Universidade de São Paulo

Instituto de Física

**Vida-média do estado isomérico $7^{(-)}$ do núcleo
ímpar-ímpar ^{68}Ga**

Rafael Escudeiro

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

Dissertação apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para a obtenção
do título de MESTRE EM CIÊNCIAS.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)

Prof. Dr. Mauricio Morales (IPEN)

Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

São Paulo

2018

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

Escudeiro, Rafael

Vida-média do estado isomérico 7- do núcleo ímpar-ímpar ^{68}Ga .
São Paulo, 2018.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Física nuclear; 2. Estrutura nuclear; 3. Modelo nuclear;
4. Espectroscopia de raio gama; 5. Física experimental.

USP/IF/SBI-036/2018

University of São Paulo
Institute of Physics

**Lifetime of the $7^{(-)}$ isomeric state of the odd-odd
nucleus ^{68}Ga**

Rafael Escudeiro

Advisor: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

Dissertation submitted to the Institute of
Physics of the University of São Paulo for the
Master of Science degree.

Examining Committee:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)

Prof. Dr. Mauricio Morales (IPEN)

Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

Sao Paulo
2018

Dedico à Tânia, ao Carlos e à Denise

Agradecimentos

Meus agradecimentos:

Aos meus pais, Tânia e Carlos, por financiar a pesquisa científica brasileira permitindo que um marmanjo barbado, aspirante a cientista, ainda habite a casa deles.

À minha namorada Denise, que me aguenta há 11 anos, me ajuda de todas as maneiras possíveis e por estar presente nos momentos mais difíceis durante a realização deste trabalho.

Ao meu orientador Medina, que possibilitou o desenvolvimento deste trabalho, sendo sempre compreensivo e estando disposto a ajudar.

Aos professores: Zero e Nemi, pela ajuda indispensável nos períodos de máquina.

Aos amigos Anderson, André, Camila, Danilo, Elion, Gabriel, Heberthe (PL), Lucas, Malu, Miller e Rosana pelos bons momentos durante a graduação e durante desenvolvimento deste trabalho.

Aos amigos do DFN Alessandro, Leonardo, Osvaldo, Paula, Saulo, Thales, Valdir e Vitor pela ajuda nas disciplinas cursadas e no desenvolvimento deste trabalho, tirando ou aumentando as dúvidas.

Aos amigos do LAMFI Alisson, Cléber, Marquinhos, Renan e Thiago pela medida da espessura do meu alvo e financiamento do meu café.

Aos funcionários do DFN Eduardo, Tromba e Wanda, pela solicitude em atender meus pedidos. Ao Luiz Marcos por ajudar na correção deste trabalho. E a todos aqueles que ajudaram neste trabalho de forma direta ou indireta.

Rafael Escudeiro
Fevereiro, 2018

Resumo

Estados Nucleares isoméricos são estados que decaem com vidas-médias longas ($\tau > 10$ ns) e revelam, em geral, uma grande mudança no momento angular no seu decaimento, um pequeno elemento de matriz ou uma baixa energia de transição. Através da medida da vida-média de estados nucleares é possível obter informações sobre a função de onda desse estado, representando um teste rigoroso para modelos nucleares. Neste trabalho foi utilizado um sistema desenvolvido no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) da Universidade de São Paulo chamado SIStema para Medida de Estados Isoméricos (SISMEI), que utiliza coincidência atrasada entre partículas evaporadas numa reação nuclear e raios gama emitidos pelo estado isomérico. O SISMEI consiste de cintiladores plásticos para detecção das partículas, detectores de germânio hiperpuro (HPGe) e iodeto de sódio (NaI(Tl)) para raios gama, associados a uma eletrônica de coincidência, instalado no acelerador Pelletron (8UD) do LAFN. Neste trabalho, realizou-se um experimento para medir o estado isomérico $7^{(-)}$ ($E = 1229,87(4)$ keV) do ^{68}Ga . A tomada de dados durou cerca de 80 horas com uma taxa de eventos de aproximadamente 8×10^4 contagens por hora. O resultado obtido foi $T_{1/2} = 60,8(11)$ ns, que é compatível com os resultados experimentais de outros trabalhos, porém, mais preciso. A estrutura desse núcleo foi calculada através do Modelo de Camadas em Larga Escala considerando-se duas interações residuais diferentes FPG e JUN45; os resultados foram comparados entre si, juntamente com os valores obtidos em outros trabalhos. Os cálculos realizados com o Modelo de Camadas reproduziram relativamente bem a energia e a ordem dos estados excitados do ^{68}Ga , a interação FPG conseguiu descrever melhor a probabilidade de transição quadrupolar elétrica $B(E2)$ diretamente ligada à vida-média do estado.

Palavras-chaves: física nuclear; estrutura nuclear; estados isoméricos; espectroscopia de raios gama; vida-média; SISMEI; coincidência gama-partícula atrasada; acelerador Pelletron; reações de fusão-evaporação; Modelo de Camadas em Larga Escala.

Abstract

Isomeric nuclear states are nuclear states which decay with long lifetimes ($T_{1/2} > 10\text{ ns}$); their study generally reveals, a large change in angular momentum in its decay, a small matrix element or a small transition energy. By measuring lifetimes of isomeric states it is possible to obtain information about this state's wave function, being a robust test for nuclear models. In this work, a system developed at the Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) of University of São Paulo called System for the Measurement of Isomeric States (SISMEI) was utilized. Delayed coincidence between evaporated particles in a nuclear reaction and the delayed gamma-rays emitted from the isomeric state was used to measure lifetimes. SISMEI is composed of plastic scintillators for particle detection, hiperpure germanium detectors (HPGe) and sodium iodide (NaI(Tl)) for gamma-ray detection, coupled to a coincidence system, located on 30A beam line of the Pelletron (8UD) accelerator - LAFN. In the present work, an experiment to measure the $7^{(-)}$ ($E = 1229.87(4)\text{ keV}$) isomeric state of ^{68}Ga was performed. The experiment took about 80 hours with an event rate of about 8×10^4 counts per second. The measured value was $T_{1/2} = 60.8(11)\text{ ns}$, which is compatible, but more accurate, with experimental results of other authors. The nuclear structure of this nucleus was calculated with the Large Scale Shell Model by using two different residual interactions FPG and JUN45; the results were compared with the known values. The structure calculated with LSSM described the energy states and the order of excited states relatively well; the FPG interaction was capable to describe better the quadrupolar electrical transition probability $B(E2)$, which is direct related to predicting the state lifetime.

Key words: nuclear physics; nuclear structure; isomeric states; gamma-ray spectroscopy; lifetimes; SISMEI; gamma-particle coincidence; delayed coincidence; Pelletron accelerator; fusion-evaporation reactions; Large Scale Shell Model

ÍNDICE

Agradecimentos	iii
Resumo	v
Abstract	vii
1 Introdução	1
2 Modelo de Camadas Nuclear	5
2.1 Modelo de Partícula Independente	6
2.2 Modelo de Camadas em Larga Escala	8
3 Técnicas para obtenção de vidas-médias	11
3.1 Método de excitação coulombiana	12
3.2 Método de distância de recuo utilizando um <i>plunger</i>	13
3.3 Método por atenuação do efeito Doppler	16
3.4 Método do feixe pulsado	19
3.5 Método de coincidência atrasada	20
3.6 Método de atividade de amostra	21
4 Métodos Experimentais	23
4.1 Acelerador Pelletron	23
4.1.1 Fonte de íons	23
4.1.2 Acelerador Pelletron	24
4.2 Materiais e Métodos	27

4.2.1	Detectores	28
4.2.2	Eletrônica NIM	30
4.2.3	Sistema de aquisição - CAMAC	31
4.2.4	Sistema Ancilar de Cintiladores - SACI	32
4.3	Sistema de Medida de Estados Isoméricos - SISMEI	34
4.3.1	Aspectos Gerais	34
4.3.2	Esquema eletrônico do SISMEI	35
4.4	O experimento	42
5	Resultados e discussões	45
5.1	Redução de dados	45
5.1.1	Calibração dos espectros de raios gama	45
5.1.2	Identificação das partículas	47
5.1.3	Matrizes de tempo e de energia	47
5.2	Obtenção do valor experimental da vida-média	50
5.3	Obtenção da estrutura do ^{68}Ga calculada com LSSM	53
5.4	Discussão dos resultados	55
6	Conclusões	59
A	Considerações estatísticas	61
A.1	Distribuição de Poisson	61
A.2	Método dos Mínimos Quadrados - MMQ	64
A.3	Teste de χ^2	66
	Bibliografia	76
	Lista de Figuras	77
	Lista de Tabelas	85

Introdução

O estudo da física nuclear contribuiu fortemente para o desenvolvimento da mecânica quântica no século 20 e teve impactos diretos em áreas acadêmicas, militares e médicas. Desde a hipótese proposta por Rutherford em 1911, de que o átomo possuía um núcleo, esse ramo da física se desenvolveu enormemente e hoje são conhecidos diversos núcleos e suas propriedades. Sabe-se hoje que os núcleos são compostos por prótons e nêutrons, chamados genericamente de núcleons, que interagem entre si através da força nuclear [1].

Para estudar a estrutura dos núcleos, é necessário conhecer seus estados internos a partir das suas funções de onda que não podem ser obtidas diretamente. A estrutura dos núcleos é estudada através de propriedades que podem ser obtidas experimentalmente, como níveis de energia e propriedades eletromagnéticas que são interpretadas à luz de modelos nucleares. Modelos estes que propõem diferentes maneiras de obter essas funções para descrever os estados nucleares e suas interconexões, que expliquem as propriedades observadas. Estados nucleares excitados decaem para estados nucleares de energia mais baixa, através da emissão de radiação, numa cadeia de decaimento até que um estado estável seja atingido. A constante de decaimento λ pode ser obtida pela lei de decaimento exponencial (equação 1.1) através da qual, facilmente, obtém-se a vida-média τ (equação 1.2)[2].

$$\frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda t} \tag{1.1}$$

onde N_0 é a quantidade de núcleos radioativos no tempo $t = 0$.

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.2)$$

Estados nucleares isoméricos são estados que decaem com vidas-médias muito longas ($T_{1/2} > 10 \text{ ns}$) e revelam, em geral, uma profunda mudança na estrutura nuclear [3]. Esses estados de longa duração em comparação com estados nucleares típicos ($< 10 \text{ ps}$), têm importantes consequências para processos estelares de nucleossíntese, determinando, por exemplo, a abundância de alguns núcleos na natureza [4]. Também são essenciais em medicina e radiodiagnóstico. Por exemplo, o núcleo ^{99m}Tc é o núcleo instável mais utilizado para fins de exame de imagens e possui um estado isomérico com cerca de 6 h de vida média, sendo esse o primeiro elemento químico a ser produzido em laboratório no ano de 1937 [4]. O estado isomérico do ^{93}Mo foi utilizado recentemente numa técnica para realização da primeira medida de excitação nuclear por captura de elétrons (*Nuclear Excitation by Electron Capture* - NEEC) [5]. Um artigo escrito por Dracoulis [3] detalha os processos físicos de vários casos de formação de estados isoméricos, como por exemplo: isômeros de senioridade¹, mistura de valores de K (projeção do momento angular no eixo de maior elongação da deformação nuclear) em núcleos bem deformados, excitação de muitas quasi-partículas, coexistência de forma e isômeros em núcleos transicionais. O conhecimento das vidas médias de estados isoméricos permite a identificação da configuração do estado nuclear e fornece uma importante ponta de prova para modelos nucleares [6]. Conhecer em detalhes a estrutura de núcleos próximos da linha de estabilidade, como o ^{68}Ga , estudado nesse trabalho, viabiliza o estudo de núcleos mais afastados dessa linha, muito estudados atualmente.

Neste trabalho, foi utilizado o Modelo de Camadas de Larga Escala (*Large Scale Shell Model* - LSSM) para calcular a estrutura do núcleo ^{68}Ga ; a descrição desse modelo pode ser encontrada no capítulo 2.

¹Senioridade é um número quântico que se refere ao número de núcleons desemparelhados

Para determinar a vida-média do estado $7^{(-)}$ do ^{68}Ga , foram utilizadas técnicas de espectroscopia de raios gama que é uma ferramenta particularmente poderosa para obtenção de informações experimentais sobre estados nucleares. Algumas técnicas experimentais para obtenção de vidas-médias estão descritas no capítulo 3.

No capítulo 4 está descrito o aparato experimental utilizado, como acelerador de partículas, sistema de confecção do alvo, detectores, eletrônica modular para aquisição dos dados, e tudo que compõe o método experimental utilizado.

O capítulo 5 apresenta os resultados experimentais obtidos neste trabalho, juntamente com os resultados teóricos dos cálculos com LSSM para duas interações efetivas diferentes. Esses resultados são comparados entre si, juntamente com valores obtidos em outros trabalhos.

As conclusões deste trabalho estão descritas no capítulo 6.

Modelo de Camadas Nuclear

Neste capítulo serão apresentados os conceitos relacionados ao modelo de camadas nuclear. Primeiro apresentando o Modelo de Partícula Independente, para então introduzir o Modelo de Camadas em Larga Escala, utilizado neste trabalho para descrever as propriedades do núcleo estudado.

Modelos nucleares se propõem a explicar características de estados nucleares como: níveis de energia, paridade, momento angular e spin, momentos de dipolo e quadrupolo e vida média. O núcleo é um sistema quântico, composto por nêutrons e prótons que interagem entre si, confinados em um minúsculo volume [1]. Evidências da distribuição dos núcleons em camadas foram observadas experimentalmente desde a década de 30, porém somente no ano de 1949, com os trabalhos de Mayer [7] e Haxel [8], essa proposta ganhou força [9]. A divisão dos núcleons em camadas aparece no modelo como solução da equação de Schroedinger para um determinado potencial de interação.

Os núcleons nas camadas fechadas são chamados de caroço inerte e os núcleons que interagem com esse caroço são chamados de núcleons de valência. O Modelo de Partícula Independente considera apenas um núcleon fora do caroço inerte e sua interação com os núcleons do caroço é dada por meio do potencial nuclear. O Modelo de Camadas de Larga Escala consegue tratar mais de um núcleon de valência por utilizar dois potenciais, um potencial efetivo entre os núcleons de valência e o caroço inerte, e um potencial residual entre os próprios núcleons de valência.

2.1 Modelo de Partícula Independente

Embora, no início de seu desenvolvimento, a ideia de um modelo de camadas nuclear tenha sido recebida com ceticismo, em 1949 Mayer e Haxel, independentemente, sugeriram, com base em evidências experimentais crescentes, um modelo de camadas nuclear chamado, atualmente, de Modelo de Partícula Independente. As evidências experimentais que levaram à proposição desse modelo eram propriedades especiais, como maior abundância desses elementos na natureza e maior energia de ligação, em núcleos com determinada quantidade de núcleons: 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126 [7]. Esses números, chamados de números mágicos, correspondem à quantidade de núcleons necessários para se obter uma camada fechada. A figura 2.1 mostra a energia do primeiro estado excitado para alguns núcleos em função do número de núcleons (prótons à esquerda, nêutrons à direita) onde é possível notar que os núcleos com número mágico de núcleons possuem energia do primeiro estado excitado mais alta, indicando possuírem configurações mais estáveis e evidenciando a estrutura de camadas.

Figura 2.1: Energia do primeiro estado excitado normalizada por $A^{1/3}$ para núcleos conhecidos com vida-média maior que 10^{15} s em função do número de prótons (Z) e do número de nêutrons (N). Retirado de [6].

Nesse modelo é considerado que o núcleon de valência interage com um campo médio produzido pelos núcleons da camada fechada, de acordo com um determinado potencial, num problema de dois corpos. Define-se então um

caroço inerte e um núcleon fora da camada fechada que determina as propriedades do núcleo. Potenciais como poço quadrado, oscilador harmônico, Woods-Saxon e outros foram utilizados para descrever a interação nuclear. Mas, apenas quando foi considerado um termo de correção superficial e uma forte interação spin-órbita (equação 2.1) [7, 8], é que foi possível reproduzir teoricamente os números mágicos.

$$U(r) = \frac{1}{2}\hbar\omega r^2 + D\vec{l}^2 + C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.1)$$

A figura 2.2 compara os números mágicos obtidos pela solução da equação de Schroedinger para o potencial do oscilador harmônico isotrópico e como os termos de correção superficial ($\vec{l}^2$) e interação spin-órbita ($\vec{l} \cdot \vec{s}$) os afetam. É possível perceber que o potencial $U(r)$ (equação 2.1) consegue descrever adequadamente os números mágicos experimentais.

Figura 2.2: Comparação entre os números de núcleons necessários para completar uma camada. Os valores conhecidos experimentalmente são reproduzidos após a inserção do termo spin-órbita. Retirado de [10].

As propriedades do estado fundamental do núcleo ^{17}O podem ser bem explicadas por esse modelo uma vez que esse núcleo possui apenas um núcleon de valência. A figura 2.3 mostra uma representação esquemática da distribuição dos núcleons nas camadas s, p e d. O nêutron de valência ocupando o orbital $1d_{5/2}$ define o spin e a paridade do estado fundamental do núcleo ^{17}O , $J^\pi = \frac{5}{2}^+ -1$. No entanto, esse modelo está limitado a descrever apenas um pequeno grupo de núcleos com apenas um núcleon de valência.

Figura 2.3: Representação esquemática do preenchimento dos níveis do ^{17}O . A camada fechada dos prótons não contribui para a estrutura desse núcleo; sendo que as propriedades do estado fundamental são determinadas, principalmente, pelo nêutron desemparelhado. Adaptado de [2].

2.2 Modelo de Camadas em Larga Escala

Este modelo permite descrever estados nucleares que possuem mais de um núcleon fora da camada fechada, isto é possível pois a interação nuclear é dividida em duas partes: um potencial de interação entre os núcleons de valência e o campo médio produzido pelo caroço inerte (H), e uma interação

¹J é momento angular total ($\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$) e a paridade é definida como $\pi = (-1)^l$.

entre os próprios núcleons de valência chamada interação residual (H_{res}) [11]. A equação 2.2 mostra a hamiltoniana da interação efetiva do problema.

$$\tilde{H} = H + H_{res} \quad (2.2)$$

Para solucionar o problema quântico de muitos corpos, primeiro é resolvido o problema para a hamiltoniana não perturbada como no modelo de partículas independentes, e então o potencial residual é tratado como uma perturbação no sistema. A equação para o k -ésimo núcleon com autoestado ϕ_k e energia e_k pode ser escrita como:

$$h\phi_k(r_i) = e_k\phi_k(r_i) \quad (2.3)$$

onde r_i é a notação para todas as coordenadas do k -ésimo núcleon. Uma vez que as funções ϕ_k são os auto-estados das hamiltonianas individuais, a função de onda do estado nuclear com A núcleons pode então ser escrita como:

$$\Psi_{1,\dots,A}(r_1, \dots, r_A) = \prod_{k=1}^A \phi_k(r_i) \quad (2.4)$$

com energia:

$$E = \sum_{k=1}^A e_k \quad (2.5)$$

O problema consiste em encontrar auto-estados e energia para a hamiltoniana perturbada, ou seja, diagonalizar $\tilde{H}$ na base dos auto-estados de $\Psi_{1,\dots,A}(r_1, \dots, r_A)$, isto é, resolver a equação para a interação efetiva 2.6.

$$\tilde{H}\Psi_{1,\dots,A}(r_1, \dots, r_A) = \tilde{E}\Psi_{1,\dots,A}(r_1, \dots, r_A) \quad (2.6)$$

A equação 2.6 conduz a um conjunto de equações lineares que podem ser resolvidas através de métodos perturbativos. Entretanto, quando o número de núcleons de valência for grande, a solução desse problema demanda um grande poder computacional e um algoritmo específico que torna muito difícil

a resolução do problema. Nesse trabalho, foi utilizado o código ANTOINE [9, 12] para a diagonalização do operador $\tilde{H}$ da equação 2.6. A descrição teórica do Modelo de Camadas em Larga Escala pode ser vista com maior profundidade em [1] e [13] que serviram de base para esta descrição.

Dado esse arcabouço teórico, a escolha da quantidade de núcleons de valência, camadas ativas e interação residual, deve ser feita com cautela, levando em conta o problema que se quer resolver e a região de massa do núcleo de interesse. De acordo com Caurier [9, 11] é necessário construir uma interação efetiva que é feita através do ajuste de dados experimentais e, portanto, são desenvolvidas especificamente para cada espaço de configuração [13]. Foram utilizadas duas interações distintas para calcular a estrutura do ^{68}Ga . Uma delas, chamada de FPG (seguindo a nomenclatura [13]), foi desenvolvida a partir da mistura de outras duas interações, Poves [14] para o espaço de valência fp (que inclui os orbitais $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$) e Nowacki [15, 16] para o espaço de configurações f_5pg_9 na qual os núcleons podem ser excitados para o espaço de valência f_5p , acrescido dos orbitais $f_{7/2}$ e $g_{9/2}$. A outra interação chamada de JUN45[17] considera o mesmo espaço de configurações f_5pg_9 e foi criada para explicar núcleos mais ricos em nêutrons na região de massa $A=70$. O núcleo ímpar-ímpar $^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$ pode ser descrito como um caroço inerte de ^{40}Ca com todos os 20 prótons e 20 nêutrons ocupando as camadas $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ (vide figura 2.2) somados a 11 prótons e 17 nêutrons ocupando a camada pf. Também é possível descrever esse núcleo utilizando um caroço inerte de ^{56}Ni . Para descrever adequadamente propriedades do ^{68}Ga foi necessário permitir excitações de núcleons para o orbital $g_{9/2}$, principalmente para estados de paridade negativa.

Técnicas para obtenção de vidas-médias

Neste capítulo serão apresentadas algumas técnicas para a obtenção de vidas-médias. As técnicas apresentadas foram selecionadas por cobrirem muitas ordens de grandeza de tempo abrangendo uma ampla região (ps a s) onde se encontram a maioria dos estados nucleares excitados.

Obter informações experimentais sobre as propriedades dos núcleos é o objetivo da espectroscopia de raios gama, sendo a principal ferramenta para conhecer sua estrutura. Níveis de energia dos estados, energia de transição entre os níveis, spin, paridade, momentos de dipolo e quadrupolo e vida-média estão entre as propriedades que podem ser obtidas experimentalmente. A vida-média está diretamente ligada às probabilidades de transição reduzidas e por isso tem particular importância para o teste de qualquer modelo nuclear que se proponha a descrever essas propriedades.

Estados nucleares possuem vidas-médias desde femtossegundo até bilhões de anos e por isso existem diversos métodos de medida. A figura 3.1 mostra algumas dessas técnicas e a região de vida-média que cada uma delas é capaz de medir.

Figura 3.1: Representação esquemática da região de vidas-médias cobertas por cada técnica. Retirado de [6].

3.1 Método de excitação coulombiana

Nesse método a vida-média é obtida diretamente a partir da medida da seção de choque de excitação coulombiana e é adequado para a medida de vidas-médias que vão de algumas dezenas de fs a algumas centenas de ps .

Para obtê-la experimentalmente utiliza-se uma reação em que a energia do feixe está abaixo da barreira coulombiana, onde efeitos de interações nucleares mais complexos podem ser desprezados. O núcleo excitado decai emitindo raios gama e a seção de choque de excitação coulombiana (σ) pode ser obtida através de:

$$\sigma = \frac{N_\gamma}{\epsilon} \frac{1}{N_{alvo} N_{feixe}} \quad (3.1)$$

onde N_γ é o número de raios gama detectados, N_{alvo} é o número de átomos no alvo, N_{feixe} é o número de íons no feixe e ϵ é a eficiência do detector.

A relação entre a seção de choque e a probabilidade de transição reduzida para uma transição quadrupolar elétrica é dada por: [18]

$$\sigma_{0^+ \rightarrow 2^+} = \left(\frac{Z_{alvo} e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{\pi}{e^2 b_{min}} B(E, 0^+ \rightarrow 2^+) \quad (3.2)$$

onde Z_{alvo} é o número atômico do alvo e b_{min} é o parâmetro de impacto mínimo para que se possa desprezar a interação nuclear. A partir dessa equação é possível encontrar então a constante $\lambda(E2)$ através da relação:[1]

$$\lambda(E2) = 1,23 \cdot 10^9 E_\gamma^5 B(E, 0^+ \rightarrow 2^+) \quad (3.3)$$

onde E_γ é a energia do raio gama em MeV, de onde, finalmente, a vida-média pode ser obtida através de:

$$\tau = \frac{1}{\lambda(E2)} \quad (3.4)$$

onde τ é a vida-média e a somatória é feita considerando-se todas as n transições para para os estados filhos. A partir da vida-média a meia vida é definida como 3.5 e refere-se ao tempo que leva para metade dos estados excitados decaírem para um estado de energia mais baixa:

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 \quad (3.5)$$

3.2 Método de distância de recuo utilizando um *plunger*

Numa reação de fusão-evaporação, os núcleos do feixe atingem os núcleos do alvo com energia suficiente para vencer a repulsão coulombiana, fazendo com que os núcleos interajam e se fundam, produzindo um núcleo composto num estado excitado. O núcleo composto decai emitindo partículas (prótons, nêutrons e alfa), esse processo produz um núcleo residual de interesse também num estado excitado que decai emitindo radiação gama.

Esse método utiliza um equipamento denominado *plunger* que possibilita a variação da distância entre o alvo e o parador (*stopper*) que é construído especificamente para frear o núcleo residual depois que recua em vácuo após

deixar o alvo fino. A figura 3.2 mostra uma possível configuração para esse aparato experimental.

Figura 3.2: Neste arranjo, um alvo fino onde ocorre a reação de fusão-evaporação fica posicionado a uma distância D de um parador de feixe (stopper). É possível alterar a distância D através do plunger e assim selecionar o tempo de voo dos núcleos residuais.

Essa técnica foi desenvolvida para medir vidas-médias de ps a ns e se baseia em medir o tempo através da distância que o núcleo residual recua antes de emitir radiação gama. Se um núcleo residual, formado no tempo $t=0$, recua por uma distância D antes de emitir um raio gama, é possível calcular o tempo por cinemática simples, $t = D/v$. Ao posicionar o parador numa distância D e medir a intensidade dos raios gama é possível determinar os núcleos que decaíram em voo e os que decaíram em repouso [19, 20]. Os raios gama dos núcleos que decaíram em repouso têm uma energia E_0 . Por outro lado, os raios gama que decaíram em voo sofrem efeito Doppler de acordo com a equação 3.6 e, portanto,

$$E_s \approx E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (3.6)$$

aparecem separados no espectro de energia (figura 3.3). Se I é o total de raios gama produzidos na reação, então a intensidade dos raios gama dos

Figura 3.3: Representação de um espectro de energia obtido por essa técnica para um detetor com $\theta > 90^\circ$. O pico com energia E_0 é devido aos raios gama dos núcleos que decaíram em repouso, enquanto que o pico com energia E_s é proveniente dos núcleos que decaíram em voo. Variando-se a distância D com o *plunger*, alteram-se as contagens nos picos.

núcleos que emitiram em repouso é dada por:

$$I_0 = I e^{-\frac{D}{v\tau}} \quad (3.7)$$

e portanto, a intensidade dos que emitiram em voo é dada por:

$$I_s = I - I_0 \quad (3.8)$$

Assim sendo, a equação 3.9 fornece a vida-média do estado excitado τ em função da distância D , da velocidade de recuo do núcleo conhecida e das intensidades dos raios gama, obtidas experimentalmente [20].

$$\frac{I_0}{I_s + I_0} = e^{-\frac{D}{v\tau}} \quad (3.9)$$

A figura 3.4 mostra o espectro de energia para uma medida de vida-média do primeiro estado excitado do ^{17}O [21]. É possível notar que para

Figura 3.4: Espectro obtido para um detector posicionado num ângulo $\theta = 122^\circ$. É possível perceber a grande variação no número de contagens nos picos em função da distância D . No primeiro espectro observamos principalmente raios gama com energia $E_0 = 871 \text{ keV}$; no segundo espectro, raios gama deslocados com energia $E_s = 855 \text{ keV}$. No terceiro espectro é possível perceber que os picos de ambas as energias aparecem. Adaptada de [21].

$D = 0$, existe apenas o pico correspondente a raios gama com energia E_0 , ou seja, todos os núcleos decaíram parados. Por outro lado, quando D for muito grande ($D = 12,5 \text{ mm}$), apenas o pico com deslocamento aparece pois todos os núcleos decaíram em voo. Isso evidencia que a distância $D = vt$ deve estar na mesma ordem de grandeza do tempo de voo do núcleo residual.

A partir da variação da distância D , é possível obter a vida-média diretamente como parâmetro através do ajuste da função de decaimento exponencial, conforme pode ser observado na figura 3.5 [21].

3.3 Método por atenuação do efeito Doppler

Para vidas médias menores que 1 ps o método com o sistema *plunger* não é viável. Então esse método utiliza o fato de que em um material parador o efeito Doppler vai sendo atenuado conforme o núcleo residual é freado no material [19].

A partir da equação 3.6 podemos encontrar o desvio da energia E_0 de

Figura 3.5: Gráfico obtido através da medida da fração não deslocada em função da distância entre o alvo e o parador para medida da vida-média do estado $(1/2)^+$ do ^{17}O . A partir do ajuste da função 3.9 pode se obter a vida média. Adaptada de [21].

núcleos recuando em vácuo:

$$\Delta E = E_0 \frac{v}{c} \cos \theta \quad (3.10)$$

porém, ao passar pela matéria a equação se modifica pois existe atenuação do núcleo residual, onde $F(\tau)$ é uma função de atenuação que depende da vida-média e do poder de freamento do material freador.

$$\Delta E(\tau) = F(\tau) E_0 \frac{v}{c} \cos \theta \quad (3.11)$$

A figura 3.6 mostra dois espectros de energia para um mesmo núcleo com detectores em ângulos diferentes [22]. Nessa técnica é crucial conhecer o poder de freamento do material freador para que, a partir do ajuste da curva de atenuação, seja possível obter a vida-média como parâmetro. Existem várias formas para essa função $F(\tau)$ na literatura que consideram diferentes efeitos e que podem ser encontradas nas referências [19, 22, 23].

Figura 3.6: Formas da linha do pico de 662 keV do ^{50}Cr para detectores posicionados em dois ângulos diferentes. No primeiro espectro é possível perceber que após o pico tem-se a atenuação, enquanto que no segundo a forma atenuada ocorre antes do pico. Essa diferença na posição da curva ocorre devido aos ângulos diferentes dos detectores. Retirado de [22].

3.4 Método do feixe pulsado

Esse método consiste de um feixe de íons que pulsa com uma frequência definida e a vida-média é obtida eletronicamente através da medição da diferença de tempo entre o raio gama emitido pelo núcleo residual e o próprio feixe. Essa técnica permite medir vidas médias de ns a s, o que a torna uma importante ferramenta para o estudo dos estados nucleares isoméricos, estando limitada pelo período do feixe e pela velocidade de processamento de sinais pelo sistema eletrônico [19].

Um espectro típico obtido por essa técnica pode ser observado na figura 3.7, onde nota-se os picos de *prompt* que são os raios gama emitidos durante a formação do núcleo residual, seguidos pelo decaimento exponencial de interesse. Através do ajuste da função de decaimento a esses espectros a

Figura 3.7: Espectro de decaimento do estado isomérico 4^+ ($E = 548 \text{ keV}$) do ^{136}Pr obtido com técnica de feixe pulsado. É possível perceber um pico de *prompt* antes do decaimento exponencial. Retirado de [24].

vida-média é obtida como parâmetro livre.

3.5 Método de coincidência atrasada

Muito semelhante à técnica de feixe pulsado, esse método mede a diferença de tempo entre dois sinais eletronicamente, estando limitada pela velocidade de processamento de sinais e pelas falsas coincidências que podem ocorrer no sistema eletrônico para vidas-médias maiores do que algumas centenas de μs , sendo portanto ideal para medir vidas médias entre ns e μs , ou seja, também na região de estados isoméricos [19]. A figura 3.8 mostra um possível aparato para utilização dessa técnica.

Figura 3.8: Representação simplificada de um possível aparato experimental. Nesse aparato existe um detector de partículas para iniciar a contagem de tempo e um detector de raios gama para parar a contagem do tempo. Também é possível notar uma blindagem de chumbo para evitar que os raios gama emitidos pelo núcleo no próprio alvo cheguem até o detector.

O ponto central desse método é a coincidência entre as partículas evaporadas numa reação nuclear e os raios gama atrasados do isômero produzido na reação. Nesse caso, as partículas emitidas pelo núcleo composto marcam o início da contagem de tempo, e o raio gama do núcleo produzido na reação, o final da contagem. Se for conveniente, também é possível fazer a coincidência e medir a diferença de tempo entre os raios gama *prompt*, emitidos em $t=0$, e os raios gama atrasados do isômero [25]. Um espectro típico produzido por essa técnica pode ser observado na figura 3.9, onde se nota um pico de *prompt* antes do decaimento exponencial. A partir do ajuste da curva de decaimento aos dados experimentais, a vida-média é obtida como parâmetro.

Figura 3.9: Espectro de decaimento do estado isomérico 10^+ ($E = 6527,1(11) \text{ keV}$) do núcleo ^{54}Fe obtido com a técnica de coincidência atrasada. Devido às semelhanças entre esse método e o do feixe pulsado, nota-se um pico de prompt antes do decaimento exponencial. Retirado de [25].

Essa foi a técnica de medida utilizada neste trabalho para a obtenção da vida-média do estado $7^{(-)}$ do ^{68}Ga e os detalhes da sua aplicação estão descritos na seção 3 do capítulo 4.

3.6 Método de atividade de amostra

Esse método é adequado para a medição de vidas-médias maiores que alguns segundos, pois consiste em monitorar a atividade de uma amostra com um detector em intervalos regulares de tempo. Através da intensidade dos raios gama em função do tempo (vide figura 3.10) obtém-se τ diretamente como parâmetro do ajuste. A amostra pode ser, por exemplo, um núcleo produzido a partir de uma reação nuclear num acelerador de partículas.

Figura 3.10: Espectro de decaimento de um estado excitado do ^{197}Hg com energia do raio gama $E = 191.4\text{ keV}$ obtido através da técnica de atividade da amostra. Retirado de [26].

Métodos Experimentais

Neste capítulo será descrito o procedimento experimental completo para obtenção da vida-média do estado $7^{(-)}$ do ^{68}Ga . Será descrito, sucintamente, o funcionamento do acelerador de partículas Pelletron e de sua fonte de íons associada, bem como dos equipamentos para realização da medida e os sistemas eletrônicos e de aquisição de dados.

4.1 Acelerador Pelletron

4.1.1 Fonte de íons

O acelerador Pelletron do LAFN-USP (Laboratório Aberto de Física Nuclear da USP) acelera feixes iônicos produzidos por uma fonte MC-SNICS (*Multi-Cathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*). Neste tipo de fonte, um forno aquecido a 120°C contendo césio produz vapor de césio que ocupa o volume da fonte. Os átomos evaporados que incidem sobre o ionizador (superfície de tântalo aquecida a cerca de 1200°C) adquirem carga positiva (Cs^+) sendo atraídos por uma tensão negativa aplicada ao cátodo que acelera os íons de Cs^+ focalizando-os sobre o cátodo [27]. Este cátodo consiste de um cadinho que pode conter diversos elementos químicos, através dos quais é possível obter tipos diferentes de feixe [28]. O Cs^+ provoca a retirada de átomos dos materiais do cadinho através de *sputtering*. Nesse processo, os átomos expelidos pelo cadinho passam pela camada de Cs de-

positada nele ficando com carga negativa, devido à baixa eletronegatividade do Cs , e são atraídos por um potencial extrator de 20 kV . Após o extrator, os íons negativos são acelerados por uma tensão de 90 kV , conforme pode ser observado na figura 4.1 [27].

Figura 4.1: Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS. O forno aquece o césio a 120°C , que evapora até atingir a superfície ionizadora, a partir da qual os íons Cs^+ são atraídos para o cátodo que produz o feixe de íons através do *sputtering* de césio nos materiais do cadinho. Adaptado de [27].

4.1.2 Acelerador Pelletron

Após ser produzido na fonte de íons o feixe deve adentrar o tubo acelerador, onde, de fato, os íons ganharão energia. Para que isso ocorra o feixe de íons passa por um eletroímã seletor de massas chamado ME-20, onde o número 20 significa a máxima razão mE/q^2 [29, 27] que o eletroímã é capaz de defletir a 90° . Para selecionar os íons desejados basta ajustar o campo magnético do ME-20 que defletirá com trajetória central somente os íons com rigidez magnética [27] :

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (4.1)$$

onde m é a massa, v a velocidade, q a carga do íon e ρ é o raio da trajetória.

No centro do acelerador encontra-se o terminal que é carregado por indução e pode atingir, 8 MV. O sistema de carregamento é feito por correntes de pastilhas metálicas (*pellets*) isoladas umas das outras por conexões de nylon [29, 30] que podem ser vistas na figura 4.2.

Figura 4.2: Corrente de carga formada por *pellets*, peças metálicas interligadas por isolante de nylon.

A figura 4.3 mostra uma representação esquemática do sistema de carga, no qual uma fonte de alta tensão carrega negativamente um indutor que induz carga positiva nos *pellets* que são levados mecanicamente para dentro do terminal pelo movimento das polias. Duas polias (*pickoff*) em contato com os *pellets* recolhem a carga e as aplicam em indutores nas posições contrárias às das polias e têm duas funções: induzir carga positiva na polia que está em contato com os *pellets*, o que atrai os elétrons do terminal para neutralizá-la, e também evitar faíscas no contato com a polia [29]. Por se tratar de um acelerador tipo *tandem* a carga é distribuída na estrutura do acelerador em anéis de modo que as extremidades fiquem isoladas [30], como pode ser observado na figura 4.4.

Nos aceleradores tipo *tandem*, o feixe de íons ganha energia em duas etapas pois no centro do acelerador uma folha fina de carbono (*stripper*) com cerca de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura realiza a troca da carga do feixe que, ao perder seus elétrons na folha, passa a ser repelido pelo potencial positivo,

Figura 4.3: Sistema de carregamento do terminal com carga positiva. A carga positiva dos *pellets* atrai os elétrons do terminal deixando-o carregado positivamente. Adaptado de [30].

Figura 4.4: Tubo acelerador do Pelletron, onde é possível observar os anéis responsáveis pela distribuição do campo elétrico e o tubo acelerador.

utilizando a tensão aceleradora novamente. A energia (E) adquirida pelo feixe está relacionada com a tensão aceleradora (V) de acordo com a equação 4.2, desprezando a contribuição dos 90 *keV* iniciais.

$$E = (1 + q)V \quad (4.2)$$

Após sair do acelerador o feixe é defletido de 90° novamente e isso é feito com um eletroímã chamado ME-200, onde o número 200 significa a razão máxima mE/q^2 capaz de ser defletida a 90°. Nessa deflexão é selecionado o estado de carga do íon, definindo a energia final do feixe de partículas. Depois disso é necessário que o feixe passe por um ímã seletor que o direciona para uma das canalizações disponíveis no acelerador Pelletron no LAFN¹.

4.2 Materiais e Métodos

Sistemas de detecção muito complexos podem ser observados em várias áreas da física nuclear experimental. Esses sistemas seguem padrões que foram desenvolvidos ao longo do tempo com o intuito de facilitar e diversificar a atividade experimental na área. Em geral, um sistema de detecção possui detectores e um sistema eletrônico que analisa e trata os sinais em conjunto com um sistema de aquisição de dados.

Detectores de radiação dependem basicamente de como se dá a interação do gás, semiconductor ou cintilador, com a radiação que está sendo detectada. A natureza da radiação que se deseja detectar determina o tipo de material detector, por exemplo, um detector de partículas alfa não é adequado para detecção de raios gama.

Os sinais gerados por detectores precisam, em geral, passar por módulos eletrônicos para tratá-los, como amplificadores, discriminadores, geradores de sinais lógicos etc. Esses módulos foram padronizados para física nuclear e de altas energias numa norma chamada NIM (Nuclear Instrument Module).

¹Laboratório Aberto de Física Nuclear

Nesta norma, não apenas as funções dos módulos foram padronizadas mas também a sua forma, estrutura mecânica e especificações elétricas.

4.2.1 Detectores

Embora existam inúmeros tipos de detectores de radiação, todos funcionam segundo um mesmo princípio: a transferência de toda ou parte da energia da radiação incidente para o material detector. Essa transferência gera no material detector um sinal elétrico (ou luminoso e depois elétrico), que pode ser mais facilmente trabalhado por meio de sistemas eletrônicos e que tem relação direta com a energia da radiação incidente [31]. Para explicar o funcionamento de alguns detectores convém separar a radiação sem carga, como nêutrons, raios X e raios gama, das radiações de partículas carregadas como prótons, íons pesados e elétrons. Os íons pesados interagem com os elétrons de um meio material e, devido à carga elétrica, perdem energia por interação coulombiana. Os elétrons também interagem por *bremsstrahlung* (emissão de radiação devido ao freamento no campo coulombiano dos núcleos e dos elétrons do material). Vale salientar que esses não são os únicos efeitos que os íons pesados e elétrons podem sofrer. As radiações sem carga como nêutrons e fótons interagem com o meio material depositando toda ou parte de sua energia em eventos de colisão, pois não sofrem efeitos de interações coulombianas com o material [32]. Devido aos processos de interação com a matéria, detectores de diferentes tipos funcionam de acordo com diferentes princípios e se apresentam em diversas formas. Os tipos de detectores mais comuns são: detectores a gás, cintiladores, e detectores de estado sólido (semicondutores). Cada tipo de detector funciona de acordo com um diferente princípio físico. Quando algum tipo de radiação incide num detector a gás ocorre a ionização de suas moléculas. Os íons e os elétrons gerados nesse processo são coletados por um campo elétrico e a carga coletada é proporcional à energia da radiação incidente. Os detectores cintiladores são feitos de materiais que reagem à radiação incidente com a consequente emissão de

luz, que passa por uma fotomultiplicadora convertendo o sinal luminoso num sinal elétrico que pode ser tratado mais facilmente pelo sistema eletrônico. Os detectores de estado sólido respondem à passagem de radiação promovendo elétrons de sua banda de valência para a banda de condução deixando uma vacância na banda de valência. Esse par elétron-lacuna (elétron-vacância) ao ser coletado por um campo elétrico gera um sinal proporcional à carga da radiação incidente, semelhante ao processo que ocorre nos detectores a gás [31, 32]. A geometria dos detectores, o tamanho de sua área ativa, o material, o tipo e a energia da radiação incidente define de forma geral a sua utilização prática. Por exemplo, para a detecção de partículas carregadas a área ativa do detector não precisa ser tão grande quanto a de um detector de raios gama. A figura 4.5 mostra um detector de HPGe para radiação gama e um detector de barreira de superfície de silício para partículas carregadas; ambos são semicondutores porém têm aplicações, formas e tamanhos muito diferentes.

Figura 4.5: Detector HPGe para radiação gama (à esq.) e detector de barreira de superfície (à dir.) para partículas. É possível notar a diferença de tamanho entre os dois detectores em função das diferentes aplicações de cada um. Acoplado ao detector HPGe existe um *dewar* com nitrogênio líquido.

O sistema SISMEI² é composto, originalmente, por 2 detectores de estado sólido HPGe e um cintilador NaI(Tl) para radiação gama, juntamente com o

²SIStema para Medida de Estados Isoméricos

SACI³ que é um sistema composto por 11 cintiladores plásticos para detecção de partículas carregadas [25]. Os dois sistemas foram projetados no LAFN para o estudo da estrutura de núcleos e medida de vidas-médias de estados isoméricos.

4.2.2 Eletrônica NIM

O SISMEI é um sistema que utiliza coincidência atrasada para obtenção da vida-média e por isso possui um sistema eletrônico complexo.

O padrão NIM é composto por *bins* que podem suportar até 12 módulos NIM de tamanho simples; cada um desses módulos tem 3,44 cm de largura e 22,2 cm de altura. Cada posição do *bin* contém entradas de 42 pinos que se encaixam em seus correspondentes módulos para fornecer as tensões necessárias vindas da fonte do rack. As tensões que podem ser fornecidas são $\pm 3V$, $\pm 6V$, $\pm 12V$, $\pm 24V$ (vide figura 4.6). Nesse padrão os conectores dos

Figura 4.6: *Bin* com módulos NIM instalados.

cabos de alta tensão devem ser no padrão SHV e os conectores para os sinais, do tipo BNC, mas é comum também que vários módulos utilizem conectores padrão LEMO [33]. Os pulsos empregados em módulos NIM também são padronizados e podem ser lógicos ou analógicos. Embora exista uma lógica de pulsos positivos para módulos NIM, ela foi praticamente abandonada e os módulos atuais utilizam uma lógica de pulsos negativos, chamada lógica

³Sistema Ancilar de Cintiladores

NIM rápida, onde cabos e terminadores devem ser de $50\ \Omega$. A tabela 4.1 mostra a faixa de tensão para os pulsos lógicos (0 ou 1) no padrão NIM. Pulsos analógicos podem ser rápidos, utilizados quando for necessário obter

Tabela 4.1: Faixas de tensão para lógica negativa no padrão NIM.

	Saída (deve entregar)	Entrada (deve responder)
Sinal lógico 1	-0,7 a -0,9 V	-0,6 a -1,8 V
Sinal lógico 0	-0,05 a 0,05 V	-0,2 a 1 V

informações sobre o intervalo entre os pulsos, ou lentos, utilizados, em geral, para a obtenção de informações sobre a energia da partícula ou do raio gama. A largura dos pulsos também é diferente, sendo da ordem de ns para pulsos rápidos e de μs para os lentos.

4.2.3 Sistema de aquisição - CAMAC

Devido à grande quantidade de informação obtida durante um experimento em física nuclear, é necessário armazenar uma grande quantidade de dados para posterior análise. Alguns sistemas de detecção podem processar até milhares de sinais por segundo e para conseguir armazená-los, um sistema automático de aquisição de dados é crucial.

O padrão CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) surgiu na década de 70 e é um desses sistemas. Esse padrão funciona com módulos individuais que se acoplam numa caixa chamada CAMAC *crate* que suporta até 25 módulos (vide figura 4.7). O *crate* provê linhas de alimentação de $\pm 6V$ e $\pm 12V$ para os módulos, bem como canais de comunicação entre eles que são controlados por um módulo especial chamado de CAMAC *crate controller* [32]. Uma grande vantagem do sistema CAMAC é a possibilidade de programar o sistema de aquisição para desempenhar diferentes tarefas. Essa programação é feita no *crate controller* através de um microcomputador definindo a ação do sistema de aquisição para as diferentes atividades

Figura 4.7: Módulos e CAMAC crate.

experimentais.

Embora à primeira vista o *bin* NIM, o CAMAC *crate* e seus módulos sejam semelhantes, tais equipamentos possuem aplicações muito distintas. Enquanto os módulos NIM tratam os sinais, o CAMAC os adquire, ou seja, transforma sinais em informações que são armazenadas num computador. Para o sucesso de uma atividade experimental é necessário que o sistema eletrônico e o sistema de aquisição de dados estejam integrados e trabalhem em conjunto.

4.2.4 Sistema Ancilar de Cintiladores - SACI

O SACI [34] é um sistema composto de 11 cintiladores plásticos para detecção de partículas, que atua em conjunto com detectores de raios gama para permitir a seleção do canal de reação, retirando dos espectros informações desnecessárias. A câmara de espalhamento é um poliedro semi-regular com 12 faces pentagonais e 20 faces triangulares (vide figura 4.8). Os detectores formam um dodecaedro, cobrem cerca de 76% do ângulo sólido 4π e cada um deles é composto por dois cintiladores com constantes de decaimento diferentes, um detector fino ($0,1\text{ mm}$), com $2,4\text{ ns}$, chamado de ΔE , e um detector mais espesso (10 mm) com 264 ns , chamado de E . Devido a esse fato, o

Figura 4.8: Metade da câmara do SACI, onde se pode observar as faces e os detectores de partículas. Retirado de [34].

signal produzido pela fotomultiplicadora possui duas componentes, uma rápida devido ao ΔE e uma lenta devido ao E [34]. A figura 4.9 mostra um sinal típico desse tipo de detector. Esses sinais são utilizados para obter um

Figura 4.9: Sinal típico produzido pelos detectores de partículas do SACI. A parte rápida é o sinal ΔE e a parte lenta corresponde à energia E . Sinais oriundos de partículas que perdem mais energia no ΔE possuem um pulso de maior amplitude. Partículas com energia maior possuem um decaimento mais longo. Retirado de [34].

espectro biparamétrico de energia total pela perda de energia das partículas $E - \Delta E$ (vide figura 4.10) através do qual é possível selecionar o canal de reação desejado, escolhendo a região correspondente à partícula desejada.

Figura 4.10: Histograma bidimensional $E - \Delta E$ de partículas. As diferentes regiões nesse histograma correspondem a diferentes partículas que podem ser identificadas pela energia transferida para os cintiladores E , e pela sua perda transferida para os cintiladores ΔE .

4.3 Sistema de Medida de Estados Isoméricos - SISMEI

4.3.1 Aspectos Gerais

O SIStema para Medida de Estados Isoméricos (SISMEI) é um sistema que utiliza a técnica de coincidência atrasada para obter vidas-médias entre algumas dezenas de ns até algumas centenas de microssegundos. Esse sistema foi desenvolvido no LAFN - USP [25] e é composto por uma peça cônica de alumínio, cuja extremidade menor fica acoplada ao SACI e possui na extremidade maior um *stopper* de chumbo, dois detectores de germânio hiperpuro (HPGe) com supressores Compton de germanato de bismuto (BGO), um detector de iodeto de sódio dopado com tálio (NaI(Tl)), e duas peças de chumbo para blindagem dos detectores. A figura 4.11 mostra uma representação esquemática e uma foto do SISMEI acoplado ao SACI. Nesse sistema,

Figura 4.11: Representação esquemática e foto do SISMEI. É possível observar os diversos componentes do sistema.

um núcleo residual excitado produzido na reação de fusão-evaporação, recua em vácuo até atingir o *stopper* a $20,9(1)$ cm de distância do alvo, onde decai emitindo radiação gama. As partículas carregadas evaporadas na reação fornecem, ao atingir os detectores do SACI, o sinal de *START*, enquanto o raio gama do estado isomérico fornece, ao atingir o detector HPGe do SISMEI, o sinal de *STOP*. Esse intervalo de tempo é computado eletronicamente, produzindo os espectros de tempo a partir dos quais a vida-média pode ser obtida.

4.3.2 Esquema eletrônico do SISMEI

O SISMEI possui uma eletrônica complexa para realizar as coincidências entre as partículas e os raios gama atrasados do núcleo residual. As principais informações adquiridas pela eletrônica são as energias dos raios gama em todos os detectores e a diferença em tempo entre a detecção das partículas carregadas e o sinal do raio gama atrasado, emitido pelo estado isomérico. Pode ser observado na figura 4.12 que sinais simultâneos entre partículas e raios gama iniciam a aquisição, isso também acontece com sinais simultâneos nos detectores de raios gama do SACI e do SISMEI.

Figura 4.12: Esquema simplificado da eletrônica de coincidência do SISMEI. Esse sistema utiliza módulos NIM que desempenham funções específicas com o objetivo final de medir a vida-média de estados excitados de um núcleo residual.

O circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de HPGe posicionado no SACI pode ser observado na figura 4.13. Nesse circuito, o sinal de energia segue para o amplificador, onde a amplitude do sinal aumenta de alguns mV para alguns V e a forma do pulso é modificada preservando a informação de interesse físico, para posterior aquisição no ADC (*Analog to Digital Converter*). O sinal de tempo deve passar pelo sistema de anti-coincidência entre o HPGe e os supressores Compton, compostos pelos *Time Filter Amplifier* (TFA), *Constant Fraction Discriminator* (CFD), *Gate and delay Generator* (GG) e pelo módulo de anti-coincidência, até chegar ao módulo de coincidência gama-gama. De forma simplificada, os módulos desse circuito funcionam como descrito abaixo:

- O módulo TFA é um amplificador rápido e por isso não é muito adequado para obter informações acerca da carga depositada, porém produz pulsos adequados para obtenção da informação temporal de quando o evento ocorreu no detector;
- O módulo CFD produz um sinal lógico no instante em que um *threshold* pré-determinado for atingido, marcando assim o instante de tempo em que o evento ocorreu. Ideal para sinais temporais vindos de detectores HPGe que possuem um tempo de subida (*risetime*) lento;
- O módulo GG permite atrasar e ajustar a largura de um sinal lógico. Ideal para realizar operações de coincidências entre sinais;
- O módulo de anti-coincidência é um AND lógico, ou seja, sempre que sinais lógicos vindos do GG se sobrepõem, isto é, estão em coincidência temporal, ele rejeita o evento;

O circuito eletrônico de tempo e energia de raios gama para o detector de HPGe posicionado no SISMEI pode ser observado na figura 4.14. Análogo ao circuito do HPGe posicionado no SACI, porém com a diferença de que a coincidência é feita com as partículas e que o sinal produz um STOP na contagem de tempo do TDC (*Time to Digital Converter*). O TDC é um

Figura 4.13: Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de germânio hiperpuro (HPGe) posicionado no SACI.

módulo de aquisição que transforma num valor digital a diferença temporal entre dois sinais.

Figura 4.14: Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de germânio hiperpuro (HPGe) posicionado no SISMEI.

O circuito eletrônico de tempo e energia de raios gama para o detector NaI(Tl) posicionado no SISMEI pode ser observado na figura 4.15. Análogo ao circuito do HPGe posicionado no SISMEI, porém sem supressão Compton. Embora faça parte do sistema SISMEI, os dados obtidos com este detector não foram utilizados na análise devido a baixa resolução em energia e conseqüente dificuldade em separar os picos correspondentes às transições gama do ^{68}Ga .

Figura 4.15: Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de iodeto de sódio (NaI(Tl)) posicionado no SISMEI.

O circuito para detecção das partículas no SACI pode ser observado na figura 4.16. Este circuito conta com um discriminador de pulso TDF (*Timing*

Discriminator Filter), que converte um sinal analógico num pulso lógico sempre que um determinado *threshold* é superado e após isso são enviados para o *Logic Fan IN / Fan Out* que atua como um grande OR lógico, marcando o início da chegada das partículas. Após passar pelo atraso dos cabos, os sinais começam a ser adquiridos nos QDCS (ADCs sensíveis à carga Q).

Figura 4.16: Esquema do circuito para obtenção dos espectros das partículas. Foram utilizados 10 cintiladores plásticos E- Δ E para partículas e cada um deles contava com um circuito eletrônico similar.

A etapa da coincidência pode ser visualizada na figura 4.17. Se existe um sinal lógico simultâneo no circuito do detector de raios gama do SACI e no dos detectores do SISMEI, então o módulo de coincidência gama-gama, que atua como um AND lógico, acusa uma coincidência, iniciando a contagem do tempo e adquirindo as energias. Se existe sinal lógico de partículas no módulo de coincidência e veto, e nenhum outro sinal de partícula estiver sendo tratado pelo sistema, então é iniciada a coleta das cargas no QDCs, e um sinal de partículas é enviado para o módulo de coincidência gama-partícula; se for confirmada a coincidência as informações de tempo e energia são adquiridas, caso contrário é dada uma ordem para limpeza dos QDCs. O esquema eletrônico completo para o SISMEI pode ser visualizado na figura 4.18.

Figura 4.17: Esquema eletrônico para realização da coincidência gama-partícula e gama-gama. Foi necessário a utilização de uma grande quantidade de módulos e atrasos bem determinados para o sucesso do experimento.

Figura 4.18: Esquema eletrônico do SISMEI completo.

4.4 O experimento

Neste trabalho, foi realizada a medida do estado excitado $7^{(-)}$ ($E = 1229,87(4) \text{ keV}$) do ^{68}Ga . O experimento com a reação $^{55}\text{Mn}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})^{68}\text{Ga}$ durou cerca de 80 horas com uma taxa de eventos de aproximadamente 8×10^4 contagens por hora. Foi escolhido utilizar o feixe de ^{16}O com 55 MeV de energia incidindo num alvo de ^{55}Mn através de simulações realizadas com o programa PACE [35, 36]. Na figura 4.19 é possível observar que essas condições correspondem aproximadamente ao máximo da seção de choque de produção do núcleo ^{68}Ga .

Figura 4.19: Seção de choque simulada no programa PACE[35, 36] utilizando alvo de ^{55}Mn com feixe de ^{16}O .

O alvo de ^{55}Mn foi produzido para esse experimento no laboratório de alvos do LAFN através de um processo conhecido como *physical vapor deposition* (PVD)[37]. Após sua produção, o alvo foi guardado numa câmara de vácuo. No entanto, a exposição prévia ao oxigênio produziu uma quantidade significativa de oxidação superficial (vide figura 4.20) que não atrapalhou o experimento, pois nenhuma reação do ^{16}O do feixe com oxigênio do alvo, nessa faixa de energia, produziu núcleos com estados nucleares isoméricos que pudessem atrapalhar a medida do estado de interesse. Esse alvo possui algumas camadas de materiais, a espessura de cada uma pode ser visualizada na tabela 4.2. A espessura dessas camadas foi medida no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI-USP) por RBS⁴ de pró-

⁴Rutherford BackScattering

Figura 4.20: Alvo posicionado no centro do SACI. É possível notar a oxidação superficial ocasionada pelo contato com o ar atmosférico. Ao redor do alvo é possível observar os detectores de partículas protegidos por camadas de alumínio que blindam os detectores contra o feixe espalhado no alvo.

tons. Vale salientar que a espessura do alvo provocou um importante efeito na análise de dados que será apresentado e discutido no capítulo seguinte.

Tabela 4.2: Espessura das camadas de materiais que compõem o alvo utilizado.

Material	Espessura ($\mu g/cm^2$)
MnO ₂	52 (22)
⁵⁵ Mn	2298 (123)
Oxigênio natural	107 (25)

Resultados e discussões

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais e os que foram obtidos através do Modelo de Camadas em Larga Escala; também serão realizadas comparações desses resultados com valores publicados por outros autores.

Devido a duração do experimento, os dados coletados foram agrupados em medidas de aproximadamente 2 horas, chamados *runs*. Esse procedimento facilita a redução de dados, que consiste em calibrar os espectros em tempo e energia, corrigindo eventuais flutuações devido a fatores externos, como variações de temperatura. Os dados coletados são armazenados evento a evento na ordem em que ocorreram, chamado modo fila. A partir desses dados é possível obter os espectros que contêm as informações experimentais. A seguir são apresentadas as etapas para redução e análise desses dados.

5.1 Redução de dados

5.1.1 Calibração dos espectros de raios gama

Os dados obtidos formam histogramas de altura de pulso que precisam ser calibrados em intervalos de tempo e energia [32]. O processo de calibração consiste em associar uma energia ou intervalo de tempo aos canais dos espectros. Para energia, a calibração é realizada através de fontes emissoras de radiação gama com transições bem conhecidas, que aparecem no espectro como picos em posições bem definidas, possibilitando associar a cada canal do

histograma uma determinada energia através de uma função de calibração. Para os intervalos de tempo, a calibração é realizada introduzindo no sistema de aquisição atrasos conhecidos entre os sinais de *START* e *STOP* e associando canais aos intervalos de tempo através de uma função, podendo ser utilizada para essa finalidade módulos *Gate and Delay generator* ou módulos de atraso.

Nesse experimento, as calibrações em energia e tempo foram realizadas em duas etapas: na primeira etapa utilizou-se uma fonte de ^{152}Eu para realizar a calibração em energia através dos raios gama de energia conhecida do európio. Para realizar a calibração temporal, foi utilizado um módulo de atraso (*delay-box*) introduzindo atrasos conhecidos da ordem de 50 ns no sistema e obtendo o espectro com os picos devidamente espaçados em tempo. A partir dos espectros de calibração para energia e tempo foram obtidas as curvas de calibração que podem ser visualizadas na figura 5.1. A partir dessas curvas foram obtidas as funções de calibração para energia e tempo.

Figura 5.1: Retas de calibração utilizadas para associar (a) valores de energia e (b) tempo aos canais do espectro de altura de pulso para o detector de germânio hiperpuro do SISMEI. Para realizar a calibração em energia foram utilizados os picos de raios gama mais intensos do ^{152}Eu . Para realizar a calibração temporal foi utilizada uma caixa de atrasos com vários atrasos conhecidos, com cerca de $\approx 50\text{ ns}$ cada, a partir de uma referência; por essa razão existe um ponto com intervalo de tempo negativo.

A segunda etapa é um refinamento da calibração em energia, e consiste em garantir que as energias, sejam posicionadas sempre no mesmo canal do histograma (espectro). Para isso, foram escolhidos os picos de 120, 200, 607 e

1229 keV do ^{68}Ga para servir de referência e em seguida foram calibrados todos os outros espectros com relação ao primeiro espectro. Este procedimento é necessário pois, devido à duração do experimento, fatores externos como condições ambientais e temperatura, podem alterar o ganho do sistema eletrônico, levando a pequenas flutuações nos espectros. Um procedimento análogo foi realizado para a calibração temporal. A resolução em energia dos detectores HPGe utilizados foi de cerca de 4 keV em $1,33\text{ MeV}$ e de 10% para o NaI(Tl). A resolução temporal para o HPGe foi de aproximadamente 20 ns e para o NaI(Tl) 10 ns . Vale salientar que devido a baixa resolução em energia do detector NaI(Tl), seus dados não puderam ser utilizados na análise pela dificuldade de separar as transições do ^{68}Ga no espectro de raios gama.

5.1.2 Identificação das partículas

Através da construção de histogramas biparamétricos da perda de energia (ΔE) pela energia (E), é possível identificar as regiões do espectro com partículas, uma vez que a perda de energia num material é proporcional a Z^2 [1]. Na figura 5.2 é possível observar diferentes regiões identificadas com as partículas evaporadas do núcleo composto.

A utilidade desse histograma nesse experimento é fazer a seleção do canal desejado, isto é, selecionar eventos relacionados com a detecção de um dado tipo de partícula. Ao selecionar os eventos de raios gama relacionados temporalmente aos prótons tem-se a coincidência gama-partícula. Neste experimento, foi selecionado o canal correspondente à emissão de prótons.

5.1.3 Matrizes de tempo e de energia

Após a calibração e da imposição da coincidência gama-partícula, são obtidos diversos espectros de intervalo de tempo e energia que correspondem aos *runs* de aproximadamente 2 horas (no total cerca de 50 *runs*). Porém, como todos possuem a mesma informação, esses espectros podem ser soma-

Figura 5.2: Histograma bidimensional $E - \Delta E$ de partículas; através da seleção da região é possível separar os canais de reação.

dos.

É possível construir um histograma biparamétrico que relaciona temporalmente os eventos em energia o que é chamado de matriz tempo e energia, ou matriz gama-tempo. Essa matriz (vide figura 5.3) contém o espectro de energia no eixo x, o espectro de intervalo de tempo no eixo y e as contagens no eixo z. Através dessa matriz é possível selecionar um pico de contagens que corresponde a determinado valor de energia e fazer a projeção desse pico no eixo do tempo, processo conhecido como *gate*, o que facilita a análise, sendo possível escolher apenas os picos de raios gama desejados.

Neste experimento, foram realizados *gates* nos picos de energia que correspondem às transições do ^{68}Ga , conforme a figura 5.4. O estado $7^{(-)}$ é isomérico e decai com vida-média longa $\tau > 10\text{ ns}$, logo o raio gama com energia correspondente a essa transição (126 keV) possui a informação de tempo desse estado. Os demais estados 5^{-} , 4^{+} , 3^{+} , 2^{+} e 1^{+} possuem vida-média curta ($< ps$) e decaem instantaneamente em comparação com o estado isomérico, contendo também a informação de vida-média do estado isomérico

Figura 5.3: Matriz gama-tempo. É possível notar os picos de raios gama no eixo x e um decaimento exponencial no eixo y.

Figura 5.4: Projeção da matriz gama-tempo no eixo da energia. Os picos de raios gama destacados correspondem às energias de transição do ^{68}Ga onde foram realizados *gates*.

$7^{(-)}$. O *gate* em cada pico correspondente às transições 120, 126, 175, 200, 375 e 607 *keV*, fornece a informação correspondente no espectro de intervalos de tempo, porém como todos esses picos correspondem a transições gama que depopulam estados excitados do ^{68}Ga abaixo do estado isomérico $7^{(-)}$, todos possuem a mesma informação no espectro de intervalo de tempo que é a vida-média do estado $7^{(-)}$ e puderam ser somados para aumentar o número total de contagens, conforme pode ser observado na figura 5.5.

Figura 5.5: Espectro final de intervalo de tempo devidamente calibrado que contém a contribuição temporal de todos os *gates* realizados nos picos de raios gama do ^{68}Ga . Os *gates* realizados nas transições que vêm de estados-filhos do $7^{(-)}$: 120, 175, 200, 375 e 607 *keV* possuem a informação sobre a vida-média do estado isomérico pois possuem vidas-médias várias ordens de grandeza menor.

5.2 Obtenção do valor experimental da vida-média

Após somar as contribuições do espectro de tempo de todos os *gates* em energia, é necessário realizar um ajuste da função de decaimento para obtenção do valor da vida-média do estado isomérico de interesse.

Um programa de computador foi desenvolvido para realizar o ajuste;

as considerações estatísticas necessárias para sua realização, a obtenção de incertezas, o teste de hipótese e intervalos de confiança estão dispostos, em detalhes, no apêndice A.

A figura 5.6 mostra o espectro de tempo calibrado e o ajuste da função exponencial realizado. Conforme pode ser observado, esse ajuste não é iniciado no tempo $t = 0\text{ s}$, que corresponde ao instante em que os raios gama foram emitidos no alvo, imediatamente após a reação de fusão-evaporação ($\tau \leq ps$, *prompt*). Para determinar o ponto a partir do qual se inicia o

Figura 5.6: À esquerda, decaimento devido ao estado isomérico 7^- ($E = 1229,87(4)\text{ keV}$) do ^{68}Ga com o ajuste de uma função exponencial realizado sobre os dados. À direita, o gráfico de resíduos do ajuste.

ajuste com a função de decaimento é necessário saber a partir de qual instante de tempo os raios gama provêm de núcleos que decaem em repouso no *stopper*; portanto, conhecer a espessura do alvo é fundamental para determinar a perda de energia e tempo de voo do núcleo residual. Como a espessura do alvo é conhecida, foi estimado o tempo de voo do núcleo residual com o programa SRIM/TRIM [38] que calculou a trajetória de 50000 íons de ^{68}Ga atravessando as camadas do alvo. A distribuição de tempo de voo dos núcleos que foram transmitidos pode ser observada na figura 5.7. A partir dessa distribuição, foi estabelecido que o ajuste fosse iniciado em $t = 250\text{ ns}$ pois a partir desse valor a contribuição dos núcleos que decaem em voo torna-se cada vez menos importante e, vale salientar, que iniciar o ajuste para qualquer valor maior que 250 ns não altera o valor da vida-média obtida, mudando apenas a amplitude da função de decaimento e aumentando o valor de sua

Figura 5.7: Distribuição de tempo voo para os núcleos de ^{68}Ga produzidos com energia suficiente para sair do alvo. A figura foi truncada em $t = 500\text{ ns}$ pois núcleos com tempo de voo maior, muito provavelmente, não contribuíram para o espectro de tempo. O valor médio dessa distribuição é $t = 266\text{ ns}$.

incerteza. O valor obtido através do ajuste foi $T_{1/2} = 60,8(11)\text{ ns}$, com probabilidade do χ^2 ser excedido de cerca de 37 % (figura 5.8) e $\chi^2_{red} = 1,03$. Os resíduos reduzidos na figura 5.6 também evidenciam a qualidade do ajuste pois cerca de 70% dos pontos experimentais estão entre -1σ e 1σ , 96% entre -2σ e 2σ e 99% entre -3σ e 3σ .

Figura 5.8: Distribuição de χ^2 para 143 graus de liberdade, 145 pontos experimentais e 2 parâmetros. A área hachurada corresponde à probabilidade de χ^2 ser excedido.

5.3 Obtenção da estrutura do ^{68}Ga calculada com LSSM

O Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM) foi aplicado para descrever a estrutura do isótopo ^{68}Ga utilizando o código ANTOINE[9, 12]. O espaço de configurações para a interação JUN45 foi o f_5pg_9 , que considera um caroço inerte de ^{56}Ni e portanto permitiu a excitação de 3 prótons e 9 nêutrons. Para a interação FPG foi utilizado esse mesmo espaço de configurações, pois apesar dessa interação considerar um caroço inerte de ^{40}Ca , 8 núcleons foram bloqueados na camada $f_{7/2}$ permitindo, portanto, que apenas 3 prótons e 9 nêutrons pudessem ser excitados, resultado no mesmo caroço inerte de ^{56}Ni . Os resultados obtidos para os estados de paridade positiva e negativa foram compilados nas figuras 5.9 e 5.10, respectivamente. Conforme

Figura 5.9: Representação dos níveis de energia do ^{68}Ga para estados com paridade positiva. (a) Valores experimentais conhecidos para os níveis de energia do ^{68}Ga [39]. (b) Valores calculados por PRP Allegro [13]. O estado 9^+ causava o fechamento inesperado do programa e por isso não foi calculado neste trabalho para a interação residual JUN45.

pode ser observado na figura 5.9, a interação FPG, calculada neste trabalho, não foi capaz de reproduzir a estrutura observada experimentalmente tão bem quanto o cálculo realizado por Allegro[13] que considera a excitação de mais núcleons e conseguiu reproduzir a ordem correta dos estados, além dos níveis de energia. A interação JUN45, calculada neste trabalho, obteve os mesmos valores que os calculados por PRP Allegro[13], pois foi considerado o mesmo caroço inerte e a mesma quantidade de núcleons excitados; os resultados obtidos com essa interação não reproduzem a ordem correta dos estados, além da diferença de energia entre os estados 3^+ e 4^+ ser muito pequena quando comparada ao valor experimental conhecido.

Figura 5.10: Representação dos níveis de energia do ^{68}Ga para estados com paridade negativa. (a) Valores experimentais conhecidos para os níveis de energia do ^{68}Ga [39]. (b) Valores calculados por PRP Allegro [13].

Na figura 5.10 podem ser observados os estados de paridade negativa. Ambas as interações foram capazes de reproduzir relativamente bem os níveis de energia, fornecendo corretamente a ordem dos estados e valores na mesma ordem de grandeza dos valores experimentais.

Além dos níveis de energia, o LSSM calcula propriedades eletromagnéticas como probabilidade de transição quadrupolar elétrica reduzida, que está

relacionada diretamente à vida-média, através da equação 3.3. A tabela 5.1 mostra os valores $B(E2)$ correspondentes à transição do estado isomérico $7^{(-)}$ para o estado 5^{-} .

Tabela 5.1: Valores calculados com o LSSM para a probabilidade de transição quadrupolar elétrica $B(E2)$ do estado $7^{(-)}$ do ^{68}Ga .

Referência	$B(E2) \text{ e}^2\text{fm}^4$
[39]	285(6)
Experimental	292(5)
FPG - Calculado	247
JUN45 - Calculado	142

As tabelas 5.2 e 5.3 mostram as 5 configurações mais importantes para a composição da função de onda dos estados $7^{(-)}$ e 5^{-} do ^{68}Ga , calculadas com o LSSM. A tabela 5.4 mostra a ocupação média dos orbitais calculada para cada interação. Os orbitais correspondentes às camadas fechadas do ^{56}Ni foram omitidos.

Tabela 5.2: Composição da função de onda do estado $7^{(-)}$ e 5^{-} do núcleo ^{68}Ga calculada com a interação residual FPG. Percentual das 5 configurações que mais contribuem para a função de onda dos estados.

%	Configuração $7^{(-)}$	%	Configuração 5^{-}
11,8%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$	6,8%	$\pi p_{3/2}^1 f_{5/2}^1 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
11,2%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$	6,7%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^0 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
9,8%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^4 p_{1/2}^2 g_{9/2}^1$	5,4%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
4,3%	$\pi p_{3/2}^1 f_{5/2}^1 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$	5,3%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^0 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$
4,2%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^2 p_{1/2}^2 g_{9/2}^1$	4,8%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$

5.4 Discussão dos resultados

As transições de energia do ^{68}Ga identificadas na figura 5.4 correspondem às transições que depopulam o estado isomérico $7^{(-)}$ ($E = 1229, 87(4) \text{ keV}$). Isso ocorre porque a medida foi realizada em coincidência gama-partícula, caso contrário, apareceriam no espectro não apenas outras transições do

Tabela 5.3: Composição da função de onda do estado $7^{(-)}$ e 5^{-} do núcleo ^{68}Ga calculada com a interação residual JUN45. Percentual das 5 configurações que mais contribuem para a função de onda dos estados.

%	Configuração $7^{(-)}$	%	Configuração 5^{-}
18,2%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$	8,3%	$\pi p_{3/2}^3 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
7,1%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^4 p_{1/2}^2 g_{9/2}^1$	6,0%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^0 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
5,6%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^2 p_{1/2}^2 g_{9/2}^1$	5,6%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$
5,4%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$	5,0%	$\pi p_{3/2}^3 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^2 p_{1/2}^2 g_{9/2}^1$
5,0%	$\pi p_{3/2}^2 f_{5/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^3 f_{5/2}^4 p_{1/2}^1 g_{9/2}^1$	4,0%	$\pi p_{3/2}^1 f_{5/2}^1 p_{1/2}^1 \otimes \nu p_{3/2}^4 f_{5/2}^4 p_{1/2}^0 g_{9/2}^1$

Tabela 5.4: Ocupação média dos orbitais para os estados $7^{(-)}$ e 5^{-} calculados através das interações residuais FPG e JUN45. O valor corresponde a média de núcleons ocupando cada orbital.

FPG					JUN45				
Estado $7^{(-)}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	Estado $7^{(-)}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$
Prótons	1,43	1,07	0,38	0,12	Prótons	1,64	0,95	0,30	0,11
Nêutrons	3,05	3,76	0,96	1,23	Nêutrons	3,15	3,55	0,79	1,51
Estado 5^{-}	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	Estado 5^{-}	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$
Prótons	1,54	0,75	0,62	0,09	Prótons	1,97	0,51	0,42	0,10
Nêutrons	3,11	3,76	0,93	1,20	Nêutrons	3,19	3,51	0,87	1,42

^{68}Ga como também transições correspondentes a outros núcleos populados na reação. O valor de $T_{1/2} = 60,8(11) \text{ ns}$ obtido neste trabalho, para o estado $7^{(-)}$, é comparado aos resultados conhecidos na literatura na tabela 5.5. Como pode ser observado, o valor obtido é compatível com todos os outros resultados experimentais porém a incerteza obtida foi menor do que qualquer medida experimental anterior, devido, principalmente, à grande quantidade de pontos experimentais.

Conforme mencionado anteriormente, a espessura do alvo modifica a velocidade de saída do núcleo produzido na reação: quanto mais fino o alvo, menor a energia perdida neste e mais rápido o núcleo sairá do alvo. Neste trabalho o alvo era relativamente grosso, isto é, o núcleo produzido na reação perdeu muito de sua energia antes de deixar o alvo. Como decaimentos em voo estão sujeitos ao efeito Doppler, o início do ajuste no espectro de tempo precisou garantir que estavam sendo considerados majoritariamente núcleos

que decaíram parados no *stopper*. Qualquer ajuste que fosse realizado antes de 230 *ns* não passava no teste de χ^2 fornecendo uma probabilidade do χ^2 ser excedido menor do que 5%, indicando que a hipótese feita para os dados, de que foram gerados por um decaimento exponencial, deveria ser rejeitada. Para qualquer ajuste realizado a partir de 250 *ns*, a hipótese não pode ser rejeitada e o valor da vida-média não se altera, mudando-se apenas o valor do parâmetro da altura inicial do decaimento e o valor das incertezas.

Tabela 5.5: Valores encontrados na literatura para $T_{1/2}$ do estado isomérico $7^{(-)}$ do ^{68}Ga .

Referência	$T_{1/2}(ns)$	Método	Ano
[39]	60(2)	$^{65}\text{Cu}(\alpha, n\gamma)$ - <i>Differential Perturbed Angular Distribution of γ-rays</i>	1973
[40]	64(2)	$^{56}\text{Fe}(^{15}\text{N}, 2pn\gamma)$ ^{68}Ga - Feixe Pulsado	1978
[41]	62(6)	$^{198}\text{Pt}(^{76}\text{Ge}, X\gamma)$ - <i>Projectile-like Fragments</i>	1997
Este Trabalho	60,8(11)	$^{55}\text{Mn}(^{16}\text{O}, 2pn)^{68}\text{Ga}$ - Coincidência atrasada, SISMEI	2017

A interação JUN45 utilizando o caroço inerte de ^{56}Ni conseguiu descrever a ordem correta dos estados de paridade positiva com excessão dos estados 3^+ e 4^+ que aparecem trocados e com uma diferença de energia muito pequena. Para os estados de paridade negativa, a ordem dos estados foi corretamente descrita, porém os estados 2^- e 4^- aparecem com uma diferença de energia muito pequena.

A interação FPG utilizando o caroço inerte de ^{56}Ni , ou seja, um caroço de ^{40}Ca bloqueando 8 núcleons na camada $f_{7/2}$ não foi capaz de descrever a estrutura do ^{68}Ga tão bem quanto o cálculo realizado por Allegro[13], que utilizou, efetivamente, um caroço inerte de ^{40}Ca permitindo que até 9 núcleons fossem excitados no espaço f_5pg_9 acrescido da camada $f_{7/2}$. O resultado obtido por Allegro[13] mostra um bom acordo entre os valores para paridade positiva e valores na mesma ordem de grandeza para paridade negativa. Em relação aos valores obtidos para a probabilidade de transição quadrupolar

elétrica $B(E2)$, através das interações, todos estão na ordem de grandeza do valor experimental, contudo, o valor que mais se aproximou foi o da interação FPG realizada neste trabalho.

As funções de onda obtidas com ambas interações residuais explicam a paridade negativa dos estados $7^{(-)}$ e 5^{-} do ^{68}Ga e indicam uma grande fragmentação, mostrando que estes estados são compostos pela excitação de vários núcleons. A ocupação média dos orbitais mostra como diferença principal entre as configurações dos estados $7^{(-)}$ e 5^{-} o número médio de prótons ocupando os orbitais $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$.

Os resultados obtidos com o LSSM poderiam ser melhores se fosse utilizado um espaço de configurações maior, porém o acréscimo de cada camada e de núcleons interagentes aumenta exponencialmente o tempo e a dificuldade computacional para a realização do cálculo. Neste trabalho, por exemplo, foram bloqueados 8 núcleons na camada $f_{7/2}$ para a interação FPG pois o programa apresentava mal funcionamento no caso contrário. O cálculo realizado por Allegro[13] foi possível graças à utilização de um *mainframe*.

Conclusões

Neste trabalho foi realizado um experimento para a medida da meia vida do estado isomérico $7^{(-)}$ ($E = 1229,87(4) \text{ keV}$) do núcleo ímpar-ímpar ${}^{68}_{31}\text{Ga}_{37}$. Para esse estudo foi realizada a reação de fusão-evaporação ${}^{55}\text{Mn}({}^{16}\text{O}, 2\text{pn}){}^{68}\text{Ga}$ no acelerador Pelletron do LAFN, e uma técnica de coincidência atrasada entre os prótons emitidos pelo núcleo composto e os raios gama atrasados emitidos pelo estado isomérico através do SIStema para Medidas de Estados Isoméricos (SISMEI). O valor obtido foi $T_{1/2} = 60,8(11) \text{ ns}$ que é compatível com os valores encontrados na literatura, porém mais preciso.

Foram realizados cálculos com o Modelo de Camadas em Larga Escala para explicar a estrutura desse núcleo utilizando duas interações residuais distintas FPG e JUN45, desenvolvidas para descrever núcleos na região de massa $A=60-70$. A interação FPG permitiu a excitação de 8 núcleons no espaço de configurações f_5pg_9 acrescido do orbital $f_{7/2}$ com 8 núcleons bloqueados nessa camada, enquanto que a JUN45 permitiu a excitação de 8 núcleons no espaço de configurações f_5pg_9 . Ambas foram capazes de descrever corretamente a ordem e, relativamente bem, as energias dos estados excitados de paridade negativa. A interação FPG foi capaz de descrever a probabilidade de transição quadrupolar elétrica $B(E2)$ concordando em aproximadamente 85% com o valor experimental, ao passo que o resultado obtido pela interação JUN45 concordou com o valor experimental em cerca de 50%. O $B(E2)$ está diretamente ligado à meia vida do estado nuclear. Os resultados evidenciaram a importância da inclusão do orbital $1g_{9/2}$ para descrever corretamente as propriedades dos estados excitados de paridade negativa do ${}^{68}\text{Ga}$, sendo

necessário também considerar a excitação de um número maior de núcleons nos orbitais para a obtenção de melhores resultados.

Medidas experimentais das propriedades nucleares de núcleos na região de massa $A = 60-70$ foram realizadas na década de 1970 e, em geral, com baixa precisão devido aos equipamentos experimentais disponíveis na época. A vida-média dos estados isoméricos de alguns desses núcleos está ao alcance do SISMEI (de algumas dezenas de ns até algumas centenas de microssegundos) que pode obter valores mais precisos do que os conhecidos atualmente. Exemplos de núcleos com estados isoméricos cuja vida-média foi medida com baixa precisão nessa região de massa incluem os núcleos ímpares: ^{63}Ga , ^{65}Ge , ^{66}Ga , ^{67}Ga , ^{67}Zn e ^{71}As . Esses núcleos podem ser produzidos em reações de fusão-evaporação na faixa de energia do acelerador Pelletron através da utilização dos feixes: ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , ^{18}O e ^{19}F , com os alvos: ^{55}Mn , ^{58}Ni e ^{60}Ni . A obtenção de valores experimentais mais precisos pode ser útil na melhoria das previsões da estrutura de núcleos, inclusive os mais afastados da linha de estabilidade.

Considerações estatísticas

Em experimentos que utilizam espectroscopia de raios gama, histogramas de altura de pulso são obtidos através de analisadores multicanais (MCA - *MultiChannel Analyzer*). Esses equipamentos possuem um grande número de canais que são intervalos aos quais serão associados valores físicos de interesse, como energia de um raio gama e intervalo de tempo entre dois eventos consecutivos. Desintegrações radioativas obedecem à função densidade de probabilidade de Poisson pois, apesar da probabilidade de um núcleo específico decair ser muito pequena, existem muitos núcleos radioativos.

A.1 Distribuição de Poisson

Existem apenas duas possibilidades para cada canal num histograma: ou acontece uma contagem no intervalo compreendido pelo canal, ou não; então a probabilidade de se observar n contagens num determinado canal para um total de eventos N é dada pela distribuição binomial [42].

$$P_{N,p}(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (\text{A.1})$$

Em sistemas de aquisição multicanais a probabilidade de um canal específico receber uma contagem é pequena devido ao grande número de canais. Nessas condições, em que a probabilidade p é pequena mas o número de even-

tos N é grande, temos que o produto $Np \rightarrow a$, onde a é um valor constante. Aplicando à distribuição binomial e tomando o caso limite, tem-se [42]:

$$\lim_{p \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (\text{A.2})$$

utilizando a aproximação:

$$\frac{N!}{(N-n)!} = N(N-1)\dots(N-n+1) \approx N^n \quad (\text{A.3})$$

que conduz a:

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{N^n}{n!} p^n \frac{(1-p)^N}{(1-p)^n} \quad (\text{A.4})$$

como $p \rightarrow 0$, o denominador $(1-p)^n \rightarrow 1$ e após rearranjar $N = a/p$ tem-se a equação A.5 que representa a distribuição de Poisson, uma vez que esse é um limite fundamental.

$$\frac{a^n}{n!} \lim_{p \rightarrow 0} \left[(1-p)^{\frac{1}{p}} \right]^a = P_a = \frac{a^n}{n!} e^{-a} \quad (\text{A.5})$$

A média pode ser calculada numa distribuição como:

$$\begin{aligned} \bar{n} = \langle n \rangle &= \sum_{n=0}^N n P_a = \sum_{n=0}^N n \frac{a^n}{n!} e^{-a} = \\ &= \sum_{n=0}^N \frac{a^n}{(n-1)!} e^{-a} = \sum_{n=1}^N \frac{a^{n-1}}{(n-1)!} e^{-a} = a \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

e a variância:

$$\begin{aligned} \sigma^2 = \langle (n - \bar{n})^2 \rangle &= \langle n^2 \rangle - \bar{n}^2 \\ \langle n^2 \rangle &= \sum_{n=0}^N n^2 \frac{a^n}{n!} e^{-a} = \sum_{n=0}^N (n' + 1) a \frac{a^{n'}}{n'!} e^{-a} = a^2 + a \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

onde $n = n' + 1$, e através da identidade A.7, temos:

$$\sigma^2 = a^2 + a - a^2 = a \quad (\text{A.8})$$

Os dados obtidos em experiências de espectroscopia de raios gama obedecem, em geral, à distribuição de Poisson e, portanto, as incertezas estatísticas são estimadas como $\sigma = \sqrt{a}$, onde a é o número de contagens no canal. Vale salientar que a distribuição de Poisson se aproxima da distribuição normal quando a é suficientemente grande. A figura A.1 mostra esse fato, de modo que, para a maioria das aplicações, quando $a > 5$ a aproximação pela distribuição normal pode ser utilizada [42].

Figura A.1: Comparação entre a distribuição normal e de Poisson; conforme o parâmetro a da distribuição de Poisson aumenta, esta distribuição tende a normal de mesma média.

A.2 Método dos Mínimos Quadrados - MMQ

Para se obter resultados experimentais é necessário, a partir de um conjunto de dados, realizar o que é chamado de ajuste que consiste em obter parâmetros que representem o conjunto de dados. Como não é possível conhecer o valor verdadeiro de uma grandeza física, não se pode utilizar o método que mais se aproxima desse valor, pois este é desconhecido; então a escolha do método é baseada em considerações estatísticas que deve estimar os parâmetros que provavelmente originaram os dados observados.

O MMQ estima os parâmetros através da minimização do somatório dos quadrados das diferenças entre os dados experimentais e os valores calculados. Se foi tomado um conjunto de dados experimentais, pode-se escrever:

$$\vec{Y} = \vec{X} + \vec{\epsilon} \quad (\text{A.9})$$

onde $\vec{X}$ são os valores verdadeiros, e $\vec{\epsilon}$ os erros não sistemáticos inerentes a qualquer atividade experimental. Para que seja possível obter alguma informação com o MMQ, faz-se uma hipótese, a ser testada, acerca da dependência entre os dados obtidos e os parâmetros $\hat{a}$ a serem estimados; essa dependência é expressa pela matriz G , de modo que a equação A.9 fica:

$$\vec{Y} = G\vec{a} + \vec{\epsilon} \quad (\text{A.10})$$

e a função a ser minimizada é:

$$Q = [\vec{Y} - G\hat{a}]^t V^{-1} [\vec{Y} - G\hat{a}] \quad (\text{A.11})$$

que é a forma matricial para a soma das diferenças ao quadrado entre os dados experimentais e os calculados nos parâmetros, onde V é a matriz de variância dos dados, conhecida *a priori*. Os parâmetros são obtidos impondo a condição de minimização:

$$\left. \frac{\partial Q}{\partial a_i} \right|_{\hat{a}} \quad (\text{A.12})$$

que após algumas manipulações algébricas [42], será:

$$\hat{a} = (G^t V^{-1} G)^{-1} G^t V^{-1} \vec{Y} \quad (\text{A.13})$$

ou seja, o vetor dos parâmetros depende da função expressa por G e dos dados experimentais $\vec{Y}$. A matriz de covariância dos parâmetros é obtida, através da equação anterior, sendo:

$$V(\hat{a}) = (G^t V^{-1} G)^{-1} \quad (\text{A.14})$$

A.2.0.1 Exemplo de aplicação do método

Sejam os dados experimentais $\vec{Y} = (2, 1; 2, 9; 3, 7; 5, 2; 6, 1; 7, 1; 8, 4)$ medidos em $\vec{X} = (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7)$ respectivamente, independentes entre si e com incertezas conhecidas $\epsilon = 0, 1; 0, 2; 0, 2; 0, 3; 0, 3; 0, 1; 0, 3$, para realizar o ajuste será suposto um modelo linear $y = \hat{a}_1 x + \hat{a}_2$ entre os parâmetros e os dados experimentais, expresso pela matriz G :

$$G = \begin{bmatrix} x_1 & 1 \\ x_2 & 1 \\ x_3 & 1 \\ x_4 & 1 \\ x_5 & 1 \\ x_6 & 1 \\ x_7 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 2 & 1 \\ 3 & 1 \\ 4 & 1 \\ 5 & 1 \\ 6 & 1 \\ 7 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

como os dados são independentes, a matriz de variância dos dados é:

$$V = \begin{bmatrix} 0,01 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,04 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,04 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,09 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,09 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,01 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,09 \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

então, utilizando a equação A.13 é possível obter o vetor de parâmetros $\hat{a}$. Neste exemplo os valores obtidos foram:

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,03 \\ 1,02 \end{bmatrix} \quad (\text{A.17})$$

As incertezas nos parâmetros podem ser encontradas pela matriz $V(\hat{a})$ como A.15:

$$V(\hat{a}) = \begin{bmatrix} 0,000677528 & -0,00239792 \\ -0,00239792 & 0,0120162 \end{bmatrix} \quad (\text{A.18})$$

e os parâmetros finais são, então, $a_1 = 1.01(3)$ para o coeficiente angular e $a_2 = 1.00(11)$. Esse exemplo permite exemplificar o uso do Método dos Mínimos Quadrados; a próxima seção elucida como avaliar a qualidade desse ajuste.

A.3 Teste de χ^2

Após a realização do ajuste é necessário testar a qualidade dos parâmetros, isto é, avaliar se a função calculada com os parâmetros obtidos se ajusta

bem aos dados. O χ^2 é uma variável aleatória definida como:

$$\chi_{calc}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - g(x_i, \hat{a})]^2}{\sigma^2} \quad (\text{A.19})$$

ou na forma matricial como a equação A.11. Essa nova variável obedece à distribuição de χ^2 com $l = N - \mu$ graus de liberdade, onde N é o número de dados e μ o número de parâmetros ajustados. A figura A.2 mostra a distribuição de χ^2 para alguns graus de liberdade.

Figura A.2: Distribuição de χ^2 para diferentes graus de liberdade.

Observando a figura A.2 é possível perceber que a distribuição se concentra em torno de um valor próximo a l para $l > 3$, de modo que, para um bom ajuste, é bem provável que o valor de χ^2 seja bem próximo a l . O teste de χ^2 é realizado calculando-se, a partir da equação A.19, o χ_{calc}^2 e comparando esse valor ao l esperado para o problema. Na prática, o que se faz é calcular a probabilidade do χ^2 exceder o χ_{calc}^2 , isto é, o quão próximo ao valor de l , o χ_{calc}^2 está. Se a probabilidade do χ^2 ser excedido for muito próxima a 100% tem-se o chamado χ^2 baixo e pode significar superestimação das incertezas, uma vez que denominadores grandes conduzem a valores de

χ^2 pequenos na equação A.19. Se a probabilidade do χ^2 ser excedido for próxima a 0%, tem-se o chamado χ^2 alto, então ou as incertezas estão subestimadas ou a hipótese feita sobre a função $g(x_i, \hat{a})$ deve ser rejeitada, pois não representa a função que mais provavelmente gerou os dados. O teste de χ^2 precisa da escolha de um $\chi^2_{critico}$ acima ou abaixo do qual rejeita-se a hipótese em questão, ou seja, a função ajustada não representa os dados. A escolha desse $\chi^2_{critico}$ está relacionada ao grau de significância desejado e deve ser arbitrado de acordo com o problema em questão, tendo em vista as consequências para o cometimento dos erros de tipo I (rejeição da hipótese quando é verdadeira) e tipo II (não rejeição da hipótese quando é falsa). Em áreas como a física experimental valores de significância de 5% são amplamente utilizados. Na figura A.3 encontra-se a distribuição de χ^2 para $l = 10$ com $\chi^2_{critico}$ para uma significância de 5%, ou seja, nesse caso a hipótese não será rejeitada se a probabilidade do χ^2_{calc} ser excedido estiver entre 5% e 95% [42].

Figura A.3: Distribuição de χ^2 para 10 graus de liberdade com os pontos de interesse destacados.

O método tal como apresentado neste apêndice carrega algumas restrições quanto ao conhecimento das incertezas e sua distribuição que foram omitidas pois elas se verificam nesse trabalho. Para o caso mais geral possível, consultar as referências [42, 43, 44]. Existe também o método do χ^2 reduzido $\chi^2_{red} = \frac{\chi^2_{calc}}{l}$ que deve ser bem próximo ao valor 1 num bom ajuste.

Porém, não há como impor um intervalo de valores numéricos que valha para um número qualquer de graus de liberdade; então nesse trabalho, o χ_{red}^2 foi utilizado apenas como complemento ao teste de χ^2 .

A.3.0.1 Exemplo da aplicação do teste de χ^2

Retomando o exemplo anterior, tem-se o ajuste $y = ax + b$ realizado sobre os dados experimentais através do MMQ que pode ser visualizado na figura A.4. Utilizando a equação A.11, tem-se:

$$\chi_{calc}^2 \approx 5,3 \quad (\text{A.20})$$

e sabe-se que χ_{calc}^2 deve obedecer à distribuição de χ^2 para $l = 5$ graus de liberdade ($l = 7 - 2$) pois são 7 dados e 2 parâmetros adotados.

Nesse exemplo, a probabilidade do χ_{calc}^2 ser excedido foi de cerca de 38%, o que evidencia um bom ajuste. A figura A.5 mostra a distribuição de χ^2 para 5 graus de liberdade e os $\chi_{criticos}^2$ para um nível de significância de 5%.

Figura A.4: Dados utilizados no exemplo e o ajuste realizado pelo MMQ. É importante notar que o ajuste não passa por todos os pontos experimentais.

Portanto, a hipótese feita de que a função que melhor se adequa aos dados é uma reta com dois parâmetros não pode ser rejeitada e devido ao χ_{calc}^2 ser aproximadamente igual a l , pode-se concluir que esse é um bom ajuste.

Figura A.5: Distribuição de χ^2 para 5 graus de liberdade. Os pontos de interesse foram destacados na figura.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [2] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons Inc., 1988.
- [3] G. D. Dracoulis, “Isomers, nuclear structure and spectroscopy,” *Physica Scripta*, vol. **T152**, no. 014015, 2013.
doi:10.1088/0031-8949/2013/T152/014015.
- [4] J. J. C. Philip Walker, “Ups and downs of nuclear isomers,” *Physics Today*, vol. **58**, pp. 39–44, 2005.
doi:10.1063/1.1996473.
- [5] C. J. Chiara *et al.*, “Isomer depletion as experimental evidence of nuclear excitation by electron capture,” *Nature*, vol. **554**, 2018.
doi:10.1038/nature25483.
- [6] D. L. Toufen, “Sistema para medida de estados isoméricos,” Master’s thesis, Universidade de São Paulo, 2008.
- [7] M. G. Mayer, “On closed shells in nuclei. II,” *Physical Review Letters*, vol. **75**, pp. 1969–1970, 1949.
doi:10.1103/PhysRev.75.1969.
- [8] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, “On the magic numbers in nuclear structure,” *Physical Review Letters*, vol. **75**, p. 1766, 1949.
doi:10.1103/PhysRev.75.1766.2.

-
- [9] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker, “The shell model as a unified view of nuclear structure,” *Reviews of Modern Physics*, vol. **77**, pp. 427–488, 2005.
- [10] R. F. Casten, *Nuclear Structure From A Simple Perspective*. Oxford University Press, 1990.
- [11] E. Caurier, “Shell model and nuclear structure,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. **59**, pp. 226–242, 2007.
doi:10.1016/j.ppnp.2006.12.012.
- [12] F. Nowacki and E. Caurier, “Shell model and nuclear structure far from stability,” *Reviews of Modern Physics*, vol. **30**, no. 3, pp. 749–753, 1999.
- [13] P. R. P. Allegro, *Sistemática de núcleos ímpar- ímpar de Ga na região de massa $A = 60 - 70$* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2013.
- [14] A. Poves *et al.*, “Shell model study of the isobaric chains $A=50$, $A=51$ and $A=52$,” *Nuclear Physics A*, vol. **694**, pp. 157–198, 2001.
doi:10.1016/S0375-9474(01)00967-8.
- [15] F. Nowacki, *Description microscopique des processus faibles dans les noyaux sphériques*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 1996.
- [16] K. Sieja *et al.*, “Shell quenching in ^{78}Ni : A hint from the structure of neutron-rich copper isotopes,” *Physical Review C*, vol. **81**, no. 061303(R), 2010.
doi:10.1103/PhysRevC.81.061303.
- [17] H. Honma *et al.*, “New effective interaction for f5pg9 shell nuclei,” *Physical Review C*, vol. **80**, no. 064323, 2009.
doi:10.1103/PhysRevC.80.064323.
- [18] A. Winther and K. Alder, “Relativistic coulomb excitation,” *Nuclear Physics A*, vol. **113**, pp. 518–532, 1979.
doi:10.1016/0375-9474(79)90528-1.

- [19] H. Morinaga and T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, 1976.
- [20] A. Z. Schwarzschild and E. K. Warburton, “The measurement of short nuclear lifetimes,” *Annual Review of Nuclear Science*, vol. **18**, pp. 265–290, 1968.
doi:10.1146/annurev.ns.18.120168.001405.
- [21] T. K. Alexander and K. W. Allen, “Lifetimes of the ^{16}O 6.13-MeV level and the ^{17}O 0.871-MeV level,” *Canadian Journal of Physics*, vol. **43**, pp. 1563–1573, 1965.
- [22] F. Brandolini *et al.*, “Precise DSAM lifetime measurements in ^{48}Cr and ^{50}Cr as a test of large scale shell model calculations,” *Nuclear Physics A*, vol. **642**, pp. 387–406, 1998.
doi:10.1016/S0375-9474(98)00543-0.
- [23] D. Branford and I. F. Wright, “A Doppler shift attenuation method for measuring lifetimes in the range 10^{-13} - 10^{-15} s using heavy-ion induced reaction,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. **106**, pp. 437–443, 1973.
- [24] D. Bazzacco *et al.*, “Decay properties and magnetic moment of the 548 keV level in ^{136}Pr ,” *Nuclear Physics A*, vol. **562**, pp. 260–272, 1993.
- [25] D. L. Toufen *et al.*, “A system to measure isomeric state half-lives in the 10 ns to 10 s range,” *Review of Scientific Instruments*, vol. **85**, no. 073501, pp. 437–443, 2014.
doi:10.1063/1.4886814.
- [26] K. Lindenberg *et al.*, “Half-lives of Au, Hg, and Pb isotopes from photoactivation,” *Physical Review C*, vol. **63**, no. 047307, 2001.
doi:10.1103/PhysRevC.63.047307.
- [27] V. A. P. Aguiar, “Efeitos de radiação em dispositivos eletrônicos com feixes de íons pesados,” Master’s thesis, Universidade de São Paulo, 2014.

- [28] R. Middleton, *A Negative-Ion Cookbook*. Department Of Physics, University of Pennsylvania Philadelphia, PA 19104, 1989.
- [29] D. R. Mendes, *Estudo da Reação $^8\text{Li}(p,a)^5\text{He}$ com Feixe Radioativo de ^8Li* . PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2009.
- [30] R. Hellborg, *Electrostatic Accelerators Fundamentals and Applications*. Springer, 2005.
- [31] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [32] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
- [33] R. V. Ribas, “Instrumentação nuclear.” Notas de Aula, IFUSP, 2011.
- [34] J. A. Alcantara-Nunez *et al.*, “Saci - a 4π plastic phoswich array ancillary detector system of a γ -ray spectrometer,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. **A497**, pp. 429–439, 2003.
- [35] O.B.Tarasov *et al.*, “Development of the program LISE: Application to fusion-evaporation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. **266**, pp. 4657–4664, 2008.
doi:10.1016/S0168-583X(02)01917-1.
- [36] A. Gavron, “Statistical model calculations in heavy ion reactions,” *Physical Review C*, vol. **21**, pp. 230–236, 1980.
doi:10.1103/PhysRevC.21.230.
- [37] N. Ueta, W. G. P. Engel, and A. C. Tromba, “Confecção de alvos nucleares.” Notas de Aula, Departamento de Física Nuclear - IFUSP, 2014.
- [38] J. Biersack and M. Z. J. Ziegler. SRIM: The Stopping and Range of Ions in Matter. SRIM Co., 2008.

-
- [39] E. McCutchan, “Nuclear Data Sheets for $A = 68$,” *Nuclear Data Sheets*, vol. **113**, pp. 1735–1870, 2012.
- [40] A. Filevich *et al.*, “Lifetimes and g-factors of the 6- and 7- isomers in ^{66}Ga and ^{68}Ga ,” *Nuclear Physics A*, vol. **295**, pp. 513–524, 1978.
doi:[10.1016/0375-9474\(78\)90189-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(78)90189-6).
- [41] T. Ishii *et al.*, “A new instrument for in-beam gamma-ray spectroscopy through deep inelastic collisions,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. **395**, pp. 210–216, 1997.
doi:[10.1016/S0168-9002\(97\)00720-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00720-1).
- [42] O. A. M. Helene and V. R. Vanin, *Tratamento estatístico de dados em Física experimental*. Blucher, 2 ed, 1991.
- [43] H. D. Young, *Statistical Treatment of Experimental Data*. McGraw-Hill Book Company, Inc, 1966.
- [44] E. M. Pugh and G. H. Winslow, *The Analysis of Physical Measurements*. Addison-Wesley, 1966.

LISTA DE FIGURAS

- 2.1 Energia do primeiro estado excitado normalizada por $A^{1/3}$ para núcleos conhecidos com vida-média maior que 10^{15} s em função do número de prótons (Z) e do número de nêutrons (N). Retirado de [6]. 6
- 2.2 Comparação entre os números de núcleons necessários para completar uma camada. Os valores conhecidos experimentalmente são reproduzidos após a inserção do termo spin-órbita. Retirado de [10]. 7
- 2.3 Representação esquemática do preenchimento dos níveis do ^{17}O . A camada fechada dos prótons não contribui para a estrutura desse núcleo; sendo que as propriedades do estado fundamental são determinandas, principalmente, pelo nêutron desemparelhado. Adaptado de [2]. 8
- 3.1 Representação esquemática da região de vidas-médias cobertas por cada técnica. Retirado de [6]. 12
- 3.2 Neste arranjo, um alvo fino onde ocorre a reação de fusão-evaporação fica posicionado a uma distância D de um parador de feixe (stopper). É possível alterar a distância D através do plunger e assim selecionar o tempo de voo dos núcleos residuais. 14

- 3.3 Representação de um espectro de energia obtido por essa técnica para um detetor com $\theta > 90^\circ$. O pico com energia E_0 é devido aos raios gama dos núcleos que decaíram em repouso, enquanto que o pico com energia E_s é proveniente dos núcleos que decaíram em voo. Variando-se a distância D com o plunger, alteram-se as contagens nos picos. 15
- 3.4 Espectro obtido para um detector posicionado num ângulo $\theta = 122^\circ$. É possível perceber a grande variação no número de contagens nos picos em função da distância D. No primeiro espectro observamos principalmente raios gama com energia $E_0 = 871\text{ keV}$; no segundo espectro, raios gama deslocados com energia $E_s = 855\text{ keV}$. No terceiro espectro é possível perceber que os picos de ambas as energias aparecem. Adaptada de [21]. 16
- 3.5 Gráfico obtido através da medida da fração não deslocada em função da distância entre o alvo e o parador para medida da vida-média do estado $(1/2)^+$ do ^{17}O . A partir do ajuste da função 3.9 pode se obter a vida média. Adaptada de [21]. . . . 17
- 3.6 Formas da linha do pico de 662 keV do ^{50}Cr para detectores posicionados em dois ângulos diferentes. No primeiro espectro é possível perceber que após o pico tem-se a atenuação, enquanto que no segundo a forma atenuada ocorre antes do pico. Essa diferença na posição da curva ocorre devido aos ângulos diferentes dos detectores. Retirado de [22]. 18
- 3.7 Espectro de decaimento do estado isomérico 4^+ ($E = 548\text{ keV}$) do ^{136}Pr obtido com técnica de feixe pulsado. É possível perceber um pico de *prompt* antes do decaimento exponencial. Retirado de [24]. 19

- 3.8 Representação simplificada de um possível aparato experimental. Nesse aparato existe um detector de partículas para iniciar a contagem de tempo e um detector de raios gama para parar a contagem do tempo. Também é possível notar uma blindagem de chumbo para evitar que os raios gama emitidos pelo núcleo no próprio alvo cheguem até o detector. 20
- 3.9 Espectro de decaimento do estado isomérico 10^+ ($E = 6527,1(11) \text{ keV}$) do núcleo ^{54}Fe obtido com a técnica de coincidência atrasada. Devido às semelhanças entre esse método e o do feixe pulsado, nota-se um pico de prompt antes do decaimento exponencial. Retirado de [25]. 21
- 3.10 Espectro de decaimento de um estado excitado do ^{197}Hg com energia do raio gama $E = 191.4 \text{ keV}$ obtido através da técnica de atividade da amostra. Retirado de [26]. 22
- 4.1 Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS. O forno aquece o césio a 120°C , que evapora até atingir a superfície ionizadora, a partir da qual os íons Cs^+ são atraídos para o cátodo que produz o feixe de íons através do *sputtering* de césio nos materiais do cadinho. Adaptado de [27]. 24
- 4.2 Corrente de carga formada por *pellets*, peças metálicas interligadas por isolante de nylon. 25
- 4.3 Sistema de carregamento do terminal com carga positiva. A carga positiva dos *pellets* atrai os elétrons do terminal deixando-o carregado positivamente. Adaptado de [30]. 26
- 4.4 Tubo acelerador do Pelletron, onde é possível observar os anéis responsáveis pela distribuição do campo elétrico e o tubo acelerador. 26

4.5	Detector HPGe para radiação gama (à esq.) e detector de barreira de superfície (à dir.) para partículas. É possível notar a diferença de tamanho entre os dois detectores em função das diferentes aplicações de cada um. Acoplado ao detector HPGe existe um <i>dewar</i> com nitrogênio líquido.	29
4.6	<i>Bin</i> com módulos NIM instalados.	30
4.7	Módulos e CAMAC crate.	32
4.8	Metade da câmara do SACI, onde se pode observar as faces e os detectores de partículas. Retirado de [34].	33
4.9	Sinal típico produzido pelos detectores de partículas do SACI. A parte rápida é o sinal ΔE e a parte lenta corresponde à energia E . Sinais oriundos de partículas que perdem mais energia no ΔE possuem um pulso de maior amplitude. Partículas com energia maior possuem um decaimento mais longo. Retirado de [34].	33
4.10	Histograma bidimensional $E - \Delta E$ de partículas. As diferentes regiões nesse histograma correspondem a diferentes partículas que podem ser identificadas pela energia transferida para os cintiladores E , e pela sua perda transferida para os cintiladores ΔE	34
4.11	Representação esquemática e foto do SISMEI. É possível observar os diversos componentes do sistema.	35
4.12	Esquema simplificado da eletrônica de coincidência do SISMEI. Esse sistema utiliza módulos NIM que desempenham funções específicas com o objetivo final de medir a vida-média de estados excitados de um núcleo residual.	36
4.13	Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de germânio hiperpuro (HPGe) posicionado no SACI.	38
4.14	Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de germânio hiperpuro (HPGe) posicionado no SISMEI.	38

-
- 4.15 Esquema do circuito de tempo e energia de raios gama para o detector de iodeto de sódio (NaI(Tl)) posicionado no SISMEI. 38
- 4.16 Esquema do circuito para obtenção dos espectros das partículas. Foram utilizados 10 cintiladores plásticos E- ΔE para partículas e cada um deles contava com um circuito eletrônico similar. 39
- 4.17 Esquema eletrônico para realização da coincidência gama-partícula e gama-gama. Foi necessário a utilização de uma grande quantidade de módulos e atrasos bem determinados para o sucesso do experimento. 40
- 4.18 Esquema eletrônico do SISMEI completo. 41
- 4.19 Seção de choque simulada no programa PACE[35, 36] utilizando alvo de ^{55}Mn com feixe de ^{16}O 42
- 4.20 Alvo posicionado no centro do SACI. É possível notar a oxidação superficial ocasionada pelo contato com o ar atmosférico. Ao redor do alvo é possível observar os detectores de partículas protegidos por camadas de alumínio que blindam os detectores contra o feixe espalhado no alvo. 43
- 5.1 Retas de calibração utilizadas para associar (a) valores de energia e (b) tempo aos canais do espectro de altura de pulso para o detector de germânio hiperpuro do SISMEI. Para realizar a calibração em energia foram utilizados os picos de raios gama mais intensos do ^{152}Eu . Para realizar a calibração temporal foi utilizada uma caixa de atrasos com vários atrasos conhecidos, com cerca de $\approx 50\text{ ns}$ cada, a partir de uma referência; por essa razão existe um ponto com intervalo de tempo negativo. 46
- 5.2 Histograma bidimensional $E - \Delta E$ de partículas; através da seleção da região é possível separar os canais de reação. . . . 48
- 5.3 Matriz gama-tempo. É possível notar os picos de raios gama no eixo x e um decaimento exponencial no eixo y. 49

- 5.4 Projeção da matriz gama-tempo no eixo da energia. Os picos de raios gama destacados correspondem às energias de transição do ^{68}Ga onde foram realizados *gates*. 49
- 5.5 Espectro final de intervalo de tempo devidamente calibrado que contém a contribuição temporal de todos os *gates* realizados nos picos de raios gama do ^{68}Ga . Os *gates* realizados nas transições que vêm de estados-filhos do $7^{(-)}$: 120, 175, 200, 375 e 607 *keV* possuem a informação sobre a vida-média do estado isomérico pois possuem vidas-médias várias ordens de grandeza menor. 50
- 5.6 À esquerda, decaimento devido ao estado isomérico 7^{-} ($E = 1229, 87(4) \text{ keV}$) do ^{68}Ga com o ajuste de uma função exponencial realizado sobre os dados. À direita, o gráfico de resíduos do ajuste. 51
- 5.7 Distribuição de tempo voo para os núcleos de ^{68}Ga produzidos com energia suficiente para sair do alvo. A figura foi truncada em $t = 500 \text{ ns}$ pois núcleos com tempo de voo maior, muito provavelmente, não contribuíram para o espectro de tempo. O valor médio dessa distribuição é $t = 266 \text{ ns}$ 52
- 5.8 Distribuição de χ^2 para 143 graus de liberdade, 145 pontos experimentais e 2 parâmetros. A área hachurada corresponde à probabilidade do χ^2 ser excedido. 52
- 5.9 Representação dos níveis de energia do ^{68}Ga para estados com paridade positiva. (a) Valores experimentais conhecidos para os níveis de energia do ^{68}Ga [39]. (b) Valores calculados por PRP Allegro [13]. O estado 9^{+} causava o fechamento inesperado do programa e por isso não foi calculado neste trabalho para a interação residual JUN45. 53

5.10	Representação dos níveis de energia do ^{68}Ga para estados com paridade negativa. (a) Valores experimentais conhecidos para os níveis de energia do ^{68}Ga [39]. (b) Valores calculados por PRP Allegro [13].	54
A.1	Comparação entre a distribuição normal e de Poisson; conforme o parâmetro a da distribuição de Poisson aumenta, esta distribuição tende a normal de mesma média.	63
A.2	Distribuição de χ^2 para diferentes graus de liberdade.	67
A.3	Distribuição de χ^2 para 10 graus de liberdade com os pontos de interesse destacados.	68
A.4	Dados utilizados no exemplo e o ajuste realizado pelo MMQ. É importante notar que o ajuste não passa por todos os pontos experimentais.	69
A.5	Distribuição de χ^2 para 5 graus de liberdade. Os pontos de interesse foram destacados na figura.	70

LISTA DE TABELAS

4.1	Faixas de tensão para lógica negativa no padrão NIM.	31
4.2	Espessura das camadas de materiais que compõem o alvo utilizado.	44
5.1	Valores calculados com o LSSM para a probabilidade de transição quadrupolar elétrica B(E2) do estado $7^{(-)}$ do ^{68}Ga	55
5.2	Composição da função de onda do estado $7^{(-)}$ e 5^{-} do núcleo ^{68}Ga calculada com a interação residual FPG. Percentual das 5 configurações que mais contribuem para a função de onda dos estados.	55
5.3	Composição da função de onda do estado $7^{(-)}$ e 5^{-} do núcleo ^{68}Ga calculada com a interação residual JUN45. Percentual das 5 configurações que mais contribuem para a função de onda dos estados.	56
5.4	Ocupação média dos orbitais para os estados $7^{(-)}$ e 5^{-} calculados através das interações residuais FPG e JUN45. O valor corresponde a média de núcleons ocupando cada orbital. . . .	56
5.5	Valores encontrados na literatura para $T_{1/2}$ do estado isomérico $7^{(-)}$ do ^{68}Ga	57