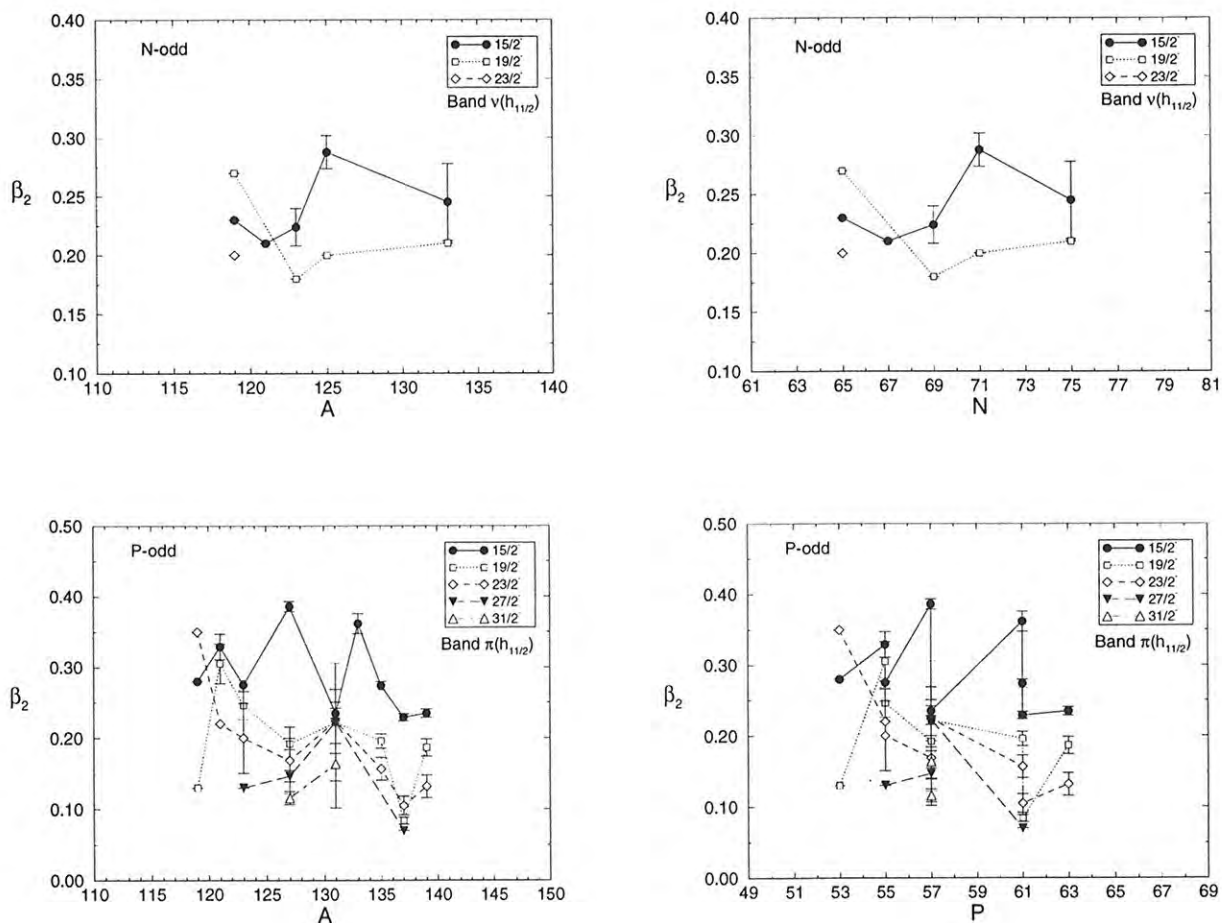


Figura 6.3: Deformações quadrupolares calculadas a partir das probabilidades de transição experimentais para a banda yrast $h_{11/2}$ nos núcleos nêutron-ímpar e próton-ímpar na região $A=130$.

Capítulo 7

CONCLUSÃO

As vidas médias dos estados rotacionais de alto spin nos núcleos $^{132,133}\text{Ce}$ e ^{136}Pr foram medidas através da técnica RDDS com excelente precisão.

No ^{133}Ce , N-ímpar, foram obtidas 8 vidas médias das quais 5 em estados da banda yrast e 3 na banda excitada de paridade positiva: duas delas extraídas a partir de transições de alimentação lateral *side-feedings*. Os valores para os estados $11/2^-$, $13/2^-$, $15/2^-$, $17/2^-$ e $19/2^-$ são, respectivamente, 76(3)ps, 7.9(5)ps, 3.8(8)ps, $< 1.0\text{ps}$ e $< 1.0\text{ps}$; para os estados $17/2^+$, $19/2^+$ e $21/2^+$ os valores respectivos são os seguintes: 5.3(6)ps, 4.5(5)ps e 5.3(6)ps (vide as tabelas 4.8 e 4.9). Todas as demais transições observadas no esquema de níveis (fig. 4.8) estão no limite de $\tau < 1\text{ps}$.

A reprodução das vidas médias no ^{132}Ce [5, 1] trouxe resultados muito importantes no aspecto de confiabilidade dos resultados experimentais, quanto na estimativa da precisão técnica do aparato experimental. Essa medida de auto-calibração permitiu a constatação de outro aspecto físico importante quanto ao efeito de freamento dos núcleos no alvo. Essa evidência, observada no decorrer dos experimentos, foi estimada quantitativamente para os três núcleos medidos, cujos resultados são bastante razoáveis comparados aos cálculos de cinemática e *stopping power*, e necessários para a reprodução das vidas médias em ^{132}Ce . A discrepância entre as proporções dos núcleos freados no alvo: 47% e 36%, respectivas aos núcleos ^{132}Ce e ^{133}Ce provenientes dos canais $4n$ e $3n$ da reação $^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}, xn\gamma)$, pode ser explicada pelos diferentes Q 's das reações (vide capítulo 4).

No ^{136}Pr , NP-ímpar, foi medida a vida média do nível yrast, cabeça de banda $J^\pi = 8^+$, de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11}$: $\tau = 1177 \pm 64\text{ps}$, e estabelecido um limite superior para o nível 7^- :

$\tau < 1\text{ns}$ (tab. 4.13).

Todas as probabilidades de transição reduzidas: B(E2), B(M1) e B(E1) experimentais, foram comparadas aos modelos teóricos quando possível (vide tabelas 5.5, 4.4, 4.8, 4.9 e 4.13).

No ^{133}Ce , ambos os modelos Rotor Triaxial + Quase-Partícula e Semi-Clássico de Dönau e Frauendorf (Modelo Geométrico), reproduzem bastante bem as probabilidades de transição reduzidas E2 na banda $\nu h_{11/2}$. Contudo, os B(M1)'s previstos são cerca de 3 vezes maiores do que os medidos. Os cálculos de IBFM para B(E2)'s, por outro lado, são fatores 1/3 dos valores medidos, o que é surpreendente, pois no núcleo vizinho ^{131}La , P-ímpar, o IBFM reproduz bastante bem os B(E2)'s na banda desacoplada $\pi h_{11/2}$. Para a banda de 3 quase-partículas (paridade positiva), os valores dos B(M1) experimentais concordam com os valores calculados confirmando o *assignment* da configuração $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ no estudo de Ma *et al.* [6].

As medidas de vidas médias no ^{133}Ce são as primeiras medidas experimentais na literatura para uma banda lateral excitada em um núcleo N-ímpar na região de massa $A=130$ (vide Nuclear Data Sheets, Nuclear Data Tables, National Nuclear Data Center-Brookhaven [44, 76, 45, 77, 90] e [13]). Outro aspecto desse trabalho que precisa ser salientado são as medidas de vidas médias provenientes de duas transições *side-feedings*: 954keV e 1269keV, também inéditas nessa região para N-ímpar.

No ^{136}Pr somente as vidas médias dos níveis 8^+ e 7^- (E1) puderam ser medidas experimentalmente. O isomerismo de $\sim 1\text{ns}$ observado, indica um realinhamento do nêutron $d_{3/2}$ para a órbita $h_{11/2}$. Entretanto, o *hindrance* nos B(E1) medidos, não pôde ser estimado a partir dos modelos disponíveis. A vida média do estado 8^+ no ^{136}Pr é, também, uma rara medida, provavelmente a primeira, de um estado ν grast num núcleo ímpar-ímpar na região de massa $A=130$ [13, 76].

Todos os valores das probabilidades de transição medidas estão dentro dos limites estabelecidos para transições eletromagnéticas de multipolaridades E0-E6 e M1-M4 para núcleos na região de massa $91 \leq A \leq 150$ [13]. Esses limites são baseados nas distribuições dos *strengths* de raios- γ para diferentes caracteres multipolares das transições E1, E2, E3 e M1, cujos valores de interesse são, respectivamente:

$$B(E1) \leq 0.01W.u.,$$

$$B(E2) \leq 300W.u.,$$

$$B(M1) \leq 1W.u.,$$

$$B(E3) \leq 100W.u.$$

O *enhancement* observado para os B(E2) medidos, confirma o carácter coletivo dos estados e suas respectivas configurações.

7.1 Perspectivas

Há vários exemplos de núcleos na região de massa $A \approx 130$ onde, com as energias e feixes disponíveis no Acelerador Pelletron, e com o aperfeiçoamento do sistema de detecção (HPGe's e BGO's), utilizando o *plunger* desenvolvido neste laboratório, poder-se-á realizar medidas de vidas médias de estados nucleares excitados em bandas rotacionais.

O primeiro exemplo é o ^{133}Ba que pode ser formado a partir das reações: $^{124}\text{Sn}(^{12,13}\text{C}, 3n, 4n)$ em 46 MeV e 55 MeV, respectivamente [91]. O ^{133}Ba é caracterizado por uma banda $\nu(h_{11/2})_{\frac{11}{2}}^{-}$ com transições E2 e M1 fortes, e dois estados isoméricos: relativo ao estado $11/2^{-}$ de transição $11/2^{-} \rightarrow 3/2^{+}$ (M4) de meia vida $t_{1/2} = 38.9\text{h}$, e ao estado $19/2^{+}$ de meia vida $t_{1/2} = 5\text{ns}$. Um fato interessante é o canal de evaporação $4n$ na reação $^{124}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$, formando o resíduo ^{132}Ba com secção de choque máxima em 56 MeV. Esse núcleo possibilita medidas de auto-calibração uma vez que possui vidas médias conhecidas: $\tau_{2^{+} \rightarrow 0^{+}} = 26\text{ps}$. A estrutura do ^{132}Ba [91] evidencia uma banda-g com *crossing* em $(h_{11/2})^2$ que é caracterizado por um forte *backbend* próximo ao estado $J^{\pi} = 10^{+}$, isomérico, com $\tau = 10.8\text{ns}$.

Até o presente, não foi possível estabelecer o carácter de próton ou nêutron para esse cruzamento. Observando a estrutura dos isótonos do ^{132}Ba $N=76$: ^{130}Xe e ^{134}Ce , há uma boa concordância entre as energias de excitação do estado 10^{+} , entre as energias de transição $10^{+} \rightarrow 8^{+}$ e entre as probabilidades de transição: $B(E2; 2^{+} \rightarrow 0^{+})$ e $B(E2; 10^{+} \rightarrow 8^{+})$. Os momentos magnéticos desses dois núcleos mostram que o 10^{+} é de carácter de dois nêutrons com fator-g negativo. No outro isótono, ^{136}Nd , as medidas experimentais sugerem uma configuração de 2 prótons para o 10^{+} com fator-g positivo. Uma tentativa de explicar tal efeito é que para os isótonos: ^{130}Xe e ^{134}Ce , há um cruzamento entre a banda-g e a banda $(h_{11/2})^2$ em torno do estado 10^{+} , fazendo com que esses núcleos assumam diferentes deformações no estado fundamental e no estado isomérico. Esse efeito diminui

com o número de prótons de tal forma que no ^{136}Nd esse estado tem a natureza de 2 prótons. Como o ^{132}Ba situa-se entre esses núcleos, a medida do fator-g do estado isomérico permitiria a obtenção de sua configuração. Essa medida seria factível através da observação da distribuição angular da transição $10^+ \rightarrow 8^+$ num campo magnético externo de 2T.

Outras reações viáveis para medidas de vidas médias são: $^{122}\text{Sn}(^{16}\text{O},3\text{n})^{135}\text{Ce}$ em 62 MeV; $^{122}\text{Te}(^{16}\text{O},3\text{n})^{135}\text{Nd}$ e $^{124}\text{Te}(^{16}\text{O},3\text{n})^{137}\text{Nd}$, ambas em 66.5 MeV. A estrutura nuclear desses núcleos tem a seguinte característica: o ^{135}Ce [92] possui uma banda yrast de configuração $\nu(h_{11/2})\frac{11}{2}^-$ com transições E2 e M1 intensas; possui dois estados isoméricos de $t_{1/2} = 20\text{s}$ na transição E3 entre os estados $11/2^- \rightarrow 5/2^+$, e $t_{1/2} = 8\text{ns}$ no estado $19/2^+$, que refletirão em tempos de *side-feedings* longos sobre as vidas médias da banda; o ^{135}Nd [93, 94] possui transições M1 e E2 fortes na banda de configuração $\nu(h_{11/2})\frac{9}{2}^-$; o ^{137}Nd [94] apresenta uma banda $\nu(h_{11/2})\frac{11}{2}^-$ construída sobre um estado isomérico de $t_{1/2} = 1.6\text{s}$ que decai por E3 através da transição $11/2^- \rightarrow 5/2^+$; as demais transições E2 e M1 são todas intensas.

Uma característica peculiar do ^{135}Nd é o decaimento do estado $25/2$ superdeformado¹ para o estado da banda-g $23/2^-$, com $\tau = 2.4\text{ps}$ [95, 96]. As vidas médias na banda superdeformada foram medidas através da técnica DSAM e os valores obtidos para os estados $25/2$, $29/2$, $33/2$, $37/2$ e $41/2$ são, respectivamente, $2.4(9)\text{ps}$, $1.4(6)\text{ps}$, $0.63(40)\text{ps}$, $0.31(20)\text{ps}$ e $< 0.22\text{ps}$, cujos tempos de decaimento invadem o domínio da técnica RDDS. A medida de vidas médias na banda yrast, neste caso, traria resultados muito interessantes quanto à mudança de forma para a superdeformação. Outros exemplos de medidas de vidas médias em bandas superdeformadas, nessa região de massa, são os núcleos $^{133,137}\text{Nd}$ [97].

Quanto ao núcleo ^{136}Pr , ímpar-ímpar, a dificuldade de se estimar teoricamente a probabilidade de transição reduzida B(E1) do estado $J^\pi = 8^+$, restringe a possibilidade de confirmação do *assignment* $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ para a banda yrast. Esse problema está também associado às dificuldades espectroscópicas dos estados yrast 9^+ e 10^+ , tais como a intensidade e a separação das componentes S e U dos picos das transições correspondentes, e à indicação desses estados serem muito rápidos, com vidas médias de $\tau < 10\text{ps}$, a partir da observação das razões $R_0 = f(d)$. A maneira, entretanto, de contornar esse problema seria o conhecimento de outra propriedade eletromagnética do estado, como o fator giromagnético nuclear. Uma proposta experimental seria a medida do fator-g do estado

¹parâmetros de superdeformação: excentricidade $2 : 1 : 1$ e $\beta_2 = 0.6$

isomérico 8^+ , de vida média $\tau = 1177\text{ps}$, através do método integral IPAD (*Integral Perturbed Angular Distribution*), válido para medidas de distribuição angular perturbada de estados com vida média em torno de 1ns [14]. Tal medida poderá confirmar o *assignment* do nível. Será importante, entretanto, a construção de um ímã de 2T , cuja ordem de grandeza do campo externo perturbador poderá produzir alterações observáveis na distribuição angular da transição de interesse, para vidas médias na faixa dos nano-segundos (vide ^{132}Ba [91]).

Quanto aos desenvolvimentos técnicos, a confirmação das medidas experimentais de auto-calibração (^{132}Ce) comprova a qualidade do aparato experimental (capítulo 2) que foi projetado e construído no laboratório. O sistema alvo-*stopper* foi parcialmente baseado no *plunger* do Laboratório Nacional de Oak Ridge. Os testes efetuados no equipamento, antes e durante as reações nucleares, confirmam sua reprodutibilidade e precisão para $1\text{ps} \leq \tau \leq 3\text{ns}$. É bom salientar que esse equipamento foi desenvolvido com um custo bastante reduzido; a maioria dos seus componentes foram projetados ou adquiridos no Pelletron, ou doados de outros laboratórios (motor de passo, INVAR, etc.). A mesa transladora de alta precisão, entretanto, foi o único custo efetivo.

Para finalizar, gostaria de ressaltar que com este trabalho abre-se uma nova linha de pesquisa em espectroscopia-gama no Laboratório Pelletron com a investigação e estudo sistemático de vidas médias na região de massa $A=130$.

Apêndice A

Equações de Bateman

As leis que descrevem o decaimento e a produção de substâncias radioativas foram primeiro formuladas por Rutherford e Soddy em 1902 para explicar seus experimentos sobre a radioatividade do tório. As generalizações matemáticas desse problema foram feitas em 1920 por Bateman [11]. Hoje, as formas mais gerais das equações de decaimento e crescimento são freqüentemente referidas como “equações de Bateman”.

Por três décadas, a aplicabilidade das equações que governam as séries de decaimento esteve restrita ao urânio, actínio e tório: substâncias radioativas de ocorrência natural. Com a descoberta da fissão nuclear um vasto número de séries radioativas apareceram entre os produtos de fissão. O comportamento de todos esses decaimentos podem ser explicados com a ajuda das equações de Bateman originais.

Para expor de uma forma sucinta estas equações vamos, inicialmente, considerar o decaimento de um único nuclídeo radioativo [98]. Considere um grupo contendo um número A de átomos radioativos. A probabilidade de qualquer átomo particular desintegrar por unidade de tempo é definida como a constante de decaimento total λ . A atividade desses átomos, isto é, o número total de desintegrações por unidade de tempo (num tempo curto comparado com $\frac{1}{\lambda}$, será simplesmente $A\lambda$. A taxa de depleção $\frac{dA}{dt}$ do grupo de átomos é igual à atividade desde que não se forneça qualquer nova quantidade de átomos radioativos. Como A decresce com o aumento de t , então:

$$\frac{dA}{dt} = -A\lambda \quad (\text{A.1})$$

Reescrevendo essa relação fundamental na forma integral, temos:

$$\int \frac{dA}{A} = - \int \lambda dt \quad (\text{A.2})$$

Vamos fazer a preposição fundamental que a probabilidade de decaimento de um átomo é independente da idade deste átomo. Então, se λ é independente de t , a equação acima pode ser integrada facilmente. Se havia A_0 átomos em $t = 0$, os A átomos restantes no tempo t serão:

$$\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) = -\lambda t \quad (\text{A.3})$$

ou na forma exponencial usual

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{A.4})$$

Sendo $A_0\lambda$ a atividade em $t = 0$, pode-se escrever a equação acima em termos da razão de atividades em t e t_0 . Como λ é independente de t , temos:

$$\frac{A\lambda}{A_0\lambda} = e^{-\lambda t} \quad (\text{A.5})$$

que concorda com as leis empíricas do decaimento radioativo.

A lei exponencial da equação A.4 também pode ser derivada das leis de probabilidade sem qualquer conhecimento do mecanismo de desintegração. As hipóteses são as seguintes:

- a) a probabilidade de decaimento λ é a mesma para todos os átomos da espécie;
- b) a probabilidade de decaimento λ é independente da idade de um determinado átomo.

A chance de um átomo desintegrar-se em qualquer intervalo de tempo é a mesma para todos os átomos no grupo, ou seja, todos os átomos são idênticos. O fato de que um átomo desintegrou num dado intervalo de tempo não afeta a chance de que um outro átomo possa desintegrar no mesmo intervalo de tempo: todos os átomos são independentes. A probabilidade de decaimento é constante, isto é, a chance para um átomo desintegrar durante um dado intervalo de tempo é a mesma para todos intervalos de tempo de mesmo tamanho.

Essas condições são matematicamente necessárias e suficiente e podem ser aplicadas aos fatos experimentais que descrevam flutuações estatísticas em processos aleatórios, tais como a desintegração de um núcleo atômico, emissão de alfas e betas, emissão de quanta de luz por átomos

excitados, emissão de raio-X e gama; fenômenos que obedecem à distribuição de Poisson. Esta distribuição pode ser deduzida como um caso especial da distribuição binomial, para aqueles processos casuais em que a probabilidade de ocorrência é muito pequena, para um grande número de eventos, de tal forma que o valor médio permaneça pequeno. A distribuição de Poisson se aplica substancialmente a todas as observações feitas em física nuclear experimental e de altas energias.

A lei de desintegração se aplica universalmente para todos os fenômenos de decaimento radioativo, mas a probabilidade de decaimento difere para cada caso. A constante λ é, em geral, independente de todas as condições físicas e químicas: temperatura, pressão, concentração ou idade do nuclídeo radioativo etc..

Muitos nuclídeos têm, porém, vários modos de decaimento. Se os modos de competição de decaimento de qualquer nuclídeo têm probabilidades $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$, por unidade de tempo, então a probabilidade de decaimento total é representada por:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots \quad . \quad (\text{A.6})$$

A atividade parcial de uma amostra de núcelos A , se medida por um particular modo de decaimento caracterizado por λ_i , será:

$$\frac{dA_i}{dt} = \lambda_i A = \lambda_i A_0 e^{-\lambda t} \quad , \quad (\text{A.7})$$

e a atividade total:

$$\frac{dA}{dt} = \sum_i \frac{dA_i}{dt} = A \sum_i \lambda_i = \lambda A_0 e^{-\lambda t} \quad . \quad (\text{A.8})$$

A vida de qualquer átomo particular pode ter qualquer valor entre 0 e ∞ . A vida média de um grande número de átomos é, contudo, uma quantidade definida. Se há A_0 átomos iniciais, então o número que permanece sem decair para um tempo subsqüente t é $A = A_0 e^{-\lambda t}$. Cada um desses átomos tem uma vida maior do que t . Aqueles que decaem entre t e $t+dt$.

O número absoluto de átomos tendo uma vida t é, então, $\lambda dt = A_0 \lambda e^{-\lambda t} dt$. O tempo de vida total L de todos os átomos é então:

$$L = \int_0^\infty t A \lambda dt = \int_0^\infty t A_0 \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{A_0}{\lambda} \quad . \quad (\text{A.9})$$

O tempo de vida médio L/A_0 é chamado de vida média τ :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (\text{A.10})$$

A vida média excede a meia vida $t_{1/2}$ e é sempre dada por:

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{0.693} = 1.44t_{1/2} \quad (\text{A.11})$$

Substituindo-se τ em A.4, a vida média é o tempo necessário para um número de átomos, ou sua atividade, decrescer $\frac{1}{e} = 0.368$ do valor inicial.

Vamos, agora, generalizar o problema para uma série radioativa com a produção de um átomo “filho”. Em um certo número de casos, um nuclídeo radioativo A decai para um nuclídeo B que é também radioativo. O estado inicial pode ser representado pelo diagrama a seguir:



onde λ_A é a constante de decaimento de átomos do tipo A e λ_B , respectivamente, e onde os símbolos A e B representam o número de átomos de cada tipo que estão presentes em qualquer tempo t . O caso limite em que B é estável é representado por $\lambda_B = 0$.

A equação diferencial geral para um produto em qualquer tempo t é dada por:

$$\frac{dB}{dt} = A\lambda_A - B\lambda_B \quad (\text{A.13})$$

onde $A\lambda_A$ é a atividade de A e $B\lambda_B$, respectivamente. A taxa de variação dB/dt , no número de átomos do tipo B é, então, igual à criação de novos átomos do tipo B devido ao decaimento de A , diminuído por uma taxa de perda de B através de seu próprio decaimento.

Se a única fonte de átomos do tipo A é de uma fonte inicial $A = A_0$ em $t = 0$ (equação A.4), então, com essas condições iniciais, A.13 se torna:

$$\frac{dB}{dt} = A_0\lambda_A e^{-\lambda_A t} - B\lambda_B \quad (\text{A.14})$$

Dessa equação diferencial, nós desejamos obter um solução explícita para B como função do tempo.

A solução geral usual será da forma:

$$B = A_0(h_A e^{-\lambda_A t} + h_B e^{-\lambda_B t}) \quad (\text{A.15})$$

Para avaliar os coeficientes h_A e h_B , substituímos A.15 em A.14. Assim os termos serão:

$$e^{-\lambda_A t}(-h_A \lambda_A - \lambda_A + h_A \lambda_B) = 0 \quad . \quad (\text{A.16})$$

Se isso é válido para todos os valores de t , os termos entre parênteses devem se igualar a zero, e assim resulta que:

$$h_A = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \quad . \quad (\text{A.17})$$

O coeficiente h_B depende do valor de B em $t = 0$. Para o caso especial em que $B = 0$ em $t = 0$, então:

$$h_A + h_B = 0 \quad (\text{A.18})$$

Assim a quantidade B será:

$$B = A_0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad , \quad (\text{A.19})$$

que é a solução geral para as condições iniciais $A = A_0$ e $B = 0$ em $t = 0$.

Assim a atividade de B será:

$$B\lambda_B = A_0 \lambda_A \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad (\text{A.20})$$

ou, desde que a atividade de A é $A\lambda_A$ temos:

$$B\lambda_B = (A\lambda_A) \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A)t}) \quad (\text{A.21})$$

Consideremos o cálculo da produção (ou crescimento) dos átomos “filhos” por uma formulação paralela.

No tempo $t = 0$, seja $A = A_0$ e $B = 0$. Então, num tempo $t = x$ haverá $A = A_0 e^{-\lambda_A x}$ átomos restantes de A . No intervalo de tempo entre x e $x + dx$, o número de novos átomos de B

formados será $A\lambda_A dx$. A fração desses átomos de B que sobrevivem até um tempo t é dada por $e^{-\lambda_B(t-x)}$. Então o acúmulo total de B em $t = t$ é dado por uma integral sobre todos os valores de tempo x entre $x = 0$ e $x = t$, ou seja:

$$B = \int_0^t (A\lambda_A dx)(e^{-\lambda_B(t-x)}) \quad (\text{A.22})$$

$$\begin{aligned} B &= \int_0^t A_0\lambda_A e^{-\lambda_A x} e^{-\lambda_B(t-x)} dx \\ &= A_0\lambda_A e^{-\lambda_B t} \int_0^t e^{-(\lambda_A - \lambda_B)x} dx \\ &= A_0\lambda_A e^{-\lambda_B t} \left[\frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-(\lambda_A - \lambda_B)t} - 1) \right] \\ &= A_0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

$$(\text{A.24})$$

Esse resultado é, evidentemente, o mesmo que A.19, embora seja uma abordagem inteiramente diferente. O mesmo conceito pode ser aplicado de modo a derivar as expressões para as quantidades C, D, \dots, N produzidas num tempo t de A_0 em $t = 0$.

Este ponto de vista pode ser empregado para outros problemas que são matematicamente similares, tal como a radiação secundária produzida quando raios- γ atravessam um absorvedor.

Note que, da equação A.19, a quantidade B é igual a zero para ambos os valores $t = 0$ e $t = \infty$ quando todos os átomos de A e B tiverem decaído. Em algum tempo intermediário t_m , a quantidade B e sua atividade $B\lambda_B$ passam através de um valor máximo. Esse é o tempo para o qual $dB/dt = 0$. A diferencial de B (A.19) com respeito ao tempo é zero quando:

$$\lambda_A e^{-\lambda_A t_m} = \lambda_B e^{-\lambda_B t_m} \quad (\text{A.25})$$

do qual segue que o tempo de atividade máxima de B é:

$$t_m = \frac{\ln(\lambda_B/\lambda_A)}{(\lambda_B - \lambda_A)} \quad (\text{A.26})$$

se em $t = 0$, $A = A_0$ e $B = 0$.

A equação acima pode ser transformada em termos da vida média τ e $t_{1/2}$.

$$\begin{aligned} t_m &= \frac{\ln(\tau_A/\tau_B)}{(1/\tau_B) - (1/\tau_A)} = \tau_B \left(\frac{\tau_A}{\tau_A - \tau_B} \right) \ln \frac{\tau_A}{\tau_B} \\ &= \tau_B \left(\frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^A - t_{1/2}^B} \right) \ln \left(\frac{t_{1/2}^A}{t_{1/2}^B} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Esse resultado mostra que t_m é positivo e real para $t_{1/2}^A > t_{1/2}^B$ ou $t_{1/2}^A < t_{1/2}^B$.

Vamos, agora, generalizar as equações para descrever múltiplos decaimentos. Suponha que, no tempo $t = 0$, há A_0 átomos de A e nenhum átomo de sua série de produtos de decaimento B, C, \dots, M, N . Seja as constantes de decaimento de A e seus produtos $\lambda_A, \lambda_B, \lambda_C, \dots, \lambda_N, \lambda_N$. Em qualquer tempo t o número de átomos de N será dado pela integral de

$$\frac{dN}{dt} = M\lambda_M - N\lambda_N \quad (\text{A.28})$$

onde M é calculado a partir de uma série de equações similares para quantidades de produtos precedentes. O resultado dessa integração é:

$$N = A_0(h_A e^{-\lambda_A t} + h_B e^{-\lambda_B t} + \dots + h_M e^{-\lambda_M t} + h_N e^{-\lambda_N t}) \quad (\text{A.29})$$

na qual os coeficientes são funções adimensionais das constantes de decaimento e têm os seguintes valores:

$$\begin{aligned} h_A &= \frac{\lambda_A}{(\lambda_N - \lambda_A)} \frac{\lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)} \frac{\lambda_C}{(\lambda_C - \lambda_A)} \dots \frac{\lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_A)} \\ h_B &= \frac{\lambda_A}{(\lambda_A - \lambda_B)} \frac{\lambda_B}{(\lambda_N - \lambda_B)} \frac{\lambda_C}{(\lambda_C - \lambda_B)} \dots \frac{\lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_B)} \\ h_M &= \frac{\lambda_A}{(\lambda_N - \lambda_M)} \frac{\lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_M)} \frac{\lambda_C}{(\lambda_C - \lambda_M)} \dots \frac{\lambda_M}{(\lambda_N - \lambda_M)} \\ h_N &= \frac{\lambda_A}{(\lambda_A - \lambda_N)} \frac{\lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_N)} \frac{\lambda_C}{(\lambda_C - \lambda_N)} \dots \frac{\lambda_M}{(\lambda_M - \lambda_N)} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

A condição inicial de que $N = 0$ em $t = 0$ requer que a soma dos coeficientes seja zero:

$$h_A + h_B + h_C + \dots + h_M + h_N = 0 \quad (\text{A.31})$$

Embora as soluções para A, B, C sejam casos particulares contidos na equação geral de Bateman A.30, é mais simples usar as formulações explícitas como em A.1 e A.13.

A formulação geral, equação A.30, pode ser empregada para o caso de um múltiplo decaimento γ em cascata, de estados nucleares excitados produzidos por reações de fusão-evaporação. Uma certa quantidade de núcleos de mesma espécie em um determinado estado excitado decai através de vários modos ou momentos multipolares da radiação eletromagnética. O modo mais freqüente é através de uma transição gama do tipo dipolar magnética ou quadrupolar elétrica, ou ambas, como é o caso de bandas rotacionais acopladas. Considerando um estado que decai por ambos os modos, a taxa de transição total será dada por:

$$\lambda = \lambda_{E2} + \lambda_{M1} \quad (\text{A.32})$$

Observa-se, também, transições do tipo dipolar elétrica que, em geral, conectam bandas rotacionais.

Consideremos, como exemplo, o decaimento de uma cascata de gamas, por transições $\Delta J = 1$, conforme a figura A.2:

$$\text{Nível}_n \xrightarrow{\lambda_n} \text{Nível}_{n-1} \xrightarrow{\lambda_{n-1}} \dots \text{Nível}_3 \xrightarrow{\lambda_3} \text{Nível}_2 \xrightarrow{\lambda_2} \text{Nível}_1 \xrightarrow{\lambda_1}$$

O formalismo de Bateman será utilizado para um caso semelhante, no cálculo das vidas médias dos estados de alto spin das bandas rotacionais medidas. Essa formulação está inserida no código LIFETIME [7] que permite ajustar curvas de decaimento para um grande número de estados simultaneamente.

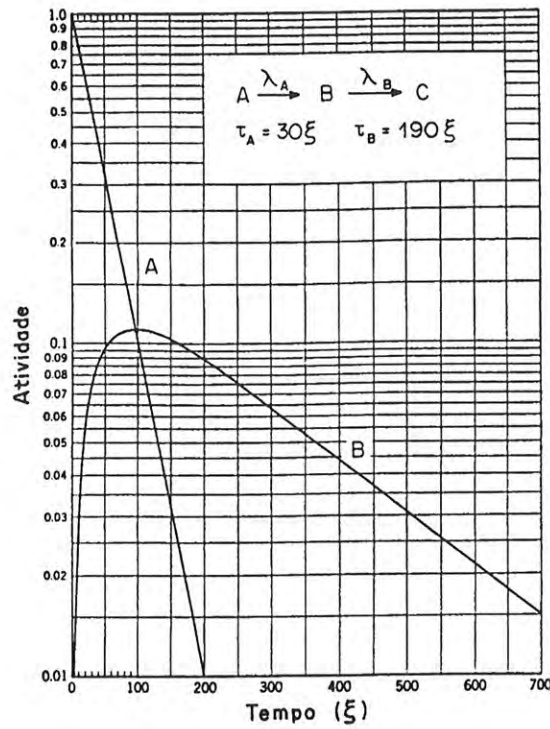


Figura A.1: Atividades dos estados A e B em função do tempo em unidades arbitrárias com vidas médias típicas $\tau_A = 30\xi$ e $\tau_B = 190\xi$.

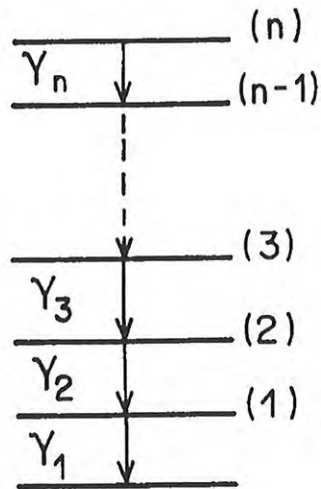


Figura A.2: Esquema de desexcitação. A transição γ_1 é vista em coincidência com a transição γ_n ; o nível 1 é populado unicamente a partir de estados discretos 2, 3, \dots , n.

Apêndice B

Tabela de Nuclídeos para $A = 130$

O diagrama Z-N apresentado nesta secção representa a tabela de nuclídeos para as regiões de massa $120 < A < 150$, subdivididas em:

- nuclídeos de estanho Sn a xenônio Xe : $A \sim 120$;
- nuclídeos de césio Cs a neodímio Nd : $A \sim 130$;
- nuclídeos de promécio Pm a érbio Er : $A \sim 150$.

O apêndice ajuda a ilustrar os núcleos da região de massa de interesse neste trabalho, e serve também como consulta aos núcleos das regiões de massa adjacentes.

Uma nota explicativa sobre os tons de cinza no diagrama, refere-se à instabilidade radioativa dos nuclídeos e à ordem de grandeza das vidas médias por decaimento β^- , β^+ ou α , indicados nas legendas; os quadros em negrito indicam os nuclídeos de ocorrência natural.

Table of the Nuclides

Chart of the nuclides from promethium to erbium

Sm	Sml37	Pml38	Pml39	Pml40	Pml41	Pml42	Pml43	Sml44	Sml45	Sml46	Sml47	Sml48	Sml49	Sml50	Sml51	Sml52	Sml53	Sml54	Sml55	Sml56	Sml57	Sml58	Sml59	Sml60	Sml61	Sml62	Sml63	Sml64	Sml65	Sml66	Sml67	Sml68	Sml69	Sml70	Sml71	Sml72	Sml73	Sml74	Sml75	Sml76	Sml77	Sml78	Sml79	Sml80	Sml81	Sml82	Sml83	Sml84	Sml85	Sml86	Sml87	Sml88	Sml89	Sml90	Sml91	Sml92	Sml93	Sml94	Sml95	Sml96	Sml97	Sml98	Sml99	Sml100	Sml101	Sml102	Sml103	Sml104	Sml105	Sml106	Sml107	Sml108	Sml109	Sml110	Sml111	Sml112	Sml113	Sml114	Sml115	Sml116	Sml117	Sml118	Sml119	Sml120	Sml121	Sml122	Sml123	Sml124	Sml125	Sml126	Sml127	Sml128	Sml129	Sml130	Sml131	Sml132	Sml133	Sml134	Sml135	Sml136	Sml137	Sml138	Sml139	Sml140	Sml141	Sml142	Sml143	Sml144	Sml145	Sml146	Sml147	Sml148	Sml149	Sml150	Sml151	Sml152	Sml153	Sml154	Sml155	Sml156	Sml157	Sml158	Sml159	Sml160	Sml161	Sml162	Sml163	Sml164	Sml165	Sml166	Sml167	Sml168	Sml169	Sml170	Sml171	Sml172	Sml173	Sml174	Sml175	Sml176	Sml177	Sml178	Sml179	Sml180	Sml181	Sml182	Sml183	Sml184	Sml185	Sml186	Sml187	Sml188	Sml189	Sml190	Sml191	Sml192	Sml193	Sml194	Sml195	Sml196	Sml197	Sml198	Sml199	Sml200	Sml201	Sml202	Sml203	Sml204	Sml205	Sml206	Sml207	Sml208	Sml209	Sml210	Sml211	Sml212	Sml213	Sml214	Sml215	Sml216	Sml217	Sml218	Sml219	Sml220	Sml221	Sml222	Sml223	Sml224	Sml225	Sml226	Sml227	Sml228	Sml229	Sml230	Sml231	Sml232	Sml233	Sml234	Sml235	Sml236	Sml237	Sml238	Sml239	Sml240	Sml241	Sml242	Sml243	Sml244	Sml245	Sml246	Sml247	Sml248	Sml249	Sml250	Sml251	Sml252	Sml253	Sml254	Sml255	Sml256	Sml257	Sml258	Sml259	Sml260	Sml261	Sml262	Sml263	Sml264	Sml265	Sml266	Sml267	Sml268	Sml269	Sml270	Sml271	Sml272	Sml273	Sml274	Sml275	Sml276	Sml277	Sml278	Sml279	Sml280	Sml281	Sml282	Sml283	Sml284	Sml285	Sml286	Sml287	Sml288	Sml289	Sml290	Sml291	Sml292	Sml293	Sml294	Sml295	Sml296	Sml297	Sml298	Sml299	Sml300	Sml301	Sml302	Sml303	Sml304	Sml305	Sml306	Sml307	Sml308	Sml309	Sml310	Sml311	Sml312	Sml313	Sml314	Sml315	Sml316	Sml317	Sml318	Sml319	Sml320	Sml321	Sml322	Sml323	Sml324	Sml325	Sml326	Sml327	Sml328	Sml329	Sml330	Sml331	Sml332	Sml333	Sml334	Sml335	Sml336	Sml337	Sml338	Sml339	Sml340	Sml341	Sml342	Sml343	Sml344	Sml345	Sml346	Sml347	Sml348	Sml349	Sml350	Sml351	Sml352	Sml353	Sml354	Sml355	Sml356	Sml357	Sml358	Sml359	Sml360	Sml361	Sml362	Sml363	Sml364	Sml365	Sml366	Sml367	Sml368	Sml369	Sml370	Sml371	Sml372	Sml373	Sml374	Sml375	Sml376	Sml377	Sml378	Sml379	Sml380	Sml381	Sml382	Sml383	Sml384	Sml385	Sml386	Sml387	Sml388	Sml389	Sml390	Sml391	Sml392	Sml393	Sml394	Sml395	Sml396	Sml397	Sml398	Sml399	Sml400	Sml401	Sml402	Sml403	Sml404	Sml405	Sml406	Sml407	Sml408	Sml409	Sml410	Sml411	Sml412	Sml413	Sml414	Sml415	Sml416	Sml417	Sml418	Sml419	Sml420	Sml421	Sml422	Sml423	Sml424	Sml425	Sml426	Sml427	Sml428	Sml429	Sml430	Sml431	Sml432	Sml433	Sml434	Sml435	Sml436	Sml437	Sml438	Sml439	Sml440	Sml441	Sml442	Sml443	Sml444	Sml445	Sml446	Sml447	Sml448	Sml449	Sml450	Sml451	Sml452	Sml453	Sml454	Sml455	Sml456	Sml457	Sml458	Sml459	Sml460	Sml461	Sml462	Sml463	Sml464	Sml465	Sml466	Sml467	Sml468	Sml469	Sml470	Sml471	Sml472	Sml473	Sml474	Sml475	Sml476	Sml477	Sml478	Sml479	Sml480	Sml481	Sml482	Sml483	Sml484	Sml485	Sml486	Sml487	Sml488	Sml489	Sml490	Sml491	Sml492	Sml493	Sml494	Sml495	Sml496	Sml497	Sml498	Sml499	Sml500	Sml501	Sml502	Sml503	Sml504	Sml505	Sml506	Sml507	Sml508	Sml509	Sml510	Sml511	Sml512	Sml513	Sml514	Sml515	Sml516	Sml517	Sml518	Sml519	Sml520	Sml521	Sml522	Sml523	Sml524	Sml525	Sml526	Sml527	Sml528	Sml529	Sml530	Sml531	Sml532	Sml533	Sml534	Sml535	Sml536	Sml537	Sml538	Sml539	Sml540	Sml541	Sml542	Sml543	Sml544	Sml545	Sml546	Sml547	Sml548	Sml549	Sml550	Sml551	Sml552	Sml553	Sml554	Sml555	Sml556	Sml557	Sml558	Sml559	Sml560	Sml561	Sml562	Sml563	Sml564	Sml565	Sml566	Sml567	Sml568	Sml569	Sml570	Sml571	Sml572	Sml573	Sml574	Sml575	Sml576	Sml577	Sml578	Sml579	Sml580	Sml581	Sml582	Sml583	Sml584	Sml585	Sml586	Sml587	Sml588	Sml589	Sml590	Sml591	Sml592	Sml593	Sml594	Sml595	Sml596	Sml597	Sml598	Sml599	Sml600	Sml601	Sml602	Sml603	Sml604	Sml605	Sml606	Sml607	Sml608	Sml609	Sml610	Sml611	Sml612	Sml613	Sml614	Sml615	Sml616	Sml617	Sml618	Sml619	Sml620	Sml621	Sml622	Sml623	Sml624	Sml625	Sml626	Sml627	Sml628	Sml629	Sml630	Sml631	Sml632	Sml633	Sml634	Sml635	Sml636	Sml637	Sml638	Sml639	Sml640	Sml641	Sml642	Sml643	Sml644	Sml645	Sml646	Sml647	Sml648	Sml649	Sml650	Sml651	Sml652	Sml653	Sml654	Sml655	Sml656	Sml657	Sml658	Sml659	Sml660	Sml661	Sml662	Sml663	Sml664	Sml665	Sml666	Sml667	Sml668	Sml669	Sml670	Sml671	Sml672	Sml673	Sml674	Sml675	Sml676	Sml677	Sml678	Sml679	Sml680	Sml681	Sml682	Sml683	Sml684	Sml685	Sml686	Sml687	Sml688	Sml689	Sml690	Sml691	Sml692	Sml693	Sml694	Sml695	Sml696	Sml697	Sml698	Sml699	Sml700	Sml701	Sml702	Sml703	Sml704	Sml705	Sml706	Sml707	Sml708	Sml709	Sml710	Sml711	Sml712	Sml713	Sml714	Sml715	Sml716	Sml717	Sml718	Sml719	Sml720	Sml721	Sml722	Sml723	Sml724	Sml725	Sml726	Sml727	Sml728	Sml729	Sml730	Sml731	Sml732	Sml733	Sml734	Sml735	Sml736	Sml737	Sml738	Sml739	Sml740	Sml741	Sml742	Sml743	Sml744	Sml745	Sml746	Sml747	Sml748	Sml749	Sml750	Sml751	Sml752	Sml753	Sml754	Sml755	Sml756	Sml757	Sml758	Sml759	Sml760	Sml761	Sml762	Sml763	Sml764	Sml765	Sml766	Sml767	Sml768	Sml769	Sml770	Sml771	Sml772	Sml773	Sml774	Sml775	Sml776	Sml777	Sml778	Sml779	Sml780	Sml781	Sml782	Sml783	Sml784	Sml785	Sml786	Sml787	Sml788	Sml789	Sml790	Sml791	Sml792	Sml793	Sml794	Sml795	Sml796	Sml797	Sml798	Sml799	Sml800	Sml801	Sml802	Sml803	Sml804	Sml805	Sml806	Sml807	Sml808	Sml809	Sml810	Sml811	Sml812	Sml813	Sml814	Sml815	Sml816	Sml817	Sml818	Sml819	Sml820	Sml821	Sml822	Sml823	Sml824	Sml825	Sml826	Sml827	Sml828	Sml829	Sml830	Sml831	Sml832	Sml833	Sml834	Sml835	Sml836	Sml837	Sml838	Sml839	Sml840	Sml841	Sml842	Sml843	Sml844	Sml845	Sml846	Sml847	Sml848	Sml849	Sml850	Sml851	Sml852	Sml853	Sml854	Sml855	Sml856	Sml857	Sml858	Sml859	Sml860	Sml861	Sml862	Sml863	Sml864	Sml865	Sml866	Sml867	Sml868	Sml869	Sml870	Sml871	Sml872	Sml873	Sml874	Sml875	Sml876	Sml877	Sml878	Sml879	Sml880	Sml881	Sml882	Sml883	Sml884	Sml885	Sml886	Sml887	Sml888	Sml889	Sml890	Sml891	Sml892	Sml893	Sml894	Sml895	Sml896	Sml897	Sml898	Sml899	Sml900	Sml901	Sml902	Sml903	Sml904	Sml905	Sml906	Sml907	Sml908</
----	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	----------

Apêndice C

Código LIFETIME

O programa LIFETIME [7], versão VAX/VMS, é dividido basicamente em três arquivos: LIFETIME.FOR que contém o código principal e os cálculos típicos, MINUIT.FOR contendo os algoritmos de minimização e análise de erros, e MESNIT.FOR, rotina para controle externo de interrupção do ajuste através de mensagem de entrada, inicializar a interação com o sistema operacional e recapacitar o comando CTRL-C (DCL).

O programa principal lê os arquivos de dados e de parâmetros através das sub-rotinas INDATA e INPAR (vide figuras C.1 e C.2), fazendo as inicializações necessárias e efetuando as correções nos dados se ICOR=1; exibe na tela a informação inicial e transfere o controle para COMMAND1.

A subrotina COMMAND1, juntamente com COMMAND2, decodifica e executa cada comando fornecido via terminal. O valor de χ^2 é calculado pelas sub-rotinas ASSIGN e FCN quando necessário. As correções sobre os dados são efetuadas pela sub-rotina CORRECT a cada vez que FCN é executado se ICOR=2, ou inicialmente e seguindo os comandos CORRECT e ALTER se ICOR=1. Os valores das intensidades *shifted* e *unshifted* são calculados por MASTER, na qual os coeficientes independentes do tempo são calculados por COEF, e as intensidades dependentes do tempo, por DECAY.

O programa MINUIT incorpora três rotinas de minimização: SEEK – subrotina para o cálculo de Monte Carlo; SIMPLEX – subrotina de minimização usando o método simplex de Nelder e Mead [7], que é razoavelmente rápido quando está longe do mínimo, sem calcular a matriz de covariância, dando estimativas da ordem de magnitude de seus elementos diagonais (erros

dos parâmetros); MIGRAD – subrotina de minimização baseada no método de Fletcher [7], que é extremamente rápido perto de um mínimo ou de qualquer região aproximadamente quadrática, mas muito lenta se a função possuir um comportamento complicado.

O valor de qualquer parâmetro variável pode ser forçado a ficar dentro dos limites especificados, ou seja, criando-se dois conjuntos de parâmetros: chamados parâmetros internos e parâmetros externos. Eles são relacionados por $U = A + (\sin X + 1) (B - A) / 2$, onde X é um parâmetro interno, U é o parâmetro externo correspondente, e A e B são os limites inferiores e superiores de U , respectivamente. Embora X possa variar de $-\infty$ a $+\infty$, U permanecerá limitado por A e B . As rotinas de minimização consideram somente os parâmetros internos, enquanto que os valores externos são usados para calcular FCN (função χ^2). Se um parâmetro externo não possui limites, então $U = X$.

Os erros dos parâmetros são determinados a partir dos elementos diagonais da matriz de covariância, isto é, o inverso da matriz cujos elementos são derivadas de segunda ordem de FCN com respeito aos parâmetros. Esta matriz de covariância é modificada por MIGRAD como um produto do processo de minimização. O intervalo exato de confiança para qualquer parâmetro pode ser calculado por MINOS. Ou seja, o intervalo sobre o qual a função FCN emprega valores menores do que $F_{\text{MIN}} + UP$, onde F_{MIN} é o mínimo de FCN e UP uma constante positiva. O valor inicial de UP é 1, que para uma função χ^2 determina um nível de confiança de 68%.

A matriz de covariância $V(I, J)$ pode ser aproximada com graus de precisão variáveis durante os cálculos. O código LVCODE da matriz de covariância é usado para indicar o grau de precisão: LVCODE=0 indica que a matriz de covariância não existe; LVCODE=1 indica que somente os elementos diagonais são estimados; isto é feito por SIMPLEX se uma matriz com melhores valores não existe, e por HESSE quando o cálculo anterior falha; LVCODE=2 indica o cálculo por HESSE, invertendo a matriz derivada de segunda ordem, foi bem sucedido, ou MIGRAD foi completado em pelo menos uma interação bem sucedida. LVCODE=3 indica que MIGRAD convergiu.

É importante usar com cuidado os erros parabólicos nos parâmetros, ao menos que MIGRAD tenha convergido depois de um determinado número de interações bem sucedidas, ou HESSE tenha calculado satisfatoriamente a matriz de covariância total.

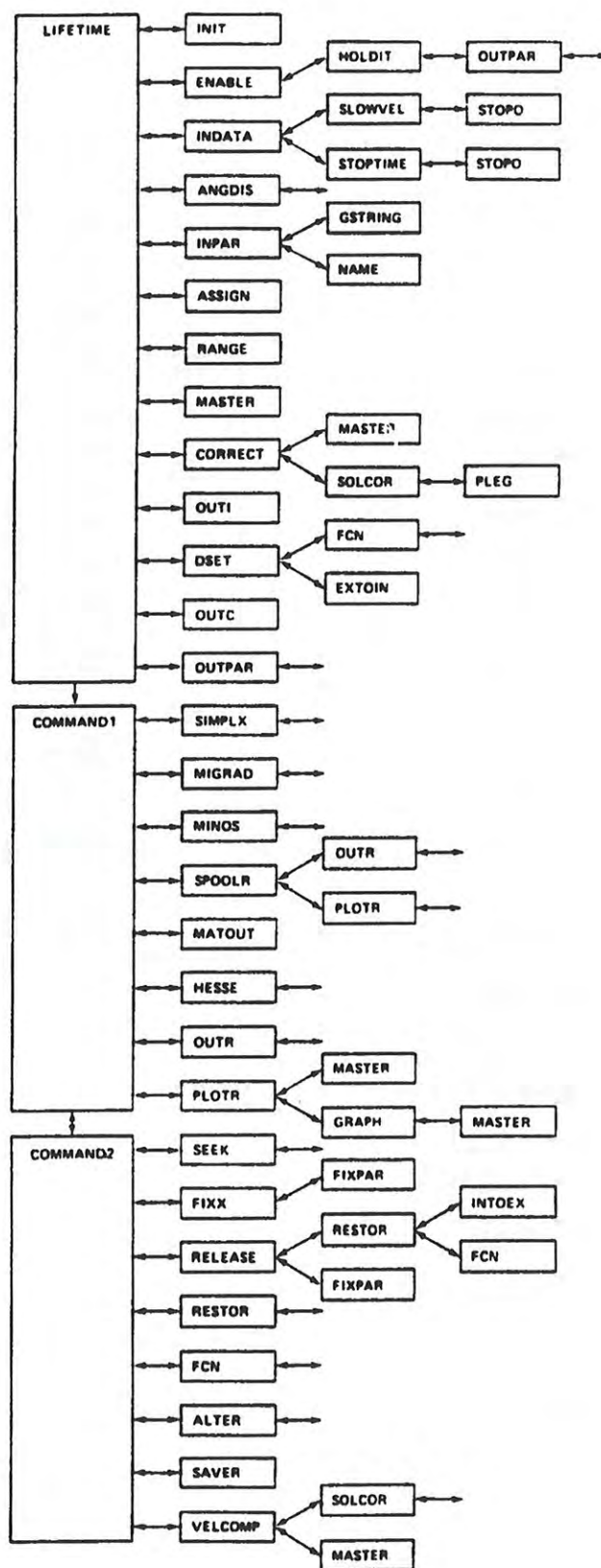


Figura C.1: Diagrama de blocos do código LIFETIME - Parte I.

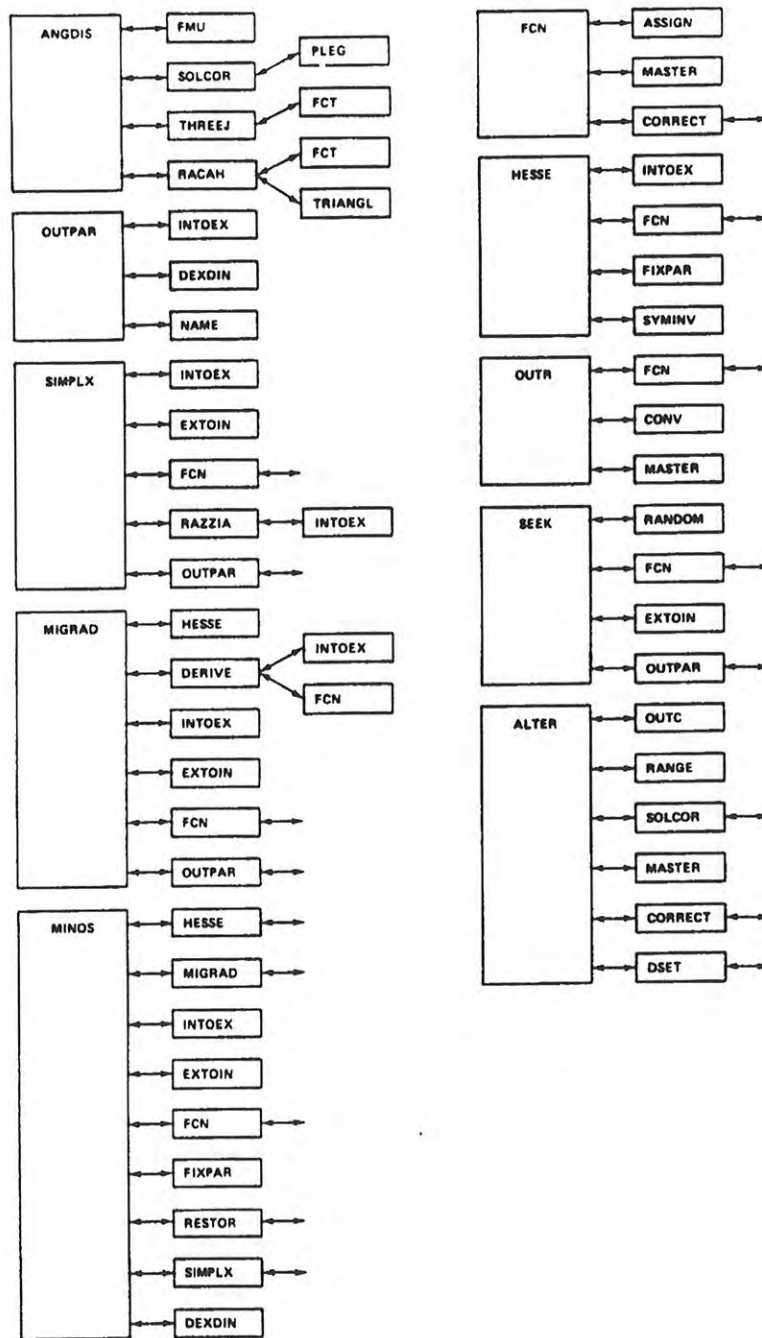


Figura C.2: Diagrama de blocos do código LIFETIME - Parte II.

Apêndice D

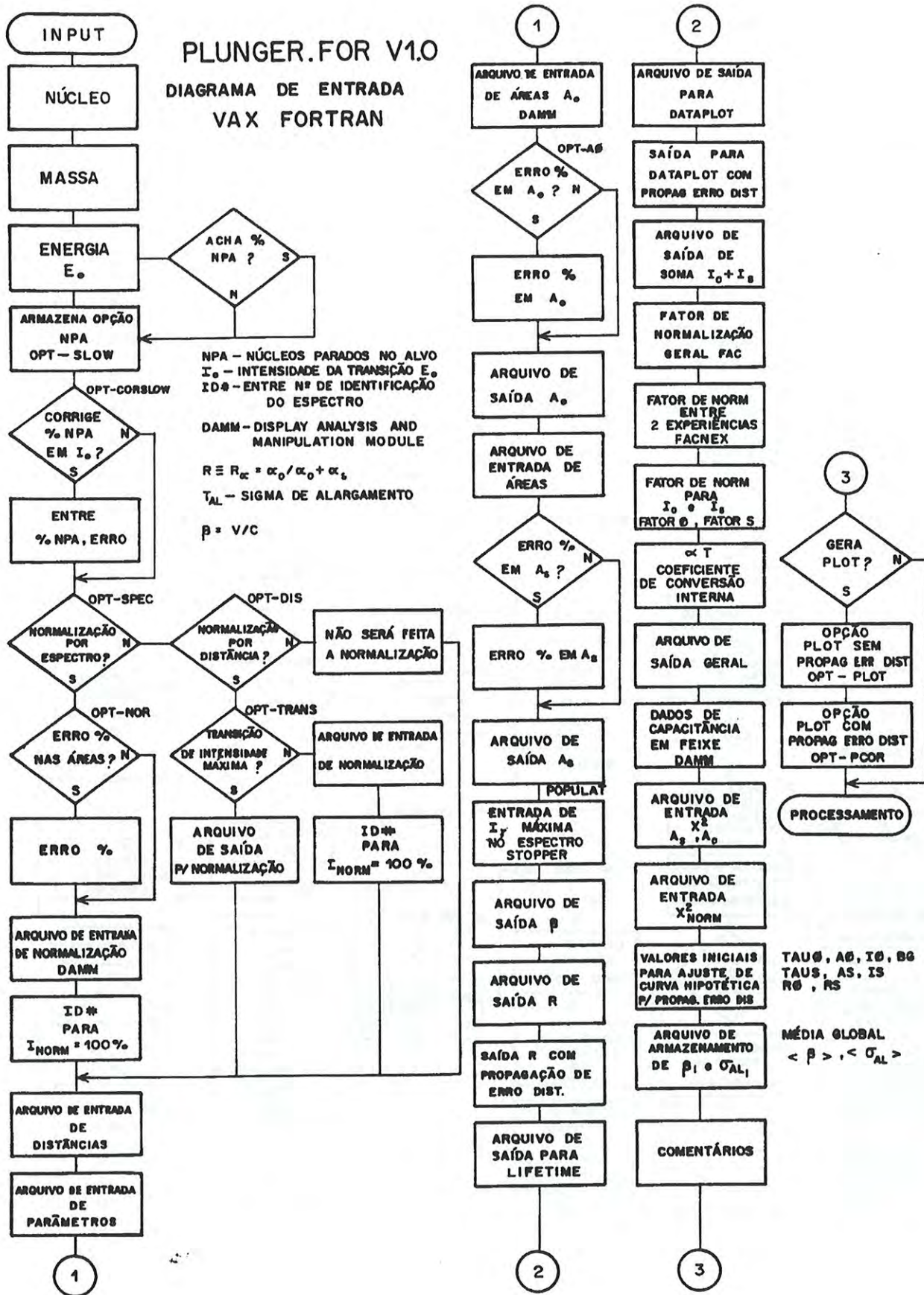
Código PLUNGER

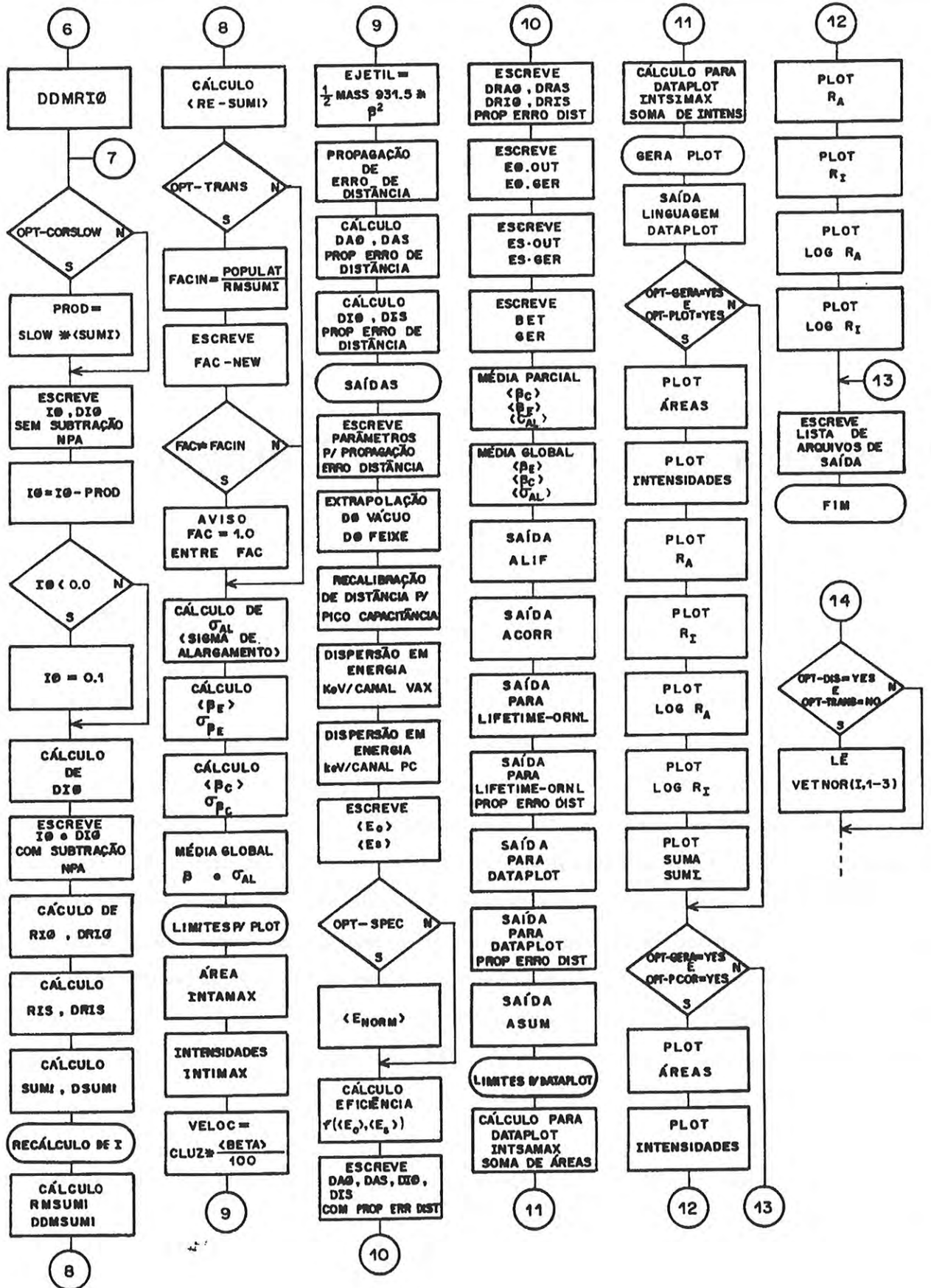
O programa PLUNGER, escrito em VAX-FORTRAN, foi desenvolvido basicamente para o processamento da normalização dos dados obtidos nas experiências de vidas médias de estados nucleares excitados realizadas no acelerador Pelletron. O código está especificado em diagrama de blocos (fluxograma) subdividido em duas partes principais: a primeira mostrando o diagrama de dados de entrada (figura: PLUNGER.FOR V1.0 – Diagrama de Entrada, na página que segue); a segunda refere-se ao processamento dos dados, cálculo de normalização e propagação de erros, e à saída gráfica, indicada na figura PLUNGER.FOR – Diagrama de Processamento), nas páginas subseqüentes.

Os dados de entrada referentes às áreas dos picos U (*unshifted*) e S (*shifted*) são lidos da saída do código DAMM após uma pequena modificação de formato. As principais características do programa são:

- normalização das áreas dos picos por espectro do monitor através do gama 279 keV da excitação Coulombiana do ^{197}Au , ou através do espectro de distância de recuo a partir do cálculo da média $\langle S = U + S \rangle$ da soma das intensidades U e S;
- entrada dos parâmetros de eficiência e calibração de energia do espectro de distância de recuo e do monitor;
- entrada dos parâmetros da curva de capacitância em vácuo e em feixe;

- cálculo das intensidades relativas I_γ a partir dos parâmetros de eficiência do detetor e das áreas normalizadas;
- renormalização de intensidades I_0 devido ao cálculo de correção da porcentagem dos núcleos freados no alvo;
- cálculo das razões de decaimento R_A, R_T em função da distância de recuo;
- recalibração de energia do espectro de distância de recuo e do monitor;
- cálculo da velocidade média de recuo $\langle \beta = v/c \rangle$;
- cálculo do desvio padrão de alargamento do pico Doppler $\langle \sigma_{al} \rangle$;
- propagação de erros nas intensidades relativas e nos cálculos de energia, velocidade média de recuo e alargamento do pico de desvio Doppler;
- cálculo de propagação dos erros de distância;
- cálculo da distância de contato d_0 a partir dos dados do espectro de capacitância;
- saída para os dados de entrada do código LIFETIME, para o ajuste de vidas médias;
- opção extra de renormalização de intensidades em I_0 e I_S ;
- geração gráfica automática para a exibição das razões de decaimento R_A e S_A , relativas às áreas dos picos, e R_T e S_T das intensidades relativas dos gamas.





Apêndice E

Eletrônica de Controle do Plunger

O apêndice ilustra o diagrama eletrônico de controle do motor de passo do *plunger* (vide figura da página seguinte), desenvolvido por C. Macdowell de Figueiredo. O diagrama elétrico do motor de passo, mostrado na figura E.1, é constituído de quatro bobinas controladas por chaveamento eletrônico através dos circuitos SW1, SW2, SW3 e SW4, respectivos às bobinas 1, 2, 3 e 4. O motor de passos opera em potência D.C. de fase chaveada, com 200 passos por revolução, através de uma seqüência de quatro códigos de entrada. O chaveamento D.C. é feito por transistores de potência conectados a flip-flops e a outros dispositivos lógicos que são utilizados para o chaveamento. Uma corrente atua sobre as bobinas do motor mesmo quando este não é acionado, produzindo um alto torque de retenção, importante para manter a precisão na medida da distância no *plunger*. Quando um torque de carga é aplicado ao eixo do rotor, este se moverá de sua posição (sem carga). A função de deflexão do eixo do motor versus a porcentagem de torque mecânico relativo ao de retenção, indica um valor máximo, para um torque externo igual a 100% do torque de retenção, de até 1.75° , ou seja, 1 passo que equivale a $0.09\mu\text{m}$ (vide especificação do motor [99]).

O motor de passo pode ser controlado automaticamente através de uma interface serial RS232 via microcomputador padrão IBM/PC.

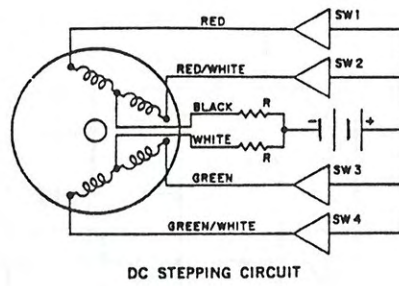
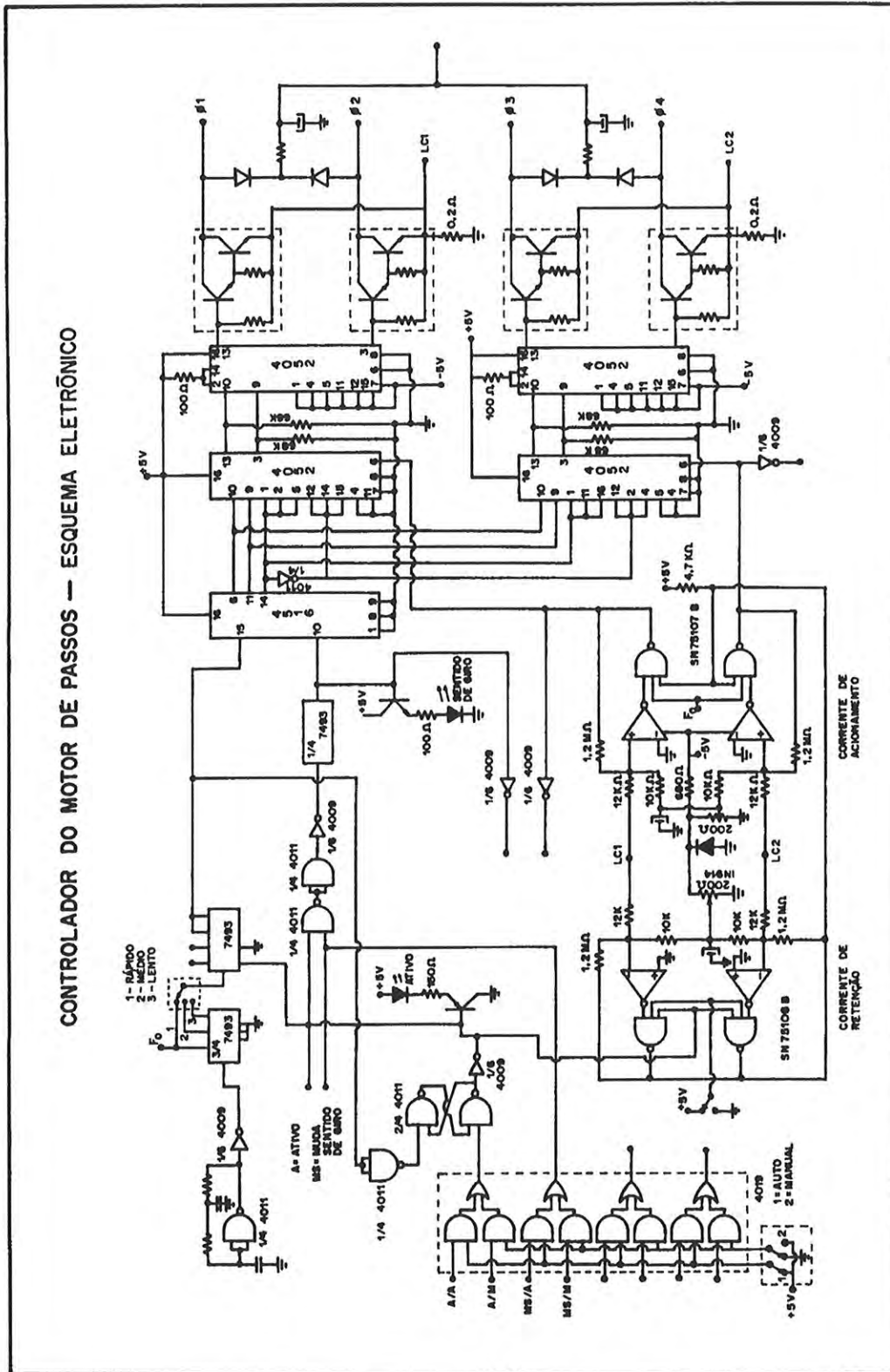


Figura E.1: Diagrama elétrico do motor de passos indica os circuitos de chaveamento SW correspondentes às quatro bobinas.

CONTROLADOR DO MOTOR DE PASSOS — ESQUEMA ELETRÔNICO



1 - RÁPIDO
2 - MÍDIO
3 - LENTO

A - ATIVO
MS - MUDA SENTIDO DE GIRO

CORRENTE DE RETENÇÃO
CORRENTE DE AÇÃOAMENTO

1 - AUTO
2 - MANUAL

Referências

- [1] A.J. Kirwan *et al.* – Lifetime measurements in the yrast band of ^{132}Ce , *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15** (1989) 85–92.
- [2] R.J. Sturm and M.W. Guidry – A Comprehensive Formalism for the Analysis of Recoil Distance Lifetimes, *Nuclear Instruments and Methods* **138** (1976) 345.
- [3] K.W. Jones *et al.* – Recoil-distance Method for Nuclear Lifetime Measurements: States of ^{22}Na , ^{22}Ne and ^{19}F , *Phys. Rev.* **178-4** (1969) 1773.
- [4] J.R.B. de Oliveira & L.G.R. Emediato *et al.* – Semidecoupled Band Structure in Odd-Odd ^{134}La e ^{136}Pr , *Phys. Rev.* **C45-6** (1992) 1270.
- [5] D. Husar *et al.* – Lifetimes of the Yrast States of Even Ce Isotopes, *Nucl. Phys.* **A292** (1977) 267.
- [6] R. Ma *et al.* – Rotational bands in ^{133}Ce , *Physical Review* **C36-6** (1987) 2322.
- [7] J.C. Wells, M.P. Fewell & N.R. Johnson – LIFETIME, A Computer Program for Analyzing Doppler-Shift Recoil-Distance Nuclear Lifetime Data, *Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-9105*, 1985.
- [8] F. Dönau & S. Frauendorf – Magnetic Moments as a Probe for Rotational Alignment, in *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982*, edited by N.R. Johnson, Harwood Academic, New York 1983, p.143.
- [9] W.M. Roney Jr. and W.A. Seale – An Analysis of Recoil Distance Measurements in the Coincidence Mode, *Nuclear Instruments and Methods* **138** (1976) 507.
- [10] M.-G. Moyat – Determination Experimentale des Durées de Vie et Parités des États Yrast de ^{60}Ni – Étude de Forme, *These de Decteur 3^e Cycle*, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1978.
- [11] H. Bateman *et al.* – The Solution of a System of Differential Equations occurring in the Theory of Radioactive Transformations, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **15** (1910) 423.
- [12] A. Abragam & R. Pound – Influence of Electric and Magnetic Fields on Angular Correlations, *Phys. Rev.* **92** (1953) 943.
- [13] P.M. Endt – Strengths of Gamma-Ray Transitions in $A = 91-150$ Nuclei, *At. Data Nucl. Data Tables* **26** (1981) 47.
- [14] N.H. Medina – Momentos Magnéticos de Estados Nucleares do ^{159}Tb , *Tese de Doutorado*, IFUSP 1992.
- [15] L.G.R. Emediato – Estudo de Bandas Rotacionais em ^{136}Pr Através do Método de Espectroscopia γ em Linha, *Tese de Mestrado*, Universidade de São Paulo, 1990.

- [16] J.R.B de Oliveira *et al.* – Rotational Band Structure in Odd-Odd ^{132}La , *Phys. Rev.* **C39** (1989) 2250.
- [17] W.B. Walters *et al.* – Levels of ^{123}Te and ^{125}Te and the Decay of 13.3-h ^{123}I and 2.7-yr ^{125}Sb , *Phys. Rev.* **C14** (1976) 1925.
- [18] A. Chaudhury *et al.* – RDM Measurements in $^{119,120}\text{Xe}$ and ^{119}I , *Bull. Am. Phys. Soc.* **30-4** (1985) 742 DE9.
- [19] A. Chaudhury *et al.* – RDM Measurements in $^{122,123}\text{Xe}$ and ^{123}Cs , *Bull. Am. Phys. Soc.* **29** (1984) 1042 CC6.
- [20] A. Chaudhury *et al.* – RDM Measurements for Bands in ^{121}Xe and ^{121}Cs , *Bull. Am. Phys. Soc.* **28** (1983) 976 BC12.
- [21] W.-D. Zeitz *et al.* – Electromagnetic Transition Strengths and Nuclear Moments in ^{123}Xe , *Z. Phys.* **A308** (1982) 227.
- [22] D. Alber *et al.* – Recoil Distance Lifetime Measurements in ^{125}Xe , *Nucl. Phys.* **A413** (1984) 353.
- [23] H.P. Hellmeister *et al.* – Study of High Spin States in ^{78}Kr , *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 241.
- [24] P.J. Smith *et al.* – High-Spin Structures in ^{127}La and ^{129}La , *J. Phys. (London)* **G11** (1985) 1271.
- [25] J. Burde *et al.* – High-Spin States in ^{143}Nd Produced in the $^{130}\text{Te}(^{18}\text{O},5n)$ Heavy Ion Reaction, *Nucl. Phys.* **A467** (1987) 330.
- [26] L. Tauhata & E.S. de Almeida – Introdução à Física Nuclear, Ed. Guanabara Dois, 1981.
- [27] A. Bohr & B. R. Mottelson – Nuclear Structure, *W. A. Benjamin Inc.*, vols.1 e 2, 1975.
- [28] W.T. Milner – VAXPAK - DAMM, STOPX, *Oak Ridge National Laboratory-ORNL* 1994.
- [29] J.F. Ziegler, J.P. Biersack & U.L. Littmark – The Stopping and Ranges of Ions in Matter, *Pergamon Press*, vol. 1, 1985.
- [30] R.V. Jones – Instruments and Experiences, *Wiley & Sons*, London, 1987.
- [31] E. Browne, J.M. Dairiki and R.E. Doebler – Table of Isotopes, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, Edited by C.M. Lederer & V.S. Shirley, *A Wiley-Interscience Publication*, 1978.
- [32] G. Winter *et al.* – On the Irregularities in the Band Structures of ^{78}Kr , *Journal of Physics (London)* **G11** (1985) 277.
- [33] B. Singh & D.A. Viggars – Nuclear Data Sheets for $A = 76$, *Nuclear Data Sheets* **NDS 42** (1984) 233.
- [34] B. Singh & D.A. Viggars – Nuclear Data Sheets for $A = 78$, *Nuclear Data Sheets* **NDS 33** (1981) 189.
- [35] B. Wormann *et al.* – The Yrast Bands In ^{77}Kr and ^{76}Kr , *Nucl. Phys.* **A431** (1984) 170.
- [36] R.B. Piercey *et al.* – Near-Spherical Band in ^{76}Kr Observed in the beta Decay of Mass Separated ^{76}Rb , *Phys. Rev.* **C32** (1985) 625.
- [37] K.S. Krane – Solid-Angle Correction Factors for Coaxial Ge(Li) Detectors, *Nucl. Ins. Meth.* **98** (1972) 205.
- [38] C.R. Appoloni – Preparação de Alvos, *Laboratório Pelletron*, IFUSP, 1974.
- [39] L.G.R. Emediato – Projeto Plunger — Medida de Meias-Vidas de Estados Nucleares Excitados, Monografia apresentada ao *I Prêmio Gleb Wataghin para Jovens Cientistas*, FAPESP 1988.
- [40] M.H. Tabacniks – Calibração do Sistema PIXE-SP de Análise Elementar, *Tese de Mestrado*, IFUSP 1983.

- [41] CAMAC – The Event Handler – A Fast Programmable Camac-Coupled Data Acquisition Interface, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **NS26-1** (1979).
- [42] CAMAC – Tutorial Paper, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **NS20-2** (1973).
- [43] R.V. Ribas – Manual do Sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados, IFUSP/P-812, 1989.
- [44] P. Ekström & E. Browne – PAPHYRUS NSR – The Reference Program Papyrus for Nuclear Structure Reference, NNDC *Brookhaven National Laboratory*, Dave Goldman, 1994.
- [45] ENSDF Evaluated Nuclear Structure Data Retrieval Program – NNDC National Nuclear Data Center – Online Data Service 1995, U.S. Dept. of Energy, Division of Nuclear Physics, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY.
- [46] M.P. Waring *et al.* – Oblate to Prolate Shape Hindrance in ^{121}I , *Phys. Rev.* **C49** (1994) 1877.
- [47] P. Petkov *et al.* – Picosecond Lifetime Measurements and Collective Transition Strengths in ^{128}Ba , *Nucl. Phys.* **A543** (1992) 589.
- [48] T. Yamazaki – Tables of Coefficients for Angular Distribution of Gamma Rays from Aligned Nuclei, *Nucl. Data* **A3** (1967) 1.
- [49] I. Baumvol – Interações Hiperfinas no ^{150}Sm Recuando em Vácuo, *Tese de Mestrado*, IFUSP 1974.
- [50] A. Dewald, S. Harissopulos & P. von Brentano – The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data, *Z. Phys. A - Atomic Nuclei* **334** (1989) 163.
- [51] N.V. Zamfir *et al.* – Recoil distance lifetime measurements in ^{131}La , *Z. Phys. A - Hadrons and Nuclei* **344** (1992) 21.
- [52] R. Rascher *et al.* – Effect of Deorientation in Recoil-Distance Lifetime Measurements, *Phys. Rev.* **C13-3** (1976) 1217.
- [53] D. Ward *et al.* – Time-Differential Measurement of Nuclear Deorientation for Recoils in Vacuum, *Nucl. Phys.* **A193** (1972) 479.
- [54] R. Brenn & H. Spehl – Time Differential Perturbed Gamma-Ray Angular Distribution of Heavy Nuclei Recoiling into Vacuum, *Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions*, North-Holland 1970, pg.446.
- [55] P. Petkov *et al.* – The nuclear deorientation effect in ^{122}Xe and ^{128}Ba , *Nucl. Phys.* **A589** (1995) 341.
- [56] S.E. Larsson, G. Leander & I. Ragnarsson – Nuclear Core-Quasiparticle Coupling, *Nucl. Phys.* **A307** (1978) 189.
- [57] T. Bengtsson & I. Ragnarsson – Rotational Bands and Particle-Hole Excitations at Very-High Spin, *Nucl. Phys.* **A436** (1985) 14.
- [58] M.A.J. Mariscotti, G. Sharff-Goldhaber & B. Buck – Phenomenological Analysis of Ground-State Bands in Even-Even Nuclei, *Phys. Rev.* **178-4** (1969) 1864.
- [59] R. Bengtsson, S. Frauendorf & F.R. May – Quasiparticle Levels in Rotating Rare Earth Nuclei: A cranked shell-model dictionary, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **35** (1986) 15.
- [60] I. Ragnarsson & P. Semmes – GAMSEM, Calculation of Single-Particle Energies and Various Matrix Elements in a Modified Oscillator (Nilsson) Potential, ASYSEM, Diagonalisation of Particle-Rotor Hamiltonian with Single-Particle Energies Expressed in Deformed Scheme, PROBRAG, Calculation of Electromagnetic Transition Probabilities $B(E2)$ and $B(M1)$, Static Moments and Spectroscopic Factors in Particle-Rotor Formalism, *Nucl. Phys.* **A307** (1978) 189.

- [61] E.S. Paul *et al.* – Deformation-Driving Properties of the $\nu(i_{13/2})[660]_{1/2}^{+}$ Intruder Orbital for A=130 Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 42.
- [62] S. Frauendorf – Magnetic Moments in the Backbending Region, *Phys. Lett.* **100B-3** (1981) 219.
- [63] T.M. Semkow *et al.* – Spectroscopic Study of the High-Spin States in ^{135}Pr , *Phys. Rev.* **C34** (1986) 523.
- [64] L. Hildingsson *et al.* – Properties of Shape-Driving Orbitals: Rotational bands in ^{131}La , *Phys. Rev.* **C39** (1989) 471.
- [65] H.C. Chiang & S.T. Hsieh – $^{129-133}\text{Ce}$ Isotopes in Interacting-Boson-plus-Fermion Model, *Phys. Rev.* **C43-5** (1991) 2445.
- [66] A. Faessler *et al.* – IBA Description of Backbending in Odd-Mass Ce Isotopes, **A458** (1986) 381.
- [67] F. Iachello and P. Van Isacker – The Interacting Boson-Fermion Model, Cambridge University Press, 1991.
- [68] R. Bengtsson & S. Frauendorf – Quasiparticle Spectra Near the Yrast Line, *Nucl. Phys.* **A327** (1979) 139.
- [69] R. Bengtsson & J.D. Garret – The Cranking Model – Theoretical and Experimental Bases, The Niels Bohr Institute, Copenhagen, *Hemsedal-Norway*, April 1983, p.193.
- [70] A.J. Kirwan *et al.* – Mean-Lifetime Measurements within the Superdeformed Second Minimum in ^{132}Ce , *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 467.
- [71] L.G.R. Emediato *et al.* – Preparação de Alvos Finos de $^{121,123}\text{Sb}$ sobre Au utilizados como Alvos Nucleares para Medidas de Vidas-Médias de $^{134,136}\text{Pr}$, CBRAVIC – XII Conferência Brasileira de Aplicações de Vácuo na Indústria e na Ciência, SBV – Sociedade Brasileira de Vácuo. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1991.
- [72] K. Hara and Y. Sun – Studies of High-Spin States in Rare-Earth Nuclei using Angular Momentum Projection Method – I Mechanism of Back-Bending, II Plateau of Moment of Inertia, III Signature Inversion in Doubly Odd Nuclei, *Physik-Department, Technische Universität München*.
- [73] K. Hara – Nuclear Rotational States, *Lectures given at the Institute of Physics*, University of São Paulo, March–April 1992.
- [74] K. Hara and S. Iwasaki – On the Quantum Number Projection, *Nucl. Phys.* **A348** (1980) 200.
- [75] D. Bazzacco *et al.* – Decay Properties and Magnetic Moment of the 548 keV Level in ^{136}Pr , *Nucl. Phys.* **A562** (1993) 260.
- [76] NSR Nuclear Structure References Retrieval Program – NNDC National Nuclear Data Center – Online Data Service 1995, U.S. Dept. of Energy, Division of Nuclear Physics, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY.
- [77] NUDAT Nuclear Data File Retrieval Program – NNDC National Nuclear Data Center – Online Data Service 1995, U.S. Dept. of Energy, Division of Nuclear Physics, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY.
- [78] D.S. Andreev *et al.* – Coulomb Excitation of ^{121}Sb , ^{123}Sb , ^{123}Te , ^{125}Te , *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya* **39-8** (1975) 1631, *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Physical Series* **39-8** (1975) 55.
- [79] C.C. Dey *et al.* – Lifetimes of the 321, 636 and 642keV Levels of ^{125}Te , *Nuovo Cimento* **105A-4** (1992) 523.
- [80] Ch. Droste *et al.* – Lifetimes in $^{121,123}\text{Cs}$ and the Question of the Core Stiffness, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 1763.

- [81] U. Garg *et al.* – Collective Properties of the Odd-Mass Cs Nuclei – II. $^{119,121,123,125}\text{Cs}$, *Phys. Rev.* **C19** (1979) 207.
- [82] R. Wadsworth *et al.* – Lifetimes of Low-Lying Levels in Light Rare Earth Nuclei around $A=135$, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **13** (1987) 205.
- [83] S.M. Mullins *et al.* – Collective Bands and Lifetime Measurements in ^{137}Pm , *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **14** (1988) 1373.
- [84] S. Botelho – Vidas Médias de Núcleos de $A \simeq 130$, *Tese de Doutorado*, FAPESP 1996.
- [85] R.E. Shroy *et al.* – Collective Properties of the Odd-Mass I Nuclei: $^{123,125,127}\text{I}$, *Phys. Rev.* **C26** (1982) 1089.
- [86] D.S. Andreev *et al.* – Coulomb Excitation of Levels of ^{127}I and ^{133}Cs , *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya* **39-10** (1975) 2020 *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Physical Series* **39-10** (1975) 10.
- [87] U. Garg *et al.* – Collective Properties of the Odd-Mass Cs Nuclei – I. $^{127,129,131,133}\text{Cs}$, *Phys. Rev.* **C19** (1979) 207.
- [88] P.J. Bishop *et al.* – Low-lying States in $^{138,140}\text{Gd}$ and ^{139}Eu , *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **14** (1988) 995.
- [89] G.A. Leander & P. Möller – Possibly Abrupt Transition to a New Structure Regime in very Light Pm and Sm Nuclei, *Phys. Lett.* **100B** (1982) 17.
- [90] J.K. Tuli – Evaluated Nuclear Structure Data File – A Manual for Preparation of Data Sets – *Information Analysis Center Report*, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, 1987.
- [91] J. Gizon *et al.* – Band Structure in $^{131,132,133}\text{Ba}$ Observed by $(^{12}\text{C}, \text{xn})$ Reactions, *Nucl. Phys.* **A252** (1975) 509; YU.V. Sergeenkov, V.M. Sigalov, *Nuclear Data Sheets NDS* **49** (1986).
- [92] R. Ma *et al.* – Rotational Bands in ^{135}Ce : Collective Prolate and Oblate Rotation, *Phys. Rev.* **C41** (1990) 2624.
- [93] W.F. Piel *et al.* – Collective Band Structures in the gamma-Soft Nucleus ^{135}Nd , *Phys. Rev.* **C35** (1987) 959.
- [94] J. Gizon *et al.* – Deformed States of Neutron-Deficient Cerium and Neodymium Nuclei, *Nucl. Phys.* **A222** (1974) 557; YU.V. Sergeenkov, V.M. Sigalov, *Nuclear Data Sheets NDS* **52** (1987) 2.
- [95] E.M. Beck *et al.* – Superdeformed Band in ^{135}Nd , *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2182.
- [96] P. Willsau *et al.* – Lifetimes of the Decay from Superdeformed to Normal Deformed in ^{135}Nd , *Phys. Rev.* **C48** (1993) R494.
- [97] S.M. Mullins *et al.* – Second Minimum Lifetime Measurements in ^{133}Nd and ^{137}Nd , *Phys. Rev.* **C45** (1992) 2683.
- [98] R.D. Evans – The Atomic Nucleus, *McGraw-Hill Book Company, Inc.*, cap.15, 1955.
- [99] The Superior Electric Co. – SLO-SYN 1.8° Step Angle DC Stepping Motors, Model MO61, *Catalog* 1979, Bristol, Connecticut.
- [100] V.P. Janzen *et al.* – Rotational Bands and Band Crossings in ^{119}Xe , *Phys. Rev.* **C36-5** (1989) 2050.
- [101] H. Helppi *et al.* – Even- and Odd-Parity Band Structures in ^{125}Xe , *Nucl. Phys.* **A332** (1979) 183.
- [102] Y. Liang *et al.* – High-spin Spectroscopy of $^{119,121}\text{I}$: Prolate and Oblate Shape Coexistence, *Phys. Rev.* **C45** (1992) 1041.
- [103] Y. Liang *et al.* – Coexistence of Low-K Prolate and Oblate $\pi(h_{11/2})$ Orbitals, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 29.

- [104] C.W. Beausang *et al.* – Collective Band Structures in the Odd-Proton Nuclei $^{135,137}\text{Pm}$, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 602.
- [105] J. Yan *et al.* – Systematics of Triaxial Deformation in the Xe, Ba and Ce Nuclei, *Phys. Rev.* **C48** (1993) 1046.
- [106] J. Genevey *et al.* – Non-Yrast Level Structure of ^{121}Xe via Beta Decay of $^{121m+g}\text{Cs}$, *Z. Phys.* **A338** (1991) 405.
- [107] V. Barci *et al.* – Level Structures of $^{119,121}\text{Xe}$ Excited in $(^{12}\text{C},3n\gamma)$ Reactions and Analysis of the $h_{11/2}$ Bands in the IBF Model, *Nucl. Phys.* **A383** (1982) 309.
- [108] V.P. Janzen *et al.* – Rotational Bands and Band Crossings in ^{119}Xe , *Phys. Rev.* **C39** (1989) 2050.
- [109] K.E.G. Löbner *et al.* – Nuclear Intrinsic Quadrupole Moments and Deformation Parameters, *Nuclear Data Tables* **A7** (1970) 495.
- [110] K.C. Jain *et al.* – Lifetime Measurement of Excited States in $^{121,123}\text{Te}$, *Phys. Rev.* **C41-3** (1990) 1282.
- [111] I.Kh. Lemberg *et al.* – Attenuation of the Doppler Shift in Gamma-Ray Energy – A Review, *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya* **38-8** (1974) 1600 *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Physical Series* **38-8** (1974) 35.
- [112] O. Klepper, L. Lehmann e H. Spehl – Possible Applications of Perturbed Angular Distributions in High Internal Magnetic Fields, *Conference on Hyperfine Structure and Nuclear Radiations*, North-Holland, Ed. E. Matthias & D.A. Shirley, Amsterdam 1968, pg.767.
- [113] I. Ben Zvi *et al.* – Precession Measurements following Coulomb Excitation with Oxygen Ions – VI. Hyperfine Interactions of Nuclei in Highly Ionized Atoms, *Nucl. Phys.* **A121** (1968) 592.
- [114] J. Lange *et al.* – $E0 - E2 - M1$ Multipole Admixtures of Transitions in Even-Even Nuclei, *Reviews of Modern Physics* **54-1** (1982) 119.
- [115] S.A. Forbes *et al.* – Measurement of the mean lifetimes of low spin states in the superdeformed band in ^{133}Nd , *Zeitschrift für Physik* **A352** (1995) 15.
- [116] R. Krücken *et al.* – Lifetimes of low-lying states in ^{132}Nd and ^{134}Nd , *Nucl. Phys.* **A589** (1995) 475
- [117] S.M. Mullins *et al.* – Collective Bands and Lifetime Measurements in ^{137}Pm , *J.Phys.(London)* **G14** (1988) 1373.
- [118] R.S. Hager & E.C. Seltzer – Internal Conversion Tables: Coefficients for the Analysis of Penetration Effects in Internal Conversion and $E0$ Internal Conversion, *Nuclear Data Tables* **A6** (1969) 1.
- [119] A.S. Lépine – Correlações Angulares Perturbadas no ^{41}K Recuando em ^{40}Ar , *Tese de Doutorado*, IFUSP 1972.
- [120] J.W. Johnson – Plunger Assembly, *Physics Division – Oak Ridge National Laboratory* **M1134-268, 275, 276 e 315**, Union Carbide Corp., 1979.
- [121] Chemotrade GmbH – Stabile Isotope, *Chemotrade Chemiehandelsgesellschaft mbH*, Düsseldorf, Germany 1992.
- [122] Klinger Scientific Corp. – Micropositioning, Motion Control and Optical Mounting Equipment, *Klinger Catalog* 1990, New York.
- [123] TESA SA – Instruments and Systems, *Catalog* **505(05-91)**, Switzerland, 1991.
- [124] P. Atherton – Nanopositioners Deliver Subatomic Accuracy, *Laser Focus World*, February 1994.

- [125] G. García-Bermúdez *et al.* – A Simple Plunger Device and Error Analysis of Nuclear Lifetime Measurements, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A* **292** (1990) 367.
- [126] J. Billowes *et al.* – Lifetime and g-Factor Measurements of Yrast States in ^{134}Nd and ^{136}Nd , *Phys. Rev. C* **36** (1987) 974.
- [127] W. Dehnhardt *et al.* – Yrast Cascades in Even-Mass Ce Isotopes, *Nucl. Phys. A* **225** (1974) 1.
- [128] H.G. Friederichs *et al.* – Lifetime Measurements in ^{80}Kr and ^{81}Rb , *Phys. Rev. Letters* **34** (1975) 745.
- [129] D. Husar *et al.* – Observed Retardation of the E2 Transitions in the Backbending Region of ^{134}Ce , *Phys. Rev. Letters* **36** (1976) 1291.
- [130] N.R. Johnson *et al.* – Lifetimes of Rotational States in ^{232}Th , *Phys. Rev. C* **12-6** (1975) 1927.
- [131] R. Krücken *et al.* – Decay Out of Low Superdeformed States in ^{194}Pb by Weak Mixing with Normal Deformed States, *Phys. Rev. Lett.* **73-25** (1994) 3359.
- [132] K. Lesko – The Development of a Recoil Doppler Apparatus to Measure Lifetimes and Magnetic Moments of Short Lived Nuclear States, *Nuclear Physics Laboratory, Department of Physics, Stanford University, California* 1978.
- [133] Nuclear Data Sheets for A=133, *NDS49* (1986) 639.
- [134] J. Meyer-ter-Vehn *et al.* – Collective Model Description of Transitional Odd-A Nuclei (II). Comparison with Unique Parity States of Nuclei in the A=135 and A=190 Mass Regions, *Nucl. Phys. A* **249** (1975) 141.
- [135] H. Morinaga & T. Yamazaki – In Beam Gamma-Ray Spectroscopy, *North-Holland Publishing Company, Amsterdam*, 1976.
- [136] Queensgate Instruments Ltd. – Nanopositioning - System 2000, *User's Guide 1993-11/93 NPS1000M.4*.
- [137] D.C. Radford & A.R. Poletti – Recoil-Distance Lifetime Measurements in ^{22}Na , ^{22}Ne , ^{30}P and ^{30}Si , *Nuclear Physics A* **275** (1977) 141.
- [138] M.N. Rao *et al.* – Loss of Collectivity at High Spin in ^{172}W and a Three-Band Interpretation of First Yrast Upbends, *Phys. Rev. Letters* **57** (1986) 667.
- [139] R.V. Ribas – STEPMOT — Programa de Controle do Motor de Passo, *Laboratório Pelletron, São Paulo*, 1987.
- [140] P. Ring & P. Schuck – The Nuclear Many-Body Problem, *Springer-Verlag, New York*, 1980.
- [141] D.M. Todd *et al.* – Rotational Band Structures and Lifetime Measurements in ^{130}Ce , *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **10** (1984) 1407.
- [142] N. Tajima – Roles of triaxiality and residual interaction in signature inversions of $A \sim 130$ odd-odd nuclei, *Nucl. Phys. A* **572** (1994) 365.
- [143] L.G.R. Emediato *et al.* – Lifetime Measurements in ^{133}Ce , a ser publicado em *Zeitschrift für Physik* (1995).
- [144] Y.S. Chen *et al.* – Shape of Rotating Quasiparticle Orbits and Signature Splitting in La, Ce, and Pr Nuclei, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 2437.
- [145] H. Toki and A. Faessler – Asymmetric Rotor Model for Decoupled Bands in Transitional Odd-Mass Nuclei, *Nucl. Phys. A* **253** (1975) 231.

- [146] D.L. Kennedy *et al.* – The Extraction of Lifetimes of Weakly-Populated Nuclear Levels in Recoil Distance Method Experiments, *Nucl. Inst. Meth.* **171** (1980) 361.
- [147] P. Banerjee *et al.* – A Technique for Precision Monitoring of Target-Stopper Separation in Recoil-Distance Lifetime Measurements, *Nucl. Inst. Meth.* **202** (1982) 431.
- [148] T.K. Alexander *et al.* – A Target Chamber for Recoil-Distance Lifetime Measurements, *Nucl. Inst. Meth.* **81** (1970) 22.
- [149] E. Drágulescu *et al.* – High-Spin Spectroscopy of Pr Nuclei, *Rev. Roum. Phys.* **32-5/6** (1987) 485.
- [150] A.J. Rutten *et al.* – A Plunger with Inchworm Positioning and Interferometer Distance Readout for Recoil-Distance Measurements, *Nucl. Inst. Meth.* **179** (1981) 495.
- [151] E.H. du Marchie *et al.* – An Electrostatic Plunger Device and the Analysis of Recoil-Distance Spectra, *Nucl. Inst. Meth.* **127** (1975) 205.
- [152] H.G. Börner *et al.* – Determination of Short Lifetimes with Ultra High Resolution (n, γ) Spectroscopy, *Phys. Lett.* **B215-1** (1988) 45.
- [153] H.P. Hellmeister *et al.* – Recoil Distance Lifetime Measurements in ^{69}As and ^{72}Se , *Phys. Rev.* **C17-6** (1978) 2113.
- [154] L. Cleemann *et al.* – A Plunger Device with a Piezoelectric Fine Adjustment and a PLL Distance Regulation, *Nucl. Inst. Meth.* **156** (1978) 477.
- [155] K.P. Lieb *et al.* – Lifetime Measurements of States in ^{41}Ca and ^{41}K , *Nucl. Phys.* **A223** (1974) 445.
- [156] H.A. Rowland – Screw – *Encyclopædia Britannica*, 9th Edition, Volume XXI.
- [157] P.J. Nolan *et al.* – A Plunger Apparatus for use in Making Recoil Distance Lifetime Measurements – *Technical Memorandum*, Daresbury Laboratory, Warrington, **DL/NUC/TM 61E**, May 1982.
- [158] T.B. Mills – The Phase Locked Loop IC as a Communication System Building Block, *Linear Applications – National Semiconductor, Handbook 1* (1971) AN46-1, Editor M.K.V. Kooi 1973.
- [159] E. Drágulescu *et al.* – Shape Transition in Pr Nuclei, *Rev. Roum. Phys.* **32** (1987) 947.
- [160] G. Palameta & J.C. Waddington – Background Subtraction of (HI,xn γ) Coincidence Spectra, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res.* **A234** (1985) 476.
- [161] C.J. Gallagher Jr. & S.A. Moszkowski – Coupling of Angular Momenta in Odd-Odd Nuclei, *Phys. Rev.* **111-5** (1958) 1282.
- [162] G.A. Leander, S. Frauendorf & F.R. May – *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982*, ed. N.R. Johnson, Harwood Academic, New York, 1983, p.281.
- [163] G. Andersson *et al.* – Nuclear Shell Structure at Very High Angular Momentum, *Nucl. Phys.* **A268** (1976) 205.
- [164] S. Frauendorf & F.R. May – Triaxial Shapes of Rotating Nuclei with Neutron Numbers 88, 89, 90, *Phys. Lett.* **125B** (1983) 245.
- [165] R. Bengtsson & S. Frauendorf – An Interpretation of Backbending in Terms of the Crossing of the Ground State Band with an Aligned Two-Quasiparticle Band, *Nucl. Phys.* **A314** (1979) 27.

- [166] S. Frauendorf – *Proc. Nuclear Physics Workshop, Trieste, Italy, Oct. 5-30 1981*, ed. C.H.Dasso, North Holland, Amsterdam, 1982, p.111.
- [167] E.S. Paul *et al.* – Band Crossings in the γ -Soft Nucleus ^{136}Nd , *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 984.
- [168] R. Bengtsson & J.D. Garret – Collective Phenomena in Atomic Nuclei, *Proceedings of the Nordic Winter School on Nuclear Physics, Hemsedal, Norway, 1983*, vol. **2**, ed. T. England, J. Rekdal & J.S. Vaagen, World-Scientific, Singapore, 1984.
- [169] J. Panqueva, *Ph.D. Thesis*, University of Köln, Köln 1982.
- [170] M. Uhrmacher, *Ph.D. Thesis*, University of Köln, Köln 1974.
- [171] G. Battistuzzi *et al.* – A Plunger Device for In-Beam Measurements of Nuclear Lifetimes, *Nucl. Inst. Meth.* **146** (1977) 481.
- [172] W.M. Currie – A Monte Carlo Programme for Doppler Shift Analysis, *Nucl. Inst. Meth.* **73** (1969) 173.
- [173] P.J. Nolan & J.F. Sharpey-Shafer – The Measurement of the Lifetimes of Excited Nuclear States, *Rep. Prog. Phys.* **42** (1979) 1.
- [174] H. Toki *et al.* – Study of Transitional Odd-Odd Mass Nuclei, *Z. Physik A* **292** (1979) 79.
- [175] T.J. Kennett *et al.* – Automated Analysis for High Energy Gamma Ray Spectra, *Nucl. Instr. Meth.* **190** (1981) 313.
- [176] P.C. Simms *et al.* – Symmetric Rotor Interpretation of Transitional Nuclei, *Nucl. Phys.* **A347** (1980) 205.
- [177] R.M. De Vries *et al.* – Nucleus-Nucleus Total Reaction Cross Sections, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 1055.
- [178] S. Kox *et al.* – Trends of Total Reaction Cross Sections for Heavy Ion Collisions in the Intermediate Energy Range, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 1678.
- [179] S. Fernbach *et al.* – The Scattering of the High Energy Neutrons by Nuclei, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1352.
- [180] T.M. Frederiksen *et al.* – The LM3900 — A New Current-Differencing Quad of \pm Input Amplifiers — Designing Phase-locked Loops and Voltage Controlled Oscillators, *Linear Applications - National Semiconductor*, Handbook 1 (1972) AN72-24, Editor M.K.V. Kooi 1973.
- [181] V.K.C. Cheng *et al.* – Nuclear Reaction Cross Sections of $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Obtained by Gamma-Ray Detection, *Nucl. Phys.* **A322** (1979) 168.
- [182] V.K.C. Cheng *et al.* – Gamma-Ray Study of the $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},x)$ Reaction, não publicado.
- [183] S. Cwiok *et al.* – Single-Particle Energies, Wave Functions, Quadrupole Moments and g-Factors in an Axially Deformed Woods-Saxon Potential with Applications to the Two-Centre-Type Nuclear Problems, *Computer Physics Communications* **46** (1987) 379, North-Holland, Amsterdam.
- [184] C. Flaum & D. Cline – Two-Quasiparticle-Plus-Rotor Bandmixing Calculations of Coriolis Decoupling, *Phys. Rev.* **C14-3** (1976) 1224.
- [185] A. Faessler *et al.* – Description of Transitional Nuclei, *Rep. Prog. Phys.* **45** (1982) 653.
- [186] L. Grodzins *et al.* – The Uniform Behavior of Electric Quadrupole Transition Probabilities from First 2^+ States in Even-Even Nuclei, *Phys. Lett.* **2** (1962) 88.

- [187] A.K. Kerman – Rotational Perturbations in Nuclei – Application to Wolfram 183, *Dan. Math. Phys. Medd.* **30-15** (1956) 1.
- [188] G.P. Lawrence *et al.* – Direct Extraction of Negative Ion Beams of Good Intensity from a Duoplasmatron, *Nucl. Inst. Meth.* **32** (1965) 357.
- [189] T. Lönnroth & P.P. Jauho – LINGAT – Linearly Fitted Gating: an Accurate Method for Background-Correction in Two-Dimensional Data Sets, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res.* **A261** (1987) 549.
- [190] C.D. Moak – Duo-Plasmatron Ion Source for Use in Accelerators, *Rev. Scient. Instr.* **30** (1959) 694.
- [191] PACE2S – Projection Angular-Momentum Coupled Evaporation – Modified Version of Julian “The Hillman” Eyal Evaporation Monte-Carlo Code Coupling Angular Momentum, 1986.
- [192] F. Rösel *et al.* – Internal Conversion Coefficients for all Atomic Shells, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **21** (1978) 91.
- [193] E.W. Cybulska *et al.* – Estrutura de Banda Rotacional em Núcleos Transicionais Ímpar-Ímpar ($A=130$), IUPAP *International Union of Pure and Applied Physics*, São Paulo 1989.
- [194] S. Botelho *et al.* – Evaporação de Sb sobre Au para Produção de Alvos para Medidas de Vidas-Médias de Estados Nucleares Excitados, *XI Conferência Brasileira de Aplicações de Vácuo na Indústria e na Ciência*, CBRAVIC, São Paulo 1990.
- [195] L.G.R. Emediato *et al.* – Preparação de Filmes Finos de ^{120}Sn utilizados como Alvos em Medidas de Vidas-Médias de Estados Nucleares Excitados, CBRAVIC – *XIV Conferência Brasileira de Aplicações de Vácuo na Indústria e na Ciência*, SBV – Sociedade Brasileira de Vácuo, Universidade Federal de Pernambuco, 1993.
- [196] R. Aryaeinejad *et al.* – Band Crossing and Triaxiality in ^{129}Ce , *J. Phys. G* **10** (1984) 955.
- [197] H.J. Rose & D.M. Brink – Angular Distributions of Gamma Rays in Terms of Phase-Defined Reduced Matrix Elements, *Reviews of Modern Physics* **39-2** (1967) 306.
- [198] J. Gizon *et al.* – The $h_{11/2}$ and $g_{7/2}$ Band Structures in ^{131}Ce and ^{129}Ce , *Nucl. Phys.* **A290** (1977) 272.
- [199] R.H. Nord – Measurement of Mean Lifetimes of Coulomb-Excited Nuclear States using the Plunger Recoil-Distance Technique, *Ph.D. Thesis*, University of Wisconsin, 1971.
- [200] J. Keinonen *et al.* – Coulomb Excitation and Lifetime Measurements of the 2_1^+ States in $^{76,82,84}\text{Kr}$, *Nucl. Phys.* **A376** (1982) 246.
- [201] R. Wyss – Doppler Effects in High Spin Spectroscopy, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **A256** (1987) 499.
- [202] A.B. Wittkower *et al.* – The Extraction of a Negative Hydrogen Ion Beam from a Duoplasmatron Source, *Phys. Lett.* **3-7** (1963) 336.
- [203] H. Ryde *et al.* – Rotational Bands on Two-Particle Configurations with $K_n=K_p=\frac{1}{2}$, *Nucl. Phys.* **80** (1966) 241.
- [204] Z.E., Switkowski *et al.* – ^{14}N Fusion with ^{12}C and ^{16}O at Sub-Barrier Energies, *Nucl. Phys.* **A279** (1977) 502.
- [205] Z.E. Switkowski *et al.* – Measurement of Fusion Cross Sections for $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$ and $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ at Low Energies, *Nucl. Phys.* **A274** (1976) 202.
- [206] F.D. Snyder – Nuclear Lifetimes of States in ^{22}Na , ^{22}Ne , and ^{30}P by the Recoil-Distance Method, *Phys. Rev.* **C6-1** (1992) 204.

- [207] N. Anyas-Weiss *et al.* – Lifetimes in ^{22}Ne , ^{22}Na , ^{30}Si , ^{30}P and ^{35}Cl using the Recoil-Distance Method, *Nucl. Phys.* **A201** (1973) 513.
- [208] S.H. Sie *et al.* – Measurement of Lifetimes for High Spin States in ^{152}Sm , ^{154}Gd and ^{156}Gd by the Doppler Broadened Lineshape Method, *Nucl. Phys.* **A291** (1977) 443.
- [209] Z. Beraut *et al.* – Recoil Distance Lifetime Measurements in ^{26}Mg and ^{26}Al , *Nucl. Phys.* **A218** (1974) 324.
- [210] P.D. Bond and B.D. Kern – Nuclear Lifetimes of the 2815- and 3598-keV Levels of ^{39}K , *Phys. Rev.* **C6-3** (1972) 873.
- [211] T.R. Miller and M. Takeda – Lifetimes in ^{103}Rh , ^{107}Ag and ^{109}Ag Measured by the Recoil-Distance Technique, *Nucl. Phys.* **A221** (1974) 392.
- [212] B.D. Kern and P.D. Bond – Mean Lifetimes of the 3.38 and 4.59 MeV Levels of ^{38}Ar , *Nucl. Phys.* **A181** (1972) 403.
- [213] J. Panqueva *et al.* – Study of Electromagnetic Transition Strengths in ^{81}Rb , *Nucl. Phys.* **A376** (1982) 367.
- [214] C. Keveloh *et al.* – Lifetime Measurements of High Spin States in ^{55}Fe , *Phys. Rev.* **C26-2** (1982) 716.
- [215] Direct-Capacitance Standards – *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, National Bureau of Standards, Washington D.C., 1980, p.502-503.
- [216] P.R. Bevington – Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, *McGraw-Hill Book Company, Inc.*, 1969.
- [217] H.D. Young – Statistical Treatment of Experimental Data, *McGraw-Hill, Inc.*, 1962.
- [218] J.-ye Zhang & J.R. Hughes – Search for Identical Bands at Normal Deformation in the $A=130$ Mass Region, *Phys. Rev.* **C46-1** (1992) R39.
- [219] Schaevitz Engineering – AC-Operated LVDT-Type Transducer and Digital Transducer Readout, *Catalog 1978*, Pennsauken, New Jersey.
- [220] Design Components Inc. – DCI Precision Ball Slides, Modl BS 2-10 LP, *Catalog 1983*, Franklin, Massachusetts, Union Carbide Division.
- [221] E.M. Pugh & G.H. Winslow – The Analysis of Physical Measurements, *Addison-Wesley* (1966).
- [222] M.H. Tabacnicks & J.C. Acquadro – Estudo do LAMFI-USP – Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos, *XV Reunião de Trabalho de Física Nuclear*, Caxambu, 1992.
- [223] ORTEC X-Ray Analytical Systems – X-Ray Critical-Absorption and Emission Energies Chart, ORTEC Inc., EG&G Company, 1972.
- [224] N.H. Medina – Sistema para Medidas de Espessuras de Alvos, *Laboratório Pelletron*, IFUSP 1992.
- [225] EG&G ORTEC – Principles and Applications of Timing Spectroscopy, AN-42 ORTEC.
- [226] F.K. McGowan *et al.* – Transition quadrupole moments of high-spin states in ^{170}W , *Nucl. Phys.* **A580** (1994) 335.
- [227] W.D. Hamilton, – The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, Amsterdam, North-Holland, pag.148-149, 1975.
- [228] H. Ejiri and M.J.A. de Voigt – Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics, Oxford, 1989.

- [229] K.O. Zell and A. Dewald – Removal of Points from Plunger Targets by Electric Discharges and a Target for the Differential Plunger, *Nuclear Instruments and Methods* **A282** (1989) 142.
- [230] J. Altmann, A. Dewald, K.O. Zell and P. von Brentano – Beam-Induced Bumps in Plunger Targets, a Threshold Effect, *Nucl. Inst. and Meth.* **A321** (1992) 59.
- [231] G. Bohm, A. Dewald and P. von Brentano – The differential decay curve method for the analysis of doppler shift timing experiments, *Nucl. Inst. and Meth.* **A** (19) .
- [232] G. Böhm *et al.* – The Differential Decay Curve Method for Analysis of Doppler Shift Timing Experiments, *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res.* **A329** (1993) 248.
- [233] O.A.M. Helene & V.R. Vanin – Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental – *Editora Edgard Blücher Ltda.* (1981).

Índice Remissivo

— A —

Abragam, A., 289
 Acquadro, J.C., 299
 Alber, D., 290
 Alexander, T.K., 296
 Almeida, E.S. de, 290
 Altmann, J., 300
 Andersson, G., 296
 Andreev, D.S., 292-293
 Anyas-Weiss, N., 299
 Appoloni, C.R., 290
 Aryaeinejad, R., 298
 Atherton, P., 294

— B —

Böhm, G., 300
 Börner, H.G., 296
 Banerjee, P., 296
 Barci, V., 294
 Bateman, H., 289
 Battistuzzi, G., 297
 Baumvol, I., 291
 Bazzacco, D., 292
 Beausang, C.W., 294
 Beck, E.M., 293
 Ben Zvi, I., 294
 Bengtsson, R., 291-292, 296-297
 Bengtsson, T., 291
 Benvington, P.R., 299
 Beraut, Z., 299
 Biersack, J.P., 290
 Billowes, J., 295
 Bishop, P.J., 293
 Bohm, G., 300

Bohr, A., 290
 Bond, P.D., 299
 Botelho, S., 293, 298
 Brenn, R., 291
 Brentano, P. von, 291, 300
 Brink, D.M., 298
 Browne, E., 291
 Buck, B., 291
 Burde, J., 290

— C —

CAMAC, 291
 Chaudhury, A., 290
 Chemotrade GmbH, 294
 Chen, Y.S., 295
 Cheng, V.K.C., 297
 Chiang, H.C., 292
 Cleemann, L., 296
 Cline, D., 297
 Currie, W.M., 297
 Cwiok, S., 297
 Cybulska, E.W., 298

— D —

Dönau, F., 289
 Design Components Inc., 299
 Dewald, A., 291, 300
 Dey, C.C., 292
 Direct-Capacitance Standards, 299
 Doppler, C.J., 29
 Drágulescu, E., 296
 Droste, Ch., 292

— E —

EGG ORTEC, 299
Ejiri, H., 299
Ekström, P., 291
Emediato, L.G.R., 289-290, 292, 295, 298
Endt, P.M., 289
Evans, R.D., 293
Eyal, J., 298

— F —

Faessler, A., 292, 295, 297
Fernbach, S., 297
Fewell, M.P., 289
Flaum, C., 297
Forbes, S.A., 294
Frauendorf, S., 289, 291-292, 296-297
Frederiksen, T.M., 297
Friederichs, H.G., 295

— G —

Gallagher Jr., C.J., 296
García-Bermúdez, G., 295
Garg, U., 293
Garret, J.D., 292, 297
Genevey, J., 294
Gizon, J., 293, 298
Grodzins, L., 297
Guidry, M.W., 289

— H —

Hager, R.S., 294
Hamilton, W.D., 299
Hara, K., 292
Harissopulos, S., 291
Helene, O.A.M., 300
Hellmeister, H.P., 290, 296
Helppi, H., 293
Hildingsson, L., 292
Hsieh, S.T., 292

Hughes, J.R., 299
Husar, D., 289, 295

— I —

Iachello, F., 292
Iwasaki, S., 292

— J —

Jain, K.C., 294
Janzen, V.P., 293-294
Jauho, P.P., 298
Johnson, N., 294
Johnson, N.R., 289, 295
Jones, K.W., 289
Jones, R.V., 290

— K —

Keinonen, J., 298
Kennedy, D.L., 296
Kennett, T.J., 297
Kerman, A.K., 298
Kern, B.D., 299
Kevelow, C., 299
Kirwan, A.J., 289, 292
Klepper, O., 294
Klinger Scientific Corp., 294
Kox, S., 297
Krücken, R., 294-295
Krane, K.S., 290

— L —

Löbner, K.E.G., 294
Lönnroth, T., 298
Lépine, A.S., 294
Lange, J., 294
Larsson, S.E., 291
Lawrence, G.P., 298
Leander, G., 291

Leander, G.A., 293, 296
Lehmann, L., 294
Lemberg, I.Kh., 294
Lesko, K., 295
Liang, Y., 293
Lieb, K.P., 296
Littmark, U.L., 290

— M —

Möller, P., 293
Ma, R., 289, 293
Marchie, E.H. du, 296
Mariscotti, M.A.J., 291
Matthias, E., 294
May, F.R., 291, 296
McGowan, F.K., 299
Medina, N.H., 289, 299
Meyer-ter-Vehn, J., 295
Miller, T.R., 299
Mills, T.B., 296
Milner, W.T., 290
Moak, C.D., 298
Morinaga, H., 295
Moszkowski, S.A., 296
Mottelson, B. R., 290
Moyat, M.-G., 289
Mullins, S.M., 293-294

— N —

NNDC, 291-292
Nolan, P.J., 296-297
Nord, R.H., 298
NSR, 292
NUDAT, 291-292

— O —

Oliveira, J.R.B. de, 289-290
ORTEC X-Ray Analytical Systems, 299

— P —

PACE2S, 298
Palameta, G., 296
Panqueva, J., 297, 299
Paul, E.S., 292, 297
Petkov, P., 291
Piel, W.F., 293
Piercey, R.B., 290
Poletti, A.R., 295
Pound, R., 289
Pugh, E.M., 299

— R —

Rösel, F., 298
Radford, D.C., 295
Ragnarsson, I., 291
Rao, M.N., 295
Rascher, R., 291
Ribas, R.V., 291, 295
Ring, P., 295
Roney Jr., W.M., 289
Rose, H.J., 298
Rowland, H.A., 296
Rutten, A.J., 296
Ryde, H., 298

— S —

Schaevitz Engineering, 299
Schuck, P., 295
Seale, W.A., 289
Seltzer, E.C., 294
Semkow, T.M., 292
Semmes, P., 291
Sergeenkov, YU.V., 293
Sharff-Goldhaber, G., 291
Sharpey-Shafer, J.F., 297
Shirley, D.A., 294
Shroy, R.E., 293
Sie, S.H., 299
Sigalov, V.M., 293
Simms, P.C., 297

Singh, B., 290
Smith, P.J., 290
Snyder, F.D., 298
Spehl, H., 291, 294
Sturm, R.J., 289
Sun, Y., 292
Switkowski, Z.E., 298

— T —

Tabacniks, M.H., 290, 299
Tajima, N., 295
Takeda, M., 299
Tauhata, L., 290
TESA SA, 294
The Superior Electric Co., 293
Todd, D.M., 295
Toki, H., 295, 297
Tuli, J.K., 293

— U —

Uhrmacher, M., 297

— V —

Van Isacker, P., 292
Vanin, V.R., 300
Viggars, D.A., 290
Voigt, M.J.A. de, 299
Vries, R.M. De, 297

— W —

Waddington, J.C., 296
Wadsworth, R., 293
Walters, W.B., 290
Ward, D., 291
Waring, M.P., 291
Wells, J.C., 289
Willsau, P., 293
Winslow, G.H., 299

Winter, G., 290
Wittkower, A.B., 298
Wormann, B., 290
Wyss, R., 298

— Y —

Yamazaki, T., 291, 295
Yan, J., 294
Young, H.D., 299

— Z —

Zamfir, N.V., 291
Zeitz, W.-D., 290
Zell, K.O., 300
Zhang, J.-ye, 299
Ziegler, J.F., 290