

Universidade de São Paulo Instituto de Física



⁵⁸Co: Estudo de um núcleo ímpar-ímpar na camada *pf*

Marcilei Aparecida Guazzelli da Silveira

Orientador: *Prof. Dr. Nilberto Heder Medina*

Nilberto Heder Medina

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do Título de Doutora em Ciências.

Comissão Examinadora

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)
Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)
Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IFUSP)
Profa. Dr. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)
Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 4173

São Paulo
2004

Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

53874
S587e
D
Ex 1

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

Silveira, Marcilei Aparecida Guazzelli da

⁵⁸Co: Estudo de um núcleo ímpar-ímpar na camada *pf*.
São Paulo - 2004

Tese (Doutoramento) – Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Depto. de Física Nuclear

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

Unitermos

1. Estrutura Nuclear;
2. Espectroscopia de Raios Gama;
3. Reações Nucleares – Fusão-evaporação;
4. Propriedades Eletromagnéticas - vidas médias;
5. Núcleos – ⁵⁸Co .

USP/IF/SBI-072/2004

SBI-IFUSP



305M810T4173

Dedico este trabalho aos meus amores

Pietro, Tácia e Eliel

Agradecimentos

Mais uma etapa se passa.....Durante todo o tempo em que estive desenvolvendo meu projeto de pesquisa pude contar com o apoio de muitos amigos. Para não correr o risco de esquecer de citar nominalmente alguém, me restringirei a agradecer, de coração, a todos, tendo a certeza de que *você* se sentirá incluído em meu agradecimento. Agradeço ao Roberto Baginski por ajudar na revisão da redação deste trabalho.

Agradeço ao Departamento de Física Nuclear da USP, os professores e funcionários, por ter me apoiado e dado todas as condições necessárias para a elaboração deste trabalho. Devo agradecer principalmente a todas as pessoas do grupo γ que sempre colaboraram, passando dias e noites no Pelletron durante a aquisição de dados experimentais, assim como pelas sugestões e discussões durante toda a análise de dados. À Profa. Ewa, pelo apoio, pela ajuda constante, sendo um exemplo de competência e garra no grupo γ . Ao Prof. José Roberto (Zero) também devo agradecer pela orientação no início do meu doutorado. Gostaria de agradecer pelo incentivo das Instituições UNIFEI e UMESP durante a elaboração desta pesquisa.

Ao Prof. Wayne devo um agradecimento especial, por todos os ensinamentos e por toda a paciência que teve em discutir a análise dos dados, por ajudar na interpretação dos resultados teóricos, sempre tentando transferir parte de sua imensa experiência na área de espectroscopia de raios γ . Agradeço também ao Prof. A. Brown e ao Prof. T. Mizusaki pela colaboração nos cálculos teóricos apresentados neste trabalho e ao Prof. Hélio Dias pelas valiosas discussões na interpretação dos resultados.

Ao Prof. Nilberto Heder Medina, com toda sinceridade, muito obrigada pela pessoa singular que é. Pela maravilhosa orientação, força, disposição, paciência, atenção e sobretudo por todos ensinamentos.....simplesmente por TUDO. Você é um exemplo de ética científica neste Instituto.

A meus irmãos, por todo apoio e por sempre ajudarem a suprir minha ausência na família. Pai e Mãe, eu continuarei citando sempre a mesma frase: “ vocês são os maiores responsáveis por tudo que sou e pude realizar até hoje, à vocês devo muito”.

Eliel, Tácia e Pietro, continuo a pedir desculpas pela ausência como mãe. Obrigada por terem ficado ao meu lado durante todos os momentos, bons ou ruins, de alegria e de dificuldades. Amo muito todos vocês.

Resumo

Neste trabalho são apresentados os resultados obtidos do estudo da estrutura do núcleo ^{58}Co utilizando a técnica de espectroscopia de raios γ em linha. Este núcleo foi produzido a partir da reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},p2n)$, com energia de feixe de 33 MeV incidindo em três alvos de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$, realizada no acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo. Foram feitas medidas em coincidência $\gamma\gamma$ -partícula com o espectrômetro de raios γ Saci-Pererê, composto de 4 detectores de GeHP com blindagem Compton, e um sistema auxiliar para detectar partículas carregadas, consistindo de 11 telescópios cintiladores ΔE -E tipo phoswich. 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 e Antoine, assim como a interação residual GXPF1, desenvolvida para ser usada na camada pf . Foram interpretados dezenove estados excitados a partir do 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 reação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},p2n)$ com energia de feixe de 36 MeV, usando um alvo de $770\mu\text{g}/\text{cm}^2$ prensado em um suporte de Pb. Os valores experimentais também foram comparados aos cálculos do LSSM. Probabilidades de transição reduzidas $B(M1)$, e portanto as vidas médias, 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 $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^2 f_{7/2}^1$. 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.

Abstract

The excited states in the doubly odd nucleus ^{58}Co have been studied using in-beam γ -ray spectroscopy. The ^{58}Co nucleus has been produced with the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},\text{p}2\text{n})$ at 33 MeV bombarding energy, using the 8MV Pelletron accelerator of the University of São Paulo. Gamma-gamma-charged particle coincidences were measured with the Saci-Pererê γ -ray spectrometer composed of 4 Compton-suppressed GeHP and an ancillary charged-particle detector system composed of 11 plastic phoswich scintillator ΔE -E telescopes. We have found 47 new γ -transitions de-populating 37 new excited states. A level scheme extending up to an excitation energy of about 8.0 MeV and spin $J^\pi=11^+$ has been proposed. The spin assignments were based on the DCO (Directional Correlation from Oriented States) ratios. The experimental results were compared with Large Scale Shell Model (LSSM) calculations performed with the MSHELL and Antoine codes using the GXPF1 effective interaction, developed for use in the pf shell. We have interpreted 19 excited states in the frame of the LSSM. We have measured also the lifetimes for 13 excited states of the ^{58}Co nucleus. The lifetimes were measured with the Doppler Shift Attenuation Method (DSAM). For this study the ^{58}Co nuclei were populated with the reaction $^{51}\text{V}(^{10}\text{B},\text{p}2\text{n})$ at 36 MeV bombarding energy, using a target consisting of a $770 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ foil with Pb backing. The experimental values were also compared with the LSSM calculations. Experimental $B(M1)$ reduced transition probabilities, and thus the lifetimes, are well reproduced by the theoretical model for five of the identified levels. The observed levels presented wave functions with large configuration mixing with the main configuration being $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^2 f_{7/2}^1$. The results indicate that most of the excited states in the ^{58}Co nucleus has a spherical behavior and is well reproduced considering single-particle excitations.

Índice

1. Introdução	1
2. Modelo Teórico	7
2.1 Introdução	7
2.2 O Modelo de Camadas	9
2.3 Equações de Hartree-Fock	10
2.4 Campo Médio	12
2.5 O Modelo de Camadas em Larga Escala	14
2.5.1 Espaço de Configurações	15
2.5.2 Interações Residuais	16
2.5.3 Códigos Computacionais	17
2.5.4 Estudos de Núcleos da Camada <i>pf</i>	19
2.6 Propriedades Eletromagnéticas	22
2.6.1 Estimativas de Weisskopf	25
3. Procedimento Experimental	26
3.1 Função de Excitação	27
3.2 Reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$ – Alvos finos	29
3.2.1 O Espectrômetro Saci-Pererê	30
3.2.1.1 Eletrônica Modular	33
3.2.1.2 Resolução dos Detectores de Raios γ	37
3.2.1.3 Interação da Radiação com a Matéria	38
3.2.1.4 Eficiência dos Detectores de Raios γ	41
3.2.2 Redução de Dados	47
3.2.2.1 Calibração em energia	48
3.2.2.2 Ajuste do Espectro de tempo	53
3.2.2.3 Multiplicidade de Partículas	54
3.2.3 Matrizes de coincidência $\gamma\gamma$	57
3.3 Reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$ – Alvo grosso	64

4. Resultados Experimentais	66
4.1 Esquema de Níveis do Núcleo ^{58}Co	66
4.1.1 Sequências de Raios γ em Coincidência	73
4.2 Correlações Direcionais de Radiações γ Emitidas por Estados Nucleares Orientados	79
4.2.1 Metodologia	79
4.2.2 Cálculo Teórico da Razão DCO	82
4.2.3 Resultados para o Núcleo ^{58}Co	84
4.3 Vizinhança do Núcleo ^{58}Co	89
4.4 Probabilidades de Transição	93
4.4.1 Metodologia	93
4.4.2 Determinação das Vidas Médias dos Estados Excitados	97
4.4.3 Resultados	99
4.4.3.1 Níveis da Sequência I	100
4.4.3.2 Níveis da Sequência IV	104
4.4.3.3 Níveis da Sequência V	111
5. Resultados Teóricos	114
5.1 Códigos Computacionais e Interações Residuais	114
5.1.1 OXBASH	114
5.1.2 Antoine	115
5.1.3 MSHELL	120
5.2 Confronto: Experimento e Teoria	121
5.2.1 Estados Excitados do Núcleo ^{58}Co	121
5.2.2 Vidas Médias do ^{58}Co	131
6. Conclusão	135
Referências	138

Capítulo 1

Introdução

A busca da compreensão da natureza fundamental da matéria teve início na Grécia antiga. Em particular, Democritus (460 a 370 a.C.) acreditava que cada espécie de material poderia ser dividido em partes cada vez menores até atingir um limite indivisível. A matéria seria, portanto, constituída por *átomos* do material. Esta idéia, que perdurou por séculos, levou vários pesquisadores a estudar as propriedades dos átomos de vários elementos, o que seria hoje a física atômica. Esse estudo fez com que H. Becquerel (1896) descobrisse a radioatividade de determinadas espécies de átomos e em 1898 seria descoberta a emissão de radiação do urânio [Be46]. Nesta mesma época, dois pesquisadores, independentemente, tiveram a idéia de tentar localizar outros materiais, diferentes do urânio, que emitissem radiações do mesmo tipo. A busca foi feita, na Alemanha, por G.C. Schmidt e, na França, por Marie Sklodowska Curie. Em abril de 1898, ambos publicaram a descoberta de que o tório emitia radiações, como o urânio. Este é o início da descoberta de substâncias radioativas feitas por Curie [Cu98]. Ernest Rutherford (1911) propôs a existência do núcleo atômico concluindo que um átomo pode liberar energia e se estabilizar por meio da emissão de partículas (α , β e p) ou fótons de alta frequência. Estes fótons são emitidos em forma de onda eletromagnética e são conhecidos como raios gama (γ).

Desde então investigações das propriedades dos núcleos têm continuado até o presente. Até aproximadamente 1950 acreditava-se que a física nuclear era o nível mais fundamental da matéria, até que descobriram partículas elementares mais fundamentais. Embora o núcleo não seja a parte mais elementar da matéria, investigações das propriedades e estruturas nucleares contribuem para o entendimento das interações básicas da matéria bem como para desenvolvimento e aplicações nas mais diversas

áreas da ciência como em medicina, biologia, geologia, arqueologia, análise de materiais, entre outras, que propiciam o avanço tecnológico em benefício da sociedade [Kr76].

Numa reação de fusão-evaporação ocorre a formação de um núcleo em estado excitado. Este, por sua vez, decai emitindo primeiramente partículas α , p e nêutrons¹, deixando o núcleo final ainda num estado excitado, porém com pouca energia. A perda de energia que ainda resta é feita por emissão de raios γ , até que o núcleo atinja o estado fundamental. A espectroscopia baseia-se no estudo de raios γ emitidos por um determinado núcleo residual produzido por uma reação nuclear. Esta radiação é de fácil observação e permite medidas precisas da energia emitida, fornecendo informações das propriedades estruturais do núcleo e o conhecimento dos estados excitados e processos de decaimento. Ou seja, a técnica experimental, utilizando espectrômetros de radiação gama, permite investigar as características dos estados excitados tanto de partícula única como de estruturas coletivas². Também é possível obter as propriedades eletromagnéticas dos estados excitados do núcleo, resultando numa melhor compreensão dos fenômenos relacionados à estrutura nuclear.

A estrutura do núcleo também pode ser descrita por cálculos teóricos através de vários formalismos envolvendo a teoria de Modelo de Camadas. O Modelo de Camadas descreve desde o comportamento de partículas independentes, desenvolvido primeiramente por Mayer e Jensen em 1949 [Mm49], até comportamentos mais complexos que incluem mistura de configurações e amplos espaços de valência também denominados Modelo de Camada em Larga Escala (LSSM). Como consequência das misturas de configurações, temos estados que podem ser descritos pelo modelo coletivo de Bohr e Mottelson [Ba75]. Esses rotores coletivos são associados a estados intrínsecos que são muito bem representados por um campo médio deformável, como um oscilador harmônico anisotrópico, incorporado ao potencial efetivo num modelo de camadas desenvolvido por Nilsson em 1955 [Ns55].

Primeiramente foram desenvolvidos modelos utilizando interações residuais que reproduziam muito bem as estruturas de núcleos com núcleons de valência na camada *sd*. As primeiras interações surgiram com Kuo e Brown em 1966 juntamente com

¹ Os nêutrons foram observados em 1930 e corretamente identificados em 1932 por J. Chadwick [Kr76]

² Como estrutura coletiva entende-se comportamento rotacional e ou vibracional.

Halbert [Kb66]. Esta região de massa foi estudada principalmente por B. H. Wildenthal [Ba88] na década de 80, abrindo caminho para uma linha de pesquisa à procura de interações residuais que reproduzissem não só núcleos pertencentes à camada sd , mas também núcleos que apresentam núcleons de valência de forma a completar a segunda camada de número mágico $N=20$.

À medida que o número de núcleons fora da camada fechada aumenta, cresce também a dificuldade dos modelos teóricos reproduzirem suas características. Para solucionar este problema é preciso considerar modificações tanto no modelo nuclear utilizado, como na interação efetiva, sendo que esta interação pode ser obtida a partir da interação núcleon-núcleon livre. Desta forma, interações microscópicas têm sido propostas para a camada fp , como é o caso da KB3 [Ps81a], KB3G [Ps01], FPD6 [Rw91] e GXPF1 [Hm02], [Hm04].

O interesse pelo Modelo de Camadas foi crescente na última década principalmente pela grande quantidade de novos dados para a estrutura de núcleos afastados da linha de estabilidade, modelos cada vez mais realísticos para as interações entre núcleons e também, o aumento de recursos computacionais, fazendo com que este modelo fosse aplicado a uma região significativamente ampliada da tabela de nuclídeos.

Atualmente, muitos dados têm sido coletados para núcleos no meio da camada $1f_{7/2}$ e, em particular, para $^{48,49,50}\text{Cr}$ e $^{46,47,48}\text{V}$ [Ls99], [Bf01], [Bf02], ^{50}Mn e $^{50,52}\text{Fe}$ [Sv98], [Ol02]. O interesse nesta região de massa deve-se ao fato de ser prevista a coexistência da forma esférica e deformada. Foram encontradas características de deformações prolatas e também triaxiais em baixo valor de momento angular apresentando uma forma mais esférica ao se aproximar do término da banda (valores de momento angular maiores). Todas as características dos estados excitados de paridade natural³ foram descritas com sucesso pelo Modelo de Camadas no espaço de configuração de camada fp completa, reproduzindo muito bem os valores das energias dos estados excitados, as probabilidades de transições e as terminações das bandas. Os níveis com paridade não natural mostraram estar em razoável acordo ao permitir a excitação de um núcleon do orbital $d_{3/2}$ no espaço de configurações.

³ Paridade natural: na região de massa $A=50$, positiva para núcleos que apresentam massa A par e negativa para A ímpar [Ru99].

Quando nos aproximamos de núcleos na região da ocorrência do número semi-mágico N ou $Z=28$ os cálculos de Modelo de Camadas utiliza o ^{56}Ni como um caroço inerte. Este número semi-mágico surge de um salto de energia entre o orbital $f_{7/2}$ e os outros três $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$ devido à interação de spin-órbita. Este deslocamento é relativamente pequeno se comparado aos encontrados na ocorrência dos outros números mágicos, apresentando um valor baixo para a excitação de partícula-buraco. Recentemente, foi constatado que a descrição para núcleos semi-mágicos (N ou $Z=28$) é limitada, não reproduzindo muito bem suas características [Ot98]. A estrutura semi-mágica foi razoavelmente descrita no estudo dos núcleos ^{54}Fe , $^{54,55}\text{Co}$, $^{56,57}\text{Ni}$ e ^{58}Cu [Ps81a],[Ps81b],[Ru99],[Ps01]. Este estudo foi realizado no GAMMASPHERE a partir da reação $^{28}\text{Si}(^{36}\text{Ar}, xpy\eta z\alpha)$ com 136 MeV de energia do feixe. Os esquemas de decaimento resultantes foram comparados aos cálculos feitos por Modelo de Camadas. Os resultados obtidos mostram que interações residuais como KB3 e KB3G descrevem muito bem núcleos da camada pf para massas inferiores ou iguais a 52, mas falham nas proximidades de ^{56}Ni [Hm04].

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 [Pa97]. Este núcleo foi estudado com reação de íons pesados utilizando o sistema gama NORDBALL. Foi feita comparação com resultados obtidos de cálculos por Modelo de Camadas na camada pf considerando excitação partícula(p)-buraco(h) para $p=h=1,2$ e 3 em relação ao duplo caroço mágico ^{56}Ni . Os resultados mostram uma boa concordância apenas para estados de baixa energia quando classificados em termos de $1p1h$ e $2p2h$, já indicando limitações do modelo.

Aumentando um pouco o espaço de valência, recentemente, em experimento realizado no GAMMASPHERE, a estrutura de alto-spin do núcleo ^{57}Co foi ampliada, o qual apresenta um buraco de próton e dois nêutrons extras em relação à segunda camada de número mágico $N=28$. O esquema de níveis encontrado mostrou-se ser formado principalmente por estados esféricos com uma alta complexidade. A interpretação foi feita a partir de cálculos por Modelo de Camadas considerando o ^{56}Ni como caroço inerte e a interação residual FPD6 mostrando uma descrição razoável de seus estados excitados [Ca03].

Apresentando uma maior complexidade, foram investigados os estados excitados de baixo spin para o núcleo ímpar-ímpar ($Z=N$) ^{58}Cu [La03]. O esquema de níveis obtido foi comparado com cálculos de Modelo de Camadas-*pf* utilizando uma nova interação residual GXPF1 [Hm02], desenvolvida principalmente para reproduzir a estrutura de núcleos da camada *pf*. Foram consideradas excitações de partícula-buraco bem como excitações do caroço inerte, ^{56}Ni . Os resultados obtidos mostraram que excitações do caroço são de grande importância principalmente para núcleos com $A>56$ e, utilizando a GXPF1, foi possível descrever com sucesso as características deste núcleo.

Este trabalho tem como principal objetivo o estudo das propriedades estruturais do núcleo ímpar-ímpar ^{58}Co , o qual apresenta camada duplamente fechada em $N=20$, com mais 11 nêutrons e 7 prótons. Neste estudo apresentamos novos resultados de estados excitados para o ^{58}Co , enriquecendo a sistemática do estudo da estrutura nuclear para $N=31$, apresentando três partículas e um buraco em relação ao duplo caroço mágico $N=28$. Este núcleo foi previamente estudado com reação de prótons e partículas α , mas pouco se conhecia sobre suas características em altos valores de momento angular [Br75],[E170],[Xe71]. O esquema de níveis para o ^{58}Co foi ampliado até energia de 8.0 MeV e momento angular $J^\pi=11^+$. Os resultados experimentais foram comparados aos cálculos da estrutura nuclear prevista pelo Modelo de Camadas utilizando as interações KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1 [Ce94],[Ps01],[Hm04] sendo de grande utilidade para testar os limites da teoria, devido a dificuldade em se descrever a complexidade apresentada por um núcleo ímpar-ímpar com muitos núcleons fora da camada fechada. Será discutida a importância do espaço de configurações considerado nos cálculos de Modelo de Camadas e a interação residual adequada neste espaço de configurações.

No segundo capítulo serão apresentados aspectos teóricos dos cálculos das propriedades estruturais do núcleo utilizando o Modelo de Camadas.

No terceiro capítulo será descrito o procedimento experimental, mostrando a montagem dos experimentos realizados, a aquisição e redução dos dados experimentais.

A seguir, no quarto capítulo, será proposto o esquema de níveis para o ^{58}Co e serão esclarecidas as técnicas de análise usadas para a determinação das propriedades

estruturais do núcleo estudado, entre elas a determinação das vidas médias dos estados excitados e a multipolaridade das transições γ .

No quinto capítulo apresentaremos os resultados de cálculos teóricos obtidos pelo Modelo de Camadas em diferentes espaços de configurações, utilizando as interações residuais: KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1. Neste mesmo capítulo será feito o confronto entre os resultados teóricos, calculados por Modelo de Camadas, e os obtidos experimentalmente.

No capítulo 6 será apresentada a conclusão deste trabalho seguida das referências.

Capítulo 2

Modelo Teórico

2.1. Introdução

O núcleo atômico é um sistema complexo que apresenta características encontradas nos diversos estados da matéria. Podemos imaginar o núcleo como um sistema fermiônico composto de muitos núcleons que interagem fortemente entre si. Logo, uma descrição adequada da dinâmica do núcleo requer um hamiltoniano nuclear de muitos corpos com um potencial de interação nuclear de muitos corpos, o que é, na prática, inviável. Características experimentais obtidas por meio do estudo dos esquemas de níveis nucleares sugerem que modelos de campo médio, nos quais os estados de partícula independente formam uma base microscópica para o tratamento da estrutura nuclear, sejam adequados para a representação das interações nucleares. Este campo médio auto-consistente determina a estrutura das camadas.

Existem vários formalismos conhecidos como Modelo de Camadas para descrever a estrutura do núcleo. O Modelo de Camadas vai desde a descrição de partículas independentes, desenvolvido primeiramente por Mayer e Jensen em 1949 [Mm49], até modelos complexos que incluem misturas de configurações e amplos espaços de valência também denominados Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM). Como consequência das misturas de configurações, temos estados que podem ser descritos pelo modelo coletivo de Bohr e Mottelson [Ba75]. Esses rotores coletivos são associados a estados intrínsecos que são muito bem representados por um campo médio deformável, como um oscilador harmônico anisotrópico, incorporado ao potencial efetivo num modelo de camadas desenvolvido por Nilsson em 1955 [Ns55].

O ingrediente chave para o sucesso de um modelo nuclear está na escolha da interação efetiva. As primeiras interações realistas, consistentes com dados obtidos com um sistema de pelo menos dois núcleons, foram elaboradas por Kuo e Brown em 1966 [Kb66]. Essas interações, juntamente com um modelo de camadas, desenvolvido por Halbert [Hc71], abriram caminho para os primeiros cálculos que consideravam um grande espaço de configurações. A descrição para interação residual de núcleos da camada *sd* foi desenvolvida principalmente por Wildenthal na década de 80 [Ba88]. Cálculos para núcleos desta camada correspondem a matrizes com dezenas de milhares de elementos.

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. Na figura 2.1, podemos observar a região referente aos núcleos estáveis (em preto) e os núcleos instáveis existentes na natureza. 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: Matriz- G^1 [Bp77]. 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 [Ar00].

¹ A Matriz- G surge como resultado de uma soma parcial sobre uma classe de diagramas, conhecidos como diagramas tipo escada. Com a matriz- G , encontra-se um bom comportamento para a interação entre duas partículas, desprezando o comportamento da função de onda dentro do caroço.

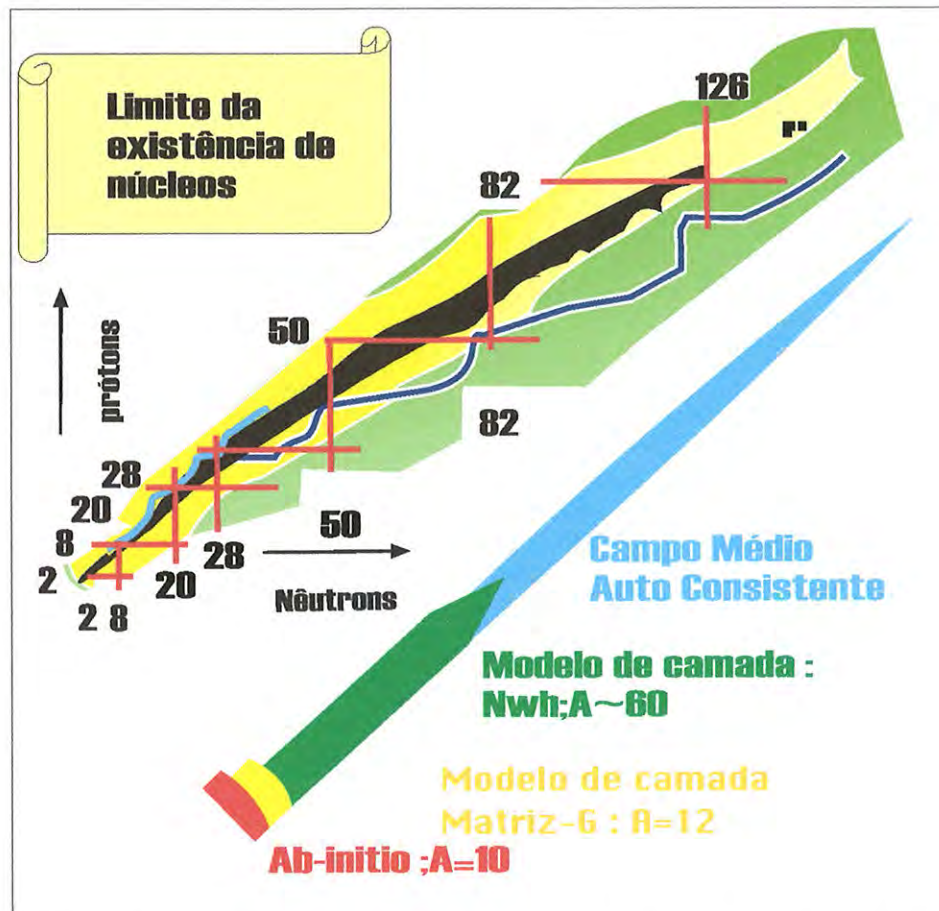


Figura 2.1. Carta de nuclídeos especificando os modelos teóricos utilizados na descrição de núcleos em diferentes regiões de massa.

2.2. Modelo de Camadas

Em 1913, Bohr utilizou a idéia de Modelo de Camadas para a descrição do comportamento do átomo [Bo13]. Em seu modelo, a interação relevante é a força coulombiana entre um núcleo de número atômico Z e um elétron de carga $-e$. neste caso, a energia de interação de Coulomb entre o núcleo e um elétron a uma distância r é dada por

$$V = -\frac{Ze^2}{r} \tag{2.1}$$

O Princípio de Exclusão de Pauli proíbe que dois férmions ocupem o mesmo estado quântico formando camadas eletrônicas separadas por uma diferença de energia considerável. Átomos com camadas fechadas, ou seja, que possuem todos estados possíveis para uma camada ocupados, mostram alta estabilidade contra a adição ou remoção de um elétron.

O Modelo de Camadas para o núcleo é semelhante, apresentando, contudo, algumas diferenças importantes como a presença de um termo importante de interação spin-órbita e a existência de dois tipos de núcleons, prótons e nêutrons, sendo necessária a definição de um novo número quântico, o isospin, para diferenciá-los. Por essas razões o número máximo de partículas em cada camada nuclear difere do obtido no modelo atômico. O número de núcleons da camada fechada é chamado de *número mágico*. Portanto, um núcleo de camada fechada é mais estável comparado a um núcleo de camada não fechada.

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 interação 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 podemos tratar a interação residual como uma pequena perturbação.

Particularmente, devemos procurar o melhor potencial $U(i)$ para partícula independente, que corresponda à 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.

2.3. Equações de Hartree-Fock

No problema de muitos corpos, o formalismo da teoria de segunda quantização é um dos mais apropriados computacionalmente. Para encontrar as propriedades do núcleo podemos estudar o sistema por meio da equação de Schrödinger

$$\left\{ \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i<j}^A V_{ij} \right\} \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = E^{(0)} \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) \quad (2.2)$$

onde T_i é o operador energia cinética para o 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

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi_1(\vec{r}_1) & \varphi_1(\vec{r}_2) & \dots & \varphi_1(\vec{r}_A) \\ \varphi_2(\vec{r}_1) & \varphi_2(\vec{r}_2) & \dots & \varphi_2(\vec{r}_A) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \varphi_A(\vec{r}_1) & \varphi_A(\vec{r}_2) & \dots & \varphi_A(\vec{r}_A) \end{vmatrix} \quad (2.3)$$

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

$$\left\{ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U_i(\vec{r}) \right\} \phi_i(\vec{r}_i) = \varepsilon_i \phi_i(\vec{r}_i); i = 1, 2, \dots, A. \quad (2.4)$$

As equações 2.4 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 $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$ que minimizam o valor esperado do hamiltoniano. Deste modo, obtém-se uma estimativa para o valor da energia de cada estado [Bp77].

Primeiramente é feita uma escolha inicial para o conjunto de funções de onda. Com isso montamos a hamiltoniana e resolvemos a equação de Schrödinger $H^{HF} \varphi_i = \varepsilon_i \varphi_i$ obtendo um novo conjunto de funções de onda. Este procedimento é repetido até que a variação entre os resultados de duas iterações sucessivas seja pequena. Isso equivale a afirmar que o valor encontrado para a energia total não sofre mais mudanças relevantes.

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 corpos² pode ser reescrito como

$$H = \sum_{i=1}^A [T_i + U_i(\vec{r})] + \left[\sum_{i < j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}) \right] = H_{ac} + H_{res} \quad (2.5)$$

² Hartree-Fock

onde o primeiro termo define o movimento da partícula independente, sendo auto-consistente 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 auto-consistente seja um bom ponto de partida para a solução exata.

2.4. Campo Médio

Os resultados numéricos do procedimento de Hartree-Fock [Bp77] indicam que as funções de onda do oscilador harmônico formam uma boa base para as funções de onda auto-consistentes. Isso é computacionalmente vantajoso pois as funções de onda do oscilador harmônico são bem conhecidas e fáceis de tratar. O problema do potencial do oscilador harmônico é o fato de apresentar valores infinitamente grandes para grandes distâncias:

$$U(r) = \frac{1}{2} m_p \omega^2 r^2 \quad (2.6)$$

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 é dada por

$$E = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega \quad (2.7)$$

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

$$U_{s.o.}(r) = f(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.8)$$

onde a função $f(r)$ pode ser relacionada ao potencial central no qual os núcleons se movimentam. Esta função possui valor negativo refletindo o fato de que o nível $j=l+1/2$ encontra-se numa posição inferior ao nível $j=l-1/2$. No caso do oscilador harmônico, também é considerado um termo proporcional a l^2 que altera a parte mais baixa do poço de potencial.

A aproximação de campo médio descreve razoavelmente bem o estado fundamental dos núcleos mágicos de camadas fechadas (vide figura 2.2). 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.

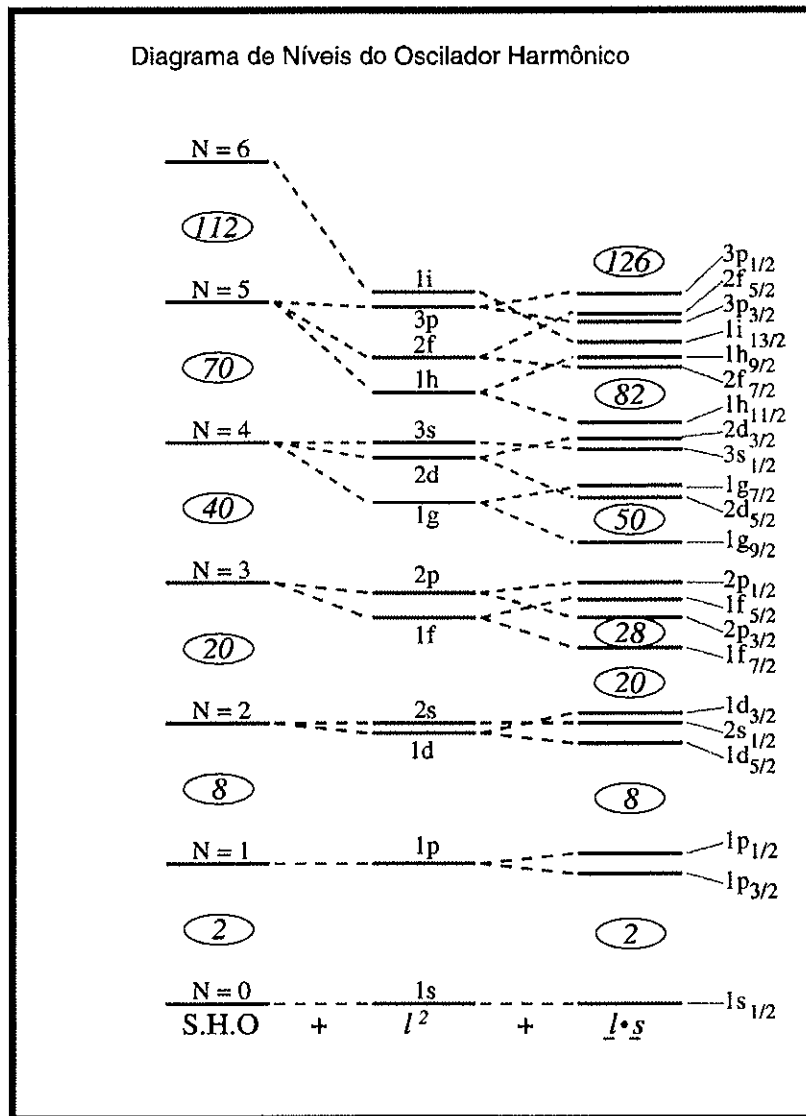


Figura 2.2. Diagrama de níveis para o Oscilador Harmônico.

Empiricamente, sabemos 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 de Wood-Saxon (WS):

$$U(r) = U_0 \frac{1}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (2.9)$$

Os valores típicos dos parâmetros são de uma profundidade de $U_0 \approx -50 \text{ MeV}$, raio $R_0 = r_0 A^{1/3}$ e uma difusividade de $a \approx 0,7 \text{ fm}$.

Para o potencial de Wood-Saxon não encontramos as degenerescências dos níveis de energia como os apresentados no oscilador harmônico, pois as partículas com

maiores valores de momento angular estão, em média, a uma distância maior do centro do poço do que as com valores pequenos de momento angular. Comparando os dois poços de potencial notamos que os estados de maiores momentos angulares estão mais fortemente ligados no potencial de Wood-Saxon, devido à menor concavidade do fundo do poço, neste caso (vide figura 2.3).

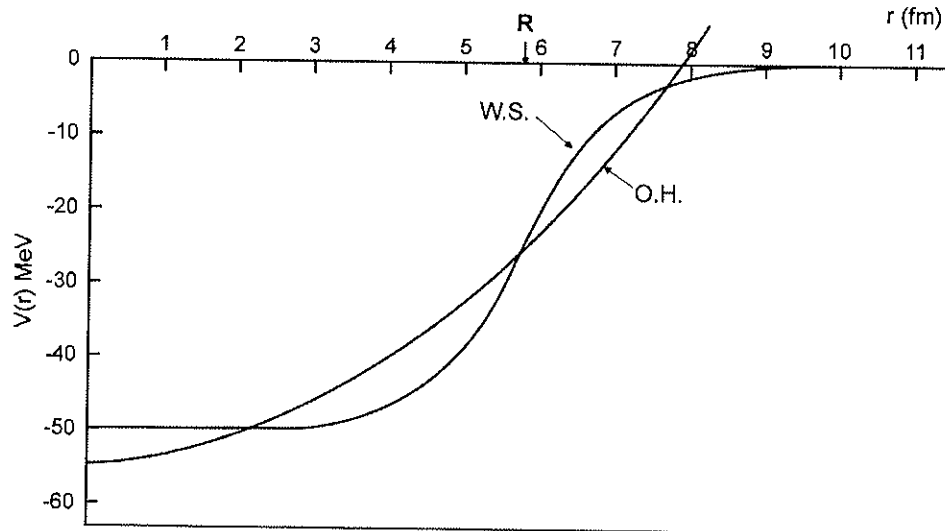


Figura 2.3. Esquema do poço de potencial de Wood-Saxon (W.S) e do Oscilador Harmônico (O.H.).

2.5. 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 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 um caroço inerte, não sendo afetadas pela interação residual.

Desta forma, o modelo de camadas apresenta hamiltoniano como o fornecido pela equação 2.5, no qual o termo residual é dado por

$$H_{res} = \sum_{i < j}^n V(ij) \quad (2.10)$$

onde n é o número de partículas ou buracos de valência. A auto-função para as partículas de valência é obtida diagonalizando o hamiltoniano numa base de funções de

onda independentes como mostra o determinante de Slater, dado pela equação 2.3. [Kr04]. Surgem assim dois 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 (partícula única) como a residual são ajustadas empiricamente utilizando 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 matematicamente tratáveis.

Desta forma podemos afirmar que o Modelo de Camadas apresenta três requisitos essenciais: um bom espaço de configurações, uma interação efetiva apropriada e o terceiro requisito, que ainda será visto, é um código capaz de resolver o problema. Fica claro que quanto mais os experimentos reproduzem 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 desenvolvimento de interações residuais apropriadas [Ce04].

2.5.1. Espaço de Configurações

Os núcleos de camada de valência sd correspondem a dimensões da ordem de dezenas de milhares de elementos de matriz. Entre esses núcleos podemos citar o C, O, N e F, os quais foram bastante estudados na década de 70 [Ba88]. 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 (o qual determina a última camada totalmente preenchida, como pode ser observado na figura 2.4). Desta maneira, a influência mútua entre experimento e teoria é que estabelece a validade deste conceito.

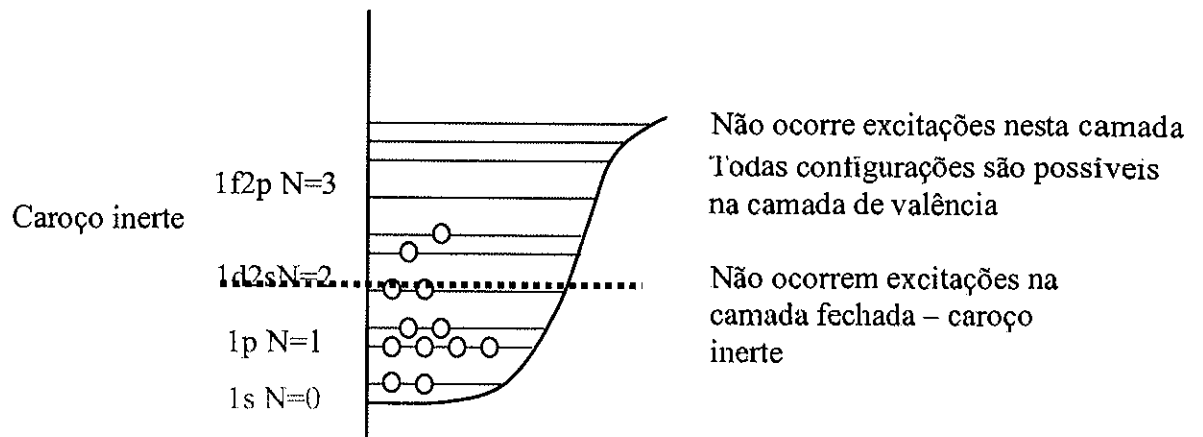


Figura 2.4 Distribuição dos núcleons nas subcamadas e as possíveis configurações apresentadas.

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, $(-1)^l$. Por exemplo, na região de massa $50 < A < 60$, para $N=3$, temos os orbitais $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ descrevendo os estados de paridade natural, determinada apenas por configurações da camada de valência. Neste caso temos estados de paridade negativa para núcleos com A ímpar e positiva para A par.

2.5.2. Interações Residuais

A interação efetiva é o ingrediente chave para o sucesso de um modelo de camadas nuclear. A partir do momento que é obtida uma interação realista³ é possível descrever satisfatoriamente várias propriedades do núcleo as quais nos levam à compreensão de sua estrutura e também possibilita predizer sobre propriedades não observadas.

Na última década, tem havido um grande investimento na pesquisa 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 de Modelo de Camadas [Ce04].

O primeiro potencial realista que surgiu foi o de Kuo e Brown. 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 [Fh69]. Eles

³ Interações realistas são consistentes com dados obtidos em sistemas com dois ou três núcleons.

possibilitaram a descrição na vizinhança do ^{16}O e os orbitais mais baixos da camada sd [Hc71]. Em 1968 surge uma interação de dois corpos, baseada na teoria de campo médio, com Kumar e Baranger [Kb68].

Na busca da unificação, Wildenthal, em 1984 [Wb84], criou a interação “Universal sd ” (USD). Esta interação, com correções de dois corpos e sem interação de monopolo, teve grande sucesso e por cerca de dez anos foi o padrão para cálculos de Modelo de Camadas num espaço de configurações relativamente grande. Em 1976, Eduardo Pasquini [Pe76], 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 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, que são ajustadas pelas correções dos elementos de matriz, podemos citar as desenvolvidas por Cohen e Kurath [Ck65], Chung e Wildenthal [Wc79] e Richter (FPD6) [Rw91]. Na década de 90 vários potenciais considerando interações de dois corpos foram desenvolvidos como Nijmegen I e II [Sv93], AV18 [Ws95] e CD-Bonn [Ms96]. Recentemente foi desenvolvido um conjunto de elementos de matriz para camada pf proposto por Honma [Hm02] denominado interação residual GXPF1, a qual será avaliada neste trabalho.

2.5.3. Códigos Computacionais

O crescimento da capacidade computacional com o avanço tecnológico tem refletido no aumento dimensional utilizando 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 que interessam. 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. O esquema-J e JT a matriz total do esquema-m é dividida em caixas de dimensões menores [Ce04]. O cálculo dos elementos de matrizes não nulos por acoplamento do momento angular J pode ser simplificado usando o formalismo de Quase-Spin [Ia66]. Para este esquema J, quanto maior o valor de J e T, menor 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 [Wr77] baseado no esquema-m. Os códigos OXBASH (Oxford-Buenos Aires Shell Model) [Ba85], MSHELL [Mz00] entre outros, utilizam o esquema-m e o método de resolução Lanczos [Ce99] para representar estados com acoplamento JT [Bp77]. Embora o programa OXBASH esteja limitado a cálculos com dimensões de até 2.000.000 de elementos de matrizes, apresenta a vantagem de fornecer o esquema de decaimento nuclear, facilitando possíveis comparações com o esquema de níveis obtido experimentalmente. Na figura 2.5 pode ser observada a relação entre dimensão de matrizes não-nulas utilizando o esquema-m e o método de Lanczos [Ce04] em função da dimensão da matriz.

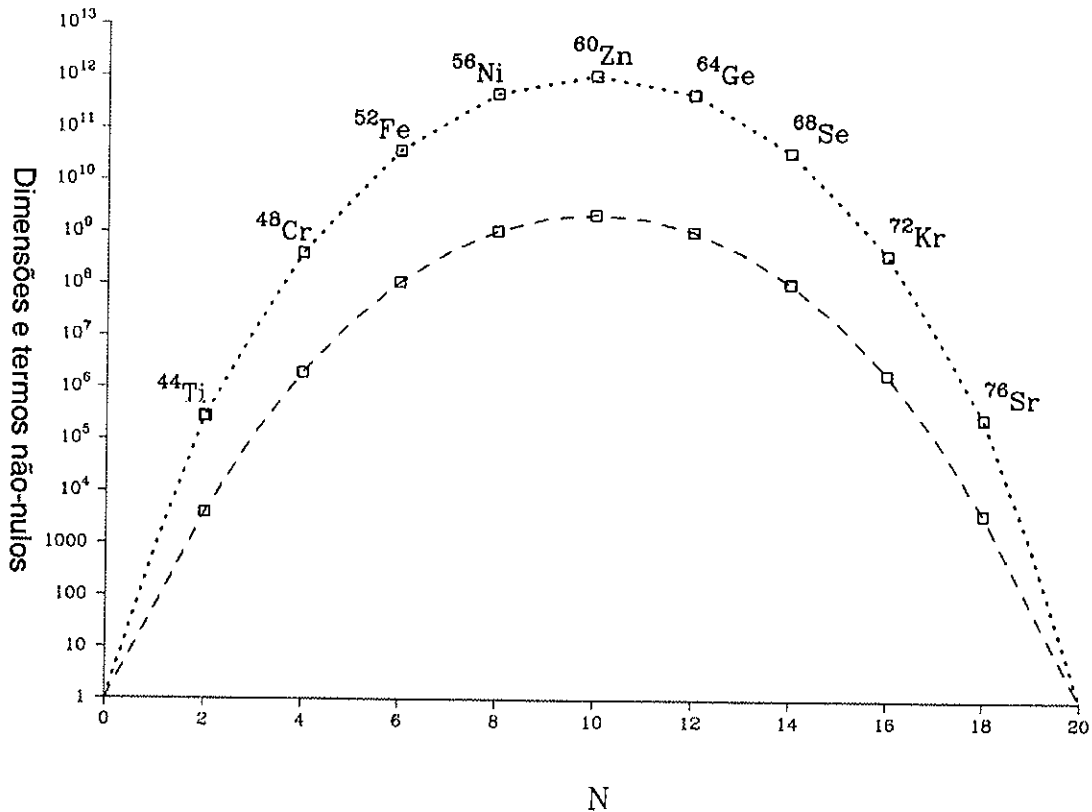


Figura 2.5. Dimensões do esquema-m e número total de elementos de matriz em função do número de núcleons na camada pf . A linha pontilhada representa a dimensão total enquanto a linha tracejada representa os termos não-nulos utilizando o esquema-m e o método de Lanczos. As curvas esquematizam a quantidade de termos nulos em função no número de núcleons fora da camada fechada [Ce04].

O código de Modelo de Camadas Antoine [Ce99] 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. O código NATHAN [Ce99] utiliza a mesma idéia fundamental do 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 facilmente paralelizado e é essencial para casos onde é necessário calcular um grande número de estados.

2.5.4. Estudos de Núcleos da Camada pf

Núcleos que apresentam núcleons de valência de forma a completar a segunda camada de número mágico $N=20$ são 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 ambos descritos por Modelo de Camadas. O movimento coletivo pode ser observado pelo fato de prótons e nêutrons poderem ocupar a mesma camada superior. Como a interação entre eles pode ser muito forte, podemos relacionar movimento coletivo a esta configuração. Esta região também é de grande interesse para a astrofísica, pois pode auxiliar na determinação da taxa de ocorrência de captura eletrônica em explosões de supernovas [Mh04].

Na década de 90, foi realizado um estudo sistemático na região de massa entre $A=47$ e $A=52$ utilizando as interações residuais KB3 [Ce94] e KB3G [Ps01]. Também foram feitos cálculos utilizando método de diagonalização quântico por Monte Carlo (QMCD)⁴ para o ^{56}Ni reproduzindo ótimos resultados para a energia de ligação do estado fundamental dentro de 100 a 200keV, fornecendo também uma boa descrição para bandas deformadas de duplo número mágico [Mz99],[Mz02]. A existência de bandas coletivas em isótonos $N=28$ também foi investigada nesta mesma época [Mz01]. A interação GXPF1 é a mais recente interação desenvolvida para estudar núcleos da camada pf [Hm02] e tem sido usada para isótopos pesados como os de Titânio, Vanádio e Cromo [Jr02],[Mp03]. 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 ^{23}Mn , ^{54}Fe , ^{55}Co e $^{56,57,58,59}\text{Ni}$. Esta interação possibilitou o estudo do núcleo ímpar-ímpar ^{54}Co [Hm04]. 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 (ver figura 2.2).

Para cálculos com Modelo de Camadas na região de massa $A=50$ (camada pf), tem sido usado o núcleo ^{56}Ni como caroço inerte, porém os resultados obtidos não são satisfatórios. Vale ressaltar que as interações KB3 [Ps81a],[Ps81b] e KB3G [Ps01], 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 de ^{56}Ni .

⁴ QMCD: Quantum Monte Carlo Diagonalization Method

A interação GXPF1[Hm02] foi desenvolvida para ser usada na camada pf partindo de uma interação microscópica, utilizando um subgrupo composto de 195 elementos de matriz de dois corpos e quatro energias de partícula única determinados ajustando 699 dados de energia onde 490 são de estados yrast, 198 yrare e 11 estados de energia mais alta. Os dados foram coletados de 87 núcleos na região de massa entre 47 e 66 [Hm04]. O ponto de partida para o procedimento de ajuste foi uma interação realista com correções de polarização do caroço baseadas no potencial Bonn-C [La03].

As considerações mais significantes feitas para se determinar a GXPF1 foram as correções na interação núcleon-núcleon, determinadas por meio de ajuste de parâmetros experimentais, modificações nos termos de monopolo, de quadrupolo e de emparelhamento no hamiltoniano. Maiores detalhes podem ser encontrados na referência [Hm04].

Atualmente, muitos dados têm sido coletados para núcleos em torno de $1f_{7/2}$ e, em particular, para $^{48,49,50}\text{Cr}$ e $^{46,47,48}\text{V}$ [Ls99],[Bf01],[Bf02]. Esses núcleos da camada pf , que correspondem à massa $A=50$, apresentam matrizes com dimensões da ordem de dezenas de milhões de elementos.

Estados de alto-spin nesta região de massa foram estudados resultando esquemas de níveis para o ^{54}Fe , $^{54,55}\text{Co}$, $^{56,57}\text{Ni}$ e ^{58}Cu [Ru99]. Esses resultados foram comparados a cálculos utilizando Modelo de Camadas na camada pf . As interações utilizadas foram FPD6 e 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 [Pa97]. Foi feita uma comparação com resultados obtidos de cálculos por 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 ^{57}Co , o qual apresenta um buraco de próton e dois nêutrons extras em relação ao duplo número mágico $N=28$ [Ca03]. O esquema de níveis encontrado mostrou-se formado principalmente por estados esféricos com uma alta complexidade. A interpretação foi feita a partir de cálculos por Modelo de Camadas considerando o ^{56}Ni como caroço inerte e a interação residual FPD6.

Estados de baixo-spin foram investigados para o núcleo ímpar-ímpar ^{58}Cu a partir de reação de fusão-evaporação. Os novos dados obtidos são comparados com cálculos de Modelo de Camadas utilizando a interação residual [La03]. Foram consideradas excitações de partícula-buraco bem como excitações do caroço inerte,

^{56}Ni . As excitações do caroço são de grande importância para núcleos com $A > 56$. Foram utilizados dois tipos de cálculos de Modelo de Camadas, um deles usando o ^{56}Ni como caroço inerte e outro utilizando a interação residual GXPF1. Foi considerada excitação de seis partículas do orbital $f_{7/2}$ para $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$. Utilizando a GXPF1, considerando excitações do caroço, foi possível descrever estados de mais alto spin.

Uma revisão da aplicação do modelo de Camadas para núcleos da camada $f_{7/2}$, utilizando diferentes interações, foi elaborada recentemente por Brandolini e Ur [Bf05]. Para os cálculos de Modelo de Camadas foram considerados todos os orbitais da camada pf . Neste trabalho são apresentadas fortes indicações de bandas rotacionais de várias *quasi*-partículas em núcleos ímpares. Também foi observado alinhamento rotacional apenas para núcleos no início da camada. Verificou-se uma mudança de regime coletivo para partícula independente ao se aproximar do término do espaço $1f_{7/2}$.

O núcleo em estudo, ^{58}Co , ímpar-ímpar, apresenta camada duplamente fechada em $N=20$, com mais 11 nêutrons e 7 prótons, neste caso temos a ocorrência do número semi-mágico $N=28$. A comparação a ser feita com a estrutura nuclear prevista pelo Modelo de Camadas utilizando principalmente as interações KB3 [Ce94], KB3G [Ps01], FPD6 [Rw91] e GXPF1 [Hm04] será de grande utilidade para testar os limites da teoria, devido a dificuldade em descrever a complexidade apresentada por um núcleo ímpar-ímpar, na camada pf , apresentando um grande número de núcleons fora das camadas fechadas.

2.6. 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. Por sua vez, as probabilidades de transição estão relacionadas com as vidas-médias τ de um determinado estado nuclear. A largura intrínseca Γ de um nível

de energia está ligada ao valor da vida-média pelo princípio de incerteza de Heisenberg tal que $\Gamma\tau \geq \hbar$.

Considerando que a multipolaridade de um determinado raio gama emitido seja $\sigma\lambda\mu$, a probabilidade de transição é dada por [My76]

$$T(\sigma\lambda, \mu) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!]^2} \cdot \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} |\langle f | M(\sigma\lambda, \mu) | i \rangle|^2 \quad (2.11)$$

onde $\langle f | M(\sigma\lambda, \mu) | i \rangle$ 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 $|i\rangle$ e o estado final $|f\rangle$.

Feitas as devidas aproximações pelo fato do raio nuclear ser muito menor que o comprimento de onda do fóton, os operadores de transição assumem as seguintes formas [My76]:

$$M(E\lambda, \mu) = er^\lambda Y_{\lambda\mu}^* \quad (2.12)$$

e

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{e\hbar}{Mc} \cdot \frac{1}{\lambda+1} l \cdot [\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu})]^\dagger + \mu [\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu})]^\dagger = \left(\frac{2}{\lambda+1} g_l l + g_s s\right) \cdot [\nabla(r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi))]^\dagger \mu_N \quad (2.13)$$

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

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 \vec{l} e ao spin \vec{s} pelas razões giromagnéticas g_l e g_s , respectivamente. Para núcleons livres, as razões giromagnéticas assumem os seguintes valores:

$$g_l = \begin{cases} 1 & \text{para prótons} \\ 0 & \text{para nêutrons} \end{cases}$$

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

e o momento magnético é dado por

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc} = 5,0505 \times 10^{-24} \text{ erg / gauss} \quad (2.14)$$

Vale ressaltar que é questionável a validade destes valores para um núcleo muito complexo devido aos efeitos de correntes de troca entre mésons⁵.

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 [Np79]

$$\Gamma \propto \left| \langle f | M | i \rangle \right|^2. \quad (2.15)$$

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

Medindo a vida-média de um estado nuclear estamos medindo a probabilidade de transição de um estado J_i para J_f . Para uma transição de energia E_γ esta probabilidade é dada pela equação 2.11. 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 dado na equação 2.15. Por conveniência usamos $B(E\lambda)$ expresso em unidades de $e^2 \text{fm}^{2\lambda}$ e $B(M\lambda)$ em $\mu_N^2 (\text{fm})^{2\lambda-2}$ onde $\mu_N = e\hbar/2Mc$. A vida-média τ é expressa em unidades de segundo sendo o inverso da probabilidade de transição (utilizando E_γ em MeV): $T=1/\tau$. A relação entre a probabilidade de transição $T(\sigma\lambda)$ e a probabilidade de transição reduzida $B(\sigma\lambda)$ encontra-se na tabela 2.1.

⁵ No caso de núcleos complexos é utilizado um valor efetivo para o fator giromagnético g.

Tabela 2.1. Expressões que relacionam as probabilidades de transição com as probabilidades de transição reduzidas. τ é expresso em unidades de segundo sendo e T em s^{-1} para E_γ em MeV, $B(E\lambda)$ em $e^2 fm^{2\lambda}$ e $B(M\lambda)$ em $\mu^2_N(fm)^{2\lambda-2}$ sendo $\mu_N = e\hbar/2Mc$.

$\sigma\lambda$	$T(\sigma\lambda)$
E1	$1,59 \times 10^{15} E^3 B(\sigma\lambda)$
E2	$1,22 \times 10^9 E^5 B(\sigma\lambda)$
M1	$1,76 \times 10^{13} E^3 B(\sigma\lambda)$
M2	$1,35 \times 10^7 E^5 B(\sigma\lambda)$

2.6.1. Estimativa de Weisskopf

As vidas-médias dos estados nucleares são, por algumas vezes, descritas em termos de unidades de Weisskopf (W.u.). Essas unidades fornecem um parâmetro de ordem de grandeza esperada para um decaimento com uma multipolaridade bem determinada [My76]. As estimativas de partícula única são baseadas no movimento de um único próton em uma órbita esférica. As expressões para as estimativas de partícula única das probabilidades de transições reduzidas encontram-se na tabela 2.2 sendo as equações dadas por:

$$B^W(E\lambda) = \frac{1,2^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{\frac{2\lambda}{3}} e^2 fm^{2\lambda} \quad (2.16)$$

para as transições elétricas e

$$B^W(M\lambda) = \frac{10}{\pi} (1,2)^{2\lambda-2} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{2\lambda-2} 2 \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right) fm^{2\lambda-2} \quad (2.17)$$

para as transições magnéticas.

Tabela 2.2. Algumas das estimativas de Weisskopf para $B(E\lambda)$ em unidades de $e^2 fm^{2\lambda}$ e $B(M\lambda)$ em unidades de $\mu^2_N(fm)^{2\lambda-2}$, T^W em s^{-1} e energia do raio γ E em MeV.

Multipolaridade	B^W	T^W
E1	$6,45 \times 10^{-2} A^{2/3}$	$1,02 \times 10^{14} A^{2/3} E^3$
E2	$5,94 \times 10^{-2} A^{4/3}$	$7,23 \times 10^7 A^{4/3} E^5$
M1	1,79	$3,12 \times 10^{13} E^3$
M2	$1,65 A^{2/3}$	$2,21 \times 10^7 A^{2/3} E^5$

Capítulo 3

Procedimento Experimental

Com a finalidade de produzir e estudar o núcleo de ^{58}Co foram realizadas duas reações de fusão-evaporação utilizando como alvo ^{51}V e como projétil o ^{10}B . Uma das reações foi realizada utilizando alvo grosso para a determinação das vidas médias dos estados excitados e outra utilizando alvos finos para a construção do esquema de níveis do núcleo de ^{58}Co .

Esta reação permite a produção de isótopos ricos em nêutrons como $^{57-59}\text{Co}$. Desses isótopos, apenas o ^{58}Co foi relativamente pouco estudado, sendo que a publicação mais recente sobre o esquema de níveis populados com íons pesados do núcleo de ^{58}Co data de 1975 [El70], [Xe71], [Br75]. Além dos isótopos de cobalto, são produzidos os isótopos $^{55-58}\text{Fe}$ e $^{54,55}\text{Mn}$, provenientes da evaporação de partículas αxn e αpxn ($x=1,2$ ou 3), como mostra a figura 3.1.

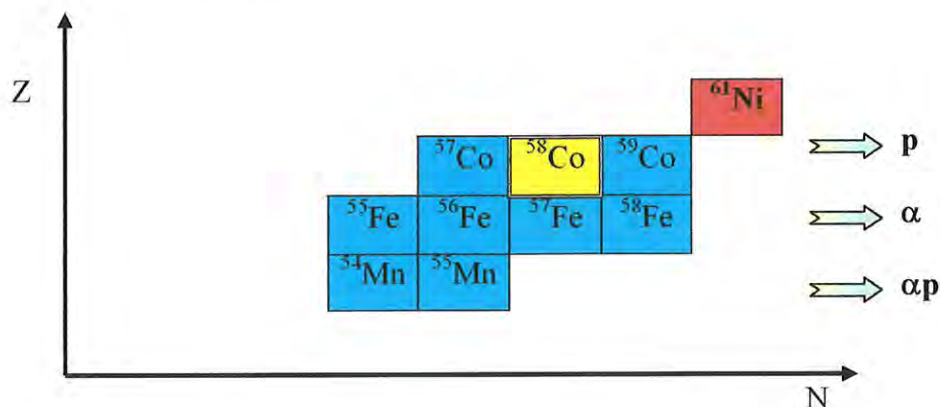


Figura 3.1. Resíduos de evaporação observados na reação de ^{10}B com ^{51}V . Em vermelho é apresentado o núcleo composto. Os resíduos mais prováveis estão em azul e em amarelo o núcleo residual de interesse neste trabalho.

3.1. Função de Excitação

Para a determinação da energia do feixe a ser usada no experimento foi feita uma estimativa usando o código PACE¹ [Ga80] baseado no Método de Monte Carlo para simular a reação de fusão-evaporação do $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$. Os resultados obtidos estão apresentados na figura 3.2.

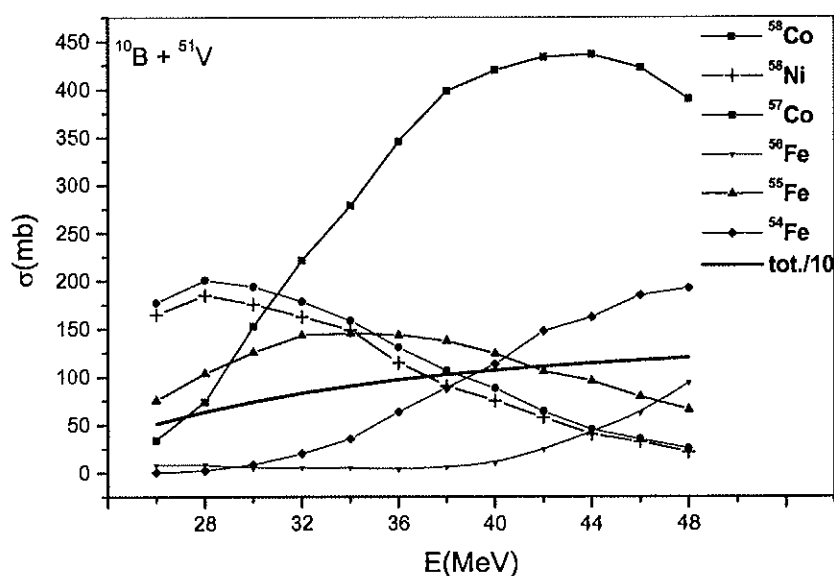


Figura 3.2. Seção de choque em função da energia, obtido por simulação (PACE) da reação de fusão-evaporação da reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$. Neste gráfico estão representadas as curvas teóricas referentes aos isótopos previstos como prováveis resíduos da reação.

A função de excitação dos núcleos residuais também foi obtida experimentalmente extraindo a área de um determinado pico característico para os núcleos ^{58}Co (1050 keV), ^{57}Co (466 keV) e ^{56}Fe (847 keV) na região de energia de acordo com as previsões feitas pelo PACE. Foi utilizado feixe de ^{10}B e como alvo uma única folha de ^{51}V natural evaporada, de espessura em torno de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$. A barreira coulombiana foi estimada em aproximadamente 21 MeV. Desta forma foram escolhidos três valores de energia acima da barreira coulombiana, levando-se em conta as limitações do acelerador Pelletron. A tensão no acelerador foi fixada em torno de 7,0 MV possibilitando utilizar os estados de carga 3^+ , 4^+ e 5^+ do isótopo ^{10}B . A corrente de

¹ Projection Angular Momentum Coupled Evaporation

feixe foi mantida entre 8 e 12 nA, de modo a limitar a taxa de contagens no detector de raios γ em 10kHz. As energias utilizadas foram de 28,5, 35,5 e 43,0 MeV sendo que o tempo de coleta de dados em cada valor de energia foi de aproximadamente quatro horas. Os dados para as diversas energias do feixe foram normalizados através de um integrador de carga coletada. Os resultados obtidos experimentalmente são apresentados na figura 3.3.

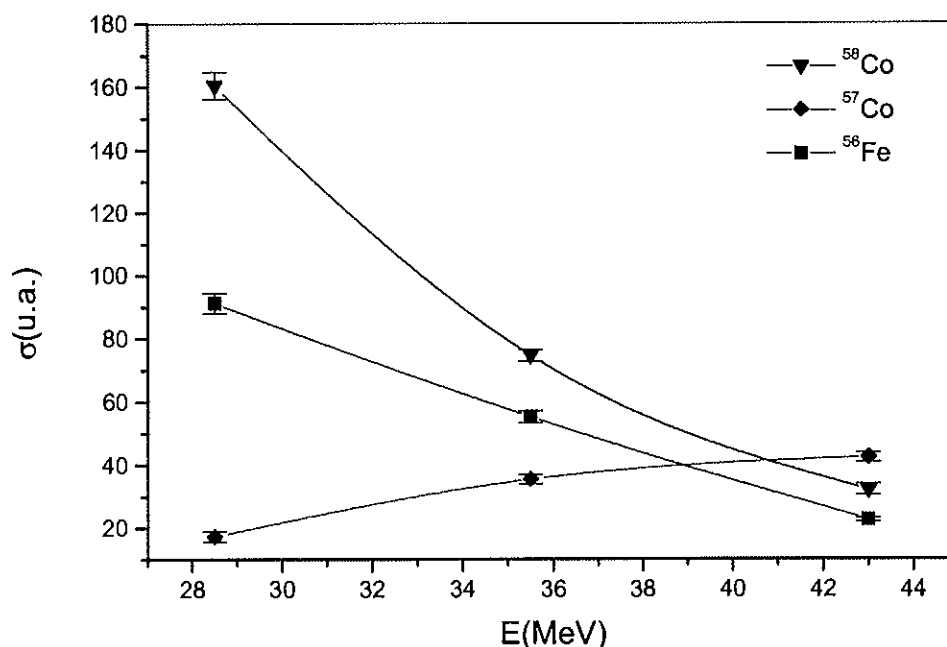


Figura 3.3. Seção de choque da reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ em função da energia. São apresentados apenas os canais de evaporação ^{58}Co , ^{57}Co e ^{56}Fe .

Podemos observar na figura 3.3 que o maior valor de seção de choque para a produção de ^{58}Co está em torno de 28 MeV. A seção de choque para o ^{58}Co é maior que para os outros núcleos residuais até aproximadamente 41 MeV.

Como nosso interesse é investigar estados de ^{58}Co com momentos angulares altos, realizamos uma simulação com o PACE para investigar o comportamento da seção de choque em função do momento angular. Os resultados mostrados na figura 3.4 permitem concluir que entre os três² valores de energia utilizados na simulação, 27,5, 30,0 e 32,5 MeV, temos o maior valor da seção de choque para momento angular de

² Não foram feitas simulações para momento angular em valores maiores de energia porque o gráfico da figura 3.3 já mostrava que a seção de choque, para o ^{58}Co , decrescia continuamente a partir de 28 MeV.

aproximadamente $14\hbar$ para a energia de 32,5 MeV e neste valor de energia existe uma probabilidade significativa de popularmos estados de momento angular até $25\hbar$.

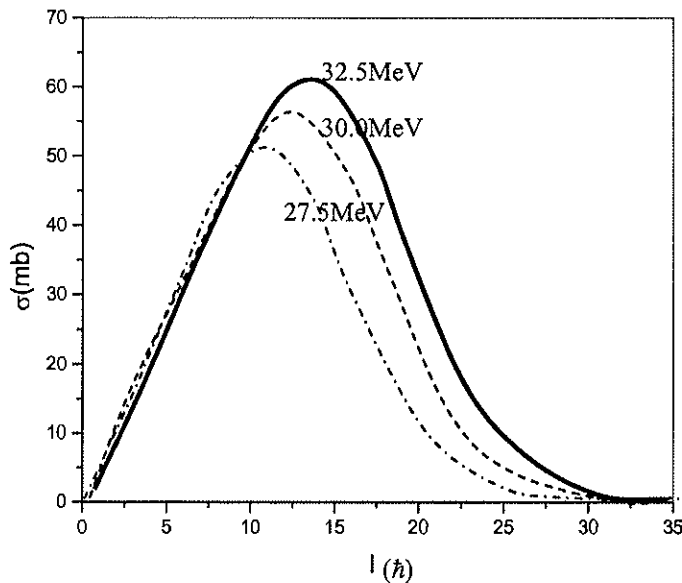


Figura 3.4. Seção de choque em função do momento angular referente à reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ para três valores de energia: 27,5, 30,0 e 32,5 MeV.

Foi escolhida uma energia de feixe de 33 MeV a partir de um compromisso entre maior seção de choque e maior momento angular, considerando também que o feixe perde cerca de 0,3 MeV ao atravessar um alvo de ^{51}V de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

3.2. Reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ - Alvos finos

O núcleo residual ^{58}Co foi produzido a partir da reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{10}\text{B}, p2n)$ com energia de 33 MeV, no acelerador Pelletron³, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP). Foram utilizados três alvos evaporados auto-sustentáveis de ^{51}V natural com espessuras de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Os raios γ emitidos no decaimento do ^{58}Co foram observados através do espectrômetro Pererê [Ri96] (Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento), formado por quatro detectores de HPGe com blindagem Compton, auxiliado por um sistema de

³ O Pelletron permite um potencial de aceleração máximo de 8 MV.

detectores de partículas carregadas denominado Saci [Ala03] (Sistema Ancilar de Cintiladores).

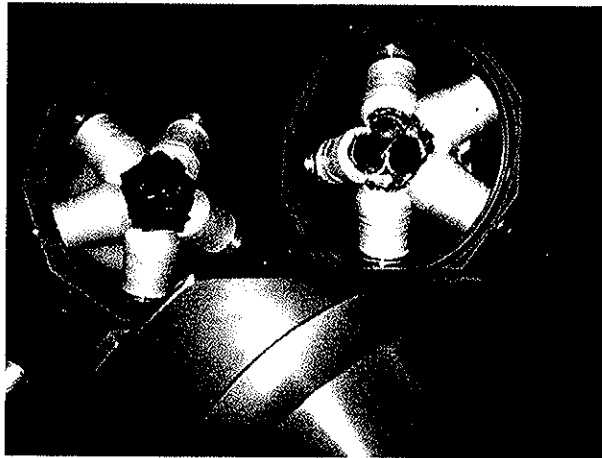
Os alvos finos de ^{51}V foram preparados no Laboratório de Alvos do Pelletron pelo processo de evaporação em vácuo denominado PVD (Physical Vapor Deposition). O material evaporado foi aquecido por um feixe de elétrons a partir de focalização eletromagnética [Ue02] e foi depositado em uma lâmina de vidro contendo uma camada fina de detergente para facilitar sua posterior remoção em água. O alvo fino, após ser separado da lâmina de vidro, foi fixado em moldura de aço INOX. Os três alvos fabricados por este processo foram dispostos paralelamente, separados por uma distância aproximada de 0,54(5) mm, possibilitando uma maior probabilidade de reação resultante da interação com o feixe de ^{10}B .

Em reações nucleares utilizando-se alvos finos, os raios γ são emitidos com o núcleo em recuo a uma determinada velocidade média. De acordo com a posição angular dos detectores de raios γ , é possível corrigir o deslocamento dos picos de raios γ emitidos pelos estados excitados, que ocorre devido ao efeito Doppler. Esses decaimentos são da ordem de *ps*. Dessa forma, é possível observar transições emitidas pelos estados de mais alto spin. Ao utilizar alvos grossos essas transições são dispersas em muitos canais do espectro de raios γ impedindo a sua observação.

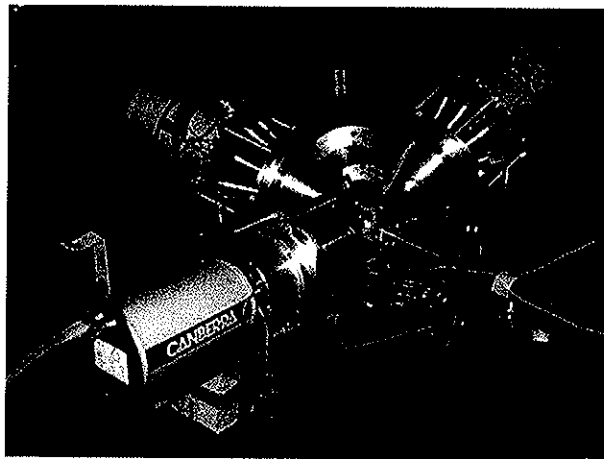
3.2.1. O Espectrômetro Saci-Pererê

O Pererê consiste de um espectrômetro de radiação eletromagnética com rejeição de espalhamento formado por quatro detectores de HPGe, sendo dois Canberra REGe de 60% e dois Ortec GMX com 20% de eficiência. Os quatro detectores são equipados com supressores Compton. Esses supressores evitam a coleta de eventos provenientes de espalhamento Compton, gerado quando um raio γ incide sobre um detector. Dois dos detectores são posicionados a 37° e os outros dois a 101° em relação à linha do feixe, como mostra a figura 3.6. A resolução intrínseca dos detectores é aproximadamente 2,5 keV e a eficiência total do sistema é da ordem de 0,5% em 1332 keV [Ala03].

O Saci é um sistema auxiliar 4π de detectores de partículas carregadas. Este sistema é constituído de um conjunto de detectores cintiladores plásticos. O sistema formado pelo Saci-Pererê pode ser observado nas figuras 3.5 e 3.6.



(a)



(b)

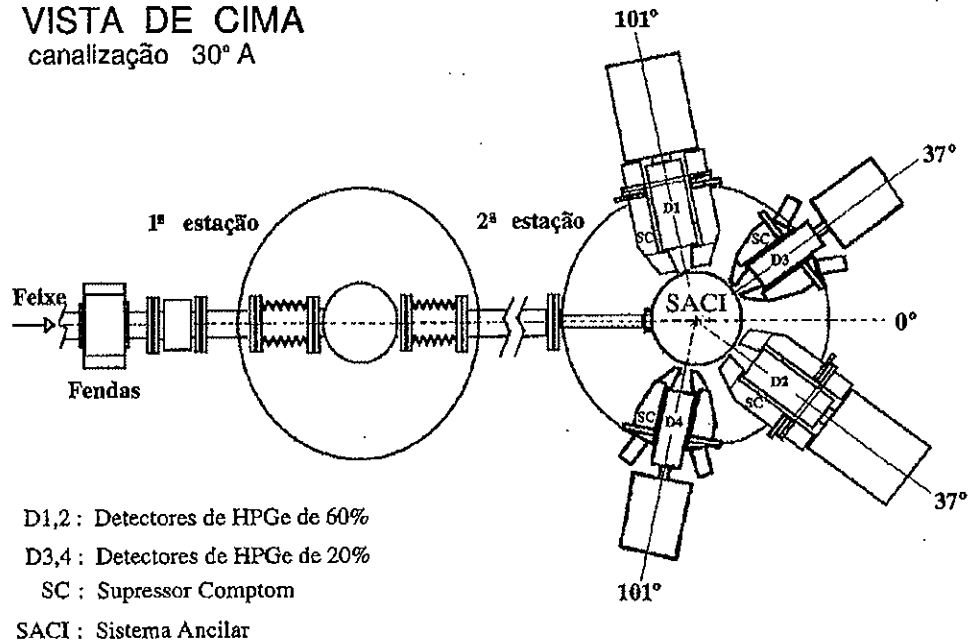
Figura 3.5. Vista do Saci-Pererê: sistema ancilar para detectar partículas carregadas composto de 11 detectores cintiladores (a) acompanhado de 4 detectores de HPGe com supressores Compton (b).

O Saci consiste de 11 telescópios ΔE -E tipo *phoswich* dispostos segundo a geometria de um dodecaedro, sendo uma das faces ocupada pelo colimador de entrada do feixe, cobrindo um ângulo sólido de aproximadamente 75% de 4π . O detector ΔE é referente ao primeiro cintilador plástico (tipo BC-400 de 0,1 mm de espessura) com tempo de decaimento relativamente rápido (2,4 ns). O E refere-se ao segundo cintilador (tipo BC-444 de 10 mm de espessura), mais espesso que o ΔE , e com tempo de decaimento lento (264 ns).

Como o núcleo residual de interesse neste trabalho pertence ao canal de prótons, foram utilizadas folhas de alumínio para bloquear o feixe espalhado e as partículas alfa. Nos detectores de ângulos traseiros em relação ao feixe incidente, foram colocadas duas

folhas de alumínio (6 mg/cm^2). Na direção do feixe, em zero grau, foram colocadas três folhas (9 mg/cm^2). Foram usadas três folhas no hemisfério inferior e duas no hemisfério superior de cada detector de ângulos dianteiros posicionado em 63° .

VISTA DE CIMA
canalização 30° A



VISTA LATERAL
canalização 30° A

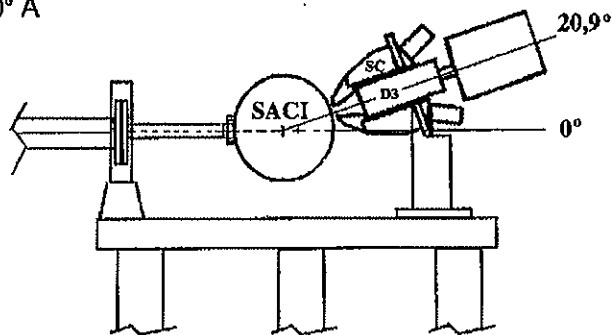


Figura 3.6. Esquema da montagem do sistema de detecção de raios γ . Na parte superior podem ser vistos os ângulos de detecção em relação à linha do feixe. Na parte inferior tem-se a inclinação de um dos detectores em relação ao plano horizontal [Alb03].

3.2.1.1. Eletrônica Modular

No caso de uma reação do tipo fusão-evaporação, a qual possui um grande número de fragmentos nos produtos de reação, quanto maior o número de detectores utilizados para o registro dos eventos, maior a probabilidade de observá-los simultaneamente. Em espectroscopia de raios γ , o registro desses eventos multiparamétricos é feito evento por evento, em um modo chamado fila. Os eventos são registrados em fita magnética ou disco, seqüencialmente, na ordem temporal em que foram adquiridos. Desta maneira é possível processar os dados e fazer as análises necessárias. A arquitetura dos sistemas multiparamétricos de um laboratório requer um conjunto de conversores análogo-digitais (ADCs) ligados a um computador e a um sistema lógico. Os ADCs são capazes de transformar um valor de tensão num padrão de sinais lógicos representando este valor em número binário. Este conversor faz o papel de analisador de pulso que contém a informação sobre a energia ou tempo de um evento detectado. Quando as condições lógicas impostas pelo experimento indicam a ocorrência de um evento, os ADCs são simultaneamente colocados em atividade para converter os pulsos, de forma que um computador coleta ordenadamente os valores das conversões em cada ADC (vide figura 3.7).

A informação é amplificada e registrada no ADC permitindo o acréscimo de uma contagem num determinado canal do histograma de contagem em função de energia. Um sinal que também parte do detector passa por um amplificador rápido e chega no módulo CFD⁴, onde se define a resolução temporal do sistema, de forma a produzir um sinal lógico que contenha a informação temporal do pulso. Paralelamente, o supressor Compton, situado ao redor do detector, envia um sinal proveniente de uma interação Compton, que é amplificado e chega em um outro CFD. Ambos sinais são ajustados num GG⁵ e no módulo de coincidência AND é verificada a coincidência. Caso ocorra a coincidência entre os sinais dos raios γ proveniente do supressor Compton e do detector, o módulo AND veta o sinal vindo do detector, de forma a excluir possíveis raios gama emitidos a partir do espalhamento Compton, os quais contribuem apenas para o fundo contínuo, sem informação relevante para a análise dos dados.

⁴ Constant Fraction Discriminator

⁵ Gate and Delay Generator

A determinação de dois ou mais eventos que ocorrem em diferentes detectores envolve a geração da marca de tempo e a verificação da diferença entre o tempo dos eventos. Porém, esta medida apresenta dificuldades porque os sinais de diferentes detectores passam por diferentes dispositivos eletrônicos produzindo um atraso distinto para cada detector. Para fazer a correlação entre os eventos, é utilizado um conversor tempo-amplitude (TAC)⁶, fazendo com que eventos simultâneos sejam registrados e permitindo, posteriormente, uma separação dos eventos não correlacionados.

Como o sistema de aquisição de dados exige um grande número de conversores, é utilizada uma interface de módulos chamada CAMAC⁷ [IE73] que é ligada ao computador. Cada CAMAC pode ter múltiplas entradas idênticas e cada entrada num módulo é reconhecida como um sub endereço. Os módulos CAMAC são controlados por um outro módulo Crate Controller (CC) e outros Auxiliares de Crate Controller (ACC). Na aquisição de dados feita no Laboratório Pelletron, é usado um ACC programável que realiza as operações necessárias para a leitura dos ADCs e agrupamento dos eventos[Ri02].

Para compreendermos como os pulsos de cada detector foram registrados é necessário lembrar que queremos eventos $\gamma\gamma$ em coincidência. É preciso uma eletrônica capaz de resolver pulsos num intervalo de tempo muito curto, pois o tempo entre duas transições consecutivas decorrentes do decaimento de um mesmo núcleo é da ordem de 1ps e a resolução do sistema de detecção é em torno de dezenas de ns.

O sistema de aquisição de dados é comandado por um controlador geral carregando vários subprocessos a serem utilizados. Esses subprocessos são responsáveis pela comunicação entre o computador e o CAMAC, pela histogramação dos eventos, monitoram a aquisição de dados pelos histogramas dos eventos e registram os eventos a serem analisados, criando arquivos em blocos de 32 kbytes e gravando em disco através do programa LEMO [Mi86].

Como os pulsos que são registrados emergem de diferentes tipos de detectores (HPGe e cintiladores plásticos), é preciso fazer a correlação temporal entre eles. Para tal foi utilizada uma eletrônica de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula composta de dois circuitos analógicos e dois lógicos. Os circuitos analógicos são responsáveis pelos sinais que fornecem valores de energia dos detectores HPGe e dos detectores de partículas

⁶ Time to Amplitude Converter

⁷ Computer Automated Measurements and Control

(cintiladores). Os circuitos lógicos registram os sinais de tempo dos detectores e realizam a coincidência $\gamma\gamma$ -partícula, como mostrado na figura 3.7.

Para fazer a coincidência temporal entre duas transições γ consecutivas pertencentes ao mesmo núcleo foi feita observação num pequeno intervalo de tempo determinado pela resolução da eletrônica.

Quando uma partícula carregada atinge os cintiladores plásticos do SACI ocorre dissipação da energia proveniente da interação da partícula com o meio, resultando na emissão de um pulso de luz que possui uma componente gerada pelo cintilador ΔE e outra pelo cintilador E. Este sinal, contendo as duas componentes chega ao sistema eletrônico apropriado de modo que possam ser diferenciadas.

Os sinais de energia dos detectores de HPGe primeiramente são amplificados e depois processados pelos Amplificadores Lineares (LA), de forma a serem convertidos nos Conversores Analógicos Digitais (ADCs) onde a altura de cada pulso é convertida num determinado canal.

O sinal dos cintiladores é duplicado no dispositivo LINFI/FO (linear). Um deles passa por um conversor TFD⁸ que marca o tempo de chegada do pulso (gera um sinal lógico segundo a norma NIM⁹) e depois o sinal entra no dispositivo LOGFI/FO (logarítmico) que duplica o sinal lógico carregando informação de tempo. O sinal passa então pelo GG onde os pulsos são atrasados (60ns) e alargados em tempo (alargamento de aproximadamente 200ns), para possibilitar a coincidência entre o sinal da partícula que chegou ao SACI e o sinal do evento $\gamma\gamma$ que chegou no HPGe, feita no AND onde é verificado o evento de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula (ver $E_\gamma - p$ na figura 3.7). Caso não ocorra coincidência $\gamma\gamma$ -partícula, é gerado um pulso nomeado “clear” de modo a impedir a conversão do sinal analógico proveniente do SACI (LINFI/FO) e reduzir o tempo de ocupação do sistema, que é o tempo morto. Caso a coincidência $\gamma\gamma$ -partícula seja confirmada, é enviado um sinal que interrompe a contagem de tempo (stop de partícula, ver STOP p na figura 3.7).

No sistema analógico relacionado aos cintiladores, os pulsos que partem dos detectores são convertidos nos QDCs¹⁰ depois que receberam pulsos das janelas de tempo (GR e GL). Esses sinais carregam informação de energia dissipada em forma de altura do pulso.

⁸ Timing Filter Discriminator

⁹ Nuclear Instrumentation Modules

¹⁰ Conversores de Carga Digital

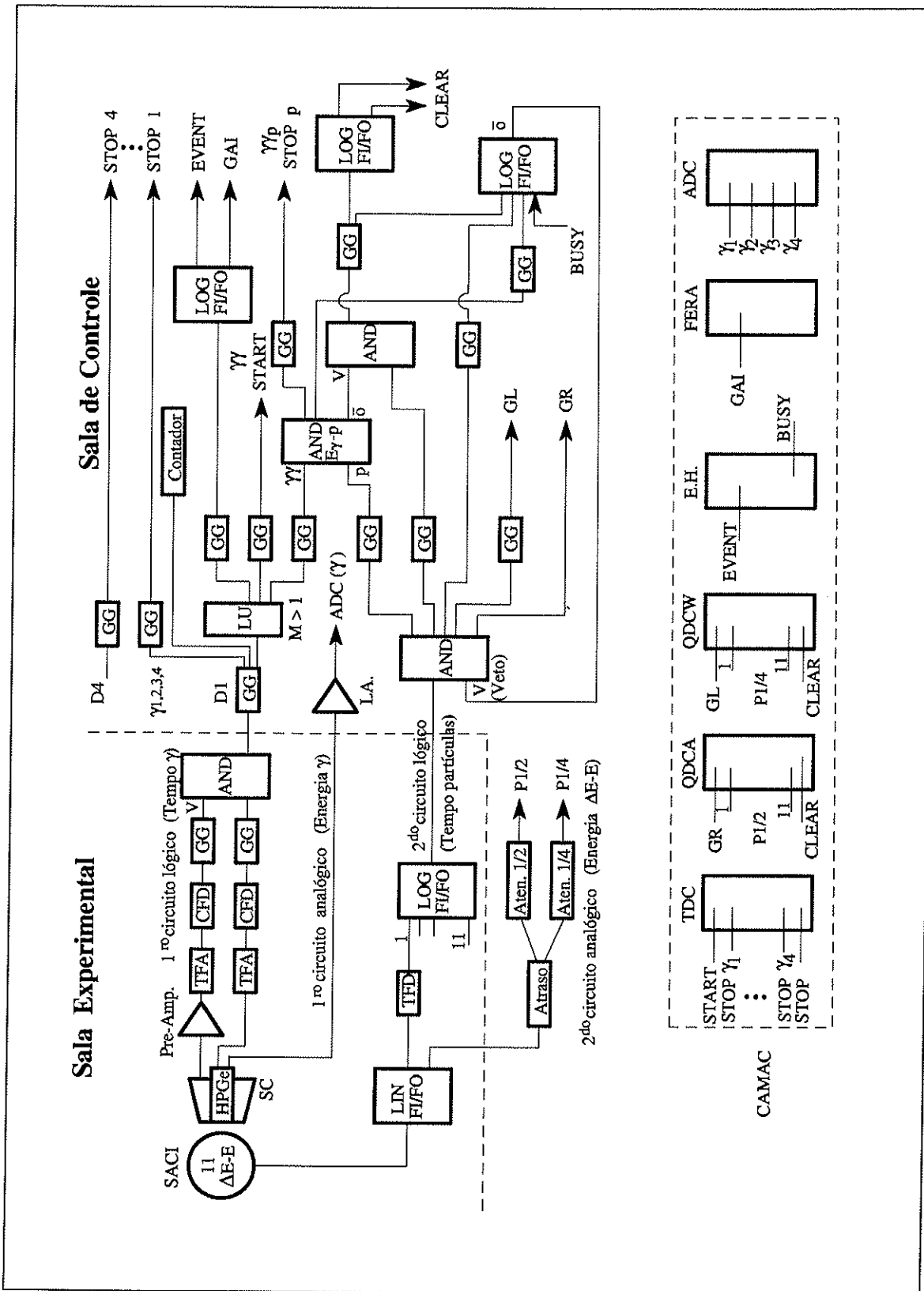


Figura 3.7. Esquema da eletrônica de coincidência $\gamma\gamma$ -partícula.

Desta forma, o sinal analógico do SACI é convertido pelos QCDA (converte a parte rápida do pulso fornecido pelo GR) e QCDW (converte a parte lenta do sinal, E, fornecido pelo GL), fornecendo a informação de energia deixada pela partícula carregada no primeiro e segundo cintiladores ($E-\Delta E$, vide figura 3.8). O tempo gasto no processamento feito pelo CAMAC é de aproximadamente $100\mu s$.

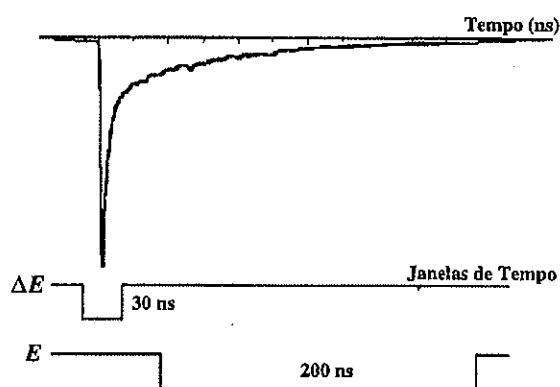


Figura 3.8. Pulso emitido pelo detector de partículas referente aos intervalos de tempo que ingressam nos conversores de sinais digitais. GR e GW recebem informações da janela de tempo de 30 ns e 200 ns, respectivamente.

Os dados armazenados por meio da eletrônica de coincidência são as energias dos detectores de HPGe, a diferença de tempo entre o registro de uma coincidência $\gamma\gamma$ e a chegada do raio γ em cada um dos detectores, as energias dos 11 detectores cintiladores $\Delta E-E$, a diferença de tempo entre o registro de uma coincidência $\gamma\gamma$ e a chegada de uma partícula (E_γ , t_γ , ΔE , E , $t_{\gamma p}$). Os dados foram adquiridos ao constatar pelo menos a coincidência entre dois detectores de GeHP (coincidência entre raios γ).

3.2.1.2. Resolução dos Detectores de Raios γ

Para determinar a intensidade dos raios γ coletados é preciso determinar a eficiência dos detectores. Também é preciso fazer uma calibração em energia já que a partir da energia do pico de raios γ é possível obter a diferença em energia de dois estados consecutivos. Para obter um determinado pico de energia de raio γ bem definido e centrado numa determinada posição em energia (E_0), necessitamos de um grande número de contagens de raios γ coletados, pois uma boa estatística fornece qualidade e

confiabilidade aos dados reduzindo as incertezas. Também é preciso que o pico não ocupe muitos canais em energia, pois quanto maior a dispersão (largura) do pico, menor sua resolução.

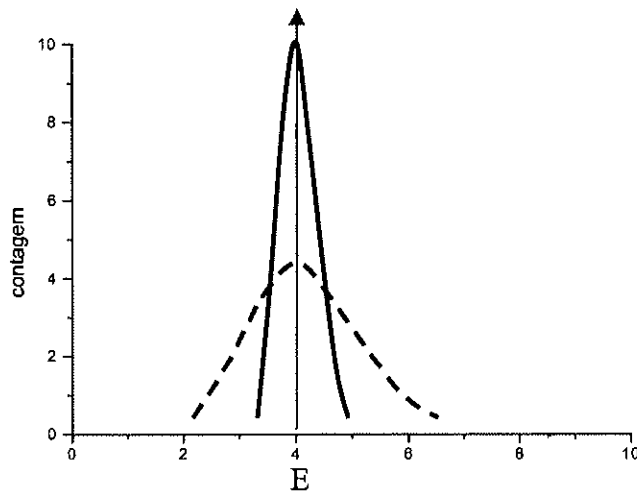


Figura 3.9. Curvas de função resposta para detectores. Embora as duas curvas subentendam a mesma área, isto é, o mesmo número de eventos detectados, a curva tracejada possui uma largura maior representando uma resposta de baixa resolução.

A largura da distribuição representa as flutuações registradas a cada pulso coletado. Dessa forma, a largura da função resposta do detector indica quanto uma medida consegue detalhar a energia da radiação incidente que foi registrada.

Dentre os fatores responsáveis pelas flutuações que alargam a curva de distribuição e reduzem a resolução do detector, podemos citar os devido a instrumentação, ruído aleatório proveniente do detector e do sistema instrumental e ruído estatístico que surge na medição do sinal. O último fator é o mais importante por estar sempre presente no detector por melhor que seja o sistema de detecção.

3.2.1.3. Interação da Radiação com a Matéria

Quando raios γ atingem um detector, podem ocorrer interações como efeito fotoelétrico, efeito Compton e produção de pares. Na figura 3.10 (a) estão indicados os processos mais comuns que ocorrem em um cristal de Ge. Na figura 3.10 (b) e (c) são apresentados os espectros de raios γ resultantes das interações da radiação γ com um cristal de Ge para $E < 2m_0c^2$ e $E > 2m_0c^2$, respectivamente¹¹. Numa faixa de energia do

¹¹ A constante m_0 corresponde à massa de repouso do elétron e c à velocidade da luz no vácuo

fóton incidente até aproximadamente 1,0 MeV, as interações predominantes são efeito fotoelétrico e Compton, pois esta energia é insuficiente para a criação de pares elétron-pósitron. Para energia superior a $2m_0c^2$ o espectro apresenta picos referentes a eventos que ocorrem com escape simples e duplo de raio γ .

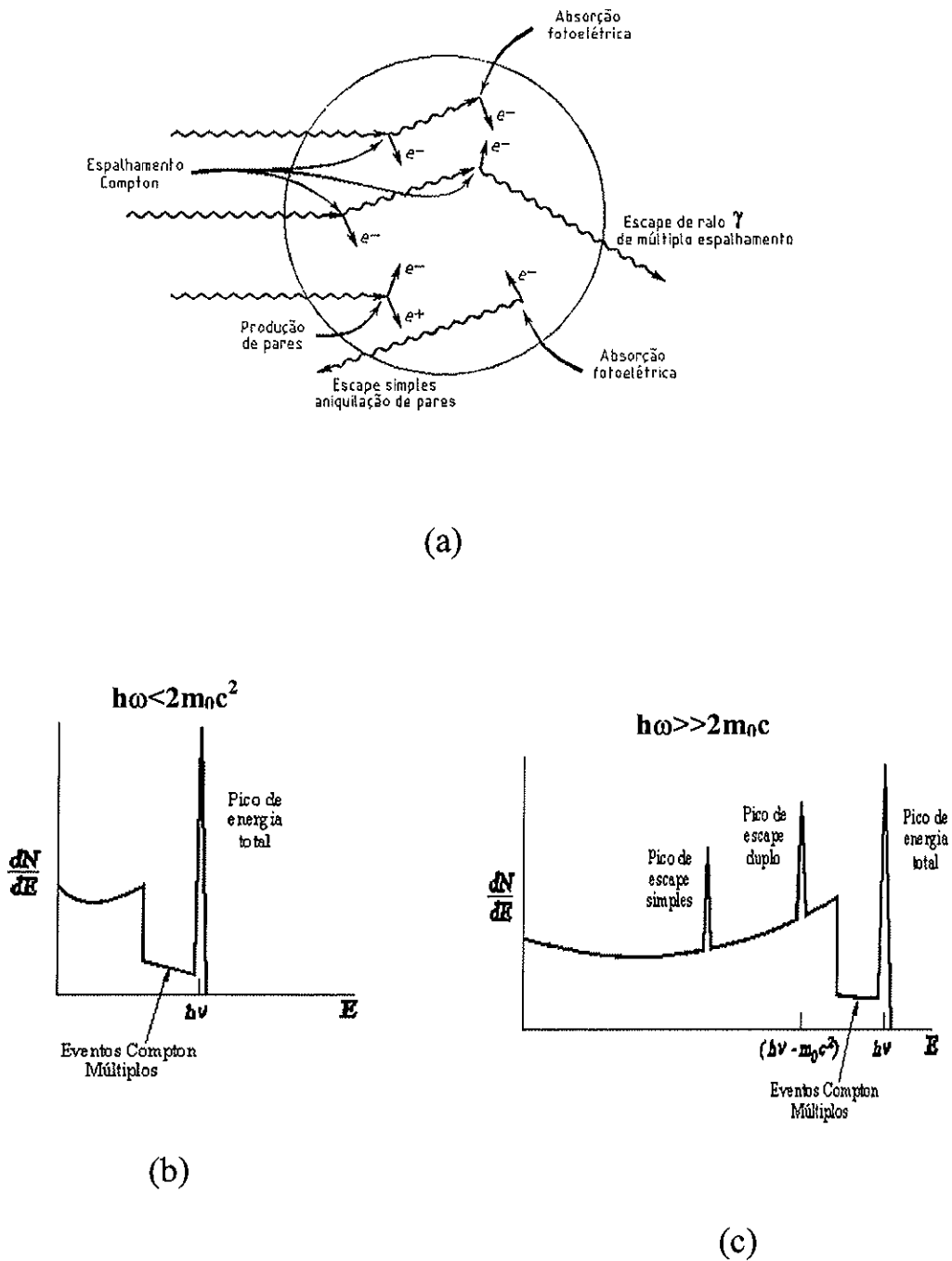


Figura 3.10. Processos que ocorrem da interação de raios γ com um detector de tamanho médio (a). Em (b) e (c) são apresentados os espectros de raios γ resultantes das interações da radiação γ de energia $E < m_0c^2$ e $E > m_0c^2$, respectivamente.

No efeito fotoelétrico o fóton incidente é absorvido por um elétron que é ejetado com uma energia cinética E_e igual à diferença entre a energia $h\nu$ fornecida pelo fóton e a energia de ligação E_b do elétron ao átomo [Kr76],

$$E_e = h\nu - E_b \quad (3.1)$$

No efeito Compton um fóton colide elasticamente com um elétron conservando energia e momento. A energia do fóton que é espalhado depende do ângulo ϕ e do espalhamento de forma que

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \alpha(1 - \cos\phi)} \quad (3.2)$$

onde $\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2}$, ν_0 é a frequência do fóton antes do espalhamento, ϕ é o ângulo de espalhamento e $h\nu$ é a energia do fóton espalhado.

A produção de pares é um processo que consiste da criação de um par elétron-pósitron proveniente de uma interação de um núcleo atômico com um raio γ . O elétron gera pares elétron e lacuna no detector e o pósitron, após perder energia no meio absorvedor, pode aniquilar-se com um outro elétron do material dando origem a dois fótons, de energia 511 keV, que podem ser absorvidos por efeito fotoelétrico, dependendo de suas energias e das dimensões do volume ativo do detector. Se os dois fótons forem absorvidos aparecerá um fotopico de energia igual à energia do raio γ (fóton) incidente. Caso esses dois fótons escapem, aparecerá um pico com energia 1,022 MeV menor que o pico de energia total incidente.

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (3.3)$$

onde E_{e^\pm} refere-se a energia do elétron e do pósitron, $h\nu$ é a energia do fóton incidente e m_0c^2 é a massa de repouso do elétron.

Uma vez que no efeito fotoelétrico toda a energia do fóton incidente é transferida para o meio, este é o mecanismo de maior importância no caso de detectores de energia dos fótons. É recomendável minimizar o registro das energias provenientes de fótons devido a efeito Compton, pois esses acabam por contribuir para a formação do contínuo que aparece no espectro de raios γ . Para isso, utilizamos um supressor Compton que envolve o detector de Ge (vide figura 3.11). Neste caso, fótons espalhados por efeito Compton, acabam interagindo com o cristal de BGO (Germanato de Bismuto), e utilizando uma eletrônica adequada, conseguimos descartar esses eventos (vide seção 3.2.1).

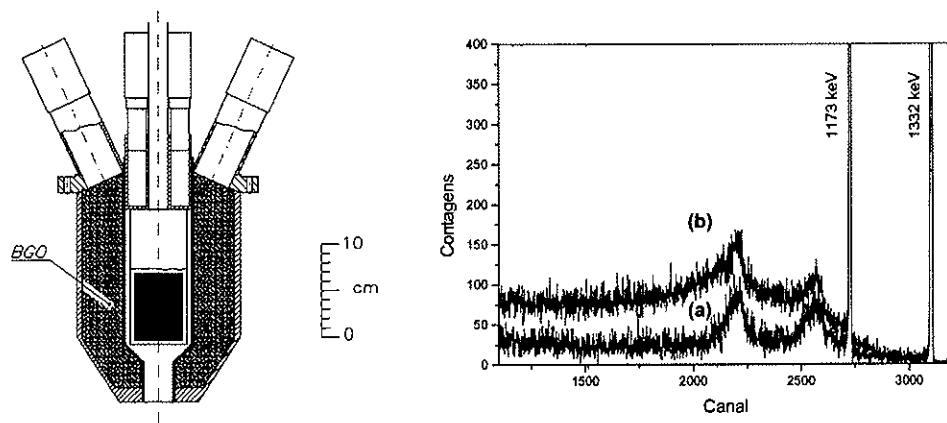


Figura 3.11. À esquerda tem-se o desenho esquemático de um detector de raios γ com supressor Compton. Sua influência na coleta dos dados pode ser verificada no espectro de raios γ do ^{60}Co adquirido com sua utilização (a) em comparação ao obtido sem ele (b).

3.2.1.4. Eficiência dos Detectores de Raios γ

Em princípio, todo detector de radiação fornece um sinal para cada quantum de radiação que interage em seu volume ativo (o cristal). Com a finalidade de determinar a intensidade e fazer a calibração em energia dos raios γ é necessário conhecer o cálculo da eficiência dos detectores, pois a detecção dos raios γ depende tanto da geometria do detector como de algumas de suas propriedades intrínsecas como número atômico e densidade dos materiais que formam o volume ativo do detector. A eficiência de um detector depende também da energia dos raios γ e de fatores de absorção. Dessa maneira, os detectores não conseguem registrar a passagem de todo raio γ incidente,

sendo necessário corrigir as intensidades registradas pela eficiência de cada detector. A eficiência é dividida em duas classes: *absoluta e intrínseca*, onde:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{n^{\circ} \text{ de pulsos registrados}}{\text{pulsos emitidos pela fonte}} \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_{int} = \frac{n^{\circ} \text{ de pulsos registrados}}{\text{pulsos incidentes no detector}} \quad (3.6)$$

No caso em que as fontes utilizadas são isotrópicas, essas duas eficiências se relacionam da seguinte forma:

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} (4\pi/\Omega) \quad (3.7)$$

onde Ω é o ângulo sólido subtendido pelo detector em relação à fonte.

Neste experimento utilizamos apenas valores de eficiência relativa (intrínseca) para os quatro detectores de germânio hiper-puro HPGe. Para a calibração em energia e determinação da eficiência dos detectores foram utilizadas as fontes dos isótopos ^{152}Eu (com energias de 121 a 1400 keV), ^{133}Ba (energias na faixa de 80 a 400 keV) e ^{56}Co (energias entre 800 e 3500 keV), colocadas na posição do alvo. Vale ressaltar que a eficiência é uma função da energia dos raios γ e pode ser calculada por meio da intensidade dos raios γ das fontes de calibração, pois:

$$\varepsilon(E_{\gamma}) = \frac{A}{I_{\gamma}} (1+\alpha) \quad (3.8)$$

onde A = área do pico de interesse, I = intensidade relativa da transição e α = coeficiente de conversão interna. Primeiramente determinamos as áreas, a eficiência para cada valor de energia e, a partir desses, determinamos as intensidades dos raios γ provenientes do decaimento do ^{58}Co .

A curva de eficiência foi obtida por um ajuste de mínimos quadrados a partir da função [Ra95]

$$\varepsilon = \exp \left(\left(\left(A + B \ln \left(\frac{E}{100} \right) + C \left(\ln \left(\frac{E}{100} \right) \right)^2 \right) \right)^{-G} + \left(D + E \ln \left(\frac{E}{1000} \right) + F \left(\ln \left(\frac{E}{1000} \right) \right)^2 \right)^{-G} \right)^{-1/G} \quad (3.9)$$

onde E é a energia de um raio γ .

As fontes de calibração utilizadas neste experimento foram posicionadas no local onde se encontrariam os alvos de ^{51}V de forma a reproduzir a geometria do sistema alvo-detectores e assim fornecer valores fidedignos da eficiência dos detectores para os raios γ emitidos. Vale lembrar que essas fontes são montadas em suportes de material plástico apresentando uma forma semelhante aos suportes usados em cada alvo, porém não possuem moldura de aço inoxidável que está presente em cada alvo.

Devido à geometria dos alvos, faz-se necessária a correção desta eficiência de acordo com o posicionamento dos detectores de HPGe, pois ocorre perda de eficiência dos detectores a 101° em relação ao feixe incidente com a absorção dos raios γ de baixa energia na moldura de aço inoxidável utilizada nos suportes dos alvos. Esta perda na eficiência devido ao posicionamento dos detectores em relação aos alvos pode ser observada na figura 3.12.

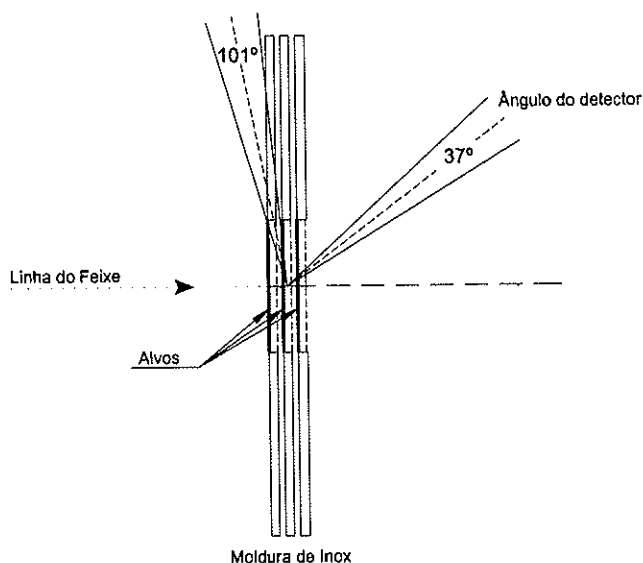


Figura 3.12. Esquema da geometria dos alvos em relação aos ângulos de observação dos detectores de HPGe. Por meio da figura pode-se notar a influência das molduras dos alvos no ângulo de abertura dos detectores posicionados à 101° em relação ao feixe incidente.

Com a finalidade de estimar o quanto de eficiência é perdida ao coletar os raios γ , em relação aos valores obtidos para as fontes sem molduras, calculamos o fator de absorção das molduras de aço inoxidável e para isso consideramos suas dimensões. As molduras apresentam uma forma de coroa anular de modo que seus diâmetros externo e interno são, respectivamente, 22,16 mm e 6,00 mm. As duas primeiras molduras, à esquerda na figura 3.12, apresentam espessura de aproximadamente 0,70 mm enquanto a moldura da direita apresenta espessura de 0,82 mm. Os espaçamentos entre as molduras é de aproximadamente 0,54 mm.

A correção da eficiência foi feita por meio de cálculo geométrico do caminho percorrido pela radiação dentro de cada moldura de aço inox até alcançar os detectores. Este caminho depende não apenas da geometria entre o feixe e cada um dos alvos mas também do ângulo sólido do detector. Houve absorção da radiação proveniente do segundo e terceiro alvos, sendo que devido ao posicionamento das molduras, a radiação que sofreu maior absorção foi a que partiu do terceiro alvo, pois neste caso a radiação foi absorvida pelas duas primeiras molduras (vide figura 3.13).

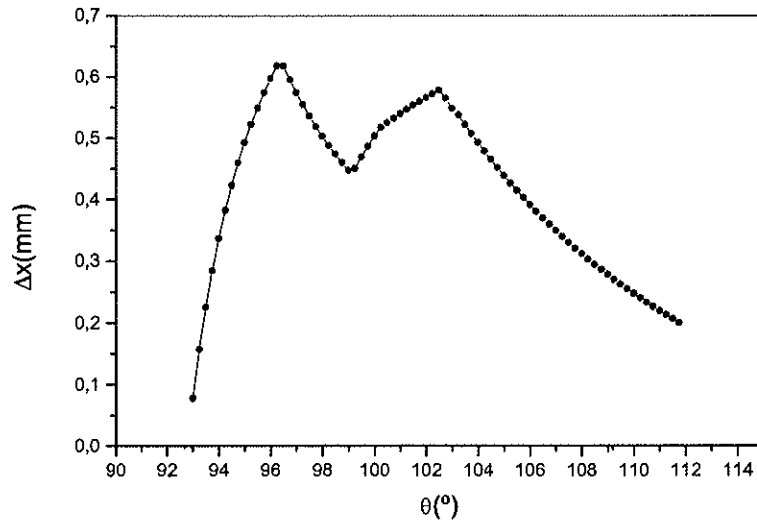


Figura 3.13. Espessura de aço inox percorrida pela radiação proveniente do terceiro alvo em função do ângulo em relação ao feixe incidente.

A fração de radiação absorvida pelas molduras é:

$$f_{inox} = 1 - e^{-\mu\Delta x} \quad (3.10)$$

onde μ é o coeficiente de atenuação de massa e Δx é a espessura da moldura de aço inox atravessada pela radiação no seu caminho até o detector. A curva média de absorção¹² em função da energia para os detectores a 101° pode ser observada na figura 3.14.

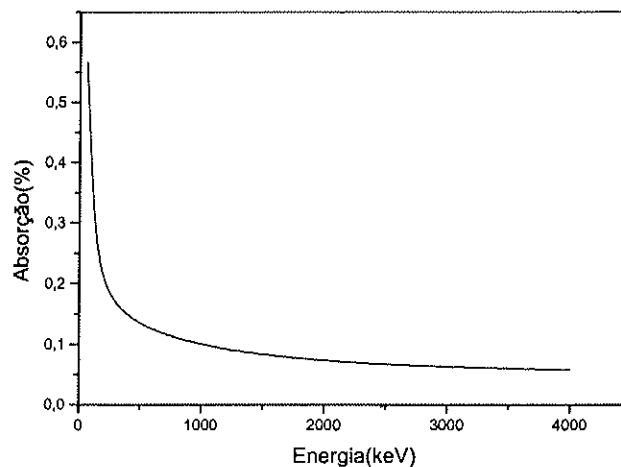


Figura 3.14. Curva média da radiação absorvida pelas molduras dos alvos (aço inox) para os detectores a 101°. Nota-se que a absorção é mais relevante abaixo de 300keV.

¹² Foi considerado que a moldura de aço possui propriedade de absorção equivalente à do ferro.

Esta correção afeta os valores das intensidades dos raios γ . As curvas de eficiência corrigidas, tanto para os detectores posicionados a 101° e 37° quanto para a eficiência total, são apresentadas na figura 3.15. A eficiência total foi obtida pela forma das áreas observadas nos quatro detectores.

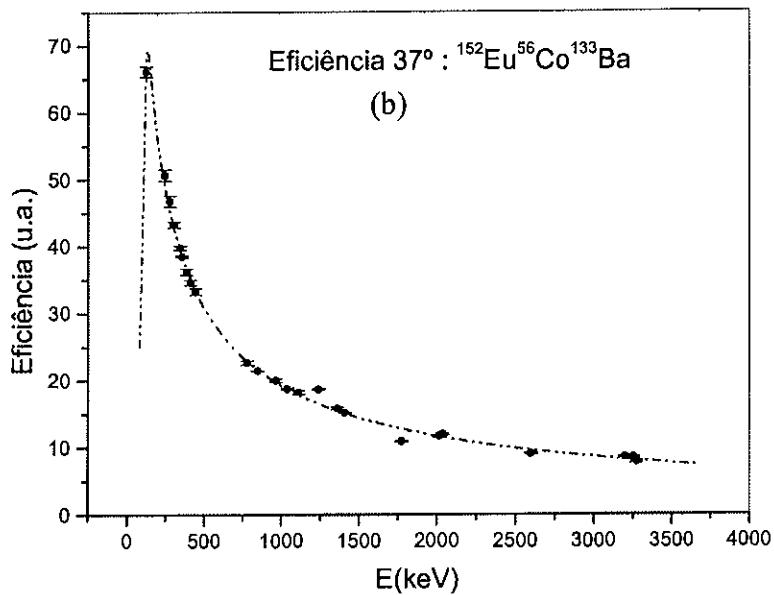
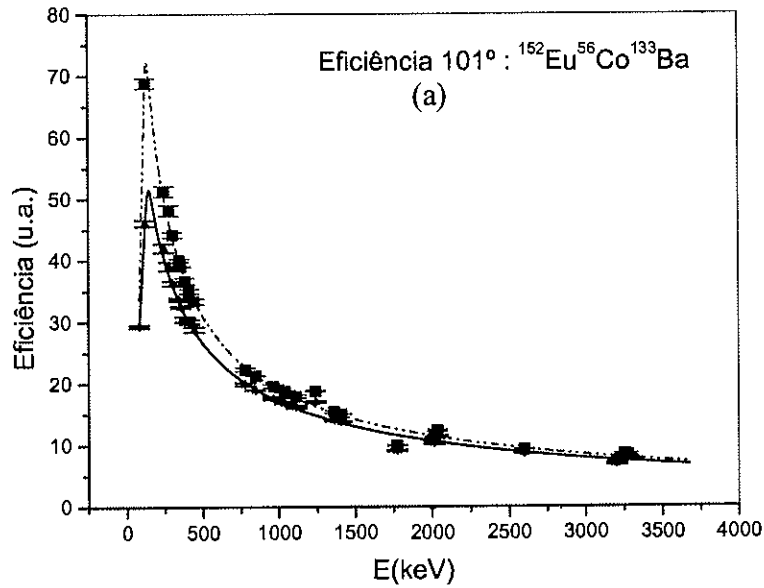


Figura 3.15. Curvas de eficiência dos detectores a 101° (a) e 37° (b).

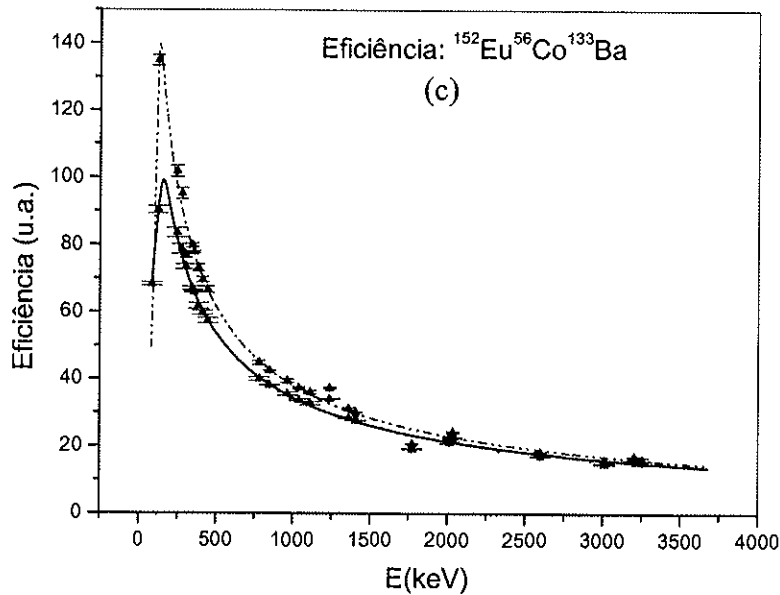


Figura 3.15. Curvas de eficiência da soma de todos os detectores (eficiência total) (c). A curva tracejada refere-se ao ajuste feito por meio da função 3.9 e os pontos são os valores das eficiências encontradas para as energias dos raios γ emitidos pelas fontes de calibração de ^{152}Eu , ^{133}Ba e ^{56}Co . Em preto temos a curva média de absorção onde a eficiência é pouco alterada em altas energias.

3.2.2. Redução de Dados

Utilizando a eletrônica de coincidência foi possível registrar informações de energia e tempo dos raios γ e partículas carregadas além da multiplicidade de partículas para cada evento detectado. Os dados armazenados por meio da eletrônica de coincidência são as energias dos detectores de HPGe, a diferença de tempo entre o registro de uma coincidência $\gamma\gamma$ e a chegada do raio γ em cada um dos detectores, as energias dos 11 detectores cintiladores ΔE -E, a diferença de tempo entre o registro de uma coincidência $\gamma\gamma$ e a chegada de uma partícula (E_γ , t_γ , ΔE , E, $t_{\gamma p}$). Os dados foram adquiridos ao constatar pelo menos a coincidência entre dois detectores de GeHP (coincidência entre raios γ).

Nesta reação foram coletados 48×10^6 eventos em coincidência $\gamma\gamma$, registrados no disco rígido de um PC. Foi feita correção dos dados para o posicionamento dos picos que se encontravam deslocados por efeito Doppler e construiu-se matrizes simétricas $\gamma\gamma$, $\alpha\gamma\gamma$ e $p\gamma\gamma$ contendo $9,4 \cdot 10^7$, $2,5 \cdot 10^6$ e $10,5 \cdot 10^6$ contagens, respectivamente. Para a análise dos dados foram utilizados os códigos computacionais UPAK [Mi86] e

RADWARE [Ra95]. A maior parte das transições do ^{58}Co foram identificadas fazendo janelas no espectro de projeção total da matriz $\gamma\gamma$.

3.2.2.1. Calibração em Energia

Em todos os eventos γ obtidos da reação em estudo foi aplicada calibração em energia, reposição dos picos e ajuste de ganho dos detectores utilizando os programas SADD, DAMM e XTRACKN [Ba94], elaborados especificamente para tratamento de dados referentes à espectroscopia gama.

Para calibrar os detectores são usadas inicialmente fontes para as quais os espectros de raios γ são muito bem determinados e com transições conhecidas. Essas fontes são colocadas na posição do alvo e os sinais detectados (raios γ) são distribuídos no espectro de contagem por canal. Sabendo exatamente os valores das energias dos picos mais intensos presentes no espectro é possível fazer a correlação entre canal e energia obtendo um espectro de contagem por energia dos raios γ . Neste trabalho usamos as fontes de ^{56}Co , ^{152}Eu e ^{133}Ba (vide figura 3.16). A fonte radioativa de ^{56}Co possui picos relevantes em energias de aproximadamente 0,8 a 3,5 MeV. A fonte de ^{152}Eu possui picos em energias intermediárias de 0,1 a 1,4 MeV e a fonte de ^{133}Ba é usada para ajustar a região de baixas energias, entre 80 e 350 keV. A partir dos espectros dessas fontes é obtida uma função polinomial de até terceira ordem para cada detector. Esta função é aplicada primeiramente para cada detector em cada intervalo de tempo de aquisição de dados (a cada 4 a 6 horas de aquisição de dados é gerado um arquivo).

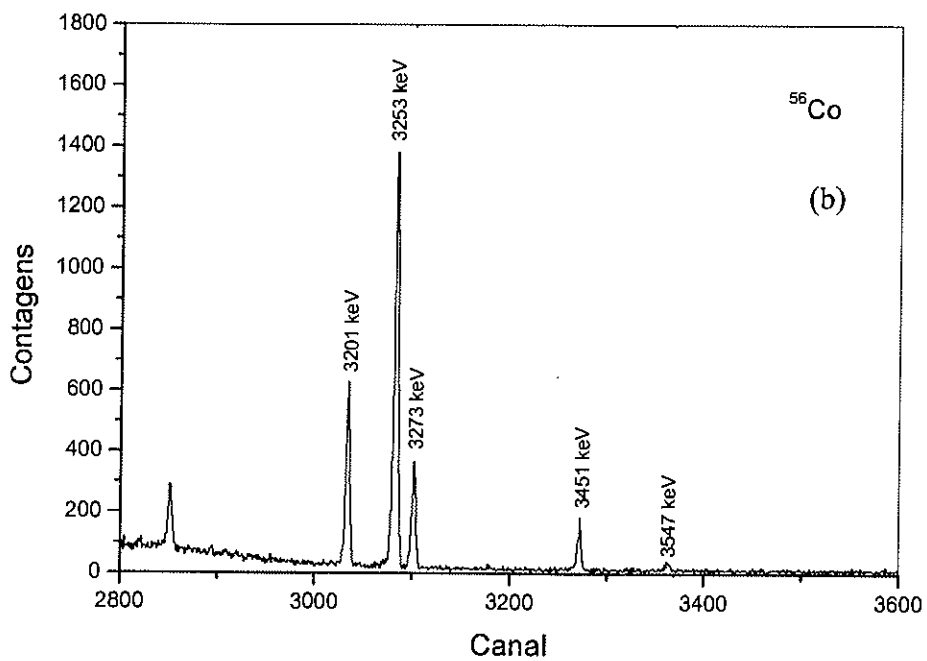
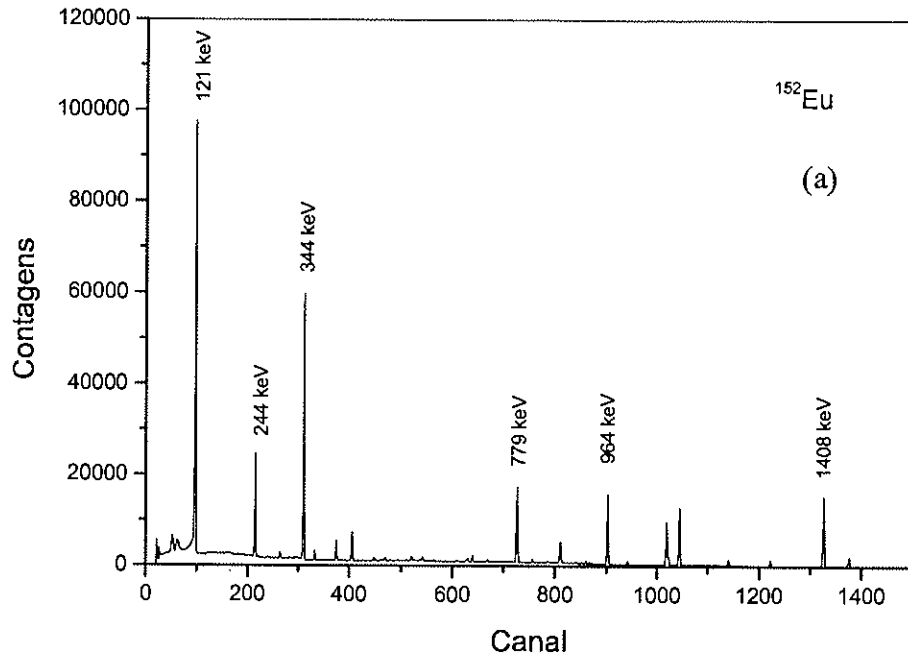


Figura 3.16. Espectros de raios γ emitidos pelas fontes de calibração ^{152}Eu (a) e ^{56}Co (b). Em (b) é apresentada apenas a região de altas energias.

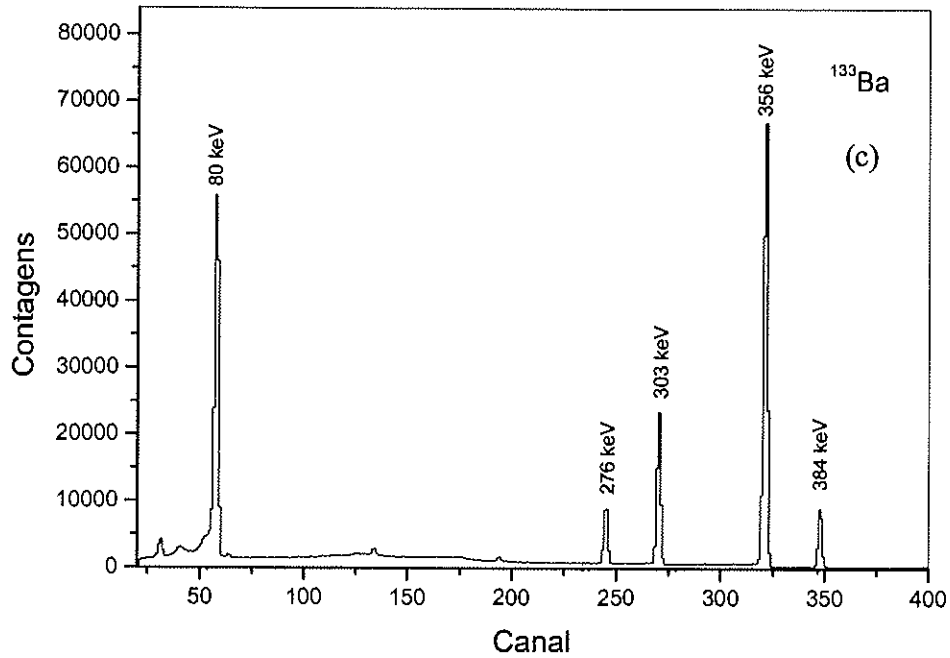


Figura 3.16. Espectro de raios γ emitido pela fonte de ^{133}Ba (c). Em (c) é apresentada apenas a região de baixas energias.

Neste experimento com alvos finos, a emissão da radiação γ ocorre com os núcleos residuais em vó. Como a perda de energia é a mesma, todos os núcleos residuais permanecem com mesma velocidade $\beta=v/c$ após atravessarem o alvo, e todas as transições apresentam o mesmo efeito Doppler sendo possível corrigir a energia do raio γ de acordo com o ângulo da detecção. A energia de recuo do núcleo composto, obtida por simulação utilizando o programa STOPX [Mi86], foi de 5,25 MeV. O valor utilizado para a correção das energias dos picos deslocados por efeito Doppler foi obtido experimentalmente, a partir de dois raios γ de energia conhecida. Desta maneira, sabendo que a energia do pico deslocado será:

$$E_{\gamma} = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (3.4)$$

onde E_0 é o valor do pico de raio γ sem efeito Doppler, $\beta = v/c$ para o recuo do núcleo composto e θ o ângulo no qual é feita a detecção, neste caso, 101° e 37° , foi possível conhecer as novas posições deslocadas dos picos de energia referente a algumas

transições de raios γ conhecidos e corrigir suas respectivas energias, como por exemplo para o raio γ de 1050keV:

$$E_{\gamma} = 1050(1 + \beta \cos(101^{\circ})) = 1047.5keV$$

$$E_{\gamma} = 1050(1 + \beta \cos(37^{\circ})) = 1061keV$$

sendo $\beta=0,0126$

Mesmo após a correção Doppler, devido a alterações no ganho do amplificador, causadas principalmente por variações de temperatura, ocorrem flutuações na posição de cada pico de raios γ . Para que este efeito seja minimizado é feita uma reposição (correção dos deslocamentos) dos picos de energia, por um ajuste linear, de modo que, em cada arquivo, os mesmos raios γ sejam alocados em canais com o mesmo valor de energia. A determinação da função linear é feita utilizando os valores de energia de raios γ de alguns elementos conhecidos, obtidos como produtos da reação. No experimento foram utilizados os valores das transições mais intensas do ^{57}Fe , ^{57}Co e ^{56}Fe para uma primeira calibração interna. Após uma primeira análise dos raios γ emitidos nesta reação, foi feito um refinamento de modo a reproduzir os níveis de energia já muito bem estabelecidos na literatura [NNDC], [Ca03] de transições de isótopos produzidos na reação. Essas transições podem ser verificadas na tabela 3.1. Com este procedimento foi possível reproduzir alguns valores de transições já conhecidas com diferenças menores que 1 keV, resultando numa maior confiabilidade dos dados. Desta forma, todos os eventos de todos os arquivos foram somados formando um único conjunto de dados provenientes da mesma reação.

Tabela 3.1. Valores da literatura e experimentais para as energias das transições de raios γ dos isótopos produzidos na reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$.

Isótopos	NNDC (National Nuclear Data Center) Energia(keV)	Energia(keV) $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$
^{54}Mn	156,27(11)	156,14(5)
	212,0(2)	211,81(5)
	704,9(3)	705,18(32)
^{55}Mn	125,95(1)	125,87(4)
	308,1(1)	308,06(6)
	858,2(1)	858,53(9)
	1019,42(18)	1019,30 (9)
	1166,3(1)	1165,18(11)
^{57}Co	465,7(1) ^a	466,25(5)
	834,0(2) ^a	834,45(7)
	1223,90(4)	1223,71(7)
	1511,7(3) ^a	1512,34(32)
	1689,8(3) ^a	1689,54(19)
	2289,9(5)	2288,19(30)
^{58}Fe	289,48(12)	289,67(9)
	782,84(16)	783,17(13)
	810,77(9)	810,91(6)
	1265,74(5)	1265,58(8)
	1520,45(20)	1520,52(13)
	1809,87(22)	1809,66(20)
^{57}Fe	122,0614(4)	121,89(7)
	136,4743(5)	136,39(22)
	256,03(11)	256,19(8)
	1061,60(17)	1061,48(15)
	1680,58(21)	1679,39(25)

^a valores obtidos na referência [Ca03].

3.2.2.2. Ajuste do Espectro de Tempo

A partir das informações sobre eventos $\gamma\gamma$ -partícula em coincidência, foram construídos os espectros de tempo referentes a eventos $\gamma\gamma$ e γ -partícula também em coincidência. O espectro de tempo $\gamma\gamma$ refere-se ao tempo relativo de chegada do pulso em relação ao primeiro raio γ . O primeiro raio γ a ser detectado tem um tempo de chegada com atraso eletrônico menor que o segundo, gerando uma diferença de tempo nos pulsos. O espectro apresentado na figura 3.17 permite a escolha de uma janela de tempo, na qual são produzidas as coincidências em tempo consideradas reais. Neste caso a janela é de aproximadamente 80ns e a resolução temporal é em torno de 30ns. A resolução é dada pela largura à meia altura do pico (a fração dos eventos aleatórios sobre o total de eventos é de aproximadamente 4%).

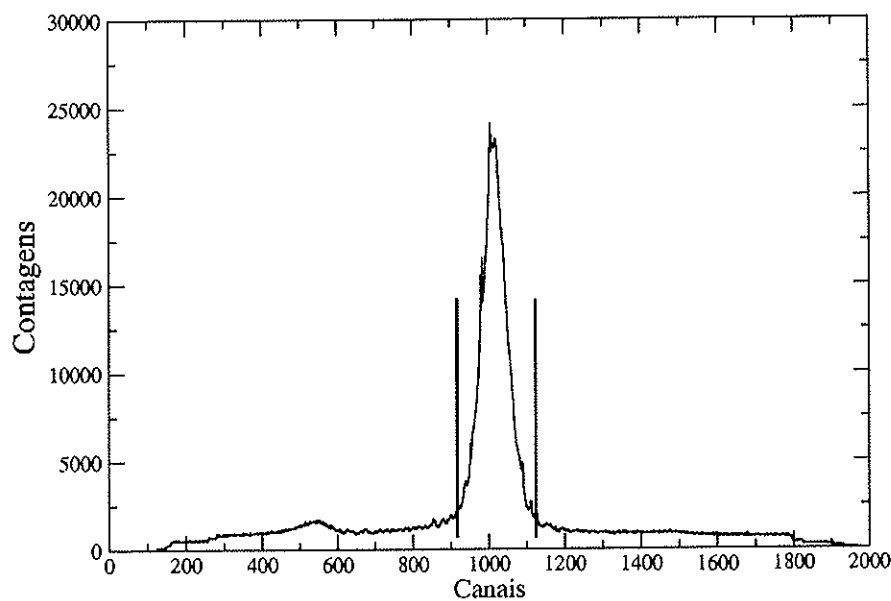


Figura 3.17. Espectro de tempo $\gamma\gamma$. Os limites da janela em tempo, representados por barras verticais, delimitam uma região de aproximadamente 80 ns.

A diferença em tempo entre a chegada de dois raios γ consecutivos é armazenada assim como a diferença em tempo entre a chegada de um par de raios γ e uma partícula carregada. O espectro de tempo γ -p na figura 3.18 permite definir o tempo de chegada do pulso da partícula em relação ao tempo do raio γ , onde pode ser observada a janela

de tempo da partícula, de aproximadamente 60 ns, bem como a resolução temporal de aproximadamente 20ns. Na região delimitada encontram-se eventos verdadeiros e aleatórios. Nas outras regiões encontram-se apenas eventos aleatórios.

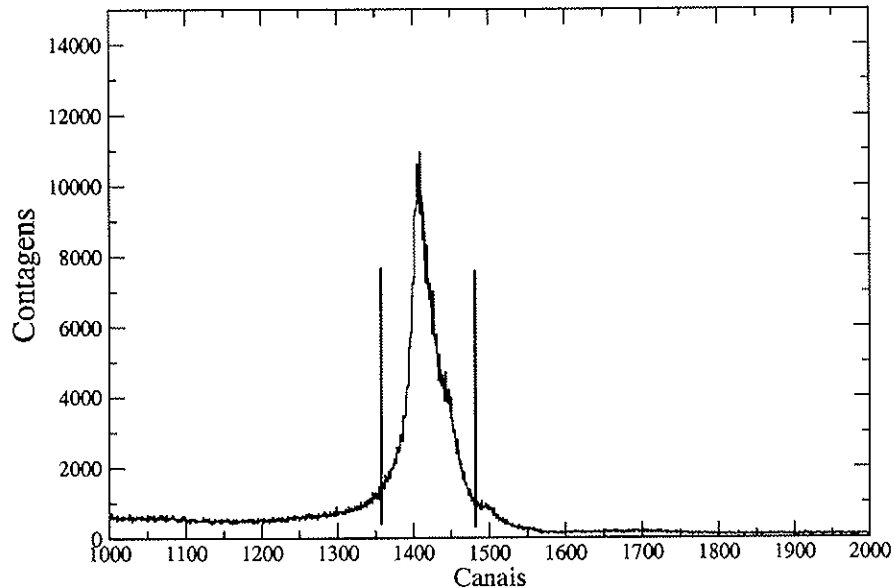


Figura 3.18. Espectro de tempo γ -p. Os limites da janela em tempo, representados por barras verticais, delimitam uma região de aproximadamente 60 ns.

3.2.2.3. Multiplicidade de Partículas

Os eventos relacionados tanto à emissão de γ como $\gamma\gamma$ (em coincidência) foram registrados em modo fila (evento a evento) e salvos em disco. Cada evento pode conter informação de partículas chegando em coincidência com os raios γ . Por este motivo usamos um parâmetro denominado de “*multiplicidade de partículas*” K_p , o qual possibilita a identificação e seleção dos canais emissores de partículas.

Usando os dados em modo fila (dados originais), foram histogramados espectros biparamétricos ΔE -E de cada detector por meio de um programa em linguagem CHIL [Mi86] como mostra a figura 3.19. Estes espectros apresentam pequenas variações de deslocamento e de ganho. Por meio destes histogramas separamos as partículas alfa (α), prótons (p) e indeterminadas (x pode ser tanto α quanto p), contornando as regiões do

histograma referentes ao registro dessas partículas. As regiões contornadas no histograma referem-se às partículas α , p e x.

A separação das partículas só é possível porque os processos que ocorrem dentro do detector de partículas estão relacionados com a perda de energia dessas no meio. Uma partícula carregada que entra no detector interage com os núcleos e elétrons do meio de modo a determinar o processo de freamento pela velocidade do projétil. Utilizando um sistema de detecção ΔE -E é possível discriminar as partículas, pois as partículas α ($Z=2$) atravessam o ΔE dissipando maior energia que os prótons (vide figura 3.19).

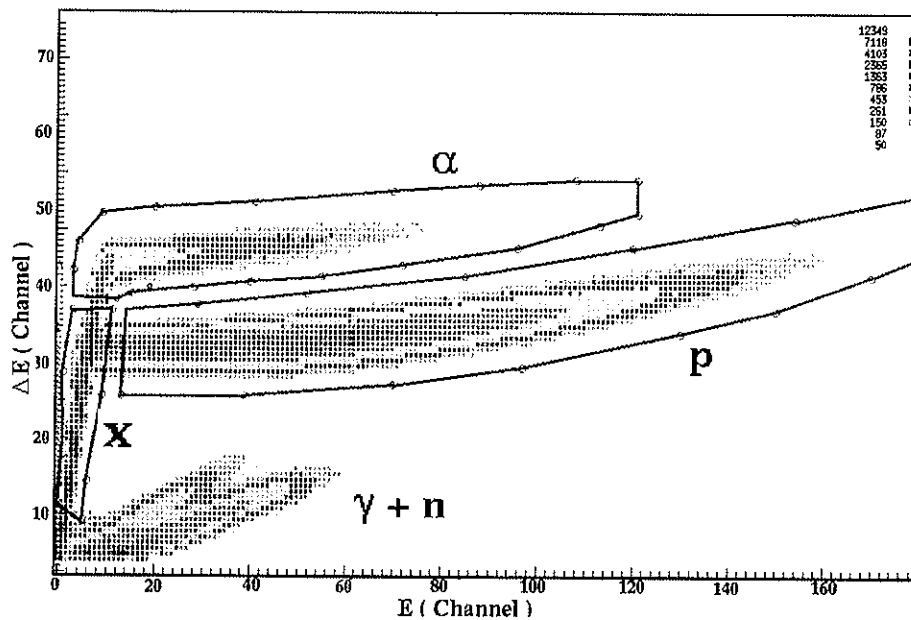


Figura 3.19. Histograma do espectro biparamétrico ΔE -E mostrando as regiões de detecção de partículas α , p e x. Este detector também é sensível a raios γ e nêutrons ($\gamma+n$), porém com menor eficiência. Regiões mais escuras correspondem a mais eventos e regiões mais claras a menos eventos.

Por meio do código computacional LEMO [Mi86], específico para conversão dos dados em modo fila, os eventos brutos são transformados em eventos contendo informação da energia e tempo calibrados e a multiplicidade de partículas que chegaram nos detectores em cada evento. O fator de multiplicidade K_p pode ser expresso como

$$K_p = 100(n_\alpha) + 10(n_p) + 1(n_x) \quad (3.11)$$

onde n refere-se ao número de partículas de um tipo que chegou em coincidência com o raio γ num dado evento e os fatores 100, 10 e 1 são pesos associados às diferentes partículas, de forma que, para um valor para $K_p=210$ significa que nos detectores de partículas chegaram 2 partículas α e 1 próton. O valor de n_x significa uma partícula que parou no ΔE e pode ser tanto partícula α quanto próton. Na figura 3.20 podemos verificar o espectro referente à multiplicidade de partícula (K_p).

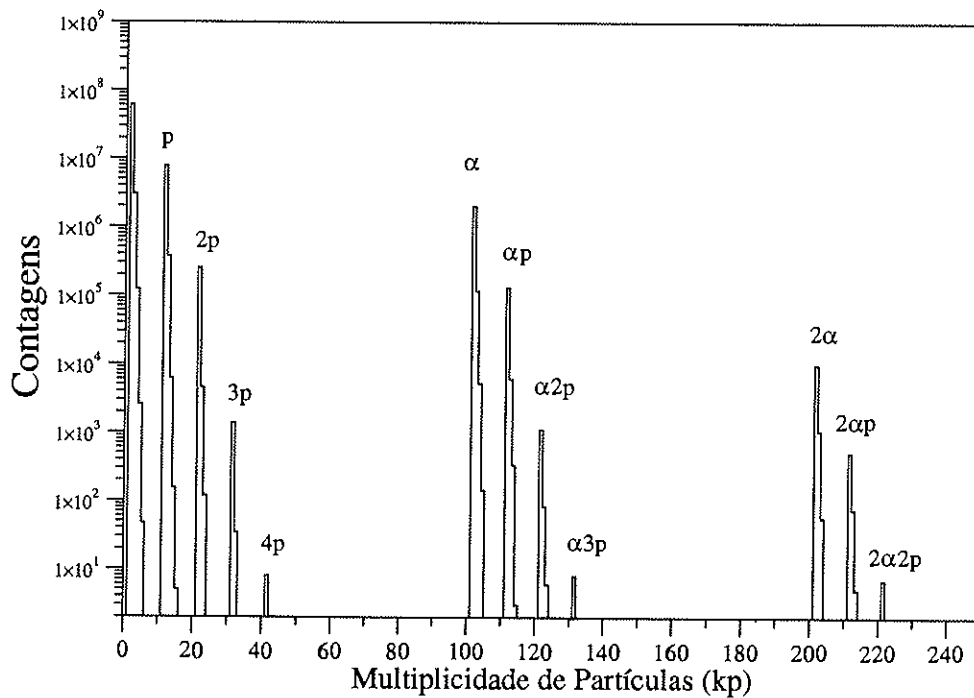


Figura 3.20. Histograma do fator de multiplicidade de partículas: K_p . O pico de interesse em nosso experimento é o referente à emissão de um próton, canal 010.

É importante ressaltar que K_p é a multiplicidade de partículas detectadas e não a multiplicidade de partículas evaporadas no canal de saída da reação. Desta forma, sabendo o número de eventos para cada multiplicidade e selecionando os diferentes valores de K_p , é possível histogramar os espectros de raios γ de todas as combinações possíveis de partículas carregadas.

3.2.3 Matrizes de Coincidência $\gamma\gamma$

Utilizando os eventos já calibrados em energia e restritos de acordo com a coincidência dentro de um intervalo de tempo entre dois raios γ consecutivos e dentro de um intervalo de tempo entre uma coincidência $\gamma\gamma$ e a chegada de uma partícula carregada, foram feitos os histogramas biparamétricos em forma de matrizes. As matrizes foram obtidas a partir da seleção de eventos necessariamente em coincidência de $\gamma\gamma$ coletados pelos detectores de HPGe e também em coincidência com partículas carregadas, detectadas pelo sistema Saci, sendo descontados os eventos em coincidência casual (eventos aleatórios):

- i. Matriz $\gamma\gamma$: todos eventos em coincidência temporal sem restrição de partículas (vide figura 3.21).
- ii. Matriz αp : eventos em coincidência temporal com partículas α e prótons.
- iii. Matriz xp : eventos em coincidência temporal com partículas α ou prótons com prótons.
- iv. Matriz np : eventos em coincidência temporal de prótons, onde n pode ser 1, 2 ou até 3 prótons.

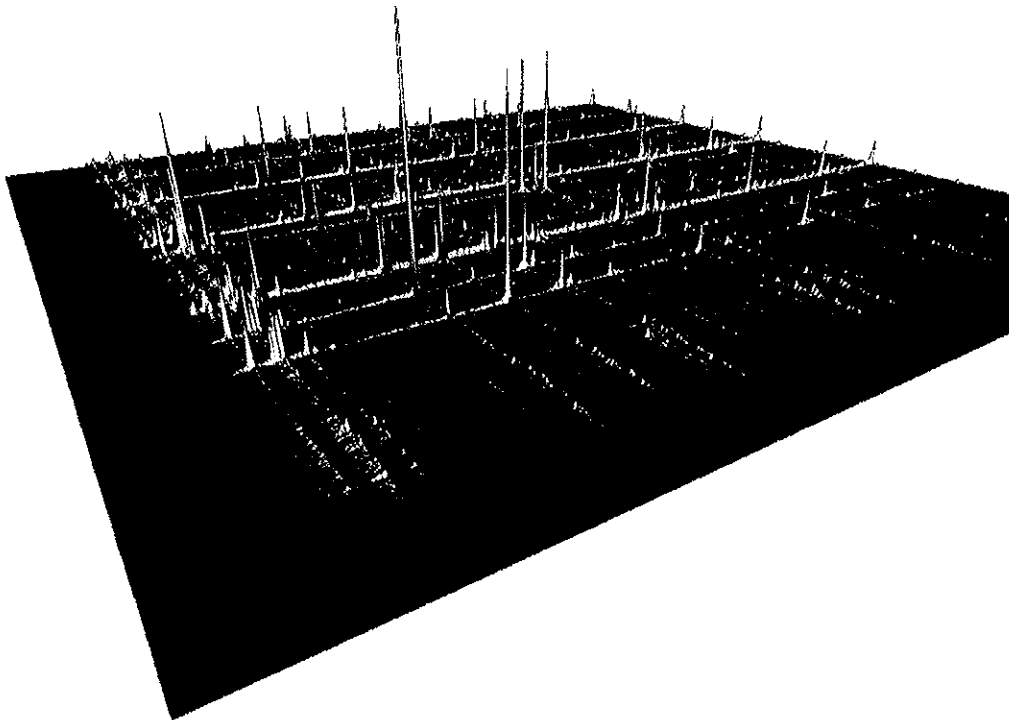


Figura 3.21. Ilustração de uma Matriz $\gamma\gamma$ em coincidência temporal.

As matrizes foram simetrizadas de modo que um evento no qual um raio γ_1 é registrado pelo detector 1 e um raio γ_2 é registrado pelo detector 2 é idêntico a um evento em que o raio γ_2 é registrado pelo detector 1 e o raio γ_1 é registrado pelo detector 2. Desta forma, a estatística do número de eventos em coincidência é dobrada. Na figura 3.22 encontra-se a projeção total da matriz $\gamma\gamma$, onde é possível observar a existência de picos de raios γ provenientes dos diferentes núcleos residuais produzidos na reação.

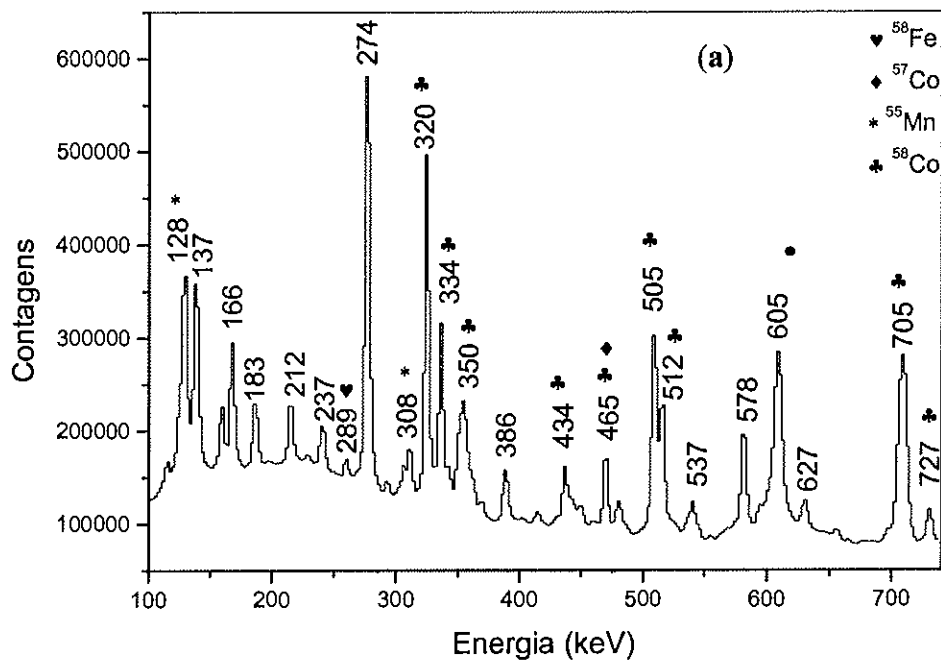


Figura 3.22. Espectro de projeção total da matriz $\gamma\gamma$ obtidos a partir da reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$, $E=33\text{MeV}$ para a faixa de energia de 100 a 740keV (a).

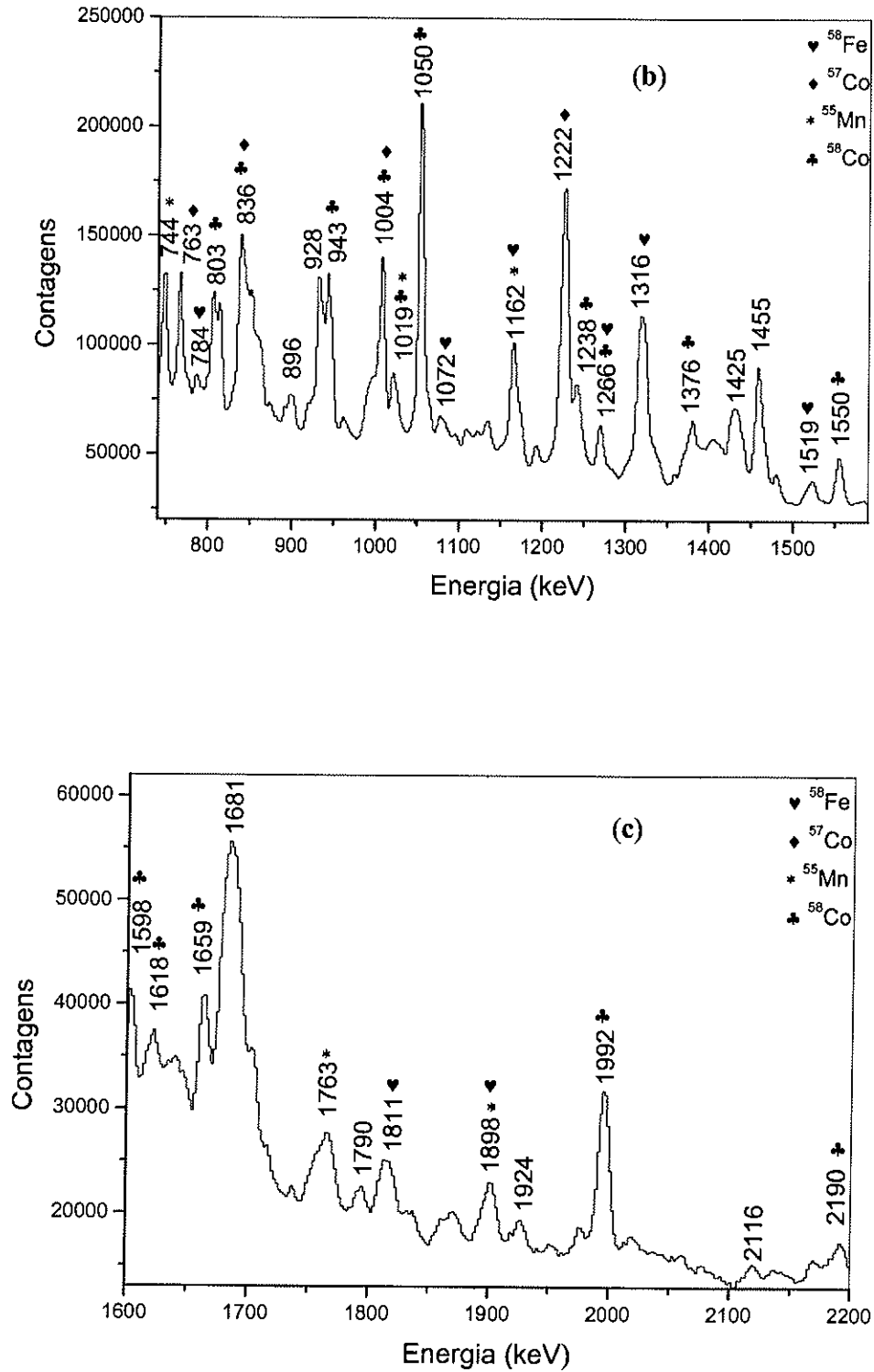


Figura 3.22. Espectros de projeção total da matriz $\gamma\gamma$ obtidos a partir da reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$, $E=33\text{MeV}$ para as faixas de energia (b) 740 a 1600keV e (c) 1600 a 2200keV.

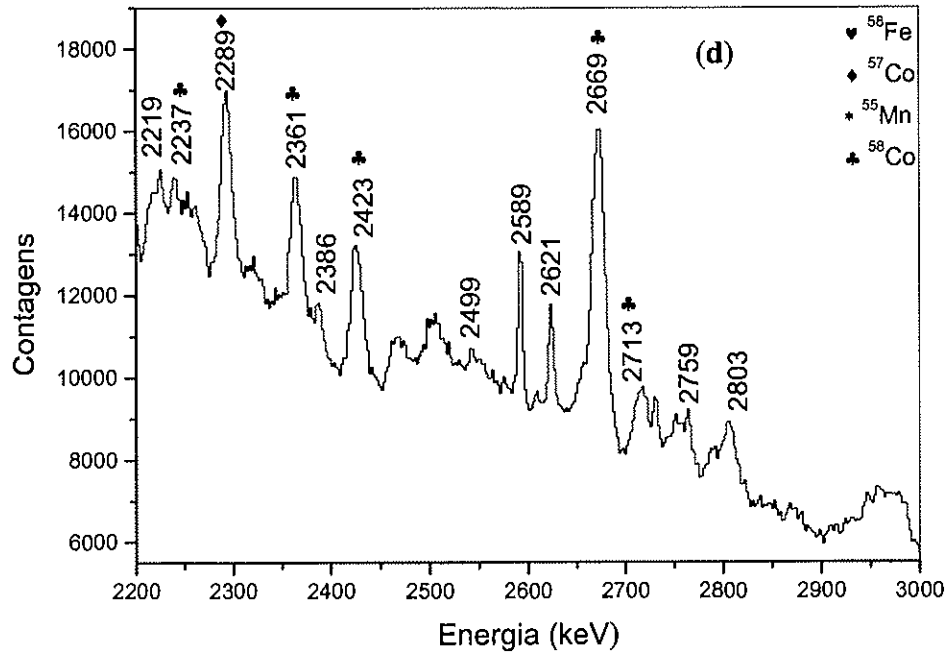


Figura 3.22. Espectros de projeção total da matriz $\gamma\gamma$ obtidos a partir da reação $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$, $E=33\text{MeV}$. Os espectros de raios γ foram divididos em quatro faixas de energia para melhor identificação dos picos referentes aos núcleos residuais, dos quais foram destacados ^{58}Fe , ^{57}Co , ^{55}Mn e ^{58}Co . (a) 100 a 740keV, (b) 740 a 1600keV, (c) 1600 a 2200keV e (d) 2200 a 3000keV.

A construção de espectros de raios γ , a partir da projeção das matrizes simetrizadas $\gamma\gamma K_p$, possibilita selecionar os raios gama emitidos pelos núcleos residuais de interesse. O ^{58}Co é obtido pela emissão de um próton e dois nêutrons a partir do núcleo composto ^{61}Ni . Portanto, podemos excluir raios γ emitidos por núcleos que não são obtidos pela emissão de um próton analisando a projeção da matriz $\gamma\gamma p$. Vale ressaltar que esta matriz contém informação de todos núcleos residuais provindos de emissão $apbn$, com a e $b=1,2,\dots$. A figura 3.23 mostra as projeções das matrizes biparamétricas, onde foram selecionados diferentes valores da multiplicidade das partículas K_p . Nota-se a evidência dos picos associados a transições provenientes da emissão de partículas carregadas em coincidência com raios γ .

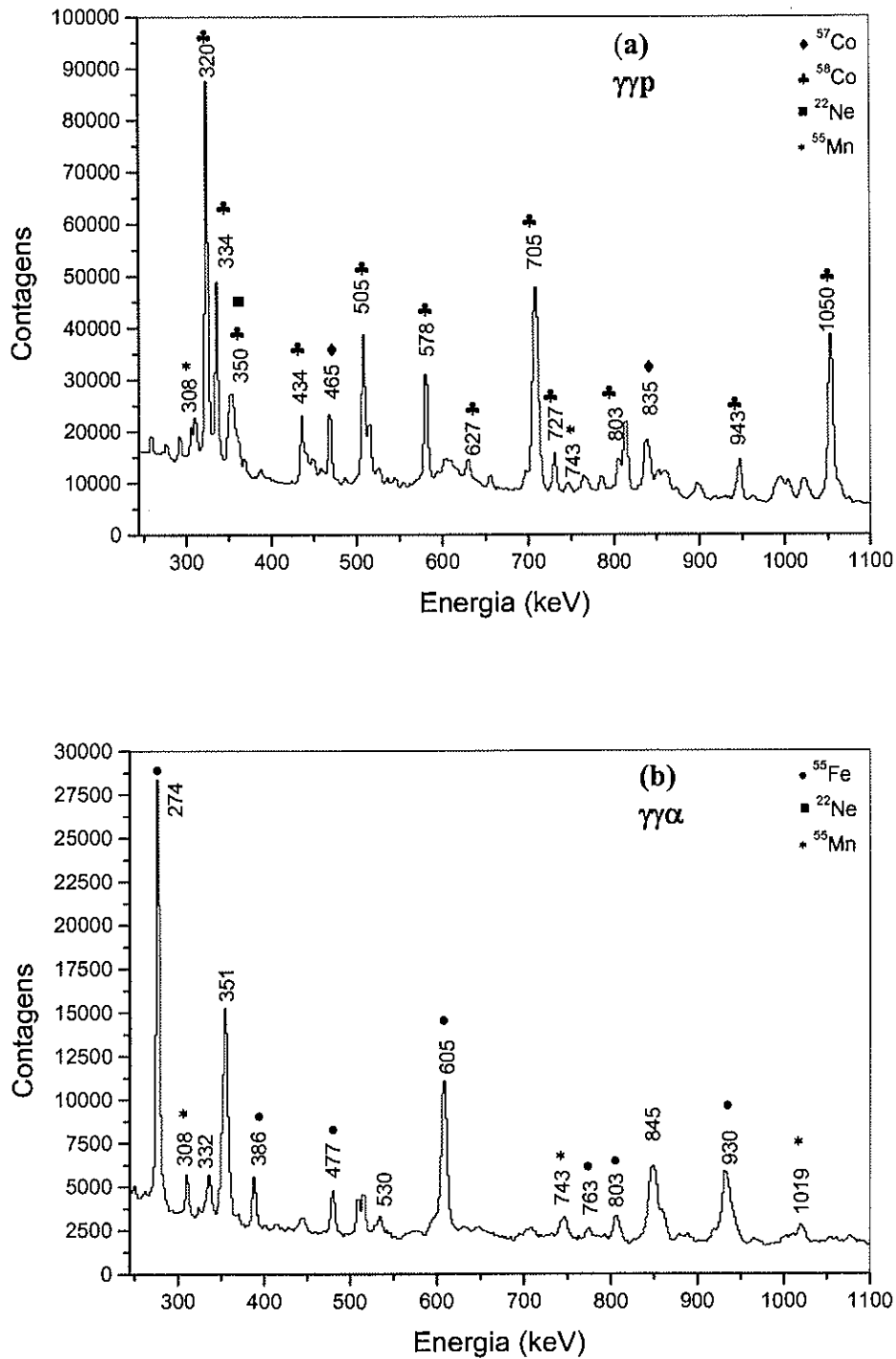


Figura 3.23. Figura dos espectros de raios γ onde (a) é referente a projeção da matriz com coincidência de $\gamma\gamma$, (b) é a projeção da matriz com coincidência de $\gamma\alpha$.

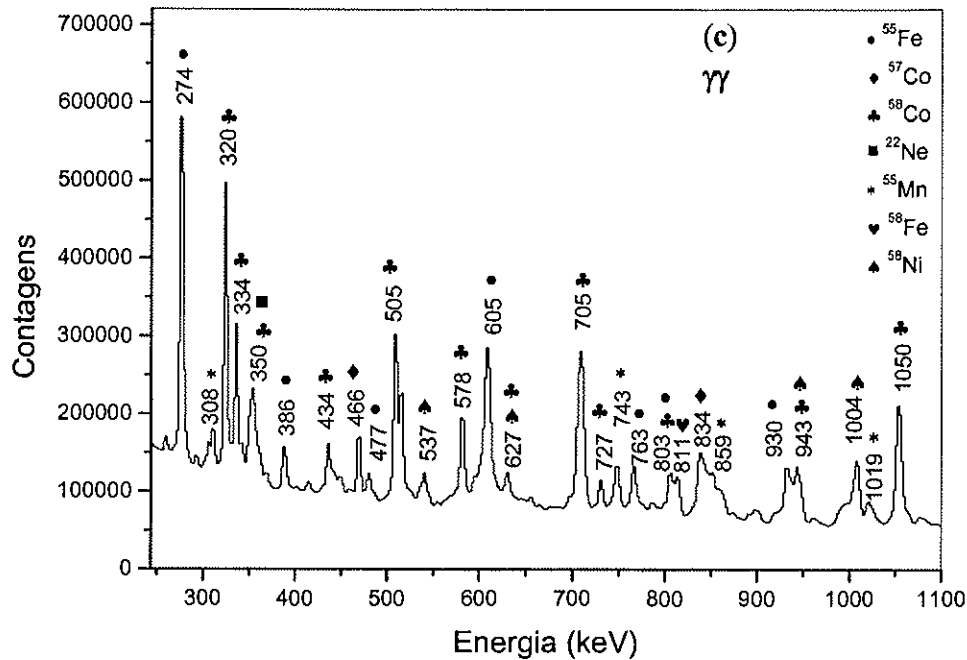


Figura 3.23. Figura dos espectros de raios γ onde (a) é referente a projeção da matriz com coincidência de $\gamma\gamma$, (b) é a projeção da matriz com coincidência de $\gamma\alpha$ e (c) é a projeção total da matriz $\gamma\gamma$ sem restrição de partículas. No caso da coincidência $\gamma\gamma$ conseguimos evidenciar os picos referentes aos núcleos residuais $1pbn$, como é o caso do $^{58}\text{Co}(1p2n)$ e $^{57}\text{Co}(1p3n)$. O espectro de coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\alpha$ é dominado pelos picos provenientes do decaimento do ^{55}Fe , sendo produzido pela emissão de uma partícula alfa e dois nêutrons ($1\alpha 2n$).

Apesar de estatisticamente possuir menos informação, os espectros de raios γ em coincidência com partículas carregadas permite uma melhor acurácia na determinação dos picos provenientes do canal de emissão de interesse. Esta acurácia é melhor quanto maior o poder de resolução,

$$P_R = \frac{n^\circ \text{ contagens pico}}{n^\circ \text{ contagens fundo}}, \quad (3.12)$$

ou melhor, quando os eventos são histogramados considerando a coincidência temporal com partículas carregadas, os contaminantes que não pertencem ao canal para o qual foi feita a restrição de coincidência são eliminados, aumentando a razão *pico/fundo*.

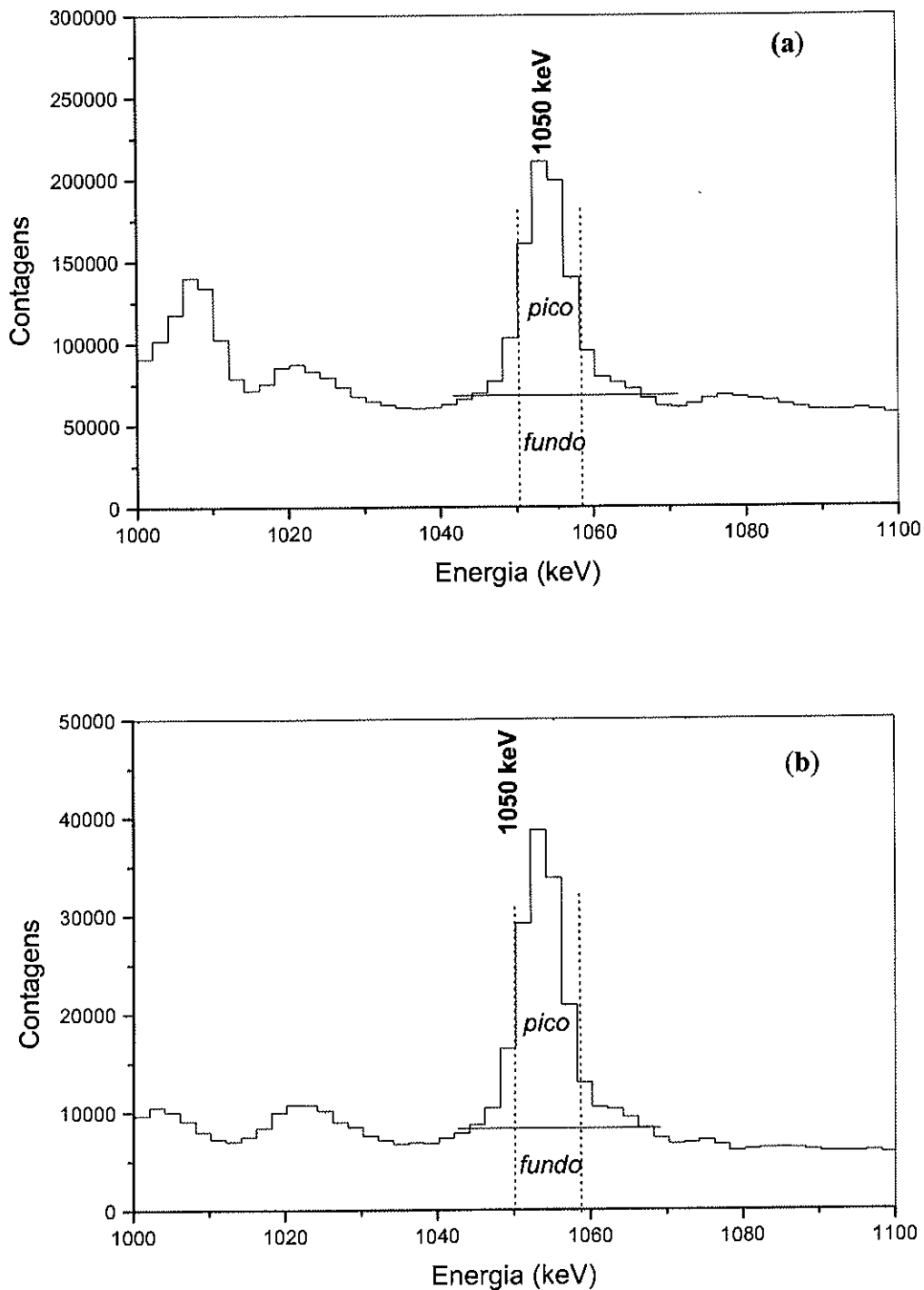


Figura 3.24. Relação *pico/fundo* na projeção total da matriz $\gamma\gamma$ (a) e na matriz $\gamma\gamma$ em coincidência com um próton (b).

Na figura 3.24 pode ser observado o aumento da relação *pico/fundo* para a projeção da matriz com coincidência de prótons. O poder de resolução para a projeção da matriz $\gamma\gamma$ -próton é aproximadamente duas vezes maior do que para a matriz $\gamma\gamma$. Para

identificar os raios γ pertencentes ao núcleo ^{58}Co , analisamos principalmente os espectros obtidos a partir da matriz $\gamma\gamma$.

3.3. Reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ – Alvo grosso

Com a finalidade de produzir núcleos de ^{58}Co , foram realizadas reações de $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, com energia de feixe de 36 MeV sendo o alvo composto por uma folha de ^{51}V natural de $0,77\text{mg}/\text{cm}^2$ prensado em um anteparo de Pb, que serviu como meio material onde ocorre o freamento dos núcleos residuais da reação. A corrente do feixe mantida durante a tomada de dados foi de 1,5 pA. Foram obtidos cerca de 44 milhões de eventos $\gamma\gamma$ em coincidência, sendo que 15% deles apresentavam informação de partícula carregada. Foram obtidas 4 milhões de contagens em coincidência com prótons. O alvo espesso permitiu efetuar as medidas das vidas médias dos níveis do ^{58}Co . Este experimento foi realizado com os mesmos equipamentos descritos em 3.1 (alvos finos), com a mesma disposição dos detectores em relação ao feixe.

Toda a redução de dados desta experiência foi feita de maneira semelhante à reação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$ de feixe de 33 MeV com alvo fino descrita em 3.1, porém, nesta etapa, não foram feitas correções de deslocamento Doppler. Os dados foram organizados numa matriz assimétrica de E_γ somando-se os dois detectores a 37° em um eixo e a soma de todos os detectores sem restrição no outro eixo. Desta forma, fazendo uma janela em um pico no eixo de todos os detectores temos informação das formas dos picos, visto a 37° , em coincidência com o janelado. Isso também foi feito para os detectores a 101° . Utilizando o programa LINESHAPE [We91] foi possível analisar as formas de linha de alguns picos que apresentavam valores de vidas médias em torno de 1ps. Na figura 3.25 podemos observar o pico de 1050 keV vistos pelos detectores a 101° e a 37° , com janela feita no raio γ pertencente ao ^{58}Co de 321 keV, no eixo de todos os detectores.

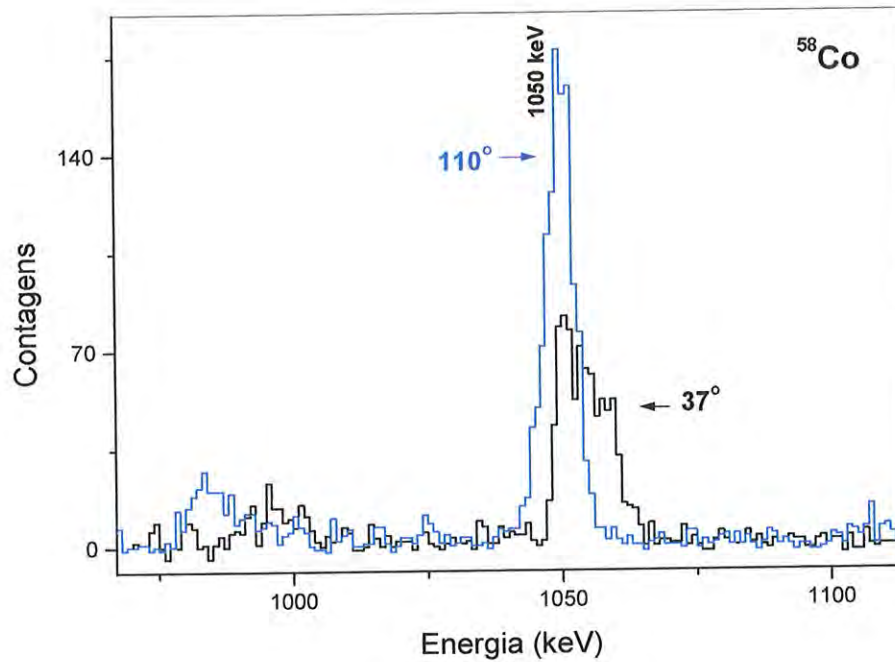


Figura 3.25. Pico referente ao raio γ de 1050keV observado a 37° (forma larga) e a 101° (forma estreita). As diferentes formas do raio γ de 1050keV são devido ao efeito Doppler.

Na seção 4.4 é apresentada a metodologia para a determinação da vida média dos estados excitados a partir da técnica de deslocamento Doppler atenuado (DSAM).

Capítulo 4

Resultados Experimentais

4.1. Esquema de Níveis do Núcleo ^{58}Co

A reação de fusão-evaporação $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, utilizando a técnica de alvos finos descrita na seção 3.2, possibilitou ampliar o conhecimento da estrutura nuclear para o ^{58}Co , principalmente em altos spins, em relação aos valores apresentados atualmente pela literatura [Br75]. Esta técnica foi *realizada no acelerador Pelletron pela primeira vez*. Como os tempos de decaimento dos níveis de maior momento angular são, geralmente, muito curtos (aproximadamente 1 ps), alvos finos viabilizam a identificação dessas transições já que, em média, os núcleos residuais apresentam mesma velocidade de recuo. Para a observação de novas transições presentes no núcleo residual ^{58}Co foi utilizada principalmente a matriz simétrica $\gamma\gamma$ em coincidência com prótons ($\gamma\gamma p$), auxiliada pela a matriz total $\gamma\gamma$. A matriz $\gamma\gamma p$ apresenta menor estatística do que a matriz total $\gamma\gamma$, entretanto possui a vantagem de selecionar os raios γ do canal de interesse, p2n, tornando os espectros mais limpos, isto é, sem raios γ pertencentes a outros canais de partículas carregadas. Além do ^{58}Co também foi possível construir esquemas de níveis de outros núcleos residuais e de alguns contaminantes presentes no canal de prótons, como é o caso dos núcleos ^{23}Na e ^{21}Ne , provenientes da reação de ^{10}B com ^{16}O , pertencentes aos canais 2pn e αp , respectivamente. O isótopo ^{16}O é proveniente da oxidação do alvo de ^{51}V . O espectro de energia referente à projeção total da matriz $\gamma\gamma p$ pode ser observado na figura 4.1. Por meio dos espectros de raios γ podemos notar que grande parte das transições mais intensas pertence ao núcleo ^{58}Co .

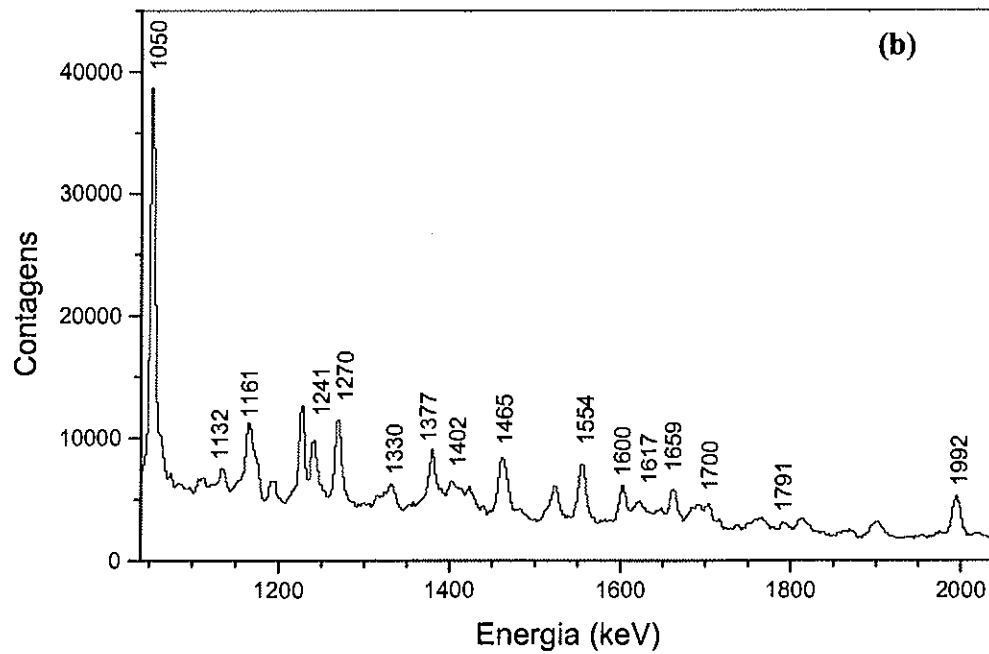
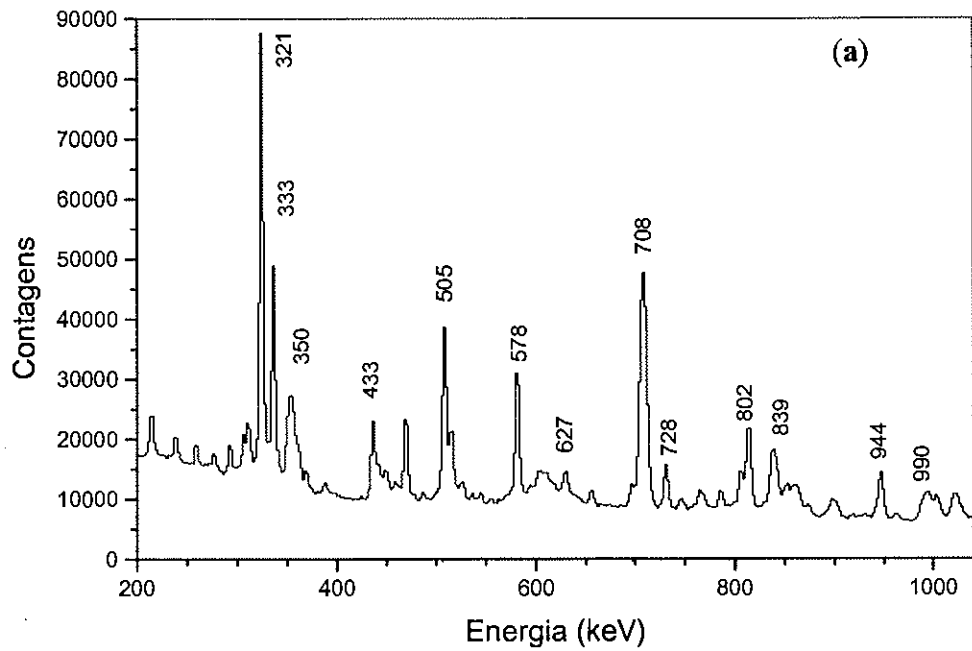


Figura 4.1 (a) e (b). Espectro da projeção total referente à matriz $\gamma\gamma$ indicando as transições pertencentes ao ^{58}Co : (a) de 200 keV a 1000 keV, (b) de 1000 keV a 2000 keV e (c)

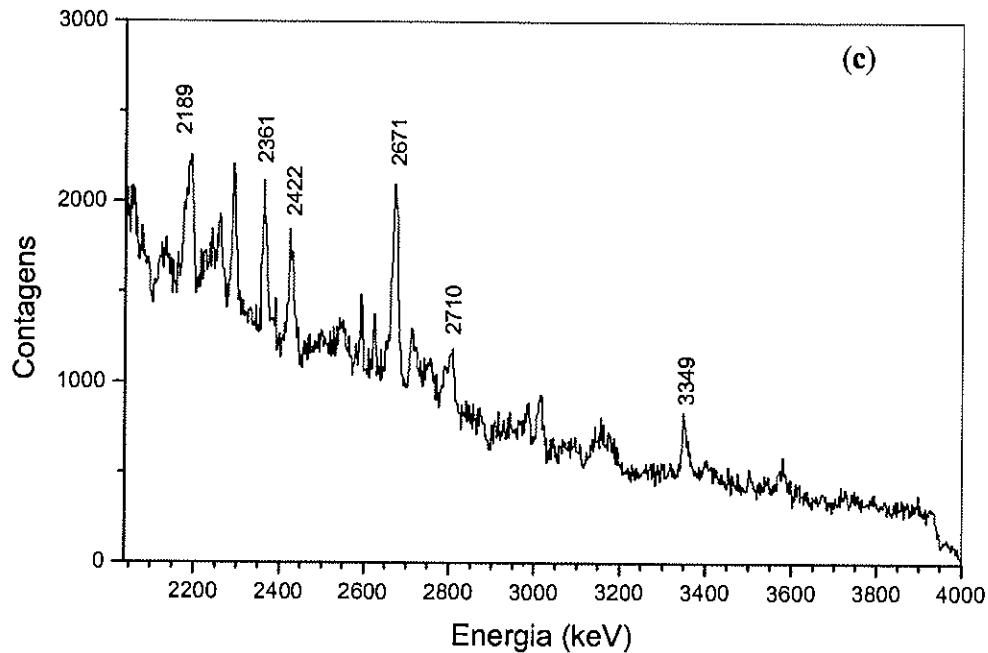


Figura 4.1. Espectro da projeção total referente à matriz $\gamma\gamma$ indicando as transições pertencentes ao ^{58}Co : (a) de 200 keV a 1000 keV, (b) de 1000 keV a 2000 keV e (c) de 2000 keV a 4000 keV.

Para a análise espectral de raios γ foram utilizados os programas computacionais DAMM [Mi86], XTRACKN [Ba94] e RADWARE [Ra95]. O esquema de níveis foi construído com o programa RADWARE, desenvolvido especificamente para a elaboração de esquemas de níveis através da análise de raios γ em coincidência temporal. Sua execução depende de dados de calibração em energia e da eficiência dos detectores. A partir da projeção total da matriz a ser analisada, o programa executa um ajuste gaussiano dos picos de raios γ , determinando as intensidades e energias de todas as transições apresentadas no espectro, considerando os coeficientes de conversão interna das transições. Neste ajuste são considerados todos os picos de raios γ presentes no espectro, inclusive os provenientes de outros núcleos produzidos na reação. São consideradas as correlações entre todos os raios γ em coincidência a partir dos espectros das janelas com subtração do fundo Compton. Além dos picos de raio γ , o programa também ajusta as energias dos níveis, de maneira a encontrar o melhor valor para o χ^2 do ajuste, verificando possíveis inconsistências apresentadas pelo esquema de níveis proposto para o núcleo em estudo, ^{58}Co , assim como os esquemas já conhecidos dos núcleos contaminantes. Para os níveis de baixa energia, previamente conhecidos da

literatura, foram assumidos os valores da referência [Bh97], para os quais os valores encontrados experimentalmente mostram estar em bom acordo.

Para definir a seqüência das transições γ no esquema de níveis foram utilizados alguns critérios que fazem com que o programa RADWARE encontre, automaticamente, o melhor valor de χ^2 . A intensidade das transições que depopulam um estado de energia deve ser maior ou igual a soma das intensidades das transições que o alimentam. Quando é feita uma janela numa transição que popula o estado deve-se constatar que todas as transições que depopulam o estado possuem as mesmas intensidades. Uma transição correspondente a soma em energia de duas transições em seqüência, definida como *crossover*, deve possuir o valor de energia igual à soma das duas transições consideradas, de forma que este *crossover* não esteja em coincidência com algum dos dois raios γ que se somam.

O esquema de níveis do ^{58}Co foi ampliado partindo do conhecimento prévio de algumas transições que conectam estados de momentos angulares baixos. Por meio de janelas em transições conhecidas e, principalmente, nas mais intensas são observados raios γ em coincidência temporal com as transições selecionadas. Quando uma transição observada possui pouca contagem (baixa estatística), é feita uma soma de espectros em coincidência com transições selecionadas de forma a evidenciar o pico de raios γ a ser investigado¹.

A figura 4.2 apresenta o esquema de nível proposto para o núcleo ^{58}Co , onde foram encontradas cinco seqüências de raios γ em coincidência, apresentando quarenta e sete novas transições conectando trinta e sete novos níveis, até uma energia de excitação de aproximadamente 8 MeV. Todos os níveis encontrados apresentam paridade positiva, já que o modelo de camadas não prevê estados com paridade negativa na faixa de energias estudada.

¹ Soma de janelas.

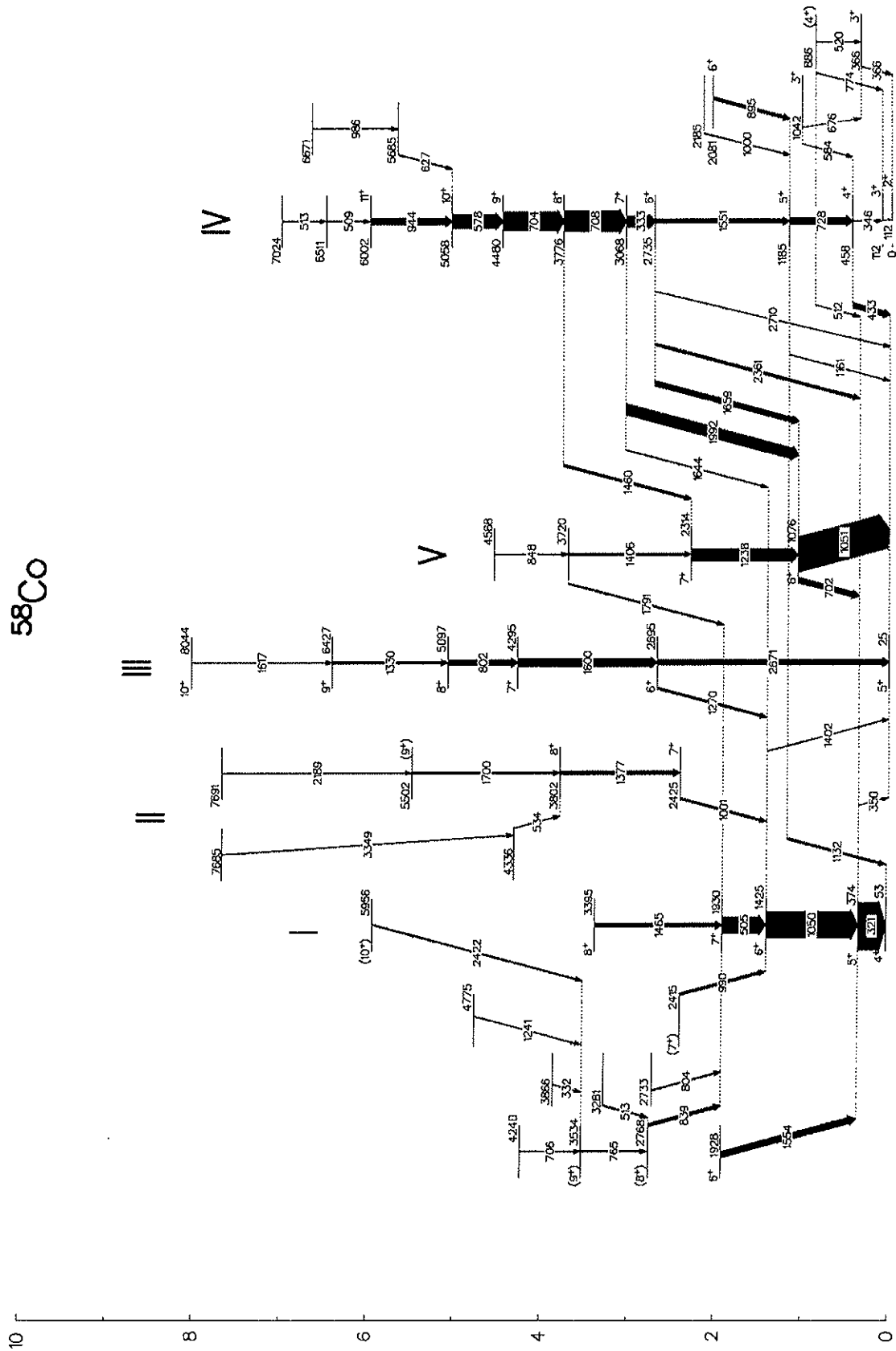


Figura 4.2. Esquema de níveis proposto para o núcleo ^{58}Co . A escala apresenta valores de energia em MeV e a largura das setas indicam a intensidade da transição.

Os níveis de energia para o ^{58}Co foram esquematizados identificando simultaneamente o esquema de níveis dos núcleos residuais $^{54,55}\text{Mn}$, $^{57,59}\text{Co}$, $^{55,57,58}\text{Fe}$ e dos contaminantes ^{23}Na e ^{21}Ne , cujos esquemas de níveis estão na figura 4.3.

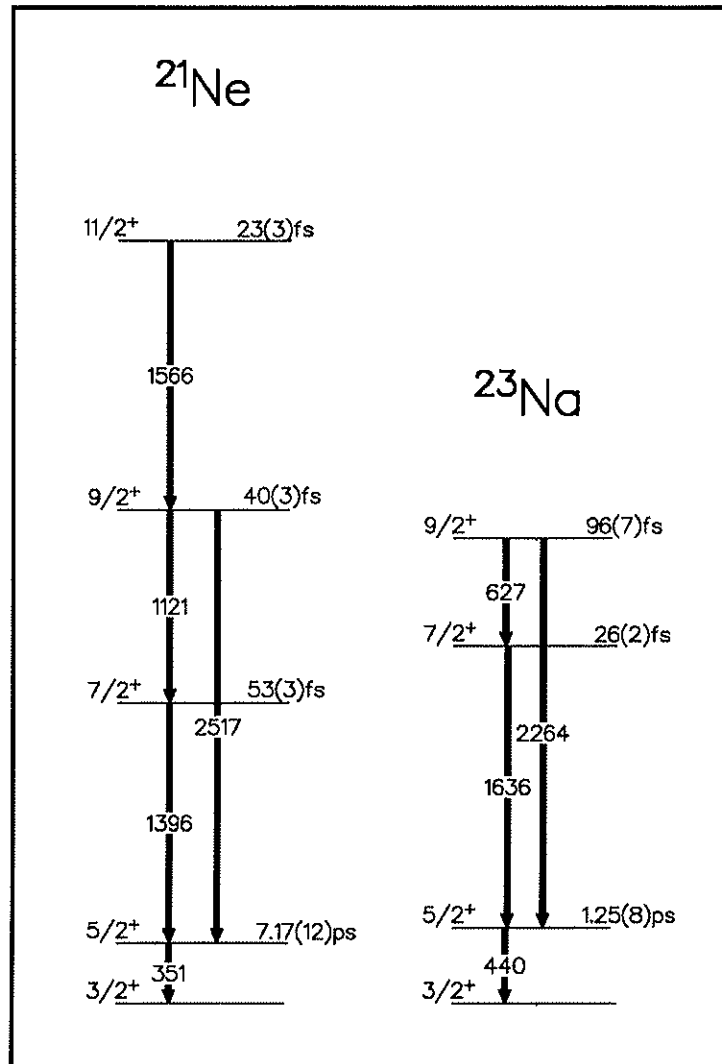


Figura 4.3. Esquemas de níveis dos núcleos ^{21}Ne e ^{23}Na . Os valores das transições apresentadas estão em keV. Os valores referem-se à transições observadas neste experimento e estão de bom acordo com os valores da literatura [NNDC].

Os núcleos ^{21}Ne (canal αp) e ^{23}Na (canal $2pn$) surgem da reação do ^{10}B com a camada de oxidação do alvo, apresentando seção de choque de $\sigma=30\text{mb}$ e 300mb , respectivamente. Como a velocidade do núcleo composto, ^{26}Al , é $\beta=0,032$ ($\beta=v/c$), bastante diferente da velocidade do núcleo ^{58}Co ($\beta=0,014$), os picos de raios γ desses contaminantes apresentam formas muito diferentes das transições provenientes da reação de fusão-evaporação de $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$. Isto facilita a identificação desses raios γ e

excluí-los dos espectros para melhor identificação das transições relacionadas ao núcleo ^{58}Co .

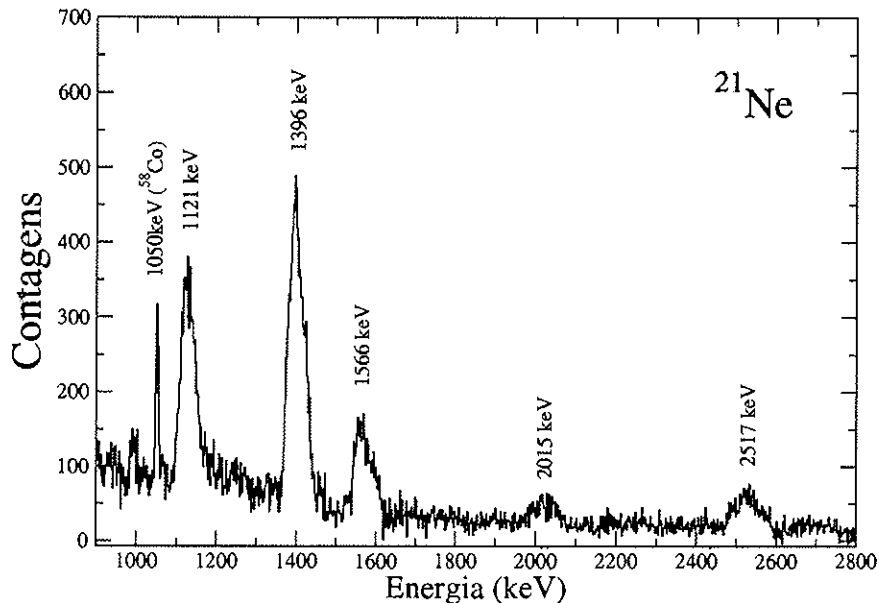


Figura 4.4. Espectro de raios γ obtido a partir da matriz em coincidência com prótons, com janela na transição de 350 keV do ^{21}Ne .

Através da figura 4.4 podemos observar que os picos de raios γ apresentam formas bem diferentes de um pico típico do ^{58}Co , uma vez que todos os eventos foram relocados considerando-se a velocidade do núcleo composto. Desta forma, os picos de raios γ referentes a este contaminante continuam apresentando efeito Doppler ao serem observados.

No espectro apresentado na figura 4.5 ficam evidentes alguns picos pertencentes ao $^{58}\text{Co}^2$, e duas componentes das transições γ do ^{23}Ne emitidos por estados que decaem com o núcleo em vôo, observados com detectores a 37° e 101° .

² contaminação por estar em coincidência com a transição de 433 keV, muito próxima da janela de 440 keV.

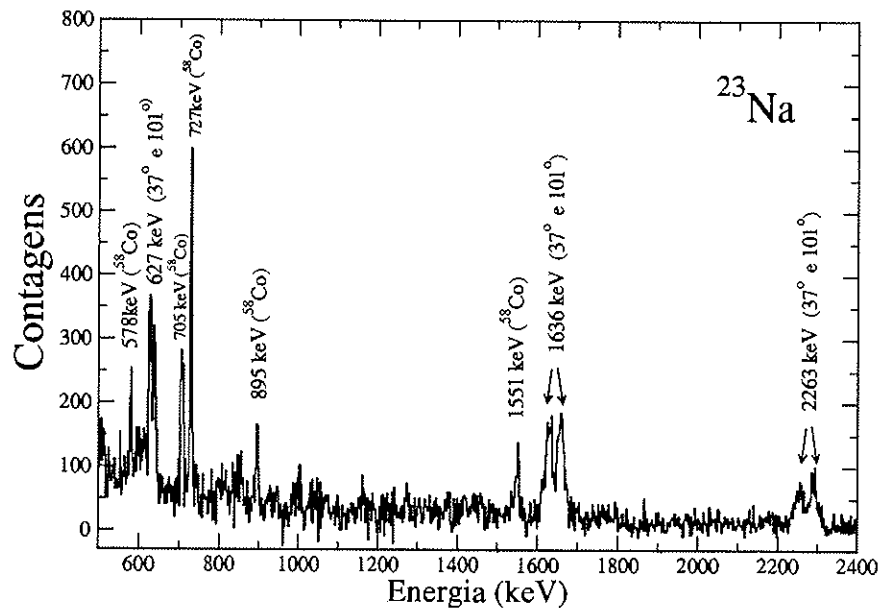


Figura 4.5. Espectro de raios γ obtido a partir da matriz em coincidência com prótons, com janela no raio γ de 440 keV do ^{23}Na .

O núcleo ^{57}Co foi o núcleo residual que apresentou maior número de transições presentes nos espectros analisados, competindo com as transições referentes ao núcleo ^{58}Co , porém foi de fácil identificação por ser um núcleo muito bem conhecido [Ca03].

4.1.1. Seqüências de Raios γ em Coincidência

Todos os espectros analisados para identificar os raios γ e apresentados nas seqüências do esquema de níveis proposto para o núcleo ^{58}Co foram obtidos a partir da matriz $\gamma\gamma$ em coincidência com prótons.

Seqüência I

A partir do raio γ mais intenso de 321 keV, previamente conhecido, o qual popula o estado 4_1^+ , foi possível encontrar vários outros raios γ em coincidência e ampliar o esquema de níveis para o ^{58}Co . As transições mais evidentes identificadas nesta seqüência foram 1050, 505 e 1465 keV. Embora os resultados da literatura apresentem as transições 1050 e 505 keV em coincidência [Br75], os níveis de energia

não correspondem aos encontrados neste trabalho e também não identificam a coincidência com a transição 321 keV. A transição de 1554 keV, embora apresente características de *crossover* envolvendo as transições (1050 + 505) keV, difere de 1 keV em energia, além de não estar em coincidência com os demais raios γ , provenientes do decaimento dos estados de mais altos spins, que populam os estados de 1425 e 1930 keV. Outro fato curioso é que este raio γ de 1554 keV está em coincidência com uma transição fraca de 1465 keV. Os outros níveis menos intensos foram identificados e confirmados usando soma das janelas em 321, 1050 e 505 keV. A observação feita com janela na transição 505 keV apresentou alto grau de complexidade, sendo constatado alguns raios γ com energias de valores muito próximos. Ao fazer uma janela na transição 1050 keV identificamos tanto transições da seqüência I como também da seqüência V, pois existe um raio γ com energia de 1051 keV que depopula o estado 6^+ de 1076 keV.

Nas figuras 4.6 e 4.7 são apresentados os espectros de raios γ em coincidência com os raios γ de 321 keV e 1051 keV, respectivamente. Outra observação importante é o fato desta seqüência apresentar transições cujos valores aproximados são também encontrados na seqüência III, que é o caso do raio γ de 804 keV sendo próximo do pico de raio γ de 802 keV, e na seqüência IV, sendo o caso das transições 332 keV e 333 keV, 706, 704 e 708 keV e dois raios γ de 512 keV.

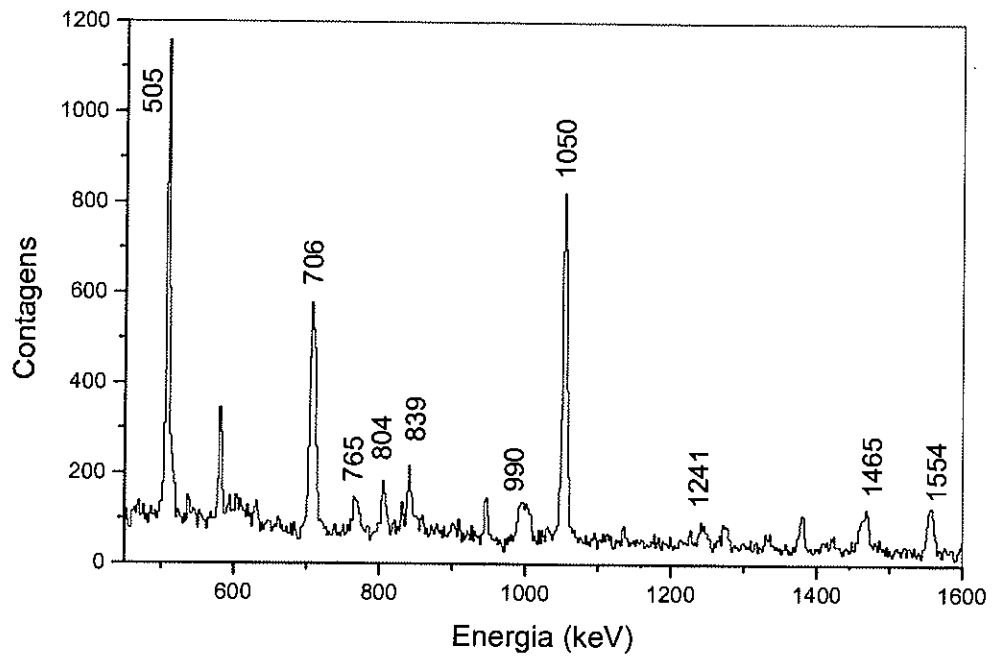


Figura 4.6. Espectro com janela em 321 keV evidenciando raios γ pertencentes à seqüência I.

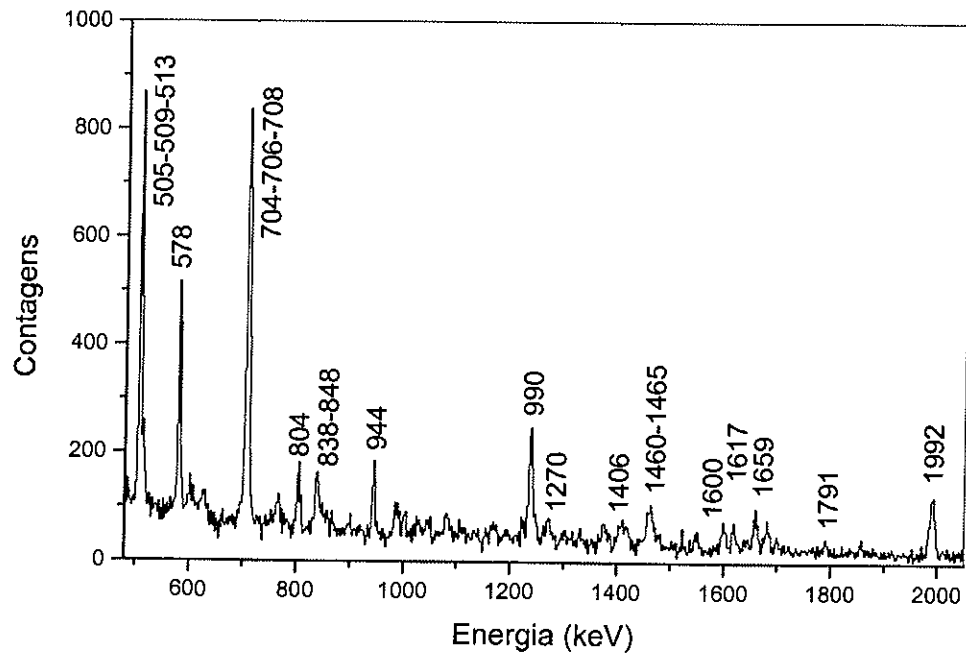


Figura 4.7. Espectro com janela em 1051 keV evidenciando raios γ pertencentes às seqüências I e IV.

Seqüência II

Os níveis de energia da seqüência II foram determinados a partir das transições γ observadas com janela em 321 keV, sendo confirmados com janela nos raios γ de 1050 e 1377 keV. Como a estatística apresentada pelas transições desta seqüência é baixa, foi feita a soma das janelas 321 e 1050 keV, apresentada na figura 4.8. Observando a figura nota-se a presença de raios γ pertencentes a seqüência II e também alguns raios γ que fazem a ligação entre as seqüências III e IV com a I.

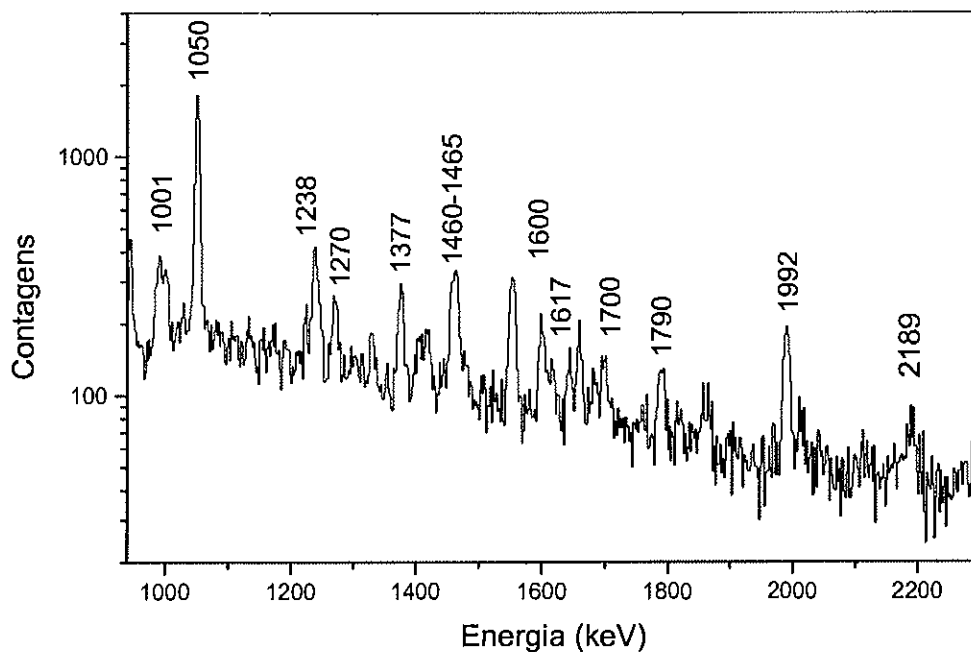


Figura 4.8. Espectro com soma das janelas nos raios γ de 321 e 1051 keV. Este espectro apresenta transições da seqüência II assim como algumas transições que conectam as seqüências III e IV com a seqüência I.

Seqüência III

A verificação dos raios γ referentes à seqüência III foi feita a partir de janela em 321 e 1050 keV. A confirmação foi feita usando janela em 1600 keV, evidenciando a ocorrência da transição de 802 keV. Esse raio γ foi difícil de ser observado por apresentar energia muito próxima da transição de 804 keV, pertencente à seqüência I, e

também por estar em coincidência com os raios γ de 321 e 1050 keV. Os raios γ presentes na seqüência III podem ser observados no espectro da figura 4.9

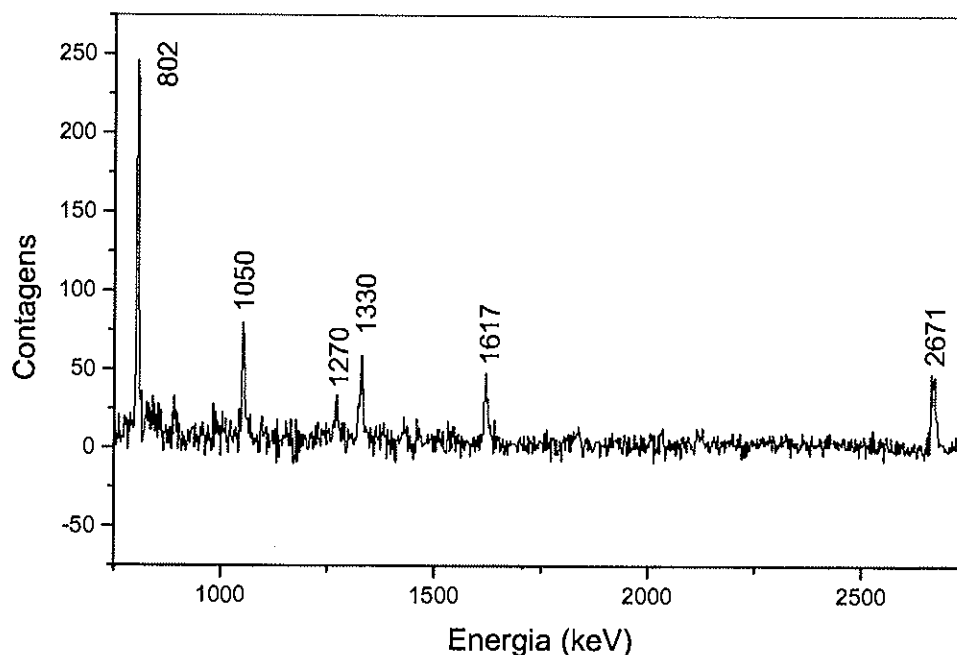


Figura 4.9. Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 1600 keV, evidenciando as transições presentes na seqüência III.

Seqüências IV e V

Os raios γ da seqüência IV são intensos e possibilitaram ampliar o esquema de níveis do ^{58}Co , para essa seqüência, até 7 MeV. Os *crossover* e as várias transições conectando as seqüências IV e V dão confiabilidade no posicionamento dos raios γ . Esta seqüência foi bastante ampliada a partir da transição de 433 keV já estabelecida na literatura, que conecta o estado 4^+ a 458 keV ao estado 5^+ a 25 keV. Também foi feita janela na transição, previamente conhecida, de 728 keV. As demais transições, conhecidas previamente, com baixos valores de momentos angulares e pertencentes a esta seqüência, apresentam pouquíssima intensidade. Com a finalidade de constatar a autenticidade dos níveis de energia da seqüência IV foram feitas janelas nas transições que fazem a conexão com as outras seqüências, como a de 1992 keV e 1659 keV. Também foi feita soma de janelas utilizando as transições 944 e 578 keV. Os espectros

apresentados nas figuras 4.10 e 4.11 confirmam as transições presentes na seqüência IV e os raios gamas que conectam esta seqüência às outras.

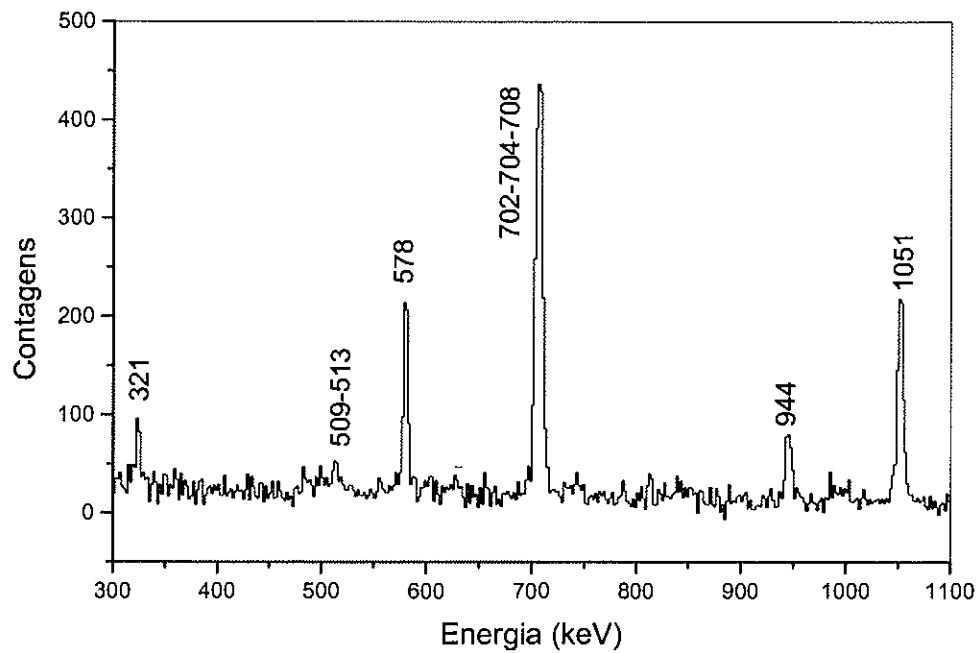


Figura 4.10. Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 1992 keV.

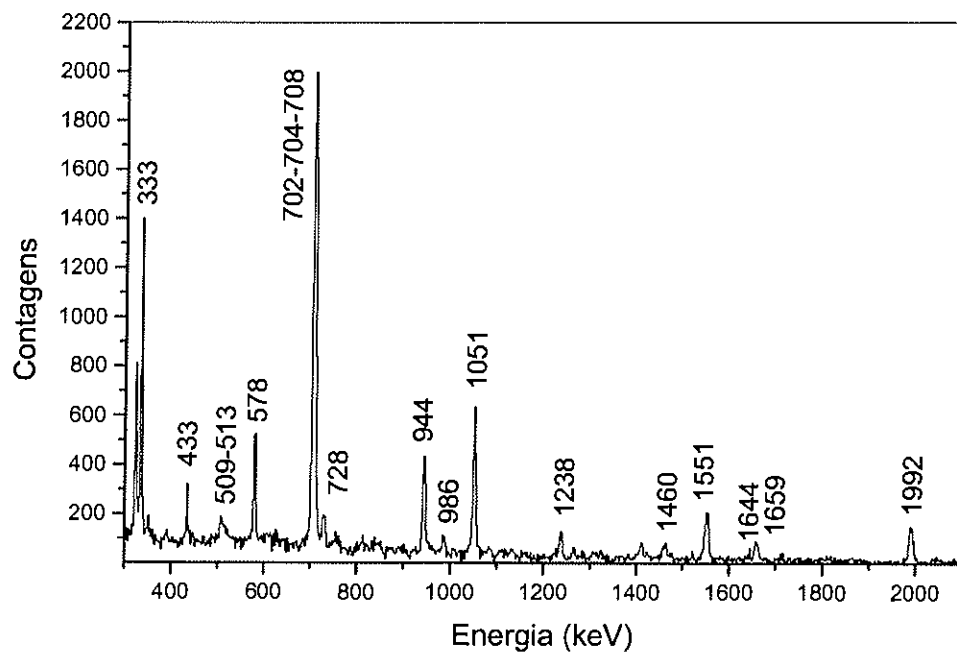


Figura 4.11. Espectros de raios γ em coincidência com as transições de 578 keV e 944 keV.

A partir do espectro de raios γ apresentado na figura 4.11 também é possível identificar as transições propostas para a seqüência V. Confirmamos a existência de uma outra transição com energia de 1050,9(1) keV, semelhante à transição de 1050,37(5) keV, já observada na seqüência I. Foi identificada a transição de 702 keV, já conhecida na literatura, a qual conecta o estado 6^+ de 1076 keV ao estado 5^+ de 374 keV pertencente à seqüência I. Desta maneira, comprovou-se a ligação efetuada entre as seqüências IV e V por meio das transições de 1460 keV, 1644 keV, 1992 keV e 1659 keV. A disposição dos níveis de energia formando esta seqüência V permitiu identificar a transição de 1791 keV, que conecta esta seqüência ao estado 7^+ da seqüência I, de 1930 keV. Esta transição também foi prevista pelo Modelo de Camadas.

4.2. Correlações Direcionais de Radiações γ Emitidas por Estados Nucleares Orientados

Para determinar o spin dos estados excitados do núcleo ^{58}Co foi realizado um estudo utilizando-se a técnica de correlações direcionais de raios γ emitidos por estados nucleares orientados. Antes de apresentar os resultados obtidos nesta etapa do trabalho, será feita uma introdução da metodologia empregada.

4.2.1. Metodologia

Medidas de distribuição angular e correlação de radiações nucleares emitidas por estados orientados são importantes ferramentas no estudo da estrutura nuclear para a determinação acurada das contribuições relativas das várias componentes de multipolos. As medidas da distribuição angular das radiações γ emitidas por um estado é o método mais útil para indicar o caráter da radiação e os momentos angulares relativos (spins) entre os estados inicial e final. Tanto na excitação coulombiana como em alguns processos de reação nuclear³, os estados excitados produzidos são fortemente orientados de acordo com a direção do feixe. Esta orientação depende do processo de formação e mecanismos da reação.

³ Neste caso a reação é de fusão-evaporação.

O momento angular j de um estado tem $2j+1$ sub-estados m ($m=-j, \dots, j$). A orientação de um conjunto de núcleos pode ser descrita através de parâmetros de população $P(m_i)$, onde:

$$P(m_i) = \frac{N(m_i)}{\sum N(m_i)} \quad (4.1)$$

Um estado nuclear é dito ser bem orientado se a população relativa dos momentos angulares de seus sub-estados $P(m)$ forem diferentes, ou seja, $P(m) \neq P(-m)$, e neste caso o estado é polarizado. Quando $P(m) = P(-m)$ o estado está alinhado. Também podemos classificar o alinhamento como prolato ou oblato, de acordo com a especificação da população através do tensor estatístico. Esta classificação está ilustrada na figura 4.12 [My76]:

$$\rho_k(j) = \sqrt{2j+1} \sum_m (-)^{j-m} \langle jmj-m | k0 \rangle P(m) \quad (4.2)$$

onde $k=2,1,\dots, k_{\max}=2\lambda$, λ é o momento angular de um raio γ emitido (multipolaridade) de um estado orientado com parâmetro de população $P(m)$. A probabilidade de ocorrência desta emissão é dada por :

$$a_{\lambda\mu} = \sum_{m_i} \left| \langle j_i m_i \lambda \mu | j_f m_f \rangle \right|^2 P(m_i) \quad (4.3)$$

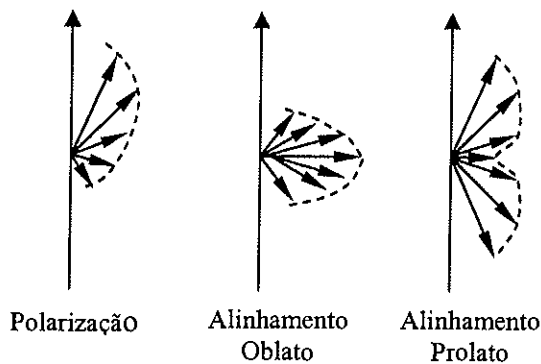


Figura 4.12. Três tipos de orientação do tensor estatístico.

A técnica de coincidência $\gamma\gamma$ utilizada para analisar as correlações angulares a partir de estados orientados é chamada DCO (Directional Correlations from Oriented States). Neste método [Kr73], [Dr86], além dos estados nucleares serem considerados

como tendo valores bem definidos de momento angular e de paridade, as transições devem ser emitidas em sucessão e não simultaneamente.

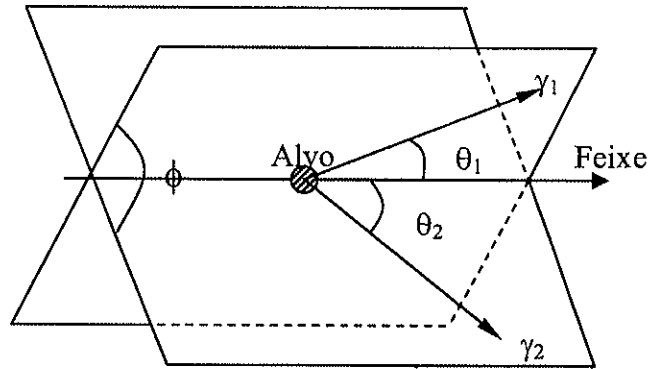


Figura 4.13. Emissão dos raios γ_1 e γ_2 orientados axialmente.

Considerando o decaimento de um conjunto de núcleos orientados por meio de uma cascata $j_1 \xrightarrow{\gamma_1} j_2 \xrightarrow{\gamma_2} j_3$, onde γ_1 e γ_2 são as transições e j_1 é o spin do estado nuclear inicial o qual apresenta orientação axial, a função DCO, $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$, é obtida pelo produto das probabilidades das transições γ_1 e γ_2 observadas nas respectivas direções \vec{k}_1 e \vec{k}_2 [Kr73] (vide figura 4.13):

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} B_{\lambda_1}(j_1) A_{\lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1) A_{\lambda_2}(\gamma_2) H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) \quad (4.4)$$

onde $B_{\lambda}(j_1)$ é o parâmetro de orientação do estado j_1 , definido em relação a orientação axial, $A_{\lambda}^{\lambda_2 \lambda_1}(\gamma_1)$ e $A_{\lambda_2}(\gamma_2)$ são coeficientes de distribuição angular cujos índices indicam a ordem de orientação dos estados nucleares [Kr73]. A função angular $H_{\lambda_1 \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi)$ é reduzida a um polinômio de Legendre se algum dos índices de ordem tender a zero, sendo

$$H_{0 \lambda \lambda_2}(\theta_1, \theta_2, \phi) = P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (4.5)$$

Se $\lambda_1=0$, os núcleos são orientados isotropicamente no espaço e a função DCO se reduz à

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(j_1) A_{\lambda}(\gamma_2) P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (4.6)$$

onde θ é o ângulo entre \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , o eixo de emissão é definido pela emissão do raio $\gamma_1(\vec{k}_1)$.

Se $\lambda_2=0$, a transição γ_2 de uma dada seqüência (cascata) não é observada e a função DCO se reduz à

$$W(\theta_1) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(j_1) A_{\lambda}(\gamma_1) P_{\lambda}(\cos \theta_1) \quad (4.7)$$

Se $\lambda=0$, a transição γ_1 de uma dada seqüência (cascata) não é observada e a função DCO se reduz à

$$W(\theta_2) = \sum_{\lambda_1} B_{\lambda_1}(j_1) U_{\lambda_1 \lambda_1} A_{\lambda_1}(\gamma_2) P_{\lambda_1}(\cos \theta_2) \quad (4.8)$$

onde $U_{\lambda_1 \lambda_1}$ são coeficientes relacionados à orientação aleatória, ou seja, fornece informação da perda de alinhamento dos estados nucleares após as várias emissões de raios γ numa seqüência. O ângulo polar θ_2 serve como referência em relação à direção de emissão do raio γ_1 .

4.2.2. Cálculo Teórico da Razão DCO

Para verificar o grau de mistura presente nas multipolaridades das transições foi utilizado o programa CORR [Ba94]. Este programa calcula valores das funções DCO de raios gama de uma cascata determinando a razão entre essas funções utilizando como referência transições γ de caráter quadrupolar: R_{DCOQ} . Essas razões são determinadas como função das multipolaridades de cada transição indicando o grau de mistura.

O grau de mistura se refere à proporção das transições quadrupolares presentes nas transições dipolares e é constatada no decaimento de um estado com momento angular J para um outro estado de spin igual a J ou $J \pm 1$, possibilitando ocorrer grau de mistura para $\Delta J=0$ e $\Delta J=1$. Ou seja, a transição de um dado raio γ pode dar-se mediante

transições de multipolaridade dipolar ($L=1$), quadrupolar ($L=2$) ou pela mistura de ambas.

Para interpretar a razão DCO de uma dada transição pertencente a uma seqüência devemos considerar alguns parâmetros geométricos das condições experimentais. Para executar o programa CORR consideramos os pares de ângulos de observação específicos para o espectrômetro Pererê, sendo de 37° e 101° em relação ao feixe, o ângulo de abertura dos detectores de raios γ sendo aproximadamente 12° , além da orientação inicial dos sub-estados magnéticos. Para o nível inicial é suposta uma distribuição gaussiana desses sub-estados, apresentando uma largura de $\sigma=1,5\hbar$.

Com os dados obtidos pelo programa construímos os gráficos das figuras 4.14 e 4.15. Por meio desses gráficos, onde $\Delta J=1$, podemos observar que a razão DCO de valor 0,5 é referente a transições de multipolaridade pura, sem grau de mistura. Este valor pode variar de aproximadamente 0,1 a 1,4, dependendo do grau de mistura dado por $|\delta|$ (entre 10^{-3} e 10^2). Para $\Delta J=0$ são esperados valores entre 1,10 e 0,46, dependendo do grau de mistura.

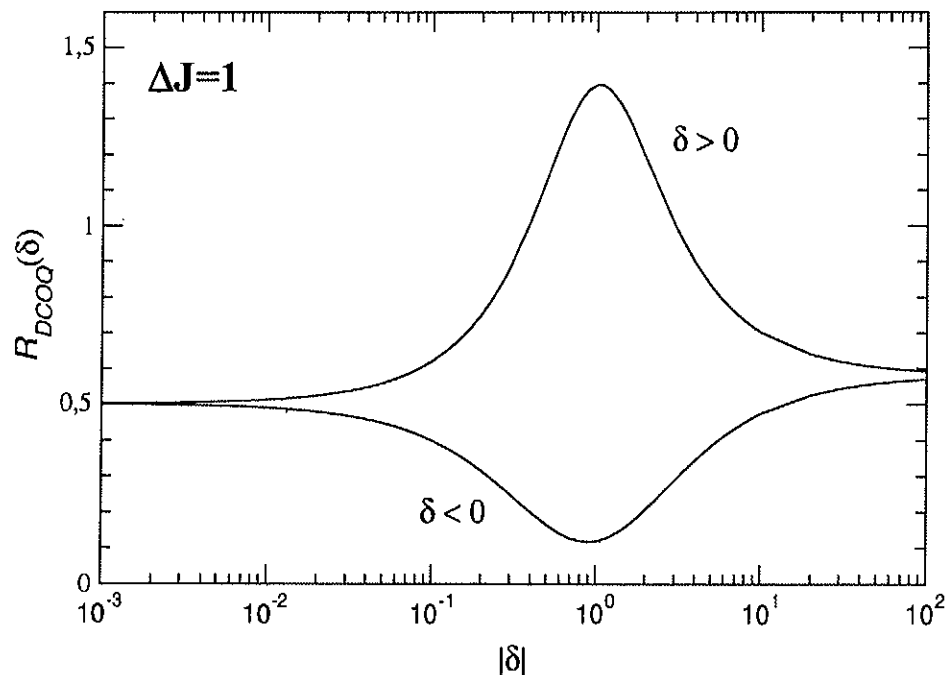


Figura 4.14. Razão das funções DCO em função da razão de mistura δ , nas condições experimentais de correlação $\gamma\gamma$, para transições correspondentes a $\Delta J=1$.

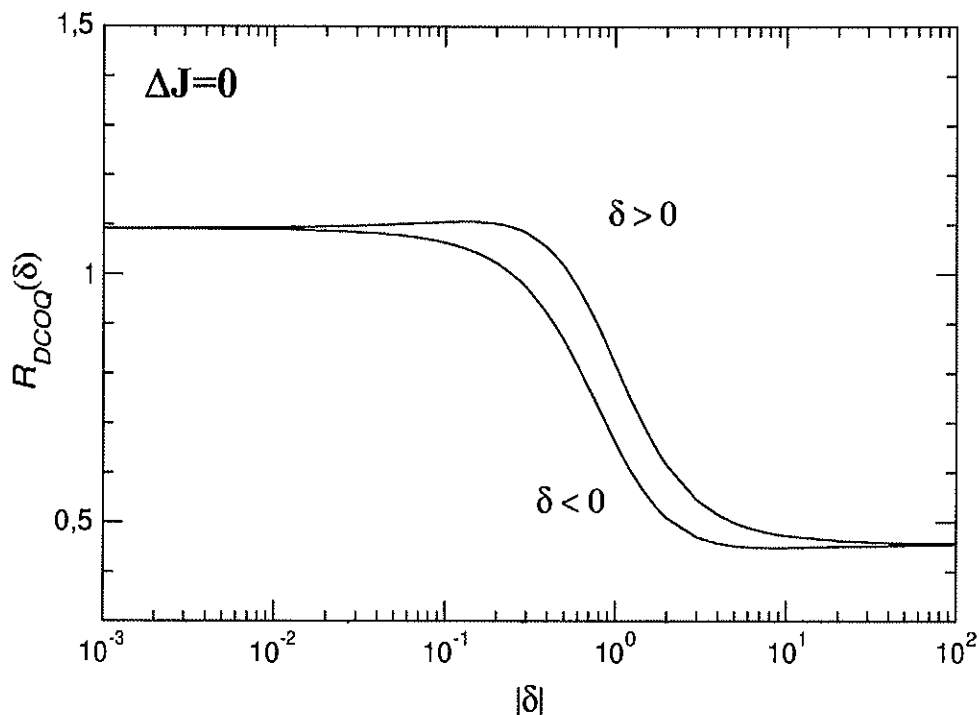


Figura 4.15. Razão das funções DCO em função da razão de mistura δ , nas condições experimentais de correlação $\gamma\gamma$, para transições correspondentes a $\Delta J=0$.

4.2.3. Resultados para o Núcleo ^{58}Co .

Geralmente é feita uma janela em uma transição puramente quadrupolar para ser realizada a determinação da razão DCO. Porém, no caso do núcleo ^{58}Co , não foi possível utilizar uma transição quadrupolar pois a única transição quadrupolar conhecida de 53keV ($4^+ \rightarrow 2^+$), apresentou baixa estatística devido a grande absorção ocorrida nos suportes dos alvos (vide figura 3.12) e também por estar numa região do espectro de raios γ muito próxima ao limiar de aquisição de dados do sistema eletrônico. Ou seja, dois dos detectores de raios γ não apresentaram contagens para esta transição contribuindo para a pouca evidência deste pico de energia.

O raio γ de maior intensidade e com multipolaridade conhecida é o de energia 321keV [Br75], [Xe71], sendo esta uma transição de dipolo magnético fracamente misturada com quadrupolo elétrico, sendo o grau de mistura de $\delta = -0.050(25)$ [Bh97]. O valor de RDCO calculado pelo programa CORR [Ba94] para um raio γ com este grau de mistura, a partir de uma janela feita em uma transição quadrupolar pura, resultaria no valor $R_{\text{DCOQ}} = 0.458$.

Desta maneira, os valores de RDCO para transições de multipolaridades desconhecidas foram obtidos a partir de janelas na transição de 321keV, já conhecida na literatura [Bh97]. Fazendo a janela na transição 321keV a 101° temos indicação da intensidade da transição do raio γ a ser investigado, a um ângulo de 37°, e ao efetuarmos a janela na transição 321keV a 37°, determinamos a intensidade da transição no ângulo de 101°. O valor determinado para razão DCO deve ser corrigido pelas eficiências das transições. A fórmula 4.9 mostra a razão DCO de uma transição γ fazendo a janela em uma outra transição de multipolaridade conhecida, em relação às duas posições angulares de observação:

$$RDCO_{\gamma} = \frac{I(37^{\circ}; gate_{101^{\circ}})}{I(101^{\circ}; gate_{37^{\circ}})} = \frac{eff(gate)_{101^{\circ}} \times \frac{área(\gamma)}{eff(\gamma)}(37^{\circ})}{eff(gate)_{37^{\circ}} \times \frac{área(\gamma)}{eff(\gamma)}(101^{\circ})} \quad (4.9)$$

Uma outra transição utilizada para esta análise foi de 433keV. Apesar de não ser tão intensa quanto o 321keV, esta transição apresenta multipolaridade conhecida, sendo dipolar com grau de mistura $\delta = -0,109(45)$ [Bh97]. Esta transição possibilita determinar a multipolaridade de transições não observadas com janela em 321keV como também confirma as multipolaridades de algumas transições observadas tanto com janela nesta transição como ao se efetuar uma janela em 321keV, como é o caso das transições presentes na seqüência I.

Uma vez que a multipolaridade de uma transição foi determinada, esta pode ser posteriormente utilizada para a análise e ou confirmação da multipolaridade de outras transições. Isto pode ser feito tornando o valor da RDCO comparável com o valor que esta razão teria se a janela fosse feita numa transição puramente quadrupolar, ou seja:

$$RDCO_{janelaquadrupolar} = RDCO_{\gamma} \times RDCO_{janela} \quad (4.10)$$

Para a determinação das razões DCO experimentais foram feitas as matrizes $\gamma\gamma$ com os eventos dos detectores posicionados a 37° num eixo e os eventos dos detectores a 101° no outro eixo. O programa de análise de dados DAMM [Mi86] possibilitou a determinação das áreas dos picos de raios γ observados à 37° e à 101°.

Para averiguar a metodologia a ser aplicada na determinação das multipolaridades das transições γ , primeiramente foram feitas as razões DCO para raios

γ dipolares e quadrupolares conhecidos dos núcleos de ^{57}Co e ^{55}Fe . Os resultados obtidos confirmaram as multipolaridades esperadas.

Os valores obtidos para RDCO, assim como a energia do raio γ (E_γ), a energia do nível inicial (E_i) e final (E_f), as intensidades relativas e os spins, encontram-se na tabela 4.1. Esses resultados são referentes às janelas feitas nos raios γ de 321 keV e 433 keV. No caso de resultados obtidos a partir de outras janelas, a indicação está na própria tabela.

Tabela 4.1. Valores referentes as multipolaridades das transições obtidas experimentalmente em relação a uma janela quadrupolar (RDCOq), as respectivas energias dos raios γ (E_γ), as intensidades relativas (I_γ), o momento angular (spin) e paridade (J^π) dos estados excitados do núcleo ^{58}Co .

Seqüência	E_γ (keV)	RDCOq	E_i (keV)	E_f (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	I_γ
I	321,37(4)	0,458 ^a	374,3(9)	52,9(9)	$5^+ \rightarrow 4^{+b}$	>180
	349,70(14)	0,59(18) ^f	374,3(9)	24,8(9)	$5^+ \rightarrow 5^+$	1,01(6)
	332,0(2)	---	3866(2)	3534(2)	---	2,6(3)
	505,13(5)	0,44(3)	1929,8(9)	1424,7(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	62(2)
	512,6(2)	---	3281,0(14)	2768,3(11)	---	4,7(4)
	706,1(5)	---	4240(3)	3534(2)	---	2,7(5)
	765,3(2)	0,45(5) ^e	3534(2)	2768,3(11)	$(9^+) \rightarrow (8^+)$	5,0(4)
	803,7(4)	---	2733(2)	1929,8(9)	---	4,1(5)
	838,55(13)	0,36(4)	2768,3(11)	1929,8(9)	$(8^+) \rightarrow 7^+$	11,5(6)
		0,40(4) ^e				
	990,4(3)	0,38(6)	2415(2)	1424,7(9)	$(7^+) \rightarrow 6^+$	9,1(7)
	1050,37(5)	0,47(3)	1424,7(9)	374,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	100(4)
	1402(2)	0,59(11) ^e	1424,7(9)	24,8(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	2,7(11)
	1241,2(6)	---	4775(3)	3534(2)	---	2,6(4)
	1464,8(2)	0,59(8)	3394,6(12)	1929,8(9)	$8^+ \rightarrow 7^+$	15,8(8)
		0,53(5) ^e				
	1554,0(2)	0,33(5)	1928,3(12)	374,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	23,2(13)
2422,2(4)	0,68(13)	5956(2)	3534(2)	$(10^+, 11^+) \rightarrow (9^+)$	4,4(4)	
	0,67(11) ^e					
II	533,6(3)	---	4336(2)	3802(2)	---	2,7(3)
	1000,7(2)	0,32(8)	2425,4(13)	1424,7(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	7,7(7)
	1376,9(2)	0,64(9)	3802(2)	2425,4(13)	$8^+ \rightarrow 7^+$	12,3(8)
	1699,8(3)	0,25(13)	5502(2)	3802(2)	$(9^+) \rightarrow 8^+$	6,7(6)
	2189,4(7)	---	7691(4)	5502(2)	---	2,7(4)
	3349,3(9)	---	7685(4)	4336(2)	---	2,1(3)
III	802,35(11)	0,54(7)	3497,6(13)	2695,3(12)	$7^+ \rightarrow 6^+$	22(2)
		0,34(8) ^f				
	1270,3(3)	---	2695,3(12)	1424,7(9)	$6^+ \rightarrow 6^+$	7,6(8)
	1329,6(2)	0,38(8) ^g	6427(2)	5097,4(14)	$9^+ \rightarrow 8^+$	10,9(8)
	1599,78(15)	0,38(7) ^h	5097,4(14)	3497,6(13)	$8^+ \rightarrow 7^+$	29,4(15)
	1617,1(7)	0,54(12) ^g	8044(3)	6427(2)	$10^+ \rightarrow 9^+$	3,0(5)
2670,7(3)	0,37(8) ^g	2695,3(12)	24,8(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	21(3)	

Seqüência	E_γ (keV)	RDCOq	E_i (keV)	E_f (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	I_γ
IV	111,92(11)	---	111,9(4)	0	$3^+ \rightarrow 2^+{}^b$	>5
	333,06(4)	0,40(9)	3068,2(9)	2735,2(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	43(2)
		0,44(6) ^l				
	345,9(2)	---	457,9(8)	24,8(9)	$4^+ \rightarrow 3^+{}^b$	2,1(2)
	433,15(6)	0,41 ^o	457,9(8)	24,8(9)	$4^+ \rightarrow 5^+{}^b$	20(2)
	509,0(4)	---	6511(2)	6002,0(10)	---	2,1(3)
	513,2(3)	---	7024(2)	6511(2)	---	3,0(3)
	578,35(4)	0,57(6)	5058,1(10)	4479,7(10)	$10^+ \rightarrow 9^+$	54(2)
	627,1(2)	---	5685,2(14)	5058,1(10)	---	3,7(3)
	704,01(6) ^d	0,52(6) ^j	4479,7(10)	3775,7(9)	$9^+ \rightarrow 8^+$	74(3)
		0,48(5) ^l				
		0,46(8) ^k				
	707,53(5)	0,50(5)	3775,7(9)	3068,2(9)	$8^+ \rightarrow 7^+$	80(3)
		0,45(3)				
		0,44(6) ^l				
	727,63(7)	0,38(3)	1185,3(9)	457,9(8)	$5^+ \rightarrow 4^+$	26,7(12)
	895,3(2)	0,34(5)	2080,6(12)	1185,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	11,5(8)
		0,33(6) ^m				
	943,95(7)	0,30(5)	6002,0(10)	5058,1(10)	$11^+ \rightarrow 10^+$	27,1(10)
		0,32(6) ^k				
	985,9(4)	---	6671(2)	5685,2(14)	---	3,3(3)
	999,6(7)	---	2185(3)	1185,3(9)	---	2,9(6)
	1131,9(4)	---	1185,3(9)	52,9(9)	$5^+ \rightarrow 4^+$	7,3(8)
	1160,6(12)	---	1185,3(9)	24,8(9)	$5^+ \rightarrow 5^+$	2,5(7)
	1460,5(3)	0,39(5)	3775,7(9)	2313,9(10)	$8^+ \rightarrow 7^+$	9,0(6)
		0,28(8) ^l				
	1550,68(14)	0,47(5)	2735,2(9)	1185,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	17,0(10)
	1644,2(6)	---	3068,2(9)	1424,7(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	3,1(4)
	1659,17(13)	0,39(6) ^l	2735,2(9)	1076,0(9)	$6^+ \rightarrow 6^+$	19,4(11)
	1991,92(11)	0,52(9) ^l	3068,2(9)	1076,0(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	42(2)
2361,0(2)	0,52(7)	2735,2(9)	374,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	9,9(6)	
2710,0(12)	0,45(10) ⁿ	2735,2(9)	24,8(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	2,0(4)	
366,5(3)	---	366,3(9)	0	$3^+ \rightarrow 2^+{}^b$	>3	
520,3(3)	---	886,3(11)	366,3(9)	$(3^+, 4^+) \rightarrow 3^+{}^b$	2,5(3)	
584,6(8)	---	1042(3)	457,9(8)	$3^+ \rightarrow 4^+{}^b$	1,5(4)	
675,1(14)	---	1042(3)	366,3(9)	$3^+ \rightarrow 3^+{}^b$	0,6(3)	
774,1(3)	---	886,3(11)	111,9(4)	$(3^+, 4^+) \rightarrow 3^+{}^b$	2,6(3)	
V	702,1(2) ^c	0,52(6) ^j	1076,0(9)	374,3(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	20,3(14)
		0,48(5) ^l				
		0,46(8) ^k				
	848,2(5)	---	4568(2)	3720(2)	---	4,1(6)
	1050,90(7)	0,31(6) ^o	1076,0(9)	24,8(9)	$6^+ \rightarrow 5^+$	131(13)
	1237,64(14)	0,46(9) ^l	2313,9(10)	1076,0(9)	$7^+ \rightarrow 6^+$	48(3)
		0,42(4) ^l				
	1406,2(4)	---	3720(2)	2313,9(10)	---	8,4(9)
1790,7(4)	---	3720(2)	1929,8(9)	---	5,1(5)	

^a RDCO calculado com o programa CORR, seqüência V; ^b Ref [Bh97]; ^c contaminação do raio γ de 704,0(1)keV, seqüência IV; ^d contaminação do raio γ de 702,1(2)keV; ^e janela em 505,13(5)keV; ^f janela em 1050,37(5); ^g janela em 1599,8(1)keV; ^h janela em 802,3(1)keV; ⁱ janela em 1050,9(1); ^j janela em 578,35(4)keV; ^k janela em 1991,9(1)keV; ^l janela em 1237,6(1)keV; ^m janela em 727,63(7)keV; ⁿ janela em 333,06(4)keV; ^o janela em 1659,2(1)keV.

Os valores de RDCO, para a maior parte dos raios γ presentes na tabela, foram obtidos com base em janelas nas transições correspondentes à 321,37(4)keV e 433,15(6)keV. Os valores adotados para RDCO dessas transições foram os calculados pelo programa CORR.

A partir dos valores para as razões de mistura apresentados na figura 4.14, podemos afirmar que transições com valores de razão DCO aproximadamente entre 0,4 e 0,6 são pouco misturadas com $\delta < 0,1$. Para $\Delta J=0$, as transições que apresentarem razão DCO menor que 1, indicam um grande grau de mistura (vide figura 4.15).

Para algumas transições foi preciso determinar a razão DCO a partir da fórmula 4.10. Um exemplo é a utilização da transição 333,06(4) keV, a qual foi assumida como tendo multipolaridade dipolar, apresentando um valor de $RDCO_{\text{janelaquadrupolar}} = 0,40 \pm 0,09$. Também foi possível confirmar as multipolaridades das transições que fazem parte da seqüência IV e determinar a multipolaridade do raio γ de 2710.0(12) keV. Para determinar o valor de RDCO para a transição 765,3(2) keV e confirmar os valores para 838,6(1) keV, 1464,8(2) keV e 2422,2(4) keV, pertencentes à seqüência I, foi usado janela em 505,13(5) keV. Esta mesma janela foi utilizada para obter ao RDCO da transição 1402(2) keV pertencente à seqüência II. Apesar desta janela não ser tão intensa quanto a de 321,37(4) keV, foi onde o pico referente ao raio γ de 765,3(2) keV apresentou-se melhor resolvido (evidente).

Com janela na transição 1050,37(5) keV da seqüência I, a RDCO foi determinada para o raio γ de 349,7(1) keV e confirmada para 802,3(1) keV, ambas pertencentes a seqüência III. O valor determinado para 802,3(1) keV foi utilizado para encontrar a razão DCO da transição 1599,8(1) keV, e com janela nesta transição, determinaram-se os valores para 1329,6(2) keV, 1617,1(7) keV e 2670,7(3) keV.

Na seqüência IV, as razões DCO para as transições de 333,06(4) keV e 704,0(1) keV foram confirmadas com janela em 1050,9(1) keV. A obtenção do valor da RDCO para a transição 704,0(1) keV foi dificultada por esta apresentar contaminação das transições 707,53(5) keV (seqüência IV) e 702,1(2) keV (seqüência V). Desta forma, para estabelecer uma multipolaridade deste raio γ , foram feitas janelas em várias transições. Os valores encontrados apresentaram variações entre 0,44 e 0,52, confirmando o caráter dipolar para esses três raios γ . A janela em 578,35(4) keV

possibilitou determinar o valor para o raio γ de 1991,9(1) keV, sendo também usado para confirmar o valor da razão DCO para a transição de 943,95(7) keV.

A RDCO da transição 1237,6(1) keV, pertencente a seqüência V, foi determinada com janela em 1050,9(1) keV e confirmada utilizando janela em 578,35(4) keV. Pelo fato dos raios γ de 1460,5(3) keV (seqüência IV) e 1464,8(2) keV (seqüência D) apresentarem valores de energia tão próximos, a janela na transição 1237,6(1) keV possibilitou uma melhor determinação para a multipolaridade da transição pertencente à seqüência IV.

Desta forma, os valores contidos na tabela 4.1 revelam que, em sua maior parte, as transições têm multipolaridade dipolar. Também é possível notar que as transições não apresentam um único padrão de mistura para uma dada seqüência de raios γ em cascata. Para determinar o momento angular (spin) de um dado estado excitado, foi adotado o critério de somar uma unidade de momento angular para toda transição estabelecida de multipolaridade dipolar. Vale lembrar que em princípio seria possível subtrair uma unidade de momento angular. Porém, a suposição de aumento de momento angular para estados de maior energia é sustentada pelas previsões do Modelo de Camadas. As transições encontradas entre dois níveis de energia de mesmo momento angular, $\Delta J=0$, mostraram um grande fator de mistura como é o caso das transições 349,70(14) keV ($5^+ \rightarrow 5^+$) e 1659,17(13) keV ($6^+ \rightarrow 6^+$). Não foi possível determinar o valor da razão DCO para a transição de 1270,3(3), que conecta os estados $6^+ \rightarrow 6^+$, seqüência III para a seqüência I, por falta de estatística. Os raios γ com $\Delta J=1$ que apresentaram os maiores graus de mistura foram 100,7(2) keV, 1376,9(2) keV, 895,3(2) keV e 1699,8(3) keV.

4.3. Vizinhança do Núcleo ^{58}Co

Para uma interpretação dos primeiros estados excitados do núcleo $^{58}_{27}\text{Co}_{31}$, procuramos criar um núcleo médio obtido a partir dos núcleos da sua vizinhança, semelhantes em número de nêutrons: $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$ e $^{59}_{28}\text{Ni}_{31}$, e semelhantes em número de prótons: $^{57}_{27}\text{Co}_{30}$ e $^{59}_{27}\text{Co}_{32}$.

Nesta sistemática temos a finalidade de obter maiores informações sobre as características da estrutura para o núcleo ^{58}Co . Foram considerados apenas os primeiros

estados excitados e fizemos um estudo dos núcleos vizinhos que se igualam ao ^{58}Co por apresentar o mesmo número de nêutrons ou o mesmo número de prótons. Os núcleos que se enquadram nestas exigências são $^{57}_{26}\text{Fe}_{31}$, $^{59}_{28}\text{Ni}_{31}$, $^{57}_{27}\text{Co}_{30}$ e $^{59}_{27}\text{Co}_{32}$. Os esquemas de níveis para os mais baixos valores de momento angular desses núcleos encontram-se nas figuras 4.16 e 4.17.

^{57}Fe		^{59}Ni	
$7/2^-$	1198	$7/2^-$	1338
$9/2^-$	1007	$1/2^-$	1301
		$5/2^-$	1189
$5/2^-$	706	$3/2^-$	878
$3/2^-$	367	$1/2^-$	465
$5/2^-$	136	$5/2^-$	339
$3/2^-$	14		
$1/2^-$	0	$3/2^-$	0

Figura 4.16. Núcleos vizinhos ao ^{58}Co que apresentam o mesmo número de nêutrons para estados de momento angular até $7/2^-$. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

^{57}Co		^{59}Co	
$13/2^-$	2524		
		$(11/2)$	2184
		$(13/2)$	2154
$11/2^-$	1690		
		$11/2^-$	1460
$9/2^-$	1224	$9/2^-$	1191
$7/2^-$	0	$7/2^-$	0

Figura 4.17. Núcleos vizinhos ao ^{58}Co que apresentam o mesmo número de prótons para estados de momento angular até $13/2^-$. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Partindo da hipótese que possa existir um núcleo médio que se comporta de acordo com a estrutura nuclear obtida pela média dos dois núcleos, obtivemos um comportamento médio para os núcleos de mesmo número de nêutrons e para os núcleos com mesmo número de prótons. Desta maneira construímos uma seqüência de níveis para o núcleo médio com 31 nêutrons (X_{31}), que pode ser observado na figura 4.18 (a) A figura 4.18(b) apresenta uma seqüência de estados para um núcleo com 27 prótons (${}_{27}Y$).

Os valores para cada nível de energia apresentado, tanto no espectro da soma de ${}^{57}\text{Fe}$ e ${}^{59}\text{Ni}$ como no espectro de ${}^{57}\text{Co}$ somado ao ${}^{59}\text{Co}$, foram obtidos pela média aritmética dos níveis de mesmo valor de spin. Podemos exemplificar fazendo a soma do nível de spin $3/2^-$ do núcleo ${}^{59}\text{Ni}$ e do ${}^{57}\text{Fe}$, de energias 0 e 14 keV, respectivamente. Desta maneira encontramos o primeiro estado do núcleo médio X_{31} com energia de 7 keV. Este procedimento foi feito para todos os valores de energia apresentados na figura 4.18.

${}^{57}\text{Fe}_{31} + {}^{59}\text{Ni}_{31}$	${}^{57}_{27}\text{Co} + {}^{59}_{27}\text{Co}$
$7/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 1172$	$11/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 1575$
$5/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 947$	$9/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 1208$
$3/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 622$	
$5/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 238$	
$1/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 232$	
$3/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 7$	$7/2^- \quad \underline{\quad\quad\quad} \quad 0$
(a)	(b)

Figura 4.18. Espectro de níveis de energia obtido pela média encontrada entre os núcleos de mesmo número de nêutrons que o ${}^{58}\text{Co}$ (a) e o mesmo número de prótons (b). Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Partindo de uma idéia bastante simplista, consideramos existir um núcleo intermediário, ${}_{27}\text{Z}_{31}$, cuja estrutura nuclear, pelo menos para os primeiros estados, é semelhante ao resultado do acoplamento entre os níveis de energia do núcleo X_{31} e do núcleo ${}_{27}Y$. Para constatar os primeiros níveis de energia para o espectro do núcleo proposto, primeiramente foram feitos acoplamentos entre o estado fundamental obtido

na soma $^{57}\text{Co} + ^{59}\text{Co}$, spin $7/2^-$ e energia 0 keV, com todos os níveis apresentados no espectro da soma de $^{57}\text{Fe} + ^{59}\text{Ni}$. Desta maneira, estamos considerando o acoplamento entre um núcleo ímpar com um nêutron de valência e um núcleo ímpar com um próton de valência.

Acoplamentos:

$$\begin{array}{ccc}
 1^\circ & 2^\circ & 3^\circ \\
 \frac{\bar{7}}{2} + \frac{\bar{3}}{2} \left\{ \begin{array}{l} 5^+ \\ 4^+ \\ 3^+ \\ 2^+ \end{array} \right. & \frac{\bar{7}}{2} + \frac{\bar{1}}{2} \left\{ \begin{array}{l} 4^+ \\ 3^+ \end{array} \right. & \frac{\bar{7}}{2} + \frac{\bar{5}}{2} \left\{ \begin{array}{l} 6^+ \\ 5^+ \\ 4^+ \\ 3^+ \\ 2^+ \\ 1^+ \end{array} \right.
 \end{array}$$

Os resultados obtidos do primeiro acoplamento mostram quatro valores possíveis para o spin do estado fundamental, com energias próximas de zero. Segundo a regra de Gallagher-Moszkowski (GM) [Ga58] a qual afirma que a força nuclear privilegia o alinhamento entre spins paralelos, ou seja, o acoplamento $\bar{l} + \frac{\bar{1}}{2} \otimes \bar{l} + \frac{\bar{1}}{2}$, temos preferencialmente o estado 5^+ como sendo o fundamental, com energia próxima de zero, para o núcleo hipotético $_{27}\text{X}_{31}$. Considerando que este núcleo pode ser representado pelo núcleo que estamos estudando, o ^{58}Co , é possível esperar que o estado fundamental seja 5^+ . Dessa forma, é possível explicar os quatro primeiros estados excitados (2^+ , 5^+ , 4^+ e 3^+).

No segundo acoplamento encontramos dois estados possíveis, 3^+ e 4^+ , sendo preferencialmente o 3^+ abaixo do estado 4^+ pela regra de GM, apresentando energia em torno de 250 keV, ou seja, ainda valores bastante baixos de energia. Esse acoplamento pode explicar a presença dos estados 3^+ a 366 keV e 4^+ a 458 keV.

O próximo estado excitado com momento angular 5^+ pode ser obtido do acoplamento $7/2^+$ com $5/2^+$. Esse procedimento pode ser efetuado sucessivamente com todos os níveis para obter o espectro do núcleo hipotético $_{27}\text{Z}_{31}$ e, com isso, poder sugerir como são construídos os primeiros estados excitados presentes no esquema de níveis do ^{58}Co (vide figura 4.19).

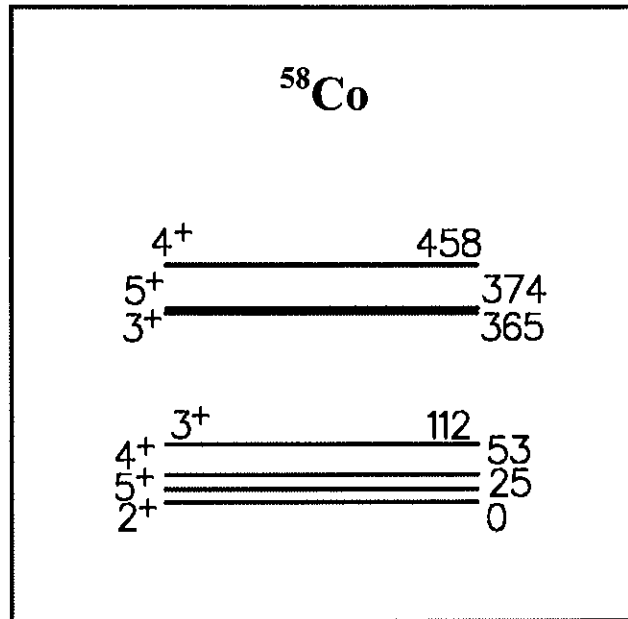


Figura 4.19. Esquema experimental de níveis de energia para os primeiros estados do núcleo ^{58}Co . Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Convém ressaltar que neste modelo não está sendo considerada a interação entre próton e nêutron (pn), presente no núcleo ímpar-ímpar ^{58}Co . Essa interação pode ser a responsável pela alteração das energias desses primeiros estados excitados.

4.4. Probabilidades de Transição

Nesta seção serão apresentados os principais conceitos de decaimento radioativo e suas implicações na determinação das vidas médias de estados nucleares a partir da técnica de deslocamento Doppler atenuado (DSAM)⁴ [Ej89]. A seguir serão apresentadas as vidas médias determinadas para alguns estados excitados do núcleo ^{58}Co .

4.4.1. Metodologia

Num decaimento nuclear, a radiação pode ocorrer por emissão de partícula α (decaimento α), partícula β (decaimento β) e ou radiação γ (decaimento γ). Supondo que todos núcleos de uma certa quantidade de material radioativo têm a mesma probabilidade de decair, independente da concentração do material, temos que o número

⁴ Doppler Shift Attenuation Method

de núcleos que decaem durante um intervalo de tempo deve ser linearmente proporcional ao número inicial de núcleos N_0 que ainda não decaíram e também ao intervalo de tempo de decaimento. A constante de proporcionalidade λ que surge desta relação fornece a probabilidade de decaimento por unidade de tempo. Sendo assim temos

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (4.11)$$

por integração obtemos

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.12)$$

onde a constante λ caracteriza os diferentes processos de decaimento apresentando um valor diferente para cada um e é definida pelas propriedades do estado nuclear. Esta informação também pode ser obtida em termos de outra grandeza física, a meia vida $t_{1/2}$, sendo este o intervalo de tempo para o qual o material radioativo foi reduzido para a metade de seu valor inicial, ou seja

$$N(t) = \frac{N_0}{2} \text{ e portanto } t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (4.13)$$

A vida média é simplesmente o inverso da constante de decaimento λ podendo também ser obtida a partir da meia-vida,

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} . \quad (4.14)$$

O mecanismo de fusão-evaporação de $^{10}\text{B} + ^{51}\text{V}$, pelo qual obtivemos informações do ^{58}Co , é largamente utilizado para popular estados de alto momento angular e assim possibilitar a determinação das energias e probabilidades de transições desses estados. Como podemos observar na figura 4.20, 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.

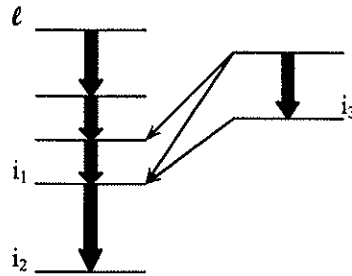


Figura 4.20. Esquema de níveis populados em uma excitação múltipla indicando os estados conectados por meio de transições eletromagnéticas.

O método DSAM, baseado no freamento do núcleo excitado em um material sólido, é indicado para a determinação da constante de decaimento de estados excitados com vida média da ordem do tempo de freamento no alvo, que é da ordem de 1 ps [Ga90], [Br98].

Este método considera que núcleos excitados, possuindo velocidade v_0 , são produzidos num instante de tempo $t=0$ no alvo. Os núcleos recuam e são freados até atingir o repouso em um meio inerte. Como meio inerte pode ser usado Au, Pb, Gd entre outros. Nesta reação de $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$ com energia de feixe de 36 MeV e alvo de $770 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ evaporado sobre uma folha de Pb, a velocidade de recuo do núcleo é de aproximadamente $\beta=0,014$. Como os sucessivos decaimentos numa cascata ocorrem em tempos dessa ordem de magnitude, os raios gamas emitidos vão ser afetados por deslocamento Doppler na velocidade correspondente ao instante de decaimento. Quando o núcleo recua no Pb sua energia inicial E_0 é deslocada de acordo com a velocidade de recuo e o ângulo entre o feixe e o observador. A energia do raio γ observado num ângulo θ é dada por

$$E_\gamma = \frac{E_0(1-\beta^2)^{1/2}}{(1-\beta \cos \theta)} \quad (4.15)$$

e tomando o termo de primeira ordem da expansão,

$$E_\gamma = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (4.16)$$

onde $\beta = \frac{v}{c}$ e c é a velocidade da luz no vácuo.

No caso do decaimento de um estado com vida média muito menor que o tempo de freamento, a maioria dos decaimentos ocorrerá com a velocidade inicial v_0 , enquanto o núcleo perde pouquíssima velocidade e o pico de raio γ apresentado num espectro será quase que totalmente deslocado. No entanto, quando a vida média for muito maior que o tempo de freamento, grande parte dos decaimentos ocorrerá depois que o núcleo atingiu o repouso, sem deslocamento Doppler. Neste caso dizemos que o raio γ , nesta transição, foi emitido com o núcleo parado. Os casos de interesse estão entre esses dois limites, ou seja, quando a forma de linha observada apresenta deslocamento Doppler parcial⁵, e fazendo a análise desta forma de linha é possível tirar informações sobre a taxa de decaimento, $N(t)$, de um determinado nível nuclear, como mostra a figura 4.21.

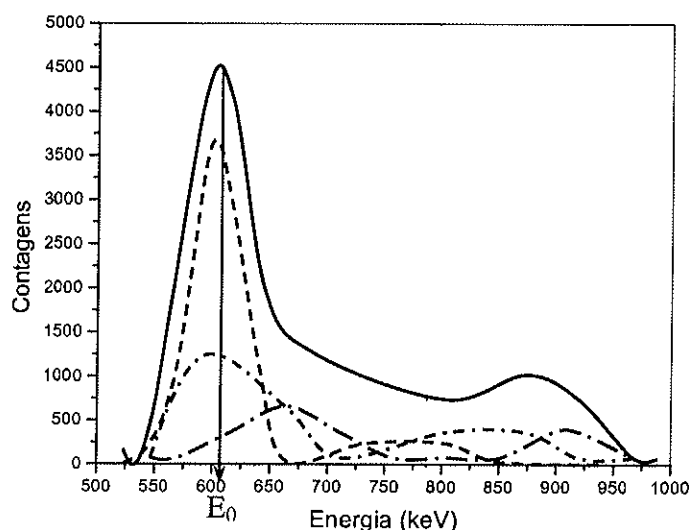


Figura 4.21 - Ilustração do efeito Doppler para a linha espectral de energia E_0 , observada em ângulos dianteiros. A linha contínua representa a soma de contribuições dos picos de raios γ emitidos com diferentes velocidades, desde a velocidade inicial até o repouso. As linhas tracejadas representam as contribuições, para a emissão em vôo, em diversas velocidades durante o freamento.

É possível calcular a população de um estado i num dado instante t , supondo o nível ℓ populado em $t=0$, a partir das equações de Bateman [Ba10]:

⁵ atenuado

$$P_i^l(t) = \sum_{j=i+1}^l a_{ij} P_j^l + b_i^l e^{-\Lambda_i t}; N(t) = \frac{dP}{dt} \quad (4.17)$$

onde

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

$$b_i^l = \begin{cases} P_i^l(0), \text{ para } \rightarrow i = l \\ -a_{il} P_i^l(0), \text{ para } \rightarrow i > l \end{cases}$$

sendo a probabilidade de transição total do nível:

$$\Lambda_i = \sum_{j < i} \lambda_{ij} = -\frac{1}{\tau_i} \quad (4.18)$$

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

4.4.2. Determinação das Vidas Médias dos Estados Excitados

A determinação das vidas médias dos estados excitados se inicia com a investigação da forma de linha da transição que depopula o estado de maior energia em uma cascata de raios γ , para a qual é estabelecido um valor efetivo de constante de decaimento, uma vez que este valor contém as contribuições das taxas de decaimento dos estados superiores não observados. Para o próximo estado, inferior a esse, podemos encontrar a constante de decaimento levando em conta o valor efetivo e a constante de decaimento do estado populado. Nesta técnica de medidas sempre existe uma contribuição desconhecida da vida média dos estados alimentadores (*sidefeeding*). Esses estados alimentadores laterais referem-se geralmente a uma seqüência complexa de níveis de energia distantes da linha *yrast* e que dificilmente são observados. Na

descrição da alimentação lateral são feitas hipóteses específicas ao nível de energia em estudo. Esse procedimento é repetido para cada emissão de raio γ pertencente à cascata. Esta metodologia só funciona supondo que os níveis de energia para cada transição são populadas apenas pelo nível superior que possui constante de decaimento já determinada e pela alimentação lateral. Existem outras técnicas que não necessitam do conhecimento da alimentação lateral, porém nessas análises é preciso de alta estatística, que não é o caso deste trabalho [Br98].

Devido ao efeito Doppler, a linha referente a cada transição ocupa uma região relativamente larga do espectro, dependendo da energia e da velocidade de recuo no meio. Desta forma, fatores limitantes da técnica de análise de forma de linha são a presença de contaminantes, transições de valores muito próximos, promovendo assim a superposição de linhas. Neste caso, o uso de um sistema de detecção de raios γ em coincidência, como o sistema utilizado neste experimento, permite selecionar apenas as linhas que percorrem um dado caminho de decaimento sendo este determinado por janelas de coincidência.

Existem basicamente duas técnicas de análise em coincidência, janela na transição abaixo (GTB – Gate on Transition Below) e janela em transição acima (GTA – Gate Transition Above). No primeiro caso são utilizadas janelas aplicadas nas transições abaixo do nível para a qual queremos determinar a constante de decaimento, selecionando apenas os picos de raios γ de interesse. Para uma maior estatística usualmente são somadas janelas em duas ou mais transições abaixo. No segundo caso são utilizadas janelas em uma ou mais transições acima do nível populado a ser investigado. Neste caso não é necessário considerar a alimentação lateral do nível em questão.

O programa LINESHAPE, que utiliza a forma de linha de um pico para a determinação da constante de decaimento de um nível de energia de raio γ , foi inicialmente desenvolvido em [We91]. A versão utilizada neste estudo foi modificada especificamente para as particularidades de experimentos que envolvem a emissão de muitas partículas na cinemática para a determinação da velocidade inicial por método de Monte Carlo [Br98]. Na região em estudo é conhecido que o momento angular carregado por essas partículas quando evaporam, perturba o sistema alterando a direção do recuo do núcleo residual. Esta versão também possibilita a inclusão de dois níveis independentes de alimentação lateral em cada nível, possibilitando diferenciar

alimentações laterais concorrentes, provenientes de caminhos muito rápidos e passando por seqüências de níveis mais lentos.

Este programa consta basicamente de três etapas. Na primeira etapa⁶ são feitas simulações das trajetórias obtidas no processo de freamento do núcleo de acordo com a cinemática da reação. Neste trabalho foram consideradas 10000 simulações das trajetórias. Para a descrição do poder de freamento nuclear foi utilizado o formalismo de Lindhard, Scharff e Schiott [Li63] com a aproximação feita por Currie [Cu69]. O poder de freamento eletrônico utilizado foi o de Northcliffe-Schilling corrigido para efeito de camada, o qual se mostra adequada para a região de massa em estudo [No70]. A segunda etapa⁷ consta do cálculo da distribuição estatística $D(t,v)$ criada para a projeção da velocidade de recuo ao longo da direção de detecção do raio γ como função do tempo [Si77]. A terceira etapa⁸ faz um ajuste da forma de linha de acordo com a curva de decaimento por um pacote de sub-rotinas denominado MINUIT [Ja75]. Este ajuste inclui contribuições de alimentação lateral de cada nível pertencente à mesma estrutura da transição a ser investigada, com possíveis ajustes de vidas-médias dessas contribuições.

4.4.3. Resultados

Neste trabalho foi possível determinar os valores de vidas médias (vide tabela 5.3, capítulo 5), pela técnica de DSAM, para treze estados pertencentes ao esquema de níveis proposto para o ^{58}Co (vide figura 4.2), sendo que apenas um deles já era conhecido na literatura [Bh97]. Para os outros novos estados de energia identificados não foi possível estimar as vidas médias devido principalmente à baixa estatística.

Os espectros obtidos a partir de janelas utilizadas na análise das formas de linhas para a determinação das vidas médias dos estados investigados, foram feitos a partir das matrizes $\gamma\gamma$. Foram construídas matrizes específicas para este estudo escolhendo em um eixo os detectores posicionados a 37° em relação a todos os outros detectores (37° e 101°), e uma outra matriz para os detectores posicionados a 101° . No caso de transições muito contaminadas, a análise foi feita em matrizes em coincidência com prótons, que apresenta uma estatística bem menor. Segundo a equação 4.16, à 101° a energia do raio

⁶ Sub-rotina: Dechist

⁷ Sub-rotina: Hístaver40

⁸ Sub-rotina: dbls2k

γ é emitida praticamente sem deslocamento, pois $\cos 101^\circ$ é muito próximo de zero, enquanto que a 37° o pico de energia será deslocado de acordo com a perda de energia no material de recuo⁹.

4.4.3.1. Níveis da Seqüência I

Na seqüência I foram medidos os valores das vidas médias dos estados 6_2^+ de 1425 keV, 6_3^+ de 1928 keV, 7_1^+ de 1930 keV e 8_1^+ 3395 keV. O raio γ de 321 keV, entre os estados 5^+ e 4^+ , foi emitido com o núcleo praticamente parado, impossibilitando obter uma estimativa para o valor da vida média do estado de 5_2^+ 374 keV.

Primeiramente, foi estimado o valor de vida-média para o estado de mais alto spin, 8_1^+ , de energia 3395 keV. Para esta análise foi feita janela na transição 505 keV emitida a partir do nível de energia de 1930 keV (7_1^+). Foi verificada a forma de linha da transição que depopula este estado, correspondente a energia de 1465 keV, sendo considerada uma única alimentação lateral para esse estado. O valor da vida média do estado foi encontrado de maneira a minimizar o χ^2 calculado pelo programa LINESHAPE, sendo este de $\tau = (0,10 \pm 0,06)$ ps. O erro na medida foi estimado de maneira a não reproduzir a forma de linha experimental, tanto para valores inferiores como superiores ao melhor representante do valor da medida, já que os valores das incertezas fornecidos pelo programa são subestimados devido à baixa estatística dos espectros de raios γ .

A forma de linha obtida em relação aos ângulos de detecção de 37° e 101° , que pode ser observada na figura 4.22, mostra que a 37° ocorreu um deslocamento do pico de energia para a direita, como previsto pela teoria como consequência do efeito Doppler. Mesmo utilizando a matriz $\gamma\gamma$, de maior estatística que a matriz em coincidência com prótons, os espectros necessitariam de muito mais estatística para que a forma de linha apresentada fosse evidente. Apesar disso, foi possível aplicar o método DSAM para estimar o valor da vida média desse estado.

⁹ Neste caso o Pb

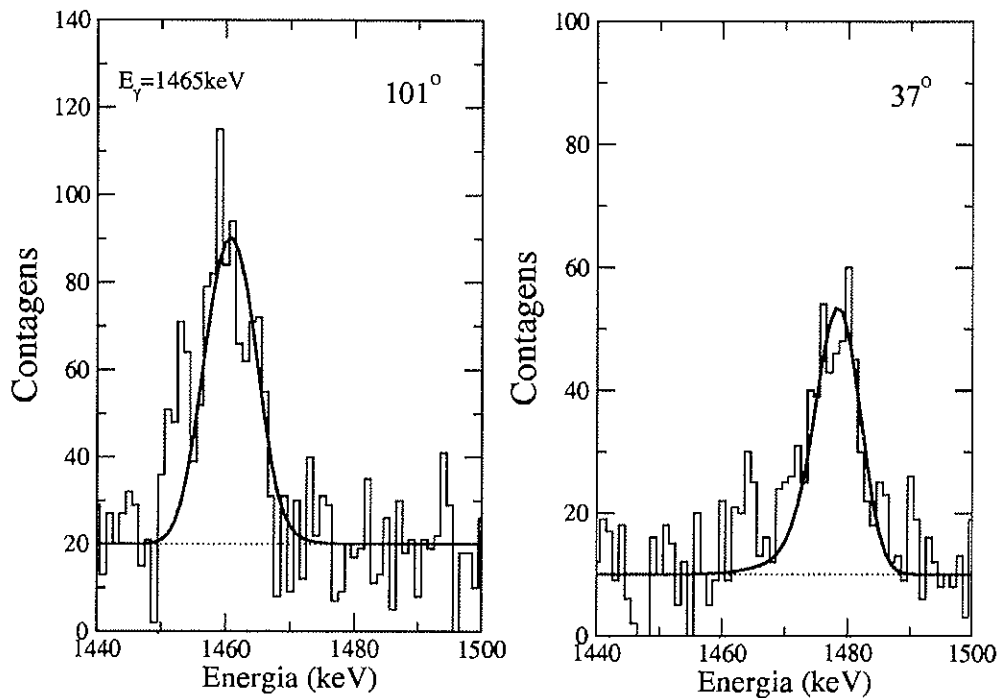


Figura 4.22. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1465 keV $8^+ \rightarrow 7^+$, com janela em 505 keV, com detectores à 101° e 37° . O pico que aparece à esquerda da forma de linha do pico 1465 keV refere-se a uma contaminação de 1460 keV. A linha contínua foi obtida por ajuste utilizando o programa LINESHAPE.

O estado 7_1^+ , de 1930 keV, foi o próximo a ser examinado, observando a forma de linha da transição de 505 keV. Foi feita janela na transição de 321 keV, pois além de ser a mais intensa dos raios γ encontrados, ela não apresenta nenhuma contaminação da transição de energia muito próxima (1051 keV) presente na seqüência V. Nesta análise, foi considerado o valor de vida média determinado anteriormente para o estado superior, 8_1^+ . Para o estado 7_1^+ foram consideradas duas alimentações laterais que populam o estado 1930 keV, uma contribuição da pequena estrutura que é conectada a este estado pela transição de 839 keV e outra contribuição vinda da soma da intensidade de 804 keV com o necessário para obter a intensidade total que chega neste estado. As vidas médias dos estados correspondentes às transições laterais desconhecidas foram consideradas como bem rápidas¹⁰. Neste caso também foi considerada uma

¹⁰ $\tau_{SP} < 0,001 \text{ ps}$

contaminação de 510,5 keV para um melhor ajuste da forma de linha, como pode ser observado na figura 4.23. O valor encontrado para a vida-média do estado 7_1^+ (1930 keV) foi $\tau = (0,3 \pm 0,1) ps$.

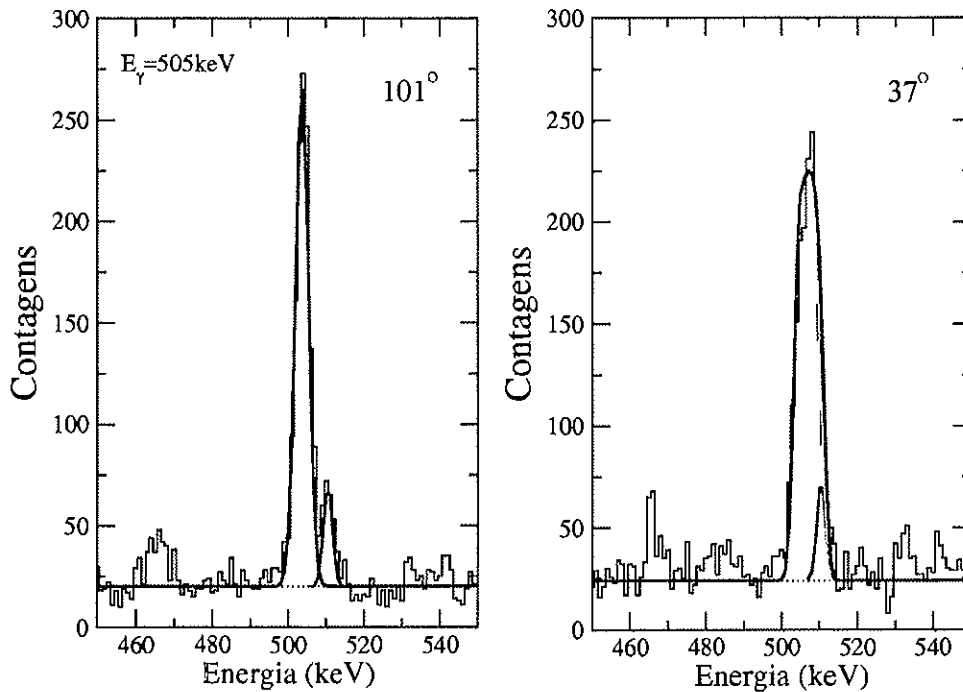


Figura 4.23. Formas de linha obtidas para o pico de raio γ de 505 keV $7^+ \rightarrow 6^+$, com janela em 321 keV, observadas com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste para a transição 505 keV. Pode ser observado nesses espectros a contribuição de um contaminante de 510,5 keV.

Para encontrar o valor da vida-média do estado 6_2^+ 1425 keV também foi utilizada janela na transição de 321 keV (vide figura 4.24) e analisada a forma de linha da transição de 1050 keV. Foram consideradas duas alimentações laterais, uma proveniente da seqüência II a qual popula este nível de energia através da transição de 1001 keV, e outra proveniente da transição 990 keV somada a possíveis alimentações surgidas de estados não populados neste experimento, completando a intensidade da radiação que chega ao estado de 1425 keV. O valor da vida média do estado foi encontrado seguindo o procedimento já descrito anteriormente obtendo o valor $\tau = (0,11 \pm 0,03) ps$. Não foi possível confirmar os resultados encontrados fazendo uma

janela na transição que alimenta este estado¹¹, pois além desta apresentar baixa estatística, o esquema de níveis apresenta uma transição de energia próxima, sendo 1460 keV, a qual popula o estado 6_1^+ de 1076 keV, pertencente à seqüência V. Deste estado é emitido o raio γ semelhante ao analisado na seqüência I, de 1051 keV, podendo portanto trazer contaminações desses estados. A transição de 505 keV também não foi utilizada para comprovação dos resultados por ser uma janela que apresenta muitas contaminações.

Através da figura 4.24 podemos observar que a forma de linha devido ao efeito Doppler se torna mais evidente, pois a transição de 321 keV é a que possui maior intensidade em nosso esquema de níveis.

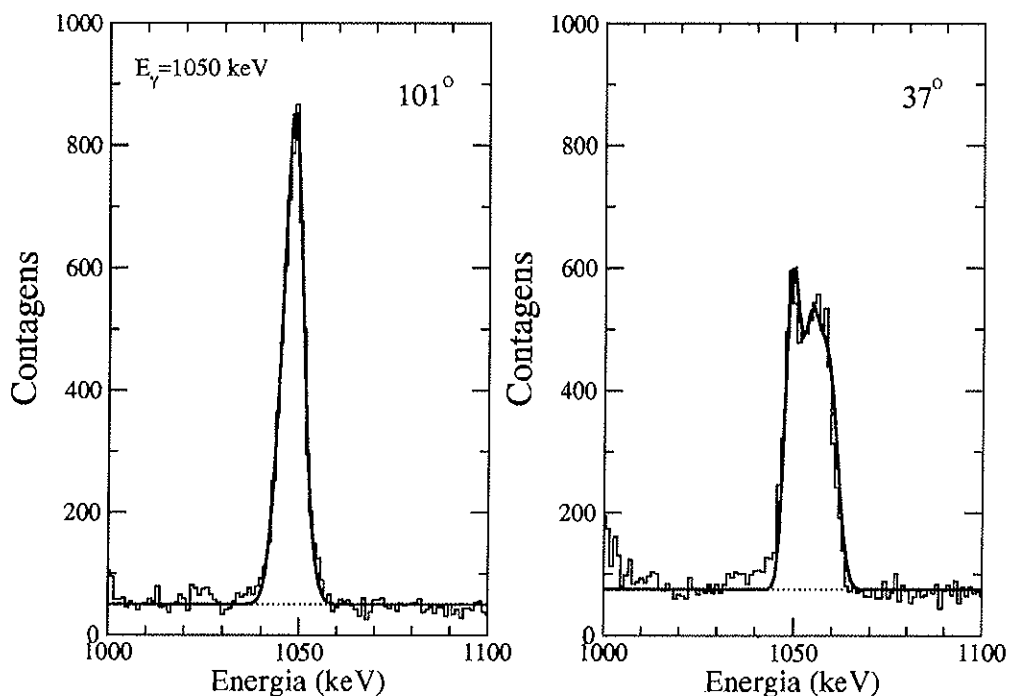


Figura 4.24. Formas de linha obtidas para o pico de raio γ de 1050 keV $6^+ \rightarrow 5^+$, com janela em 321 keV, com detectores posicionados à 101° e 37° .

O estado de 1928 keV, também de spin 6^+ , foi analisado pelo ajuste da forma de linha da transição de 1554 keV, com janela em 321 keV, considerando uma única

¹¹ Janela acima

alimentação (vide figura 4.25). O valor encontrado para a vida média foi de $\tau = (0,42 \pm 0,05)$ ps. Este resultado é bastante interessante, pois embora seja comparável ao valor da vida média encontrada para o estado 7_1^+ de 1930 keV, difere de aproximadamente 2 keV em relação ao estado do qual é emitido, sendo de 1928 keV. Outras evidências que dão credibilidade ao raio γ de 1554 keV não ser um *crossover* de 505 keV e 1050 keV são: a característica dipolar da transição e o fato da forma de linha obtida para a medida de vida média ser diferente da apresentada pela transição de 505 keV, que depopula o estado 1930 keV. As diferentes formas de linha podem ser observadas comparando as figuras 4.23 e 4.25.

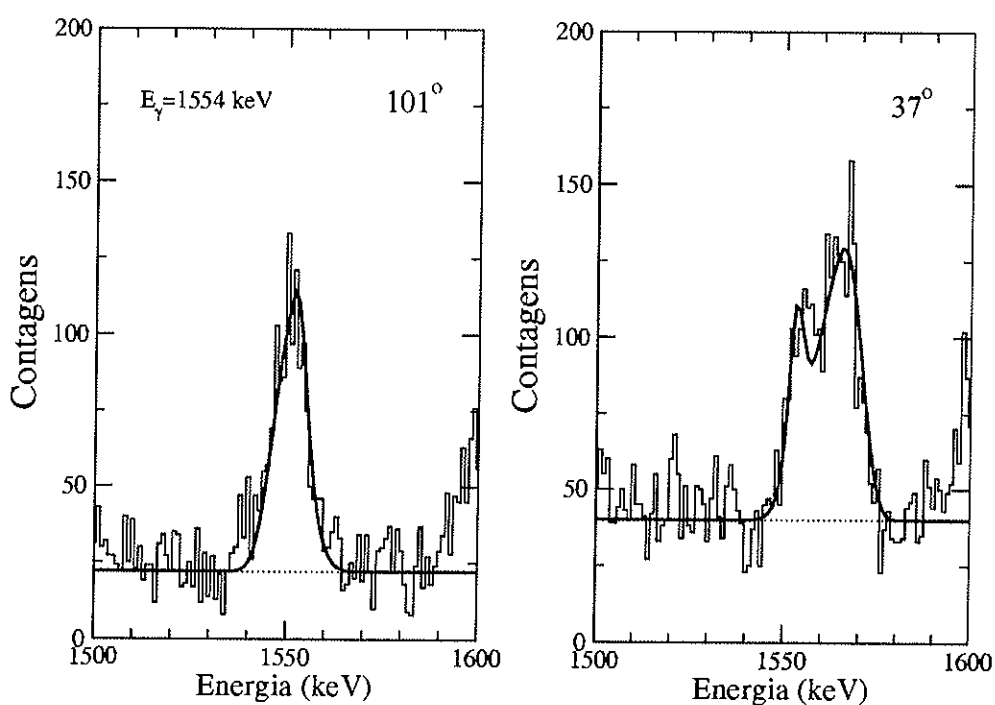


Figura 4.25. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1554 keV $6^+ \rightarrow 5^+$, com janela em 321 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste obtido para essa transição.

4.4.3.2. Níveis da Seqüência IV

O estudo desta seqüência foi iniciado com o estado 11^+ , de 6002 keV, sendo os estados acima fracamente populados. Foi feita janela na transição de 578 keV com a finalidade de obter a forma de linha da transição de 944 keV, a qual depopula o estado a

ser investigado. Considerou-se apenas uma alimentação com intensidade da própria transição, e valor de vida média muito rápida¹². A forma de linha foi confirmada com janela na transição de 333 keV, obtendo um valor de vida média de $\tau = (0,090 \pm 0,009)$ ps, podendo ser observada na figura 4.26. Podemos observar que houve quase um deslocamento total de raio γ do pico por ser uma transição muito rápida.

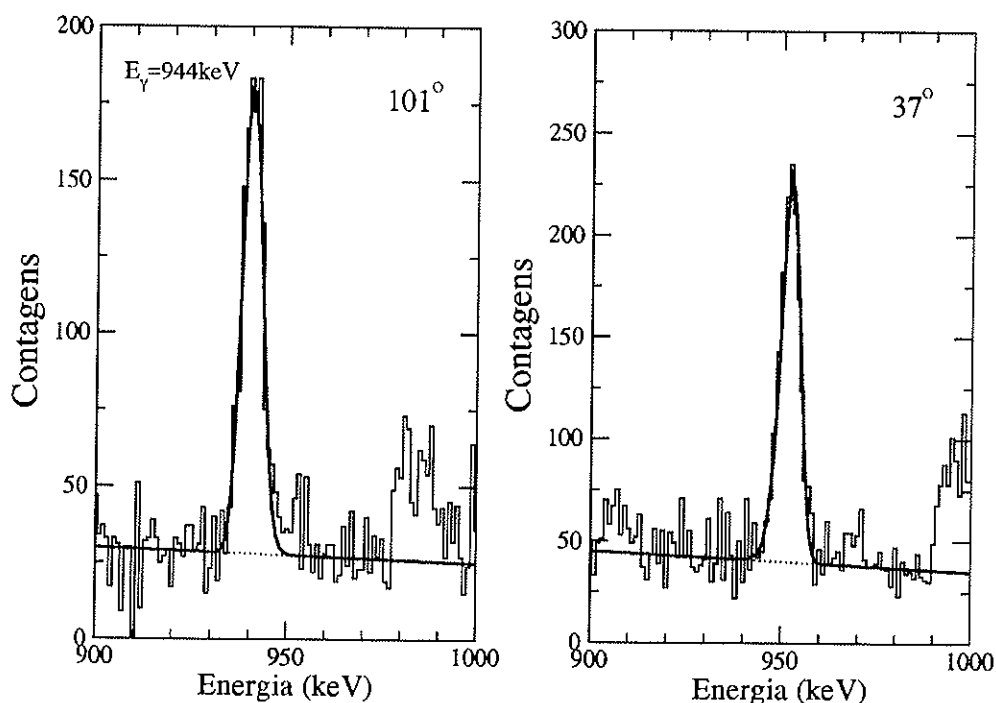


Figura 4.26. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 944 keV $11^+ \rightarrow 10^+$, com janela em 333 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste das formas de linha.

Seguindo a seqüência, foi feita a análise do estado 10_2^+ , de energia 5058 keV, através da forma de linha da transição 578 keV, como pode ser observada na figura 4.27. Neste caso foi feita janela na transição de 944 keV, que alimenta o estado em questão. Apesar de apresentar menor estatística do que fazendo janela em transição abaixo¹³, os estados de mais alto spin apresentam menos contaminação. A análise

¹² $\tau < 0,001$ ps

¹³ Transição que depopula o estado de energia alimentado pela transição que parte do nível a ser investigado.

também foi feita considerando o espectro obtido com a janela em 333 keV, confirmando o valor de vida média de $\tau = (0,136 \pm 0,014) ps$.

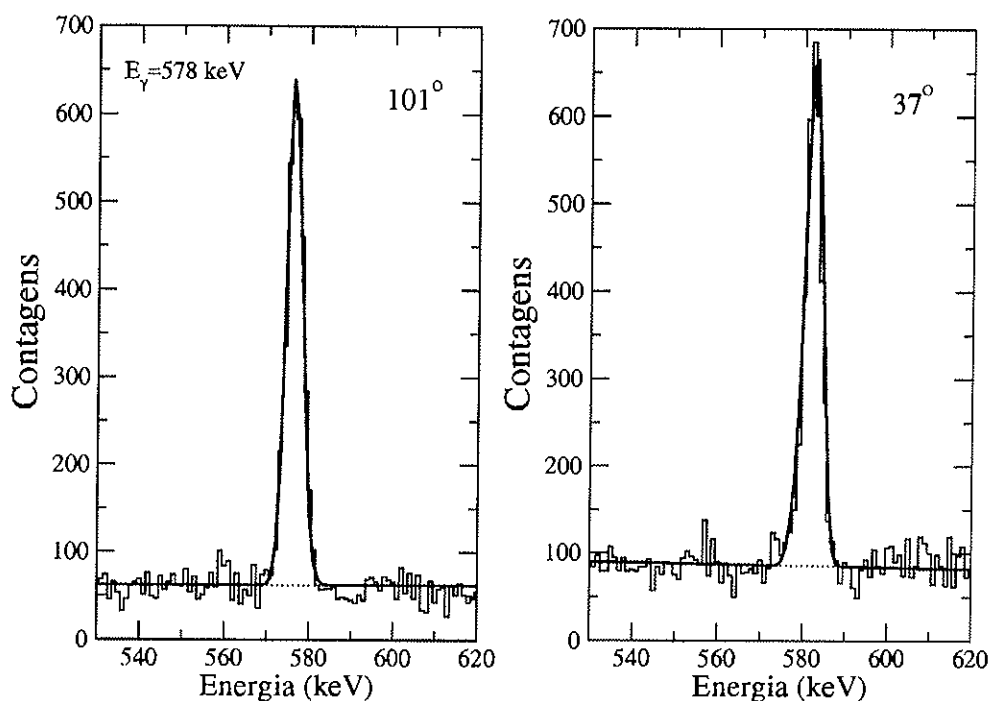


Figura 4.27. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 578 keV $10^+ \rightarrow 9^+$, com janela em 333 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste das formas de linha.

Os valores de vidas médias dos estados de spin 9_2^+ e 8_4^+ , com energias de 4480 keV e 3776 keV respectivamente, foram os mais complexos de serem obtidos, visto que ambos são depopulados por transições de energias muito próximas e pertencentes a mesma seqüência. Este fato impossibilitou de serem analisadas separadamente. Apesar da janela na transição 1050 keV trazer informação contendo contaminações, tal espectro de raios γ possui grande estatística e mostrou-se ser a transição mais indicada para esta análise. Neste caso foi feito um ajuste da forma de linha considerando-se dois picos simultaneamente, um referente à transição de 704 keV e outro à de 708 keV. Ajustando os parâmetros referentes a 704 keV foi possível ajustar a forma de linha em energias mais baixas e, modificando os parâmetros relacionados a 708 keV, procurou-se ajustar a forma de linha para valores de energia mais altos. Foi feita a soma das contribuições das

duas transições obtendo valor de $\tau = (0,11 \pm 0,01)$ ps para os dois estados (vide figura 4.28).

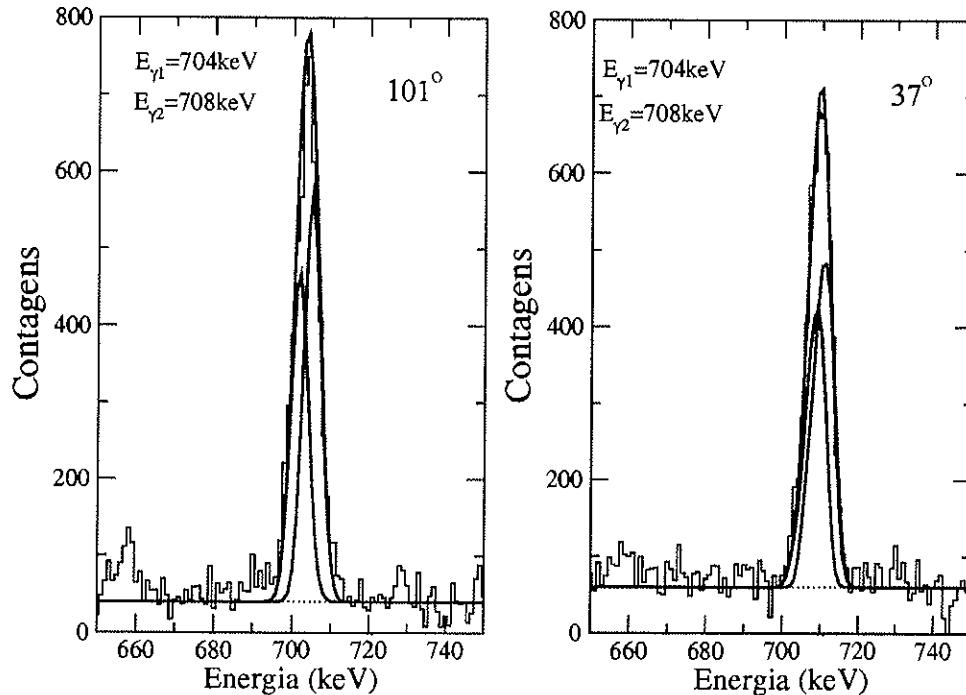


Figura 4.28. Forma de linha obtida para os picos de raio γ de 704 keV $9^+ \rightarrow 8^+$ e 708 keV $8^+ \rightarrow 7^+$, com janela em 1050 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste total obtido com a soma dos ajustes individuais de 704 keV à esquerda e 708 keV mais à direita.

O estado 7_4^+ , de 3068 keV, foi primeiramente analisado a partir da forma de linha apresentada por uma das transições que depopulam este estado, sendo esta de 1992 keV, a qual conecta a seqüência IV com a seqüência V. Para obter um espectro mais limpo foi feita janela acima, na transição de 578 keV. Apesar de apresentar baixa estatística, a forma de linha obtida foi satisfatória. O valor encontrado foi $\tau = 0,11^{+0,01}_{-0,04}$ ps. Este valor foi confirmado pela observação da forma de linha da mesma transição, 1992 keV, fazendo janela na transição abaixo, 1050 keV, considerando todas as alimentações laterais e respectivas vidas médias dos estados superiores. Pela figura 4.29 é possível notar a baixa estatística apresentada por esta transição, dificultando a estimativa de vida média por meio do método DSAM.

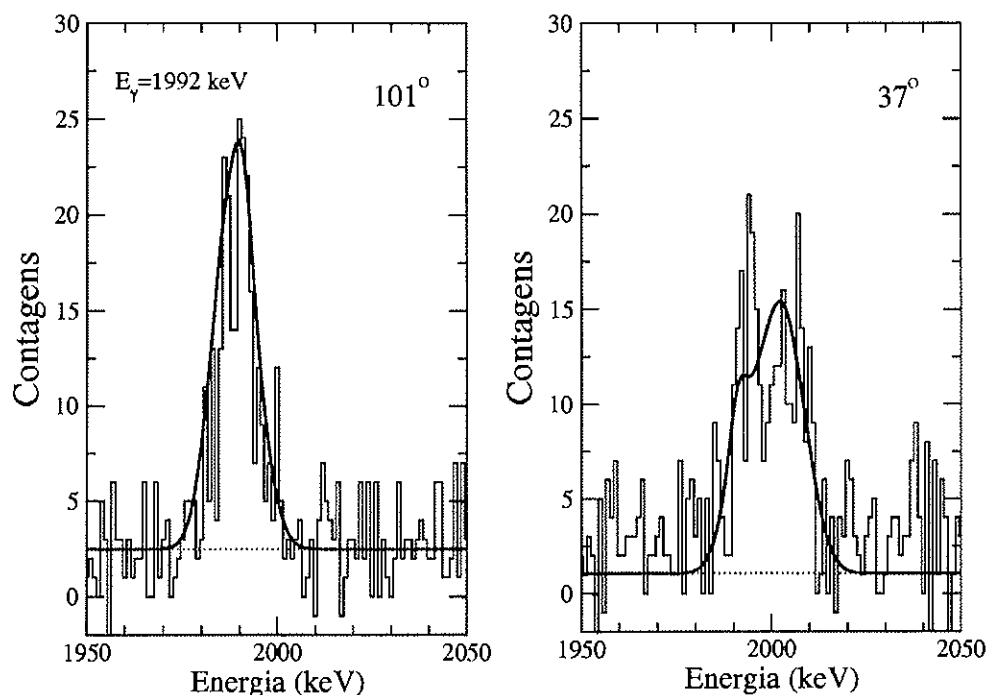


Figura 4.29. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1992 keV $7^+ \rightarrow 6^+$, com janela em 1050 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste da forma de linha.

Para este mesmo estado, 7_4^+ , foi feita janela na transição 433 keV e observada a forma de linha apresentada pela transição de 333 keV que também depopula este estado. Foram considerados os valores de vidas médias já determinados para os estados superiores da seqüência e portanto todas as alimentações. O valor encontrado foi de $\tau = (0,14 \pm 0,07) ps$, compatível com o valor encontrado anteriormente.

Foi encontrado o valor de $\tau = (0,25 \pm 0,10) ps$ para o estado 6_3^+ de energia 2735 keV. Este estudo foi feito a partir da forma de linha da transição 1659 keV, que liga a seqüência IV à V, populando um outro estado 6_1^+ , com $\Delta J=0$, fazendo janela na transição de 333 keV, como pode ser observado na figura 4.30. Nesta análise também foram considerados os parâmetros determinados anteriormente, referentes aos níveis de

energia superiores da seqüência IV. Observando a figura 4.31 nota-se que, com janela na transição 727 keV, foi possível constatar este valor analisando também a forma de linha da transição de 1551 keV.

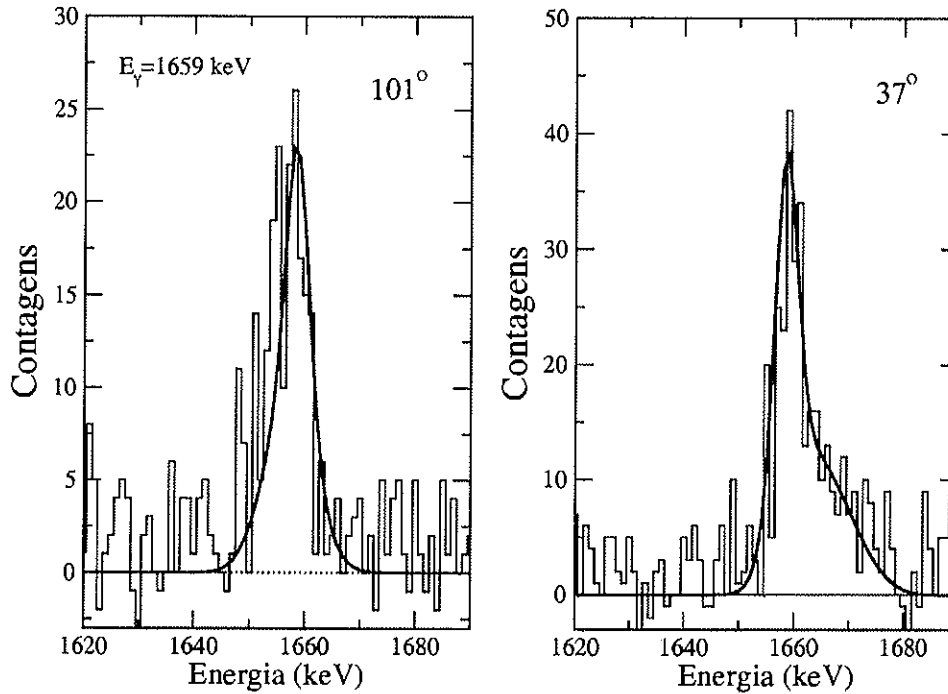


Figura 4.30. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1659 keV $6^+ \rightarrow 6^+$, com janela em 333 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste obtido para o pico de raios γ de 1659 keV.

Comparando as figuras 4.30 e 4.31, apesar da baixa estatística apresentada, podemos notar a semelhança nas formas de linha ajustadas para as transições de 1659 keV e de 1551 keV, confirmando estarem depopulando o mesmo estado de energia, como proposto pelo esquema de níveis apresentado para o núcleo ^{58}Co .

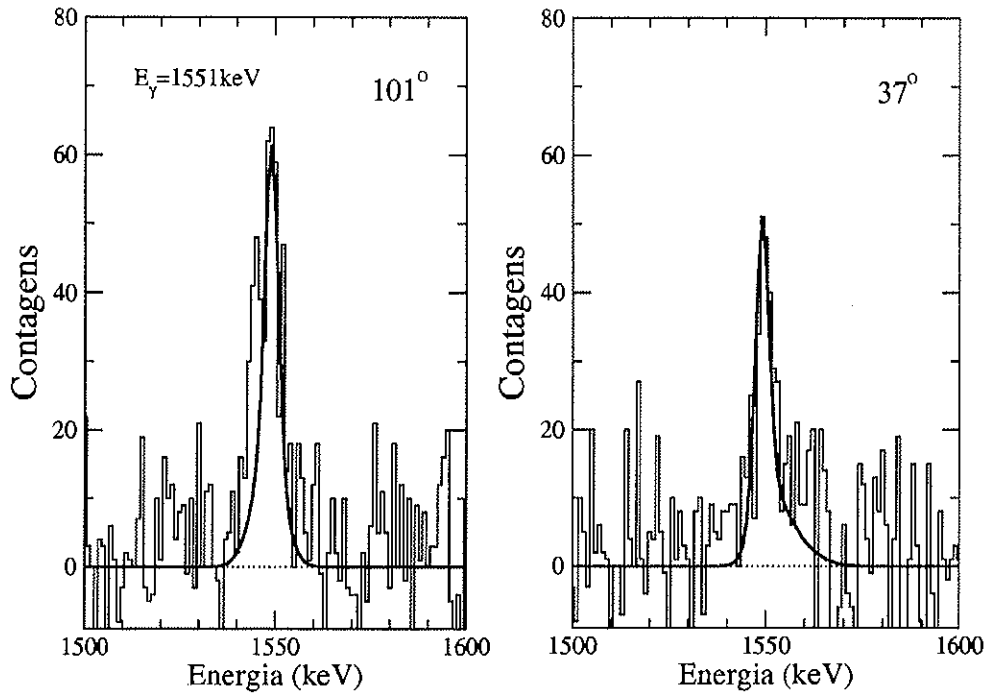


Figura 4.31. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1551 keV $6^+ \rightarrow 5^+$, com janela na transição de 333 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste obtido para a forma do pico de raios γ .

Com janela em 433 keV e considerando todos os valores já conhecidos dos outros estados de energia desta mesma seqüência, também foi possível determinar o valor da vida média do estado 5_3^+ , de 1185 keV. Esta determinação foi feita analisando a forma de linha da transição de 728 keV resultando no valor $\tau = (0,14 \pm 0,02) ps$ (vide figura 4.32). Este valor é o único que já tinha sido determinado anteriormente e está em bom acordo com o valor apresentado na referência [Bh97].

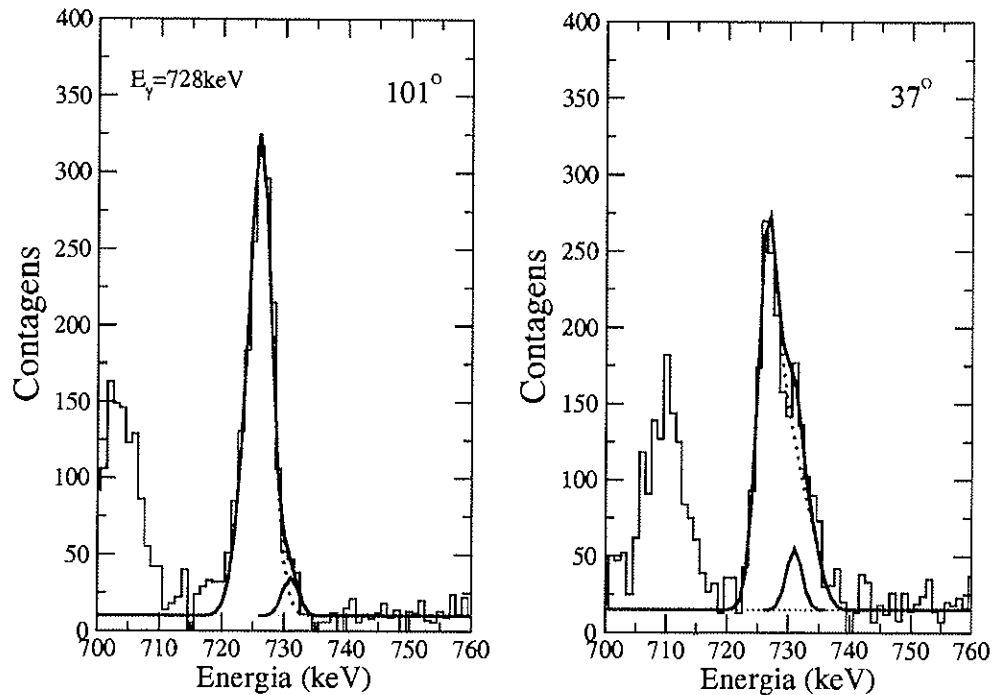


Figura 4.32. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 728 keV $5^+ \rightarrow 4^+$, com janela em 433 keV, com detectores à 101° e 37° . Foi incluído um contaminante em aproximadamente 731 keV. A linha contínua representa o ajuste obtido considerando o contaminante e a linha tracejada representa o ajuste sem o contaminante.

4.4.3.3. Níveis da Seqüência V

Na seqüência V foi possível analisar apenas os estados 6^+ e 7^+ . A vida média do estado 7_3^+ e energia de 2314 keV foi determinada a partir do estudo da forma de linha da transição de 1238 keV, com janela na transição 1050 keV. Foi considerada uma alimentação lateral referente a seqüência IV que é conectada a este estado pela transição de 1469 keV. Para esta alimentação foi adotado um valor de vida média efetiva, sendo representada pelo valor da transição mais lenta, $\tau_{ef} = 0,136$ ps, referente ao estado 10_2^+ da seqüência IV, depopulado pela transição de 578 keV. Foi também considerada a própria alimentação dada pela transição de 1238 keV. O ajuste da forma de linha mostrado na figura 4.33 fornece um valor de $\tau = 0,23_{-0,10}^{+0,08}$ ps.

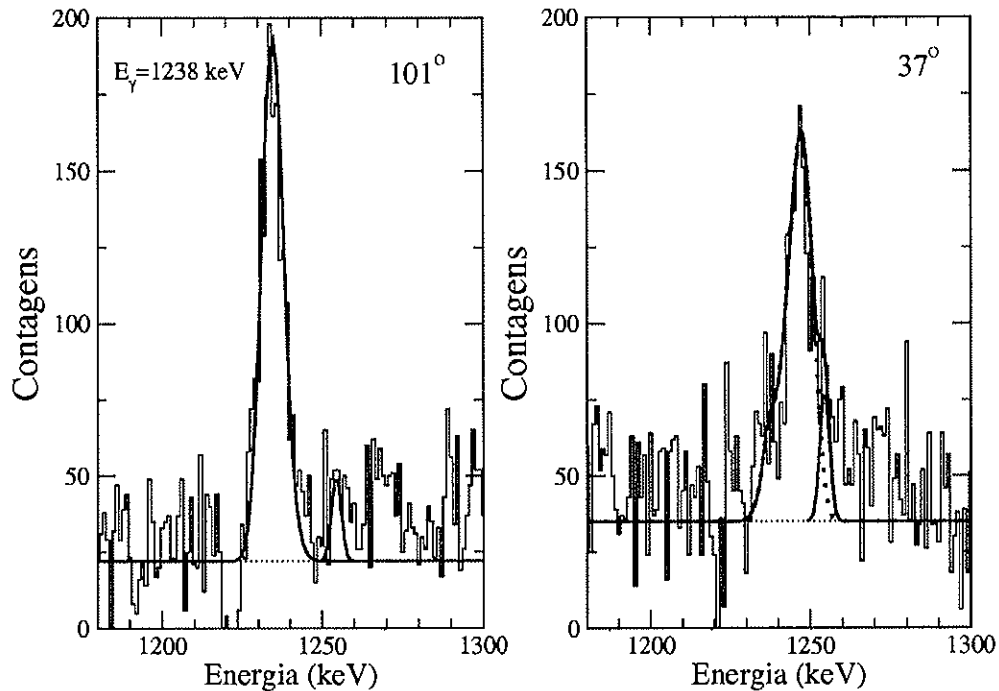


Figura 4.33. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1238 keV $7^+ \rightarrow 6^+$, com janela em 1050 keV, com detectores à 101° e 37° . Foi incluído um contaminante em aproximadamente 1251 keV. A curva contínua foi obtida considerando o contaminante e a linha tracejada representa o ajuste obtido sem o contaminante.

Na análise da vida média do estado 6_1^+ , de 1076 keV, foi feita janela acima, na transição 1238 keV. Neste caso foi levado em conta o conhecimento prévio da vida média do estado 7_3^+ , desta mesma seqüência. Os estados de energia superiores à 2314 keV não foram levados em conta por apresentarem transições de baixa estatística. O valor estimado para este estado foi $\tau < 0,1 ps$. É importante notar na figura 4.34, que a forma de linha obtida para a transição de 1051 keV é muito diferente da forma de linha obtida para a transição de energia muito próxima, 1050 keV, pertencente à seqüência I (vide figura 4.24). Isto confirma a existência das duas transições, aproximadamente de mesma energia, pertencentes a seqüências diferentes. Com janela na transição de 333 keV não foi possível analisar a forma de linha da transição 1051 keV, pois ela traz

consigo informações das transições mais lentas que depopulam os estados de energia superiores na seqüência IV, refletindo a vida média desses estados que o populam.

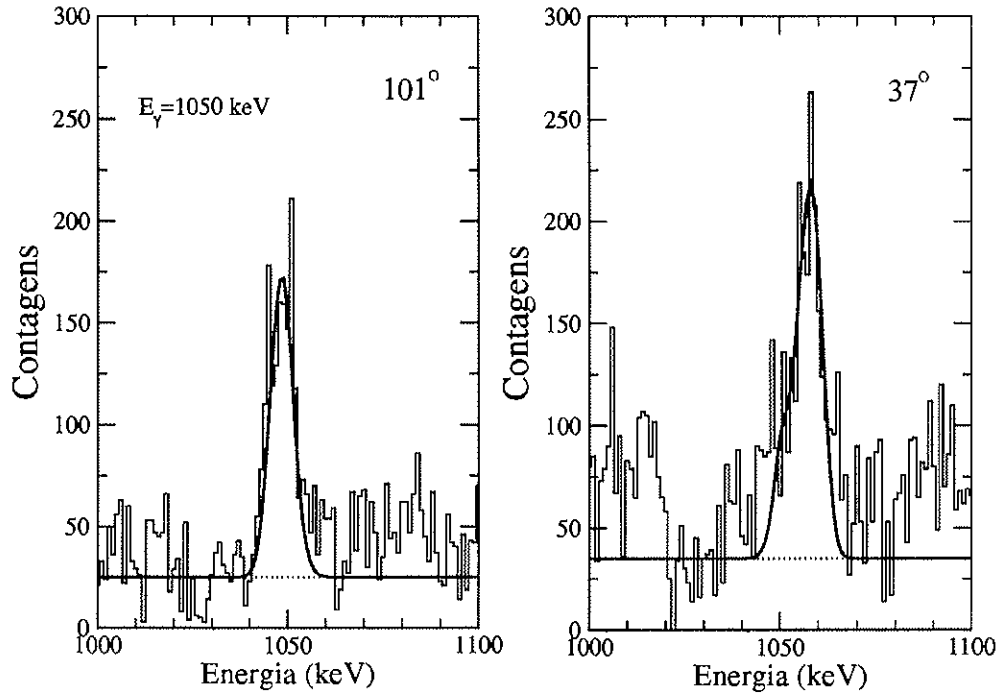


Figura 4.34. Forma de linha obtida para o pico de raio γ de 1051 keV $6^+ \rightarrow 5^+$, com janela em 1238 keV, com detectores à 101° e 37° . A linha contínua representa o ajuste obtido para a forma de linha do pico de raio γ de 1051 keV.

Os resultados das vidas médias dos estados excitados do núcleo ^{58}Co serão comparados aos valores teóricos obtidos pelo Modelo de Camadas na seção 5.2.2.

Capítulo 5

Resultados Teóricos

Neste capítulo serão apresentados resultados teóricos obtidos a partir do Modelo de Camadas de Larga Escala (LSSM). Os códigos computacionais utilizados foram: OXBASH [Ba85], Antoine [Ce99] e MSHELL [Mz00] e foram consideradas as seguintes interações residuais: KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1 [Ce04].

5.1. Códigos Computacionais e Interações Residuais

5.1.1. OXBASH

Na tentativa de reproduzir a estrutura nuclear do ^{58}Co de maneira simplificada, envolvendo um curto intervalo de tempo computacional (alguns segundos), B. A. Brown¹ efetuou os cálculos utilizando a interação GXPF1 com o código computacional OXBASH. O espaço de configurações considerado foi de até três buracos, prótons ou nêutrons, limitado pela dimensão de 2 milhões de elementos de matrizes² [Ba85]. Dessa forma, o cálculo foi feito considerando toda a camada pf com excitação de até três partículas do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$. Os resultados obtidos não descrevem bem os estados excitados do núcleo ^{58}Co confirmando a necessidade de ser considerado um espaço de configurações maior.

¹ Universidade de Michigan, Departamento de Física e Astronomia.

² Dimensão máxima permitida pelo OXBASH.

5.1.2. Antoine

Com a finalidade de investigar a contribuição dos prótons e nêutrons na formação de cada estado excitado, as interações residuais KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1 foram consideradas nos cálculos utilizando o código Antoine, para vários espaços de configurações diferentes. Serão apresentados apenas dois casos limites, um deles considerando apenas a excitação de 1 próton e 3 nêutrons e outro considerando a excitação de até oito partículas do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$.

Nesses cálculos foram utilizados os valores de carga efetiva: $q_{ef}^{\pi} = 1,5$ e $q_{ef}^{\nu} = 0,5$ para prótons e nêutrons, respectivamente. Os valores dos fatores giromagnéticos adotados foram os correspondentes ao do núcleon livre (vide seção 2.6).

Excitação de 1 próton e 3 nêutrons

A configuração $1p3n$ indica que, no cálculo de Modelo de Camadas, é possível ter um espaço de configurações no qual um próton pode ser excitado ocupando os orbitais na camada pf e no máximo três nêutrons, de maneira a possibilitar que quatro núcleons sejam excitados do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$, pois três nêutrons já se encontram fora do caroço inerte. Na figura 5.1 são apresentadas as previsões para os níveis de energia obtidas pelo Modelo de Camadas, considerando quatro interações residuais (KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1), juntamente com os primeiros estados excitados, de 2^+ a 7^+ do núcleo ^{58}Co . Neste cálculo foram necessários 6600 elementos de matriz. No espaço de configurações considerado nota-se que os níveis experimentais não são bem descritos pelo modelo para nenhuma interação residual utilizada. A interação que melhor descreve os primeiros estados excitados do núcleo ^{58}Co é a FPD6. Podemos observar também que ocorre a inversão do momento angular do estado fundamental para as interações KB3, KB3G e GXPF1. Os resultados obtidos com a interação FPD6 reproduzem o estado fundamental e predizem que os estados 4^+ e 5^+ sejam praticamente degenerados.

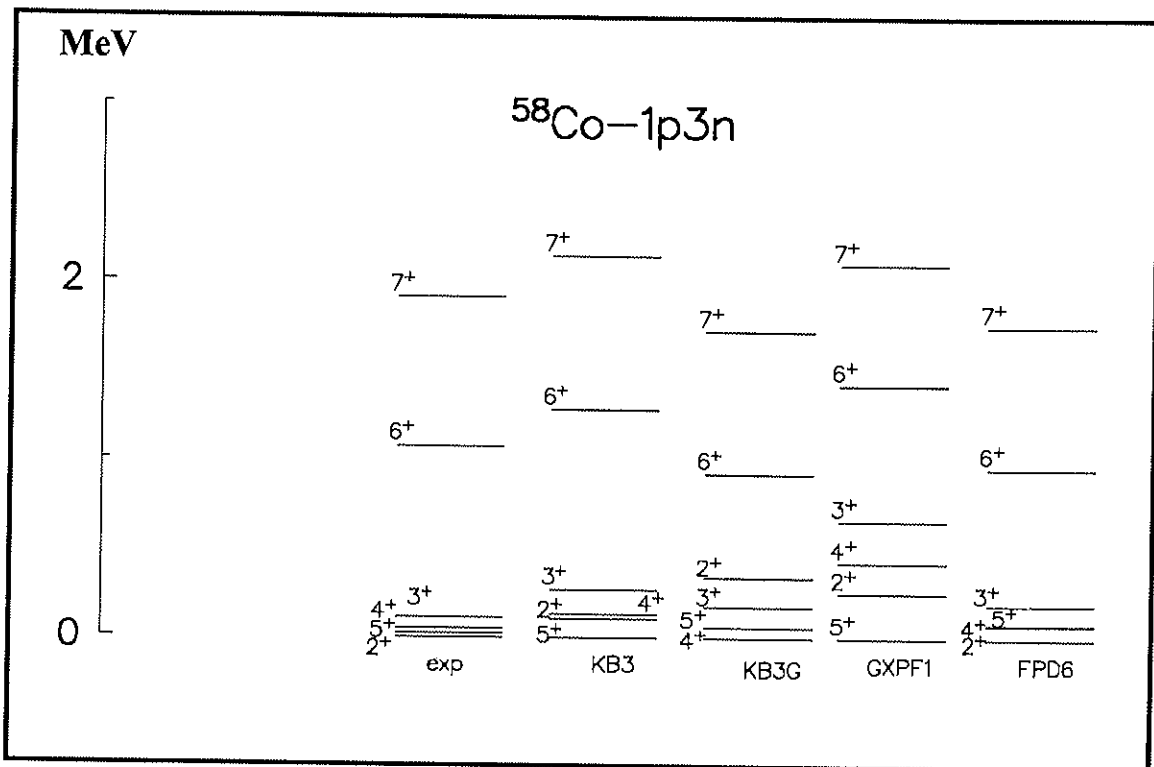


Figura 5.1. Comparação entre os resultados teóricos obtidos com o programa Antoine utilizando as interações residuais KB3, KB3G FPD6 e GXPF1, com os resultados experimentais, para os primeiros níveis excitados de energia do ^{58}Co , no espaço de configurações $1p3n$.

Excitação de 5 prótons e 5 nêutrons

Com a finalidade de encontrar uma melhor descrição dos estados excitados do ^{58}Co foi aumentado o espaço de configurações para $5p5n$. Neste espaço é permitido que até cinco prótons ou cinco nêutrons sejam excitados e ocupem os estados da camada pf , totalizando um número máximo de oito núcleons a serem excitados. Como pode ser observado na figura 5.2, três nêutrons que se encontram fora do caroço inerte também podem ocupar os níveis acima ($f_{5/2}$ e $p_{1/2}$).

Camada pf

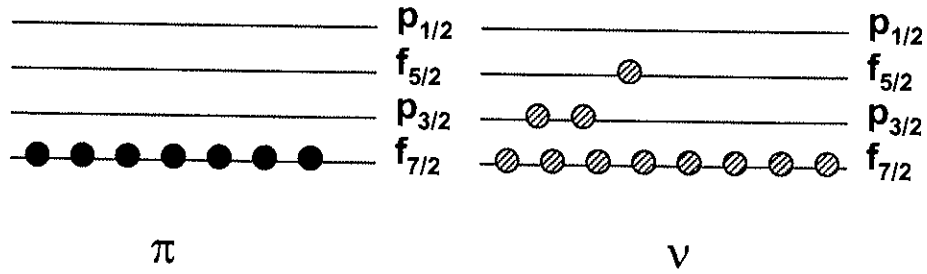


Figura 5.2. Esquema da ocupação dos níveis de energia, por prótons (π) e nêutrons (ν), na camada pf , caracterizando a configuração $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^1$

Este aumento no espaço de configurações só é possível devido ao avanço computacional das últimas décadas, já que para estes cálculos são necessários 57 milhões de elementos de matriz. Os resultados obtidos para os primeiros estados excitados do ^{58}Co podem ser observados na figura 5.3.

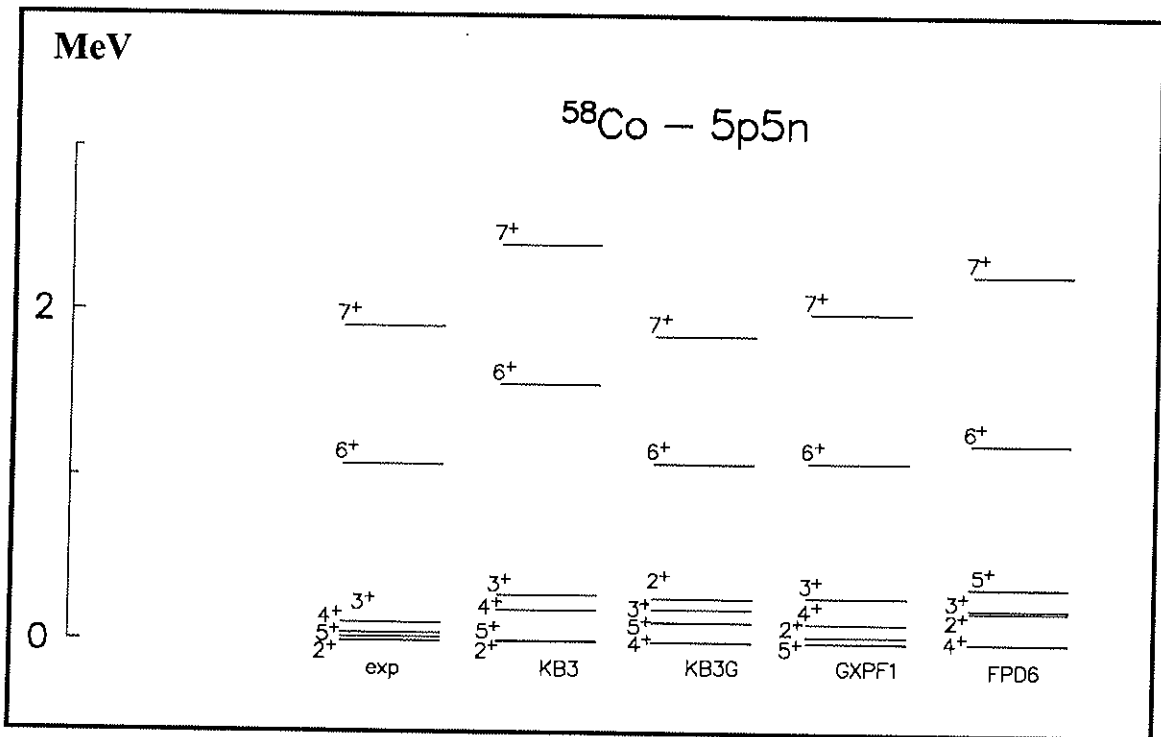


Figura 5.3. Comparação entre os resultados teóricos obtidos com o programa Antoine utilizando as interações residuais KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1, com os resultados experimentais, para os níveis excitados de energia do ^{58}Co . O espaço de configurações utilizado foi $5p5n$.

Observando a figura 5.3 fica evidente o melhor acordo entre os valores experimentais e teóricos. A interação KB3 consegue reproduzir o estado fundamental e a mesma seqüência dos estados excitados 2^+ e 7^+ , entretanto não reproduz muito bem a energia desses estados. A interação KB3G reproduz melhor as energias dos estados 6^+ e 7^+ , porém apresenta uma inversão na ordem dos quatro primeiros estados. Neste espaço de configurações a interação FPD6 não consegue mostrar a mesma concordância, em relação aos primeiros estados, que os apresentados nos cálculos considerando o espaço de configurações $1p3n$. Podemos observar que, utilizando a interação residual GXPF1 no espaço de configurações $5p5n$, os valores de energia e momento angular previstos utilizando o código Antoine estão em bom acordo com os valores encontrados experimentalmente, embora apresente uma inversão para os dois primeiros estados. A diferença de 47 keV entre o estado fundamental 5^+ e o primeiro estado excitado 2^+ é aceitável em cálculos utilizando o Modelo de Camadas. Os resultados de todos os cálculos efetuados nos mais variados espaços de configurações, considerados neste trabalho, confirmam a eficácia da interação GXPF1 na reprodução dos resultados encontrados experimentalmente. Este espaço, permitindo a excitação de até oito partículas na camada *pf*, também se mostrou adequado para a descrição deste núcleo.

Com a finalidade de confirmar a GXPF1 como sendo a interação residual adequada para núcleos que apresentam senhoridade³ na camada *pf*, foram efetuados os cálculos também para o ^{56}Co , utilizando as mesmas interações usadas para o ^{58}Co , no espaço de configurações $5p5n$. Na figura 5.4. podemos notar que, como previsto, a interação GXPF1 utilizando o código computacional Antoine é a que melhor representa os estados excitados para o núcleo ^{56}Co . A interação FPD6 também descreve bem os primeiros estados (4^+ a 10^+) deste núcleo, embora não reproduza muito bem a energia de excitação do estado 5^+ .

O fato de que as demais interações como a KB3, KB3G e FPD6 também reproduzam os resultados teóricos com bom acordo é devido ao ^{56}Co não apresentar um número muito grande de núcleons fora do caroço inerte, e portanto, considerar oito núcleons livres para ocuparem os orbitais na camada *pf*, garante um grande número de possibilidades para caracterizar o espaço de configurações.

³ O número que caracteriza a senhoridade está relacionado ao número de núcleons desemparelhados considerados fora do caroço inerte.

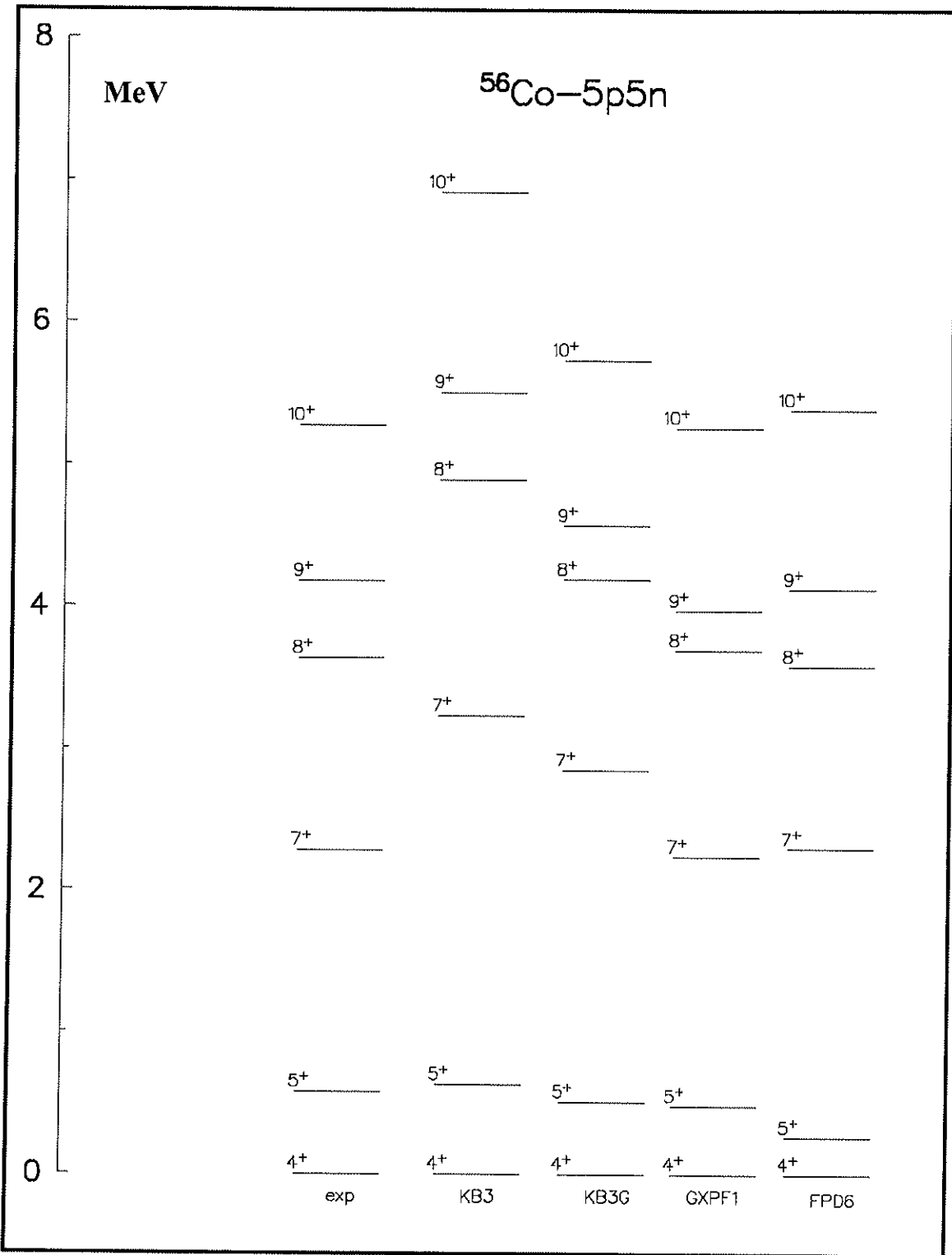


Figura 5.4. Comparação entre os resultados teóricos obtidos com o programa Antoine utilizando as interações residuais KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1, com os resultados experimentais, para os níveis de energia do ^{56}Co . O espaço de configurações utilizado foi $5p5n$.

O núcleo ^{60}Co , apresentando dois núcleons a mais que o ^{58}Co , também foi calculado utilizando a interação GXPF1 e código Antoine. Foram consideradas

excitações de até sete partículas do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$. Podemos notar na figura 5.5 que, mesmo considerando a interação residual GXPF1, é evidente que os primeiros estados excitados não são bem reproduzidos como no caso dos outros núcleos ímpar-ímpar vizinhos. Para uma boa descrição dos estados excitados deste núcleo seria necessário considerar um espaço de configurações muito maior.

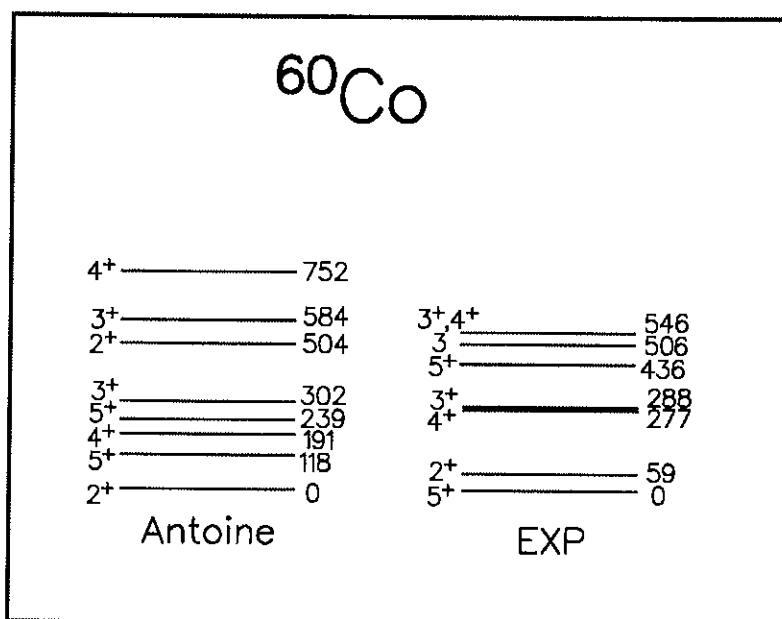


Figura 5.5. Comparação entre os resultados teóricos obtidos pela interação residual GXPF1, com os resultados experimentais, para os níveis excitados de energia do ^{60}Co . Foram consideradas excitações de até sete partículas do orbital $f_{7/2}$ para os orbitais $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$. As energias dos níveis estão em keV.

Esses resultados revelam que o estudo da estrutura nuclear do núcleo ^{58}Co é de grande importância no teste das limitações dos cálculos efetuados por Modelo de Camadas, seja no espaço de configurações como na escolha da interação residual proposta para descrever núcleos da camada pf , com um número considerável de núcleons fora do caroço inerte.

5.1.3. MSHELL

Utilizando a mesma interação residual, GXPF1, no mesmo espaço de configurações, $5p5n$, considerando que até oito núcleons poderiam ser excitados, os valores de energia e momento angular encontrados utilizando o código MSHELL são

praticamente iguais aos valores obtidos pelo código Antoine. Esta semelhança apresentada pelos dois códigos, confirma que os resultados apresentados pelos cálculos de Modelo de Camadas dependem apenas do espaço de configurações e da interação residual, desde que o código consiga fazer os cálculos na dimensão definida pelo número de excitações permitidas no modelo considerado.

Devido a limitações computacionais, os cálculos finais para a descrição do núcleo ^{58}Co foram realizados por T.Mizusaki⁴, ressaltando que os resultados teóricos referentes aos primeiros estados excitados 2^+ até 11^+ para as duas primeiras estruturas foram também reproduzidos pelo código Antoine. Nos cálculos feitos com o programa MSHELL foram utilizados os valores de carga efetiva: $q_{ef}^{\pi} = 1,23e$ e $q_{ef}^{\nu} = 0,54e$ para prótons e nêutrons, respectivamente. Os valores utilizados para os fatores giromagnéticos adotados foram os referentes ao núcleon livre (vide seção 2.6).

5.2. Confronto: Experimento e Teoria

5.2.1. Estados Excitados do Núcleo ^{58}Co

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos com o programa MSHELL considerando a interação GXPF1, com excitação de até oito núcleons, para a descrição da estrutura do núcleo ^{58}Co .

No confronto entre resultados experimentais e teóricos foram consideradas trinta e sete estados observados experimentalmente. A equivalência entre os resultados teóricos e experimentais foi feita com base nos valores dos níveis de energia e nas razões de ramificação⁵ (RR) do decaimento de raios γ . Os valores experimentais adotados para os momentos angulares dos níveis foram baseados nos critérios estabelecidos pela técnica de razão DCO⁶ (vide seção 4.2).

Os resultados teóricos também contribuíram para a construção do esquema de níveis experimental do núcleo ^{58}Co . Alguns estados excitados e algumas transições só foram possíveis de serem atribuídas a partir das previsões teóricas, principalmente os

⁴ Instituto de Ciências Naturais, Universidade de Senshu, Japão.

⁵ Branching Ratios

⁶ Todas as transições foram assumidas sendo dipolares magnéticas com $\Delta J=1$. Em 3 casos considerou-se $\Delta J=0$.

estados conectados por transições que apresentavam uma baixa estatística como o caso dos estados 3720 keV e 4568 keV, pertencentes à seqüência V e as transições 1132 keV e 1161 keV, pertencentes à seqüência IV do esquema de níveis experimental (vide figura 4.2, capítulo 4).

Na tabela 5.1 são apresentados os valores teóricos⁷ e experimentais para as energias dos níveis, energia das transições, spins e as razões de ramificação. Essas propriedades foram utilizadas na caracterização dos níveis de energia propostos para o núcleo ⁵⁸Co. Nesta mesma tabela são apresentadas as razões de ramificação da referência [Bh97].

Tabela 5.1. Valores experimentais obtidos e os calculados por Modelo de Camadas para o spin do estado inicial (J_i^π) e final (J_f^π), energia de cada nível identificado (E_{exp} e E_{LSSM}), energia da transição (E_γ) e as razões de ramificação. $|\Delta E|$ representa as diferenças em energia entre os valores experimentais e os calculados, para os níveis identificados no confronto de teoria e experimento.

J_i^π	E_{exp} (keV)	E_{LSSM} (keV)	J_f^π	E_γ (keV)	$ \Delta E $ (keV)	Razão de Ramificação		
						EXP	NDS	LSSM
2_1^+	0 ^a	46			46			
5_1^+	24,95(6) ^a	0			25			
4_1^+	53,15(7) ^a	110	5_1^+	28,30(15) ^a	57		43(5)	100
			2_1^+	52,96(13) ^a			100	0.0001
3_1^+	111,76(7) ^a	257	4_1^+	58,49(12) ^a	145		63(6)	100
			2_1^+	111,52(15) ^a			100	9
3_2^+	365,66(7) ^a	340	3_1^+	253,39(24) ^a	25		0,9(2)	-
			2_1^+	312,39(16) ^a			100(3)	100
5_2^+	374,3(9)	420	4_1^+	321,37(4)	45	100	100	100
			5_1^+	349,7(1)		0,60(4)	6,1(2)	15
4_2^+	457,9(8)	395	3_1^+	345,9(2)	63	10(1)	19,5(8)	1
			5_1^+	433,15(6)		100(10)	100(4)	100
			3_2^+	91,63(27) ^a		-	1,5(1)	
4_3^+	886(1)	1037	3_2^+	519,90(14) ^a	150		46(3)	49
			3_1^+	773,93(12) ^a			100(4)	100
			4_1^+	832,92(31) ^a			12(1)	-
			5_1^+	860,8(5) ^a			29(3)	3
			2_1^+					0.6
3_3^+	1042(3)	1124	4_2^+	584,6(8)	82	100(27)	100(5)	57
			3_2^+	675,1(2)		40(20)	51(5)	-
			2_1^+	1039,80(25) ^a		-	66(9)	0.6
			4_1^+					100
6_1^+	1076(1)	1081	5_2^+	702,1(2)	5	15(1)	100	10
			5_1^+	1050,9(1)		100(10)	-	100
5_3^+	1185,3(9)	1293	4_2^+	727,63(7)	102	100(1)	100(4)	100
			4_1^+	1131,9(4)		27(3)	30(3)	49
			5_1^+	1161(1)		9(2)	15(2)	30
			3_1^+			-	-	0.4
2_5^+	1353,47(13) ^a	1353	3_2^+	987,90(16) ^a	2		100(14)	100
			3_1^+	1241,53(20) ^a			42(10)	37

⁷ Obtida por cálculo de Modelo de Camadas com o programa MSHELL e interação GXPF1.

J_i^π	E_{exp} (keV)	E_{LSSM} (keV)	J_f^π	E_γ (keV)	$ \Delta E $ (keV)	Razão de Ramificação		
						EXP	NDS	LSSM
			4_1^+	1353,5(4) ^a			35(8)	0.5
6_2^+	1425(1)	1522	5_2^+	1050,37(5)	96	100(4)	100(11)	100
			5_1^+	1402(2)		3(1)	11,6(8)	31
7_1^+	1929,8(9)	1988	4_1^+		69	-	-	0.9
			6_2^+	505,13(5)		100(3)		100
			6_1^+			-		1
7_3^+	2314(1)	2429	5_2^+		115	-		7
			6_1^+	1237,64(14)		100(6)		100
			5_3^+			-		0.1
6_3^+	2735,2(9)	2209	5_3^+	1550,7(1)	525	88(5)		100
			6_1^+	1659,2(1)		100(6)		0.3
			5_2^+	2361,0(2)		51(3)		13
			5_1^+	2710(1)		10(2)		46
7_4^+	3068,2(9)	3008	6_3^+	333,06(4)	60	100(5)		44
			6_2^+	1644,2(6)		7(1)		90
			6_1^+	1991,9(1)		98(5)		100
			5_1^+			-		15
8_1^+	3395(1)	3473	7_1^+	1464,8(2)	79	100(5)		100
			6_2^+			-		1.3
			7_3^+			-		16
(8_2^+)	3720(2)	3682	7_3^+	1406,2(4)	39	100(11)		100
			7_1^+	1790,7(4)		61(6)		68
			6_1^+			-		5
8_4^+	3776(1)	4102	7_4^+	707,53(5)	326	100(4)		0.7
			7_3^+	1460,5(3)		11(1)		100
			7_2^+			-		46

^a valores obtidos da referência [Bh97].

Nas figuras 5.6 até 5.12 é possível verificar as comparações feitas entre as transições previstas e as obtidas experimentalmente para diversos estados excitados, de mesmo momento angular, para o ^{58}Co . Os níveis de energia de mais baixo spin (2, 3 e 4) foram comparados com valores experimentais que constam da literatura, e referem-se a estados não populados em nosso experimento. A base desta comparação foi o conhecimento prévio do estado fundamental 2^+ , assim como dos estados 3_1^+ , 4_1^+ e 5_1^+ [Bh97]. As larguras das setas referem-se aos valores de razão de ramificação de cada transição.

Spin 2

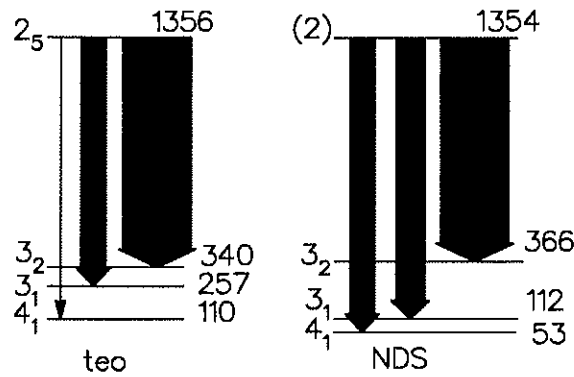


Figura 5.6. Esquema de decaimento para os estados de spin 2^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente na referência [Bh97]. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

A partir da comparação apresentada na figura 5.6 para o decaimento do estado 2^+ foi possível constatar a equivalência dos resultados para quatro estados excitados, sendo que a maior diferença obtida foi para o nível 3_1^+ , de 145 keV. Considerando que o estado de 1354 keV possui spin 2_5^+ , as transições entre os níveis $2_5^+ \rightarrow 3_2^+$ apresentam razões de ramificação compatíveis, sendo ambas de intensidade relativa de 100. As outras duas transições identificadas possuem ramificações de pequena intensidade, como pode ser observado na tabela 5.1, apresentando pequena diferença em energia. Para esse estado podemos verificar que os cálculos obtidos pelo Modelo de Camadas apresentaram um excelente acordo com os valores experimentais obtidos na literatura. Convém ressaltar que em nosso experimento o estado 2_5^+ não foi populado.

Spin 3

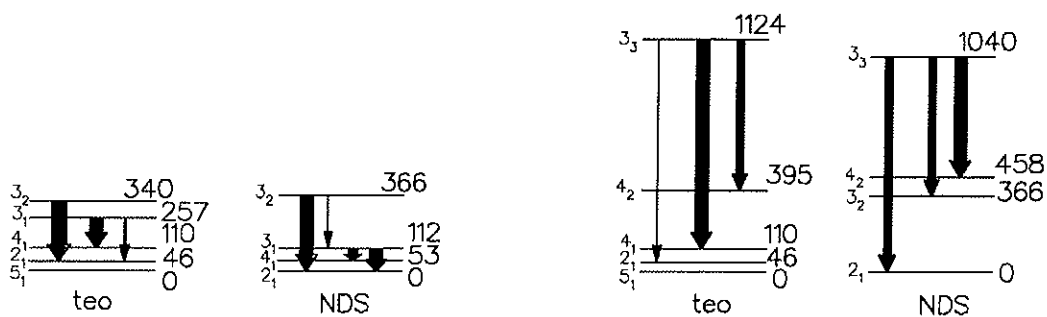


Figura 5.7. Esquema de decaimento para os estados de spin 3^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente na referência [Bh97]. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Os cálculos para os estados de spin 3^+ permitiram identificar os estados de spin 3_3^+ , 2_1^+ , 4_2^+ e 5_1^+ , mostrando a inversão para o spin do estado fundamental, sendo 2^+ experimentalmente e 5^+ o previsto pelo Modelo de Camadas (vide figura 5.7). A diferença em energia entre esses dois níveis é de apenas 47 keV, tornando perfeitamente aceitável esta inversão. As transições de 3_2^+ para 2_1^+ concordam em razão de ramificação sendo ambas de intensidade 100. O resultado apresentado pelo LSSM propõe uma ramificação de mesma intensidade (100) para a transição $3_1^+ \rightarrow 4_1^+$, sendo que experimentalmente ela é um pouco menor (63). A transição que conecta os estados $3_3^+ \rightarrow 4_2^+$ é bastante intensa (100), enquanto que teoricamente é esperada uma transição mais fraca (23).

Spin 4

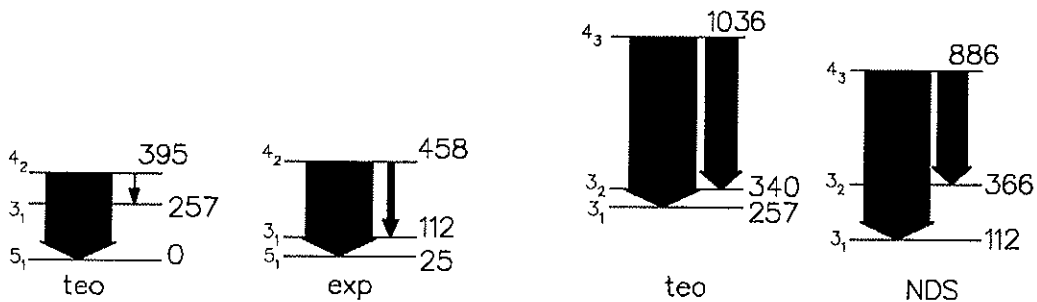


Figura 5.8. Esquema de decaimento para os estados de spin 4^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente neste trabalho. O estado de spin 4_3^+ foi comparado com o valor da referência [Bh97]. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Spin 5

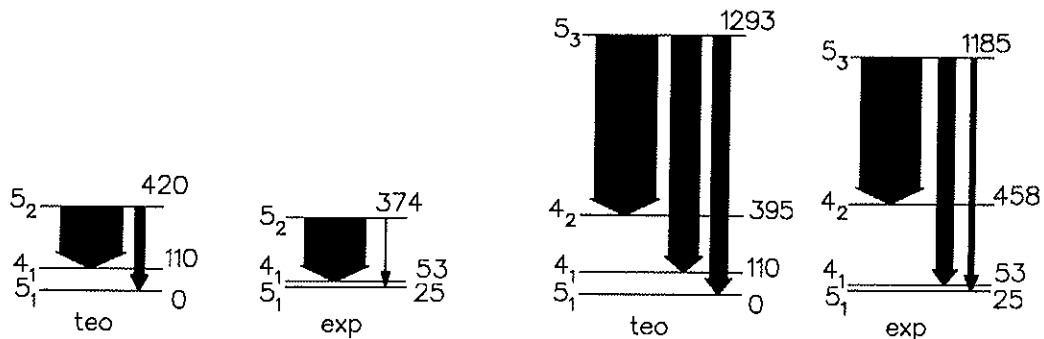


Figura 5.9. Esquema de decaimento para os estados de spin 5^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente neste trabalho. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Verificando alguns dos esquemas de decaimento referentes aos estados de spin 4^+ e 5^+ (vide figuras 5.8 e 5.9) constatamos a equivalência entre a energia prevista pelo LSSM sendo de 1036 keV e a da referência [Bh97] de 886 keV, para o 4_3^+ . As transições entre $4_3^+ \rightarrow 3_1^+$ e $4_3^+ \rightarrow 3_2^+$ mostram um ótimo acordo para os valores de RR. Foi possível identificar os estados 4_2^+ e 5_1^+ através das transições ocorridas entre $4_2^+ \rightarrow 5_1^+$, ambas apresentando razões de ramificação de 100, e entre $4_2^+ \rightarrow 3_1^+$, apresentando transições fracas. Os valores teóricos obtidos para as transições γ apresentadas no esquema, de spin $5_2^+ \rightarrow 4_1^+$ e $5_2^+ \rightarrow 5_1^+$, conseguem reproduzir muito bem os resultados experimentais. Os decaimentos que partem do estado 5_3^+ estão em ótimo acordo com nossos resultados experimentais, de forma que as três transições apresentadas entre os níveis $5_3^+ \rightarrow 4_2^+$, $5_3^+ \rightarrow 4_1^+$ e $5_3^+ \rightarrow 5_1^+$, além de possuírem diferença em energia menor que 100 keV, concordam nos valores das razões de ramificação, inclusive com os conhecidos na literatura [Bh97].

Spin 6

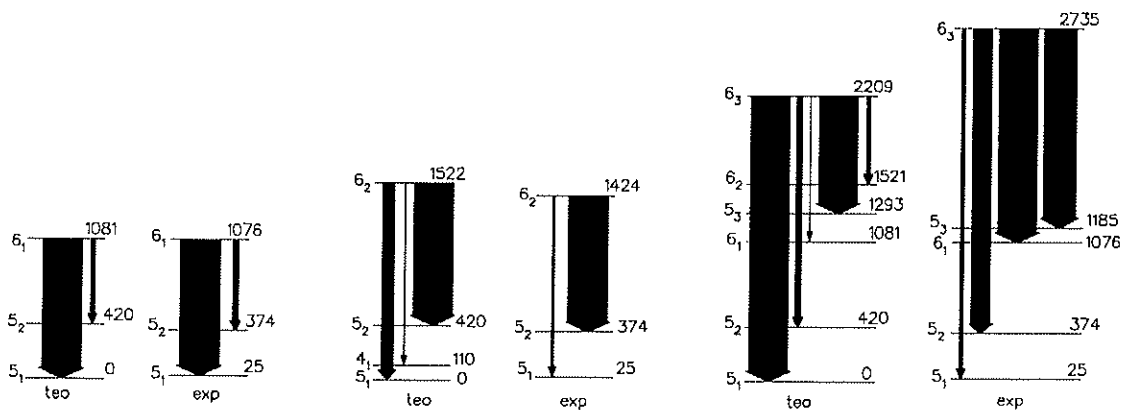


Figura 5.10. Esquema de decaimento para os estados de spin 6^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente neste trabalho. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

No caso do spin 6^+ , observando a figura 5.10, averiguamos a correspondência com a previsão teórica para os estados 6_1^+ , 6_2^+ e 6_3^+ . O estado 6_1^+ difere em energia de apenas 5 keV com os resultados experimentais e concorda plenamente no valor da razão de ramificação, tanto quando depopulado para o estado 5_2^+ como quando depopulado para o estados 5_1^+ . O valor apresentado experimentalmente na literatura para a RR da

transição $6_1^+ \rightarrow 5_2^+$ é de 100, diferindo bastante do nosso resultado e da previsão teórica. No decaimento ocorrido entre $6_3^+ \rightarrow 5_3^+$, a RR concorda com o valor previsto teoricamente, sendo que este é o estado a apresentar a maior discrepância em energia de 525 keV. Os raios γ que partem de 6_3^+ e populam os estados 5_1^+ , 5_2^+ e 6_1^+ apresentam valores de RR muito diferentes dos obtidos experimentalmente, contudo concordam com os valores das energias dos níveis.

Spin 7

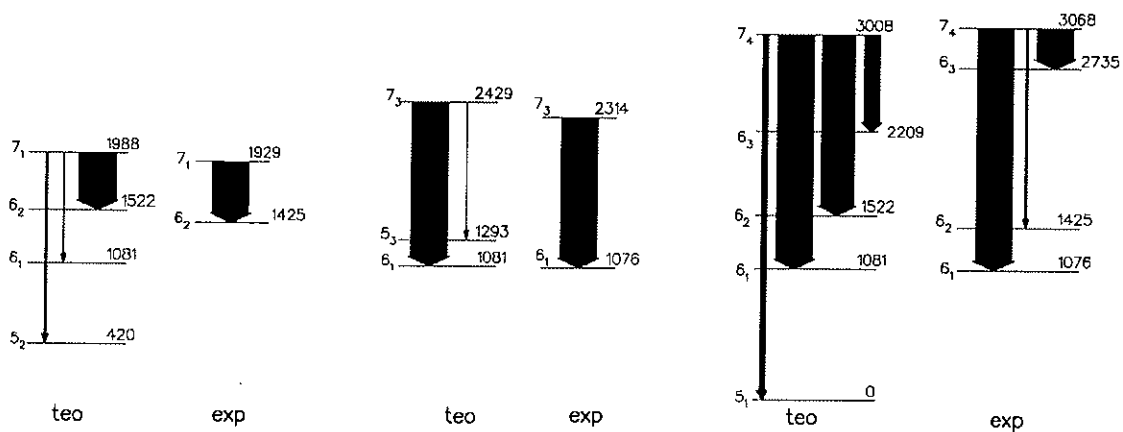


Figura 5.11. Esquema de decaimento para os estados de spin 7^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente neste trabalho. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

O estado 7_1^+ foi identificado a partir da transição $7_1^+ \rightarrow 6_2^+$. Pode-se observar na figura 5.11 a semelhança entre as energias dos níveis e das RR. Apesar de ter sido previsto teoricamente, experimentalmente não foi identificado o estado 7_2^+ . Também não foi possível observar o estado 8_3^+ que o alimentaria. Os estados 7_3^+ e 7_4^+ foram seguramente identificados com base nas propriedades caracterizadas na tabela 5.1. Teoricamente é prevista uma transição do nível $7_3^+ \rightarrow 5_3^+$ que não deve ter sido observada experimentalmente por ser muito fraca. O estado 7_4^+ foi identificado apesar da transição $7_4^+ \rightarrow 6_2^+$, prevista pelos cálculos, apresentar valor de RR muito diferente do valor obtido experimentalmente. Entretanto, as transições $7_4^+ \rightarrow 6_1^+$ e $7_4^+ \rightarrow 6_3^+$ são bem reproduzidas.

Spin 8

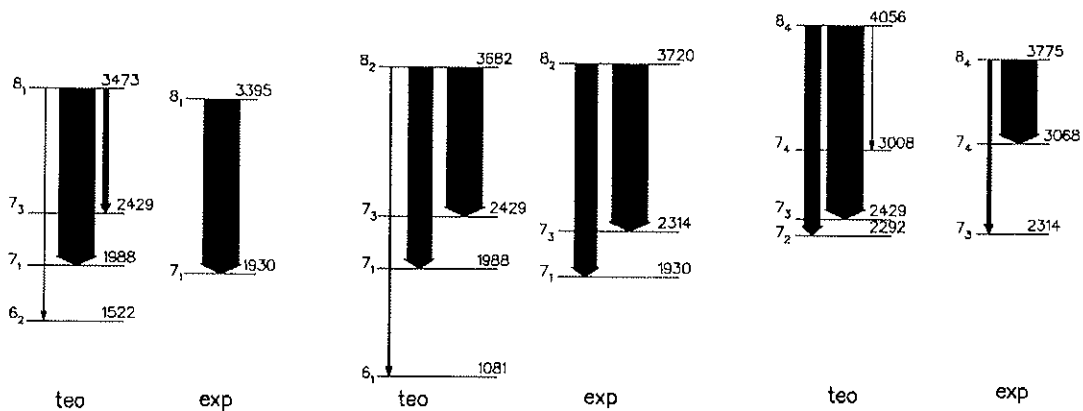


Figura 5.12. Esquema de decaimento para os estados de spin 8^+ previsto pelo LSSM e o obtido experimentalmente neste trabalho. Os valores apresentados à direita de cada nível são referentes à energia em keV.

Observando os valores que constam da tabela 5.1 pode-se confirmar a equivalência, entre teoria e experimento, dos estados de spin 8_1^+ e 8_2^+ (vide figura 5.12). Nota-se que depopulando o estado 8_1^+ aparecem três raios γ , sendo que experimentalmente apenas a transição que popula o 7_1^+ foi observada. O estado 8_2^+ é bem reproduzido pelos cálculos teóricos, exceto pela transição fraca entre $8_2^+ \rightarrow 6_1^+$ que não foi observada. Foi atribuída uma correspondência tentativa para o estado 8_4^+ que apresenta uma discrepância de 280 keV em relação ao valor experimental. Neste caso as RR previstas são bem diferentes daquelas obtidas experimentalmente.

A figura 5.13 mostra a equivalência entre os níveis de energia obtidos experimentalmente neste trabalho com os valores calculados pelo Modelo de Camadas utilizando a interação GXPF1. Foi feita a correspondência entre quatro padrões de decaimento para cada spin entre $J^\pi=3^+$ e $J^\pi=8^+$ e foram comparados com os dados de cada padrão de decaimento γ experimental dos níveis de mesmo spin. Apenas três níveis de spin 5 foram encontrados experimentalmente para poder evoluir o esquema de níveis para valores de mais altos spins, limitando o número de níveis de energia superiores a serem comparados com os cálculos. Experimentalmente foram encontrados seis níveis com spin 6, seis com spin 7, cinco de spin 8, quatro de spin 9 e dois níveis de spin 10. Apenas alguns estados desses citados foram comparados com os previstos pelo modelo. Também é possível notar nesta figura que a maior diferença encontrada entre dois níveis

de energia foi de 526 keV, devido a uma inversão que ocorreu entre o spin 6_3 e o spin 7_3 . Em sua maior parte, a diferença de energia entre dois níveis de energia comparados foi de aproximadamente 100 keV, com algumas discrepâncias atingindo até 200 keV em valores de spin maiores que $J^\pi=7^+$.

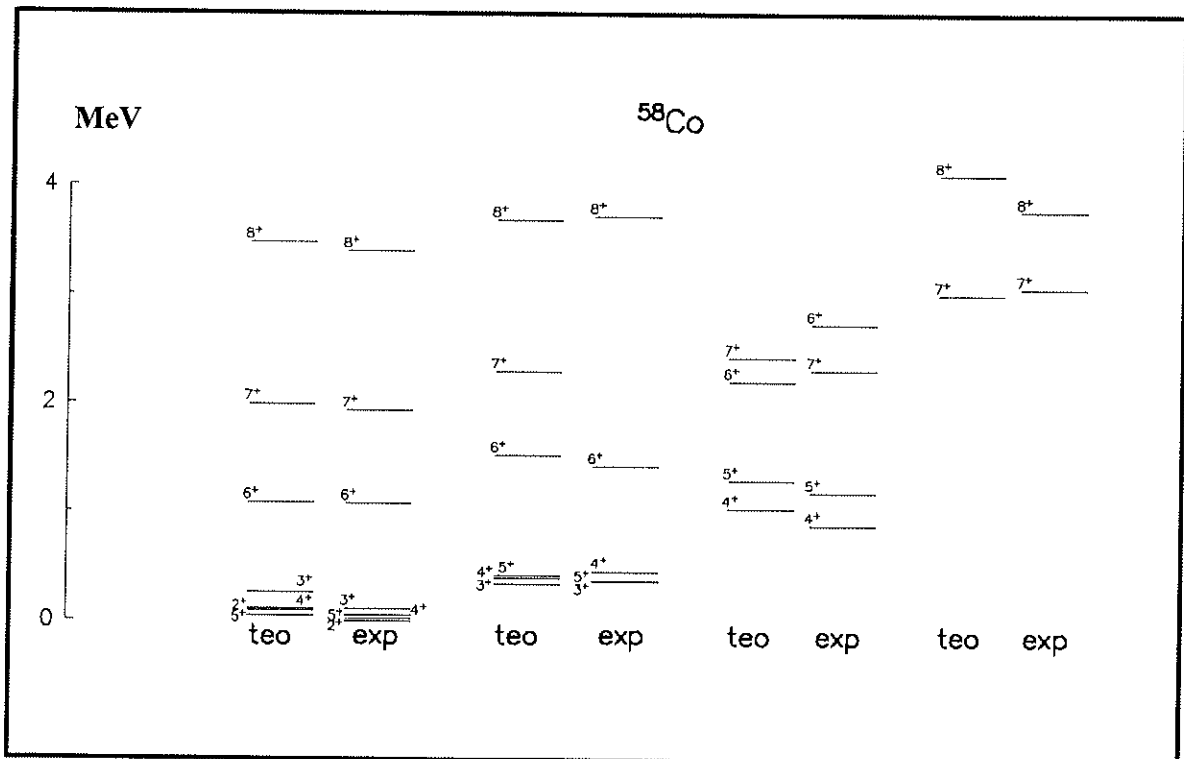


Figura 5.13. Comparação entre os resultados teóricos, obtidos pela interação residual GXPF1, e experimentais, para os níveis excitados de energia do ^{58}Co

Na tabela 5.2 apresentamos os números de ocupação, de prótons e nêutrons, para os orbitais da camada pf , obtidos pelo código MSHELL utilizando a interação GXPF1. Neste cálculo foi considerada a excitação de até oito núcleons.

Por meio da tabela 5.2 podemos notar que, para todos os estados nucleares, dos sete prótons considerados no espaço de configurações ocupando a camada pf , quase todos se encontram no orbital $f_{7/2}$, apresentando uma pequena fração nos orbitais $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$, a qual decresce conforme se aproxima do fechamento da camada, exceto para o estado 7_5^+ . No caso dos nêutrons, dos onze que populam a camada pf , cerca de oito ocupam o primeiro orbital da camada ($f_{7/2}$) e os restantes ocupam principalmente os orbitais $p_{3/2}$, $f_{5/2}$.

Tabela 5.2. Número de ocupação dos orbitais fornecidos pelo código MSHELL, utilizando a interação residual GXPF1, para os estados excitados do núcleo ^{58}Co .

Estado	PRÓTONS				NÊUTRONS			
	$1f_{7/2}$	$1p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$1p_{1/2}$	$1f_{7/2}$	$1p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$1p_{1/2}$
2^+_1	6,46	0,37	0,11	0,06	7,75	2,26	0,61	0,38
2^+_5	5,89	0,77	0,19	0,15	7,67	1,63	1,21	0,49
3^+_1	6,34	0,48	0,13	0,05	7,71	1,67	1,12	0,50
3^+_2	6,45	0,38	0,12	0,05	7,70	1,95	0,99	0,36
3^+_3	6,27	0,54	0,13	0,06	7,66	1,81	0,89	0,63
4^+_1	6,40	0,42	0,13	0,05	7,72	1,68	1,23	0,38
4^+_2	6,42	0,40	0,14	0,05	7,67	1,57	1,36	0,40
4^+_3	6,35	0,46	0,13	0,06	7,71	1,88	0,88	0,53
5^+_1	6,49	0,34	0,11	0,05	7,77	2,08	0,84	0,31
5^+_2	6,48	0,36	0,12	0,05	7,72	1,86	1,08	0,34
5^+_3	6,32	0,48	0,14	0,06	7,69	1,40	1,47	0,44
6^+_1	6,38	0,43	0,14	0,05	7,69	1,57	1,45	0,28
6^+_2	6,35	0,44	0,14	0,06	7,71	1,78	1,18	0,33
6^+_3	6,23	0,55	0,15	0,07	7,65	1,38	1,51	0,46
6^+_4	6,09	0,65	0,18	0,09	7,56	1,70	1,35	0,39
7^+_1	6,45	0,36	0,13	0,07	7,70	1,92	1,21	0,17
7^+_2	6,24	0,53	0,16	0,07	7,08	2,04	1,44	0,45
7^+_3	6,34	0,45	0,14	0,07	7,59	1,56	1,54	0,31
7^+_4	6,35	0,44	0,14	0,07	7,65	1,44	1,50	0,42
7^+_5	5,67	0,58	0,66	0,09	7,52	1,76	1,30	0,41
8^+_1	6,39	0,41	0,14	0,07	7,64	2,03	1,14	0,18
8^+_2	6,27	0,47	0,17	0,08	7,67	1,34	1,75	0,24
8^+_4	5,81	0,78	0,28	0,13	7,63	2,14	0,82	0,42
9^+_1	6,14	0,58	0,19	0,08	6,87	1,79	1,89	0,45

A previsão do número de ocupação para o orbital de nêutron $f_{7/2}$ para o estado 9_1^+ difere em quase uma unidade em relação ao número de ocupação do estado 8_1^+ , indicando diferentes configurações⁸. Esta interpretação justifica o fato da transição entre estes dois estados não ter sido observada experimentalmente.

Portanto, mesmo tendo conhecimento do grau de mistura de todos os estados pertencentes ao núcleo ^{58}Co , os resultados revelam uma predominância de ocupação do tipo $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{7/2}^1$, sendo um buraco de próton no orbital $f_{7/2}$, dois nêutrons no orbital $p_{3/2}$ e um nêutron em $f_{5/2}$.

Este confronto entre os resultados obtidos experimentalmente e os calculados pelo código MSHELL e interação residual GXPF1, mostra o poder de previsão deste tipo de método teórico para descrever a estrutura nuclear, como evidencia os limites de aplicabilidade em núcleos complexos, os quais apresentam um número relativamente

⁸ Diferentes funções de onda para os estados 8_1^+ e 9_1^+ .

grande de núcleons fora da camada fechada, mesmo considerando possíveis excitações do caroço no espaço de configurações.

5.2.2. Vidas médias do ^{58}Co

A partir dos resultados obtidos pelos cálculos de Modelo de camadas utilizando o código Antoine e interação residual GXPF1 foi possível fazer uma correspondência com os valores das vidas médias determinadas experimentalmente pelo método DSAM. Na tabela 5.3 apresentamos os valores das vidas médias referentes aos estados de energia E_i , com seus respectivos valores de spin e paridade, os quais são depopulados pelos raios γ de energia E_γ . Também serão apresentadas as razões de ramificação para as transições, os valores das probabilidades de transições reduzidas e as vidas médias determinadas através das estimativas de Weisskopf. Para esta estimativa foram consideradas as probabilidades de todas as transições que depopulam o nível.

Na tabela 5.3 podemos observar que o valor obtido experimentalmente para o estado 6_1^+ não discorda muito da estimativa de Weisskopf e está razoavelmente em acordo com o valor obtido pelo Modelo de Camadas. Observando as probabilidades de transição também é possível afirmar que o valor experimental sendo $>0,42 \mu_N^2$ é compatível, em ordem de grandeza, com o valor teórico de $0,32 \mu_N^2$. Este estado apresenta uma grande mistura de configurações na função de onda, sendo que as configurações mais importantes são $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^2 f_{7/2}^1$ (24%) e $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^1 f_{7/2}^2$ (11%), sendo que a primeira configuração é a mais provável. Esta análise também se confirma observando o número de ocupação dos orbitais utilizados pelo cálculo de Modelo de Camadas para o núcleo ^{58}Co apresentado na tabela 5.2.

O segundo estado a ser analisado é o 5_3^+ , sendo que o valor experimental de $0,14(2) ps$ é bem maior que o valor da estimativa de Weisskopf ($0,02 ps$) e concorda muito bem com o valor previsto pelo Modelo de Camadas ($0,10 ps$). As probabilidades de transição experimental, obtidas para este nível de energia, concordam com os valores teóricos previstos para as três transições que depopulam este nível. A mistura de configurações da função de onda deste estado confirma a ocupação descrita na tabela 5.2, entretanto, a configuração predominate para este estado, determinada pelo código Antoine, é a $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^1 f_{7/2}^2$ (17%).

Tabela 5.3. Valores da energia do raio γ (E_γ), razão de ramificação (RR), energia do nível experimental (E_i) e teórica (E_{LSSM}), spin e paridade do estado, valores das vidas médias obtidos experimentalmente (τ_{exp}), pelo Modelo de Camadas (τ_{LSSM}) e pela estimativa de Weisskopf (τ_w), assim como as probabilidades de transição reduzidas experimentais ($B(M1)_{exp}$) e teóricas ($B(M1)_{LSSM}$).

E_γ (keV)	RR (%)	E_i (keV)	$E_{i\ teo}$ (keV)	J^π	τ_{exp} (ps)	τ_w (ps)	τ_{lssm} (ps)	$B(M1)_{exp}$ (μ_N^2)	$B(M1)_{lssm}$ (μ_N^2)
1050,9(1)	86,6(12)	1076,0(9)	1081	6_1^+	<0,1	0,02	0,12	>0,42	0,32
702,1(2)	13,4(8)							>0,22	0,13
727,63(7)	73,2(9)	1185,3(9)	1313	5_3^+	0,14(2) ^a	0,01	0,10	0,76(11)	0,42
1131,9(4)	20(2)							0,055(9)	0,08
1161(1)	7(2)							0,018(5)	0,05
1050,37(5)	97,4(1)	1424,7(9)	1522	6_2^+	0,11(3)	0,01	0,08	0,43(11)	0,36
1402(2)	2,6(10)							0,005(2)	0,05
505,13(5)	100	1928,3(12)	1988	7_1^+	0,3(1)	0,25	0,57	1,5(5)	0,71
1554,0(2)	100	1929,8(9)		6^+	0,42(5)	0,01		0,036(4)	-
1237,6(1)	100	2314(1)	2292	7_3^+	0,23 ^{+0,08} _{-0,10}	0,02		0,13 ^{+0,05} _{-0,06}	
1550,7(1)	35,2(13)	2735,2(9)	-	6_3^+	0,25(10)	0,001	-	0,021(8)	
1659,2(1)	40,2(14)							0,020(8)	
2361,0(2)	20,5(10)							0,0035(14)	
2710(1)	4,1(8)							0,0005(2)	
333,06(4)	48,8(12)	3068,2(9)	-	7_4^+	0,11 ^{+0,01} _{-0,04}	0,003	-	6,8 ^{+0,6} _{-2,5}	
1644,2(6)	3,5(4)							0,0018 ^{+0,0003} _{-0,0007}	
1991,9(1)	47,7(12)							0,031 ^{+0,011} _{-0,003}	
1464,8(2)	100	3395(1)	3473	8_1^+	0,10(6)	0,01	0,03	0,18(11)	0,42
707,53(5)	89,9(3)	3775,7(9)	-	8_4^+	0,11(1)	0,01	-	1,29(12)	
1460,5(3)	10,1(6)							0,0017(2)	
704,0(1)	100	4480(1)	-	9^+	0,11(1)	0,09	-	1,47(13)	
578,35(4)	100	5058(1)	-	10^+	0,136(1 4)	0,16	-	2,14(22)	
943,95(7)	100	6002(1)	-	11^+	0,090(9)	0,04	-	0,74(7)	

^a ($\tau = 0,20^{+0,09}$ _{-0,06} ps ; $\tau = 0,24^{+0,11}$ _{-0,07} ps) [Bh97]

Para o estado 6_2^+ , de energia 1424,7(9), o valor experimental encontrado para a vida média é $\tau_{exp}=0,11(3)$ ps. Este valor é equivalente ao obtido teoricamente, de 0,08 ps, porém difere um pouco do valor estimado por Weisskopf. Os valores experimentais das probabilidades de transição reduzidas B(M1) estão em ótimo acordo com os valores obtidos pelos cálculos de LSSM. Este estado também apresenta uma função de onda muito misturada onde a configuração predominante é a $\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} \otimes \nu p_{\frac{1}{2}}^2 f_{\frac{1}{2}}^1$ (29%).

O estado de energia 1928,3(12), 7_1^+ , sugere um valor experimental para a vida média em melhor acordo com a estimativa de Weisskopf do que com o valor obtido pelo Modelo de Camadas (vide a tabela 5.3). Também são notáveis os diferentes valores para as B(M1), teórico e experimental, referentes à transição de 505,13(5) keV que depopula este estado. Apesar da boa concordância com a estimativa de Weisskopf, os resultados podem indicar que a função de onda, representada no cálculo teórico, não contempla todas as configurações necessárias para a descrição deste estado. Uma outra possibilidade seria não estar sendo feita corretamente a correspondência do estado em questão. Esta hipótese deve ser a mais remota, pois na identificação do estado, foi levado em conta a energia e spin do nível, assim como a razão de ramificação. Tais valores estão em ótimo acordo com os valores experimentais (vide tabela 5.1). A configuração predominante deste estado é $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^2 f_{7/2}^1$ (43%).

Foi possível obter o valor da vida média do estado 1929,8(9) keV, 6^+ , depopulado unicamente pelo raio γ de energia 1554,0(2) keV, obtendo o valor $\tau_{\text{exp}}=0,42(5)$ ps. Convém ressaltar que este estado não foi identificado como um dos previstos pela teoria, ou seja, os cálculos efetuados pelo Modelo de Camadas sugerem um estado com esta mesma energia, emitindo o mesmo raio γ , porém falha em todas as outras características previstas, como a multipolaridade da transição. A multipolaridade prevista para esta transição é quadrupolar, entretanto esta transição apresentou experimentalmente um caráter dipolar (vide tabela 4.1). Esses resultados sugerem que o estado que estamos analisando não é o mesmo estado que o previsto pelos cálculos teóricos. A vida média deste estado também não consegue ser descrita pelo modelo simplificado de Weisskopf.

O último estado para o qual foi possível fazer uma correspondência com cálculos teóricos foi o estado 8_1^+ , a 3395(1) keV, apresentando um valor de vida média de $\tau_{\text{exp}}=0,10(6)$ ps. Este valor difere bastante da estimativa de Weisskopf, mas, dentro das incertezas, o valor pode estar de acordo com a previsão de LSSM, 0,03 ps. O valor teórico determinado para a probabilidade de transição reduzida B(M1) é aproximadamente duas vezes maior que o valor obtido experimentalmente. Este estado apresenta uma função de onda composta por várias configurações, porém é evidente a predominância da configuração $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{7/2}^2 f_{7/2}^1$ (44%), de acordo com os resultados representados pela ocupação dos orbitais do núcleo ^{58}Co (vide tabela 5.2).

Os demais estados que constam da tabela 5.3 só puderam ser comparados com as estimativas de Weisskopf, mostrando que para quase todos os estados as estimativas estão abaixo dos valores obtidos experimentalmente. Entretanto, as estimativas para os estados de spin 9^+ de 4480(1) keV, 10^+ de 5058(1) keV e 11^+ de 6002(1) keV revelam a característica de excitação de partícula independente.

De modo geral os valores das probabilidades de transição reduzidas $B(M1)$ calculadas pelo Modelo de Camadas reproduzem razoavelmente bem os valores experimentais, indicando que as correspondências estabelecidas para estes estados estão corretas. Além disso, o espaço de configurações considerado ($5p5n$), assim como a interação residual GXPf1, mostrou-se adequado para a descrição da estrutura do núcleo ^{58}Co .

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho foi estudada a estrutura nuclear do núcleo residual ^{58}Co obtido da reação de fusão-evaporação de $^{10}\text{B}+^{51}\text{V}$, após a emissão de um próton e dois nêutrons. Este núcleo ímpar-ímpar é de grande interesse científico para estender a sistemática dos núcleos na região de massa $A=60$, dando continuidade à compreensão das características estruturais dos núcleos na camada *pf*. Por apresentar um grande número de núcleons fora da camada fechada, com sete prótons e onze nêutrons a serem excitados fora do caroço inerte do ^{40}Ca , o estudo do núcleo ^{58}Co é muito importante para se comprovar a validade dos modelos teóricos, desenvolvidos para descrever a estrutura nuclear. O ^{58}Co se encontra no limite da capacidade dos cálculos computacionais utilizando o Modelo de Camadas em Larga Escala, sendo este o modelo teórico utilizado neste trabalho.

Para a realização deste estudo foram necessários dois experimentos, um utilizando alvo grosso para obter forma de linha devido ao efeito Doppler e se determinar os valores de vidas médias dos estados excitados do ^{58}Co e outro utilizando alvos finos para possibilitar a montagem do esquema de níveis deste núcleo.

O esquema de níveis proposto foi construído partindo do conhecimento dos estados de baixos valores de momento angular, sendo estendido até uma energia de aproximadamente 8 MeV e momento angular $J^\pi=11^+$. Foram encontradas quarenta e sete novas transições que depopulam trinta e sete novos estados. Os valores de momento angular atribuídos aos estados que compõem o esquema de níveis proposto, basearam-se nos cálculos das Razões Direcionais de Correlações Orientadas, as quais indicam a multipolaridade da transição que depopula um determinado estado. Vale

ressaltar que praticamente todos os raios γ observados neste estudo apresentaram multipolaridade dipolar $M1$.

Foram realizados cálculos de Modelo de Camadas por dois códigos computacionais equivalentes, Antoine e MSHELL, utilizando as interações residuais KB3, KB3G, FPD6 e GXPF1 nos espaços de configurações considerando até quatro núcleons a serem excitados do orbital $f_{7/2}$ para $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $p_{1/2}$ e também considerando até oito núcleons livres ($5p5n$). Os resultados que melhor reproduziram a estrutura nuclear encontrada experimentalmente foram os fornecidos pelo cálculo no espaço de configurações $5p5n$ com a interação residual GXPF1. Esta interação foi desenvolvida recentemente para ser aplicada em cálculos de núcleos que apresentam núcleons livres na camada pf . Esta interação reproduz muito bem o isótopo ímpar-ímpar ^{56}Co , o qual apresenta dois núcleons a menos que o ^{58}Co . Entretanto, não consegue reproduzir bem nem os primeiros estados do isótopo ^{60}Co , o qual apresenta dois núcleons a mais, sugerindo a necessidade de um maior espaço de configurações a ser considerado. Os resultados teóricos apresentados para o ^{58}Co mostraram um bom acordo com o esquema de níveis proposto neste trabalho, sendo identificados dezenove estados dentre os trinta e sete estados encontrados experimentalmente. Nesta identificação foram considerados os valores das energias de cada estado, as razões de ramificação experimental e teórica bem como os valores de momento angular de cada nível de energia.

Um teste mais rigoroso para o Modelo de Camadas é o confronto com os valores experimentais das probabilidades de transição, já que estas estão diretamente relacionadas com as funções de onda dos estados. Foram medidas as vidas médias de treze estados excitados do núcleo ^{58}Co , utilizando a técnica do efeito Doppler atenuado (DSAM). A partir da correspondência entre os níveis de energia experimentais e os calculados pelo LSSM, foi possível comparar os valores das vidas médias dos estados 5_3^+ , 6_1^+ , 6_2^+ , 7_1^+ e 8_1^+ . Os resultados confirmaram os estados nucleares identificados dando maior confiabilidade ao esquema proposto. Também é possível afirmar que o Modelo de Camadas em Larga Escala, no espaço de configurações considerado ($5p5n$) e utilizando a interação GXPF1, reproduz com eficiência as vidas médias dos estados do núcleo ^{58}Co . Confirmamos através deste estudo que, para núcleos mais complexos, apresentando núcleons fora da camada do número semi-mágico 28, não é possível

considerar como caroço inerte o ^{56}Ni . Nesse caso é necessário permitir excitações do caroço de forma a reproduzir bem a estrutura dos núcleos próximos ao ^{56}Ni .

As funções de onda de todos os estados apresentaram uma grande mistura de configurações sendo que na maioria dos níveis de energia houve a predominância da configuração $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{3/2}^2 f_{5/2}^1$. Desta forma, pode-se afirmar que o ^{58}Co tem o comportamento bastante complexo, praticamente de um núcleo esférico, com excitações de partícula e buraco. Os estados de energia são formados principalmente por um buraco na camada $f_{7/2}$ e três nêutrons sendo dois ocupando o orbital $p_{3/2}$ e um o orbital $f_{5/2}$. Embora tenha sido possível obter os valores das probabilidades de transição de apenas alguns dos novos níveis de energia identificados, foi confirmado o acordo dos valores previstos pelo Modelo de Camadas.

Para ampliar o estudo dos núcleos nessa região de massa no laboratório Pelletron, seria interessante medir as vidas médias de um maior número de estados excitados do núcleo ^{58}Co , assim como as vidas médias do isótopo ^{56}Co . Além disso, o estudo dos estados de alto spin do núcleo ^{60}Co , populados com íons pesados, traria novas informações dando subsídios para um teste ainda mais rigoroso da interação residual e do espaço de configurações a ser considerado no cálculo de Modelo de Camadas em Larga Escala.

Referências

- [Ala03] J. A. Alcântara-Núñez, et al., Nucl. Inst. Meth. A **497**, 429 (2003).
- [Alb03] J. A. Alcântara-Núñez, Tese de doutorado, IFUSP (2003).
- [Ar00] N. Argaman and G. Makov, Amer. Jour. Phys. **68**, 69 (2000).
- [Ba10] H. Bateman, Proc. Cambridge Phil. Soc. **15**, 423 (1910).
- [Ba75] A. Bohr and B. Mottelson – Nuclear Structure Vol. I (1969) e II Benjamin, NY (1975).
- [Ba85] B. A. Brown et al. – OXBASH code, Technical Report 524, MSU-NSCL (1985).
- [Ba88] B. A. Brown and B. H Wildenthal, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 29 (1988).
- [Ba94] D. Bazzacco, Comunicação Particular, INFN Sezione di Padova, Italy, (1994).
- [Be46] H. Becquerel, *El descubrimiento de la radiactividad*. Introdução e tradução de Cortés Pla. Buenos Aires: Espasa-Calpe (1946).
- [Bf01] F. Brandolini, et al., Nucl. Phys. A **693**, 517 (2001).
- [Bf02] F. Brandolini, et al., Phys. Rev. C **66**, 024304 (2002).
- [Bf05] F. Brandolini and C. A. Ur – a ser publicado.
- [Bh97] M. R. Bhat, Nuclear Data Sheets **80**, 789 (1997).
- [Bo13] N. Bohr, Phil Mag. **26**, 1 (1913).
- [Bp77] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans – Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy, North-Holland (1977).
- [Br75] B. J. Brunner, et al., Phys. Rev. C **11**, 1042 (1975).
- [Br98] F. Brandolini, R. V. Ribas, Nucl. Instr. and Meth. A **417**, 150-157 (1998).
- [Ca03] O. L. Caballero, et al., Phys. Rev. C **67**, 024305 (2003).
- [Ce94] E. Caurier, A. P. Zuker, A. Poves and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. C **50**, 225 (1994).

- [Ce99] E. Caurier, F. Nowacki , *Acta Physica Polonica* **30**, 705 (1999).
[Ce04] E. Caurier, et al., preprint, arXiv:nucl-th/0402046 (2004).
- [Ck65] S. Cohen and D. Kurath, *Nucl. Phys.* **73**, 1 (1965).
- [Cu69] W. M. Currie, *Nucl. Instr. and Meth.* **73**, 173 (1969).
- [Cu98] P. Curie, M.S. Curie, G. Bémont, Sur une nouvelle substance fortement radioactive, contenue dans la pechblende. *Comptes Rendus*, **127**, 1215 (1898).
- [Dr86] J. E. Draper, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* **247**, 481-506 (1986).
- [Ej89] H. Ejiri and M. J. A. de Voigt – *Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*, Claredron Press (1989).
- [El70] B. Elandsson and A. Marcinkowski, *Nucl. Phys. A* **146**, 43 (1970).
- [Fh69] J. B. French, E. C. Halbert, J. B. McGrory, and S. S. M. Wong - *Adv. Nuc. Phys.*, p.193, Plenum press, NY (1969).
- [Ga58] C. J. Gallagher, Jr and S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.* **111**, 1282 (1958).
- [Ga80] A. Gavron, *Phys. Rev. C* **21**, 230 (1980).
- [Ga90] J. Gascon, et al., *Nucl. Phys. A* **513**, 344-372 (1990).
- [Hc71] E. C. Halbert, et al., *Adv. Nuc. Phys.*, Plenum press, NY (1971).
- [Hm02] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown and T. Mizusaki, *Phys. Rev. C* **65**, 061301 (2002).
- [Hm04] M. Honma, et al., *Phys. Rev. C* **69**, 034335 (2004).
- [Ia66] M. Ichimura and A. Arima, *Prog. Theor. Phys.* **36**, 296 (1966).
- [IE73] *IEEE Trans. On Nuclear Science*, NS20, n.2 (1973)
- [Ja75] F. James and M. Roos, *Comp. Phys. Commun.* **10**, 343 (1975).
- [Jr02] R. V. F. Janssens et al., *Phys. Letters B* **546**, 55 (2002).
- [Kb66] T. T. S. Kuo and G. E. Brown, *Nucl. Phys. A* **114**, 241 (1968).
- [Kb68] K. Kumar and M. Baranger, *Nucl. Phys. A* **110**, 529 (1968).
- [Kr04] F. Krmpotic, notas de aula, IFUSP (2004).
- [Kr76] Kenneth S. Krane – *Introductory Nuclear Physics* – NY (1976)

- [Kr73] Kenneth S. Krane, R. M. Steffen and R. M. Wheeler, Nucl. Data Tables **11**, n°5 (1973).
- [La03] A. F. Lisetskiy, et al., Phys. Rev. C **68**, 034316 (2003).
- [Li63] J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk **33**,14 (1963)
- [Ls99] S. M. Lenzi, et al., Phys. Rev. C **60**, 021302 (1999).
- [Mh04] M. Hagemann, et al., Phys. Letters B **579**, 251 (2004).
- [Mi86] W. M. Milner – Holifield Heavy Ion Research Facility Computer Handbook – Oak Ridge National Laboratory (1987).
- [Mm49] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949).
- [Mp03] P. F. Mantica, et al., Phys. Rev. C **67**, 014311 (2003).
- [Ms96] R. Machleidt, F. Sammaruca and Y. Song, Phys. Rev C **53**, R1483 (1996)
- [My76] H. Morinaga and T. Yamazaki – In-beam Gamma-Ray Spectroscopy, NH (1976).
- [Mz99] T. Mizusaki, et al., Phys. Rev. C **59**, 1846 (1999).
- [Mz00] T. Mizusaki, RIKEN Accel. Prog. Rep **33**,14 (2000).
- [Mz01] T. Mizusaki , T. Otsuda, M. Honma and B. A. Brown, Phys. Rev. C **63**, 044306 (2001).
- [Mz02] T. Mizusaki, et al., Nucl. Phys. A **704**, 190c (2002).
- [NNDC] National Nuclear Data Center , <http://www.nndc.bnl.gov>
- [Ns55] S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29** (1955).
- [No70] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, Nucl. Data Tables A **7**, 233 (1970).
- [Np79] P. J. Nolan and J. F. Sharpey-Shafer, Rep. Prog. Phys. **42**, 1 (1979).
- [Ol02] C. D. O’Leary, et al., Phys. Lett. B **525**, 49 (2002).
- [Ot98] T. Otsuka, M. Honma, T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. **91**, 1588 (1998).
- [Pa97] M. Palacz, et al., Nucl. Phys. A **627**, 162 (1997).
- [Pe76] E. Pasquini and A. P. Zuker - Physics of Medium light nuclei, Editrice Compositrice, Bologna (1977).
- [Ps81a] A. Poves and A. P. Zuker, Phys. Rep. **71**, 141 (1981).

- [Ps81b] A. Poves and A. P. Zuker, Phys. Rep. **70**, 235 (1981).
- [Ps01] A. Poves, J. Sánchez-Solano, E. Caurier and F. Nowacki, Nucl. Phys. A **694**, 157 (2001).
- [Ra95] D. Radford, Nucl. Inst. Meth. A **361**, 297 (1995).
- [Re92] P. H. Regan, et al J. Phys. G **18**, 847 (1992).
- [Ri96] R. V. Ribas, et al., Ann. Rep. Nucl. Phys. Dep. IFUSP, 63 (1996).
- [Ri02] R. V. Ribas, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res A **483**, 830 (2002).
- [Ru99] D. Rudolph, et al., Eur. Phys. Jour. A **4**, 115-145 (1999).
- [Rw91] W. A. Richter, M. J. van der Merwe, R. E. Julies and B. A. Brown, Nucl. Phys. A **523**, 325 (1991).
- [Si77] S. H. Sie, D. Ward, J. S. Geiger, R. L. Graham, H. R. Andrews, Nucl. Phys. A **291**, 443 (1977).
- [Sv93] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, M. C. M. Rentmeester and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **48**, 792 (1993).
- [Sv98] C. E. Svensson, et al., Phys. Rev. C **58**, R2621 (1998).
- [Ue02] Nobuko Ueta, Wanda G. P. Engel and Jorge J. G. leandro, Confecção de Alvos Nucleares, (2002).
- [Wb84] B. H. Wildenthal., Prog. Part. Nucl. Phys. **11**, 5 (1984).
- [Wc79] B. H. Wildenthal and W. Chung, Phys. Rev. C **19**, 164 (1979).
- [We91] J. C. Wells and N. R. Johnson – Report N0. ORNL-6689, 44 (1991).
- [Wr77] R. R. Whitehead, A. Watt, B. J. Cole and I. Morrison, Adv. Nuc. Phys., **9**, 123 (1977).
- [Ws95] R. B. Wiringa, V. G. Stoks and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
- [Xe71] A. C. Xenoulis and D. G. Sarantites, Nucl. Phys. A **170**, 369 (1971).