UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

Propriedades Eletromagnéticas de Estados Nucleares

Nilberto Heder Medina

*Tese apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de São
Paulo para obtenção do título de
Livre Docência*

SÃO PAULO

2010

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Propriedades eletromagnéticas de estados nucleares.

Nilberto Heder Medina

Tese apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para obtenção
do título de Livre Docência.

SÃO PAULO
2010

à Vania e
aos meus pais

Agradecimentos

Gostaria de expressar os meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram na realização desse trabalho, em particular,

Ao colegas Roberto Ribas, Franco Brandolini, José Roberto Oliveira, Madhavarao Narayana Rao (in memoriam), Marcilei Guazzelli da Silveira e Wayne Seale por terem me acompanhado durante toda a minha formação e pelas discussões, apoio e incentivo na realização de inúmeros trabalhos para o estudo da estrutura de núcleos.

Abstract

Recent theoretical and experimental advances allowed detailed nuclear structure studies in pf shell nuclei. In this work, the models and techniques used to study the electromagnetic properties of the A=50 mass region nuclei are presented. To study these nuclei, on-line gamma-ray spectroscopy was carried out with the gamma ray spectrometers GASP and Saci-Pererê. The experiments were performed with the 15 MV XTU accelerator of the Legnaro National Laboratories, Italy and the 8 MV Pelletron accelerator of the Open Nuclear Physics Laboratory of the Physics Institute of the University of São Paulo. These studies are focussed on nuclear structure determination through level scheme construction and the measurement of electromagnetic properties of the excited nuclear states. For a better understanding of nuclear structure, basic Shell Model concepts are presented, in particular, Large Scale Shell Model techniques, emphasizing the three pillars for the development of a good shell model: an appropriate configuration space, a residual interaction as realistic as possible, and a computation code capable of solving the problem. A detailed description of the concepts which involve nuclear electromagnetic properties is presented, as well as the description of the Doppler Shift Attenuation (DSAM) lifetime measurement technique. To exemplify the most important characteristics of some of the nuclei studied, the nuclear structure and the electromagnetic properties of the even-even nucleus ^{48}Cr and the odd-odd nuclei $^{46,48}\text{V}$ and ^{58}Co , interpreted in the framework of the Large Scale Shell Model, are discussed.

Resumo

Os avanços experimentais e teóricos recentes têm permitido o estudo detalhado da estrutura dos núcleos da camada pf. Neste trabalho, são apresentadas as técnicas e modelos utilizadas para o estudo das propriedades eletromagnéticas de núcleos na região de massa $A=50$. Para o estudo desses núcleos foram utilizadas técnicas de espectroscopia de raios gama em linha através dos espectrômetros de raios gama Saci-Pererê e GASP. Os experimentos foram realizados com o acelerador XTU de 15 MV dos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália, e o acelerador eletrostático Pelletron de 8 MV do Laboratório Aberto de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Esses estudos se baseiam na determinação da estrutura dos núcleos, através construção do esquema de níveis e das medidas das propriedades eletromagnéticas dos seus estados excitados, através das medidas das suas probabilidades de transição. Para uma melhor compreensão da estrutura nuclear são apresentados os conceitos básicos do Modelo de Camadas, em particular as técnicas utilizadas no Modelo de Camadas de Larga Escala, enfatizando os três pilares para o desenvolvimento de um bom modelo de camadas: um espaço de configurações adequado, uma interação residual, a mais realista possível, e um código computacional capaz de resolver o problema. É feita uma descrição detalhada dos conceitos que envolvem as propriedades eletromagnéticas nucleares, assim como a descrição da técnica para medidas de vidas-médias dos estados nucleares excitados da ordem de ps, conhecida como Atenuação do Deslocamento Doppler (DSAM). Para exemplificar as características mais importantes de alguns dos núcleos estudados, os quais apresentam núcleons de valência ocupando a camada pf, são discutidas as estruturas e as propriedades eletromagnéticas do núcleo par-par ^{48}Cr e dos núcleos ímpar-ímpar $^{46,48}\text{V}$ e ^{58}Co , interpretadas com base no Modelo de Camadas de Larga Escala.

Sumário

1	Introdução	13
2	O Modelo de Camadas	17
2.1	O Potencial de Campo Médio	19
2.2	O Modelo de Camadas em Larga Escala	20
2.2.1	Espaço de Configurações	22
2.2.2	Interações Residuais	23
2.2.3	Códigos Computacionais	24
3	Propriedades eletromagnéticas de estados excitados	27
3.1	Propriedades eletromagnéticas	27
3.2	Método de Atenuação do Deslocamento Doppler	29
3.3	Espectrômetros de raios gama	34
3.3.1	Espectrômetro Saci-Pererê	34
3.3.2	Espectrômetro GASP	35
4	Estrutura de núcleos na camada pf	37
4.1	O núcleo par-par ^{48}Cr	39
4.2	Os núcleos ímpar-ímpar ^{46}V e ^{48}V	45
4.2.1	O nuclídeo ^{46}V	49
4.2.2	O nuclídeo ^{48}V	51
4.3	O núcleo ímpar-ímpar ^{58}Co	60
4.3.1	Procedimento experimental	60
4.3.2	O esquema de níveis	61
4.3.3	Medidas de vidas médias	66
4.3.4	Comparação com o modelo LSSM	66
5	Conclusão	73

Capítulo 1

Introdução

O núcleo atômico é um dos sistemas quânticos de poucos corpos mais interessantes que existe na natureza, trazendo consigo muitos comportamentos distintos, vários deles encontrados também em outros sistemas quânticos. O núcleo é composto pelos núcleons, prótons ou nêutrons. Neste sistema podem ocorrer efeitos coletivos, em fase, assim como efeitos de partícula única, fora de fase. Os efeitos coletivos podem ser associados com o aparecimento de esquemas de níveis regulares na estrutura do núcleo. Já o comportamento de partícula única está associado a um esquema de níveis de energia complicado, sem o aparecimento de estruturas de banda, além de ser frequente o aparecimento de estados isoméricos. O momento angular total do núcleo atômico é produzido pela adição do momento angular dos núcleons constituintes, sendo que os estados de altos momentos angulares podem ser produzidos pelo movimento coletivo dos núcleons, provocando vibração ou rotação, ou então pelos efeitos de partícula única, como por exemplo a quebra do emparelhamento e excitações do tipo partícula-buraco.

Em 1913, Neils Bohr introduziu o Modelo de Camadas para a descrição da estrutura do átomo [1]. Em seu modelo, a interação relevante é a força coulombiana entre a carga positiva do núcleo e a carga negativa dos elétrons. Como o princípio de exclusão de Pauli proíbe que dois férmions ocupem o mesmo estado quântico, ocorre o aparecimento de camadas eletrônicas, separadas por uma diferença de energia considerável. Átomos com camadas fechadas, ou seja, que possuem todos os orbitais de uma camada ocupados, apresentam alta estabilidade para a adição ou remoção de um elétron. O Modelo de Camadas para o núcleo é muito semelhante ao do átomo, apresentando algumas diferenças importantes como a presença de um termo importante de interação spin-órbita e a existência de dois tipos de núcleons, os prótons e os nêutrons, sendo então necessária a definição de um novo número quântico, o isospin, para diferenciá-los. Por essas razões, o número máximo de núcleons em cada camada

nuclear difere do obtido para o caso do modelo atômico. Para o estudo da estrutura dos núcleos é necessário descrever os estados quânticos de um sistema de muitos corpos sob interação mútua. Essa descrição é muito complexa e muitas aproximações devem ser feitas para a sua solução. Em 1949, Maria Mayer [2] transformou o problema de partículas interagentes para o problema de partículas independentes, movendo-se sob a ação de um potencial externo central, a chamada aproximação de campo médio. Essa aproximação, conhecida como o Modelo de Partículas Independentes, descreve bem o estado fundamental dos núcleos que apresentam camadas fechadas e seus vizinhos próximos. Quando há mais de um núcleon na camada de valência, deve-se considerar uma interação residual entre eles, não contabilizada no potencial de campo médio. Os estados formados nesses casos incluem portanto mistura das configurações das partículas independentes. Uma das principais consequências da mistura de configurações é o aparecimento de estados altamente coerentes, apresentando como consequência grandes momentos de quadrupolo elétrico. Essas configurações correspondem classicamente a uma distribuição de carga elipsoidal que gera uma deformação quadrupolar. Esses estados podem então ser descritos pelo chamado *Modelo Coletivo* introduzido por Bohr e Mottelson [3]. Do ponto de vista microscópico, parte da interação residual, responsável por esse fenômeno, pode ser incorporada ao potencial efetivo, numa variação do Modelo de Camadas conhecido como Modelo de Nilsson [4]. Neste modelo, estados de partícula independente são descritos em termos de um potencial deformado, considerando um oscilador harmônico anisotrópico. Estados excitados em núcleos deformados com número par de prótons e nêutrons podem ser descritos em termos da rotação coletiva de um núcleo deformado e no caso de número ímpar de prótons e/ou nêutrons, pelo acoplamento ao rotor das partículas de valência, descritas pelo modelo de Nilsson. Modelos similares a esse têm sido amplamente utilizados na descrição de núcleos deformados como o *Particle-Rotor Model* [3]. Outro modelo bastante utilizado, que também incorpora parte da interação residual na forma da força de emparelhamento e sua interação com a força de Coriolis, a qual afeta núcleons em órbitas de valência com alto momento angular em um núcleo girante, é o chamado *Cranked Shell Model* [5].

Uma extensão do Modelo de Camadas é o Modelo de Camadas de Larga Escala (LSSM) que trata a interação residual entre os núcleons microscopicamente através de uma interação de dois corpos [6, 7, 8, 9, 10]. O LSSM tem sido usado, com muito sucesso, na previsão dos estados observados das bandas yrast, assim como dos estados das bandas de paridade não natural em núcleos com núcleons de valência ocupando o meio da camada $1f_{7/2}$ [11, 12, 13, 14, 15, 16]. Em vários desses núcleos foram encontradas bandas coletivas rotacionais, apresentando deformações prolatas em baixos momentos angulares, evoluindo para formas esféricas na terminação da banda, que corresponde ao spin máximo disponível no

espaço de configurações. Existe um grande interesse na verificação dessas previsões também para as propriedades eletromagnéticas desses estados, por ser um teste muito mais rigoroso das previsões dos modelos. Outro aspecto interessante no estudo desses núcleos é o fato da energia relativa dos estados intrínsecos das duas partículas desemparelhadas em núcleos ímpar-ímpar fornecer informações sobre a interação residual nêutron-próton. Deve-se considerar também a ocorrência de efeitos peculiares em núcleos ímpar-ímpar, como os vários esquemas de acoplamento do próton e do nêutron ao caroço nuclear. Além disso, através da observação dos estados nucleares excitados, pode-se ter indicações da interação entre os graus de liberdade coletivos e de partícula-única.

Para uma melhor compreensão e procura de novos fenômenos na estrutura nuclear são realizados estudos através da espectroscopia gama, nos quais são investigadas estruturas em núcleos e determinadas as propriedades eletromagnéticas de seus estados nucleares. As propriedades eletromagnéticas estão ligadas às distribuições de carga e correntes no núcleo e são dependentes das funções de onda do estado. Os momentos magnéticos são muito sensíveis aos graus de liberdade de partícula única e suas medidas são indispensáveis para o estudo dos detalhes da estrutura intrínseca dos estados nucleares. Os momentos de quadrupolo elétricos estão relacionados com a deformação nuclear e indicam o grau de coletividade dos níveis nucleares.

Neste trabalho, serão apresentados alguns estudos realizados no Laboratório Aberto de Física Nuclear do Instituto de Física da USP e nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália, visando o estudo da estrutura nuclear através da espectroscopia gama em linha. Esses estudos se baseiam na determinação da estrutura de estados nucleares, através do conhecimento do esquema de níveis e da medida das propriedades eletromagnéticas desses estados como, por exemplo, as probabilidades de transição. Serão apresentados e discutidos os estudos realizados em núcleos par-par e ímpar-ímpar, com ênfase na estrutura de núcleos da região de massa $A=50$, interpretadas com base no Modelo de Camadas de Larga Escala. Esse texto é baseado principalmente nas referências [11, 13, 16, 18, 17, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26], correspondendo uma parte da pesquisa que tenho realizado nos últimos anos. Nessa região de massa, também participei ativamente dos trabalhos envolvendo os estudos dos núcleos: ^{37}Cl , ^{37}Ar , ^{43}Ca , ^{45}Sc , $^{45,46}\text{Ti}$, $^{47,48,49,50}\text{Cr}$ e dos núcleos ímpar-ímpar de cobre e cobalto [12, 14, 15, 19, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33]. No segundo capítulo são apresentadas as bases do Modelo de Camadas e os aspectos teóricos dos cálculos das propriedades estruturais do núcleo utilizando o Modelo de Camadas de Larga Escala. A seguir, no terceiro capítulo, são discutidas as propriedades eletromagnéticas dos estados excitados, assim como é apresentado o método para a medida das vidas médias de estados nucleares excitados, chamado Atenuação do Deslocamento Doppler (DSAM). No quarto capítulo são apresentadas as características

mais importantes dos núcleos estudados na região de massa $A=50$, sendo então apresentados alguns exemplos de medidas da estrutura de núcleos dessa região, em particular o núcleo par-par ^{48}Cr e os núcleos ímpar-ímpar $^{46,48}\text{V}$ e ^{58}Co . No capítulo 6 é apresentada a conclusão deste trabalho, seguida das referências bibliográficas.

Capítulo 2

O Modelo de Camadas

O Modelo de Camadas é um dos vários formalismos utilizados para descrever a estrutura dos núcleos e vai desde a descrição de partículas independentes, desenvolvido primeiramente por Mayer e Jensen em 1949 [2], até modelos complexos que incluem misturas de configurações e amplos espaços de valência também denominado Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM). Como consequência da mistura de configurações, existem estados que podem ser descritos pelo modelo coletivo de Bohr e Mottelson [3]. Esses rotores coletivos são associados a estados intrínsecos que são muito bem representados por um campo médio deformado, como um oscilador harmônico anisotrópico, incorporado ao potencial efetivo num modelo de camadas desenvolvido por Nilsson em 1955 [4].

O crescente interesse ocorrido na última década pelo Modelo de Camadas deve-se principalmente à grande quantidade de novos dados para a estrutura de núcleos afastados da linha de estabilidade, aos modelos cada vez mais realísticos para as interações entre núcleons e também ao aumento de recursos computacionais. Esses fatores proporcionaram a aplicação deste modelo a uma região significativamente ampliada da tabela de nuclídeos. A estrutura nuclear de núcleos cujo número de massa A é próximo de 10 pode ser obtida por meio de cálculos *ab-initio*. Para núcleos com número de massa entre 10 e 12 utiliza-se o Modelo de Camadas sem caroço inerte, descrito pela Matriz-G [34]. Com essa matriz é feita uma boa descrição da interação entre duas partículas, desprezando-se o comportamento da função de onda dentro do caroço. Na região de massa que atinge até aproximadamente $A=60$ os cálculos são feitos por Modelo de Camadas com base nos estados do oscilador harmônico, e para regiões de massa acima de $A=60$ são feitos cálculos de Densidade Funcional através da teoria de Campo Médio Auto-Consistente [35].

O Modelo de Camadas nuclear assume que, em primeira aproximação, cada núcleon, próton ou nêutron, possui movimento independente num potencial, que é representado pela interação média com os outros núcleons vizinhos. Esta interação pode ser reduzida à inter-

ação de um núcleon individual com um campo auto-consistente e pode ser aproximada por um potencial central. Estas considerações são possíveis porque, sendo os núcleons férmions, estão sujeitos ao princípio de exclusão de Pauli, o qual faz com que a interação residual efetiva seja consideravelmente fraca e o núcleo não seja muito denso. Desta maneira pode-se tratar a interação residual como uma pequena perturbação. Particularmente, é necessário encontrar o melhor potencial U_i para partícula independente, que corresponda à menor interação residual efetiva V_{ij} entre os núcleons i e j . Convém ressaltar que, ao escolher um potencial de partícula independente, não é possível separar a descrição do movimento do centro de massa da descrição do movimento interno. As energias encontradas são uma mistura da energia interna do núcleo e da energia de seu centro de massa, adquirida no movimento do núcleo num campo externo.

Para a descrição de um sistema de muitos corpos, utiliza-se o formalismo da teoria de segunda quantização por ser um dos mais apropriados para se tratar através de cálculos computacionais. Para encontrar as propriedades do núcleo o sistema pode ser descrito através da equação Schrödinger

$$\left(\sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{ij} \right) \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = E \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) \quad (2.1)$$

onde T_i é o operador energia cinética do i -ésimo núcleon e V_{ij} é a interação entre o par ij . As auto-funções desta hamiltoniana são descritas como um produto de funções de onda para cada uma das partículas. Porém, como os núcleons são férmions, o princípio de exclusão de Pauli implica que a função de onda de cada estado deve ser antissimétrica. A função de onda normalizada e antissimétrica é dada pelo determinante de Slater:

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_1(\vec{r}_1) & \phi_1(\vec{r}_2) & \dots & \phi_1(\vec{r}_A) \\ \phi_2(\vec{r}_1) & \phi_2(\vec{r}_2) & \dots & \phi_2(\vec{r}_A) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \phi_A(\vec{r}_1) & \phi_A(\vec{r}_2) & \dots & \phi_A(\vec{r}_A) \end{vmatrix} \quad (2.2)$$

Em termos de um potencial efetivo a função de onda do i -ésimo nucleon é determinada pela solução da equação diferencial de uma partícula única

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_i(\vec{r}) \right) \phi_i(\vec{r}_i) = \epsilon \phi_i(\vec{r}_i); i = 1, 2, \dots, A. \quad (2.3)$$

As equações 2.3 são conhecidas como equações de Hartree e podem ser derivadas a partir de um princípio variacional e resolvidas numericamente. O objetivo do método variacional

é determinar as funções de onda que minimizam o valor esperado do hamiltoniano. Deste modo, obtém-se uma estimativa para o valor da energia de cada estado [34]. A maior parte dos estados excitados é formada por configurações que envolvem mistura de partículas e buracos e essas misturas são descritas em termos da interação residual. O hamiltoniano para a interação de muitos corpos pode ser reescrito como

$$H = \sum_{i=1}^A (T_i + U_i(\vec{r})) + \left[\sum_{i<j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}) \right] = H_p + H_{res} \quad (2.4)$$

onde o primeiro termo define o movimento da partícula independente e o segundo termo refere-se à interação residual, refletindo o fato das partículas não se moverem de modo completamente independente umas das outras. Na aproximação de Hartree, espera-se que a interação residual seja pequena de maneira que a solução para o hamiltoniano de partícula independente, auto-consistente, seja um bom ponto de partida para a solução exata.

2.1 O Potencial de Campo Médio

Os resultados do procedimento de Hartree-Fock indicam que as funções de onda do oscilador harmônico formam uma boa base para as funções de onda auto-consistentes [34]. Isso é vantajoso do ponto de vista computacional pois as funções de onda do oscilador harmônico são bem conhecidas e fáceis de tratar.

$$U(r) = \frac{1}{2} m_p \omega^2 r^2 \quad (2.5)$$

onde m_p denota a massa do próton e r é a distância entre o núcleon e a origem do sistema de coordenadas. A energia do oscilador harmônico é dada por:

$$E = N \hbar \omega \quad (2.6)$$

Para reproduzir as propriedades básicas dos núclídeos, como os números mágicos, é preciso considerar também uma forte interação spin-órbita dada por

$$U(r) = f(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.7)$$

com

$$-\vec{l} \cdot \vec{s} = \begin{cases} l + 1 & \text{para } j = l - \frac{1}{2} \\ -l & \text{para } j = l + \frac{1}{2} \end{cases}$$

onde a função $f(r)$ pode ser relacionada ao potencial central no qual os núcleons se movimentam. No caso do oscilador harmônico, também é considerado um termo proporcional a l^2 que altera a parte mais baixa do poço de potencial, deixando-o mais plano.

A aproximação de campo médio descreve razoavelmente bem o estado fundamental dos núcleos mágicos de camadas fechadas. O resultado pode ser visto no diagrama de níveis visto na Figura 2.1, correspondente aos vários valores do número quântico nodal (N) e do momento angular, seguindo a notação espectroscópica. Para os demais núcleos que apresentam mais que um núcleon na camada de valência é preciso adicionar o termo da interação residual que não está presente no potencial de campo médio.

Empiricamente, sabe-se que o potencial deve representar um campo médio suave e negativo no interior do núcleo que deve aumentar, se aproximando de zero fora do núcleo. Um outro potencial simples e mais realista, que apresenta essas propriedades, mas não possui solução analítica, é o potencial de Wood-Saxon, dado por:

$$U(r) = U_o \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R_o}{a}}} \quad (2.8)$$

Os valores típicos dos parâmetros desse potencial são de uma profundidade de $U_o \approx -50$ MeV, raio $R_o = r_o A^{1/3}$, com $r_o \approx 1,2$ fm e uma difusividade de $a \approx 0,7$ fm. Na Figura 2.2 são apresentados os dois potenciais em função do raio nuclear.

2.2 O Modelo de Camadas em Larga Escala

No Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM), a interação residual é tratada microscopicamente como interação de dois corpos. O modelo de partícula independente não retrata fielmente interações realistas, portanto é necessário se fazer correções no campo central introduzindo um termo referente à interação residual efetiva, considerando apenas as partículas de valência do núcleo. As partículas das camadas fechadas e mais internas são consideradas como um caroço inerte, não sendo afetadas pela interação residual. Desta forma, o modelo de camadas apresenta o hamiltoniano como o fornecido pela equação 2.4, no qual o termo residual é dado por

$$H_{res} = \sum_{i < j}^n v(ij) = \left[\sum_{i < j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}) \right] \quad (2.9)$$

onde n é o número de partículas ou buracos de valência. A auto-função para as partículas de valência é obtida diagonalizando-se o hamiltoniano numa base de funções de onda independentes como mostra o determinante de Slater, dado pela equação 2.2 [36]. Surgem assim dois

Figura 2.1: Diagrama de níveis para o Oscilador Harmônico.

Figura 2.2: Potencial de Wood-Saxon (W.S.) e do oscilador Harmônico (O.H.) em função do raio nuclear.

problemas fundamentais: determinar os elementos de matriz e o aumento das dimensões das matrizes à medida que o espaço de configurações aumenta. Tanto a parte auto-consistente como a parte residual são ajustadas empiricamente utilizando-se parâmetros que reproduzem os resultados experimentais das propriedades dos núcleos de uma dada região. Geralmente, é necessário truncar o espaço de configurações de maneira a ter dimensões possíveis de serem tratadas matematicamente. Desta forma, podemos afirmar que o Modelo de Camadas contém três requisitos essenciais: um espaço de configurações adequado, uma interação efetiva para a região de massa a ser tratada e o terceiro requisito, é um código computacional capaz de resolver o problema. Fica claro que quanto mais os experimentos mostram a estrutura de núcleos cada vez mais complexos, mais os cálculos teóricos avançam com possibilidade de ajustes dos parâmetros na região de massa a ser investigada e possibilitam o desenvolvimento de interações residuais apropriadas [37].

2.2.1 Espaço de Configurações

Os núcleos de camada de valência sd apresentam dimensões da ordem de dezenas de milhares de elementos de matriz. Entre esses núcleos encontram-se C, O, N e F, os quais foram bastante estudados na década de 70 [38]. Na região de massa $A=50$, os núcleos apresentam núcleons na camada fp e as matrizes envolvidas têm dimensões da ordem de dezenas de milhões de vetores base (elementos). A escolha do espaço de configurações resume-se em obter os melhores resultados possíveis para os componentes mais importantes que caracterizam a

estrutura do núcleo envolvendo a excitação de partículas em um pequeno número de orbitais em torno do nível de Fermi, que determina a última camada totalmente preenchida.

Um tipo de truncamento para a dimensão da matriz corresponde a valores múltiplos de $\hbar\omega$, ou seja $N\hbar\omega$, referentes ao oscilador harmônico. Os orbitais possuem paridades alternadas dada por $\pi = (-1)^l$. Por exemplo, na região de massa $50 < A < 60$, para $N=3$, temos os orbitais $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$ descrevendo os estados de paridade natural, determinada apenas por configurações da camada de valência. Neste caso, estados com paridade natural teriam paridade negativa para núcleos com A ímpar e positiva para núcleos com A par.

2.2.2 Interações Residuais

A interação efetiva é, sem dúvida, o ingrediente principal para o sucesso de um modelo de camadas nuclear. A partir do momento que é obtida uma interação realista, ou seja, consistente com os dados obtidos em sistemas com dois ou três núcleons, é possível descrever satisfatoriamente várias propriedades do núcleo e também prever propriedades não observadas. Na última década, tem havido um grande investimento para o desenvolvimento de uma visão unificada para o Modelo de Camadas. Para satisfazer esta unificação, viu-se a necessidade de um único potencial e esta foi a busca de vários pesquisadores que atuam em cálculos por meio deste modelo [37]. O primeiro potencial realista que surgiu foi o de Kuo e Brown [39]. Juntamente com ele veio o código de modelo de camadas de French, Halbert, Macgrory e Wong em 1969, abrindo caminho para a geração de cálculos de larga escala [40]. Eles possibilitaram a descrição na vizinhança do núcleo com camada fechada para prótons e nêutrons ^{16}O e os orbitais mais baixos da camada sd [41]. Em 1968 foi sugerida uma interação de dois corpos, baseada na teoria de campo médio, com Kumar e Baranger [42]. Na busca da unificação, Wildenthal, em 1984, desenvolveu a interação “Universal sd ” (USD) [43, 44]. Esta interação, com correções de dois corpos e sem interação de monopolo, teve muito sucesso e por vários anos foi o padrão para cálculos de Modelo de Camadas num espaço de configurações relativamente grande. Em 1976, Eduardo Pasquini [45], realizou pela primeira vez cálculos na camada pf , envolvendo tanto excitações de nêutrons quanto de prótons. Os resultados obtidos com este potencial, contendo correções no termo de monopolo da interação, têm qualidade comparável aos resultados da interação USD para núcleos na região pf . Desta forma, constata-se que para se obter resultados satisfatórios, utilizando apenas interações entre dois corpos, é preciso solucionar o problema de origem monopolar. É preciso mudar fenomenologicamente os elementos de matriz de monopolo, pois alguns problemas surgem pela ausência de interação de três corpos. Entre essas interações estão aquelas desenvolvidas por Cohen e Kurath [46] e Chung e Wildenthal [47]. Em 1981, Poves e Zuker propuseram uma nova interação para a camada pf , a KB3 [49] e em 1991, Richter, van der Merwe, Julies

e Brown propuseram a interação FPD6 [51]. Na década de 90 vários potenciais considerando interações de dois corpos foram desenvolvidos como Nijmegen I e II [48], AV18 [52] e CD-Bonn [53]. Em 2001, Poves, Sánchez-Solano, Caurier e Nowacki reviram as interações KB3 e FPD6 nas imediações do número mágico $N = Z = 28$, surgindo daí uma nova interação chamada KB3G [54], que descreve bem núcleos com $A \leq 52$. Em 2002, Honma, Otsuka, Brown e Mizusaki propuseram uma nova interação conhecida como GXPF1 [55], sendo seus resultados para os núcleos $^{56,57,58,59}\text{Ni}$ apresentados em 2004 [56]. Esta interação também obteve bons resultados para os núcleos ^{58}Cu [57] e ^{58}Co [24]. As interações KB3, FPD6, KB3G e GXPF1, porém, só descrevem estados de paridade natural para núcleos que ocupam a camada pf. Para se descrever estados de paridade não natural para núcleos que ocupam esta camada é necessário considerar excitações de núcleons do caroço que ocupam o orbital $1d_{3/2}$, ou então excitações dos núcleons de valência para o orbital $1g_{9/2}$. No caso de um núcleo com muitos núcleons de valência ocupando a camada pf, é mais provável que, para estados de paridade não natural, ocorra excitações para o orbital $1g_{9/2}$ devido a proximidade dos orbitais $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$. Assim, para descrições de estados de paridade não natural deve-se utilizar outra interação, chamada fpg [58, 59], que possibilita a descrição de núcleos com núcleons de valência ocupando o orbital $1g_{9/2}$. Recentemente, foi publicada uma nova interação residual, chamada JUN45, para núcleos com núcleons de valência ocupando os orbitais $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ e $g_{9/2}$ baseada no potencial de Bonn-C, composta por 133 elementos de matriz de dois corpos e quatro energias de partícula única extraídas de um ajuste experimental de 400 dados de energia de 69 núcleos na região de massa $A=63-96$ [60].

2.2.3 Códigos Computacionais

O crescimento da capacidade computacional com o avanço tecnológico tem refletido no aumento das dimensões das matrizes a serem tratadas com o Modelo de Camadas. Para um dado cálculo é preciso escolher um código computacional para executá-lo conhecendo os limites deste código. O programa deve escolher a base de acordo com o sistema físico que se propõe a tratar. Existem essencialmente três possibilidades: esquema-m, esquema-J e JT. O esquema-m apresenta a simplicidade de que apenas a projeção do momento angular (J_z) e a projeção de isospin (T_z) são os números quânticos da base. Desta forma, é mais simples determinar os elementos de matriz não nulos por diagonalização. Para um dado número de nêutrons de valência (n_v) e prótons (p_v), o número de diferentes determinantes de Slater que podem ser construídos no espaço de valência é reduzido. No esquema-J e JT a matriz total do esquema-m é dividida em caixas de dimensões menores [37]. O cálculo dos elementos de matrizes não nulos por acoplamento do momento angular J pode ser simplificado usando o formalismo de quasi-spin [61]. Para este esquema J, quanto maior o valor de J e T , menor

Figura 2.3: Dimensões do esquema-m e número total de elementos de matriz não-nulos em função do número de núcleos na camada pf. A linha pontilhada representa a dimensão total, enquanto que a linha tracejada representa os termos não-nulos utilizando o esquema-m e o método de Lanczos.

sua eficiência. Tomando como exemplo o estado 4^+ do ^{50}Ti , com núcleons de valência na camada pf, a porcentagem de elementos de matriz não nulos é de 14% na base JT, 5% na base J e apenas 0,05% no esquema-m. Estes fatores juntos ao avanço computacional fazem com que geralmente o esquema-m seja mais usado para os cálculos de Modelo de Camadas. Uma maneira de trabalhar com matrizes gigantes surgiu primeiramente com o código desenvolvido pelo grupo Glasgow [62] baseado no esquema-m. Os códigos OXBASH (Oxford-Buenos Aires Shell Model) [63], MSHELL [64] entre outros, utilizam o esquema-m e o método de resolução Lanczos [65] para representar estados com acoplamento JT [34]. Embora o programa OXBASH esteja limitado a cálculos com dimensões de até 2 milhões de elementos de matriz, apresenta a vantagem de fornecer o esquema de decaimento nuclear, facilitando possíveis comparações com o esquema de níveis obtido experimentalmente. Na figura 2.3 pode ser observada a relação entre dimensão das matrizes e o número de termos não-nulos utilizando o esquema-m e o método de Lanczos [37] em função do número de núcleons de valência na camada pf.

O código de Modelo de Camadas conhecido como Antoine[65] possibilita o cálculo para camada pf sem truncamento quando se trata de poucas partículas de valência. Os estados da base são escritos como produto de dois determinantes de Slater, um para prótons e outro

para nêutrons. Um outro código, chamado NATHAN [65] utiliza a mesma idéia fundamental do código Antoine, mas separa o espaço de valência em duas partes e escreve a base do espaço total como produto de estados dependentes dessas duas partes. Este código possui a vantagem de ser paralelizado e é essencial para casos onde é necessário calcular um grande número de estados.

Capítulo 3

Propriedades eletromagnéticas de estados excitados

3.1 Propriedades eletromagnéticas

A determinação das propriedades eletromagnéticas é um teste rigoroso para os modelos nucleares, pois as distribuições de carga e correntes no núcleo são bastante sensíveis às funções de onda do estado. Os momentos de dipolo magnéticos estão relacionados com os graus de liberdade de partícula única e suas medidas são indispensáveis para o estudo da estrutura intrínseca dos estados nucleares. Os momentos de quadrupolo elétricos refletem a deformação nuclear e indicam o grau de coletividade dos níveis nucleares. As probabilidades de transição estão relacionadas com as vidas-médias τ de um determinado estado nuclear, sendo que a largura intrínseca Γ de um nível de energia está ligada ao valor da vida-média através do princípio de incerteza de Heisenberg, $\Gamma\tau \geq \hbar$.

Considerando que a multipolaridade de um determinado raio gama emitido seja $\sigma\lambda\mu$, a probabilidade de transição é dada por[66]:

$$T(\alpha\lambda, \mu) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} |< f|M(\alpha\lambda, \mu)|i >|^2 \quad (3.1)$$

onde $< f|M(\alpha\lambda, \mu)|i >$ é o elemento de matriz da transição, denominada de amplitude de transição, a qual está associada com mudanças na corrente e na magnetização entre o estado inicial $|i >$ e o estado final $|f >$.

Após as aproximações pelo fato do raio nuclear ser muito menor que o comprimento de onda do fóton, os operadores de transição assumem as seguintes formas [66]:

$$M(E\lambda, \mu) = er^\lambda Y_{\lambda\mu}^* \quad (3.2)$$

e

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{e\hbar}{Mc} \frac{1}{\lambda + 1} l[\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu})]^* + \mu[\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu})]^* = \left(\frac{2}{\lambda + 1} g_l + g_s s \right) \cdot [\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi))]^* \mu_N \quad (3.3)$$

sendo determinados para uma partícula com momento magnético μ e carga e .

Em um núcleo com Z prótons e N nêutrons, o operador de transição é obtido a partir da soma de todos os operadores de cada partícula individual. O operador $E\lambda$ corresponde à distribuição de carga 2^λ -polar e o operador $M\lambda$ consiste de duas partes, a primeira é relativa ao momento magnético orbital de uma partícula carregada e a segunda refere-se ao momento magnético intrínseco da partícula, relacionados ao momento angular orbital e ao spin pelas razões giromagnéticas g_l e g_s , respectivamente. Para núcleons livres, as razões giromagnéticas assumem os seguintes valores:

$$g_l = \begin{cases} 1 & \text{para prótons} \\ 0 & \text{para nêutrons} \end{cases} \quad e \quad g_s = \begin{cases} 5,586 & \text{para prótons} \\ -3,826 & \text{para nêutrons} \end{cases}$$

e o momento magnético é dado por

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc} \quad (3.4)$$

Os valores apresentados podem não ser válidos em um núcleo muito complexo devido aos efeitos de correntes de troca de mésons. Para a descrição das propriedades eletromagnéticas desses núcleos é utilizado um valor efetivo para o fator giromagnético.

A probabilidade de decaimento é proporcional à largura do nível e depende do elemento de matriz entre os estados inicial e final. Portanto, a largura de um nível de energia é descrita por [67]:

$$\Gamma \propto | \langle f | M | i \rangle |^2 \quad (3.5)$$

A vida média de um decaimento pode ser comparada com estimativas de partícula única de Weisskopf para auxiliar na dedução da diferença de momento angular entre os estados inicial e final e também pode ser usado para se conhecer o comportamento de B(E2), caracterizando um núcleo que apresenta estrutura coletiva (deformado) ou comportamento de partícula única.

Ao se determinar a vida média de um estado nuclear está sendo medida a probabilidade de transição de um estado J_i para J_f . Para uma transição de energia E esta probabilidade é

dada pela equação 3.1. O elemento de matriz da transição é denominado elemento de matriz reduzido, sendo representado por $B(\lambda, J_i \rightarrow J_f)$.

Enquanto a probabilidade de transição depende da energia da transição, a probabilidade de transição reduzida depende apenas do quadrado do elemento de matriz, descrito pela equação 3.5. O valor de $B(E\lambda)$ é expresso em geral em unidades de $e^2 fm^{2\lambda}$ e $B(M\lambda)$ em $\mu_N^2 (fm)^{2\lambda-2}$. A vida-média τ é expressa em unidades de segundo e é o inverso da probabilidade de transição. Para fins práticos os elementos de matriz reduzidos mais comuns $B(M1)$, para transições dipolares magnéticas, e $B(E2)$, para transições quadrupolares elétricas, são dados por:

$$B(M1) = \frac{0,05697}{E_\gamma^3 \tau (1 + \alpha)} R \mu_N^2 \quad e \quad B(E2) = \frac{815,6}{E_\gamma^5 \tau (1 + \alpha)} R e^2 fm^4 \quad (3.6)$$

onde E_γ é a energia do raio gama da transição, R a fração de ramificação e α o coeficiente de conversão interna.

3.2 Método de Atenuação do Deslocamento Doppler

Transições eletromagnéticas entre estados coletivos são relativamente rápidas, tendo em geral vidas-médias da ordem de 1 ps. A técnica apropriada para a determinação da constante de decaimento nessa escala de tempo é a Atenuação do Deslocamento Doppler (DSAM). Nessa técnica, as medidas das vidas-médias são feitas a partir do conhecimento do freamento do núcleo em um alvo sólido. Núcleos excitados são produzidos no alvo no instante inicial $t = 0$ s a partir de reações do tipo fusão-evaporação. Estes núcleos recuam com velocidade inicial v_o e são freados em um meio inerte, em geral ouro ou chumbo. Para velocidades iniciais da ordem de centésimos da velocidade da luz, típicas em reações de fusão-evaporação, o tempo de freamento também é da ordem de 1 ps. Como muitos dos decaimentos radioativos ocorrem em intervalos de tempo dessa ordem de magnitude, os raios gama observados por detectores posicionados em ângulos específicos, são afetados pelo deslocamento Doppler na velocidade correspondente ao instante de decaimento. No caso do decaimento de um estado, populado em $t = 0$ s, com vida média muito inferior ao tempo de freamento, a grande maioria das emissões de raios gama ocorrerá enquanto o núcleo ainda está com velocidade próxima à inicial e o raio gama observado será totalmente deslocado. No limite oposto, quando o tempo de emissão for muito superior ao tempo de freamento no alvo, grande parte dos decaimentos ocorrerá depois do núcleo atingir o repouso, resultando na observação de raios gama sem o deslocamento Doppler. Os casos de interesse se situam entre esses limites, quando o raio

gama observado apresenta um deslocamento parcial dependente da velocidade do núcleo e do ângulo de observação. Em primeira aproximação, a energia do raio gama é dada por: $E_\gamma = E_0(1 + \frac{v}{c}\cos\theta)$, onde E_0 é a energia do raio gama original, v a velocidade do núcleo em recuo e θ o ângulo de observação. Da análise da forma da linha é possível obter-se $A(t)$, a taxa de decaimento do nível. Num caso simples, quando o nível é populado diretamente pela reação nuclear, $A(t) \propto e^{-t/\tau}$ e portanto τ pode ser determinado. No caso em que estados de alto momento angular são populados por uma reação de fusão-evaporação, temos uma seqüência de decaimentos em cascata, por vários caminhos, e a evolução temporal do decaimento de um dado estado depende de todos estados por ele populado, bem como dos caminhos percorridos. Nesse caso as taxas de decaimento são proporcionais às populações dos níveis $P(t)$ e podem ser calculadas através das equações de Bateman [68]:

$$P_i^l(t) = \sum_{j=i+1}^l a_{ij} P_j^l + b_i^l e^{-\Lambda_i t / \tau_i} \propto A(t) \quad (3.7)$$

com

$$a_{ij} = \begin{cases} \frac{\lambda_{ji}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & j = i + 1 \\ \frac{\lambda_{ji} - \sum_{k=i+1}^{j-1} \lambda_{jk} a_{ik}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & j > i + 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

e

$$b_i^l = \begin{cases} P_l^l(0) & \text{para } i = l \\ -a_{il} P_l^l(0) & \text{para } i < l \end{cases} \quad (3.9)$$

sendo Λ_i a probabilidade de transição total do nível i :

$$\Lambda_i = \sum_{j < i} \lambda_{ij} \quad (3.10)$$

onde λ_{ij} são as constantes de decaimento que descrevem as probabilidades de transição entre dois estados quaisquer $i \rightarrow j$.

Com a utilização de sistemas de detecção de alta eficiência é possível observar as transições provenientes do decaimento de estados com vidas médias muito curtas, populados próximos

ao instante $t = 0$ s. A primeira transição observada tem então sua forma de linha analisada e um valor efetivo para a constante de decaimento pode ser obtido. Entretanto, esse valor não pode ser atribuído diretamente ao estado que emite essa transição, pois é necessário considerar também as taxas de decaimento dos estados superiores não observados. Estados que são populados pelo decaimento desse nível, com a constante de decaimento conhecida, podem então ter sua taxa de decaimento descrita em termos de uma outra constante de decaimento. Esse procedimento poderia ser repetido para cada transição inferior na cascata, se esses níveis fossem populados somente pelo nível superior, cuja vida média foi determinada no passo anterior. Contudo, esse não é o caso geral, pois uma significativa parte da população de um nível provém de alimentação por estados *laterais*, ou seja de uma seqüência complexa de níveis distantes da linha de *yrast* e que dificilmente podem ser observados e analisados. Essa alimentação por bandas laterais é um dos principais problemas na determinação de probabilidades de transição por esta e por várias outras técnicas de medidas de vidas-médias.

Além dos problemas mencionados, a análise da forma de linha para obtenção de vidas-médias é dificultada pela complexidade dos espectros de raios gama, com inúmeras superposições de linhas, onde cada linha ocupa uma ampla região do espectro, devido ao deslocamento Doppler. Nesse aspecto, o uso de sistemas de detecção de alta eficiência permite a análise de raios gama em coincidência temporal, eliminando inúmeros raios gama que não percorrem um dado caminho de decaimento. A escolha de um determinado caminho de decaimento é feito através da escolha de uma janela de coincidências conhecida como *gate*. Duas técnicas tradicionais de análise de raios gama em coincidência temporal têm sido utilizadas: GTB (Gate on Transition Below) e GTA (Gate on Transition Above).

Figura 3.1: Gráficos ilustrativos do procedimento NGTB

No método GTB, um ou mais gates em transições *abaixo* daquela de interesse são utilizados para filtrar parte do espectro de raios gama. Esse procedimento resolve um dos problemas mencionados, simplificando o espectro, mas não elimina o problema da alimentação lateral do nível de interesse. Para se eliminar também o problema da alimentação lateral, uma das soluções é a utilização de espectros construídos com gate numa ou mais transições *acima* do

nível de interesse. Supondo-se que a curva de decaimento $A(t)$ dessa transição acima tenha sido previamente determinada, a forma de linha da transição de interesse só dependerá de sua constante de decaimento e de $A(t)$, a curva de decaimento do nível que o popula.

Esse método apresenta uma série de limitações no caso de núcleos relativamente leves, como os núcleos da região $A=50$, cujas transições de níveis de spin mais elevados são de grande energia, se comparadas aos casos típicos na região das terras raras, onde esta técnica foi amplamente empregada. Nas reações de fusão induzidas por íons pesados para a produção de núcleos excitados na região $A=50$, as velocidades de recuo do núcleo de interesse são também elevadas, 4 a 5% da velocidade da luz, fazendo com que a região do espectro ocupada por uma única linha seja muito maior que no caso de núcleos mais pesados. Com isso, um *gate* nessas transições, que normalmente são de intensidade baixa, inclui um fundo muito intenso, produzindo espectros de raios gama com muita contaminação, ou seja apresentam inúmeros raios gama que não são de interesse. Para evitar vários desses problemas foi desenvolvida uma nova técnica de análise de dados conhecida como NGTB (Narrow Gate on Transition Bellow) [69].

Consideremos o caso da Figura 3.1, onde procura-se determinar o tempo de vida do estado L. Inicia-se o processo analisando a forma de linha da transição γ_F , produzida com um *gate* na transição γ_L , que é aquela emitida pelo estado que se deseja determinar a taxa de decaimento. Este é um *gate* usual (GTB), compreendendo toda a largura do pico de raios gama γ_L . Esta análise permite determinar, a partir da forma do pico de raios gama γ_F , uma taxa de decaimento *efetiva* para o estado F, $A_F(t) = dN_F/dt$. A seguir, uma nova forma de linha para a transição γ_F é obtida, com a condição de *gate estreito* na parte não deslocada do pico de raios gama da transição γ_L , conforme visto na Figura 3.1. Isso corresponde a se colocar uma *supressão* na parte deslocada da linha correspondente à transição γ_F :

$$A_{Fs}(t) = S_F(t)A_F(t) \quad (3.11)$$

Supondo que todas as partículas sofram a mesma interação no sólido e param após um tempo de freamento α , o fator de supressão corresponde à condição de um decaimento com o núcleo em vôo do estado F (isto é, no instante $t < \alpha$) e com o decaimento do estado L num instante $t' > \alpha$, tendo sido este estado populado no instante t (decaimento do nível F). A taxa de decaimento do estado L nessas condições é dada por:

$$S(t) \propto \int_{\alpha}^{\infty} e^{-(t'-t)/\tau_L} dt' = \tau e^{-(\alpha-t)/\tau_L} \quad (3.12)$$

e portanto a taxa de decaimento de F com essa supressão será dada por:

$$A_{Fs}(t) = e^{-(\alpha-t)/\tau_L} A_F(t) \quad (3.13)$$

Numa situação mais realista, é necessário considerar as flutuações provenientes do mecanismo de freamento, e a taxa com supressão é calculada fazendo-se a convolução de $A_F(t)$ com a distribuição de freamento $P_{v=0}(t)$:

$$S(t) = \int_t^\infty e^{-(\alpha-t')/\tau} P(t') dt' \quad (3.14)$$

Conhecendo-se $A_F(t)$, que foi ajustado com base na forma de linha obtida com o procedimento GTB usual, o ajuste da forma da linha γ_F com a supressão permite obter $S(t)$ e portanto a vida-média τ_L do estado L.

Um programa de análise de forma de linha, desenvolvido inicialmente por José Barcelar, em Berkeley, e posteriormente modificado por John Wells e Noah Johnson em Oak Ridge [70], foi usado como base para a introdução da análise pelo método NGTB por Brandolini e Ribas [69]. Outras duas modificações, específicas para as particularidades para a medida de vidas médias em núcleos da região de massa $A=50$, também foram introduzidas no código. A primeira delas foi considerar a evaporação das partículas (p, n, α) para cálculo da velocidade inicial do núcleo residual, produzido na reação de fusão-evaporação. Nessa região, a evaporação dessas partículas altera a direção de recuo do núcleo residual e não pode ser negligenciada, como no caso de núcleos mais pesados, onde em geral somente nêutrons e prótons são evaporados. Uma segunda modificação foi a introdução da possibilidade de se poder considerar dois níveis independentes na alimentação lateral de cada nível. O programa original permite somente um nível de alimentação, ou então uma sequência de níveis simulando uma banda rotacional, o que também não é condizente com o que ocorre em núcleos mais leves, onde a alimentação por um caminho muito rápido pode concorrer com um outro caminho que tenha uma sequência de níveis mais lentos.

Com essa técnica foram medidas as probabilidades de transição em vários núcleos na região de massa $A=50$, como por exemplo: $^{48,49,50}\text{Cr}$, $^{46,47,48,49}\text{V}$ e ^{46}Ti [13, 15, 20, 16, 17, 19, 71].

3.3 Espectrômetros de raios gama

3.3.1 Espectrômetro Saci-Pererê

O espectrômetro de raios gama Pererê (Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) é composto por quatro detectores de GeHP equipados com supressores Compton, sendo dois detectores Ortec GMX de 20% de eficiência e dois Canberra

REGe de 60% de eficiência [72]. Dois desses detectores são posicionados a 37° enquanto os outros dois são posicionados a 101° em relação à direção do feixe. A resolução intrínseca dos detectores é de aproximadamente 2,5 keV e a eficiência de fotopico total desse sistema é de 0.5% em energias de 1332 keV. O Saci (Sistema Ancilar de Cintiladores) é um sistema auxiliar de detectores de partículas carregadas [73], composto por 11 telescópios ΔE -E tipo phoswich dispostos segundo a geometria de um dodecaedro, cobrindo um ângulo sólido de detecção da ordem de 75% de 4π . Este sistema permite aumentar o poder de resolução [74] do espectrômetro gama Pererê uma vez que possibilita a construção de histogramas biparamétricos de eventos gama-gama em coincidência temporal com a detecção de partículas carregadas. Esse pequeno espectrômetro de raios gama pode ser visualizado na Fig.3.2.

Figura 3.2: Espectrômetro de raios gama Saci-Pererê do Laboratório Aberto de Física Nuclear da USP.

3.3.2 Espectrômetro GASP

O espectrômetro de raios gama GASP é composto por 40 detectores de GeHP com supressores Compton e também de um sistema composto por 80 cintiladores de BGO, que permite a

medida da energia total emitida de uma reação nuclear e também multiplicidade dos eventos de raios gama [74]. A eficiência de fotopico total desse sistema é de 3.0% em energias de 1332~keV. A este espectrômetro pode ser acoplado o sistema ISIS, composto por 40 detectores ΔE -E de Si. Esse sistema permite a detecção e identificação das partículas carregadas (prótons e partículas alfa) emitidas após uma reação do tipo fusão-evaporação. O espectrômetro de raios gama GASP instalado nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Legnaro, Itália, pode ser visto na Figura 3.3.

Figura 3.3: Espectrômetro de raios gama GASP instalado nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Legnaro, Itália.

Capítulo 4

Estrutura de núcleos na camada pf

Núcleos que apresentam núcleons de valência de forma a completar a segunda camada de número mágico $N=20$ têm sido objetos de vasta investigação tanto experimental como teórica. A camada pf é uma região onde o Modelo de Camadas pode desempenhar um papel indispensável e está na fronteira de nossas habilidades computacionais. Explorar experimentalmente esta região significa fornecer parâmetros para testar os limites do modelo. Esta camada apresenta tanto propriedades de movimento coletivo como de partícula única, sendo ambas descritas pelo Modelo de Camadas.

Inúmeras interações têm sido utilizadas para a descrição dos núcleos com núcleons de valência ocupando o início da camada pf. Serão apresentadas a seguir algumas das interações residuais propostas principalmente pelo grupo Strasbourg-Madri, por ser o grupo mais ativo no estudo dessa região de massa. Na descrição desses núcleos é necessário considerar não só os núcleons de valência ocupando todo o espaço de configurações pf ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$), mas deve-se considerar também a influência dos núcleons provenientes dos orbitais da camada $N=2$: $s_{1/2}$ e $d_{3/2}$. Esses orbitais são muito importantes para uma descrição dos estados de paridade positiva e são essenciais para a descrição dos estados de paridade negativa. A primeira delas, conhecida com RCNP, consiste essencialmente da junção da interação KB3 com os elementos de matriz da interação Universal sd (USD), juntamente com os elementos de matriz da interação entre as camadas proposta por Kahana, Lee e Scott [75]. Essa interação foi modificada ao longo dos anos para a descrição de diferentes regiões de massa produzindo inúmeras versões existentes atualmente, como por exemplo a interação SDPF-SM, usada na descrição de bandas deformadas no núcleo ^{36}Ar [76]. Nesse caso, o orbital $d_{5/2}$ foi fechado de forma que o núcleo ^{28}Si torna-se o caroço inerte. Além disso, a energia de ligação e alguns termos de monopolo foram modificados de forma a reproduzir os níveis do núcleo ^{41}Ca . Essa interação foi utilizada recentemente na descrição do núcleo ^{40}Ca [77]. Um outro exemplo, a interação SDPF-NR desenvolvida para reproduzir os dados espectroscópicos do

isótopo ^{35}Si [78]. Essa interação foi modificada recentemente para ser utilizada no espaço de configurações $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $f_{7/2}$ e $p_{3/2}$ recebendo a denominação de SDPF-U [79]. A interação SDPF-NR foi utilizada recentemente na descrição do isótopo ^{36}Ar [80]. Uma outra interação residual, conhecida como ZBM2, foi desenvolvida para descrever os isótopos estáveis de cálcio [81], sendo utilizada recentemente, com vários ajustes, na descrição do isótopo ^{42}Sc [82]. Várias outras interações foram desenvolvidas recentemente por inúmeros autores, como por exemplo: sdpf-m por Y. Utsuno et al. [83], WLBL por E.K. Warburton et al. [84] e uma outra desenvolvida por D.J. Dean e colaboradores [85]. A grande quantidade de interações e a proliferação de suas variações indica que a descrição teórica dos núcleos nessa região de massa, passados mais de 50 anos do início da descrição da estrutura de núcleos utilizando o Modelo de Camadas, ainda não está completamente compreendida.

Na década de 90, foi realizado um estudo sistemático na região de massa entre $A=47$ e $A=52$ utilizando as interações residuais KB3 [6] e KB3G [54]. Também foram feitos cálculos utilizando método de diagonalização quântica por Monte Carlo (QMCD) para o ^{56}Ni produzindo ótimos resultados para a energia de ligação do estado fundamental dentro de 100 a 200 keV, fornecendo também uma boa descrição para bandas deformadas em núcleos duplamente mágicos [86, 87]. A existência de bandas coletivas em isótonos $N=28$ também foi investigada nesta mesma época [88]. A interação GXPF1 [55], desenvolvida para estudar núcleos da camada pf, foi usada para a descrição de isótopos de Titânio, Vanádio e Cromo [89, 90]. Esta mesma interação foi testada em detalhes sob vários pontos de vista como: energia de ligação, momentos e transições eletromagnéticas e espectro de excitação. A estrutura semi-mágica também foi descrita para N ou $Z=28$, para ^{53}Mn , ^{54}Fe , ^{55}Co e $^{56,57,58,59}\text{Ni}$. Esta interação possibilitou também o estudo do núcleo ímpar-ímpar ^{54}Co [56]. A existência do número semi-mágico N ou $Z=28$ se torna visível com o surgimento de uma separação de energia razoavelmente grande entre o orbital $f_{7/2}$ e os outros três $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$ devido à interação spin-órbita.

Para cálculos com Modelo de Camadas na região de massa $A=60$, o núcleo ^{56}Ni tem sido considerado como caroço inerte, porém os resultados obtidos não são muito satisfatórios. Convém ressaltar que as interações KB3 [49, 50] e KB3G [54], obtidas por várias correções de monopolo feitas na interação microscópica da matriz-G de Kuo-Brown, descrevem muito bem núcleos da camada pf para massas inferiores ou iguais a 52, mas falham nas proximidades do núcleo ^{56}Ni . Nos últimos anos, muitos dados espectroscópicos foram coletados para núcleos em torno de $1f_{7/2}$ como por exemplo: $^{48,49,50}\text{Cr}$ e $^{46,47,48}\text{V}$ [15, 17, 91], ^{54}Fe , $^{54,55}\text{Co}$, $^{56,57}\text{Ni}$ e ^{58}Cu , entre outros [92]. Esses resultados foram comparados a cálculos utilizando Modelo de Camadas na camada pf. As interações utilizadas nessas previsões foram a FPD6 e a KB3. O esquema de níveis para o ^{56}Co , o qual apresenta uma partícula e um buraco em relação

ao duplo caroço mágico, foi ampliado apresentando novos estados excitados [93]. Neste trabalho, foi feita uma comparação dos resultados obtidos a partir do Modelo de Camadas na camada pf, considerando excitações partícula(p)-buraco(h) para $p=h=1,2$ e 3. Recentemente, a estrutura de alto-spin foi ampliada para o isótopo ^{57}Co , o qual apresenta um buraco de próton e dois nêutrons extras em relação ao duplo número mágico $N=28$ [94]. O esquema de níveis encontrado mostrou-se formado principalmente por estados esféricos com uma alta complexidade. A interpretação deste núcleo foi feita a partir de cálculos por Modelo de Camadas considerando o ^{56}Ni como caroço inerte e a interação residual FPD6. Nesta mesma região de massa, foram estudados os estados de baixo momento angular no núcleo ímpar-ímpar $Z=N$ ^{58}Cu [57]. Os resultados obtidos neste estudo são comparados com cálculos de Modelo de Camadas utilizando também a interação residual GXPF1. Foram consideradas excitações de partícula-buraco bem como excitações do caroço inerte ^{56}Ni , sendo considerada a excitação de até seis partículas do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$. Utilizando a interação GXPF1 e considerando excitações do caroço, foi possível descrever razoavelmente bem os estados de mais alto momento angular. Uma revisão da aplicação do modelo de Camadas para núcleos da camada $1f_{7/2}$, utilizando diferentes interações, foi elaborada por Brandolini e Ur [95]. Neste trabalho foi comentada a existência de alinhamento rotacional apenas para núcleos no início da camada, sendo verificado também uma mudança de regime coletivo para o de partícula-única ao se aproximar do término do espaço de configurações $1f_{7/2}$.

A seguir, serão apresentados em detalhes o estudo da estrutura dos núcleos ^{48}Cr , $^{46,48}\text{V}$ e ^{58}Co , realizado nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália, e também no Laboratório Aberto de Física Nuclear da Universidade de São Paulo.

4.1 O núcleo par-par ^{48}Cr .

Após o fechamento da camada sd , com $N_p, N_n = 20$, tem-se o grupo de orbitais de paridade negativa correspondente ao $N=3$ do oscilador harmônico: $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$. O orbital $f_{7/2}$, tendo momento angular orbital bem maior que o $p_{3/2}$, é muito mais rebaixado que este, devido à interação spin-órbita, de modo que há um *gap* significativo entre esses dois orbitais. Isso acarreta a ocorrência do número semi-mágico $N=28$. A camada pf é a primeira que apresenta um espaço de configurações suficientemente amplo e com possibilidades de produzir estados com momento angular relativamente altos. Esses estados podem apresentar, em muitos casos, propriedades rotacionais, ou seja, propriedades de estados coletivos deformados. Um exemplo muito interessante de núcleos com núcleons de valência ocupando esses orbitais é o isótopo $Z=N$ ^{48}Cr , que apresenta características claras de deformação, mesmo

para estados com energias próximas à do estado fundamental. O ^{48}Cr tem oito núcleons de valência ocupando os orbitais situados no meio da camada $f_{7/2}$, produzindo o máximo de movimento coletivo em baixos momentos angulares, onde as configurações $1f_{7/2}$ e $2p_{3/2}$ contribuem coerentemente para produzir uma deformação prolata, descrita por um parâmetro de deformação quadrupolar da ordem de $\beta = 0.3$ [7]. A interação entre os graus de liberdade de partícula-única com os graus de liberdade coletivos ao longo da linha *yrast* resulta numa diminuição da deformação ao se aproximar do estado final da banda, 16^+ neste caso, quando os núcleons de valência alinham-se produzindo o máximo momento angular na camada $f_{7/2}$.

Figura 4.1: Diagrama de níveis de Nilsson.

A importância da mistura dos orbitais $f_{7/2}$ e $p_{3/2}$, assim como dos orbitais $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$, pode ter sua origem evidenciada por exemplo na estrutura dos níveis de Nilsson correspondentes, mostrados na Figura 4.1. Os orbitais de Nilsson são rotulados com os números quânticos N

(camada), n_z , l_z e $\Omega = l_z + s_z$ ($[Nn_zl_z]\Omega$). Os estados $N=3$ correspondentes à camada pf são formados principalmente por misturas dos orbitais $f_{7/2} \otimes p_{3/2}$ ou $f_{5/2} \otimes p_{1/2}$. Nota-se que esses orbitais esféricos diferem por $\Delta J = 2$, e portanto são misturados pela interação quadrupolar, responsável por grande parte da deformação nuclear.

Os estados de altos momentos angulares do núcleo ^{48}Cr foram estudados nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, Itália, através da reação $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, 2\alpha)$ com uma energia de feixe de 130 MeV, fornecido pelo acelerador XTU-Tandem de 15 MV [11]. Foi utilizado um alvo auto-portante de ^{24}Mg de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Os raios gama, emitidos do decaimento do núcleo residual ^{48}Cr , foram observados através do espectrômetro de raios gama GASP. Com esse experimento foi possível estender a banda *grast* de paridade positiva até o final da banda, no estado 16^+ , em uma energia de excitação de 15 MeV.

Na Figura 4.2 está representado o diagrama de níveis de energia para estados *grast* no ^{48}Cr , ao lado de resultados de cálculos com o Modelo de Camadas, utilizando-se a interação residual KB3 [49, 50].

Figura 4.2: Estados excitados experimentais do núcleo ^{48}Cr e os previstos pelo modelo de camadas de larga escala (LSSM) [6].

A excelente concordância pode ser melhor apreciada se for apresentado o momento angular (J) de um estado em função da energia da transição, $E_\gamma = E_J - E_{J-2}$ (Figura 4.3). Pode-se ver claramente que o padrão de *backbending*, típico de núcleos deformados mais pesados, é muito bem reproduzido pelo modelo. Um dos grandes trunfos do modelo de camadas esférico é o de reproduzir com grande fidelidade a ocorrência dos estados excitados do ^{48}Cr , que até

então só podiam ser descritos por modelos menos fundamentais.

Figura 4.3: Momento angular em função da energia de transição dos raios gama da banda do estado fundamental no núcleo de ^{48}Cr . São apresentadas as previsões do modelo de camadas, juntamente com as do modelo *Cranked Hartree-Fock-Bogoliubov* (CHFB) [6].

Em geral, no teste de modelos de estrutura nuclear, os níveis de energia, as intensidades relativas de transição, o spin e a paridade dos estados são as quantidades mais fáceis de serem obtidas experimentalmente, bem como de serem previstas teoricamente. Um teste mais rigoroso de um modelo envolve a determinação das probabilidades de transição, ou seja, dos elementos de matriz dos operadores eletromagnéticos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ que regem o decaimento desses níveis e que dependem dos detalhes das configurações intrínsecas que constituem a função de onda dos estados envolvidos.

Para a medida das vidas-médias dos estados excitados foi utilizada a reação $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ com feixe de 115 MeV [13]. Na Figura 4.4 pode-se ver o esquema de níveis do núcleo ^{48}Cr com os estados de paridade positiva juntamente com os estados sugeridos como sendo de paridade negativa.

Figura 4.4: Esquema de níveis do núcleo ^{48}Cr .

As vidas-médias foram medidas utilizando-se a técnica DSAM. Nesse experimento foi

utilizado um alvo de ^{28}Si evaporado sobre uma folha de ouro. Para a análise das formas de linha foi utilizado uma versão modificada do programa LINESHAPE [70]. Esse código foi modificado com o intuito de incluir, como um efeito aleatório, a dispersão do recuo provocado pelas emissões das partículas na reação de fusão-evaporação [69].

Na Figura 4.5 pode-se observar alguns exemplos dos ajustes das formas de linha dos raios emitidos pelo núcleo ^{48}Cr , utilizando-se o procedimento GTB (*gate on Transition Below*) para as transições (a) 3029 keV $16^+ \rightarrow 14^+$, (b) 1348 keV $12^+ \rightarrow 10^+$ e (c) 1869 keV $14^+ \rightarrow 12^+$ e 1875 keV $10^+ \rightarrow 8^+$.

Figura 4.5: Exemplos dos ajustes das formas de linha dos raios gama emitidos pelo núcleo ^{48}Cr , utilizando-se o procedimento GTB (*gate on Transition Below*) para as transições (a) 3029 keV $16^+ \rightarrow 14^+$, (b) 1348 keV $12^+ \rightarrow 10^+$ e (c) 1869 keV $14^+ \rightarrow 12^+$ e 1875 keV $10^+ \rightarrow 8^+$.

A medida das vidas médias dos estados da banda *yrast* de paridade positiva possibilita a caracterização do fenômeno de terminação da banda. Como pode ser visto na Figura 4.6, os valores de $B(E2)$ apresentam uma diminuição suave ao se aproximarem da terminação da banda $1f_{7/2}$ no spin 16^+ . Os valores teóricos apresentados na Figura 4.6 foram calculados com o modelo de camadas considerando todos os orbitais da camada pf, levando-se em conta uma

carga efetiva de $0,5e$ para nêutrons e $1,5e$ para prótons. Pode ser observado que as previsões do modelo de camadas são excelentes. A deformação deste núcleo pode ser representada com o parâmetro de deformação quadrupolar β apresentando um valor de $0,28$ próximo ao estado fundamental e $0,10$ para os estados próximos da terminação da banda em $I=16^+$. Neste trabalho, foram encontradas também evidências claras da existência de bandas de paridade negativa. Tais bandas foram muito bem descritas pelo modelo de camadas considerando-se toda a camada pf e também a excitação de uma núcleon a partir do orbital $1d_{3/2}$. Também neste caso as previsões do modelo de camadas descrevem muito bem os valores de $B(E2)$ e $B(M1)$ experimentais.

Figura 4.6: Valores de $B(E2)$ experimentais e calculados para estados de paridade positiva e negativa no núcleo ^{48}Cr .

4.2 Os núcleos ímpar-ímpar ^{46}V e ^{48}V

As vidas médias dos estados excitados dos isótopos ímpar-ímpar ^{46}V ($Z=N$) e ^{48}V ($N=Z+2$) foram medidas utilizando-se a técnica DSAM. Esses núcleos foram produzidos através das reações de fusão evaporação $^{28}\text{Si}+^{24}\text{Mg}$, em uma energia de feixe de 115 MeV , e $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ a 100 MeV , utilizando-se alvos com freadores de ouro e chumbo [16, 17, 20]. A descrição de núcleos ímpar-ímpar possibilitam um teste bastante rígido para o Modelo de Camadas de Larga Escala uma vez que é necessário uma boa descrição da interação residual próton-nêutron. O núcleon $Z=N$ ^{46}V foi estudado com grande interesse devido às suas características

peculiares [91, 101, 102, 103, 104]. Na Figura 4.7 é apresentado o esquema de níveis do núcleo ^{46}V , onde é possível observar a coexistência dos estados de paridade natural com isospin $T=1$ e $T=0$ e os estados de paridade não natural em baixas energias de excitação, o que permite a verificação das regras de seleção de isospin, assim como a mistura de isospin.

Figura 4.7: Esquema de níveis de energia do núcleo ^{46}V .

Na referência [91] foi apresentado um estudo desse núcleo onde foi determinado um esquema de níveis bem detalhado, assim como foi feita uma comparação com as previsões do Modelo de Camadas de Larga Escala. O núcleo ^{48}V também foi estudado devido a sua grande facilidade de produção através de reações de fusão evaporação e por fornecer informações complementares ao núcleo ^{46}V . Informações sobre o núcleo ^{48}V podem ser obtidas também nas referências [96, 97].

O estudo dos núcleos ^{46}V e ^{48}V foi realizado através de experimentos utilizando-se alvos finos para o estudo da estrutura do núcleo e também com alvos com freadores de ouro e chumbo para a medida de vidas-médias de seus estados excitados. No primeiro experimento foi utilizado um feixe de ^{24}Mg de 100 MeV incidindo sobre um alvo de 0.4 mg/cm^2 de ^{28}Si . Partículas leves (p , α) foram observadas em coincidência com raios γ em um conjunto de 40 telescópios E- ΔE de Si (ISIS), alojados no interior do espectrômetro de raios gama GASP. No segundo experimento, realizado para as medidas de vidas médias, utilizou-se a reação inversa $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ para aumentar a velocidade inicial de recuo dos núcleos residuais. Foram utilizados dois alvos de $0,8 \text{ mg/cm}^2$, sendo um em substrato de Au e o outro em Pb, ambos com 15 mg/cm^2 de espessura. Nesses experimentos não foi utilizado o sistema ISIS. Em ambos experimentos, os eventos foram armazenados quando havia contagens em pelo menos dois detectores de germânio e em dois elementos do filtro de multiplicidade do espectrômetro GASP [74]. As calibrações em energia e eficiência foram realizadas com fontes radioativas de ^{152}Eu , ^{56}Co , ^{60}Co , assim como através de raios gama internos conhecidos.

Para o estudo das vidas-médias, os eventos coletados pelo espectrômetro GASP foram agrupados em 7 matrizes gama-gama tendo em um dos seus eixos os detectores posicionados nos anéis a 34° , 60° , 72° , 90° , 108° , 120° e 150° enquanto que no outro eixo são considerados os outros 39 detectores. Mais detalhes sobre o procedimento de análise pode ser visto na referência [13]. O programa LINESHAPE [70] foi modificado a fim de permitir a utilização da técnica NGTB [69], que é livre de erros sistemáticos relacionados com as incertezas da alimentação lateral. Na Figura 4.8 pode-se observar um exemplo da determinação das vidas médias a partir forma de linha de duas transições utilizando-se a técnica NGTB. Em a) pode-se ver o ajuste da transição de prova 2537 keV que popula o estado que decai pela transição 1471 keV. Em b) pode-se ver o ajuste da transição 1471 keV que popula o estado que decai emitindo o raio gama de 1490 keV. Nessa análise, foi considerada a aproximação de Northcliffe-Schilling [98] para o poder de freamento, corrigido para efeitos de camada atômicos [99]. A medida utilizando chumbo como material freador teve um número de contagens bem menor do que utilizando ouro, mas foi muito importante para estender as medidas para estados com vidas-médias mais longas, devido ao chumbo ter um poder de freamento menor do que o do ouro. Foram medidas as vidas médias de 25 estados do isótopo ^{48}V e 14

estados do núclídeo ^{46}V , sendo a maioria com o procedimento NGTB, que é mais confiável que o procedimento de análise usual uma vez que evita os erros sistemáticos causados pela modelagem da alimentação lateral dos estados em estudo.

Figura 4.8: Espectros de raios gama indicando a análise NGTB para a medida das vidas médias de estados excitados do núcleo ^{46}V : a) transição $11^+ \rightarrow 9^+$ de 1471 keV b) transição $9^+ \rightarrow 7^+$ de 1490 keV. Nesse experimento foi utilizado um freador de ouro.

4.2.1 O núclídeo ^{46}V .

O esquema de níveis do núcleo ^{46}V , apresentado na Figura 4.7, foi organizado em bandas rotacionais com valores definidos de K , a projeção do momento angular no eixo de simetria. As bandas denominadas $K=0^+$ e $K=3^+$ devem ter sido geradas a partir do acoplamento paralelo e antiparalelo dos núcleons de valência que ocupam o orbital de Nilsson $[321]3/2^-$, respectivamente. O acoplamento antiparalelo produz a banda do estado fundamental $K=0^+$, apresentado na parte esquerda da Figura 4.7, onde os estados de spins pares têm isospin $T=1$. A banda mais intensa de paridade positiva, baseada no nível 3^+ , se estende até o nível 15^+ e pode ser descrita como uma sequência com $K=3^+$. Uma terceira banda, indicada na figura como $K=0^-$, é descrita como sendo produzida pela excitação de um buraco $d_{3/2}$.

Por outro lado, as bandas $K=3^-$ e $K=0^-$ devem ter sido originadas a partir do acoplamento paralelo e antiparalelo dos núcleons de valência ocupando os orbitais $[202]3/2^-$ e $[321]3/2^-$. Foi observado um candidato para o estado 0^- , cabeça de banda da estrutura $K=0^-$, assim como um estado posicionado a 1254 keV como sendo o candidato para o cabeça de banda da estrutura $K=3^-$, proveniente do acoplamento paralelo, e dois outros estados excitados, já observados nas referências [91, 103]. Uma banda lateral, baseada no estado conhecido a 4225 keV foi classificada como sendo $K=(7^-)$. Essa banda é prevista no esquema de Nilsson, como sendo proveniente da excitação de um núcleon do orbital $[202]3/2^+$ ao orbital $[321]5/2^-$, com um acoplamento paralelo dos quatro núcleons desemparelhados. Foram observadas também várias transições E1 conectando a banda $K=0^-$ aos níveis de paridade positiva. Foram determinadas vidas médias de 11 estados da banda $K=0^-$, possibilitando a determinação das taxas de transição $B(E2)$. Na Figura 4.9 são apresentados os valores das taxas de transição $B(E2)$ experimentais, juntamente com as previsões do modelo LSSM feitas a partir do código Antoine [65], utilizando-se a interação residual KB3 [49, 50]. As vidas médias dos estados 4^- e 5^- não puderam ser medidas por serem muito longas para a técnica DSAM. O comportamento regular dos estados da banda $K=0^-$ sugerem um comportamento rotacional. O forte *backbending* para os estados com *signature* $\alpha=0$ em $I^\pi=10^-$ é acompanhado por uma forte queda do valor de $B(E2)$. Tanto o *backbending* como a diminuição do valor de $B(E2)$ são muito bem reproduzidos pelo modelo de camadas. As transições com $\Delta I=1$ conectando os estados com diferentes *signatures* não são observadas, a menos da transição $4^- \rightarrow 3^-$ com uma razão de mistura de apenas 1.0(3)%. De acordo com a regra de seleção de isospin [100], transições dipolares magnéticas (M1) com $\Delta T=0$ devem ser muito reduzidas, de forma que as transições devem ter um caráter principalmente quadrupolar elétrico (E2). Na banda $K=3^+$, foram determinados somente os valores de $B(E2)$ para transições conectando os níveis da *signature* favorecida. Cálculos com o modelo LSSM também reproduziram muito bem esses valores, como pode ser visto na Figura 4.9. Através dos valores de $B(E2)$ das transições $11^+ \rightarrow 9^+$ e $9^+ \rightarrow 7^+$ foi possível estimar uma deformação quadrupolar $\beta \approx 0.22$. Os cálculos com o modelo LSSM também estão em boa concordância com os dados experimentais para os estados excitados da banda $K=0^+$ [16, 20].

Figura 4.9: Taxas de transição experimentais $B(E2)$ dos estados de paridade positiva e negativa do núcleo ^{46}V e os valores previstos pelo modelo LSSM (quadrados vazios). O valor de $B(E2)$ para o estado 7^+ foi obtido da Referência [104].

4.2.2 O nuclídeo ^{48}V .

O estudo do núcleo ímpar-ímpar ^{48}V também é muito interessante, pois permite testar a parte próton-nêutron ($T=0$) da interação residual. O esquema de níveis obtido para o núcleo ^{48}V pode ser visto na Figura 4.10. O esquema de níveis foi estendido a estados de alto spins principalmente com os dados do experimento utilizando-se alvos finos, através da análise dos cubos em coincidência temporal $\gamma\gamma\gamma$ e as matrizes $\gamma\gamma$ obtidas em coincidência com 3 prótons detectados através do sistema de detectores de partículas ISIS. O experimento realizado com alvos constituídos por freadores de ouro ou chumbo foram utilizados para as

medidas de vidas médias e também para a determinação das paridades dos novos estados de alto spins observados. Os níveis observados foram agrupados em cinco bandas, classificadas como sendo $K=4^+$, 1^+ , 4^- , 1^- e 8^- com base no modelo rotor-partícula. Pode-se observar a grande semelhança com o núcleo ^{46}V no qual foram também observadas 5 bandas similares. A grande diferença entre esses dois núcleos é que no caso do ^{46}V ambos nêutrons e prótons desemparelhados ocupam o mesmo orbital $[321]3/2^-$, por ser um núcleo com $Z=N$, enquanto que no ^{48}V o último nêutron ocupa o orbital $[312]5/2^-$. Portanto, enquanto no ^{48}V são formadas duas bandas de paridade positiva com $K=4^+$ e $K=1^+$, no caso do ^{46}V essas bandas são classificadas como sendo $K=3^-$ e $K=0^-$. Finalmente, a excitação do orbital $[202]3/2^+$ ao primeiro orbital vazio, seguido do acoplamento paralelo dos quatro núcleons desemparelhados produz a banda $K=7^-$ no ^{46}V e $K=8^-$ no núcleo ^{48}V . No nuclídeo ^{48}V um total de 24 novos níveis foram observados e 25 novas vidas médias foram determinadas. Na Figura 4.11 é apresentada uma comparação das bandas *yrast* e *yrare* de paridade positiva com as previsões do modelo LSSM. Pode-se observar que a concordância é excelente considerando a grande complexidade do esquema de níveis. Os cálculos foram realizados com a interação KB3G [54]. Entretanto, os resultados obtidos não são muito diferentes daqueles calculados por Caurier e colaboradores, utilizando a interação residual KB3 [49, 50].

Figura 4.10: Esquema de níveis do núcleo ímpar-ímpar ^{48}V .

Figura 4.11: Comparação dos estados de paridade positiva obtidos experimentalmente para o núcleo ^{48}V e os calculados pelo modelo LSSM, utilizando-se a interação efetiva KB3G [54].

Na Figura 4.12 é apresentada uma comparação das bandas *yrast* e *yrare* de paridade negativa, juntamente com as previsões do modelo LSSM. Na descrição dos estados de paridade

negativa, foi considerada a excitação de um núcleon a partir do orbital $2d_{3/2}$, considerando-se também um truncamento que apenas 3 núcleons podem ocupar toda a camada pf a partir do orbital $1f_{7/2}$. Também nesse caso, observa-se um bom acordo entre as previsões do modelo e os resultados experimentais. Pode-se observar que o *staggering* observado na banda $K=1^-$ é muito bem reproduzido. Entretanto, a banda $K=8^-$ é calculada 500 keV abaixo do valor experimental, enquanto que a banda $K=4^-$ é calculada 200 keV abaixo do valor experimental.

Figura 4.12: Comparação dos estados de paridade negativa obtidos experimentalmente para o núcleo ^{48}V e os calculados pelo modelo LSSM, utilizando-se a interação efetiva KB3G [54].

Na Figura 4.13 é apresentado um exemplo da análise NGTB para os estados de paridade negativa do ^{48}V . Na parte superior Figura é apresentado a forma de linha do raio gama de

776 keV que é usado como ponta de prova da vida média do estado que é populado por essa transição. Exigindo-se a coincidência de apenas uma parte dos raios gama de 712 keV a forma da linha da transição de 776 keV se altera drasticamente, possibilitando a medida da vida média do estado 6^- a 2398 keV, sem a influência de erros sistemáticos provenientes da população lateral desse estado.

Figura 4.13: Espectros de raios gama observados a 108° , indicando a forma de linha do raio gama de 776 keV que é utilizado para se determinar a vida média do estado que é depopulado através da transição $6^- \rightarrow 5^-$ de 712 keV.

Na Figura 4.14 são apresentados os valores das taxas de transição $B(E2)$ e $B(M1)$ para os estados da banda do estado fundamental do ^{48}V , assim como os valores calculados pelo modelo de camadas. O valor de $B(M1)$ para a transição $15^+ \rightarrow 14^+$ é bem alto e todos os valores de $B(M1)$ apresentam um *staggering*. Esse comportamento em *zig e zag* é um efeito relacionado com a configuração $1f_{7/2}^n$. Já os valores de $B(E2)$ apresentam um comportamento suave, mas decrescem para os estados de maior momento angular. Essa diminuição nos valores de $B(E2)$ com o aumento do momento angular indica uma redução da coletividade da banda ao se aproximar do seu final, uma vez que os estados tornam-se estados puros $1f_{7/2}^n$. As vidas médias dos estados *yrast* 10^+ , 12^+ e 14^+ não puderam ser medidos por suas transições apresentarem um baixo número de contagens. Os valores correspondentes de $B(M1)$, marcados com estrelas, foram calculados adotando-se os valores teóricos de $B(E2)$

para as ramificações $\Delta I=2$ e uma incerteza de 50%. Em geral, os valores de $B(E2)$ para os estados *yrast* são muito bem previstos pelo modelo LSSM para núcleos com núcleons de valência ocupando o meio da camada $f_{7/2}$. Considerando-se os estados de baixo momento angular foi possível calcular um parâmetro de deformação quadrupolar $\beta=0.21$, assumindo-se uma banda de $K=4^+$. Esse valor é bem menor do que aquele obtido para o núcleo ^{48}Cr com $\beta=0.28$ [13]. Pode ser que o núcleo tenha realmente uma deformação quadrupolar maior, mas a triaxialidade com valores positivos de γ , como sugerido para o ^{46}V [101], produz valores de $B(E2)$ um pouco menores.

Figura 4.14: Valores das taxas de transição $B(E2)$ e $B(M1)$ para a banda do estado fundamental do núcleo ^{48}V .

As duas bandas de paridade negativa $K=1^-$ e $K=4^-$ apresentam pequeno *signature splitting* indicando pequena triaxialidade. Essas bandas podem ser descritas em baixos momentos angulares com um parâmetro de deformação quadrupolar $\beta=0.26$, indicando uma coexistência de formas entre as bandas com diferentes paridades. Esse fenômeno já foi observado em outros núcleos nessa região de massa [15]. Na Figura 4.15 são apresentados alguns exemplos de valores de $B(M1)$ e $B(E2)$ para as bandas $K=1^-$, 4^- e 8^- , juntamente com as previsões do modelo LSSM.

Figura 4.15: Probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$ para os estados de paridade negativa do núcleo ^{48}V , juntamente com as previsões do modelo LSSM. Os quadrados abertos representam as previsões teóricas.

Embora a projeção do momento angular total K tenha sido usada para classificar essas bandas, ela não é um bom número quântico como no caso das bandas rotacionais típicas de núcleos deformados mais pesados, mas representa apenas o componente dominante na função de onda do estado. Isso pode ser observado no decaimento das bandas, em geral violando a regra de seleção para K ($\Delta K \leq \lambda$). Não foram mostrados no esquema de níveis do ^{48}V , os estados de baixo momento angular com simetria esférica, por não terem sido populados nas reações utilizadas, mas esses estados são observados em medidas de decaimento radiativo e em reações induzidas por íons leves. Para esses níveis se observa também um bom acordo entre teoria e experimento. Veja por exemplo a referência [6].

No caso do núcleo ^{46}V , o modelo LSSM descreve muito bem os estados de paridade positiva, enquanto que a previsão para os estados de paridade negativa são satisfatórias, uma vez que conseguem reproduzir o backbending e também a queda do valor de $B(E2)$ do estado $I^\pi=10^-$ da banda deformada $K=0^-$. Pode-se dizer que, no caso do núcleo ^{48}V , todas as quantidades espectroscópicas para os estados de paridade positiva são muito bem reproduzidas com os cálculos do modelo LSSM. A concordância com as probabilidades de transição calculadas para os estados de paridade negativa são também razoáveis, considerando que foi utilizado um espaço de configurações reduzido, mesmo sabendo que os estados não

são muito bem descritos ao redor da região de cruzamento das bandas $K=4^-$ e $K=8^-$.

Os valores de $B(E2)$ para os dois núcleos $^{46,48}\text{V}$ mostram o aumento da coletividade a partir dos estados de baixos momentos angulares das bandas de paridade positiva e negativa. A coletividade é reduzida ao se aproximar do término da banda, uma vez que os estados tornam-se puros $1f_{7/2}^n$. Os valores de $B(M1)$ para os estados de paridade positiva do núcleo ^{48}V apresentam um grande *staggering* ao se aproximar do término da banda, por ser muito sensíveis ao comportamento de partícula-única.

4.3 O núcleo ímpar-ímpar ^{58}Co

O núcleo ^{58}Co foi produzido a partir da reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},p2n)$, com energia de feixe de 33 MeV, realizada no acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo. O núcleo ^{58}Co apresenta camada duplamente fechada em $N=20$, com mais 11 nêutrons e 7 prótons. Para o estudo da estrutura desse núcleo foram feitas medidas em coincidência $\gamma\gamma$ -partícula com o espectrômetro de raios gama Saci-Pererê [21, 22, 23, 24]. Foram encontradas quarenta e sete transições novas que depopulam trinta e sete novos estados. O esquema de níveis proposto foi estendido até uma energia de excitação de 8 MeV e momento angular de $J^\pi=11^+$. A atribuição dos valores de spins foi baseada na razão DCO (Correlação Direcional de Estados Orientados). Os resultados experimentais foram comparados com os calculados pelo Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM) utilizando os códigos MSHELL [64] e Antoine [65], assim como a interação residual GXPF1 [55, 56], desenvolvida para ser usada na descrição dos núcleos da camada pf. Foram interpretados dezenove estados excitados a partir do modelo LSSM. Foram medidas também as vidas médias para treze estados excitados do ^{58}Co utilizando o Método de Deslocamento Doppler Atenuado (DSAM). Para este estudo, o núcleo ^{58}Co foi produzido a partir da mesma reação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},p2n)$ com energia de feixe de 36 MeV. As probabilidades de transição reduzidas $B(M1)$ também foram bem reproduzidas pelo modelo teórico para cinco níveis identificados. Os níveis de energia observados apresentaram funções de onda com grande mistura de configurações sendo a principal dada por $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^1$. Os resultados indicam que a maior parte dos estados excitados do núcleo ^{58}Co tem um comportamento esférico e são bem reproduzidos considerando excitações de partícula única.

4.3.1 Procedimento experimental

O núcleo ^{58}Co foi produzido através da reação fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},p2n)$. Foram realizados experimentos com alvo fino para o estudo do esquema de níveis e de alvo grosso para a medida das vidas médias dos estados excitados através da técnica DSAM. O feixe

foi fornecido pelo acelerador Tandem 8UD Pelletron da Universidade de São Paulo. Em ambos experimentos os raios gama foram coletados com o espectrômetro Saci-Pererê [73]. No primeiro experimento foram utilizados três alvos autoportantes de ^{51}V com espessuras de $200\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Nesse experimento foram coletados 48 milhões de eventos $\gamma\gamma$ em coincidência temporal. Os dados foram corrigidos devido ao efeito Doppler, uma vez que os raios gama são emitidos com os núcleos em voo, e então histogramados em matrizes simetrizadas $\gamma\gamma$. Foram construídas também matrizes $\gamma\gamma$ em coincidência com prótons e com partículas alfa com um número de contagens de 94 milhões, 10 milhões e 2 milhões de eventos, respectivamente. No segundo experimento, para a medida da vida-média dos estados excitados, foi utilizado um feixe com energia de 36 MeV e um alvo de $770\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ prensado em um suporte de chumbo. Neste caso, foram coletados um total de 20 milhões de eventos $\gamma\gamma$.

4.3.2 O esquema de níveis

O núcleo ^{58}Co com número atômico $Z=27$ e 31 nêutrons, pode ser considerado como tendo três partículas e um buraco em relação ao núcleo duplamente mágico $N=Z=28$ ^{56}Ni . Até então, o nuclídeo ^{58}Co tinha sido estudado apenas com reações induzidas por partículas α e por prótons [105, 106, 107]. Na Figura 4.16 é apresentado o esquema de níveis parcial do ^{58}Co construído a partir deste estudo. A largura das flechas são proporcionais às intensidades das transições gama. Para a construção dos esquemas de níveis foram analisadas as matrizes $\gamma\gamma$ e $\gamma\gamma$ -partícula através dos pacotes de análise de dados, específicos para a espectroscopia de raios gama Upak [108], radware [110] e GASPware [109]. As transições pertencentes ao núcleo ^{58}Co foram identificadas através da seleção dos raios gama em coincidência com pelo menos um próton. Aqueles raios gama pertencentes ao núcleo ^{57}Co , correspondente ao canal $p3n$, que também estariam nessa seleção já tinham sido bem identificados em trabalhos anteriores [94]. Para a construção do esquema de níveis são levadas em conta as relações de coincidência entre os raios gama e as intensidades das transições. Os momentos angulares e paridades dos níveis pertencentes ao isótopo ^{58}Co foram atribuídos baseados nas razões DCO, que representam as correlações angulares dos raios gama, analisados a partir dos dados coletados no experimento com alvo fino. Detalhes sobre as razões DCO podem ser obtidas nas referências [111, 112]. Através deste trabalho foram encontradas 46 novas transições gama depopulando 36 novos estados excitados, sendo estes organizados em 5 sequências principais. Foram confirmadas 17 transições conhecidas para o núcleo ^{58}Co [113]. As energias e intensidades das transições gama, assim como as razões DCO, podem ser vistas nas referências [21, 24]. Na Figura 4.17 pode-se ver o espectro de raios gama em coincidência com a transição de 321 keV, pertencente ao ^{58}Co , e também em coincidência com prótons coletados pelo sistema auxiliar Saci [73]. Nesse espectro pode-se observar as transições pertencentes às sequências I, II e III. Na Figura

4.18 é apresentado o espectro dos raios gama em coincidência com prótons e com a transição de 1992 keV. Nesta figura é possível observar as transições gama pertencentes às sequências IV e V. Na Figura 4.19 pode-se ver o espectro de raios gama em coincidência com a transição de 548 keV ou com a transição de 944 keV, assim como em coincidência com prótons. Nesse espectro de raios gama é possível observar os raios gama que conectam as sequências IV e V. Através da razão DCO foi determinada neste núcleo apenas uma transição com caráter quadrupolar e $\Delta I=2$. Todas as outras transições observadas apresentaram caráter dipolar. Os momentos angulares dos novos estados excitados foram atribuídos com o acréscimo de uma unidade com o aumento da energia de excitação a partir dos estados com momentos angulares conhecidos.

Figura 4.16: Esquema de níveis parciais do núcleo ^{58}Co .

Figura 4.17: Espectro de raios gama pertencentes ao ^{58}Co em coincidência com a transição de 321 keV e também com prótons coletados com o sistema Saci. Os valores representam as energias em keV dos raios gama pertencentes ao ^{58}Co . Os asteriscos indicam os raios gama pertencentes ao ^{57}Co .

Figura 4.18: Espectro de raios gama pertencentes ao ^{58}Co em coincidência com a transição de 1992 keV e também com prótons coletados com o sistema Saci. Os valores representam as energias em keV dos raios gama pertencentes ao ^{58}Co .

Figura 4.19: Espectro de raios gama pertencentes ao ^{58}Co em coincidência com a transição de 578 keV ou então com a transição de 944 keV, assim como com prótons coletados com o sistema Saci. Os valores representam as energias em keV dos raios gama pertencentes ao ^{58}Co .

4.3.3 Medidas de vidas médias

Para a análise das vidas médias dos estados excitados do isótopo ^{58}Co , os dados do experimento com alvo grosso foram histogramados em matrizes $\gamma\gamma$ tendo em um dos eixos os detectores a 37° ou 101° e no outro eixo qualquer um dos três outros detectores. Na determinação das vidas médias dos estados excitados foi utilizado também o código LINE-SHAPE [70]. Este código permite a descrição da dispersão dos núcleos em recuo, após a emissão de partículas carregadas. Para a descrição do poder de freamento nuclear é utilizada a teoria de Lindhard, Scharff e Schiott [114], enquanto que para o poder de freamento eletrônico é utilizada a parametrização de Northcliffe-Schilling, corrigida pelos efeitos das camadas atômicas [98]. A trajetória de cada evento é simulada de maneira aleatória, sendo criada uma distribuição estatística para a projeção das velocidades dos núcleos ao longo da direção dos raios gama coletados em função do tempo. A forma de linha de uma transição é obtida então pela média dessa distribuição, levando-se em conta a curva de decaimento do estado nuclear e a resolução em energia do detector. Foram determinadas vidas médias de 14 estados excitados com valores da ordem de 1,0 ps. Os resultados finais podem ser vistos nas referências [21, 24]. Na Figura 4.20 é apresentado um exemplo de forma de linha para a transição $7^+ \rightarrow 6^+$ de 1555 keV observada com um detector posicionado a 101° e um outro a 37° . A vida média obtida para o estado 7^+ a 1930 keV foi de $\tau = (0,40 \pm 0,04)$ ps. Na Figura 4.21 é apresentado um outro exemplo de forma de linha para a transição $6^+ \rightarrow 5^+$ de 1050 keV observada a 101° e também a 37° .

4.3.4 Comparação com o modelo LSSM

Uma das maneiras de identificar o impacto das excitações do caroço de ^{56}Ni ($Z=N=28$) na estrutura do núcleo ^{58}Co é através da comparação com as previsões do modelo de camadas de larga escala (LSSM), utilizando-se uma interação efetiva apropriada para a camada *pf* e permitindo diferentes excitações do caroço. A fim de compreender a estrutura do núcleo ^{58}Co foram realizados cálculos com o modelo de camadas esférico utilizando-se dois códigos distintos MSHELL [64] e Antoine [65]. Nesses cálculos foi considerado como caroço o núcleo ^{40}Ca , permitindo-se a excitação de até oito partículas desde o orbital $1f_{7/2}$ até os orbitais $2p_{3/2}$, $2f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Em todos os cálculos foi utilizada a interação GXPF1, desenvolvida para a descrição de núcleos da camada *pf* [56]. O espaço de configurações dessa interação inclui todos os orbitais *pf* para prótons e nêutrons. As energias de partícula-única são -8.6240, -5.6793, 1.3829 e -4.1370 MeV para os orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$, respectivamente. As cargas efetivas e fatores-g livres consideradas foram, respectivamente, $q_{eff}^\pi = 1.23$, $q_{eff}^\nu = 0.54$, $g_s^\pi = 5,586$, $g_s^\nu = -3,826$, $g_l^\pi = 1$ e $g_l^\nu = 0$. Os dois códigos computacionais produziram resultados

Figura 4.20: Espectro de raios gama em coincidência com a transição de 321 keV, evidenciando a forma de linha da transição $7^+ \rightarrow 6^+$ de 1555 keV observada com o detector a posicionado a 101° (esquerda) e a 37° (direita).

Figura 4.21: Espectro de raios gama em coincidência com a transição de 321 keV, evidenciando a forma de linha da transição $6^+ \rightarrow 5^+$ de 1050 keV observada com o detector a posicionado a 101° (esquerda) e a 37° (direita).

similares. Para a identificação dos estados previstos e aqueles estados excitados conhecidos experimentalmente, foram levadas em conta as energias dos estados assim como o decaimento dos estados considerando as frações de ramificação e os valores das razões de transição $B(M1)$. Um exemplo da escolha da correspondência entre valores experimentais e os previstos para os estados de spin 7 pode ser visto na Figura 4.22. Para o estado *yrast* $I = 7$ é possível observar que as transições $7_1 \rightarrow 6_2$ e $7_1 \rightarrow 5_2$ são bem reproduzidas tanto em energia de excitação como nas frações de ramificação. Entretanto, é prevista uma transição de baixa intensidade $7_1 \rightarrow 6_2$ que não é observada experimentalmente. As transições $7_2 \rightarrow 6_1$ e $7_4 \rightarrow 6_1$ também são relativamente bem descritas pelo modelo de camadas. Embora a energia de excitação do estado 7_3 seja relativamente bem reproduzida pelo modelo, a correspondência final foi feita em base dos valores das razões de transição $B(M1)$, por serem bem mais restritivas. O modelo de camadas prevê muitas transições do tipo *stretched* E2, por exemplo $7_2 \rightarrow 5_1$, mostrada na Figura 4.22. Entretanto, apenas a transição $7_1 \rightarrow 5_2$ foi observada experimentalmente. Grande parte das frações de ramificação obtidas experimentalmente foram bem descritas pelos cálculos utilizando os dois códigos, excluindo as transições envolvendo estados com alta energia de excitação. O valor de $B(E2)$ para a transição $7_2 \rightarrow 5_2$, $B(E2) = 61(7) \text{ e}^2\text{fm}^4$, foi bem reproduzido pelo modelo, $B(E2)_{teo} = 34 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Alguns dos valores de $B(M1)$ são apresentados na Tabela 4.1. Pode-se ver que para os estados 5_3^+ , 6_2^+ , 7_1^+ e 8_1^+ os valores experimentais foram bem reproduzidos pelos cálculos, enquanto que os valores previstos para os estados 6_1^+ e 7_2^+ têm a mesma ordem de grandeza. Além disso, os valores de $B(M1)$ calculados para as transições mais intensas depopulando os estados 4_2^+ e 5_2^+ estão dentro dos limites experimentais. Os outros valores de $B(M1)$ não são bem descritos pelo modelo, apresentando diferenças de algumas ordens de magnitude, em particular na descrição das transições depopulando os estados de alta energia de excitação. A tendência sistemática das razões M1 experimentais serem menores do que as previstas pela teoria pode indicar a necessidade de uma renormalização do operador M1 devido a mistura de configurações de altas ordens e também devido a troca de correntes mesônicas. Na Figura 4.23 é apresentada uma comparação entre os estados excitados pertencentes ao núcleo ^{58}Co e os estados previstos pelo modelo de camadas. Pode-se ver que para os quatro primeiros estados a maior diferença é para a energia de excitação do estado 3^+ a 111,76(7) keV ao invés dos 257 keV previstos. Os estados identificados apresentam funções de onda com grande mistura de configurações devido a excitação do tipo partícula-buraco. Entretanto, o modelo indica $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu(p_{3/2}^2 f_{5/2}^1)$ como a configuração predominante dos estados excitados desse núcleo.

Figura 4.22: Esquemas de níveis conhecidos experimentalmente e os previstos pelo modelo de camadas para o decaimento dos estados de $I=7$. As larguras das flechas indicam as intensidades das transições.

$E\gamma(\text{keV})$	J_i	J_f	$B(\text{M1})\mu_N^2$ exp.	$B(\text{M1})\mu_N^2$ teo.
345,9(2)	4_2	3_1	$< 0,22$	0,10
433,15(6)		5_1	$< 0,57$	0,36
321,37(4)	5_2	4_1	$< 1,7$	0,63
349,7(1)		5_1	$< 0,01$	0,04
1050,9(1)	6_1	5_1	$> 0,42$	0,38
702,1(2)		5_2	$> 0,22$	0,14
727,63(7)	5_3	4_2	0,76(11)	0,40
1131,9(4)		4_1	0,055(9)	0,09
1161(1)		5_1	0,018(5)	0,04
1050,37(5)	6_2	5_2	0,43(11)	0,35
1402(2)		5_1	0,005(2)	0,04
505,13(5)	7_1	6_2	0,81(9)	0,77
1237,6(1)	7_2	6_1	0,13(6)	0,02
1550,7(1)	6_3	5_3	0,021(8)	0,48
1659,2(1)		6_1	0,020(8)	0,008
2361,0(2)		5_2	0,0035(14)	0,007
2710(1)		5_1	0,0005(2)	0,013
333,06(4)	7_4	6_3	$6,8^{+0,6}_{-2,5}$	0,36
1644,2(6)		6_2	0,0018(7)	0,11
1991,9(1)		6_1	0,031(11)	0,04
1464,8(2)	8_1	7_1	0,18(11)	0,45
707,53(5)	8_3	7_4	1,29(12)	0,0002
1460,5(3)		7_2	0,0017(2)	0,15

Tabela 4.1: Valores experimentais e calculados das probabilidades de transição reduzida $B(\text{M1})$ para algumas transições atribuídas ao núcleo ^{58}Co .

Figura 4.23: Comparação entre os estados excitados experimentais do núcleo ^{58}Co e os previstos teoricamente pelo modelo de camadas.

Capítulo 5

Conclusão

Ao longo desta tese foram apresentados os aspectos mais importantes da estrutura dos núcleos que apresentam núcleons de valência ocupando a camada pf. O estudo dos núcleos dessa região de massa teve um avanço muito importante nos últimos anos, beneficiado pelo desenvolvimento recente tanto do ponto de vista teórico como experimental. Do ponto de vista experimental a concepção de espectrômetros de raios gama com supressores Compton de alta eficiência, acoplados a sistemas de detecção de partículas carregadas, permitiram a identificação de várias novas estruturas através da observação de raios gama de baixíssima intensidade. Do ponto de vista teórico, o aumento da capacidade computacional e as novas interações residuais, elaboradas a partir do conhecimento da estrutura dos núcleos de cada região de massa, possibilitaram a descrição correta dos vários fenômenos observados. Os núcleos na região de massa $A=50$ têm sido muito bem estudados experimentalmente e foram muito bem descritos pelo modelo de camadas LSSM. Foram observadas nesses núcleos inúmeras estruturas, como por exemplo bandas rotacionais coletivas que vão perdendo o seu grau de coletividade à medida que se aproximam da terminação da banda. Foram apresentados e discutidos em detalhes neste trabalho o estudo da estrutura do núcleo par-par ^{48}Cr e dos núcleos ímpar-ímpar $^{46,48}\text{V}$ e ^{58}Co . Esses estudos foram realizados utilizando-se os espectrômetros de raios gama GASP e Saci-Pererê.

O estudo da estrutura dos núcleos na região de massa $A=50$ está sendo estendida para núcleos com grande número de nêutrons. Esses núcleos têm sido produzidos através de reações do tipo profundamente inelásticas e só podem ser estudados, dada a pequena seção de choque, através de espectrômetros de raios gama com grande eficiência acoplados a sistemas de seleção como espectrógrafos. Um dos exemplos desse tipo de sistema é o CLARA-PRISMA que estava instalado nos LNL até 2009 [115]. O sistema PRISMA é um espectrômetro de massa, acoplado ao espectrômetro de raios gama CLARA composto por 25 detectores clovers, que são sistemas compostos por quatro detectores de germânios acoplados num mesmo criostato.

Para o estudo da estrutura de núcleos estão sendo construídos atualmente novos espectrômetros de raios gama, como o sistema AGATA (Advanced Gamma ray Tracking Array), desenvolvido através de uma colaboração européia, que utiliza uma nova abordagem para a detecção de raios gama, visando aumentar a eficiência de detecção total para valores próximos a 45% [116]. Através de sistemas de detecção e análise de dados sofisticados é possível reconstruir a trajetória dos raios gama no interior dos cristais de germânio segmentados, mesmo depois de serem espalhados através do efeito Compton e contabilizar toda a energia absorvida no cristal. Dessa forma, é possível determinar a energia total do raio gama, assim como a posição de interação inicial. Inicialmente, o sistema foi montado nos Laboratórios Nacionais de Legnaro, mas deve ser transferido para o laboratório GSI, na Alemanha, em 2012 e, mais tarde, para o laboratório GANIL, na França. Um outro espectrômetro gama que está sendo desenvolvido é o sistema GRETA [117], uma iniciativa americana para o estudo da estrutura de núcleos que também procura reconstruir a trajetória dos raios gama no interior dos cristais de germânio, aumentando muito a eficiência total de detecção. Os espectrômetros gama em operação como GASP nos LNL e GAMMASPHERE no ANL [118] têm eficiência total de detecção de 3% e 10%, respectivamente.

Atualmente, está sendo iniciado no Laboratório Aberto de Física Nuclear o estudo de núcleos ímpar-ímpar populados por reações do tipo fusão-evaporação na região de massa $A=70$. Os núcleos ímpar-ímpar, próximos da linha de estabilidade, foram pouco estudados através de sistemas de multi-detecção e apresentam um grande desafio para o modelo de camadas uma vez que não existem ainda interações residuais que possam descrever completamente uma grande quantidade de núcleos sem a necessidade de alterações pontuais. Núcleos com núcleons ocupando a parte superior da camada pf fornecem um grande desafio tanto do lado experimental assim como do lado teórico.

Referências Bibliográficas

- [1] N. Bohr, *Phil. Mag.* **26** (1913) 1.
- [2] M.G. Mayer et al., *Physical Review* **75** (1949) 1969.
- [3] A. Bohr & B. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol. I e II, Benjamin, NY (1975).
- [4] S.G. Nilsson, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29** (1955).
- [5] P. Ring & P. Schuck, *The Nuclear Many-Body System*, Springer-Verlag (1980).
- [6] E. Caurier et al., *Physical Review C* **50** (1994) 225.
- [7] E. Caurier et al., *Physical Review Letters* **75** (1995) 2466.
- [8] G. Martinez-Pinedo et al., *Physical Review C* **54** (1996) R2150.
- [9] G. Martinez-Pinedo et al., *Physical Review C* **55** (1997) 187.
- [10] A. Poves & J. Sanchez-Solano, *Physical Review C* **58** (1998) 179.
- [11] S.M. Lenzi et al., *Zeitschrift für Physik A* **354** (1996) 117.
- [12] S.M. Lenzi et al., *Physical Review C* **56** (1997) 1313.
- [13] F. Brandolini et al., *Nuclear Physics A* **642** (1998) 387.
- [14] F. Brandolini et al., *Physical Review C* **60** (1999) 041305.
- [15] F. Brandolini et al., *Nuclear Physics A* **693** (2001) 517-532.
- [16] F. Brandolini et al., *Physical Review C* **64** (2001) 044307.
- [17] F. Brandolini et al., *Physical Review C* **66** (2002) 024304.
- [18] F. Brandolini et al., *Physical Review C* **66** (2002) 021302.
- [19] F. Brandolini et al., *Physical Review C* **70** (2004) 034302.

- [20] N.H. Medina et al., *Acta Physica Hungarica - Heavy Ion Physics, N.S.* **16** (2002) 65-74.
- [21] M.A.G. Silveira, Tese de doutorado, IFUSP (2004).
- [22] M.A.G. Silveira et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31** (2005) 1577.
- [23] M.A.G. Silveira et al., *Brazilian Journal of Physics* **35** (2005) 821.
- [24] M.A.G. Silveira et al., *Physical Review C* **74** (2006) 064312.
- [25] P.R.P. Allegro, Dissertação de mestrado, IFUSP (2008).
- [26] R.V. Ribas, *Estrutura Nuclear na Região de Massas $A=50$* , comunicação particular.
- [27] M. Ionescu-Bujor et al., *Physical Review C* **80** (2009) 034314.
- [28] M.A.G. Silveira et al., *AIP Conference Proceedings* 947 (2007) 315.
- [29] P. Bednarczyk et al., *Nuclear Physics A* **583** (1995) 227c
- [30] P. Bednarczyk et al., *Acta Physica Polonica B* **27** (1996) 145c
- [31] P. Bednarczyk et al., *Physics Letters B* **393** (1997) 285
- [32] P. Bednarczyk et al., *Eur. Phys. J. A* **2** (1998) 157.
- [33] N.H. Medina et al., *AIP Conference Proceedings* 947 (2007) 291.
- [34] P.J. Brussaard & P.W.M. Glaudemans, *Shell Model Applications in Nuclear Spectroscopy*, North Holland (1977).
- [35] N. Argaman & G. Makov, *Am. Jour. Phys.* **68** (2000) 69.
- [36] F. Krmpotic, notas de aula, IFUSP (2004).
- [37] E. Caurier et al., *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 427.
- [38] B.A. Brown & B.H. Wildenthal, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 29.
- [39] T.T.S. Kuo & G. E. Brown, *Nuclear Physics A* **114** (1968) 241.
- [40] J.B. French et al., *Adv. Nucl. Phys.* p. 193, Plenum press, NY (1969).
- [41] E.C. Halbert et al., *Adv. Nucl. Phys.* Plenum press, NY, (1971).
- [42] K. Kumar & M. Baranger, *Nuclear Physics A* **110** (1968) 529.

- [43] B.H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) 5.
- [44] B.A. Brown and B.H. Wildenthal, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38** (1988) 29
- [45] E. Pasquini & A.P. Zuker, *Physics of medium light nuclei*, ed. Comp. Bologna (1977).
- [46] S. Cohen & D. Kurath, Nuclear Physics 73 (1965) 1.
- [47] B.H. Wildenthal & W. Chung, Physical Review C 19 (1979) 164.
- [48] V.G.J. Stoks et al., Physical Review C 48 (1993) 792.
- [49] A. Poves & A. Zuker, Physics Reports 70 (1981) 235.
- [50] A. Poves & A. Zuker, Physics Reports 71 (1981) 141.
- [51] W.A. Richter et al., Nuclear Physics A 523 (1991) 325.
- [52] R.B. Wiringa et al., Physical Review C 51 (1995) 38.
- [53] R. Machleidt et al., Physical Review C 53 (1996) R1483.
- [54] A. Poves et al., Nuclear Physics A **694** (2001) 157.
- [55] M. Honma, T. Otsuka, B.A. Brown, T. Mizusaki, Physical Review C 65 (2002) 061301.
- [56] M. Honma, T. Otsuka, B.A. Brown, T. Mizusaki, Physical Review C 69 (2004) 034335.
- [57] A.F. Lisetskiy et al., Physical Review **C 68** (2003) 034316.
- [58] F. Nowacki, Ph.D Thesis, Universidade de Strasbourg, França (1996).
- [59] O. Sorlin et al., Physical Review Letters **88** (2002) 092501.
- [60] M. Honma et al., Physical Review C **80** (2009) 064323.
- [61] M. Ichimura & A. Arima, Prog. Theo. Phys. 36 (1966) 296.
- [62] R.R. Whitehead et al., Adv. Nucl. Phys. 9 (1977) 123.
- [63] B.A. Brown et al., OXBASH code, Technical Report 524, MSU-NSCL (1985).
- [64] T. Mizusaki, RIKEN Accel. Prog. Rep. 33 (2000) 14.
- [65] E. Caurier & F. Nowacki, Acta Physica Polonica 30 (1999) 705.

- [66] H. Morinaga & T. Yamazaki - *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* - North-Holland Publ. Co., Amsterdam/NY/Oxford (1976).
- [67] P.J. Nolan & J.F. Sharpey-Shafer, Rep. Prog. Phys. 42 (1979) 1.
- [68] H. Bateman, Proc. Cambridge Philos. Soc. 15 (1910) 423.
- [69] F. Brandolini & R.V. Ribas, Nucl. Instrum. Meth. A **417** (1998) 150.
- [70] J.C. Wells & N.R. Johnson, Report No. ORNL-6689 (1991) 44.
- [71] F. Brandolini et al., Physical Review **C 73** (2006) 024313.
- [72] R.V. Ribas et al., IFUSP Nuclear Physics Departament Annual Report (1996) 63.
- [73] J.A. Alcántara-Núñez et al., *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* **A497** (2003) 429.
- [74] N.H. Medina, Acta Phys. Hungarica N.S., Heavy Ion Physics 2 (1995) 141.
- [75] S. Kahana, H. Lee e C. Scott, Physical Review 185 (1969) 1378.
- [76] C.E. Svensson et al., Physical Review Letters 82 (2000) 2693.
- [77] E. Caurier et al., Physical Review **C 75** (2007) 054317.
- [78] S. Nummela et al., Physical Review **C 63** (2001) 044316.
- [79] F. Nowacki & A. Poves, Physical Review **C 79** (2009) 014310.
- [80] A.F. Lisetskiy et al., Nuclear Physics **A 789** (2009) 114.
- [81] E. Caurier et al., Physics Letters **B 522** (2001) 24.
- [82] C. Scholl et al., Physical Review **C 75** (2007) 064321.
- [83] Y. Utsuno et al., Physical Review **C 60** (1999) 054315.
- [84] E. K. Warburton et al., Physical Review **C 41** (1990) 1147.
- [85] D.J. Dean et al., Physical Review C 59 (1999) 2474.
- [86] T. Mizusaki et al., Physical Review C 59 (1999) 1846.
- [87] T. Mizusaki et al., Nuclear Physics A 704 (2002) 190c.
- [88] T. Mizusaki et al., Physical Review C 63 (2001) 044306.

- [89] R.V.F. Janssens et al., Physics letters B 546 (2002) 55.
- [90] P.F. Mantica et al., Physical Review C 67 (2003) 014311.
- [91] S.M. Lenzi, et al., Physical Review C 60 (1999) 021303.
- [92] D. Rudolph et al., Eur. Phys. Jour. A 4 (1999) 115.
- [93] M. Palacz et al., Nuclear Physics A 627 (1997) 162.
- [94] O.L. Caballero et al., Physical Review C 67 (2003) 024305.
- [95] F. Brandolini & C.A. Ur, Physical Review C 71 (2005) 054316.
- [96] T. W. Burrows, Nuclear Data Sheets 68 (1993) 1.
- [97] J. Cameron et al., Phys. rev C 49 (1994) 1347.
- [98] L.C. Northcliffe & Schilling, Nuclear Data Tables **A 7** (1970) 233.
- [99] S.H. Sie et al., Nuclear Physics **A 291** (1977) 11.
- [100] E.K. Warburton & J. Wesener, *Isospin in Nuclear Physics*, ed. D.H. Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, (1969).
- [101] O’Leary et al., Physics Letters B 459 (1999) 73.
- [102] Friessner et al., Physical Review C 60 (1999) 011304.
- [103] P. von Brentano et al., Nuclear Physics A 682 (2001) 48c.
- [104] A.P. Poletti, E.K. Warburton e J.W. Olness, Physical Review C **23** (1981) 1550.
- [105] B. Elandsson & A. Marcinkowski, Nuclear Physics A 146 (1970) 43.
- [106] A.C. Xenoulis & D.G. Sarantites, Nuclear Physics A 170 (1971) 369.
- [107] B.J. Brunner et al., Physical Review C 11 (1975) 1042.
- [108] W.T. Milner, Holifield Heavy Ion Research Facility Computer Handbook, Oak Ridge National Laboratory, 1987.
- [109] D. Bazzacco & N. Marginean, comunicação particular.
- [110] D. Radford, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 361 (1995) 297.

- [111] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Willey and Sons Inc., NY (1987).
- [112] J.E. Draper, Nucl. Inst. and Meth. Phys. Res. A 247 (1986) 481.
- [113] M.R. Bhat, Nuclear Data Sheets 80 (1997) 789.
- [114] J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (14) (1963) 1.
- [115] A. Gadea et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. Part. Phys. 31 (2005) S1443-S1448.
- [116] C. Rossi Alvarez, Braz. Jour. Phys. 34 (2004) 995.
- [117] <http://grfs1.lbl.gov/>, último acesso 08/08/2010.
- [118] <http://www.phy.anl.gov/gammasphere/index.html>, último acesso 08/08/2010.