

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FÍSICA

ESPECTROSCOPIA GAMA do ¹⁰⁰Rh

Garabed Kenchian



ORIENTADOR: Prof. Dr Paulo Reginaldo Pascholati (USP)

TESE DE DOUTORAMENTO submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Andrés J. Kreiner (TANDAR)

Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)

Prof. Dr. Edgardo Browne (LBNL)

Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati (IFUSP)

Prof. Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes (UFF)

Paulo R. Pascholáh

berte ferir Coldas

São Paulo 1995

Prof, Iberê Luiz Caldaa Presidente da Comissão de Pós-Graduação

537.5352 K33e

ex.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Kenchian, Garabed

Espectroscopia gama do ¹⁰⁰Rh. São Paulo, 1995.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental. Área de Concentração: Física Nuclear. Orientador: Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati.

Unitermos: 1. Espectroscopia gama; 2. Radiatividade; 3. IBM; 4. Níveis do ¹⁰⁰Ru; 5. Decaimento do ¹⁰⁰Rh.

USP/IF/SBI - 45/95

Agradecimentos

Este trabalho não seria viável sem a colaboração direta ou indireta de diversas pessoas.

Gostaria de agradecer aos Professor Paulo R. Pascholati pela orientação e incentivo no decorrer do trabalho.

Ao Professor Iuda Dawid Goldman vel Lejbman também pela orientação e apoio desde o início de minha formação no laboratório.

Ao professor Vito R. Vanin pela leitura crítica deste trabalho.

Aos Professores Otaviano A. M. Helene e Vito R. Vanin pelas valiosas discussões relativas ao experimento e à análise estatística.

Ao Professor Manoel Tiago F. da Cruz pela sua amizade e constante incentivo.

Aos Professores J. Max Cohenca e Philippe Gouffon e ao Fabio Becherini pelo auxílio relativo às facilidades computacionais e com programação.

À Professora Cibele Bugno Zamboni, à Sonia Pompeu, ao André Luis Lapolli e ao José Agostinho Gonçalves de Medeiros pela colaboração.

Ao Wanderlei de Lima, Valdir Sciani e aos técnicos do Acelerador Cíclotron do IPEN pelas facilidades na produção da fonte.

Ao Professor Cesar A. A. Nunes pela colaboração relativa à teoria.

Ao Alexandre A. Malaforte, ao Jaime Marini Junior, ao Carlos Umberto Quinarelli, ao Odair Jimenes Martins e ao Eduardo Monteiro pela colaboração relativa a eletrônica.

Ao Grupo Gama do Péletron pelo empréstimo do supressor Compton.

Aos colegas Mauricio Moralles, Johnny F. Dias, Maria Lucia Yoneama, João Pacheco B. C. Melo, Carlos Takiya, Rodrigo M. de Oliveira, Paulo de Tarso Dalledone Siqueira, Paulo Beolchi Rios, David Bärg Filho, Marlete Pereira Meira Assunção, Reinaldo Guarino, Ricardo P. Teixeira e Marcos Amaku pelo companherismo.

A Rita Tereza dos Santos, do Laboratório de química, e á Vera Beatriz Canteiro, secretária do Laboratório do Acelerador Linear, pela ajuda constante.

A Mary Rose, minha esposa, pela paciência e compreensão.

i

Ao meu filho Caio Henrique

Resumo

O esquema de decaimento beta do ¹⁰⁰Rh foi estudado a partir de medidas de espectroscopia gama simples e coincidência gama-gama. Foram observadas e atribuídas ao decaimento beta do ¹⁰⁰Rh 132 transições gama, das quais 68 pela primeira vez.

Um número de 32 estados excitados do ¹⁰⁰Ru foram observados sendo que os de energia 2512 keV, 2536 keV, 2543 keV, 2569 keV, 2666 keV, 2745 keV, 2774 keV, 2801 keV e 3072 keV pela primeira vez a partir do decaimento do ¹⁰⁰Rh. Os valores de spin e paridade de vários estados foram propostos com base nas transições observadas, nos valores de log(ft) obtidos e nas informações de trabalho anteriores. A meia-vida do decaimento do ¹⁰⁰Rh também foi medida e o valor obtido foi de 20,2(1) h.

Um tratamento estatístico levando em conta a covariância foi utilizado no cálculo das energias das transições gama e dos níveis, das intensidades de transição gama e de alimentação beta.

Os estados excitados experimentais para o ¹⁰⁰Ru foram comparados com os obtidos do modelo de bósons interatuantes. Observou-se que este modelo, no limite algébrico SU(5) (correspondendo a um vibrador do modelo geométrico) com a inclusão da interação de 3 bósons (relacionada com deformação triaxial), produz um esquema de níveis bastante compatível com o esquema experimental.

iii



Abstract

The beta decay scheme of ¹⁰⁰Rh has been studied through simple gamma spectroscopy and gamma-gamma spectroscopy. With these two measurements, 132 gamma transitions have been observed and ascribed to the ¹⁰⁰Rh decay, 68 of them for the first time.

A number of 32 excited states of ¹⁰⁰Ru have been observed and some of them for the first time in the beta decay of ¹⁰⁰Rh (2512 keV, 2536 keV, 2543 keV, 2569 keV, 2666 keV, 2745 keV, 2774 keV, 2801 keV, and 3072 keV). A 20.2 h half life for the beta decay of ¹⁰⁰Ru has been measured and spin and parity values for several states have been proposed, taking into account the observed transitions, the calculated log(ft) values and the beta intensities.

A covariant statistical treatment has been used to calculate gamma transitions' energies and intensities, level energies and beta feeding intensities.

The experimental excited states of 100 Ru have been compared with those obtained from the interacting boson model. The algebraic SU(5) limit of this model (that correspond to an oscillator in the geometrical model), with the inclusion of 3 boson interaction (related with triaxial deformation), produces a level scheme in good agreement with experimental data.



Índice

1	Inti	oduçã	.0	1		
2	Esp	ectros	copia Simples	3		
	2.1	Produ	ıção das Fontes	4		
	2.2	jo Experimental	4			
		2.2. 1	Primeira Série - Medida com detector de germânio e blindagem			
			de ferro	5		
		2.2.2	Segunda Série - Medida com detector de germânio e supressor 👘			
			Compton	6		
		2.2.3	Terceira Série - Medida com detector para gamas de baixa			
			energia	7		
	2.3	Ajuste	e dos Fotopicos	9		
	2.4	Energ	ia das Transições Gama	11		
		2.4.1	Calibração de energia de um espectro simples	12		
		2.4.2	Interpolação	13		
		2.4.3	Cálculo da energia a partir de várias medidas	14		
	2.5	Intens	idade das Transições Gama	17		
		2.5.1	Calibração de eficiência do detector	18		
		2.5.2	Cálculo da intensidade relativa	19		
	2.6 Efeitos de Detecção					
		2.6.1	Escape simples e duplo	22		
		2.6.2	Empilhamento	24		
		2.6.3	Efeito soma	26		
		2.6.4	Fundo e contaminantes	30		
	2.7	Result	tados e Análise	31		
		2.7.1	Análise	44		
3	Coi	ncidên	cia Gama-Gama	50		
	3.1	Arran	jo Experimental	52		
		3.1.1	Primeira medida	52		
		3.1.2	Segunda medida	52		

	3.1.3 Eletrônica e aguisição de dados	۲O					
	3.2 Análise de Dados	. 33					
	3.3 Estimativa de Intensidade Relativa	56					
	34 Resultados Obtidos o Apólica	58					
	or resultados Obtidos e Allanse	59					
4	Alimentação β^+	00					
	4.1 Intensidade β^+ a Partir do Gama de Aniquilação	00					
	4.2 Medidas Realizadas	68					
	4.3 Resultados	70					
		71					
5	Meia-Vida do ¹⁰⁰ Rh	75					
	5.1 A Medida de Meia-Vida	10					
	5.2 Resultados	10					
		-77					
6	Esquema de Decaimento do ¹⁰⁰ Rh	81					
	6.1 Determinação do Esquema de Decaimento	01					
	6.2 Cálculo das Energias dos Níveis	01					
	6.3 Determinação das Intensidades de Alimentação Beta	00					
	6.4 Vínculos nas Intensidades de Alimentação Beta	80					
	6.5 Resultados Obtidos	88					
	6.6 Análise dos Resultados	91					
	one manage des resultatios	102					
7	Considerações sobre Modelos Coletivos Aplicados ao ¹⁰⁰ Ru 109						
8	Conclusões						
		113					
A	. Esquema do Decaimento do ¹⁰⁰ Rh da Literatura						
В	Propagação de Incertezas						
С	Vínculos Lineares entre Parâmetros						

Capítulo 1 Introdução

Os primeiros estados excitados do ¹⁰⁰Ru apresentam uma estrutura que se assemelha à de um oscilador. Esta semelhança, entretanto, desaparece rapidamente para os estados de maior energia. Modelos coletivos de oscilador anarmônico foram propostos para descrever a estrutura de níveis deste núcleo [1, 2], sendo que alguns trabalhos sugerem que o ¹⁰⁰Ru pertença a uma região de transição entre um vibrador e um rotor γ -instável [3, 4, 5] e trabalhos recentes sugerem a existência de deformações triaxiais [6, 7, 8]. A obtenção de informações detalhadas sobre a estrutura de níveis do ¹⁰⁰Ru é fundamental no teste destes modelos nucleares.

A elevada energia disponível (3,6 MeV) para o decaimento beta (β^+ e captura eletrônica) do ¹⁰⁰Rh faz com que uma grande quantidade de estados excitados do ¹⁰⁰Ru sejam populados, proporcionando um rico espectro de transições gama. Desta forma, o estudo detalhado de espectroscopia gama de alta resolução deste decaimento permite obter uma grande quantidade de informações relacionadas com a estrutura de níveis do ¹⁰⁰Ru até a energia de 3,5 MeV.

O esquema de níveis do ¹⁰⁰Ru foi estudado experimentalmente inicialmente em trabalhos envolvendo medidas do decaimento beta do ¹⁰⁰Rh e do ¹⁰⁰Tc [9, 10, 11, 12, 13]. Posteriormente foram realizadas medidas envolvendo excitação coulombiana [14], reações nucleares [15, 16, 17] e mais recentemente foram realizadas medidas envolvendo captura de nêutrons [18, 19, 20]. Os resultados destes trabalhos podem ser encontrados na compilação de Singh e Szucs [21] para isótopos de massa 100.

Analisando-se cuidadosamente o esquema de decaimento do ¹⁰⁰Rh apresentado na compilação de Singh e Szucs [21] (vide Apêndice A), observa-se algumas discrepâncias, como por exemplo, as discordâncias entre valores de energia obtidos para o nível de 3070 keV quando se utilizam transições distintas (algumas transições indicam valor de energia do nível igual a 3069 keV e outras 3071 keV). Estas discrepâncias, aliadas ao fato de terem sido observadas transições novas em medidas preliminares de espectroscopia gama simples e coincidência gama-gama do decaimento do ¹⁰⁰Rh realizadas por Kenchian [22], motivaram o presente trabalho que consiste no estudo dos estados excitados do ¹⁰⁰Ru a partir de medidas de espectroscopia gama simples e coincidência gama-gama.

A utilização de detectores gama de germânio de alta resolução em medidas de espectroscopia gama possibilita a obtenção de energias e intensidades de transição gama com grande precisão. Para tanto, uma série de cuidados experimentais devem ser tomados de forma a minimizar os erros experimentais provenientes das flutuações do sistema de aquisição, das não linearidades diferencial e integral e não linearidade local dos conversores analógicos-digitais, além de cuidados para minimizar a influência dos efeitos de detecção como o escape, a soma e o empilhamento. O tratamento estatístico utilizado nos cálculos envolvendo energias das transições e dos níveis, bem como nos cálculos das intensidades de transição e de alimentação beta, deve considerar as covariâncias nos ajustes e nas propagações de erros.

O Capítulo 2 descreve as medidas de espectroscopia gama simples realizadas, bem como o tratamento estatístico de dados utilizado. Os resultados obtidos também são apresentados. No Capítulo 3 as medidas de coincidência gama-gama com os respectivos resultados são apresentados. No Capítulo 4 são apresentados os resultados da medida de intensidade de alimentação β^+ . A obtenção da meia-vida da fonte de ¹⁰⁰Rh é descrita no Capítulo 5. O Capítulo 6 apresenta os resultados finais deste trabalho relativos ao esquema de decaimento, bem como o procedimento estatístico para obtenção das energias e intensidades de alimentação beta dos níveis excitados do ¹⁰⁰Ru. Uma discussão relativa à atribuição de spin e paridade é apresentada. O espectro de energia do ¹⁰⁰Ru obtido experimentalmente é comparado com o obtido do modelo de bóson interactuante (IBM) no Capítulo 7. Finalmente, no Capítulo 8 são apresentadas as conclusões deste trabalho.

Para maior simplicidade, as transições gamas e os níveis de energia foram referenciados pelo valor inteiro (truncado) da energia dos mesmos, sendo que os valores medidos das energias são apresentados em tabelas próprias. As matrizes de covariância citadas no trabalho não foram reproduzidas por serem grandes.

Capítulo 2

Espectroscopia Simples

Três séries de medidas de espectroscopia gama simples foram realizadas com a finalidade de determinar com precisão as energias e intensidades das transições gama que sucedem ao decaimento beta do ¹⁰⁰Rh. Cada série consistiu numa medida para a calibração de energia e eficiência (espectro de calibração), em medidas longas da fonte de ¹⁰⁰Rh (espectro da fonte) e em medidas do fundo radioativo na região do arranjo experimental mais a radioatividade devido à contaminação presente do envólucro de alumínio (espectro de fundo). Foram utilizados detectores e arranjos experimentais diversos em cada série, priorizando faixas distintas de energia do espectro gama, possibilitando a observação de transições gama dentro de uma faixa de energia entre 40 keV e 3600 keV.

Nas medidas do espectro de calibração, a fonte de ¹⁰⁰Rh foi medida simultaneamente com as fontes padrão. Esta etapa teve como objetivo determinar as energias das transições intensas da fonte e calibrar a eficiência do detector. Os valores obtidos das energias das transições intensas foram utilizados para calibrar o espectro da fonte (auto-calibração), permitindo a determinação das energias das transições pouco intensas. Este procedimento evita que variações no ganho da eletrônica de detecção devido, por exemplo, à mudança na taxa de contagem ou à oscilação da temperatura da Sala de Medidas durante o experimento, interfira na calibração de energia e, conseqüentemente, na determinação das energias. Um procedimento estatístico foi desenvolvido para compatibilizar os dados das três séries de medidas, procedimento que será descrito nas seções seguintes.

As medidas do espectro da fonte tiveram como finalidade a observação do maior número de transições pouco intensas e a determinação precisa de suas energias e intensidades. Devido à elevada estatística, foi observado um grande número de fotopicos provenientes de efeitos de detecção, como o escape simples, escape duplo, a soma e o empilhamento. Todos os picos identificados como efeitos de detecção, bem como os identificados como provenientes de contaminantes ou fundo, tiveram suas áreas estimadas e, nos casos em que a posição destes picos coincide com a posição de fotopicos da fonte de ¹⁰⁰Rh, as áreas destes últimos foram corrigidas.

2.1 Produção das Fontes

As fontes de ¹⁰⁰Rh ($t_{1/2}=20,8$ h), utilizadas nos diversos experimentos, foram produzidas através da reação ¹⁰⁰Ru(p,n)¹⁰⁰Rh utilizando o feixe de prótons do Acelerador Cíclotron do IPEN. Cerca de 15 mg de ¹⁰⁰Ru, isotopicamente enriquecido, na forma de pó metálico, foram divididas em 3 partes e acondicionadas em três envólucros de alumínio (pacotes). Para cada experimento, os pacotes eram irradiados por períodos de 4 horas obtendo-se atividades próximas de 1MBq (~30 μ Ci) para cada pacote. A corrente do feixe de prótons utilizada nas irradiações foi de 2 μ A e a energia foi degradada de 24 MeV para 14 MeV por uma lâmina de alumínio de 1,7 mm de espessura. As medidas de espectroscopia tinham início um dia após a irradiação (aproximadamente uma meia-vida da fonte de ¹⁰⁰Rh), de forma a permitir que contaminantes de meia-vida curta decaissem.

Durante cada série de medidas, os três pacotes eram combinados, variando o número e a ordem destes pacotes, de forma a manter a taxa de contagem do detector aproximadamente constante, aproveitando o fato de que cada pacote irradiado não ficava exatamente com a mesma atividade. Com isto foi possível prolongar a medida por um período de até 5 meias-vidas da fonte, sem variações significativas na taxa de contagem.

Um envólucro de alumínio idêntico aos dos pacotes anteriores, porém sem ¹⁰⁰Ru, foi irradiado nas mesmas condições com o intuito de se avaliar os contaminantes introduzidos pela folha de alumínio.

Uma fonte de ⁵⁶Co (t_{1/2}=77,3 dias) também foi produzida para calibração de energia na região de 800 keV a 3500 keV. Uma massa de 4 mg de ferro natural foi irradiada por um período de 1,5 horas utilizando o feixe de prótons do Acelerador Ciclotron do IPEN, produzindo a reação ⁵⁶Fe(p,n)⁵⁶Co. A corrente utilizada foi de 1,5 μ A e a energia degradada para 13 MeV, produzindo uma fonte com atividade final da ordem de 400 kBq (~10 μ Ci).

2.2 Arranjo Experimental

Em cada uma das três séries medidas de espectroscopia gama foram utilizados arranjos experimentais com detectores, blindagens e faixa de energia distintos. A primeira série de medidas teve como objetivo principal a observação do espectro gama numa faixa ampla de energia, bem como a determinação precisa das intensidades das transições gama mais intensas. A segunda série de medidas teve como objetivo principal a observação de transições pouco intensas. Para tanto utilizouse um supressor Compton e se procurou maximizar o número total de contagens.



Figura 2.1: Eletrônica e sistema de aquisição para medida de espectroscopia simples.

Na terceira medida procurou-se estudar a região de baixa energia do espectro (até 300 keV) utilizando um detector para baixa energia. As três séries de medidas foram utilizadas na determinação das energias das transições gama.

2.2.1 Primeira Série - Medida com detector de germânio e blindagem de ferro

Na primeira série de medidas foi utilizado um detector de germânio hiper-puro (HPGe-ORTEC) de volume igual a 50 cm³, eficiência relativa ao NaI, $\varepsilon_r = 10\%$, e resolução em energia de 1,7 keV (largura-a-meia-altura) para a linha de 1332 keV do ⁶⁰Co.

O detector foi associado à eletrônica padrão, que consistiu em um amplificador ORTEC 572 com rejeição de empilhamento e um conversor analógico digital (CAD) ORTEC 800. O sinal lógico do amplificador indicando empilhamento é conectado ao CAD no modo de anticoincidência.

O sistema de aquisição do Laboratório do Acelerador Linear consiste em um sistema CAMAC associado a um microprocessador MBD-11 e ao computador PDP-11. A Figura 2.1 mostra o diagrama com a eletrônica e o sistema de aquisição. Nesta medida o ganho do amplificador foi ajustado para observar energias na faixa de 150 keV a 3500 keV e o CAD ajustado para realizar a conversão em 8192 canais.

Uma blindagem anular de ferro foi utilizada para minimizar a detecção da radiação de fundo e um sistema de colimadores de chumbo [23] foi utilizado para minimizar a detecção de fótons espalhados na blindagem. A Figura 2.2 mostra o desenho do arranjo experimental.

O espectro de calibração foi tomado utilizando fontes padrão de ⁵⁶Co e ¹⁵²Eu



Figura 2.2: Arranjo experimental com blindagem e colimador.

juntamente com a fonte de ¹⁰⁰Rh por um período de 24 horas. O espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh foi obtido através da aquisição de uma série de 77 espectros de uma hora cada. Após a constatação de não ter havido variação significativa no ganho dos espectros de uma hora, estes foram somados, formando um único espectro do fonte.

Um envólucro de alumínio vazio, irradiado, foi medido por um período de 24 horas. Este espectro foi usado como espectro de fundo no ajuste dos fotopicos do espectro da fonte.

Finalmente, uma medida somente com as fontes de calibração ⁵⁶Co e ¹⁵²Eu com duração de 6 horas foi realizada, para a calibração de eficiência do detector.

2.2.2 Segunda Série - Medida com detector de germânio e supressor Compton

Nesta série de medidas foi utilizado o mesmo detector de germânio da primeira série, entretanto, foi adicionado ao sistema um supressor Compton. Este sistema, além de funcionar como supressor Compton, reduzindo o fundo do espectro na região de baixa energia, também atua como blindagem ativa reduzindo a radiação de fundo.

O supressor consiste em um anel de cristal de Germanato de Bismuto (BGO) acoplado a uma série de fotomultiplicadoras. Os sinais das fotomultiplicadoras são acoplados a uma eletrônica de coincidência rápida, que gera um sinal de inibição toda vez que ocorre a coincidência em tempo de sinais provenientes do detector e do cristal BGO. Estas coincidências são características de eventos onde um fóton sofre efeito Compton no detector de germânio, deixando parte de sua energia e em seguida é detectado pelo anel de BGO. O sinal de inibição do supressor e o sinal de inibição de empilhamento do amplificador são enviados a uma porta "ou" e o sinal resultante é acoplado ao CAD funcionando como sinal de rejeição. A Figura 2.3 mostra o arranjo experimental e a Figura 2.4 mostra a eletrônica de aquisição.

Nas medidas usando este arranjo, o ganho do amplificador foi ajustado para observar energias na faixa de 100 keV a 3200 keV e o CAD ajustado para converter em 8192 canais.

O espectro de calibração de energia foi obtido medindo as fontes de ⁵⁶Co, ¹⁵²Eu e ¹³⁷Cs, juntamente com a fonte de ¹⁰⁰Rh, por um período de 18 horas.

A medida da fonte de ¹⁰⁰Rh foi dividida em duas etapas. A primeira teve a finalidade de obter o espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh com a maior contagem possível. Para tanto as três fontes de ¹⁰⁰Rh produzidas foram medidas por um período de 98 horas. Na segunda etapa, as fontes foram medidas por um período de 23 horas, com a finalidade de identificar os contaminantes de meia-vida longa (maior que 21 horas), visto que a atividade da fonte de ¹⁰⁰Rh já era bastante baixa.

Em seguida foi realizada uma medida do espectro de fundo por um período de 10 horas, com o envólucro de alumínio vazio irradiado.

2.2.3 Terceira Série - Medida com detector para gamas de baixa energia.

Com a finalidade de observar melhor a região de baixa energia do espectro gama do decaimento do ¹⁰⁰Rh, foram realizadas medidas com o detector de germânio hiper-puro para fótons de baixa energia (GLP-ORTEC), com área igual a 8 cm² e 1 cm de espessura. A boa resolução deste detector para fótons de baixa energia (resolução nominal de 580 eV para a transição de 122 keV do ¹⁵²Eu) permite uma melhor determinação das energias das transições gama e uma melhor identificação e separação de dubletos.

O detector foi acoplado à eletrônica e sistema de aquisição padrões, análogos aos da primeira série de medidas (Figura 2.1). A eletrônica foi ajustada de forma a observar transições gama com energias na faixa de 30 keV a 680 keV utilizando 2048 canais do CAD.

A medida do espectro de calibração teve duração de 12 horas, utilizando as fontes de ¹⁵²Eu e ¹³⁷Cs, juntamente com a fonte de ¹⁰⁰Rh. Para a medida da fonte de ¹⁰⁰Rh foram adquiridos 92 espectros de uma hora cada, os quais foram somados em um único espectro após se verificar que não ocorreu variação significativa do ganho. A contagem de tempo dos espectros foi realizada em modo de tempo vivo. Neste modo, o tempo de aquisição é controlado por um escalímetro CAMAC que conta tempo somente quando o CAD está disponível para conversão (tempo vivo), não contando tempo enquanto o CAD está ocupado realizando uma conversão (tempo morto).



Figura 2.3: Arranjo experimental: Detector com supressor Compton.



Figura 2.4: Eletrônica para espectroscopia simples com supressor Compton.

A utilização do modo de tempo vivo é fundamental quando se faz medidas de meia-vida da fonte. Por este motivo, esta série de medidas também foi usada na determinação da meia-vida da fonte de ¹⁰⁰Rh (vide Capítulo 5).

2.3 Ajuste dos Fotopicos

Todos os fotopicos dos espectros de calibração e dos espectros da fonte foram ajustados utilizando o programa IDEFIX [24] instalado no computador PDP-11 do LAL. Este programa possibilita o ajuste simultâneo de até 9 picos de absorção total de energia, pertencentes a uma mesma região do espectro, pelo método dos mínimos quadrados. A função ajustada é uma soma de até 9 gaussianas com cauda exponencial à esquerda, degrau e fundo parabólico. O procedimento de minimização é baseado na rotina CURFIT [25].

O programa forece como saída os parâmetros ajustados como a posição do centróide, a área e a largura-a-meia-altura do pico, com as respectivas incertezas, além do valor do qui-quadrado reduzido do ajuste. A Figura 2.5 mostra o ajuste do dubleto de energias 588 keV e 590 keV do decaimento do ¹⁰⁰Rh e os parâmetros obtidos.

O programa pode interpolar a energia dos picos, desde que os parâmetros de uma calibração de energia parabólica sejam fornecidos. Uma calibração de energia preliminar do espectro foi utilizada permitindo a determinação grosseira da energia dos picos do espectro e possibilitando a identificação destes.

O programa permite ainda fixar alguns parâmetros de ajuste como a largura-ameia-altura (FWHM), a junção da cauda exponencial e altura de degrau ("step"). Para tanto devem ser fornecidas as curvas de calibração destes parâmetros em função da energia.

Quando é fornecido um espectro de fundo, o programa faz o ajuste dos picos do espectro principal, subtraindo o espectro de fundo multiplicado por um fator de correção de tempo de medida. Esta facilidade foi usada para descontar o espectro de fundo juntamente com o envólucro de alumínio.

O acompanhamento da largura-a-meia-altura dos picos ajustados é fundamental na identificação de dubletos ou de picos devido a efeitos como o escape simples e duplo.

Os valores de posição e área, fornecidos pelo programa, de todos os picos de cada espectro foram utilizados na determinação das energias e intensidades das transições gama, conforme descrito nas seções seguintes.





2.4 Energia das Transições Gama

A boa resolução em energia dos detectores de germânio (~2 keV para a energia de 1332 keV do 60 Co) aliada a métodos adequados de ajustes dos fotopicos, como o do programa IDEFIX, permitem a determinação do centróide do fotopico com precisão na energia da ordem de 1 eV. Assim é possível determinar, com precisão, as energias das transições gama da fonte de interesse, a partir da calibração de energia, utilizando fontes padrão (¹⁵²Eu, ¹³⁷Cs, ⁵⁶Co, etc). Entende-se por medida precisa de energia a medida com incerteza na energia menor que 30 eV, na região de energia de 1000 keV (ver Debertin e Helmer [26]).

Entretanto, para obter tal precisão, alguns cuidados devem ser tomados:

- 1. Escolher fontes padrão de forma a ter um grande número de linhas de calibração bem definidas e distribuída por toda a faixa de energia de interesse;
- 2. A escolha da função a ser ajustada deve levar em conta a não linearidade do sistema de aquisição. Neste trabalho, foram utilizados polinômios de terceiro, terceiro e primeiro graus para a primeira, segunda e terceira séries de medidas, respectivamente;
- 3. A determinação precisa das energias das transições mais intensas da fonte em estudo é obtida medindo-se esta fonte juntamente com as de calibração (em um único espectro de calibração). Assim, utilizam-se as transições das fontes padrão na calibração de energia do espectro e, a partir desta calibração, as energias das transições intensas são interpoladas. Desta forma evita-se que variações de ganho provenientes, por exemplo, da mudança na taxa de contagem ou da flutuação da eletrônica alterem a calibração de energia. Estas variações são comuns quando se mede separadamente a fonte em estudo e as fontes padrão. Para a obtenção das energias das transições menos intensas utiliza-se um espectro longo da fonte em estudo. Neste espectro a calibração de energia é realizada utilizando-se os valores de energia das transições mais intensas já obtidos (auto-calibração) e, em seguida, as energias das transições mais pouco intensas são interpoladas;
- 4. Não linearidades locais dos CADs (variação no "tamanho" dos canais de conversão) são fontes de erros que devem ser consideradas. No caso dos CADs utilizados [27], este erro é menor que 1%, o que faz com que uma incerteza de 0,01 canal deva ser adicionada quadraticamente à incerteza da posição do fotopico. Para minimizar o efeito causado por esta não linearidade local é importante que se realize várias medidas com ganhos distintos de forma a ter um mesmo fotopico convertido em canais distintos do CAD. Também é desejável realizar as várias medidas utilizando detectores diferentes, priorizando regiões distintas de energia, minimizando assim os erros sistemáticos causados

por estruturas do espectro como, por exemplo, o patamar Compton. O valor final de energia é obtido pela média ponderada dos valores obtidos em cada medida;

5. Visto que os valores de energia de uma mesma transição, obtido nas diversas medidas, são covariantes pois foram obtidos a partir das mesmas fontes padrão, o tratamento estatístico para o cálculo da média deve ser adequado, considerando estas covariâncias.

As três séries de medidas de espectroscopia descritas na Seção 2.2 foram realizadas seguindo as recomendações acima, utilizando detectores, eletrônica e ganhos distintos em cada uma delas. O procedimento estatístico usado é descrito nas subseções seguintes.

2.4.1 Calibração de energia de um espectro simples

Inicialmente será apresentado o tratamento covariante para a calibração de energia de um único espectro. Considerando-se o conjunto de dados (E_i, x_i) , i=1,2...n, onde x_i é o valor experimental da posição do centróide do fotopico associado à transição de energia E_i das fontes padrão, teremos que a calibração consiste em determinar os parâmetros a_i da função polinomial $E(x) = a_1 + a_2x + a_3x^2 + ... + a_mx^{m-1}$ que melhor representa o conjunto de dados. Podemos representar os dados na forma matricial

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & \dots & x_1^{m-1} \\ 1 & x_2 & \dots & x_2^{m-1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & x_n & \dots & x_n^{m-1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_n \end{pmatrix}$$

ou na forma compacta

$$\mathbf{E} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{e}, \tag{2.1}$$

onde ei é o erro de Ei.

A estimativa do vetor A pelo método dos mínimos quadrados [28, 29, 30] é dada pela equação

$$\tilde{\mathbf{A}} = (\mathbf{X}^{t} \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{X})^{-1} \cdot \mathbf{X}^{t} \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{E}, \qquad (2.2)$$

onde V é a matriz de covariância de E. A matriz de covariância de \tilde{A} é dada por

$$\mathbf{V}_{\tilde{\mathbf{A}}} = (\mathbf{X}^t \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{X})^{-1}.$$
(2.3)

O valores das energias de calibração, E_i , das fontes padrão (^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{56}Co etc.) são obtidos, por exemplo, de tabela fornecida pela International Atomic Energy Agency [31]. Esta tabela traz os valores de incertezas σ_i ao invés da matriz de covariância (são raros os espectros que têm a matriz de covariância das energias publicada). Nestes casos, considerando ainda que a matriz de covariância V de E depende também das incertezas nas posições dos fotopicos, σ_{x_i} , teremos a matriz de covariância da energia dada por

$$\mathbf{V}_{i,j} \cong (\sigma_i^2 + \tilde{a}_2^2 \cdot \sigma_{x_i}^2) \cdot \delta_{i,j}, \tag{2.4}$$

onde $\delta_{i,j}$ é o delta de Kronecker e \tilde{a}_2 é o valor ajustado do segundo parâmetro de E(x). Na propagação de incertezas das posições da Equação 2.4 foi considerado somente o termo linear da função E(x), constituindo-se em uma boa aproximação, pois a influência dos termos de ordem maior é desprezível neste caso. As Equações 2.2 e 2.4 indicam um procedimento interativo, visto que à depende de V e vice-versa. Entretanto, a convergência é rápida e uma estimativa grosseira de \tilde{a}_2 é suficiente na determinação de V.

O teste de qualidade do ajuste é obtido pelo chi-quadrado, χ^2 , com m-n graus de liberdade, dado por

$$\chi^{2} = (\mathbf{E} - \mathbf{X}.\tilde{\mathbf{A}})^{t}.\mathbf{V}^{-1}.(\mathbf{E} - \mathbf{X}.\tilde{\mathbf{A}}).$$
(2.5)

O programa AJUCOV [32] foi desenvolvido de forma a calcular o vetor de parâmetros \tilde{A} , a matriz de covariância $V_{\tilde{A}}$ e o chi-quadrado reduzido, χ_r^2 , a partir dos vetores de posição e energia com as respectivas incertezas ou matrizes de covariâncias.

2.4.2 Interpolação

Uma vez obtidos os parâmetros da curva de calibração de energia com a respectiva matriz de covariância, pode-se determinar as energias dos fotopicos das transições da fonte em estudo (interpolação) [29]. Assim, a partir do conjunto de posições dos fotopicos da fonte em estudo $(x_{f1}, x_{f2}, ...)$, as energias $(E_{f1}, E_{f2}, ...)$ serão dadas por

$$\mathbf{E}_f = \mathbf{X}_f . \tilde{\mathbf{A}},\tag{2.6}$$

onde X_f é uma matriz análoga à matriz X da Equação 2.2, mas utilizando os valores x_{fi} . A matriz de covariância de E_f é dada por

$$\mathbf{V}_f = \mathbf{X}_f \cdot \mathbf{V}_{\tilde{\mathbf{A}}} \cdot \mathbf{X}_f^t + \tilde{a}_2^2 \cdot \mathbf{V}_{\mathbf{X}_f}.$$
 (2.7)

A primeira parcela do lado direito da Equação 2.7 corresponde à propagação da incerteza nos parâmetros, onde os termos fora da diagonal revelam a covariância entre os valores de energia interpolados e que devem ser considerados em cálculos subseqüentes. A segunda parcela corresponde à propagação das incertezas da posição dos fotopicos ajustados. No caso em que o ajuste das posições são independentes (não covariantes), teremos somente a contribuição na diagonal, logo

$$(\mathbf{V}_{\mathbf{X}_f})_{i,j} = \sigma_{x_fi}^2 \cdot \delta_{i,j}, \tag{2.8}$$

onde $\sigma_{x_{fi}}^2$ é a incerteza de x_{fi} .

O programa INTERCOV [33] foi desenvolvido para interpolar as energias com a respectiva matriz de covariância a partir dos parâmetros da função polinomial ajustada e das posições dos fotopicos (com a respectiva matriz de covariância e incertezas).

2.4.3 Cálculo da energia a partir de várias medidas

O resultado da aplicação dos procedimentos descritos nas Subseções 2.4.1 e 2.4.2 a uma série de espectros de calibração, independentes entre si, são vários conjuntos de valores de energias de transições da fonte em estudo. Assim, uma dada transição terá uma série de estimativas de valores de energia obtidos em cada espectro. O cálculo do valor médio da energia de cada transição observada em mais de uma medida não é trivial, pois as covariâncias entre os valores não estão explicitadas. Estas covariâncias não são nulas, visto que as mesmas fontes padrão são usadas na determinação da curva de calibração de energia das várias medidas. Uma média ponderada simples, sem considerar as covariâncias, produziria uma incerteza nula no limite de infinitas medidas, o que seria um absurdo.

O tratamento descrito a seguir mostra como determinar um valor único de energia para cada transição gama que melhor represente os resultados das várias medidas. Para tanto, realiza-se a calibração de energia de forma a preservar as covariâncias entre os parâmetros de medidas distintas e posteriormente fazem-se as interpolações das energias, também preservando-se as covariâncias entre as energias de medidas distintas, possibilitando que se calcule os valores médios de energias de forma correta.

Calibração

Sejam $(x_1^k, x_2^k...)$ as posições dos fotopicos de energia $(E_1^k, E_2^k, ...)$ das fontes padrão observados na k-ésima medida, e $(a_1^k, a_2^k, ...)$ os parâmetros da função polinomial da mesma medida, com o índice k = 1, 2, ... l representando as l medidas distintas. Uma generalização da Equação 2.1 é dada por

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}^{1} \\ \mathbf{E}^{2} \\ \vdots \\ \mathbf{E}^{l} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{X}^{1} & \mathbf{0} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{X}^{2} & \dots & \mathbf{0} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \dots & \mathbf{X}^{l} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{1} \\ \mathbf{A}^{2} \\ \vdots \\ \mathbf{A}^{l} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{e}^{1} \\ \mathbf{e}^{2} \\ \vdots \\ \mathbf{e}^{l} \end{pmatrix}$$

ou novamente na forma compacta

$$\mathbf{E}^L = \mathbf{X}^L \cdot \mathbf{A}^L + \mathbf{e}^L, \tag{2.9}$$

onde \mathbf{E}^{L} é o vetor formado pela justaposição dos l vetores \mathbf{E}^{k} , \mathbf{X}^{L} é uma matriz formada pela combinação das matrizes \mathbf{X}^{k} que têm estrutura similar à da matriz \mathbf{X} da Equação 2.1, \mathbf{A}^{L} é o vetor formado pelos l vetores de parâmetros \mathbf{A}^{k} e 0 representa matrizes nulas. O conjunto de transições utilizado para calibração em cada medida não é necessariamente o mesmo, bem como os polinômios ajustados podem ser de graus diferentes.

A matriz de covariância das energias \mathbf{E}^L é dada por

$$(\mathbf{V}^L)_{i,j} = cov(\mathbf{E}_i, \mathbf{E}_j) + \delta_{i,j} (\sigma_{\mathbf{x}_i^k} . \tilde{a}_2^k)^2.$$

$$(2.10)$$

O termo $cov(E_i, E_j)$ na primeira parcela do lado direito da Equação 2.10 representa a covariância das energias $E_i \in E_j$. Quando $E_i = E_j$ o termo $cov(E_i, E_j)$ é igual a $\sigma_{E_i}^2$. A segunda parcela da Equação 2.10 corresponde à propagação das incertezas das posições dos fotopicos ajustados, $\sigma_{\mathbf{x}_i^k}$, onde \tilde{a}_2^k é o termo linear da função polinomial correspondente a k-ésima medida.

O vetor dos parâmetros $\tilde{\mathbf{A}}^L$, a matriz de covariância $\mathbf{V}_{\tilde{\mathbf{A}}}^L$ e o chi-quadrado são obtidos de forma análoga as Equações 2.2, 2.3 e 2.5, ou seja

$$\tilde{\mathbf{A}}^{L} = [(\mathbf{X}^{L})^{t} . (\mathbf{V}^{L})^{-1} . \mathbf{X}^{L}]^{-1} . (\mathbf{X}^{L})^{t} . (\mathbf{V}^{L})^{-1} . \mathbf{E}^{L}, \qquad (2.11)$$

$$\mathbf{V}_{\tilde{\mathbf{A}}}^{L} = [(\mathbf{X}^{L})^{t} \cdot (\mathbf{V}^{L})^{-1} \cdot \mathbf{X}^{L}]^{-1}$$

$$(2.12)$$

e

$$\chi^2 = (\mathbf{E}^L - \mathbf{X}^L . \tilde{\mathbf{A}}^L)^t . (\mathbf{V}^L)^{-1} . (\mathbf{E}^L - \mathbf{X}^L . \tilde{\mathbf{A}}^L).$$
(2.13)

A matriz $V^L_{\tilde{A}}$ contém, além das covariâncias entre parâmetros de uma mesma medida, as covariâncias entre parâmetros das várias medidas entre si. Estas covariâncias não são nulas pois as mesmas energias das fontes padrão foram usadas

para as várias calibrações, fato que foi levado em conta na Equação 2.10. O número de graus de liberdade para o chi-quadrado é igual ao número total de dados em \mathbf{E}^L menos o número total de parâmetros em \mathbf{A}^L .

Interpolação

O vetor \mathbf{E}_f^L contendo as energias das transições da fonte em estudo, observadas nas diversas medidas, é calculado a partir da equação

$$\mathbf{E}_{f}^{L} = \mathbf{X}_{f}^{L}.\tilde{\mathbf{A}}^{L},\tag{2.14}$$

onde \mathbf{X}_{f}^{L} é a matriz construída a partir das posições dos fotopicos correspondentes a estas transições.

A matriz de covariância das energias interpoladas V_f^L é calculada de forma análoga às Equações 2.7 e 2.8. Esta matriz contém as covariâncias entre valores de energia de uma mesma transição, obtidas de medidas distintas.

Média

O vetor \mathbf{E}_{f}^{L} pode conter vários valores de energia correspondentes a uma mesma transição, interpolados de medidas distintas. Como já foi visto, a covariância entre estes valores está preservada na matriz \mathbf{V}_{f}^{L} , de forma que é possível a determinação de um valor único de energia através da média ponderada.

Então, seja E_f o vetor contendo um único valor de energia para cada transição, correspondendo ao valor da média ponderada, e seja D a matriz de planejamento dada por

$$\mathbf{D}_{i,j} = \frac{\delta \mathbf{E}_{fi}^{L}}{\delta \mathbf{E}_{fj}},\tag{2.15}$$

ou seja $\mathbf{D}_{i,j}$ é igual a 1 se \mathbf{E}_{fi}^L e \mathbf{E}_{fj} correspondem à mesma transição e 0 nos outros casos. Assim, podemos escrever $\mathbf{E}_f^L = \mathbf{D}.\mathbf{E}_f$, com o vetor \mathbf{E}_f sendo calculado por

$$\mathbf{E}_{f} = [\mathbf{D}^{t}.(\mathbf{V}^{L})^{-1}.\mathbf{D}]^{-1}.\mathbf{D}^{t}.(\mathbf{V}^{L})^{-1}.\mathbf{E}_{f}^{L}.$$
(2.16)

A matriz de covariância de E_f é dada por

$$\mathbf{V}_f = [\mathbf{D}^t \cdot (\mathbf{V}^L)^{-1} \cdot \mathbf{D}]^{-1}$$
(2.17)

e o chi-quadrado dado por

$$\chi^2 = (\mathbf{E}_f - \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}_f^L)^t \cdot (\mathbf{V}_f^L)^{-1} \cdot (\mathbf{E}_f - \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}_f^L)$$
(2.18)

com o número de graus de liberdade dado pela diferença entre o número de dados dos vetores \mathbf{E}_{f}^{L} e \mathbf{E}_{f} .

As energias das transições pouco intensas observadas no espectro da fonte são obtidas repetindo o mesmo procedimento descrito para as medidas com as fontes padrão, substituindo as energias de calibração das fontes padrão pela energia das transições intensas já calculadas.

O programa MEDIA [34] realiza todos os cálculos descritos nesta Subseção, a partir do conjunto de posições e incertezas dos fotopicos de calibração e dos fotopicos em estudo obtidos dos diversos espectros e do conjunto de energias das transições de calibração com as respectivas incertezas. O grau do polinômio adequado para cada medida também deve ser fornecido. O programa ainda tem opcionalmente uma entrada para valores de coeficientes multiplicativos das incertezas da posição e para valores de constantes que são somados quadraticamente às incertezas da posição. Este último recurso permite a inclusão de incertezas como a devida a não linearidade local do CAD. O programa fornece como saída o vetor de energias médias interpoladas com a respectiva matriz de covariância e os chi-quadrados provenientes dos diversos ajustes.

2.5 Intensidade das Transições Gama

A intensidade absoluta de transição gama por decaimento, I, é uma grandeza experimental associada à probabilidade de transição gama. Ela é definida como a taxa de emissão da transição gama pela taxa de decaimento do núcleo pai. Ela está relacionada com a área do fotopico do espectro gama, A, através da equação

$$\mathsf{A} = \mathsf{N}.I.\varepsilon,\tag{2.19}$$

onde ε é a eficiência do detector para uma dada geometria e N é o número de decaimentos do núcleo durante o período de medida, t, ou seja

$$\mathsf{N} = \int_0^t \mathcal{A}.dt, \qquad (2.20)$$

sendo \mathcal{A} a atividade da fonte. Entretanto, é a intensidade relativa, I_r , definida a seguir, que será determinada inicialmente. A intensidade relativa apresenta uma forma de cálculo mais simplificada, não dependendo da atividade da fonte mas somente da área dos fotopicos e da eficiência relativa, ε_R , também definida a seguir. A intensidade absoluta de transição gama, I, será obtida através de um processo de normalização descrito no Capítulo 6.

2.5.1 Calibração de eficiência do detector

A eficiência usada na Equação 2.19, também chamada de eficiência de pico de energia total, é definida como a razão entre a taxa de eventos registrados em um fotopico e a taxa de fótons que são emitidos pela fonte para uma determinada energia. A eficiência para cada energia E; é obtida a partir dos espectros de calibração, pela equação

$$\varepsilon(\mathbf{E}_i) = \frac{\mathsf{A}(\mathbf{E}_i)}{I(\mathbf{E}_i).\mathsf{N}}$$
 (2.21)

Para a determinação da eficiência $\varepsilon(E_i)$ é necessário o conhecimento da atividade de cada fonte de calibração em questão, o que implica em uma dificuldade maior e na introdução dos erros das atividades das fontes na propagação de incertezas.

Entretanto, o cálculo da intensidade relativa somente envolve a eficiência relativa ε_R definida como

$$\epsilon_R(\mathbf{E}) = \epsilon(\mathbf{E})/\epsilon(\mathbf{E}_0)$$
 (2.22)

ou pela Equação 2.21,

$$\varepsilon_R(\mathbf{E}) = \frac{I(\mathbf{E}_0)}{\mathsf{A}(\mathbf{E}_0)} \cdot \frac{\mathsf{A}(\mathbf{E})}{I(\mathbf{E})},\tag{2.23}$$

sendo E₀ a energia de uma transição de referência, escolhida em geral como a transição mais intensa. A eficiência relativa assim definida não deve ser confundida com a eficiência relativa ao NaI, ε_r , definida por Debertin e Helmer [26] (razão entre a eficiência do detector de germânio e a eficiência de um detector de cristal de NaI de 7,62 cm x 7,62 cm, para energia de 1333 keV do ⁶⁰Co e com a distância fonte detector de 25 cm).

Na determinação da curva de eficiência relativa em função da energia foram utilizadas 13 transições da fonte de 152 Eu e 14 transições da fonte de 56 Co, cobrindo uma região de energia entre 110 keV e 3500 keV. As áreas dos fotopicos foram obtidas através de ajuste a partir dos espectros de calibração e os valores de intensidades de transição gama das fontes padrão utilizados foram os fornecidos pela IAEA [31]. Os valores experimentais de $\varepsilon_R(E_i)$ para cada energia E_i foram obtidos a partir da Equação 2.23, sendo que a transição de referência adotada foi a de energia de 779 keV para os valores obtidos a partir das transições da fonte de 152 Eu e de energia de 847 keV para os valores obtidos a partir das transições da fonte de 56 Co.

Para compatibilizar os valores experimentais de eficiência relativa provenientes das duas fontes de calibração, de forma que se obtenha uma função única, os valores de eficiência relativa obtidos a partir da fonte de ⁵⁶Co foram multiplicados por um coeficiente λ . Este coeficiente foi ajustado de forma que os parâmetros da função utilizada para o ajuste dos dados experimentais proporcionassem o menor χ^2 .

A soma de três exponenciais decrescentes foi utilizada para ajustar a eficiência relativa em função da energia (6 parâmetros, 3 amplitudes e 3 expoentes), conforme a equação

$$\varepsilon_R(\mathbf{E}) = \sum_{i=1}^3 a_i \cdot e^{-b_i \cdot \mathbf{E}}.$$
(2.24)

O programa usado para o ajuste foi o AJUSTE [35] que fornece os valores dos parâmetros $a_i \, e \, b_i \, (i = 1 \, a \, 3)$, juntamente com a matriz de covariância V_{ab} , realizando os cálculos pelo método dos mínimos quadrados.

As curvas de eficiência relativa foram obtidas para a primeira e segunda séries de medidas. Constatou-se entretanto que, na segunda série,ocorreu uma pequena variação na curva de eficiência relativa entre as medidas do espectro de calibração e as do espectro da fonte. Esta variação, que pode ter sido ocasionada pela utilização do supressor Compton, comprometeu a precisão na determinação da intensidade das transições gama do ¹⁰⁰Rh a partir desta série. Assim, as intensidades das transições gama apresentadas neste trabalho foram calculadas a partir da primeira série de medidas (que não utilizou o supressor), sendo que as intensidades obtidas a partir da segunda série de medidas foram utilizadas para uma avaliação qualitativa das intensidades das transições, particularmente das menos intensas. A Figura 2.6 mostra o gráfico com as eficiências relativas experimentais em função da energia e a curva ajustada para o arranjo da primeira série de medidas.

Um outro conceito importante relativo à eficiência do detector é o da eficiência total, ε_T , definida como a razão entre a taxa de eventos registrados no espectro e a taxa de fótons emitidos pela fonte. O cálculo da correção de área devido ao efeito soma (Seção 2.6.3) depende da razão $\varepsilon_T/\varepsilon$, que pode ser determinada a partir de medidas do espectro de fontes monocromáticas pela equação

$$\varepsilon_T/\varepsilon = rac{ ext{area de todo o espectro}}{ ext{area do fotopico}}.$$

A razão $\varepsilon_T/\varepsilon$ foi medida para a energia de 662 keV do ¹³⁷Cs e para a energia de 1253 keV, que é o valor médio entre as energias do ⁶⁰Co. A Figura 2.7 mostra o gráfico da razão $\varepsilon_T/\varepsilon$ em função da energia com os dois pontos obtidos. A curva no gráfico corresponde a uma extrapolação que procura manter a dependência funcional observada na razão obtida de um detector semelhante.

2.5.2 Cálculo da intensidade relativa

Definimos neste trabalho a intensidade relativa I_r como:



Figura 2.6: Curva de eficiência relativa para o arranjo da primeira série de medidas em função da energia.



Figura 2.7: Razão entre eficiência total e eficiência de fotopico de energia total em função da energia, para o detector de germânio.

$$I_r = I/I_{\rm E_0}$$
 (2.25)

onde E_0 é em geral a energia da transição mais intensa do decaimento e I_{E_0} é um valor de referência como, por exemplo, a intensidade desta transição obtida em outros trabalhos ou um valor arbitrário como 100. Neste trabalho a transição de energia de 540 keV foi adotada como de referência com intensidade (I_{E0}) igual a 78,4%, que é o valor adotado na literatura [36].

A intensidade relativa pode ser escrita em função da área e da eficiência relativa (Equação 2.23) através da equação

$$I_{r}(\mathbf{E}_{i}) = \frac{\varepsilon_{R}(\mathbf{E}_{0})}{\mathsf{A}_{\mathbf{E}_{0}}} \cdot \frac{\mathsf{A}_{i}}{\varepsilon_{R}(\mathbf{E}_{i})}, \qquad (2.26)$$

onde A, é a área do fotopico com energia E_i e A_{E_0} é a área do fotopico de referência.

As intensidades relativas das transições gamas da fonte em estudo foram calculadas a partir das áreas do espectro da fonte e da curva de eficiência relativa. As áreas dos fotopicos da fonte de ¹⁰⁰Rh sofreram correções devido aos efeitos de detecção (escape, empilhamento e soma), contaminantes e fundo radioativo, correções estas descritas na Seção 2.6.

As intensidades obtidas da Equação 2.26 são covariantes, visto que são calculadas a partir da mesma função de eficiência e dependem dos valores de energia que também são covariantes. Desta forma a propagação das incertezas deve levar em conta estas covariâncias, além das incertezas das áreas. O Apêndice B mostra como obter a equação de propagação das incertezas para funções de várias variáveis correlacionadas. Os desvios de E_0 e A_{E_0} não entram neste cálculo. Como resultado da propagação de incerteza tem-se a matriz de covariância da intensidade V_{I_r} , dada pela equação

$$(\mathbf{V}_{I_r})_{i,j} = (\mathbf{D}.\mathbf{V}_{ab}.\mathbf{D}^t)_{i,j} + \left(\frac{\partial I}{\partial \mathsf{A}}\Big|_i \cdot \sigma_{\mathsf{A}\,i}\right)^2 \cdot \delta_{i,j} + \left.\frac{\partial I}{\partial \mathsf{E}}\Big|_i \cdot (\mathbf{V}_{\mathsf{E}})_{i,j} \cdot \left.\frac{\partial I}{\partial \mathsf{E}}\right|_j, \qquad (2.27)$$

onde

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial I}{\partial a_1} \right|_1 & \cdots & \left. \frac{\partial I}{\partial b_3} \right|_1 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \left. \frac{\partial I}{\partial a_1} \right|_n & \cdots & \left. \frac{\partial I}{\partial b_3} \right|_n \end{pmatrix}$$
(2.28)

 $e \frac{\partial I}{\partial A}\Big|_i, \frac{\partial I}{\partial E}\Big|_i e \frac{\partial I}{\partial a}\Big|_i$ são derivadas parciais de *I* com relação a A, E e *a*, respectivamente, no ponto E_i.

A primeira parcela da Equação 2.27 está relacionada com propagação da incerteza dos parâmetros da curva de calibração e é importante para fotopicos muito intensos com incerteza relativa da área pequena. A segunda parcela corresponde à propagação de incerteza das áreas dos fotopicos e é relevante para fotopicos com grande incerteza relativa das áreas. Finalmente, a última parcela leva em conta as incertezas das energia das transições gama. Como as incertezas relativas das energias são pequenas, esta parcela em geral é desprezível.

O programa INTEN [37] calcula as intensidades e a matriz de covariância a partir das áreas dos fotopicos, dos parâmetros da curva de calibração de eficiência e das energias das transições com as respectivas matrizes de covariâncias. Os resultados de intensidade obtidos da primeira e segunda séries de medidas estão na Seção 2.7.

2.6 Efeitos de Detecção

Além dos fotopicos provenientes de transições gama observados no espectro gama, vários outros picos são observados devido a efeitos de detecção como o escape simples, o escape duplo, o empilhamento e a soma. A identificação correta destes efeitos, bem como a avaliação quantitativa, é fundamental nas medidas onde se buscam transições novas pouco intensas e quando se quer determinar intensidades gama com boa precisão.

2.6.1 Escape simples e duplo

A criação de par elétron-pósitron no cristal do detector [26] [38] é um processo que se torna energeticamente possível para fótons com energia E maior que 1022 keV $(2m_0c^2, m_0 = massa do elétron)$, sendo que a seção de choque do processo é uma função crescente da energia na faixa de energia entre 1022 keV a 4000 keV. Quando um fóton interage com o cristal através da criação do par, as energias cinéticas do elétron e do pósitron criados são totalmente absorvidas; entretanto as energias dos dois fótons de 511 keV, provenientes da aniquilação do pósitron, podem ou não ser absorvidas pelo detector. No caso em que os dois fótons de aniquilação interagem com o cristal, de forma a serem totalmente absorvidos, a resposta do sistema de aquisição será um evento no pico correspondente à energia total E do fóton incidente. A interação de somente um dos fótons de aniquilação com o cristal, e o escape do outro, produzirá um pico correspondente a uma energia $E - m_0c^2$, que é denominado de escape simples. Nos eventos em que os dois fótons escapam do detector, um pico com energia $E - 2m_0c^2$ será produzido, sendo denominado de escape duplo.

Devido ao fato de que a aniquilação do pósitron não ocorre necessariamente com o pósitron em repouso, os picos de escape simples e escape duplo terão uma

50 cm^3 .

A partir das curvas obtidas foi possível determinar as áreas dos picos de escape simples e duplo provenientes de todas as transições gama com energia maior que 1022 keV. Todos os picos de escape com área significativa foram identificados e nos casos em que estes coincidiam com outros fotopicos do espectro, as áreas destes foram corrigidas.

2.6.2 Empilhamento

O empilhamento é um efeito que ocorre quando dois fótons provenientes de núcleos distintos interagem com o detector dentro de um tempo menor que o tempo de resolução da eletrônica de detecção, τ , gerando uma sobreposição total ou parcial dos pulsos. O amplificador utilizado nas medidas de espectroscopia simples (ORTEC 572) gera um sinal lógico quando ocorre a sobreposição parcial dos pulsos (sinal de inibição de empilhamento), que é utilizado para rejeição do evento no CAD. Entretanto, o amplificador não consegue detectar a sobreposição total ou quase total dos pulsos. Esta sobreposição produz no espectro um pico de empilhamento que é semelhante a um fotopico, mas com uma cauda a esquerda, conforme pode ser observado na Figura 2.9. A energia do pico de empilhamento é igual à soma das energias dos fótons envolvidos.

A área do pico de empilhamento é calculada pela equação

$$\mathsf{A}_{em} = \mathsf{N}.I_1.\varepsilon(\mathsf{E}_1).\tau.\overline{\mathcal{A}}.I_2.\varepsilon(\mathsf{E}_2), \tag{2.29}$$

onde τ é o tempo de resolução do amplificador e \overline{A} é a atividade média da fonte durante o período de aquisição. Os índices 1 e 2 estão associados a cada uma das duas transições envolvidas, sendo que podem ser permutados livremente. Utilizando as Equações 2.19 e 2.23 teremos:

$$\mathsf{A}_{em} = \mathsf{A}_1 \cdot \tau \cdot \overline{\mathcal{A}} \cdot I_2 \cdot \varepsilon(\mathsf{E}_2) = \mathsf{A}_1 \cdot \tau \cdot \overline{\mathcal{A}} \cdot \varepsilon(\mathsf{E}_0) \cdot \varepsilon_R(\mathsf{E}_2) \cdot I_2$$

ou

$$A_{em} = C_{em}.A_1.\varepsilon_R(E_2).I_2, \qquad (2.30)$$

com

$$C_{em} = \tau. \overline{\mathcal{A}}. \varepsilon(\mathbf{E}_0). \tag{2.31}$$

A constante C_{em} não depende da energia mas é diferente em cada série de medidas pois depende da eficiência de detecção, da atividade da fonte e do tempo de resolução do amplificador. Uma estimativa grosseira do valor de C_{em} é obtida tomando o



Figura 2.8: Razão de escape simples, R1, duplo, R2, e R=R1/R2 para o detector de germânio

largura-a-meia-altura maior que os fotopicos na mesma faixa de energia, fato este importante na identificação destes picos.

Pode ocorrer a coincidência na energia de um pico de escape simples ou duplo com a energia de um fotopico proveniente de transição gama da fonte proporcionando um pico com as duas contribuições. Nestes casos, a estimativa da contribuição do escape para a área do pico é utilizada para na determinação da parcela da área devido à transição gama.

Define-se como razão de escape simples, R1, a razão entre a área do pico de escape simples, S1, e a área do fotopico, A. Da mesma forma define-se razão de escape duplo, R2, como a razão entre a área do pico de escape duplo, S2, e a área do fotopico, A. A Figura 2.8 mostra alguns valores de razões R1 e R2 em função da energia, obtidos para o detector de germânio. Para obtenção destas razões foram utilizados os picos de escape simples e duplo observados no espectro de calibração com as fontes de ¹⁵²Eu e ⁵⁶Co e no espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh. No mesmo gráfico foi representada a razão R=R1/R2. Pode-se notar que a razão R independe da energia, dependendo da forma e geometria do detector, ou com menor rigor, do volume do detector [39]. Isto faz com que as curvas relativas a R1 e R2 sejam vinculadas.

As curvas de R1 e R2 em função da energia foram ajustadas por polinômios de terceiro grau, e o valor da razão R ajustado foi de 0,668(25), compatível com o valor de 0,64 previsto por Jiunn-Hsing [39] para detectores de germânio com volume de



Figura 2.9: Pico na região de energia 1078 keV correspondente ao empilhamento devido a dois fótons 540 keV.

	1ª medida	2^a medida
$\tau ~(\mu s)$	2	2
$\epsilon({ m E}_0)~(10^{-4})$	~4	~ 16
$\overline{\mathcal{A}}(10^5 \text{ Bq})$	~11	~4,7
$C_{em}(10^{-4})$	~8,9	~ 15

Tabela 2.1: Valores estimados de C_{em} para primeira e segunda medida.

pico de	Cem	Cem
empilhamento	1ª medida	2ª medida
(keV)	(x10 ⁻⁴)	$(x10^{-4})$
1079	7,5(35)	7,1(30)
540 + 540		
1902	8,2(30)	9,9(29)
540 + 1362		
média	8(3)	9(3)

Tabela 2.2: Valores experimentais de C_{em} para primeira e segunda medida.

tempo de integração do amplificador igual ao tempo de resolução da eletrônica, conforme mostra a Tabela 2.1 para as duas séries de medidas.

Estimativas mais precisas dos valores de C_{em} podem ser obtidas experimentalmente a partir da Equação 2.30 e utilizando as áreas dos picos devidos a empilhamento entre transições concorrentes e que não contenham contribuições de outro tipo. É o caso do pico situado na região de 1079 keV, que corresponde ao empilhamento de dois fótons de energia 540 keV, e o pico situado na região de energia de 1902 keV, devido ao empilhamento um fótons de energia de 540 keV com outro de energia de 1362 keV. Os valores obtidos estão na Tabela 2.2 e são compatíveis com as estimativas da Tabela 2.1. No cálculo das áreas dos picos de empilhamento foram usados os valores de C_{em} experimentais (Tabela 2.2).

Os picos de empilhamento não trazem nenhuma informação adicional sobre o decaimento, pelo contrário, somente aumentam a complexidade do espectro; entretanto é importante o conhecimento das suas áreas para identificação e correção das áreas de outros fotopicos da fonte em estudo.

O empilhamento também reduz a área dos fotopicos que o geraram, entretanto este efeito ocorre com todos os fotopicos do espectro de maneira proporcional à intensidade, não interferindo nas medidas de intensidade relativa. Este efeito deve ser levado em conta nas medidas de intensidade absoluta ou atividade da fonte [26].

2.6.3 Efeito soma

Denomina-se efeito soma [26] aos eventos onde dois fótons, $\gamma_1 e \gamma_2$, emitidos por um mesmo núcleo (vide Figura 2.10), interagem com o detector. O tempo entre a emissão do primeiro e do segundo fóton é da mesma ordem da meia-vida do estado intermediário envolvido e, em geral, é muito menor que o tempo de resolução da eletrônica, de forma que a eletrônica de aquisição interpreta como um evento único.

O efeito soma tem duas conseqüências importantes para o espectro. A primeira é


Figura 2.10: Esquema de decaimento simplificado exemplificando o efeito soma.

a produção do pico soma no espectro na região de energia igual à soma das energias das transições envolvidas $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})$, onde toda a energia dos fótons envolvidos é depositada no detector. O pico soma, semelhantemente ao pico de empilhamento, dificulta a determinação da área e conseqüentemente da intensidade de um eventual fotopico correspondente a uma transição E_{γ_3} , com energia igual à soma das energias $E_{\gamma_1} e E_{\gamma_2}$. Um caso típico é o da transição de 2915 keV (Figura 2.11), que é pouco intensa e cujo fotopico se encontra sobreposto aos picos de soma e de empilhamento devido às transições gama de 540 keV e 2376 keV e às transições gama de 1362 keV e 1553 keV.

A probabilidade de ocorrer o efeito soma, em relação à detecção, depende da eficiência do detector e conseqüentemente da distância fonte-detector, mas não depende da taxa de contagem.

A área do pico soma, A_{so} , devido às transições γ_1 e γ_2 é dada pela equação:

$$\mathsf{A}_{so} = \mathsf{N}.I_{1}.\varepsilon(\mathsf{E}_{1}).Y_{1,2}.W_{1,2}.\varepsilon(\mathsf{E}_{2}), \tag{2.32}$$

onde $Y_{1,2}$ é a razão de ramificação, ou seja a probabilidade do γ_2 ser emitido dado que o γ_1 foi emitido e $W_{1,2}$ é função de correlação angular entre γ_1 e γ_2 para o ângulo de 0°, que para este trabalho foi considerada igual a 1. Podemos então escrever a Equação 2.32 em função da área da primeira transição e da eficiência relativa da segunda, ou seja

$$\mathsf{A}_{so} = \mathsf{A}_1 \cdot Y_{1,2} \cdot \varepsilon(\mathsf{E}_0) \cdot \varepsilon_R(\mathsf{E}_2). \tag{2.33}$$



Figura 2.11: Fotopico devido á transição de 2915 keV sobreposto ao pico soma e ao pico de empilhamento devido às transições de 540 keV e 2376 keV e às transições de 1362 keV e 1553 keV.

pico	$\varepsilon(\mathrm{E}_0)$	$\epsilon(\mathrm{E}_0)$
soma	1ª medida	2^a medida
(keV)	$(x10^{-4})$	$(x10^{-4})$
1647	-	19(2)
540+1107		
985	4,5(30)	25(4)
540+446		
média	4,5(30)	20(2)

Tabela 2.3: Valores experimentais de $\varepsilon(E_0)$ para primeira e segunda medida.

A constante $\varepsilon(E_0)$, indicada na Tabela 2.1 para as duas medidas, foi estimada a partir da eficiência relativa ao NaI, ε_r , do detector de germânio utilizado, corrigida para as distâncias entre fonte e detector utilizadas e para a energia de 779 keV. Por outro lado o valor de $\varepsilon(E_0)$ pode ser determinado experimentalmente a partir da Equação 2.33 e da área de um pico devido exclusivamente ao efeito soma. Para tanto utilizam-se duas transições não concorrentes e não consecutivas do esquema de decaimento, como as transições $\gamma_2 e \gamma_4$ do esquema da Figura 2.10, de forma a garantir que não exista uma transição com energia igual $(E_{\gamma_2} + E_{\gamma_4})$. Da área deste pico é descontada a contribuição devido ao empilhamento. A Tabela 2.3 mostra os valores experimentais de $\varepsilon(E_0)$ obtidos para as duas medidas, a partir de dois picos soma. Estes valores são compatíveis com os da Tabela 2.1 e foram usados no cálculo das áreas dos picos soma para correção das áreas dos fotopicos das transições gamas.

A segunda conseqüência do efeito soma no espectro está relacionada com a redução na área dos fotopicos de energia total decorrente do fato dos eventos não serem registrados nos fotopicos de energia total mas no pico soma ou no contínuo entre o fotopico e o pico soma. A diferença de área, ΔA , dada pelo número de eventos que deixam de ser registrados no fotopico, é calculada pela equação

$$\Delta \mathsf{A}_1 = \mathsf{N}.I_1.\varepsilon(\mathsf{E}_1).Y_{1,2}.W_{1,2}.\varepsilon_T(\mathsf{E}_2). \tag{2.34}$$

Esta Equação difere da Equação 2.32 no termo de eficiência da segunda transição, que é a eficiência total ε_T e não da eficiência do fotopico ε , visto que o segundo fóton pode ter sua energia total ou parcialmente convertida no detector, diminuindo nos dois casos as contagens do fotopico. A diferença de área pode ser escrita em função da área do pico de soma como:

$$\Delta \mathsf{A}_1 = \mathsf{A}_{so} \cdot \varepsilon_T(\mathsf{E}_2) / \varepsilon(\mathsf{E}_2), \tag{2.35}$$

onde a razão $\varepsilon_T(E)/\varepsilon(E)$ é descrita na Seção 2.5.1.

Todos os fotopicos associados a transições com intensidades maiores que 1% tiveram suas áreas acrescidas de forma a corrigir a perda devido ao efeito soma. Para a primeira série de medidas, a correção ficou em torno de 0,3% da aírea dos fotopicos e para a segunda série, em torno de 1,2%. A correção maior na segunda série de medidas se deve a menor distância entre fonte e detector nesta série.

2.6.4 Fundo e contaminantes

Além dos picos provenientes de efeitos de detecção, foram observados nos espectros da fonte fotopicos provenientes do fundo radioativo da sala de medidas, de contaminantes do envólucro de alumínio e de contaminantes da fonte de ródio.

A identificação dos fotopicos devido ao fundo radioativo da sala de medidas foi possível a partir da medida do espectro de fundo e com o auxílio do levantamento realizado por Ejnisman e Pascholati [40]. Como conseqüência da utilização de blindagem e da elevada atividade das fontes de ¹⁰⁰Rh, o efeito do fundo radioativo sobre o espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh foi pequeno, sendo que somente a transição de 1460 keV do ⁴⁰K foi observada nas medidas longas.

Fotopicos com áreas muito pequena, associados a transições pertencentes aos núcleos ⁵²Mn, ⁵⁶Co, ⁴⁸V e ^{94,96}Tc, foram identificados nos espectros da fonte de ¹⁰⁰Rh com o auxílio das tabelas de energia gama [41] e da compilação de Browne e Firestone [36]. Estas mesmas transições foram observadas no espectro do envólucro irradiado de alumínio, o que permite concluir que estas transições são provenientes da contaminação da folha de alumínio (alumínio comercial) com cromo, ferro, titânio e molibdênio. O espectro do envólucro de alumínio foi usado como espectro de fundo, sendo subtraído dos espectros da fonte de ¹⁰⁰Rh durante o ajuste dos fotopicos pelo programa IDEFIX [24].

Foram ainda observados alguns fotopicos associados a transições do ^{99f,m}Rh, do ^{101f,m}Rh e do ^{102f,m}Rh, conseqüência da pequena presença de outros isótopos do Ru na amostra irradiada ou de reações do tipo (p,2n). Nos casos em que a energia destas transições coincidia com a energia de alguma transição do ¹⁰⁰Rh, a área do fotopico devida aos outros isótopos foi estimada e descontada.

A identificação de fotopicos provenientes de decaimento de núcleos com meiasvidas diferentes da meia-vida do ¹⁰⁰Rh foi obtida através do espectro de 24 h da fonte, adquirido após o espectro de 98 h, na segunda série de medidas. Neste espectro a fonte de ¹⁰⁰Rh apresentava sua atividade reduzida pois já haviam decorrido 5 meiasvidas, e os contaminantes com meia-vida maior que 21 h apresentaram uma redução da atividade relativamente menor.

O espectro de 24 h foi multiplicado por fator igual à razão entre as áreas do fotopico de 540 keV do espectro de 98 h e do espectro de 24 h, de forma que os fotopicos pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh tivessem a mesma área nos dois

espectros. Após a multiplicação o espectro foi subtraído do espectro de 98 h. Na ausência de contaminantes, o espectro de diferença resultante seria nulo. Picos com área positiva presentes neste espectro indicam transições pertencentes a núcleos de meia-vida curta (menor que a do ¹⁰⁰Rh) e picos com áreas negativas (contagens menores que as do fundo na região) correspondem a transições pertencentes a núcleos de meia-vida longa (maior que a do ¹⁰⁰Rh). A análise deste espectro equivale, de certa forma, a um acompanhamento da meia-vida dos fotopicos do espectro. A manipulação dos espectros (multiplicação e subtração) foi realizada de forma a tratar as incertezas corretamente, com o auxílio do programa PANORAMIX [42].

A Figura 2.12 mostra uma região do espectro da diferença. Pode-se observar que as transições de 179 keV, 184 keV 197 keV, 233 keV e 238 keV apresentam uma "área negativa", correspondendo a transições pertencentes a nuclídeos com meiavida maior que a do ¹⁰⁰Rh (neste caso pertencente aos ^{101f,m}Rh). Já na região do espectro com energia de 228 keV a área média é nula, indicando que a transição tem meia-vida compatível com a do ¹⁰⁰Rh. A estrutura observada nesta região ocorreu devido a uma pequena variação de ganho entre os espectros subtraídos.

2.7 Resultados e Análise

O espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh da primeira série de medidas apresentou uma menor influência do efeito soma, comparado com os da segunda e terceira séries, conseqüência da maior distância entre fonte e detector. A segunda série de medidas proporcionou um espectro da fonte com uma estatística duas vezes maior, devido à maior proximidade entre a fonte e o detector e ao maior tempo de contagem. Já a terceira série de medidas, utilizando o detector GLP, propiciou uma melhor avaliação da região de baixa energia do espectro (de 40 keV a 400 keV). A influência dos contaminantes de meia vida longa ($\gg 1$ dia) nos espectros foi menor na primeira medida, visto que as mesmas amostras de rutênio enriquecido eram re-irradiadas para várias medidas, de forma que a atividade destes contaminantes crescia a cada irradiação.

A menor influência do efeito soma e dos contaminantes sobre a primeira série de medidas fizeram com que o espectro do decaimento do ¹⁰⁰Rh obtido fosse o mais limpo, ou seja, com menor influência de picos que não são diretamente relacionados com as transições gama do decaimento em estudo.

A Figura 2.13 mostra o espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh obtido na primeira série. Todos os picos identificados no espectro e ajustados a partir do programa IDEFIX estão relacionados na Tabela 2.4, com as respectivas áreas obtidas, além das áreas dos picos obtidos da segunda e terceira séries de medidas e uma coluna com a identificação de cada pico. Os picos devidos aos escapes simples e duplo foram identificados como E1(E) e E2(E) respectivamente, onde E é a energia da transição gama. Os picos que **não foram** identificados como provenientes de contaminantes ou fundo e nem como Laboratorio do Acelerador Linear - VISUAL



Figura 2.12: Região do espectro diferença entre a medida de 98 h e a medida de 24 h.

efeito secundário de detecção (soma, empilhamento e escape) e que possuem meiavida compatível com a do ¹⁰⁰Rh foram classificados como pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh.

Utilizaram-se os resultados das três séries de medidas para a determinação das energias das transições gama do decaimento do ¹⁰⁰Rh. A calibração de energia para os espectros de calibração, a interpolação das energias das transições gama mais intensas do ¹⁰⁰Rh em cada espectro e o cálculo do valor médio destas energias foram obtidas a partir do programa MEDIA, descrito na Subseção 2.4.3. Foram utilizados como energias de calibração 27 valores de energias de transição das fontes padrão de ¹⁵²Eu, ⁵⁶Co e ¹³⁷Cs, obtidos da literatura [31]. Aos valores de incerteza da posição de fotopicos obtidos pelo programa IDEFIX foram adicionados quadraticamente 0,01 canal, com a finalidade de incluir o erro proporcionado pela não linearidade local do CAD. Finalmente, as incertezas das posições dos fotopicos das energias de calibração da primeira e segunda série de medidas foram multiplicadas por 3,0 e 3,5, respectivamente, e as incertezas da posição dos fotopicos da fonte de ¹⁰⁰Rh da primeira e segunda medida foram multiplicadas por 2,0. Este procedimento se justifica visto que o χ^2 dos ajustes das curvas de calibração de energia destes espectros apresentavam valor elevado indicando uma subestimação das incertezas. A provável subestimação é conseqüência da grande complexidade dos espectros analisados. O χ^2 do ajuste final das curvas de calibração ficou em 1,06 e o do procedimento para o cálculo das energias finais médias ficou em 1,50.

A Tabela 2.5 mostra os valores interpolados das energias das transições gamas mais intensas do decaimento do ¹⁰⁰Rh, nas três séries de medidas, e o valor da média para estes valores de energia.

Os valores das energias de algumas transições do ^{101m}Rh foram calculados e incluidos na Tabela 2.5. Também foram incluidos na Tabela 2.5 dois valores de energias do ⁵⁶Co obtidos na literatura [31]. Estas transições foram observadas na medida do espectro da fonte de ¹⁰⁰Rh de longa duração, permitindo que os seus valores de energias pudessem ser utilizados no procedimento de auto-calibração.

As energias de todas as transições gama dos espectros da fonte foram calculadas utilizando-se novamente o programa MEDIA. As energias da Tabela 2.5, com a respectiva matriz de covariância, foram utilizadas como energias de calibração dos espectros da fonte (auto-calibração). Às incertezas de todas as posições dos fotopicos do espectro da fonte foram adicionadas quadraticamente 0,01 canal e posteriormente foram multiplicadas por 1,6. O χ^2 final do ajuste das curvas de calibração obtido foi de 1,5 e o da média foi de 1,2.

Na Tabela 2.6 estão os valores das energias finais das transições gamas atribuidas ao decaimento beta do ¹⁰⁰Rh por este trabalho. A Tabela 2.6 também traz os valores de energia da literatura [36].

O cálculo das intensidades foi realizado utilizando-se as áreas obtidas da primeira série de medidas, conforme procedimento descrito na Seção 2.7. As áreas dos fo-



٠.

5

segunda série de medidas.













(In	1			-			
Energia	*		Área d	os picos			Identificação
(kev)	primei	ra serie	Begund	la série	terceir	a série	i i i i i i i i i i i i i i i i i i i
AC					699391	(4548)	2 x (RX do Rh)
43	il i				292087	(2897)	2 x (RX do Rh)
45			1		52333	(2542)	2 x (RX do Rh)
72	2		4610991	(5857	31899	(2542)	2 x (RX do Rh)
75	;		11655680	(9037	107045	(3527)	RX do Pb
77	'		5501149	243	{ 107245	(2580)	RX do Pb+1027 Rh
84	F.		4729930	(5491	24363	(2005)	RX do Bi
87	'		4388901	4864	{ 24303	(2005)	KX do Pb+E2(1107)
89			1557212	(3941	1033862	(1012)	
93				x = = + =	26841	2041	KA do Bi+Rh
104	18000	(3854)	36303	(3466)	35910	(2668)	
108				(16970	(2413)	t i lana
122			20465	(5779)	19126	(2650)	t _{1/2} longa
127	175300	(4462)	1274646	(23815	1105311	(4000)	
140	33079	(3148)	68844	(3933	52603	(3163)	100 D
141	17404	(3409)	35932	(4101	31257	(3154)	100 PL
154	191338	(2883)	412029	(6369)	218089	(3694)	100 Rh
157	39957	(2998)	155616	(4160)	94134	(3004)	101 m Di
179	109147	(4857)	329659	(9427)	166002	(1121)	101mpi
184	35598	(3376)	88051	(5063)	65396	(1131)	101mpi
197	52606	(6236)		(,	366064	(4404)	101 f Di
228	722942	(2002)	1542658	(5634)	522857	(1744)	100 D
234	30694	(2086)	94540	(3907)	36700	(1952)	10100
23 8	24409	(2136)	88322	(3728)	44167	(1851)	101mp
249	55219	(2091)	118376	(4722)	32933	(2630)	100 DI
255	74936	(2003)	171030	(5241)	52357	(3160)	100 DL
276	41257	(1958)	79346	(2741)	31581	(5535)	99mp
298	17955	(2742)	32826	(3942)	8294	(1972)	100 DL
301	757055	(13188)	1758997	(14742)	446439	(4130)	100 PL
302	2637420	(12902)	5409020	(14681)	1515110	(4260)	100 PL
304		22 1.54 122000-042-0		• •	24936	2024	F2(1325)
306	8843366	(5383)	28792220	(9299)	9693646	(4988)	101mph
213	28217	(5995)	61439	(6656)	38962	(3057)	E2(1341)
322	28162	(5972)	63793	(7862)	33376	(2543)	99), m Rh
325	15322	(5032)	96864	(7787)	130344	(2616)	101/ Rh
340	120742	(5164)	237264	(4510)	121260	(2360)	99m Rb+F2(1362)
345	245742	(3027)	503585	(5645)	131845	(3117)	100 Rb
349	93371	(3162)	216091	(4824)	47490	(2349)	100 Rh
270	99301	(2871)	354951	(5027)	122817	(2359)	99 <i>9</i> Rh
370	2146320	(5643)	4313149	(3119)	1031929	(1513)	100 Rh
270	182084	(31401)	248038	(31210)	93900	(1257)	100 Rh
309	140423	(31608)	451308	(31210)	68811	(960)	100 Rh
403	497201	(3324)	706207	(2661)	179077	(2251)	100 Rh
400	407391	(3182)	1002724	(2716)	229386	(2209)	100 Rh
446	27227000	(1627)	//163	(2417)	10073	(1241	¹⁰⁰ Rh
465	21221990	(6804)	56920850	(10997)	11932630	(4451)	100 Rh
468	224519	(1352)	480181	(3732)	220897	(2335)	¹⁰⁰ Rh
470	7006	(1740)	17995	(2638)	27316	(1320)	¹⁰² <i>m</i> Rh
475	66001	(1749)	16968	(2662)		-	¹⁰⁰ Rh
480	6601	(1739)	339852	(3267)	84023	(1394)	102/,mRh
100	0001	(13/1)	8537	(2585)		. 1	100 Rh
400	225527	(2104)	4638	(2486)			⁹⁹ /Rh
501	220001	(3104)	449319	(4288)	95646	(1891)	100 Rh
502	110765	(5109)	68262	(4698)	13220	(1588)	100 Rh
518	1744302	(5000)	209856	(4727)	45335	(1785)	100 Rh
520	57040	(1385)	3666571	(5151)	701265	(1794)	100 Rh
J20	51943	(1908)	250884	(2937)	66550	(1231)	991, m Rh

Tabela 2.4: Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas.

Energia	1		Aren do	nicos			Identificação
(keV)	primeira	série	segunda série		terceir	a série	Identificação
531	266422	(2283)	631913	(3280)	345305	(1497)	E2(1553)
533	248260	(25200)	362279	(3365)	32024	(1418)	100 Rh
536	313853	28505	411959	3445	46674	1583	E2(1559)
539	147287100	(50468)	312569300	(18618)	58224950	(10522)	100 Rb
545	390660	(2187)	926737	(3074)	162544	(1507)	101m Rh
552	196667	(1166)	431543	(1896)	86619	(2333)	100 Rh
555	25570	(1067)	65245	(1701)	24284	(2712)	100 Ph
556		(1001)	31188	(1817)	26568	2955	102m Ph
588	8287582	(5137)	17361010	(5264)	3090351	2082	100 Rh
590	1796216	(3126)	3730527	(3357)	661748	(1655)	100 Ph
600	383142	(2422)	812182	(2702)	149112	(2128)	100 86
602	52933	(2830)	119270	(3000)	135669	(2413)	100 Ph
604	373658	(2917)	783961	4074	169564	27001	100 Rh+ F2(1627)
614	0.0000	(2521)	12630	3883	105504	(2700)	539+RX do Ph
618	13716	(2019)	25931	(5352)			99/,mRh
624		(2010)	16273	3083			539+BX do Pb
631	88892	(2373)	193421	(1871)	37941	(777)	100 Rh+102/ Rh
638	74668	2527	169004	(1800)	27267	(2897)	100 Rh
651	677239	(1934)	1435566	(2672)	246741	(1978)	100 Rh
654	818788	2211	1705376	(3342)	290829	(1841)	100 Rh
662	4604	(1000)	12544	(2178)		()	100 Rh
671	2183	(1248)	4469	(1678)		1	100 Rh
678	36817	(1382)	72041	(1540)			100 Rh+E2(1701)
686	1004627	(2479)	2078567	(4632)			100 Rh+E2(1710)
689	27724	(2026)	46922	(3190)			¹⁰⁰ Rh
693	4460	(1195)	18079	(2281)		1	100 Rh
697			29013	(2275)			102/Rh
734	350105	(1473)	730591	(2345)			100 Rh
736	171216	(1390)	368632	(2204)			100 Rh
748	1166222	(2273)	2489334	(3754)			100 Rh
751	5001	`(995)	11452	(2615)		1	¹⁰⁰ Rh
766			17388	(5165)			¹⁰² / Rh
767			14340	(5153)			100 Rh
775	118374	(1915)	255227	(3257)			100 Rh
778		()	25858	(2104)			96 Tc
804	18046	(1715)	27406	(2063)			100 Rh
806	27035	(2766)	41963	(2087)			LOORh
816	440540	(1585)	972024	(2440)			100 Rh
822	24552800	(6835)	52209020	(7941)			100 Rh
828	12767	(2446)	88888	(2446)			100 Rh
830	47207	(1318)	146974	(2106)			E1(1341)
842	7861	(2887)	24388	(2571)			E2(1864)
846	31702	(4639)	213998	(3944)			⁵⁶ Co
850	27199	(3982)	61080	(3386)			96 Tc
851	19445	(4032)	59691	(3615)			E(1362)
854	19729	(2862)	41523	(2706)			¹⁰⁰ Rh
872	23085	(2352)	46865	(3186)			¹⁰⁰ Rh
876	3136	(1901)	6219	(2446)			E1(1386)
880	5491	(1550)	9458	(2268)			¹⁰⁰ Rh
902	101565	(4691)	149773	(1523)			¹⁰⁰ Rh
905	48870	(3765)	61446	(1433)			¹⁰⁰ Rh
907	448662	(7285)	804399	(1690)			E2(1929)
935	5748	(927)	13535	(1297)			⁵² Mn
940	4831	(956)	9540	(1342)			^{99 /} Rh
950	10405	()	5538	(2290)			E2(1972)
955	10493	(757)	30857	(40916)			E2(1977)
908	39266	(2288)	/8003	(2430)			100 Rh
973	26858	(1958)	59933	(2372)			¹⁰⁰ Rh+E2(1996)

Tabela 2.4: Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas (continuação).

fin .						
(keV)	a		Área d	os picos		Identificação
(ACV)	primei	ra serie	segund	la série	terceira série	
98.	31199	(2379)	51225	(3095)		48V+F2(2004)
1000	39024	(4543)	189927	(4246)		Soma+Emp
100.	5		8991	(1287)		102m Ph
1024	1 36890	(1203)	80383	(1833)		100 DL
1034	1432149	(2372)	3088109	(3592)		100 Ph Emp Com
104]	161170	(2757)	358050	(4168)		E1(1552)
1047	6789	(1405)	35381	(1877)		102 (PL) 51 (1550)
1050	7361	(1466)	56510	2550		Kn+E1(1559)
1078	3 127279	(42047)	167928	2905		Soma
1107	11666420	(4958)	25175250	(7348)		100 pu
1110	22425	(1542)	108378	(1894)		100 P
1115	17204	(1320)	50465	1920		F1(1007)
1127	'	10.00 0.2-0	49339	4587		E1(1627)
1154	196526	(2136)	416255	(2503)		Soma+Emp.
1181	21936	(3237)	51743	(1844)		100 Rh
1191	28459	(2371)	66812	(1953)		100 Di vicini
1201	78754	(4235)	174622	(2210)		Rh+E1(1702)
1204	23444	(3828)	50874	(1750)		100 Rh
1207	51461	(3615)	118025	(1/59)		100 Rh
1224	12728	(1634)	22015	(2123)		100 Rh
1225		(1034)	10494	(5637)		¹⁰⁰ Rh
1232	8001	(1557)	19404	(5850)		Soma+Emp.
1238	15810	(1570)	10081	(2403)		¹⁰⁰ Rh
1268	13019	(1570)	90059	(2561)		⁵⁶ Co
1272	8000	(1706)	23119	(1215)		Emp.+Soma
1300	7257	(1786)	15053	(1253)		¹⁰⁰ Rh
1309	1357	(1339)	29808	(2900)		100 Rh
1325	248184	(1339)	543393	(3563)		100 Rb
1341	3722004	(3237)	8048089	(4889)		100 Rh
1343	34123	(3384)	71075	(2355)		100 Ph
1354	1990228	(48240)	4619184	(3230)		F2(2376)
1357			97694	(2207)		F1/1867
1362	10712170	(4776)	23658300	(6309)		
1386	267075	(1778)	578927	(2582)		100 DL
1418	277030	(2301)	573317	(5572)		E1(1020)
1434			5634	(1545)		52 64-
1447	11236	(1914)	26230	(2010)		E2(2520)
1459	5780	(645)	23174	(5043)		101
1466	5041	(636)	11949	(1634)		E1(1077)
1508	195302	(761)	418475	(19720)		E1(1977)
1512	76810	(991)	164634	(1912)		
1548		• 1	12192	(748)		100 54
1553	12519810	(5048)	27544430	(5983)		100 pt is
1559	601656	(1291)	1309190	(2122)		Kh+Emp.+Soma
1571		(/	16888	2000		Rh+Soma
1582	2500	(1570)	5464	(1570)		Emp.+Soma
1592		(13/0)	J404 7005	(15/0)		¹⁰⁰ Rh
1595			1235	(1466)		⁹⁴ Tc
1615	18258	(822)	10201	(1502)		E2(2617)
1627	944705	(1702)	40094	(1928)		¹⁰⁰ Rh∔E1(2126)
1646	11022	1072	20/2024	(2989)		¹⁰⁰ Rh
1608	0540	(19/2)	49331	(1428)		Soma+Emp.
1701	9340	(1205)	13085	(2604)		100 Rh
1707	1/0/19	(2776)	321987	(2270)		100 Rh+Emp
1707	93084	(1464)	192324	(1864)		100 Ph
1/10	104911	(2036)	209831	(2002)		100 PL
1760	1995	(865)	4185	(1546)		F2(2753)
1002	20093	(1302)	49369	(3113)		F2(2784)
1012	00000		20259	(3642)		Soma+Emp
1847	20262	(1464)	45184	(2067)		100 pL
						Kn

Tabela 2.4: Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas (continuação).

Energia			Área do	s picos		Identificação
(keV)	primeir	a série	segund	a série	terceira série	
1865	1630000	(5000)	4472133	(17548)		¹⁰⁰ Rh+E1(2376)
1874	15000	(4003)	36290	(1532)		Soma+E1(2385)
1880	1881	(827)	18035	(1375)		Soma+Emp.
1893	10499	(1447)	24082	(1435)		E2(2915)
1901	10220	(1470)	9529	(1429)		Emp.
1929	5601219	(3372)	12461760	(5140)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
1935	11297	(870)	37563	(1451)		100 Rh
1958	7973	(1396)				E1(2469)
1972	17173	(1062)	39152	(1426)		¹⁰⁰ Rh
1977	123588	(1654)	279458	(2379)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
1996	35054	(523)	80321	(2115)		¹⁰⁰ Rh
2004	6738	(527)	14246	(1538)		¹⁰⁰ Rh
2018	130455	(1212)		· ·		E1(2530)
2030	4086	(1118)	7644	(1400)		¹⁰⁰ Rh
2037	8765	(1448)	16724	(1458)		E2(3060)
2049			6858	(2187)		E2(3071)
2066			4608	(2245)		fùndo
2092	929 8	(1478)	55742	(2449)		Soma+Emp.
2099	14743	(1760)	34203	(1940)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2106			9984	(1659)		E1(2617)
2120	15012	(2001)	30251	(1125)		¹⁰⁰ Rh
2126	9251	(2505)	15899	(1121)		100Rh
2166	35261	(1701)	82991	(881)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2193	8877	(873)	19953	(862)		¹⁰⁰ Rh
2206	4448	(716)	13429	(872)		¹⁰⁰ Rh
2240	1215	(789)	3653	(740)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2261	2051	(480)	6114	(1227)		¹⁰⁰ Rh
2273	10243	(474)	35157	(1608)		E1(2784)
2376	12652150	(4694)	28472160	(7185)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2385	1		40301	(966)		⁵⁶ Co
2404			17386	(5003)		E1(2915)
2469	65311	(495)	197249	(1194)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2516	8776	(223)	20953	(601)		¹⁰⁰ Rh+Soma+Emp.
2520	8455	(235)	20314	(638)		100 Rh
2529	922144	(1315)	2071397	(2157)		100 Rh
2543	4849	(184)	8747	(541)		¹⁰⁰ Rh
2548	4849	(178)	10251	(518)		E1(3060)
2560	1186	(150)	1434	(467)		E1(3071)
2617	19724	(301)	40778	(392)		100 Rh
2660	3263	(238)	7599	(852)		¹⁰⁰ Rh+Emp.
2753	1566	(152)	6470	(356)		Emp.
2784	75305	(426)	172027	(762)		¹⁰⁰ Rh
2813	2226	(180)	4971	(/1/)		E1(3323)
2021	3115	(325)	7401	(1337)		Emp.
20/9	1007	(90)	3009	(313)		100 Rh
2003	521	(109)	3250	(312)		100 Rh
2900	26192	(250)	16/150	(350)		100 DL 1 Same 1 5
5213	20102	(239)	104150	(7/4)		100 ph
3060	3220	(103)	52512	(290)		100 04
3060	23000	(500)	12447	(501)		
3009	2110	(500)	17976	(649)		100 pt
3107	820	2142	3107	400		E
3322	3191	172	9210	(340)		
3252	5101	(125)	0210	(340)		Kn+soma+Emp.
3410	2220	(12)				
3463	1010	(147)				100 D
3403	1013	(147)				100 Rh

Tabela 2.4: Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas (continuação).

Valores das	energias das tra	nsições gama e	erro em keV	
primeira série	segunda série	terceira série	média	comentários
	127,232 (24)	127,233 (8)	127,234 (8)	101f,mRh
		179,631 (37)	179,631 (37)	101m Rh
		198,003 (24)	198,003 (24)	¹⁰¹ <i>m</i> Rh
	228,53 (12)	228,596 (18)	228,595 (18)	
	233,70 (16)		233,70 (16)	¹⁰¹ <i>m</i> Rh
	238,24 (22)		238,24 (22)	¹⁰¹ <i>m</i> Rh
		301,780 (31)	301,779 (31)	
	302,46 (4)	302,508 (10)	302,505 (10)	
	306,857 (13)	306,853 (4)	306,853 (4)	101m Rh
	370,260 (37)	370,291 (8)	370,289 (8)	
	398,62 (18)	398,65 (4)	398,649 (38)	
	403,17 (15)	403,099 (29)	403,101 (29)	
446,182 (13)	446,139 (13)	446,157 (4)	446,157 (4)	
539,510 (12)	539,500 (13)	539,514 (4)	539,511 (4)	
588,333 (11)	588,346 (16)	588,343 (5)	588,340 (5)	
590,796 (15)	590,81 (5)	590,794 (9)	590,794 (8)	
748,7 (8)	748,90 (12)		748,89 (11)	
816,421 (38)	816,51 (13)		816,432 (36)	
822,626 (10)	822,657 (12)		822,642 (7)	
846,78 (9)	846,777 (21)		846,764 (6)	⁵⁶ Co
1034,478 (17)	1034,52 (6)		1034,485 (16)	
1107,236 (9)	1107,226 (14)		1107,237 (8)	
1154,71 (8)	1154,47 (27)		1154,70 (7)	
1238,31 (8)	1238,29 (9)		1238,287 (6)	⁵⁶ Co
1325,76 (9)	1325,59 (27)		1325,74 (9)	
1341,516 (13)	1341,536 (21)		1341,522 (11)	
1362,155 (13)	1362,176 (16)		1362,163 (10)	
1553,337 (14)	1553,369 (16)		1553,347 (11)	
1559,534 (31)	1559,60 (6)		1559,549 (27)	
1627,328 (25)	1627,35 (4)		1627,334 (21)	
1929,767 (19)	1929,861 (21)		1929,802 (14)	
1977,19 (11)	1977,28 (22)		1977,22 (10)	
2375,914 (22)	2376,063 (26)		2375,975 (17)	
2469,18 (10)	2469,30 (27)		2469,23 (9)	
2529,928 (24)	2530,077 (39)		2529,981 (21)	
	2784,40 (35)		2784,35 (35)	
2915,3 (8)	2915,7 (12)		2915,4 (7)	
3059,74 (24)	3060,2 (8)		3059,80 (23)	

Tabela 2.5: Valores de energia das transições gamas intensas obtidos nas 3 medidas e valor médio calculado

1	Energia e erro das transições gama do decaimento do ¹⁰⁰ Rh (keV)						
este trabalho	literatura [36]	este trabalho	literatura [36]	este trabalho	literatura [36]		
104,197 (35)		689,419 (5)	689,43 (19)	1627,340 (11)	1627,42 (14)		
140,029 (28)		693,89 (14)		1698,32 (24)			
141,27 (5)		734,806 (7)	734,80 (17)	1701,310 (18)	1700,79 (24)		
154,007 (10)		736,966 (20)	736,78 (25)	1707,44 (6)	1707,83 (17)		
228,581 (8)	228,95 (24)	748,666 (7)	748,47 (14)	1710,070 (31)			
234,0 (5)		752,03 (27)		1847,57 (8)	1847,7 (3)		
249,246 (27)		775,831 (11)	775,8 (4)	1865,12 (15)	1865,08 (17)		
255,417 (17)		804,73 (8)		1929,811 (20)	1929,73 (9)		
298,55 (11)		806,93 (6)		1935,24 (8)			
301,771 (8)	301,87 (19)	816,454 (16)	816,59 (25)	1972,91 (6)			
302,507 (6)	302,32 (14)	822,654 (7)	822,53 (8)	1977,24 (4)	1977,06 (15)		
345,654 (8)		828,70 (4)		1996,594 (30)	1996,4 (4)		
349,960 (16)		831,272 (19)		2004,30 (13)			
370,275 (7)	370,44 (24)	854,32 (6)		2030,56 (20)			
378,79 (5)	378,7 (7)	872,62 (5)		2099,16 (7)			
379,24 (5)		880,78 (28)		2120,61 (7)			
398,716 (6)	398,83 (16)	902,673 (19)	902,94 (21)	2126,92 (14)			
403,07 (11)	403,5 (3)	905,60 (21)		2166,802 (28)	2166,95 (15)		
409,18 (8)		968,850 (30)		2193,40 (4)	2193,7 (4)		
446,153 (5)	446,16 (8)	973,15 (4)		2205,96 (14)			
465,153 (26)	465,12 (23)	1024,977 (28)		2240,1 (5)			
470,98 (17)		1034,510 (8)	1034,32 (13)	2262,1 (5)			
480,33 (14)		1107,223 (8)	1107,21 (10)	2375,976 (16)	2375,88 (10)		
499,599 (7)	499,5 (4)	1110,66 (11)			2394,9 (5)		
501,79 (6)		1154,680 (10)	1154,54 (16)	2469,328 (22)	2469,25 (10)		
502,907 (18)		1181,49 (5)		2516,86 (5)	2516,58 (15)		
518,882 (5)	519,05 (12)	1191,157 (36)		2520,56 (5)			
533,52 (7)		1201,493 (16)	1201,3 (4)	2529,969 (20)	2530,34 (16)		
539,512 (5)	539,53 (4)	1204,46 (5)	1204,80 (22)	2543,60 (9)	2545,0 (10)		
552,706 (8)	553,30 (19)	1207,503 (34)			2613,3 (3)		
555,423 (37)		1224,63 (13)		2617,065 (39)			
588,343 (5)	588,17 (12)	1232,25 (13)		2660,09 (12)			
590,792 (6)	590,76 (4)	1272,01 (11)		2784,29 (5)	2784,4 (4)		
600,124 (6)	600,62 (18)	1309,79 (27)		2879,43 (20)			
602,905 (37)		1325,583 (13)	1325,56 (16)	2885,8 (4)			
604,33 (5)	604,18 (18)	1341,515 (9)	1341,57 (12)	2915,42 (7)	2915,40 (10)		
631,349 (33)		1343,44 (5)		2933,60 (10)	2934,4 (5)		
638,619 (14)		1362,152 (10)	1362,06 (7)	3060,25 (11)	3060,5 (8)		
651,707 (6)	651,51 (21)	1386,521 (10)	1386,30 (15)	3069,44 (16)	3069,86 (16)		
654,571 (6)	654,7 (3)	1512,140 (16)	1511,95 (19)	3071,80 (12)			
662,99 (21)		1553,348 (10)	1553,36 (10)	3323,91 (22)	3323,9 (4)		
671,3 (6)		1559,554 (21)	1559,30 (25)	3419,43 (27)	3419,0 (15)		
678,654 (28)		1582,9 (5)		3464,8 (5)	3464,0 (9)		
686,971 (7)	686,9 (3)	1615,29 (5)		1548,4 (8)			

Tabela 2.6: Energias das transições gamas do decaimento do ¹⁰⁰Ru proposto por este trabalho e da literatura.

topicos foram corrigidas de forma a eliminar as influências dos efeitos de detecção, de contaminantes e de fundo. Na Tabela 2.7 estão listadas as áreas corrigidas e as intensidades calculadas para cada transição. Também estão tabeladas as intensidades da literatura [36]. O mesmo procedimento de cálculo de intensidade também foi aplicado aos dados da segunda série de medidas com o resultado sendo utilizado somente para testar a consistência entre as duas séries.

2.7.1 Análise

A partir da metodologia utilizada para as medidas de espectroscopia simples e da análise dos dados foi possível identificar 130 transições como pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh, o dobro do que as observadas em trabalhos anteriores, conforme pode ser observado nas Tabelas 2.6 e 2.7. Os valores de energias e intensidades das transições que já tinham sido observadas em trabalhos anteriores tiveram seus valores determinados com maior precisão, com as incertezas, em geral, 10 vezes menor. Passaremos a analisar alguns casos particulares:

Transições de 218 keV e 234 keV. A transição de 218 keV sugerida na compilação de Singh e Szucs [21] não foi observada nas medidas de espectroscopia simples. O limite superior para a intensidade da suposta transição foi obtido conforme o procedimento descrito por Helene [43], para um grau de confiança de 95%, e o resultado foi de $3x10^{-4}$ %, muito menor que o proposto por Singh e Szucs (2,4x10⁻²%). Já a transição de 234 keV, também proposta na compilação de Singh e Szucs [21], tem energia coincidente com uma transição do decaimento do ^{101m}Rh. Através da área da transição de 325 keV do decaimento do ^{101m}Rh foi possível constatar que grande parte da área do pico na região de 234 keV provém do contaminante. Uma estimativa da fração de área do pico na região de 234 keV, devido à suposta transição de 234 keV do decaimento do ^{101m}Rh, foi calculada e a intensidade obtida a partir desta estimativa foi de 1,8(6)x10⁻³%, valor muito menor que o proposto por Singh e Szucs (7,8x10⁻²). Desta forma, este trabalho sugere como duvidosa a transição de 234 keV.

Dubletos 378-379 keV, 552-555 keV, 600-602 keV, 902-905 keV, 1204-1207 keV, 1341-1343 keV, 1707-1710 keV e 3069-3071 keV. A utilização de detectores de boa resolução em energia, aliada a uma análise da largura-a-meiaaltura dos fotopicos ajustados, fez com que fosse possível identificar alguns dubletos reconhecidos anteriormente como fotopicos provenientes de uma única transição. São os casos dos dubletos de 378-379 keV, 552-555 keV, 600-602 keV, 902-905 keV, 1341-1343 keV, 1204-1207 keV, 1707-1710 keV e 3069-3071 keV. A partir de alguns destes dubletos foi possível identificar os níveis de 3069 keV e 3072 keV, anteriormente tido como único, conforme será descrito no Capítulo 6.

Energia	А́гев	I_r (I_r (539)	= 78.40))	Intensidade	absoluta
(keV)	corrigida	este tra	balho	da literat	ura [36]
104	18000 (3854)	0,0018	(4)		
140	33079 (3148)	0,0041	(4)		
141	17404 (3409)	0,0022	(4)		
154	191329 (4162)	0,0257	(7)		
228	722942 (2002)	0,1410	(11)	0,103	(21)
234	9214 (1500)	0,0018	(6)?		、 /
249	55219 (2091)	0,0118	(5)		
255	74936 (2003)	0,0165	(4)		
298	17955 (2742)	0,0047	(7)		
301	757055 (53188)	0,202	(14)	~0,08	
302	2637420 (52902)	0,705	(14)	0,66	(8)
345	245742 (3027)	0,0771	(10)		
349	93371 (3162)	0,0297	(10)		
370	2146320 (3343)	0,7315	(32)	~0,41	
378	182084 (31401)	0,064	(11)	~0,04	
379	146423 (31608)	0,051	(11)		
398	365541 (1800)	0,1362	(9)	0,14	(4)
403	482593 (50000)	0,182	(19)	0,19	(4)
409	16742 (1827)	0,0064	(6)		
446	27325516 (38000)	11,65	(6)	11,2	(4)
465	224579 (1352)	0,1006	(8)	0,10	(4)
470	6352 (1386)	0,0029	(6)		
480	6601 (1371)	0,0031	(6)		
499	225537 (3104)	0,1098	(16)	0,14	(4)
501	35451 (5109)	0,0173	(25)		
502	110765 (10000)	0,054	(5)		
518	1744393 (1385)	0,887	(4)	0,72	(14)
533	248260 (25200)	0,086	(15)		
539	147510418 (79600)	78,40	(35)	78,4	(21)
552	196667 (1166)	0,1074	(8)	~0,08	
555	25570 (1067)	0,0140	(6)		
588	8319858 (5137)	4,869	(21)	4,12	(21)
590	1801087 (14926)	1,059	(10)	1,44	(21)
600	383142 (4122)	0,2292	(26)	0,27	(4)
602	52933 (2830)	0,032	(5)		100
604	373658 (8917)	0,225	(10)	0,37	(6)
631	88892 (2376)	0,0562	(15)		
638	74668 (2527)	0,0478	(16)		
651	677239 (1934)	0,4427	(21)	0,51	(10)
654	818788 (2211)	0,5377	(25)	0,45	(10)
662	4604 (1000)	0,0031	(7)		
671	2183 (1248)	0,0013	(3)		
678	30317 (1780)	0,0207	(16)		
686	1006892 (2979)	0,6959	(32)	0,66	(6)

Tabela 2.7: - Primeira parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida por este trabalho a partir da segunda medida e intensidade absoluta da literatura

Energia	Área	I. (I. (539) = 78.40))	Intensidad	a phosinta
(keV)	corrigida	este tr	abalho	de litere	turn [26]
689	27724 (2026)	0.0192	(14)		nuia [30]
693	4460 (1195)	0.0031	(8)		
734	350258 (1470)	0.2597	(14)	0.27	(9)
736	171918 (1414)	0,1278	(11)	~0.10	(0)
748	1164652 (2326)	0,8802	(32)	0.82	(4)
752	5000 (1000)	0,0038	(8)	0,02	(=)
775	118374 (1915)	0,0928	(15)	~0.08	
804	18046 (1715)	0,0147	(14)	0,00	
806	27035 (2766)	0,0221	(23)		0
816	440540 (1503)	0,3639	(15)	~0.6	
822	24646605 (42825)	20,52	(6)	20	(1)
828	14215 (2432)	0,0119	(20)		(1)
831	52568 (1158)	0,0442	(10)		
854	19729 (2862)	0,0171	(25)		
872	23085 (2352)	0,0204	(21)		1
880	5491 (1550)	0,0049	(14)		
902	101565 (4691)	0,093	(4)	0.12	(4)
905	48870 (3760)	0,0449	(35)	,	(-)
968	39266 (2288)	0,0386	(23)		
973	23858 (2058)	0,0236	(20)		
1024	36890 (1203)	0,0384	(13)		1
1034	1430125 (3100)	1,504	(5)	1,44	(6)
1107	11704555 (10000)	13,200	(36)	13,3	(4)
1110	22425 (5000)	0,025	(6)	,	(-)
1154	196716 (2136)	0,2317	(26)	0,14	(6)
1181	21936 (1135)	0,0265	(14)		(0)
1191	23147 (1451)	0,0281	(18)		1
1201	75754 (1593)	0,0930	(20)	~0,06	
1204	23444 (1120)	0,0288	(20)	~0.041	1
1207	51462 (5000)	0,063	(6)	,	
1224	12728 (1643)	0,0159	(21)		
1232	8091 (1557)	0,0102	(20)		1
1272	8008 (1786)	0,0124	(25)		
1309	7357 (1339)	0,0099	(18)		
1325	248740 (1437)	0,3380	(22)	0,31	(4)
1341	3738185 (7900)	5,144	(20)	4,84	(21)
1343	34123 (3500)	0,047	(9)	-,	(~,)
1362	10710167 (15776)	14,97	(5)	15,1	(4)
1386	267617 (1878)	0,3811	(30)	0,39	(4)
1512	76810 (1000)	0,1198	(16)	0,13	
1548	12192 (3000)	0,019	(5)		(-)
1553	12541615 (6000)	20,11	(8)	21	(4)
1559	602931 (1500)	0,971	(5)	0,62	(21)
1582	2500 (1570)	0,0041	(26)	'	()

Tabela 2.7: - Segunda parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida por este trabalho a partir da segunda medida e intensidade absoluta da literatura

Energia	Áre	a	I_r (I_r (539) = 7	(8.40))	Intensidade	absoluta
(keV)	corrig	ida	este trabalho		da literatura [36]	
1615	17490	(838)	0,0292	(14)		
1627	944705	(1783)	1,591	(8)	1,58	(10)
1698	9540	(1205)	0,0168	(21)		· · /
1701	170719	(2776)	0,301	(5)	0,226	(21)
1707	93084	(1464)	0,1648	(27)	0,226	(21)
1710	104911	(2039)	0,1860	(37)		× 7
1847	20262	(1464)	0,0390	(28)	~0,041	
1865	110000	(10000)	0,214	(20)	0,39	(8)
1929	5612689	(9800)	11,30	(8)	12,1	(4)
1935	11297	(1000)	0,0228	(20)		
1972	17173	(1062)	0,0354	(22)		
1977	123370	(2000)	0,255	(5)	0,31	(4)
1996	35054	(523)	0,0731	(12)	~0,041	. /
2004	6738	(527)	0,0141	(11)		
2030	4086	(1100)	0,0087	(23)		
2099	14743	(1760)	0,0324	(39)		
2120	15000	(1500)	0,0334	(33)		
2126	9250	(1000)	0,0206	(22)		
2166	34685	(1740)	0,079	(4)	0,19	(6)
2193	8877	(873)	0,0205	(20)	~0,12	
2205	4448	(716)	0,0103	(17)		
2240	942	(795)	0,0022	(19)		
2262	2000	(500)	0,0048	(12)		
2375	12647166	(5800)	31,78	(24)	35,0	(25)
2394			<0,0009		~0,10	
2469	54682	(3589)	0,143	(10)	~0,19	
2516	8408	(253)	0,0225	(7)	~0,06	
2520	8455	(235)	0,0227	(7)		
2529	924211	(1955)	2,489	(20)	2,7	(6)
2543	4849	(200)	0,0131	(6)	~0,021	
2613		81 - AS			0,10	(4)
2617	19724	(301)	0,0552	(9)		
2660	234 0	(398)	0,0067	(11)		
2784	75305	(426)	0,2261	(24)	0,25	(4)
2879	1057	(93)	0,0033	(3)		
2885	500	(100)	0,0016	(3)		
2915	21618	(7500)	0,069	(24)	<0,08	?
2933	3228	(103)	0,0103	(3)	~0,012	
3060	23688	(237)	0,0796	(13)	0,082	(21)
3069	62 0	(741)	0,0021	(25)	~0,041	. ,
3071	8011	(500)	0,0271	(17)		
3323	3131	(173)	0,0117	(7)	0,012	(4)
3419	2229	(131)	0,0086	(5)	~0,008	
3464	1019	(147)	0,0040	(6)	~0,0041	

Tabela 2.7: - Terceira parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida por este trabalho a partir da segunda medida e intensidade absoluta da literatura **Transição de 631 keV.** A energia desta transição coincide com a energia de uma transição do decaimento do 102f Rh e talvez por este motivo esta transição não tenha sido associada ao decaimento do 100 Rh nos trabalhos anteriores. Foram realizados cálculos a fim de estimar a fração da área do fotopico ajustado que é proveniente do decaimento do 102f Rh. O cálculo foi realizado a partir da área dos fotopicos de 475 keV e 697 keV, pertencentes ao decaimento do 102f Rh e presentes no espectro, das suas intensidades conhecidas da literatura e da curva de eficiência do detector. Foi constatado que para a primeira série de medidas a fração da área pertencente ao 102f Rh é insignificante, o que indica que a transição de 631 keV observada pertence ao decaimento do 100 Rh . Na segunda série de medidas a área do fotopico de 631 keV foi corrigida visto que a fração da área proveniente do 102f Rh foi da ordem de 20%. As intensidades finais obtidas nas duas séries de medidas são compatíveis entre si.

Transição de 1865 keV. Esta suposta transição tem uma energia que coincide com a energia do pico de escape simples da transição de 2376 keV de intensidade relativamente alta. Desta forma, a área do pico na região de energia de 1865 keV é formada principalmente pelas contagens devido ao escape. Estimando-se a área do escape simples a partir da curva de razão R1 (vide Seção 2.6.1) e da área do fotopico de 2376 keV e comparando-se com a área do pico, constatou-se que a transição de 1865 keV pertence ao decaimento. Verificou-se que a área do pico na região de 1865 keV é maior que a estimativa da área de escape para a primeira e segunda série de medidas. Para a primeira série a diferença de áreas foi de 20(11)x10⁴ contagens, correspondendo a parcela da área devido à transição. A presença de um pico na região de 843 keV do espectro, associado ao escape duplo da transição de 1865 keV, confirma sua existência e, a partir da área deste pico e da curva razão de escape duplo R2, foi calculada uma outra estimativa para a parcela da área do pico devido à transição de 1865 keV. O resultado obtido foi 109(11)x10³ contagens. A Tabela 2.4 traz, para a energia de 1865 keV, a área total do pico para a primeira e segunda séries de medidas e a Tabela 2.7 traz para esta energia o valor médio das áreas estimadas acima para a primeira medida e a intensidade calculada para a transição. Verificase que a intensidade proposta por este trabalho (0,214(20)%) é significativamente menor que a da literatura (0,39(8)%). A intensidade obtido a partir da segunda série é de 0,28(5)%, compatível com o da primeira série de medidas.

Transição de 2915 keV. A área do pico na região de energia de 2915 keV do espectro é formada por eventos devidos à transição de 2915 keV e por eventos provenientes de efeito soma e empilhamento. Como a transição de 2915 keV é pouco intensa e como existem 2 pares de transições intensas (2375-539 keV e 1553-1362 keV) cujas somas e empilhamento contribuem com a área deste pico, a determinação da intensidade da transição de 2915 keV fica dificultada. A estimativa da área devido à transição de 2915 keV foi obtida por dois métodos distintos, utilizando os dados da primeira série de medidas. No primeiro método a área da transição foi obtida descontando da área do pico de 2915 keV a contribuição dos efeitos soma e empilhamento. No segundo método a área foi obtida a partir da área de escape simples e duplo. Das análises constatou-se que a transição de 2915 keV ocorre no decaimento do ¹⁰⁰Rh e o valor médio da intensidade de transição gama obtido foi de 0,069(24)%. O valor médio de intensidade de transição gama, obtido de forma análoga a partir da segunda série de medidas, foi de 0,08(1), compatível com o valor da primeira série de medidas.

Transição de 2394 keV. Não foi observada a transição de 2394 keV indicada na compilação de Browne e Firestone [36]. O limite superior de intensidade obtida para esta transição na primeira série de medidas é de 0,0009% com grau de confiança de 95% (calculado conforme Helene [43]), muito menor que o valor proposto na compilação de Browne e Firestone (0,01%).

Capítulo 3 Coincidência Gama-Gama

A medida de coincidência gama-gama consiste em utilizar dois detectores para medir dois fótons emitidos sucessivamente a partir de um único núcleo. O intervalo de tempo entre a emissão destes fótons, em geral, é muito menor que a resolução temporal do sistema de aquisição, de forma que, para a eletrônica, a detecção dos dois fótons é simultânea, ou, coincidentes. Os dois detectores (X e Y) são acoplados a uma eletrônica de coincidência que tem a função de discriminar os eventos coincidentes (detecção de um fóton em cada detector) gerando um par de valores de canais dos CADs, correspondendo às energias das fótons.

Cada evento assim obtido é armazenado em modo fila e posteriormente histogramado em uma matriz formando um espectro bidimensional. Neste espectro os eixos X e Y estão associados aos canais de cada um dos detectores e o valor de cada elemento da matriz está relacionado com o número de eventos adquiridos nestes canais. A Figura 3.1 mostra esquematicamente uma região de espectro bidimensional onde os picos representam coincidências entre duas transições gamas e as "calhas" correspondem a coincidências com gamas que foram detectados por efeito Compton.

A existência de um pico no espectro bidimensional indicando a coincidência entre uma transição pertencente ao decaimento do núcleo em estudo com uma transição nova, não identificada, confirma que esta última também pertence ao decaimento, além de sugerir seu posicionamento. Este posicionamento deve ser compatível com a emissão em seqüência das duas transições ou seja, as transições não poderão ser excludentes (a emissão de uma das transições no decaimento de um núlceo não deve excluir a possibilidade da emissão da outra).

A análise das relações de coincidência entre as transições gama do decaimento do ¹⁰⁰Ru foi obtida a partir de duas medidas de coincidência. A primeira medida consistiu na medida de correlação angular realizada por Kenchian [22] e cujos dados originais de coincidência foram reanalisados. A segunda medida de coincidência foi realizada utilizando-se um detector de germânio (HPGe) e um detector para



Figura 3.1: Vista em perspectiva de uma região de matriz bidimensional.

fotons de baixa energia (GLP), visando obter com maior definição as relações de coincidência envolvendo transições de baixa energia (E<300 keV).

3.1 Arranjo Experimental

3.1.1 Primeira medida

Uma série de medidas de coincidência gama-gama havia sido realizada no trabalho de Kenchian [22] para análise de correlação angular do ¹⁰⁰Ru. Naquela série de medidas os dois detectores foram dispostos em 7 ângulos distintos, um para cada medida. A medida utilizou dois detectores de Ge(Li) com volumes de 57 cm^3 e 61 cm³, eficiência relativa ao NaI de 12% e resolução da ordem de 2,1 keV para a energia de 1333 do ⁶⁰Co. Os detectores foram montados na mesa de correlação angular com distância entre fonte e detectores de 7 cm e o ângulo entre os detectores variou entre 90° e 180° com intervalos de 30°. Colimadores de chumbo com espessura de 1 cm foram acoplados aos detectores de forma a reduzir os eventos de coincidência com Compton, ou seja eventos gerados por um único fóton que interage com um dos detectores por efeito Compton, com o fóton espalhado sendo detectado pelo outro detector. A eletrônica de aquisição foi ajustada de forma a permitir a observação de transições gama com energia entre 100 keV e 3200 keV em um dos detectores (detector X), e com energia entre 100 keV e 1600 keV no outro detector (detector Y). Os CAD foram ajustados para realizar a conversão em 4096 e 2048 canais para os ramos X e Y, respectivamente.

As medidas foram realizada em duas séries de 4 dias de duração cada. Para cada série as fontes de ¹⁰⁰Rh foram produzidas de forma análoga à descrita na Seção 2.1. Os eventos em fita relativos aos vários ângulos e às duas séries foram rehistogramados para obter um único histograma bidimensional, de forma a permitir a análise das relações de coincidência.

3.1.2 Segunda medida

Foi realizada uma segunda medida de coincidência com a finalidade de dirimir dúvidas com relação a transições de baixa energia (<300 keV). Nesta medida foram utilizados um detector de germânio hiper-puro (HPGe) com volume de 50 cm³, 10% de eficiência relativa ao NaI e resolução de 1,7 keV para a energia de 1333 keV do ⁶⁰Co e um detector de germânio para fótons de baixa energia (GLP) com 8 cm² de área e 1 cm de espessura e resolução nominal de 580 eV para a energia de 122 keV do ¹⁵²Eu. Para o detector GLP foi utilizada a blindagem de ferro descrita na Figura 2.2 mas sem os colimadores de chumbo e para o detector HPGe foi utilizado um colimador de chumbo com parede de 5 mm de espessura. O ângulo entre os detectores foi de ~100° e a distância fonte detectores de ~10 cm. A eletrônica de aquisição foi ajustada de forma a permitir a observação de transições gama com energia entre 100 keV e 3100 keV para o detector HPGe, convertidos em 4096 canais (detector X), e com energia entre 40 keV e 850 keV para o detector GLP, convertidos em 2048 canais (detector Y). A medida teve duração de 4 dias.

3.1.3 Eletrônica e aquisição de dados

A eletrônica de coincidência utilizada nas duas medidas é a usualmente utilizada no laboratório [22, 23, 44, 45], composta por uma parte lenta e uma parte rápida, conforme mostra a Figura 3.2. Na parte lenta, dois amplificadores espectroscópicos são responsáveis pelo tratamento do sinal de cada detector de forma a obter as energias das transições gama com boa resolução. Na parte rápida, que tem a função de discriminar os eventos coincidentes, os sinais dos detectores X e Y são tratados por amplificadores rápidos e em seguida passam por discriminadores e vão a um conversor de diferença de tempo em altura de pulso. Este gera um espectro de tempo, ou seja, um espectro com a diferença de tempo entre eventos detectados pelos dois detectores, conforme mostra a Figura 3.3. O sinal proveniente do discriminador que está na linha do detector X dispara a contagem de tempo e o sinal que está na linha do detector Y para a contagem de tempo, passando antes por um cabo de atraso. Este atraso tem a finalidade de deslocar o pico de coincidência da região em torno do tempo igual a zero. Como, em geral, as meias-vidas dos estados nucleares do ¹⁰⁰Ru são muito menores que o tempo de resolução da eletrônica (em torno de 11 ns), os eventos correspondentes a dois gamas provenientes de um mesmo núcleo são registrados no pico de coincidência total. Coincidências espúrias formam o fundo do espectro de tempo, denominada de coincidências acidentais. Assim, a região do pico de coincidências totais contém eventos de coincidências reais e acidentais.

Dois analisadores monocanais, um interno ao conversor de tempo e outro externo, são responsáveis pela seleção dos eventos coincidentes correspondentes a uma janela em torno do pico de coincidência total e dos eventos correspondentes a uma janela de mesma largura mas na região de coincidência acidental. Duas unidades de coincidência garantem a existência do evento total ou acidental, gerando um sinal lógico que é enviado a um sincronizador biparamétrico (SINCBIP [23]). Este último habilita a conversão dos sinais dos amplificadores espectroscópicos pelos CADs. O esquema do sistema de aquisição está representado na Figura 3.4. Os eventos de coincidência são armazenados em modo fila no disco rígido do computador PDP-11, correspondendo aos canais dos CADs X e Y e um bit relativo à informação se a coincidência é total ou acidental. Maiores detalhes sobre a eletrônica e o sistema de aquisição podem ser encontrados nas referências [22, 23, 45].



Figura 3.2: Eletrônica de coincidência.



Figura 3.3: Espectro de tempo obtido da primeira medida. Um canal corresponde a 0,8 ns.



Figura 3.4: Sistema de aquisição.



Figura 3.5: Modelo esquemático da matriz de coincidência indicando as regiões dos eventos de coincidência total e acidental.

3.2 Análise de Dados

Para se efetuar a análise da medida de coincidência, os eventos armazenados em modo fila foram histogramados em uma matriz bidimensional de dimensão 4096x4096. Para tanto foi utilizado o programa MBP [46], que foi escrito para ler os eventos em modo fila no formato gerado pelo sistema de aquisição biparamétrico e construir a matriz bidimensional. Na primeira metade da matriz são armazenados os eventos correspondentes à coincidência total e na segunda metade, os eventos correspondentes à coincidência acidental, conforme mostra a Figura 3.5.

A análise do espectro bidimensional é realizada pelo programa PANORAMIX [42], modificado para considerar os eventos acidentais. O programa gera um espectro de projeção total e permite a criação e manipulação dos espectros de coincidência correspondentes a fatias do espectro bidimensional, a partir da matriz bidimensional de coincidência. A projeção total consiste em um espectro de projeção total do espectro bidimensional na direção de um dos eixos (X por exemplo). A partir da visualização da projeção total o programa permite que sejam escolhidas regiões (janelas) do espectro (em geral em torno do pico de interesse) que definem fatias do espectro bidimensional. Em seguida pode se gerar um espectro de coincidência relativo à projeção desta fatia na direção do outro eixo (Y por exemplo). A Figura 3.6 mostra esquematicamente uma matriz de coincidência e as projeções obtidas. O programa



Figura 3.6: Modelo esquemático de obtenção da projeção total e de obtenção dos espectros de coincidência a partir das fatias.

permite ainda a visualização das projeções e o ajuste dos picos, possibilitando a determinação da área e posição destes, além de uma série de outros recursos.

As relações de coincidências são obtidas da análise dos espectros de coincidência obtidos da matriz, descontando-se o fundo Compton e o os eventos acidentais. Para tanto, um espectro é construído a partir da projeção da fatia com a janela em torno do pico de interesse, na região de coincidências totais da matriz bidimensional (projeção PT da Figura 3.6). Em seguida, deste espectro é subtraído o espectro devido à projeção da fatia com a janela sobre o fundo Compton adjascente ao pico (projeção FT). Do espectro resultante é subtraído um espectro com janela em torno do pico de interesse, semelhante ao primeiro mas na região dos eventos acidentais da matriz bidimensional, já descontado o espectro de fundo Compton da região de acidentais (projeção PA - projeção FA). Assim, o espectro resultante ((PT-FT)-(PA-FA)) corresponderá aos eventos em coincidência com a transição de interesse, de cujo pico foi feita a fatia, descontado o fundo Compton e os eventos acidentais. Cada pico deste espectro corresponde a uma relação de coincidência e a área deste pico é proporcional à probabilidade deste evento coincidente ocorrer (Seção 3.3).

A modificação feita no programa PANORAMIX consistiu em automatizar o procedimento de desconto de acidentais.

3.3 Estimativa de Intensidade Relativa

A partir de medidas de coincidência é possível determinar o valor de intensidade relativa das transições gama, I_r . Esta determinação é importante nos casos em que a obtenção da intensidade relativa fica dificultada nas medidas de espectroscopia simples como, por exemplo, nos casos de dubletos não resolvidos.

Considere um par de transições gama em cascata, $\gamma_1 e \gamma_2$, provenientes de um decaimento, sendo que γ_1 precede γ_2 . A área do pico de coincidência do espectro bidimensional será proporcional às eficiências de detecção de cada fóton no respectivo detector, $\varepsilon^X(E_1) e \varepsilon^Y(E_2)$, à intensidade da primeira transição, I_1 , e à razão de ramificação $Y_{1,2}$, que é a probabilidade da segunda transição ser emitida dado que a primeira foi emitida. Assim, a área do pico de coincidência será dada por:

$$A_{1,2} = N.I_1 \varepsilon^X(E_1) Y_{1,2} \varepsilon^Y(E_2) W_{1,2}, \qquad (3.1)$$

onde N é o número de núcleos que decaem durante o tempo de medida (vide Equação 2.20) e $W_{1,2}$ é a função de correlação angular para o ângulo de emissão dos fótons.

A intensidade relativa da primeira transição pode ser determinada se considerarmos um segundo par de transições gama em cascata, γ_3 e γ_4 , com intensidades relativas conhecidas. A razão entre as áreas dos picos de coincidência será

$$\frac{\mathsf{A}_{1,2}}{\mathsf{A}_{3,4}} = \frac{\mathsf{N}.I_1.\varepsilon^X(\mathsf{E}_1).Y_{1,2}.\varepsilon^Y(\mathsf{E}_2).W_{1,2}}{\mathsf{N}.I_3.\varepsilon^X(\mathsf{E}_3).Y_{3,4}.\varepsilon^Y(\mathsf{E}_4).W_{3,4}}.$$
(3.2)

Nesta equação a razão entre as intensidades pode ser substituída pela razão entre as intensidades relativas e a razão entre eficiências pela razão entre as eficiências relativas. Assim, a intensidade relativa da primeira transição será dada por

$$I_{r1} = \frac{\mathsf{A}_{1,2}}{\mathsf{A}_{3,4}} \cdot I_{r3} \cdot \frac{\varepsilon_r^X(\mathsf{E}_3).Y_{3,4}.\varepsilon_r^Y(\mathsf{E}_4).W_{3,4}}{\varepsilon_r^X(\mathsf{E}_1).Y_{1,2}.\varepsilon_r^Y(\mathsf{E}_2).W_{1,2}}.$$
(3.3)

Em casos como o da primeira medida de coincidência, realizada em uma série de ângulos distintos, a razão $W_{3,4}/W_{1,2}$ poderá ser tomada como igual a 1. Outra simplificação ocorre quando temos $\gamma_2 \equiv \gamma_4$. Nestes casos a expressão para intensidade relativa fica reduzida a

$$I_{r1} = \frac{A_{1,2}}{A_{3,4}} \cdot I_{r3} \cdot \frac{\varepsilon_r^X(E_3) \cdot Y_{3,4}}{\varepsilon_r^X(E_1) \cdot Y_{1,2}}.$$
(3.4)

3.4 Resultados Obtidos e Análise

As duas medidas de coincidência foram analisadas com auxílio do programa PANO-RAMIX. Para cada pico identificado na projeção total e para cada um dos eixos da matriz de coincidência, foi construído um espectro de coincidência, descontando o fundo Compton e os eventos acidentais. Quase a totalidade dos picos de todas os espectros de coincidência foram ajustados obtendo-se suas posições e áreas. Todas as relações de coincidência obtidas estão listadas na Tabela 3.1. A primeira coluna da tabela contém os valores de energias das transições coincidentes obtidas dos detectores X, ou seja, Ge(Li) para a primeira medida e HPGe para a segunda, ambos associados ao CAD com conversão em 4096 canais. A segunda coluna traz os valores de energias das transições coincidentes com as transições da primeira coluna obtidas dos detectores Y, ou seja Ge(Li) e GLP para primeira e segunda medidas, respectivamente, e associados ao CAD de 2048 canais. Os valores da segunda coluna grafados em caracteres normais correspondem a coincidências observadas somente na primeira medida, os grafados em caracteres itálicos corrrespondem a coincidências observadas somente na segunda medida e em negrito a coincidências observadas em ambas as medidas.

Uma coincidência entre duas transições pode produzir dois picos no espectro bidimensional, dependendo da faixa de energia observada por cada detector. Um pico está relacionado com a primeira transição sendo detectada no detector X e a segunda no detector Y e o outro pico relacionado à detecção invertendo-se os

Energia	Energia coincidente no detetor 2
det.1(keV)	(keV)
154	345; 588; 775
228	539
249	154
298	734
301 e 302	301; 403; 446; 539; 734; 748
345	403; 539; 686; 1343; 1362
349	398
370	446; 539; 736
378 e 379	539; 775
398	539 ; <i>590</i> ; 651
403	<i>301;</i> 345; 499; 539; 631; 654; 686; <i>734;</i> 1341; 1362
409	539
446	<i>154;</i> 228; 301; 370; 398; 518; 533; 539; 588; <i>590;</i> 604;
	654; 686; 822; 1107; 1325; 1341; 1362
465	398; 539; 1154; 1512
480	539
499	403; 539; 686; 1207; 1343
501 e 502	<i>301</i> ; 446; 651 ; 822
511	446; 539; 590; 822; 1362
518	398; 446; 539; 588; 822; 1034; 1191; 1362
539	228; 301; 345; 349; 370; 378; 398; 403; 446; 465; 499;
	511; 518; 533; 552; 588; 590; 600; 604; 631; 651; 654;
	686; 734; 748; 816; 822; 1034; 1107; 1154; 1201; 1325;
	1341; 1386; 1512
552	539; 590; 651; 775; 1386
000 500	775; 446
088 500	518; 539; 600; 654; 686; 822; 1341; 1362
590 600 - 600	301; 340; 398; 511; 539; 552; 604; 651; 734; 1386
000 e 602	539; 588; 822; 1107
004 621	440; <i>502;</i> 539; 590; 734; 1325; 1362
031 620	403; 539; 1341
038	301; 539; 651; 686
001	398; 502; 539; 552; 590; 638; 734; 1325
004	403; 446; 539; 588; 686; 1034

Tabela 3.1: - Primeira parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em negrito a ambas.

Energia	Energia coincidente no detetor 2
det.1(keV)	(keV)
678	1325
686	301; 345; 403; 446; 499; 533; 539; 588; 604; 638; 651;
	654; 872; 1034; 1343; 1548
689	465; 533
693	1512
734	301; 403; 539; 590; 604; 651; 678; 748
736	370; 446; <i>539;</i> 816; 822; 1362
748	301; 539; 590; 734; 1325
751	734
775	378; 398; 539; 552; 1201
804	301; 748
816	539; 590; 736
822	378; 446; 502; 511; 518; 533; 539; 552; 588; 600; 736;
	1024; 1034; 1107; 1154; 1181
872	686
880	734
902	539
905	539
968	370; 539; 590; 816
1024	822; 1362
1034	518; 539; 654; 686; 822; 1341; 1362
1107	446; 539; 600; 822; 1362
1154	398; 539; 552; 822; 1362
1181	822; 1362
1191	539; 822; 1341
1201	539; 775
1204	<i>502;</i> 539; 734; 1325
1207	499; 734; 822; 1325
1224	736
1272	1512
1309	686
1325	301; 446; 539; 552; 604; 651; 1204; 1207
1341 e 1343	345; 403; 446; 499; 539; 588; 600; 631; <i>662;</i> 686; 1034;
	1191

Tabela 3.1: - Segunda parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em negrito a ambas.

Energia	Energia coincidente no detetor 2
det.1(keV)	(keV)
1362	378; 446; 502; 510; 511; 518; 552; 588; 600; 736; 1024;
	1034; 1107; 1154
1386	398; 539; 552; 590
1512	465 ; 552; <i>693</i>
1553	154; 539; 822; 1362
1559	370; 446; 470; 539; 816; 1224
1582	1341
1615	539; 590
1627	154; 301; 345; 349; 403; 446; 499; 539; 748; 902; 905
1698	1362
1701	228; 228; 345; 446; 539; 828
1707 e 1710	539; 590; 822; 1362
1847	539
1865	301; 446; 511; 539; 604; 651; 678; 748; 1204
1929	446; 539; 600; 602; 854
1972	403; 539
1977	398; 539; 552; 806
1996	379; 533; 539
2030	499
2099	370; 816
2126	539
2166	301; 446; 748; 902
2193	<i>539;</i> 590
2205	539
22 40	228
2298	539
2376	154; 539
2469	446; 600
2516	552
2520	539
2529	539
2784	539

 \mathbb{S}^{2}

32

1

Tabela 3.1: - Terceira parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em negrito a ambas.
detectores. Assim, a Tabela 3.1 apresenta, por exemplo, a relação de coincidência entre as transições de 539 keV e 822 keV e em seguida a relação de coincidência entre as transições de 822 keV e 539 keV, correspondendo aos dois picos.

A análise das relações de coincidências obtidas, juntamente com a análise das energias das transições e dos níveis descrita no Capítulo 6 permitiu uma série de conclusões, tais como:

- confirmação do posicionamento da maioria das transições já conhecidas como pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh;
- posicionamento no esquema de decaimento do ¹⁰⁰Rh de uma série de transições gama novas;
- mudança no posicionamento de algumas transições incorretamente posicionadas em trabalhos anteriores;
- observação de níveis novos, alimentados no decaimento beta do ¹⁰⁰Rh ;
- identificação de dubletos com diferença de energia muito próxima (diferença menor que 0,5 keV, por exemplo) e que não são resolvidos em medidas de espectroscopia simples.

Os parágrafos seguintes trazem uma análise das modificações propostas para o esquema de níveis do ¹⁰⁰Ru tendo como base o esquema apresentado na compilação de Singh [21] (reproduzido no Apêndice A).

Transições de 502 keV, 872 keV, 968 keV, 2099 keV, 804 keV, 349 keV, 752 keV, 1698 keV, 2520 keV, 854 keV, 1224 keV, 1272 keV, 1582 keV e 828 keV. As relações de coincidências envolvendo estas transições, que foram observadas pela primeira vez neste trabalho, possibilitaram o posicionamento das mesmas no esquema de decaimento. Estes posicionamentos envolveram somente os níveis já conhecidos, estabelecidos em trabalhos anteriores, de acordo com a relação a seguir:

transição	nível emissor		
(keV)	(keV)		
502	1865		
872, 968 e 2099	2099		
804	2166		
349	2516		
752	2167		
1698 e 2520	3060		
828	3069		
854, 1224 e 1272	3323		
1582	3464		

Transições de 631 keV e 1972 keV. As relações de coincidência 631-1341 keV e 631-539 keV confirmam a transição de 631 keV como pertencente ao decaimento do ¹⁰⁰Rh. Estas duas relações de coincidência, juntamente com a 1972-540 keV, indicam a existência do nível de 2512 keV, a partir do qual as transições de 631 keV e 1972 keV são emitidas. Através das relações de coincidência 631-1341 keV e 539-1341 keV foi possível obter uma nova estimativa do valor da intensidade relativa para a transição de 631 keV, valor este $(I_r = 0,066(15)\%)$ compatível com o obtido nas medidas de espectroscopia simples $(I_r = 0,0562(15)\%)$.

Transições 1309 keV, 1996 keV, 379 keV e 533 keV. As relações de coincidência envolvendo estas transições indicam a existência de um nível de energia 2536 keV. As transições de 1309 keV e 1996 keV são emitidas a partir deste nível e as transições 379 keV e 533 keV alimentam o nível. A relação de coincidência 379-1996 keV, juntamente com as relações de coincidência envolvendo a transição de 378 keV, confirmam que o pico na região de 378 keV observado nas medidas de espectroscopia simples é, na verdade, um dubleto (378 keV e 379 keV). A suposição de uma única transição tornariam incompatíveis as coincidências com a transição de 1996 keV e com a transição de 1362 keV.

Transições de 662 keV, 678 keV, 1181 keV e 2543 keV. As relações de coincidência envolvendo as transições de 662 keV, 678 keV e 1181 keV, bem como a observação nas medidas de espectroscopia simples da transição de 2543 keV, sugerem a existência do nível de 2543 keV a partir do qual estas quatro transições são emitidas.

Transições de 1343 keV, 2030 keV, 345 keV e 499 keV. A transição de 1343 keV, observada nas medidas de espectroscopia simples, tem intensidade pequena e energia próxima à da transição de 1341 keV, que tem intensidade alta. Este fato dificulta a observação desta transição tanto nas medidas de espectroscopia simples como nas medidas de coincidência. A observação do pico de energia 686 keV no espectro de coincidência gerado com janela em torno do pico de 1341 keV confirma a existência da transição de 1343 keV visto que as transições de 1341 keV e 686 keV são excludentes. A partir das áreas dos picos de coincidências de 1343-686 keV e 539-686 keV foi possível calcular uma estimativa para o valor da intensidade relativa da transição de 1343 keV ($I_r = 0,041(5)\%$), obtendo um valor compatível com o obtido na medida de espectroscopia simples ($I_r = 0,047(5)\%$). A coincidência desta transição com a de 686 keV sugere a existência de um nível com energia de 2569 keV.

Em trabalho anterior sobre o decaimento beta do ¹⁰⁰Rh [12] a transição de 499 keV é posicionada como sendo emitida a partir do nível 2240 keV para o nível de 1741 keV. Entretanto, não foi observada nenhuma relação de coincidência que confirmasse este posicionamento. Por outro lado, a relação de coincidência 1343-499 keV, observada, sugere que esta transição seja posicionada entre os níveis 3069 keV e 2569 keV. Uma análise do valor da energia desta transição e da diferença de energia entre os níveis também sugere o posicionamento entre os níveis 3069 e 2569 keV, como pode ser comprovado a partir dos resultados do Capítulo 6.

A coincidência 2030-499 keV sugere que a transição de 2030 keV seja emitida a partir do nível 2569 keV, com a transição de 499 keV alimentando este nível.

A coincidência 345-1343 keV sugere o posicionamento da transição de 345 keV entre os níveis 2915 keV e 2569 keV.

Transições de 1204 keV e 1207 keV. A compilação de Browne[36] traz somente a transição gama de 1204 keV como pertencente ao decaimento do ¹⁰⁰Rh, enquanto o trabalho de Berzins [12] sobre o decaimento beta do ¹⁰⁰Rh indica uma transição com energia de 1206 keV entre os níveis de 3070 keV e 1865 keV e os trabalhos de Coceva [19] e Colvin [20], a partir de reações do tipo (n,γ) , sugerem somente uma transição de 1208 keV sendo emitida de um nível de 2570 keV. As medidas de espectroscopia realizadas mostram que a transição, na verdade, é um dubleto com energias 1204 keV e 1207 keV e que o nível de 3070 keV, na verdade, são dois níveis, um com energia de 3069 keV e o outro com energia de 3072 keV. As relações de coincidência envolvendo a transição de 1204 keV confirmam a transição entre os níveis de 3069 keV e 1865 keV.

A análise das coincidências relacionadas com a transição de 1207 keV indicam duas possibilidades de posicionamento: as coincidências 1207-734 keV e 1207-1325 keV sugerem a transição partindo do nível 3072 keV, enquanto as concidências 1207-499 keV e 1207-822 keV indicam a transição entre os níveis 2569 keV e 1362 keV. As duas possibilidades somente serão compatíveis se a transição de 1207 keV for um dubleto com as transições envolvidas com energia muito próximas. Esta pequena diferença justificaria o fato do dubleto não ter sido resolvido nas medidas de espectroscopia simples e de não ter sido detectada uma alteração perceptível na largura-a-meia-altura do pico. A partir das relações de coincidência envolvendo a transição (e com auxílio das coincidências 1325-540 keV, 740-590 keV e 1107-822 keV) foi possível determinar a intensidade relativa para cada uma das transições do dubleto. O resultado foi $I_r = 0,028(8)\%$ para a transição partindo do nível de 3072 keV e $I_r = 0,060(20)\%$ para a transição partindo do nível de 2569 keV. Como a intensidade obtida na medida de espectroscopia simples, $I_r = 0,063(6)\%$, cor/res/-pon/-de à soma das intensidades das duas transições, o valor médio para as intensidades das transições foi calculado pelo método dos mínimos quadrados, a partir das três informações de intensidades, obtendo como resultado final $I_r = 0,024(8)\%$ e $I_r = 0,040(10)\%$, respectivamente.

Transição de 403 keV. Trabalhos anteriores sobre o decaimento beta do ¹⁰⁰Rh [10, 12] posicionaram a transição de 403 keV entre os níveis 3464 keV e 3060 keV. Já

os trabalhos de reação (n,γ) de Coceva [19] e Colvin [20] sugerem esta transição como sendo emitida a partir do nível de 2570 keV. Nenhuma das relações de coincidência observadas em nosso trabalho é compatível com o posicionamento da transição entre os níveis 3464 keV e 3060 keV. A análise de energias descrita no Capípulo 6 também desfavorece este posicionamento, visto que a diferença de energias entre os níveis é de 403.62(6) keV enquanto a enegia da transição é de 403,07(11) keV, apresentando uma diferença da ordem de 5 desvios padrões . De forma análoga ao que ocorre com a transição de 1207 keV, a energia de 403 keV desta transição permite posicioná-la em duas posições do esquema de decaimento: entre os níveis de 2915 keV e 2512 keV e entre os níveis 2569 keV e 2166 keV. As relações de coincidência 403-631 keV e 403-1972 keV indicam a primeira hipótese enquanto as coincidências 403-1627 keV, 403-301 keV, 403-499 keV e 403-345 keV indicam a segunda hipótese. Desta forma, as evidências sugerem que a transição de 403 keV é de fato um dubleto, com diferença de energia entre as duas transições muito pequena. As áreas dos picos de coincidência (403-1627 keV, 539-1627 keV, 403-301 keV, 748-301 keV, 403-631 keV, 1341-631 keV, 403-1972 keV e 539-1972 keV) foram utilizadas no cálculo das intensidades relativas, obtendo como resultado $I_r = 0,035(20)\%$ para a transição que sai do nível de 2915 keV e $I_r = 0,065(11)\%$ para a transição que sai do nível de 2569 keV. Considerando que a intensidade obtida na medida de espectroscopia simples ($I_r = 0, 182(19)\%$) corresponde à soma das intensidades das transições e utilizando esta informação para o cálculo dos valores médios, teremos como resultados $I_r = 0,072(30)\%$ e $I_r = 0,076(20)\%$, respectivamente, para cada transição. As outras coincidências envolvendo esta transição são todas possíveis correspondendo a coincidências indiretas.

Transições de 693 keV, 880 keV, 1615 keV e 2205 keV. As relações de coincidência 639-1512 keV, 880-734 keV, 1615-590 keV e 2205-539 keV indicam a existência de um nível com energia de 2745 keV, a partir do qual estas transições são emitidas.

Transição de 1548 keV. A relação de coincidência 1548-686 keV sugere a existência de um nível com energia de 2774 keV, a partir do qual esta transição é emitida.

Transições de 154 keV, 249 keV e 2126 keV. As relações de coincidências 154-2376 keV, 154-1553 keV, 154-446 keV e 154-345 keV indicam o posicionamento da transição de 154 keV entre os níveis de 3069 keV e 2915 keV. As relações de coincidência 154-249 keV e 2126-540 keV indicam a existência de um nível de 2666 keV, com a transição de 249 keV alimentando este nível e a transição de 2126 keV sendo emitida a partir deste nível.

Transições de 555 keV, 602 keV, 905 keV, 1191 keV e 1710 keV. As relações de coincidência envolvendo estas transições confirmam a existência do nível de energia 3072 keV, sugerido anteriormente, a partir do qual estas transições são emitidas.

Capítulo 4 Alimentação β^+

O decaimento beta do ¹⁰⁰Rh para os níveis do ¹⁰⁰Ru se dá pela emissão de um pósitron (β^+) e um neutrino, ou pela captura de um elétron da camada eletrônica (*ce*) acompanhada da emissão de um neutrino. Os valores da razão entre as intensidades de alimentação por captura de elétrons e por emissão de pósitron (I_{ce}/I_{β^+}) são obtidos da teoria para transições permitidas e primeira proibida não única, e estão tabulados no trabalho de Gove e Martin [47]. Estes dependem do número atômico do núcleo e da energia disponível para a transição. A intensidade total de alimentação beta ($\beta^+ + ce$) para os estados excitados do ¹⁰⁰Ru pode ser determinada a partir do balanço de intensidade de transição gama provenientes de medidas de espectroscopia simples, exceto para o estado fundamental. A determinação de intensidade de alimentação beta a partir do balanço de intensidade de alimentação de intensidade de alimentação de intensidade de alimentação beta a partir do balanço de intensidades fundamental. A determinação de intensidade de alimentação beta a partir do balanço de intensidade de de alimentação de intensidade de alimentação de intensidade de alimentação beta a partir do balanço de intensidades gama será discutida no Capítulo 6.

Por outro lado, as medidas de espectroscopia gama simples e coincidência gamagama permitem a determinação da intensidade de transição β^+ a partir da análise das áreas dos picos de 511 keV, associados à aniquilação do pósitron, possibilitando a determinação da intensidade de alimentação beta para o estado fundamental.

Foram realizadas medidas de espectroscopia gama simples e coincidência gamagama da fonte de ¹⁰⁰Rh com o objetivo de se determinar a intensidade de alimentação β^+ para o estado fundamental e para estados de baixa energia do ¹⁰⁰Ru. Estas medidas priorizaram a observação dos picos de 511 keV provenientes da aniquilação de pósitrons.

4.1 Intensidade β^+ a Partir do Gama de Aniquilação

No decaimento de uma fonte β^+ , além dos pósitrons emitidos no decaimento, um segundo processo gera pósitrons na vizinhança da fonte. Este segundo processo de produção de pósitron é indireto, ocorrendo quando fótons de energia superior a 1022 keV interagem com a matéria produzindo um par elétron-pósitron. Nos dois casos, o pósitron, ao interagir com a matéria na vizinhança do arranjo experimental (suporte da fonte, colimador e suporte do detector), tem sua energia cinética degradada. Ao associar-se com um elétron, o par elétron-pósitron é aniquilado, produzindo dois fótons de 511 keV emitidos em direções opostas. Estes fótons podem ser detectados produzindo um pico característico na região do espectro de 511 keV, tanto no espectro simples como no de coincidência.

A produção de pósitrons como conseqüência da produção de pares não contém nenhuma informação importante sobre o decaimento. Por este motivo faz-se necessária à avaliação da parcela da área do pico de 511 keV que provém deste processo para posterior correção. Uma das formas de se avaliar esta fração de área consiste na medida de fontes padrão cujo decaimento beta seja por emissão de elétron (β^{-}) e que emitam fótons com energia maior que 1022 keV, utilizando o mesmo arranjo experimental. A presença do pico de 511 keV nestes espectros se deve exclusivamente à produção de pares na vizinhança do detector. Assim é possível obter uma curva da razão entre área do pico de 511 keV e a área do pico devido ao fóton em função da energia (de forma análoga à razão de escape simples e duplo definida na Seção 2.6.1). A partir desta curva pode se estimar a parcela da área devido á produção de pares no espectro da fonte em estudo.

A intensidade total de emissão de pósitron do decaimento beta, $I(\beta^+_{total})$ (ou seja à soma das intensidades de alimentação β^+ para todos os níveis), será proporcional á área do pico de 511 keV do espectro simples da fonte, descontada da fração da área devida ao escape, conforme a equação

$$I(\beta_{total}^{+}) = \frac{A(511)}{2.N.\varepsilon(511)},$$
(4.1)

que é análoga à Equação 2.21. O fator 2 provém do fato de que a aniquilação de um pósitron produz um par de fótons. Utilizando a intensidade e eficiência relativa, teremos

$$I_r(\beta_{total}^+) = \frac{\mathsf{A}(511).\varepsilon_r(\mathsf{E}_{\gamma 0})}{2.\varepsilon(511).\mathsf{A}(\gamma_0)}.I_r(\gamma_0), \tag{4.2}$$

onde E_0 é a energia de uma transição de referência, com intensidade relativa conhecida.

A partir de medidas de coincidência gama-gama é possível a determinação das intensidades β^+ para os níveis excitados do núcleo filho. Considere uma transição β_n^+ para o estado n, a transição γ_1 saindo deste estado e as transições $\gamma_2 e \gamma_3$ duas transições gama em cascata pertencentes ao esquema de decaimento. De forma semelhante à Equação 3.1, à área do pico de coincidência entre a transição γ_1 e o fóton de 511 keV devido à transição β_n^+ será dada por

$$\mathsf{A}(511,\gamma_1) = \mathsf{N}.2.I(\beta_n^+).\varepsilon(511).Y_{\beta_n^+ \sim 1}.\varepsilon(\mathbf{E}_{\gamma_1}). \tag{4.3}$$

onde a correlação angular foi tomada igual a 1. A intensidade β^+ poderá ser calculada dividindo esta área pela área do pico de coincidência γ_2 - γ_3 , utilizando as eficiências e intensidades relativas das transições envolvidas, conforme a equação

$$I_r(\beta_n^+) = \frac{\mathsf{A}(511 - \gamma_1)}{\mathsf{A}(\gamma_2 - \gamma_3)} \cdot \frac{\varepsilon_r(\mathsf{E}_{\gamma_2}) \cdot \varepsilon_r(\mathsf{E}_{\gamma_3})}{\varepsilon_r(511) \cdot \varepsilon_r(\mathsf{E}_{\gamma_1})} \cdot \frac{I_r(\gamma_2) \cdot Y_{\gamma_2,\gamma_3} \cdot W_{\gamma_2,\gamma_3}}{2 \cdot Y_{511,\gamma_1}}.$$
 (4.4)

Verifica-se que da medida de espectroscopia simples obtém-se a intensidade de alimentação β^+ total do decaimento, $I_r(\beta^+_{total})$, enquanto que das medidas de coincidência obtém-se a intensidade de alimentação β^+ para cada nível, menos para o estado fundamental. A intensidade β^+ para o estado fundamental é calculada subtraindo-se da intensidade β^+ total as intensidades β^+ obtidas para os diversos níveis, ou seja,

$$I_r(\beta_f^+) = I_r(\beta_{total}^+) - I_r(\beta_{n1}^+) - I_r(\beta_{n2}^+) - \cdots$$
(4.5)

4.2 Medidas Realizadas

Foi realizada uma medida de espectroscopia simples e uma medida de coincidência gama-gama da fonte de ¹⁰⁰Rh com a finalidade de determinar as intensidades de alimentação β^+ . Para tanto a fonte de ¹⁰⁰Rh foi produzida irradiando 5 mg de rutênio enriquecido com o feixe de prótons do acelerador Ciclotron do IPEN, nas mesmas condições descritas na Seção 2.1. Após a irradiação a fonte foi colocada em suporte de alumínio com parede de 4 mm de espessura, de forma que os pósitrons produzidos pela fonte com energia de até 2600 keV fossem aniquilados no suporte, ou seja, que todos os fótons de 511 keV fossem gerados próximos da fonte.

Na medida de espectroscopia simples, o detector de HPGe de 50 cm³, a eletrônica e o sistema de aquisição foram os mesmos utilizados nas medidas anteriores de espectroscopia simples descritas na Seção 2.2. A distância entre a fonte e o detector foi de 15 cm e a medida teve duração de 40 horas.

Além da fonte de ¹⁰⁰Rh, foram medidas as fontes de ⁶⁰Co e ¹⁵²Eu nas mesmas condições (com as fontes no mesmo suporte de alumínio) com a finalidade de se obter a calibração de energia e eficiência para o arranjo.

A medida de coincidência utilizou o mesmo detector da medida de espectroscopia simples e um segundo detector de HPGe de 90 cm³, ambos associados à eletrônica de coincidência e sistema de aquisição biparamétrico descrito na Seção 3.1. O ângulo entre os detectores foi de aproximadamente 100° e uma blindagem de chumbo foi colocada entre os detectores de forma a evitar coincidências devido a efeito compton. Esta medida teve duração de 38 horas. Os procedimentos para a geração da matriz de coincidência e o ajuste dos picos no espectro simples e de coincidência foram os mesmos descritos nos Capítulos 2 e 3.

4.3 Resultados

As curvas de calibração de eficiência e de energia para as medidas de espectroscopia simples e coincidência foram obtidas a partir da medida da fonte de ¹⁵²Eu dentro do suporte de alumínio.

O espectro simples do ¹⁵²Eu apresenta um pico de 511 keV que é proveniente, predominantemente, do processo de produção de pares a partir da transição gama de 1408 keV. A razão entre a área do pico de 511 keV e a área do pico de 1408 keV obtida foi de 1,0(1)%. Da mesma forma o pico de 511 keV observado na medida da fonte de ⁶⁰Co é devido ao processo de produção de pares pela transição de 1332 keV. A razão obtida para esta energia foi de 0,8(1)%. Um terceiro valor de razão entre área do pico de 511 keV e área do pico de transição gama foi obtido na medida de coincidência. Nesta medida foi observado um pico relativo à coincidência entre a transição de 446 keV com o fóton de 511 keV. Como não é possível a alimentação β^+ para o estado de 2915 keV, o fóton da aniquilação é devido à transição de 1929 keV que está em coincidência com a transição de 446 keV. A partir deste pico de coincidência a razão entre a área do pico de 511 keV e a área do pico 1929 keV foi determinada como sendo 9(2)%. Os valores da razão para outras energias foram estimados através de interpolações.

Desta forma as áreas do pico de 511 keV foram corrigidas descontando a parcela devido à produção de pares a partir das transições intensas de alta energia (1362 keV, 1341 keV, 1553 keV, 1627 keV, 1929 keV, 2376 keV e 2530 keV) e utilizando os valores de razão interpolados.

Os resultados obtidos da medida de espectroscopia simples foram:

área	do	pico	de	539	keV		A(539) =	= 3336(2)	$\mathbf{x}10^{3}$
área	do	pico	de	511	\mathbf{keV}		A(511) =	= 484,3(1)	x10 ³
área	do	pico	de	511	keV	corrigida	$A_{c}(511) =$	= 392(23)	x10 ³

A intensidade total de transição β^+ foi calculada utilizando a Equação 4.2, obtendo como resultado $I(\beta_{total}^+) = 4, 4(3)\%$. Nas medidas de coincidência o pico de 511 keV apareceu em coincidência com as transições de 446 keV, 539 keV, 590 keV, 822 keV e 1362 keV, conforme pode ser observado na Figura 4.1. A coincidência com a transição de 446 keV corresponde à coincidência desta transição com o fóton de 511 keV proveniente da criação de pares pela transição de 1929 keV. As outras quatro transições indicam a alimentação β^+ para os estados de 540 keV, 1130 keV e



Figura 4.1: Fatia da matriz de coincidência em coincidência com janela na transição de 511 keV.

Laboratorio do Acelerador Linear - VISUAL

e,

75

2

coincidência	área	área
(keV)		corrigida
511-446	373(83)	0
511-539	15000(200)	10000(2300)
511-590	590(50)	-
511-822	500(70)	410(80)
511-1362	260(45)	210(50)
540-822	45300(260)	
540-446	29200(240)	

Tabela 4.1: Área dos picos de coincidência utilizadas na determinação das intensidades β^+ .

1362 keV. A não observação de outras coincidências é compatível com alimentação β^+ desprezivél para os outros estados.

A Tabela 4.1 apresenta as áreas dos picos de coincidência utilizados nos cálculos de intensidade β^+ . A segunda coluna da tabela corresponde às áreas corrigidas levando em conta a produção de pares. As coincidências indicadas nas duas últimas linhas serviram como referência (coincidência γ_2 - γ_3 na Equação 4.4).

Foram calculadas as intensidades de alimentação β^+ inicialmente para os estados de 1130 keV e 1362 keV utilizando as áreas dos picos de coincidência 511-590 keV, 511-822 keV e 511-1362 keV, conforme Equação 4.4. A área do pico de coincidência 511-540 keV tem uma parcela adicional devido a coincidências indiretas. Estas coincidências indiretas provêm de fótons de 511 keV, produzidos na alimentação beta dos níveis de 1130 keV e 1362 keV que são coincidentes com a transição de 539 keV, através de transições gama que alimentam o estado de 539 keV. Esta parcela foi estimada e a área do pico 511-540 keV corrigida ficou em 8500(2500). Assim, a intensidade de alimentação β^+ para o estado de 539 keV pode ser calculada. Finalmente, a intensidade de alimentação β^+ para o estado fundamental foi calculada de acordo com a Equação 4.5.

A Tabela 4.2 reune os reultados finais de intensidade β^+ e de intensidade de alimentação beta ($\beta^+ + ce$) obtidos neste trabalho. Os valores de intensidade de alimentação beta foram obtidos a partir da razão I_{ce}/I_{β^+} tabelada no trabalho de Gove e Martin [47] e considerando as transições beta para os quatro níveis do tipo primeira proibida não única. Como o trabalho de Gove e Martin apresenta somente informações para transições permitidas ou proibida única, foram utilizados os valores tabelados para transição permitida. A razão de ramificação β^+ em porcentagem também foi tabelada juntamente com os resultados apresentados em trabalhos anteriores.

	Este trabalho			Marquez[9] Koike[10]		Kawakami[11]		Berzins[12]		
Nível	$I_{r\beta^+}$	%ª	Ir ^b	%ª	Iß	$I_{\beta} \overset{\dot{b}}{}$	%ª	Iab	I_{A+}	Ice c
1362	0,16(3)	3,6	0,47(9)	13	0,63	0,9	2,5	0,6	-	-
1130	0,13(2)	3,0	0,29(5)			-	-	-	~0.3	~0.3
540	1,7 (5)	38	2,4 (7)	40	1,88	5,2	30	3,5	$\sim 2^{\prime}$	~3
0	2,4 (6)	55	2,9 (7)	46	2,19	3,6	67	6,4	2,2	-
total	4,4 (3)	100	-	100	-	•	100	•	-	-

^a razão de ramificação da intensidade β^+

^b intensidede beta total $(\beta^+ + ce)$

^c intensidade de captura eletrônica

Tabela 4.2: Intensidades de alimentação beta obtidas neste trabalho e de trabalhos anteriores. os resultados relativos a este trabalho tem como referência a intensidade relativa de transição gama da transição de 539 keV $(I_r(539) = 78.40)$

No trabalho de Marquez [9], a intensidade de alimentação beta foi obtida a partir de medidas diretas do espectro beta, apresentando como resultado a razão de ramificação β^+ e a intensidade beta total. O trabalho de Koike e outros [10] apresenta as intensidades de alimentação beta calculadas a partir do balanço de intensidades gama, exceto para o estado fundamental, onde a intensidade de alimentação beta foi calculada utilizando os resultados de Marquez, juntamente com a intensidade total de alimentação β^+ obtida da análise do pico de 511 keV. O trabalho de Kawakami e Hoisatake [11] obtém os valores de intensidade de alimentação β^+ e da intensidade de alimentação beta total a partir de medidas de coincidência tripla envolvendo o par de fótons de 511 keV. Finalmente, o trabalho de Berzins e outros [12] calcula as intensidades de alimentação β^+ a partir do balanço de intensidades gama, utilizando a informação de Marquez para o estado fundamental.

Capítulo 5

Meia-Vida do ¹⁰⁰Rh

A meia-vida, $t_{1/2}$, do estado fundamental do ¹⁰⁰Rh foi obtida da análise dos espectros da terceira série de medidas de espectroscopia simples (Sub-seção 2.2.3). Nesta medida os últimos 32 espectros de uma hora, da série de 92 espectros da fonte de ¹⁰⁰Rh, foram medidos consecutivamente, sem mudança de geometria de detecção e sem mudança da massa da fonte, condições propícias para a medida de meiavida. A meia-vida foi obtida acompanhando-se as áreas de fotopicos do ¹⁰⁰Rh nos 32 espectros em função do tempo.

A contagem do tempo de aquisição de dados em modo de tempo vivo é feita através um escalímetro padrão CAMAC acoplado ao sistema de aquisição de dados, conforme mostra a Figura 2.1. Esta montagem com escalímetro possibilita a contagem de tempo no modo de "tempo vivo". Neste modo a contagem de tempo ocorre somente enquanto o CAD está disponível para a aquisição (tempo vivo), não contando tempo enquanto o CAD está ocupado realizando uma conversão (tempo morto). Assim, uma medida de uma hora em tempo vivo tem uma duração um pouco maior que uma hora em tempo de relógio, dependendo da taxa de contagem. Nas medidas do espectro de ¹⁰⁰Rh da terceira série de medidas, o tempo de duração de cada espectro foi contado em modo de tempo vivo e não em tempo de relógio, com a marcação do tempo do início de cada medida sendo realizada pelo computador PDP-11.

O sistema de contagem em tempo vivo pode não levar em conta outros tempos mortos como, por exemplo, o gerado pela não rejeição de um empilhamento, constituindo-se em fator de erro na medida de meia-vida. Um outro fator de erro pode vir da variação da eficiência de detecção do sistema devido a, por exemplo, variação da taxa de contagem. Uma determinação precisa de meia-vida deve levar em conta estas fontes de erro ou tentar eliminá-las. Neste trabalho, estes erros foram contornados utilizando as áreas de fotopicos de transições gama de contaminantes de meia-vida longa (^{101 f,m}Rh e ^{99 f}Rh) como "relógios internos" da medida. As atividades relativas destes contaminantes eram altas pois já havia decorrido um tempo equivalente a 4 meias-vidas da fonte de ¹⁰⁰Rh quando do início da série dos 32 espectros.

5.1 A Medida de Meia-Vida

Considerando-se n espectros da fonte em estudo, adquiridos sucessivamente, onde Δt é tempo de duração constante da aquisição dos espectros, t_i é o ponto médio entre o início e o fim da contagem da medida do *i*-ésimo espectro e A_i e σ_{A_i} são a área ajustada e o desvio padrão relativos a um fotopico do *i*-ésimo espectro devido a transição gama da fonte em estudo, teremos, de acordo com as Equações 2.19 e 2.20, a área do fotopico para cada espectro dada por

$$A_{i} = I.\varepsilon. \int_{t_{i}-\Delta t/2}^{t_{i}+\Delta t/2} \mathcal{A}(t).dt.$$
(5.1)

Como $\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}_0 e^{-\lambda t}$, onde \mathcal{A}_0 é a atividade inicial quando t = 0 e λ é a constante de decaimento da fonte $(t_{1/2} = ln2/\lambda)$, teremos

$$A_{i} = I.\varepsilon.\mathcal{A}_{0}.\int_{t_{i}-\Delta t/2}^{t_{i}+\Delta t/2} e^{-\lambda.t}dt$$
(5.2)

ou ainda

$$\mathsf{A}_{i} = \frac{I.\varepsilon.\mathcal{A}_{0}}{\lambda} \cdot (e^{\lambda.\Delta t/2} - e^{-\lambda.\Delta t/2}).e^{-\lambda.t_{i}}. \tag{5.3}$$

Se Δt for igual para todos os espectros, o termo entre parênteses fica constante e consequentemente a dependência da área com o tempo fica restrita à última exponencial.

Assim, a constante de decaimento, λ , e conseqüentemente a meia-vida $t_{1/2}$, são determinadas pelo ajuste por mínimos quadrados de uma função exponencial aos dados experimentais (A_i , σ_{A_i} , t_i).

Quando os intervalos de tempo não são idênticos nas várias medidas, deve-se subistituir Δt por Δt_i na Equação 5.3, tornando a dependência com o tempo mais complexa e, na maioria das vezes, de difícil determinação. Para eliminar a dependência com Δt_i na determinação da meia-vida, as áreas ajustadas, A_i^c , de um segundo fotopico, observados nos espectros mas devido a um outro nuclídeo, são utilizadas como fator de normalização, funcionando como um "relógio interno" da medida. Este nuclídeo deverá ter meia-vida, $t_{1/2}^c$, bem conhecida e de preferência muito maior que a meia-vida do nuclídeo a ser determinada. A expressão para A_i^c é análoga à de A_i . Se tomarmos a razão A_i / A_i^c teremos

$$\frac{\mathsf{A}_{i}}{\mathsf{A}_{i}^{c}} = \frac{I.\varepsilon.\mathcal{A}_{0}}{I^{c}.\varepsilon^{c}.\mathcal{A}_{0}^{c}} \cdot \frac{\lambda^{c}}{\lambda} \cdot \frac{e^{-\lambda.t_{i}}(e^{\lambda.\Delta t_{i}/2} - e^{-\lambda.\Delta t_{i}/2})}{e^{-\lambda^{c}.t_{i}}(e^{\lambda^{c}.\Delta t_{i}/2} - e^{-\lambda^{c}.\Delta t_{i}/2})}.$$
(5.4)

Em geral, numa série de espectros para medida de meia-vida, o tempo de duração da aquisição dos espectros é bem menor que as meias-vidas das fontes, ou seja $\lambda \Delta t_i \ll 1$ e $\lambda^c \Delta t_i \ll 1$. Além disso, o tempo de duração de cada espectro não varia significativamente de um espectro para outro, ou seja, $\Delta t_i - \Delta t_j \ll 1$. Assim pode-se expandir as exponenciais envolvendo Δt até segunda ordem, obtendo após simplificações

$$\frac{\mathsf{A}_{i}}{\mathsf{A}_{i}^{c}} = \frac{I.\varepsilon.\mathcal{A}_{0}}{I^{c}.\varepsilon^{c}.\mathcal{A}_{0}^{c}} \cdot e^{-(\lambda-\lambda^{c}).t_{i}}.$$
(5.5)

Nestas condições a dependência da razão $A_i/A_i^c \mod \Delta t_i$ foi eliminada fazendo com que o ajuste de uma função exponencial aos dados $(A_i/A_i^c, \sigma_{A_i/A_i^c}, t_i)$ forneça o valor da diferença $\lambda - \lambda^c$. Conhecido o valor de λ^c , determina-se a constante de decaimento e a meia-vida da fonte em estudo. Se $\lambda^c \ll \lambda$ o ajuste fornece λ de forma direta.

Além de ser insensível a pequenas variações no tempo de contagem de cada medida, a razão dada pela Equação 5.5 também é insensível a pequenas variações da eficiência do sistema de detecção entre as várias medidas. Estas variações alteram o valor das áreas dos fotopicos em cada espectro mas a razão das áreas fica preservada.

5.2 Resultados

Na determinação da meia-vida da fonte de ¹⁰⁰Rh foram utilizadas as áreas das transições de 446 keV, 539 keV e 588 keV pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh, ajustadas nos 32 espectros. Foram utilizadas como "relógio interno" as áreas da transições de 198 keV do decaimento do ¹⁰¹Rh ($t_{1/2} = 3, 3(3)$ anos), das transições de 306 keV e 545 keV do decaimento do ^{101m}Rh ($t_{1/2} = 4, 34(1)$ dias) e das transições de 353 keV e 528 keV do decaimento do ⁹⁹Rh ($t_{1/2} = 16(1)$ dias).

As Figuras 5.1 e 5.2 mostram os gráficos da área da transição de 539 keV e da transição de 198 keV em função do tempo, respectivamente. Como a meiavida do ¹⁰¹ Rh é muito maior que o tempo total de medida, a área da transição de 198 keV apresenta um comportamento constante em função do tempo. Uma pequena oscilição da área observada na região central do gráfico indica oscilação do tempo de contagem ou da eficiência de detecção. Esta oscilação também ocorre no gráfico da transição de 539 keV. A Figura 5.3 mostra o gráfico da razão da área da transição de 539 keV pela área da transição de 198 keV em função do tempo. Nota-se que a oscilação observada nos dois gráficos anteriores das áreas é minimizada neste gráfico. A Figura 5.3 traz também a curva ajustada e os parâmetros obtidos. Os



Figura 5.1: Área do pico em 539 keV em função do tempo.

ajustes para determinação da constante de decaimento pelo método dos mínimos quadrados foram realizados pelo programa AJUSTE [35].

Na Tabela 5.1 estão os valores dos parâmetros dos ajustes correspondentes à diferença de constantes de decaimento $(\lambda - \lambda^c)$ obtidos para cada uma das três transições do ¹⁰⁰Rh e utilizando os cinco "relógios internos". Na coluna da direita estão os valores médios obtidos.

Na Tabela 5.2 estão os valores de constante de decaimento calculadas para o 100 Rh a partir dos valores médios da Tabela 5.1, os valores de meia-vida correspondentes e o valor médio final para a meia-vida do 100 Rh, ou seja $t_{1/2} = 20, 20(5)$ horas.

O valor de meia-vida para o ¹⁰⁰Rh adotado pelos trabalhos de compilação de dados nucleares [21, 36, 48] é de 20,8(1) horas. Este valor foi obtido por Marquez [9] a partir da medida da fonte de ¹⁰⁰Rh com o detector Geiger de um espectrômetro beta, por um período de 10 meias-vidas. Tanto o valor proposto por Marquez como o proposto por este trabalho têm boa precisão (desvio padrão menor que 0,5%), entretanto observa-se uma pequena discrepância entre os dois dados, da ordem de 4 desvios padrões.





Transição		$\lambda - \lambda^c \ (h^{-1})$					
utililzada como	Transição	Transição do ¹⁰⁰ Rh utilizada (keV)					
relógio (keV)	446	Média					
198	0,0344 (4)	0,0344 (4)	0,0342 (4)	0,0343 (4)			
306	0,02767(8)	0,02767(5)	0,02745(17)				
545	0,0288 (6)	0,0288 (6)	0,0286 (6)	0,02766(9)			
353	0,0337(10)	0,0337(10)	0,0335 (10)				
528	0,0325(15)	0,0325(15)	0,0322 (15)	0,0332 (8)			

Tabela 5.1: Parâmetros ajustados relativos a diferenças entre constantes de decaimento $(\lambda - \lambda^c)$.

Nuclídeo	$\lambda - \lambda^c$	λ^c	λ	t1/2
relógio	(h^{-1})	(h^{-1})	(h^{-1})	(h)
¹⁰¹ <i>f</i> Rh	0,0343 (4)	2,4 (2)x10 ⁻⁵	0,0343 (4)	20,21(24)
¹⁰¹ <i>m</i> Rh	0,02766(9)	$6,65(2) \times 10^{-3}$	0,03431(9)	20,20 (5)
⁹⁹ <i>f</i> Rh	0,0332 (8)	$1,8(2) \times 10^{-3}$	0,0350 (8)	19,8 (5)
			média	20,20 (5)

Tabela 5.2: Constante de decaimento e meia-vida média final para o ¹⁰⁰Rh.

Capítulo 6 Esquema de Decaimento do ¹⁰⁰Rh

Como resultado das medidas de espectroscopia simples, um total de 130 transições gama foram associadas como pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh (vide Tabela 2.6). Destas transições 63 já haviam sido posicionadas no esquema de níveis do ¹⁰⁰Ru pelos trabalhos anteriores. Já a partir das análises das medidas de coincidências foi possível: confirmar o posicionamento de várias transições; sugerir o posicionamento de uma série de transições observadas pela primeira vez por este trabalho; reposicionar algumas transições já posicionadas em trabalhos anteriores; sugerir alguns níveis novos do ¹⁰⁰Ru e detectar dois dubletos não perceptíveis nas medidas de espectroscopia simples, elevando para 132 o número de transições gamas observadas.

As informações obtidas nas duas medidas foram utilizadas na montagem do esquema de decaimento do ¹⁰⁰Rh para os níveis do ¹⁰⁰Ru. As energias dos níveis excitados do ¹⁰⁰Ru foram calculadas a partir das informações de energia das transições gama e do esquema de decaimento. Foram determinadas ainda as intensidades de alimentação beta para os níveis do ¹⁰⁰Ru com os respectivos log(ft) a partir das intensidades de transição gama e das intensidades de alimentação β^+ .

6.1 Determinação do Esquema de Decaimento

A montagem do esquema de níveis a partir das transições gama e das relações de coincidência se assemelha a montagem de um quebra-cabeça onde as transições gama correspondem a peças que deve ser encaixadas uma nas outras, formando o esquema de níveis. O posicionamento de uma transição entre dois níveis deve obedecer ao critério de energia e estar em concordância com as relações de coincidência. O processo é iterativo, pois o posicionamento da transição depende das energias dos níveis enquanto que estas são calculadas a partir das energia das transições gamas posicionadas no esquema. Para dar partida ao processo, é necessário um conjunto preliminar de energias de níveis do esquema de decaimento a ser estudado. Este conjunto é modificado no decorrer do processo. O critério de energia para que uma transição gama seja posicionada entre dois níveis do esquema consiste em que a energia emitida pelo núcleo na transição seja igual à diferença de energia entre os níveis, considerando-se as incertezas experimentais. Sejam $F_i \in F_j$ as energias propostas para os níveis de saída e chegada da transição e E_k a energia medida do fóton emitido na transição gama, com σ_{Fi} , $\sigma_{Fj} \in \sigma_{Ek}$ os desvios padrões respectivos. Para os cálculos envolvendo a energia dos níveis devemos considerar a energia disponível para a emissão da transição gama, E'_k , que é obtida a partir da energia medida do fóton, somada à energia de recuo do núcleo, ou seja:

$$\mathbf{E'}_k \cong \mathbf{E}_k + \frac{\mathbf{E}_k^2}{2.m.c^2} \tag{6.1}$$

onde m é a massa do núcleo e c a velocidade da luz. A matriz de covariância de E'_k pode ser tomada igual a de E_k . Desta forma o critério de energia pode ser descrito pela inequação

$$\frac{|\mathbf{E}'_k - |\mathbf{F}_i - \mathbf{F}_j||}{\sigma} = |M| \le M_{max}$$
(6.2)

com

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_{\mathrm{E}'k})^2 + (\sigma_{\mathrm{F}i})^2 + (\sigma_{\mathrm{F}j})^2}$$
(6.3)

onde M é definido como resíduo da energia no posicionamento transição e M_{max} é o resíduo maxímo admissível. Não foram consideradas as covariâncias nesta equação. O resíduo M tem uma distribuição normal com média igual a zero e desvio padrão igual a um. A probabilidade de que a energia medida de uma dada transição, com posição conhecida no esquema de decaimento, produza um resíduo $|M| \ge 4$ é menor que 0,01% e num conjunto de uma centena de transições a probabilidade de que a energia medida de uma delas apresente resíduo $|M| \ge 4$ é da ordem de 1%. Por este motivo utilizou-se $M_{max} = 4$ como critério neste trabalho.

O programa ESQUEMA [49] foi criado com a finalidade de auxiliar o posicionamento das transições gama no esquema de níveis. Para tanto, o programa tem como entrada o conjunto das energias dos fótons medidos e energias dos níveis com as respectivas incertezas, além da massa do núcleo e do valor de M_{max} . Inicialmente, o programa calcula a energia da transição conforme a Equação 6.1. Em seguida, para cada transição e para cada par de níveis, o programa testa o critério de energia. O programa trabalha de forma interativa perguntando, para cada transição que passa pelo critério de energia, se esta deve ser posicionada ou não. A decisão sobre o posicionamento é tomada levando em conta outros critérios como a concordância com as relações de coincidência e critérios de carater não experimental como, por exemplo, não posicionar uma transição entre níveis com diferença de momento angular maior ou igual a 4. O programa cria dois arquivos de saída. O primeiro é um arquivo com todas as informações sobre o posicionamento de todas as transições de forma codificada. Este arquivo é usado como entrada no programa para cálculo das energias dos níveis e nos programas envolvendo cálculo de intensidades de alimentação beta. O segundo arquivo contém um relatório com informações como resíduos, número de transições posicionadas e não posicionadas e número de transições que são emitidas de cada nível e que alimentam cada nível.

Após rodar o programa ESQUEMA a energia dos níveis é recalculada pelo programa NINJA [50], utilizando as energias das transições posicionadas (vide próxima seção). Com estas novas energias de níveis, mais precisas, voltava-se ao programa ESQUEMA para reavaliar o posicionamento das transições e tentar posicionar outras, fechando o ciclo iterativo.

A inclusão de um novo nível no esquema se dá acrescentando o valor de sua energia ao conjunto de energia de níveis. A aceitação do nível novo como pertencente ao esquema de decaimento ocorre quando, após rodar o programa ESQUEMA, pelo menos 2 transições são posicionadas no esquema envolvendo o nível ou uma transição é posicionada envolvendo o nível com confirmação na medida de coincidência.

O processo iterativo tem fim quando, ao rodar o programa ESQUEMA, nenhuma alteração no posicionamento das transições ocorra com relação ao posicionamento anterior e não exista mais nenhum nível que possa ser acrescentado e que obedeça o critério de aceitação de nível dado pela Equação 6.2.

6.2 Cálculo das Energias dos Níveis

O correto posicionamento das transições gama no esquema de níveis constitui em informação adicional sobre a energia destas transições, ou seja, o conhecimento do esquema implica em uma série de relações de vínculo do tipo $E'_i + E'_j - E'_k = 0$ que, se levada em conta corretamente, produzem valores de energia mais precisos com uma diminuição das incertezas.

Uma outra forma de abordar o tema consiste no fato que cada transição de energia E', representa a diferença de energia entre dois níveis, ou seja, $E'_i = F_j - F_k$, constituindo-se as energias dos níveis em parâmetros fundamentais a serem determinados a partir dos valores experimentais das energias das transições. De forma genérica, a relação entre o vetor E' dos valores de energia de transição, obtidos experimentalmente, e o vetor F dos parâmetros relativos a energia dos níveis será dada por

$$\mathbf{E}' = \mathbf{D}.\mathbf{F} + \mathbf{e} \tag{6.4}$$

onde e é o vetor de erro de E' e a matriz D de dimensão $n \times m$ (n é o número de transições e m o número de níveis) é a matriz de planejamento que relaciona cada

transição a um par de níveis. Esta é definida por

$$(\mathbf{D})_{i,j} = \frac{\delta(\mathbf{E}')_i}{\delta(\mathbf{F})_j} \tag{6.5}$$

ou de forma mais direta por

 $(\mathbf{D})_{i,j} = \begin{cases} 1 \text{ se a transição } \mathbf{E}'_i \text{ sai do nível } \mathbf{F}_j \\ -1 \text{ se a transição } \mathbf{E}'_i \text{ chega ao nível } \mathbf{F}_j \\ 0 \text{ se a transição } \mathbf{E}'_i \text{ independe do nível } \mathbf{F}_j \end{cases}$ (6.6)

A Equação 6.4 é semelhante à Equação 2.1, fornecendo estimativas pelo método dos mínimos quadrados de maneira análoga para o vetor de parâmetros F

$$\tilde{\mathbf{F}} = (\mathbf{D}^t.\mathbf{V}_{\mathbf{E}'}^{-1}.\mathbf{D})^{-1}.\mathbf{D}^t.\mathbf{V}_{\mathbf{E}'}^{-1}.\mathbf{E}'$$
(6.7)

com a matriz de covariância dada por

$$\mathbf{V}_{\tilde{\mathbf{F}}} = (\mathbf{D}^t \cdot \mathbf{V}_{\mathbf{E}^t}^{-1} \cdot \mathbf{D})^{-1}.$$
(6.8)

O teste de qualidade do ajuste é dado pelo qui-quadrado

$$\chi^{2} = (\mathbf{E}' - \mathbf{D}.\tilde{\mathbf{F}})^{t}.\mathbf{V}_{\mathbf{E}'}^{-1}.(\mathbf{E}' - \mathbf{D}.\tilde{\mathbf{F}})$$
(6.9)

com n - m graus de liberdade.

As energias das transições gama podem ser interpoladas a partir das energias dos níveis e descontando-se a energia de recuo do núcleo. Os valores das energias de transição gama interpolados são mais precisos que os iniciais obtidos da medida de espectroscopia, pois a sua determinação leva em conta todos os vínculos contidos no esquema de decaimento. Assim, a diagonal da matriz de covariância que corresponde ao quadrado dos desvios padrões é menor, entretanto as covariâncias entre os valores de energia, representadas pelos termos fora da diagonal da matriz de covariância, serão maiores.

O programa NINJA [50] foi criado para calcular as energias de níveis conforme as equações acima. O programa tem como entrada os valores de energias de transição gama e um arquivo codificado que contém as informações sobre o posicionamento de todas as transições e o número de massa do nuclídeo em questão. Como saída o programa fornece um arquivo com as energias dos níveis e respectiva matriz de covariância, outro com as energias das transição gama interpoladas com a matriz de covariância e um terceiro contendo um relatório do processo de ajuste, incluindo informações como resíduos e chi-quadrado.

6.3 Determinação das Intensidades de Alimentação Beta

Na Seção 2.5 foi discutido como determinar a intensidade relativa de transição gama $I_r(E)$ preservando a covariância existente entre estas intensidades (representadas pela matriz de covariância), a partir da medida de espectroscopia gama. Nesta seção os procedimentos para os cálculos das intensidades absolutas de transição gama, I(E), e das intensidades de alimentação beta, $I(\beta)$, serão demonstrados. O tratamento estatístico utilizado é apresentado na forma matricial, onde a propagação das incertezas, utilizando as matrizes de covariâncias, é explicitada em todas as etapas.

A transição entre dois níveis de um mesmo nuclídeo ocorre pela emissão de fótons ou pela transferência da energia de excitação para um elétron da camada eletrônica, processo chamado de conversão interna. Por este motivo define-se como intensidade total de transição entre dois níveis, I', a soma da intensidade de transição gama (emissão de um fóton), I, com a intensidade de transição através de conversão interna (transferência de energia para o elétron). A intensidade total de transição é obtida pela equação

$$I'_{ri} = I_{ri} (1 + \alpha_{ti}) \tag{6.10}$$

onde α_t é o coeficiente de conversão interna total definido como a razão entre a probabilidade de conversão interna e a probabilidade de transição gama. O coeficiente de conversão interna pode ser obtido experimentalmente através de medidas de espectroscopia de elétrons ou determinado pela teoria se forem conhecidos, para um dado número atômico, a energia da transição e sua multipolaridade. Esta última pode ser obtida de medidas de correlação angular gama-gama. O trabalho de F. Rösel e outros [51] traz os valores de coeficiente de conversão interna tabelados para vários números atômicos e para uma grande faixa de energias e multipolaridades de transição.

Note que o cálculo da intensidade total pode ser realizado tanto sobre valores absolutos de intensidade como sobre valores relativos. Como em geral a intensidade relativa é obtida antes da intensidade absoluta e a determinação da intensidade absoluta depende da intensidade total de transição, os cálculos foram realizados utilizando a intensidade relativa.

No decaimento do ¹⁰⁰Rh, todos os coeficientes de conversão interna são pequenos $(\approx 0, 1\%)$ fazendo com que a matriz de covariância da intensidade total possa ser aproximada pela matriz de covariância da intensidade gama.

O processo de normalização fornece os valores de intensidade absoluta de transição a partir das intensidades relativas de transição, da intensidade de transição beta para o estado fundamental e das informações sobre o posicionamento das transições no esquema de níveis. A normalização baseia-se no fato de que a somatória das intensidades de todas as transições que chegam ao estado fundamental (transição gama mais elétrons de conversão mais decaimento beta para o estado fundamental, $(I_{\beta r})_1$) deve ser igual a 1 (ou 100%). Define-se como coeficiente de normalização N a soma de todas as intensidades relativas de transição para o estado fundamental. O cálculo deste coeficiente é representado pela equação

$$N = -\sum_{j=1}^{n} B_{1,j} I'_{rj} + (I_{\beta r})_1$$
(6.11)

onde a matriz $B_{i,j}$ de dimensão $m \times n$ (m igual ao número de níveis e n número de transições) é a matriz de alimentação beta definida como

$$(\mathbf{B})_{i,j} = \begin{cases} 1 \text{ se a transição } j \text{ é emitida do nível } \mathbf{F}_i \\ -1 \text{ se a transição } j \text{ alimenta o nível } \mathbf{F}_i \\ 0 \text{ se a transição } j \text{ independe do nível } \mathbf{F}_i \end{cases}$$
(6.12)

e a primeira linha da matriz $((B)_{1,j})$ está relacionada com as transições que alimentam o estado fundamental. É fácil verificar que a matriz de alimentação beta é igual a transposta da matriz de plancjamento D definida pela Equação 6.5, ou seja

 $\mathbf{B}=\mathbf{D}^{t}.$

A intensidade absoluta total de transição será dada por

$$I_i' = \frac{I_{ri}'}{N}.\tag{6.13}$$

A propagação de incertezas não é trivial visto que N depende tanto das intensidades totais de transição como da intensidade de alimentação beta para o estado fundamental. Para propagar corretamente a incerteza devido à intensidade relativa de alimentação beta, anexou-se esta intensidade ao vetor de intensidades relativas de transição e o quadrado do desvio padrão à matriz de covariância, formando um único conjunto de dados, ou seja

$$(I'_r)_{n+1} = (I_{\beta r})_1 \tag{6.14}$$

e para matriz de covariância

$$(\mathbf{V}_{I'_{r}})_{n+1,n+1} = (\sigma_{(I_{\beta_{r}})_{1}})^{2} \quad ; \quad (\mathbf{V}_{I'_{r}})_{n+1,i} = (\mathbf{V}_{I'_{r}})_{i,n+1} = 0 \quad i = 1, \dots, n,$$
 (6.15)

onde as covariâncias entre a intensidade de transição beta e as intensidades de transição gama foram consideradas nulas. A matriz de alimentação beta também é acrescida de forma a levar em conta o termo extra

$$(\mathbf{B})_{i,n+1} = 0 \quad i = 1, \dots, n \quad ; \quad (\mathbf{B})_{n+1,n+1} = -1.$$
 (6.16)

Assim, seguindo as recomendações descritas no Apêndice B, a matriz de covariância das intensidades absolutas é obtida pela equação

$$\mathbf{V}_{I'} = \Delta . \mathbf{V}_{I'_{\star}} . \Delta^{t}, \tag{6.17}$$

 \mathbf{com}

$$(\Delta)_{i,j} = \frac{\partial (I')_i}{\partial (I'_r)_j} = \frac{N \cdot \delta_{i,j} + I'_{ri} \cdot B_{1,j}}{N^2} \cdot 100 \quad i,j = 1 \dots, n+1.$$
(6.18)

Utilizando-se a matriz de alimentação beta redefinida na Equação 6.16, a Equação 6.11 pode ser reescrita de forma mais compacta como

$$N = -\sum_{j=1}^{n+1} B_{1,j} I'_{rj},$$
(6.19)

onde o termo n + 1 do vetor definido pela Equação 6.13 corresponderá à intensidade absoluta de alimentação beta para o estado fundamental. As intensidades absolutas de transição gama são calculadas descontando-se a conversão interna das intensidades totais absolutas de transição.

Finalmente, as intensidades de alimentação beta são determinadas de forma direta a partir das intensidades totais absolutas de transição e do esquema de decaimento, conforme a equação

$$I_{\beta} = \mathbf{B}.I',\tag{6.20}$$

com a matriz de covariância dada por

$$\mathbf{V}_{I\beta} = \mathbf{B}.\mathbf{V}_{I'}.\mathbf{B}^t. \tag{6.21}$$

É importante salientar que o primeiro termo do vetor de intensidade de transição beta, $(I_{\beta})_1$, assim definido, não corresponde à intensidade de transição para o estado fundamental, mas será igual a 1. Isto se deve à forma com que a matriz B foi construída e ao fato de que não há decaimento a partir do estado fundamental. O programa NORM [52] calcula as intensidades absolutas de transição utilizando o processo de normalização descrito, tendo como entrada as intensidades relativas de transição com a respectiva matriz de covariância e o arquivo codificado contendo as informações do esquema. Como saída o programa gera um arquivo com as intensidades absolutas de transição com respectiva matriz de covariância.

Para o cálculo das intensidades de alimentação beta foi desenvolvido o programa BETA [53] que, a partir das intensidades absolutas de transição com a matriz de covariância e do arquivo codificado do esquema, calcula as intensidades de alimentação beta com respectiva matriz de covariância.

Os trabalhos de Browne [54, 55] apresentam um método analítico para a propagação de incertezas no cálculo das intensidades absolutas de transições e no cálculo das probabilidades de emissão de partículas (como por exemplo no cálculo de intensidades de alimentação beta). Estes trabalhos também se utilizam do esquema de decaimento e do processo de normalização, efetuando a propagação de incertezas através de derivadas parciais em primeira ordem. Entretanto, estes trabalhos não consideram as covariâncias provenientes das intensidades relativas de transição gama e não calculam as covariâncias para os resultados, limitando-se ao cálculo dos desvios padrões.

Comparando, podemos dizer que o procedimento proposto por Browne está contido no procedimento proposto por este trabalho, no sentido de que, se não forem consideradas as covariâncias nas intensidades relativas de transição gama, os resultados de intensidade de alimentação beta e incertezas, obtidos a partir dos dois procedimentos, serão idênticos.

6.4 Vínculos nas Intensidades de Alimentação Beta

O conhecimento do esquema de desintegração pode trazer informações adicionais (vínculos) relativas às intensidades de transição gama. É o que ocorre, por exemplo, quando a diferença de momento angular entre o núcleo pai e o estado excitado do núcleo filho é maior que três. Neste caso a transição beta para este nível é fortemente proibida, fazendo com que a intensidade de alimentação beta seja praticamente nula. Esta informação de intensidade de alimentação beta nula pode ser expressa por meio de uma equação de vínculo para as intensidades de transição, ou seja, a somatória das intensidades de transição que chegam ao nível menos a somatória das intensidades de transição que são emitidas a partir do nível é nula.

No Apêndice C é descrito um procedimento em que, a partir das equações de vínculo entre valores de um determinado conjunto de dados experimentais, obtémse um novo conjunto de dados autoconsistentes e que leva em conta os vínculos. Aplicaremos este procedimento aos dados de intensidade de transição utilizando os vínculos referentes à intensidade de transição beta nula.

Considere o conjunto de transições entre níveis excitados com intensidades I com a respectiva matriz de covariância V_I . Para cada informação de intensidade de transição beta nula para um determinado nível i ($I_{\beta i} = 0$), existe uma equação de vínculo representada pelo índice l, do tipo

$$\sum_{j=1}^{n} G_{l,j} . I_j = 0$$
(6.22)

onde o coeficiente $G_{l,j}$ é igual a 1 para as transições j que chegam ao nível i, -1 para as transições j que são emitidas do nível i e zero nos outro casos. O conjunto de todas as equações de vínculo é representado pela equação matricial

$$\mathbf{G}.I = \mathbf{0},\tag{6.23}$$

onde a matriz $(\mathbf{G})_{l,j}$ é uma matriz de dimensão $p \times n$ com p igual ao número de equações de vínculo e n igual ao número de transições. É fácil notar que a matriz \mathbf{G} pode ser construída a partir da matriz de alimentação beta, \mathbf{B} , ou seja

$$(\mathbf{G})_{l,j} = (\mathbf{B})_{i,j},\tag{6.24}$$

onde cada valor do índice l, associado a uma equação de vínculo, corresponderá a um valor do índice i cujo nível tenha intensidade de alimentação beta nula.

Uma vez definidas as equações de vínculo, a solução para as intensidades de transição vinculadas, I^v , e a respectiva matriz de covariância, V_{I^v} , é obtida, conforme o Apêndice C, por

$$I^{\nu} = \mathbf{V}_{I}^{\nu} \cdot \mathbf{V}_{I}^{-1} \cdot I, \qquad (6.25)$$

com

$$\mathbf{V}_{I}^{v} = \mathbf{V}_{I} - \mathbf{V}_{I}.\mathbf{G}^{t}.(\mathbf{G}.\mathbf{V}_{I}.\mathbf{G}^{t})^{-1}.\mathbf{G}.\mathbf{V}_{I}, \qquad (6.26)$$

e com teste de qualidade dado pelo χ^2

$$\chi^{2} = (I - I^{\nu})^{t} . \mathbf{V}_{I}^{-1} . (I - I^{\nu}).$$
(6.27)

O número de graus de liberdade do ajuste será igual ao número de equações de vínculo.

Não somente as transições envolvidas com os níveis que geraram os vínculos terão suas intensidades modificadas mas todas as transições, devido às correlações não nulas das intensidades iniciais. Neste caso também poderá haver uma diminuição dos desvios padrões com o aumento da covariância.

As intensidades de alimentação beta poderão ser obtidas a partir das intensidades de transição vinculadas da mesma forma como a descrita na seção anterior. O resultado obtido estará levando em conta os vínculos sendo que as intensidades de alimentação beta para aqueles níveis que foram usados como vínculo serão automaticamente nulas.

Uma segunda forma de se obter as intensidades de alimentação beta vinculadas, I^{v}_{β} , consiste em aplicar o vínculo diretamente sobre o conjunto das intensidades de alimentação beta não vinculadas, I_{β} , (obtidas a partir das intensidades de transição sem vínculo). Neste caso, as equações de vínculo correspondendo ao conjunto de alimentações beta nula será dada por

$$\mathbf{G}.I_{\beta} = 0 \tag{6.28}$$

onde a matriz dos coeficientes G é uma matriz de dimensão $p \times m$ (com p igual ao número de equações de vínculo e m é o número total de alimentações beta) dada por $(G)_{l,j} = \delta_{i,j}$, onde, para cada valor do índice l, associado a uma equação de vínculo, corresponderá a um valor de índice i associado a um valor de intensidade de alimentação beta nula.

De forma análoga às Equações 6.25 e 6.26, a solução para a intensidade de alimentação beta vinculada será dada por

$$I^{\nu}_{\beta} = \mathbf{V}^{\nu}_{I\beta} \cdot \mathbf{V}^{-1}_{I\beta} \cdot I_{\beta} \tag{6.29}$$

com

$$\mathbf{V}_{I\beta}^{v} = \mathbf{V}_{I\beta} - \mathbf{V}_{I\beta} \cdot \mathbf{G}^{t} \cdot (\mathbf{G} \cdot \mathbf{V}_{I\beta} \cdot \mathbf{G}^{t})^{-1} \cdot \mathbf{G} \cdot \mathbf{V}_{I\beta}$$
(6.30)

e com teste de qualidade análogo ao da Equação 6.27. Os resultados de intensidade de alimentação beta vinculada obtidos quando se aplica o vínculo sobre as intensidades de transições são iguais aos obtidos quando se aplica o vínculo diretamente sobre as intensidades de alimentação beta. Isto se deve ao fato de que tanto os cálculos para obtenção da intensidade de alimentação beta como os relativos ao processo de vinculação serem lineares.

O programa VININT [56] foi escrito de forma a calcular as intensidades de transição vinculadas. O programa tem como entrada as intensidades de transição sem vínculo com a respectiva matriz de covariância, o arquivo codificado contendo as informações sobre o posicionamento das transições no esquema de níveis e os índices dos níveis cujas alimentações são nulas. Como saída o programa cria um arquivo com as intensidades de transições vinculadas e um arquivo contendo um relatório relativo aos cálculos realizados. Já o programa VINBETA [57] foi escrito de forma a calcular os vínculos diretamente sobre as intensidades beta tendo como entrada as intensidades de alimentação beta e os índices dos níveis cujas intensidades de alimentação são nulas e tem como saída as intensidades de alimentação beta vinculada com a respectiva matriz de covariância.

O trabalho de Firestone [58] também apresenta um procedimento para o cálculo de intensidade de alimentação beta usando normalização e vínculo, levando em conta as covariâncias. O procedimento para o cálculo do vínculo apresentado consiste em obter um conjunto de n - m valores de intensidade de transição, onde n é o número original de transições e m é o número de equações de vínculos, que estão relacionados com os n valores de intensidade de transição original através de uma matriz. Entretanto esta matriz, que não é única, deve ser contruída "a mão", tarefa que pode ser inviável nos casos de esquema de decaimento complexo. Os procedimentos apresentados neste capítulo, com relação ao cálculo da intensidade de alimentação beta e aplicação do vínculo, têm uma formulação mais simples e direta podendo ser totalmente automatizado, sendo que, para a aplicação do vínculo, é necessária somente a informação de quais os níveis que têm intensidade de alimentação nula.

6.5 Resultados Obtidos

A montagem do esquema de decaimento do ¹⁰⁰Rh para os níveis do ¹⁰⁰Ru foi realizada seguindo os procedimentos descritos no início do capítulo, tendo como ponto de partida o esquema de níveis proposto pela compilação de Singh e Szucs [21] (vide Apêndice A), com as energias de níveis e respectivas incertezas. A este conjunto de níveis foram adicionados os níveis propostos na análise da medida de coincidência (Capítulo 3). Níveis propostos em trabalhos de reação nuclear foram também testados, sendo que alguns destes foram adicionados ao esquema. Das 132 transições tidas como pertencentes ao decaimento do ¹⁰⁰Rh, foi possível posicionar 124, das quais 100 confirmadas pelas relações de coincidência.

As Figuras 6.1 e 6.2 mostram, em duas partes, o esquema de decaimento final proposto por este trabalho. As transições marcadas com um ponto são as confirmadas na medida de coincidência. A linha tracejada para os níveis e transições indica atribuição duvidosa. Para cada transição gama estão representados os valores de energia, intensidade e multipolaridade, quando conhecida. Para cada nível foram representados os valores de energia, intensidade de alimentação beta, log(ft), momento angular e paridade.

A Tabela 6.1 apresenta os valores de energia com as respectivas incertezas, propostos para os níveis, obtidos a partir do programa NINJA. O χ^2 reduzido obtido



Figura 6.1: Esquema de decaimento proposto por este trabalho - Primeira parte

65

1. 16. 1

a da se

1.15

2 A. *

A.

1.12

24

1.2.



no ajuste foi de 1,6. Os momentos angulares e paridade propostos para os níveis também são apresentados na tabela além dos valores propostos por outros trabalhos e compilados por Singh e Szucs [21].

A Tabela 6.2 apresenta os valores de intensidade de alimentação beta, com as respectivas incertezas, sem e com a aplicação de vínculos. Os valores de log(ft) apresentados foram determinados a partir das intensidades de alimentação beta vinculadas, utilizando os valores tabelados de log(ft) apresentados no artigo de Gove e Martin [47]. Dois critérios foram utilizados para que uma alimentação beta fosse vinculada a zero. O primeiro critério correponde a vincular a zero as transições beta fortemente proibidas. O segundo critério consiste em vincular a zero as intensidades de alimentação beta cujo valor original calculado seja negativo e compatível com zero. Os valores de intensidade de alimentação beta negativos e não compatíveis com zero podem indicar alguma anomalia no esquema proposto. As transições beta do estado fundamental do 100 Rh (J^{π} = 1⁻) para os estados de 1226 keV e 2166 keV do 100 Ru (J^{π} = 4⁺ e J^{π} = 3⁻) são fortemente proibidas (terceira proibida não única e segunda proibida não única respectivamente) tendo desta forma suas intensidades de alimentação vinculadas a zero. Além destas, as alimentações para os níveis de 1865 keV, 2536 keV e 2569 keV também foram vinculadas a zero por apresentarem valores negativos. Assim, estas cinco intensidades de alimentação beta foram vinculadas a zero e valor de χ^2 obtido no ajuste dos vínculos foi de 2,2. A Tabela 6.2 apresenta ainda os resultados da compilação de Singh e Szucs [21].

Comparando-se os resultados de alimentação beta para os níveis de 540 keV, 1130 keV e 1362 keV desta tabela com os resultados obtidos no Capítulo 4 apresentados na Tabela 4.2, verifica-se que os mesmos são compatíveis dentro das incertezas experimentais.

O esquema de decaimento também está representado na Tabela 6.3. Para cada transição gama a tabela traz a energia do estado populado, a multipolaridade e mistura multipolar da transição (valores obtidos por Kenchian [22]) e a razão de ramificação da transição. As atribuições de momento angular e paridade para cada nível, apresentados na Tabela 6.3 e na Figura 6.1, foram obtidas de acordo com bases definidas pelos editores da Nuclear Data Sheets [59]. Foram considerados argumentos relativos a multipolaridade de transições gama, log(ft) e resultados da medida de correlação angular realizada no trabalho de Kenchian [22].

A Tabela 6.4 traz as energias das transições gama deduzidas a partir das energias dos níveis calculados, as intensidades de transição gama levando em conta os vínculos e os valores de coeficiente de conversão interna total. Estes últimos foram obtidos a partir das multipolaridades e das razões de mistura multipolar utilizando as tabelas de Rösel e outros [51].

Verifica-se que algumas incertezas das energias apresentadas na Tabela 6.4 são bem menores que as apresentadas na Tabela 2.6. Isto se deve ao fato de que o esquema de decaimento constitui em uma série de vínculos para estas energias. Já

Energi	a (keV)), Momento	o Angular	e Parid	ade dos Níve	eis
Este	e Traba	lho		NDS a	1)	
0,0		0+	0,0		0+	
539,511	(4)	2+	539,53	(5)	2+	
1130,302	(6)	0+	1130,48	(6)	0+	6 - I
1226,479	(6)	4+	1226,55	(6)	4+	
1362,164	(6)	2+	1362,17	(5)	2+	-
1740,994	(11)	0+	1741,06	(6)	0+	
1865,107	(7)	2+	1865,15	(6)	(2+)	. 1
1881,045	(7)	3+	1881,11	(6)	(2+,3+)	
2051,666	(14)	0+	2051,47	(16)	0(+)	
2099,112	(8)	2+	2099,01	(8)	$(1,2,3)^+$	
2166,878	(9)	3-	2166,85	(6)	3-	
2240,814	(10)	1+	2240,64	(10)	(2+)	
2387,140	(27)	0+	2387,35	(10)	0(+)	
2469,389	(8)	2-	2469,38	(8)	1-,2-	
2512,410	(29)	1+,2,3+	2512,53	(8)	6 I	a)c)
2516,824	(8)	2+,1-	2516,77	(11)	(1+,2+)	
2536,180	(26)	2+,3	2536,21	(9)	(2+,3,4+)	a)c)
2543,731	(24)	(1,2)+	2543,69	(7)	(1,2 ⁺)	a)c)
2569,908	(10)	2+,3	2570,02	(8)	(2+,3+)	a)c)
2617,087	(37)	1,2+	2616,3	(3)	(1,2 ⁺)	
2660,135	(18)	1,2+	2660,84	(8)	(2+)	a)b)
2666,301	(28)	1,2+,3+	2666,02	(9)	$(1,2^+)$	a)c)
2745,60	(5)	1,2+				a)
2774,9	(4)	(2,3)+				a)
2801,40	(5)	1,2,3+	2801,2	(3)	1a4	a)c)
2915,542	(9)	2-	2915,54	(9)	2-	
2933,71	(10)	1,2+	2934,5	(5)	(1+,2+)	
3060,19	(5)	1,2+	3060,6	(9)	$(1,2^+)$	
3069,522	(10)	2(-)	3070,01	(15)	(1,2)	1
3072,260	(17)	2(+)				a)
3323,798	(25)	1,2+	3324,0	(4)	(1,2+)	
3419,08	(17)	1,2+	3419,1	(15)	(2+)	
3463,81	(4)	(2+)	3464,1	(9)	(1+,2)	

a) Nível observado pela primeira vez neste trabalho a partir do decaimento beta do ¹⁰⁰ Rh.
b) Nível observado no decaimento do ¹⁰⁰ Tc.

c) Nível, observado em reações do tipo ⁹⁹ Ru(n,γ).
 d) Valores de energia de nível obtidos a partir dos valores de transição gama, compilados por Singh e Szucs [21].

Tabela 6.1: Valores finais de energia de nível, momento angular e paridade proposto por este trabalho e pela compilação de Singh.

]]	Este trabalho		Compilação	de Singh [21]
Energia	$I_{\beta}($	(%)			
(keV)	sem vínculo	com vínculo	$\log(ft)$	$I_{eta}(\%)$	$\log(ft)$
0	3,0 (7)	3,0 (7)	8,5 (1)	3,9	8,4
539	1,6 (4)	1,7 (4)	8,4 (1)	2,1	8,3
1130	0,316 (12)	0,315 (12)	8,65 (3)	0,4 (2)	8,5 (2)
1226	0,012 (12)	0	>9,6		. ,
1362	0,31 (9)	0,31 (8)	8,5 (2)	<1,0	>8,0
1741	0,066 (11)	0,074 (11)	8,8 (1)		
1865	-0,043 (28)	0		<0,015	>8,4
1881	0,108 (28)	0,108 (27)	9,5 (1)		
2051	0,0248 (35)	0,0248 (35)	9 (1)	<0,12	>8,4
2099	0,051 (9)	0,051 (9)	8,7 (1)	<0,3	>8,0
2166	0,039 (33)	0	>9,0	<0,4	>7,8
2240	0,179 (9)	0,179 (9)	8,1 (1)	0,27 (6)	7,9 (1)
2387	0,0794 (32)	0,0793 (32)	8,36 (4)	0,07 (3)	8,4 (2)
2469	19,86 (19)	19,85 (19)	5,88 (3)	20 (1)	5.91 (3)
2512	0,021 (20)	0,021 (20)	8,8 (4)		
2516	1,312 (12)	1,311 (12)	7,04 (2)	1,4 (2)	7.03 (7)
2536	-0,052 (20)	0	, , , ,	, , ,	
2543	0,0795 (27)	0,0793 (27)	8,24 (4)		
2569	-0,012 (23)	0	>9,0		
2617	0,0558 (15)	0,0557(15)	8,34 (5)	0.10 (4)	8.1 (2)
2660	0,015 (4)	0,015 (4)	8,8 (1)	-, (-)	•,- (-)
2666	0,0090 (23)	0,0090 (23)	9.1(2)		
2745	0,0488 (28)	0,0487 (28)	8,27 (4)		
2774	0,020 (5)	0,022 (5)	8.6 (1)		
2801	0,0072 (13)	0,0072 (13)	9,0 (1)		
2915	68,6 (6)	68,5 (6)	4.92 (2)	70 (3)	4.94 (4)
2933	0,0106 (4)	0,0106 (4)	8,69 (4)	0.11 (7)	7.7 (3)
3060	0,1222 (29)	0,1222 (29)	7,48 (4)	-, (.,	.,. (0
3069	3,44 (4)	3,40 (4)	6,02 (4)	3.4 (7)	6.0 (1)
3072	0,389 (10)	0,389 (10)	6,96 (4)	-,- (')	·,· (1)
3323	0,328 (6)	0,328 (6)	6,50 (6)	0.38 (8)	6.4 (1)
3419	0,0122 (7)	0,0122 (7)	7.6 (1)	0.008 (4)	7.8 (3)
3463	0,0125 (27)	0,0125 (27)	7,3 (1)	0,19 (4)	6,2 (2)

Tabela 6.2: Valores intensidade de alimentação beta com e sem vínculo e log(ft) proposto por este trabalho e pela compilação de Singh e Szucs.

	Nível		Transição gama					
emissor		alimenta-	energia	razão de ra-	multipo-			
(keV)	Jπ	do (keV)	(keV)	mificação(%)	laridade	δ [22]		
0	0+							
539	2+	0	539*	99,55 (5)	$\mathbf{E2}$			
1130	0+	539	590*	99,651 (32)	E2			
1226	4+	539	686*	99,776 (22)	$\mathbf{E2}$			
1362	2+	539	822*	57,80 (29)	M1,E2	3,7 (4)		
		0	1362*	42,17 (29)	E2			
1741	0+	1362	378*	43,4 (32)	E2			
		539	1201*	56,5 (32)	E2			
1865	2+	1362	502*	5,9 (5)				
		1226	638*	5,17 (18)				
		1130	734*	27,9 (5)				
		539	1325*	36,3 (6)	M1,E2	-1,6 (+14;-7)		
		0	1865*	27,8 (11)				
1881	3+	1362	518*	13,49 (13)	M1,E2	0,01 (9)		
		1226	654*	8,18 (8)				
		539	1341*	78,21 (18)	M1,E2	6,8 (11)		
2051	0+	1362	689*	13,7 (9)				
		539	1512*	86,1 (9)	$\mathbf{E2}$			
2099	2+	1362	736*	10,71 (14)				
		1226	872*	1,74 (17)				
		1130	968*	3,23 (19)				
		539	1559*	81,5 (4)	M1,E2	0,72 (32)		
		0	2099*	2,73 (32)				
2166	3-	1865	301*	9,9 (5)				
		1362	804*	0,78 (7)				
		539	1627*	85,1 (5)	$\mathbf{E1}$			
		0	2166*	4,19 (21)				
224 0	1+	1130	1110	7,7 (16)				
		539	1701*	91,6 (17)	M1,E2	-6 (+4;-∞)		
		0	224 0	0,7 (6)				
2387	0+	1362	1024*	49,6 (20)				
		539	1847*	50,3 (20)				
2469	2-	2240	228*	0,450 (6)				
		2166	302*	2,29 (4)	M1,E2	2,9 (9)		
		2099	370*	2,333 (22)	E1			
		1881	588*	15,53 (13)	E1			
		1865	6 04*	0,705 (30)				
		1362	1107*	42,11 (26)	E 1			
		539	1929*	36,01 (26)	$\mathbf{E1}$			
		0	2469*	0,457 (30)				
2512	1+,2,3+	1881	631*	61,4 (16)				
		539	1972*	38,6 (16)				

* Posicionamento da transição confirmado na medida de coincidência

Tabela 6.3: - Primeira parte - Informações adicionais do esquema de decaimento do $^{100}\mathrm{Rh}.$

	Nível		Transição gama			
emissor		alimenta-	energia	razão de ra-	multipo-	
(keV)	Jπ	do (keV)	(keV)	mificação(%)	laridade	δ [22]
2516	1-,2+	2166	349	1,91 (7)		
		2051	465*	6,46 (7)		
		1865	651*	28,41 (21)		
		1741	775*	5,96 (11)		
		1362	1154*	14,87 (19)	M1,E2	0,8 (+17;-5)
		11 3 0	1386*	24,45 (24)		/- (/-//-/
		539	1977*	16,34 (27)	M1,E2	1,3 (+18:-6)
		0	2516*	1,45 (5)		
2536	2+,3	1865	671	1,4 (4)		
		1226	1309*	15,7 (23)		
		539	1996*	82,9 (23)		
25 43	(1,2)+	1881	662*	4,0 (8)		
		1865	678*	26,6 (17)		
		1362	1181*	34,3 (15)		
		539	2004	18,3 (13)		
		0	2543	16,9 (8)		
256 9	2+,3	2166	403*	43 (3)		
		2099	471	1,56 (34)		
		1362	1207*	22,1 (27)		
		1226	1343*	28,7 (25)		
		539	2030*	4,6 (11)		
2617	1,2+	1865	751*	6.4 (12)		
		0	2617	93,6 (12)		
266 0	1,2+	539	2120	83.3 (27)		
		0	2660	16.7 (27)		
2666	1,2+,3+	539	2126*	100		
274 5	1,2+	2051	693*	6.6 (17)		
		1865	880*	10,1 (27)		
		1130	1615*	61,6 (32)		
		539	2206*	21.8 (29)		
2774	$(2,3)^+$	1226	1548*	100		
28 01	1,2,3+	2660	141	32 (7)		
		539	2262	68 (7)		
2915	2-	2666	249*	0.018(1)		
		2660	255	0.025(1)		
		2617	298	0.007 (1)		
		2569	345*	0,115 (2)		
		2536	379*	0.051(14)		
		2516	398*	0,204 (2)		
		2512	403*	0.107(28)		
		2469	446*	17.45 (15)	M1.E2	0.11 (3)
	* Posici	onamento da ti	ransicão confi	rmado na medida	de coincidâne	0,11 (0)

Tabela 6.3: - Segunda parte - Informações adicionais do esquema de decaimento do 100 Rh.

1.

°....
	Níve	el		Transiçã	o gama		
emiss	SOT	alimenta-	energia	razão de ra-	multipo-		
(keV	/) Jπ	do (keV)	(keV)	mificação(%)	laridade	δ	[22]
		2166	748*	1,319 (13)	M1,E2	-0,51	(12)
		2099	816*	0,545 (6)	$\mathbf{E1}$		230 81
		1881	1034*	2,253 (23)	$\mathbf{E1}$		
		1362	1553*	30,11 (24)	E1		
		539	2376*	47,57 (30)	$\mathbf{E1}$		
		0	2915	0,10 (4)			
29	33 1,2+	0	2933	100			
30	60 1,2+	1362	1698	14,1 (5)			
		539	2520*	19,1 (6)			
		0	3060	66,9 (13)			
30	$69 2^{(-)}$	2915	153*	0,775 (24)			
		2660	409*	0,194 (19)			
		2569	499*	3,31 (6)			
		2536	533*	1,61 (27)			
		2516	552*	3,23 (4)			
		2469	600*	6,90 (10)			
		2240	828*	0,36 (6)			
		2166	902*	2,82 (13)			
		1865	1204*	0,87 (4)			
		1362	1707*	4,96 (10)			
		539	2529*	74,9 (3)		-0,14	(6)
		0	3069	0,07 (8)			• •
30	72 2 ⁽⁺⁾	2516	555*	3,71 (17)			
		2469	602*	8,4 (5)			
		2166	905*	12,0 (8)			
		2099	973	6,2 (5)			
		1881	1191*	7,4 (5)			
		1865	1207*	5,9 (15)			
		1362	1710*	49,2 (12)			
		0	3071	7,2 (5)			
33	23 1,2+	2516	806*	6,8 (7)			
		2469	854*	5.3 (7)			
		2099	1224*	4,9 (6)			
		2051	1272*	3,2 (7)			
		1130	2193*	6,3 (6)			
		539	2784*	69,8 (11)			
		0	3323	3,61 (22)			
34:	19 1,2+	539	2879	27,9 (22)			
		0	3419	72,1 (22)			
34(63 (2+)	3323	140	34 (8)			
	. /	1881	1582*	34 (14)			
		0	2464	22 (9)			

* Posicionamento da transição confirmado na medida de coincidência

Tabela 6.3: - Terceira parte - Informações adicionais do esquema de decaimento do 100 Rh.

Energia	Intensidade		Energia	Intensidade	
(keV)	(%)	α_{l}	(keV)	(%)	α_t
140,017 (28)	0,0042 (4)		602,870 (15)	0,0326 (21)	
141,27 (5)	0,0023 (4)		604,280 (5)	0,227 (10)	0,0011
153,980 (4)	0,0264 (8)		631,363 (28)	0,0577 (16)	ľ I
228,574 (7)	0,1447 (18)	0,0135	638,626 (6)	0,0494 (17)	0,0028
249,241 (26)	0,0121 (5)		651,714 (4)	0,454 (4)	0,0026
255,406 (16)	0,0169 (5)		654,564 (5)	0,552 (4)	0,0025
298,45 (4)	0,0048 (7)		662,683 (23)	0,0032 (7)	
301,770 (5)	0,189 (10)	0,0065	671,071 (27)	0,0013 (3)	
302,511 (4)	0,736 (12)	0,0271	678,621 (23)	0,0211 (17)	
345,633 (6)	0,0791 (12)		686,966 (5)	0,714 (6)	0,0023
349,946 (5)	0,0305 (11)		689,500 (13)	0,0196 (15)	0,0022
370,276 (5)	0,751 (6)	0,0037	693,93 (5)	0,0032 (9)	
378,830 (9)	0,074 (10)	0,012	734,803 (5)	0,2665 (23)	0,0020
379,361 (25)	0,035 (9)	0,0126	736,946 (6)	0,1311 (15)	0,0019
398,717 (4)	0,1397 (13)	0,0031	748,661 (4)	0,903 (7)	0,0019
403,030 (7)	0,082 (8)		751,98 (4)	0,0039 (8)	
403,131 (29)	0,073 (19)		775,826 (9)	0,0953 (17)	0,0017
409,386 (17)	0,0066 (6)		804,711 (5)	0,0150 (14)	0,0006
446,152 (3)	11,95 (9)	0,0064	806,971 (24)	0,0227 (23)	
465,156 (13)	0,1032 (10)	0,0067	816,426 (6)	0,3734 (32)	0,0006
470,795 (7)	0,0030 (6)		822,650 (4)	21,06 (17)	0,0001
499,613 (6)	0,1127 (18)		828,705 (8)	0,0122 (21)	
502,942 (5)	0,057 (5)	0,0049	854,405 (24)	0,0176 (25)	
518,880 (4)	0,910 (7)	0,0045	872,629 (7)	0,0213 (21)	0,0013
533,341 (27)	0,055 (10)		880,49 (6)	0,0049 (14)	
539,509 (4)	80,4 (6)	0,0045	902,641 (7)	0,096 (4)	
552,697 (5)	0,1102 (10)		905,378 (15)	0,047 (4)	
555,435 (15)	0,0144 (6)		968,806 (7)	0,0395 (23)	0,0010
588,342 (4)	4,99 (4)	0,0012	973,143 (15)	0,0242 (21)	
590,789 (4)	1,086 (12)	0,0035	1024,970 (26)	0,0394 (13)	0,0009
600,132 (5)	0,235 (3)		1034,491 (5)	1,543 (14)	0,0004

Tabela 6.4: - Primeira parte - Energias das transições gama interpoladas, intensidades das transições gama vinculadas e coeficiente de conversão interna total (α_t) utilizados.



100

Energia	Intensidade		Energia	Intensidade	
(keV)	(%)	α_{l}	(keV)	(%)	α_t
1107,219 (5)	13,54 (12)	0,0003	1972,879 (29)	0,0363 (23)	
1110,506 (9)	0,026 (6)		1977,292 (7)	0,261 (5)	
1154,653 (5)	0,2380 (33)	0,0007	1996,649 (26)	0,0751 (13)	
1181,560 (23)	0,0272 (14)		2004,199 (23)	0,0145 (11)	
1191,207 (15)	0,0288 (18)		2030,376 (8)	0,0088 (24)	
1201,476 (10)	0,0955 (22)	0,0006	2099,089 (8)	0,033 (4)	
1204,408 (6)	0,0295 (15)		2120,601 (17)	0,0343 (34)	
1207,146 (15)	0,023 (6)		2126,766 (27)	0,0211 (23)	
1207,737 (7)	0,042 (6)		2166,853 (8)	0,080 (4)	
1224,678 (24)	0,0163 (21)		2193,471 (24)	0,0211(23)	
1272,123 (27)	0,0107 (24)		2206,07 (5)	0,0106 (17)	
1309,692 (26)	0,0142 (25)		2240,787 (10)	0,0023 (19)	
1325,587 (6)	0,347 (4)	0,0005	2261,86 (5)	0,0049 (12)	
1341,525 (5)	5,28 (5)	0,0005	2376,001 (7)	32,59 (33)	
1343,420 (8)	0,055 (6)		2469,356 (7)	0,147 (10)	
1362,154 (6)	15,36 (14)	0,0005	2516,790 (8)	0,0231 (7)	
1386,512 (6)	0,391 (4)	0,0005	2520,65 (4)	0,0233 (7)	
1512,144 (13)	0,1228 (19)	0,0004	2529,978 (8)	2,552 (27)	
1548,4 (8)	0,022 (5)		2543,696 (24)	0,0134 (6)	
1553,366 (5)	20,63 (18)	0,0002	2617,05 (4)	0,0567 (11)	
1559,589 (7)	0,996 (9)	0,0004	2660,098 (18)	0,0069 (12)	
1582,76 (4)	0,0042 (26)		2784,246 (24)	0,2321(31)	
1615,29 (5)	0,0300 (15)		2879,52 (17)	0,0034 (3)	
1627,353 (6)	1,631 (14)	0,0001	2915,497 (9)	0,070 (24)	
1698,02 (4)	0,0172 (22)		2933,67 (10)	0,0106 (4)	
1701,288 (9)	0,309 (6)	0,0002	3060,14 (5)	0,0817 (16)	
1707,343 (7)	0,1690 (30)		3069,472 (10)	0,0022 (26)	
1710,081 (15)	0,191 (4)		3072,210 (17)	0,0278 (18)	
1847,611 (27)	0,0399 (29)	0,0001	3323,739 (25)	0,0120 (7)	
1865,088 (7)	0,235 (14)	0,0001	3419,01 (17)	0,0088 (6)	
1929,858 (6)	11,58 (11)	0,0001	3463,75 (4)	0,0041 (6)	

Tabela 6.4: - Segunda parte - Energias das transições gama interpoladas, intensidades das transições gama vinculadas e coeficiente de conversão interna total (α_t) utilizados.

101

Energia	Intensidade
(keV)	(%)
104,20 (4)	0,004 (18)
234,0 (5)	0,0018 (6)
480,33 (14)	0,0032 (7)
501,79 (6)	0,0178 (26)
831,27 (19)	0,0454 (11)
1232,25 (13)	0,0105 (20)
1935,24 (8)	0,0234 (21)
2885,8 (4)	0,0016 (3)

Tabela 6.5: Energias e intensidades das transições gama observadas na medida de espectroscopia mas não posicionadas no esquema de decaimento.

as incertezas relacionadas com as intensidades não tiveram redução significativa comparada com as da Tabela 2.7, visto que foram usadas somente 5 equações de vínculo para a intensidade.

Finalmente, a Tabela 6.5 traz as energias e intensidades das transições gama que foram observadas na medida de espectroscopia mas que não foram posicionadas no esquema de decaimento.

6.6 Análise dos Resultados

Nesta seção, uma análise de cada nível proposto é realizada baseando-se em nossos resultados e comparando com resultados de trabalhos anteriores. As atribuições de spin e paridade para cada nível também são discutidas com base nas recomendações dos editores da Nuclear Data Sheets [59].

Níveis de 0 keV, 539 keV, 1130 keV, 1226 keV, e 1362 keV - 0^+ , 2^+ , 0^+ , 4^+ e 2^+ respectivamente. Estes níveis foram estabelecidos anteriormente em trabalhos de excitação coulombiana [14, 61], de decaimento beta e de correlação angular [9, 10, 11, 12, 22], sendo associados ao estado fundamental, ao estado de vibração de um fonon e do tripleto de dois fonons do modelo vibracional. As intensidades de alimentação beta e valores de log(ft) obtidos neste trabalho são compatíveis com os valores de spin e paridade já estabelecidos para estes estados.

Níveis de 1741 keV, 2051 keV, 2387 keV - 0^+ , 0^+ e 0^+ respectivamente. Estes estados foram inicialmente propostos por Berzins e outros [12] em medidas de espectroscopia gama e correlação angular do decaimento beta do ¹⁰⁰Tc. Medidas de correlação angular a partir do decaimento do ¹⁰⁰Rh, realizadas por Kenchian [22], bem como o trabalho de captura de nêutrons de Coceva e Giacobbe [19], confirmam o spin 0 para os estados de 1741 keV e 2051 keV. O trabalho de Peterson e outros [16] sugere paridade positiva para o estado de 2387 keV a partir de medidas de reações de transferência de um nucleon.

Não foram observadas, em nosso trabalho, transições emitidas destes estados para os estados 4_1^+ , 0_1^+ e 0_2^+ , nem transições alimentando estes estados emitidas a partir dos dois estados 2^- . Este fato juntamente com os valores de log(ft) em torno de 8,7 obtido para estes estados são compatíveis com a assinalação de spin e paridade 0^+ .

Nível de 1865 keV - 2^+ . Este nível foi inicialmente proposto por Berzins e outros [12] com spin e paridade $1^{+,-}$ ou 2^+ . Medidas de captura de nêutrons [18] e de transferência de um nucleon [16] eliminam a possibilidade de paridade negativa.

Medidas de correlação angular realizadas por Kenchian [22] envolvendo a transição de 1325 keV indicam o spin 2 como o mais provável e a observação, por este trabalho, da transição de 638 keV para o estado 4^+ ratifica a atribuição de spin 2^+ para este nível. A transição de 638 keV também foi observada por Colvin e outros [20] em trabalho de captura de nêutrons.

Nível de 1881 keV - 3⁺. Este nível foi proposto inicialmente por Koike e outros [10] que,a partir do valor obtido para o coeficiente de conversão interna da transição de 1341 keV, sugere paridade positiva para o nível. A transição de 654 keV para o estado 4⁺ limita o spin a 2 ou 3. Medidas de correlação angular [22] envolvendo as transições de 1341 keV e 518 keV indicam de forma única o spin 3 para o nível. Esta atribuição também é proposta por Coceva e Giacobbe [19].

O valor de log(ft) (9,5) do decaimento beta do ¹⁰⁰Rh obtido em nosso trabalho e a alimentação beta nula obtida no decaimento do ¹⁰⁰Tc por Berzins e outros [12] são compatíveis com a assinalação de spin e paridade 3⁺.

Nível de 2099 keV - 2⁺. Berzins observou este estado pela primeira vez sugerindo spin 1 ou 2. Baseado em valores imprecisos de coeficiente de conversão eletrônica da transição de 370 keV, Berzins sugere paridade negativa para o nível. Entretanto, os trabalhos de Peterson e outros [16] e Rimawi e Garg [18] indicam paridade positiva. Medidas de correlação angular [22] envolvendo as transições de 1560 keV e 370 keV são compatíveis com spin 2 para o estado e o valor elevado da mistura multipolar da transição 1560 keV sugere paridade positiva.

A observação em nosso trabalho da transição de 2099 keV para o estado fundamental e da transição de 872 keV para o estado 4⁺ confirma a atribuição de spin 2 A alimentação beta deste nível a partir do ¹⁰⁰Rh foi observada pela primeira vez neste trabalho. As transições para os estados 2⁺, 3⁻ e 4⁺ confirmam as atribuições de Coceva e Rimawi para o spin do nível.

Nível de 2617 keV - $1,2^+$. Este nível foi proposto por Berzins e outros [12] a partir da observação da transição de 2616 keV no decaimento do ¹⁰⁰Rh. Além desta transição foram observadas em nosso trabalho as transições de 752 keV em coincidência com a transição de 1325 keV e de 298 keV que alimenta este nível. A transição para o estado fundamental e o log(ft) igual a 8,3 são compatíveis com spin e paridade 1 ou 2⁺.

Nível de 2660 keV - 1,2⁺. Este nível foi proposto por Berzins e outros [12], observando as transições de 2660 keV e 2120 keV a partir do decaimento do ¹⁰⁰Tc. Estas transições também foram observadas em nosso trabalho, além das transições de 141 keV, 255 keV e 409 keV que alimentam este nível. A transição para o estado fundamental e o log(ft) igual a 8,8 indicam spin e paridade 1 ou 2⁺.

Nível de 2666 keV - $1,2^+,3^+$. Este nível foi proposto por Colvin e outros [20] e é confirmado neste trabalho com a observação da transição de 2126 keV em coincidência com a transição de 539 keV e da transição de 249 keV que alimenta o nível.

Nível de 2745 keV - 1,2⁺. Este nível é proposto pela primeira vez neste trabalho com 4 transições (693 keV, 880 keV, 1615 keV e 2206 keV) sendo observadas nas medidas de espectroscopia simples e coincidência. Transições para os estados 0⁺ e 2^+ e o log(ft) igual a 8,3 sugerem spin e paridade 1 ou 2^+ .

Nível de 2774 keV - $(2,3)^+$. Este nível é sugerido a partir da observação da transição de 1548 keV na medida de espectroscopia simples e na medida de coincidência, coincidindo com a transição de 687 keV.

Nível de 2801 keV - 1,2,3⁺. Este nível foi observado em trabalhos de captura de nêutrons por Rimawi e Garg [18] e Islam e outros [60]. Em nosso trabalho foram observadas 2 transições (141 keV e 2262 keV) na medida de espectroscopia simples, as quais foram posicionadas neste nível. Assim, este trabalho indica este nível como tentativa.

Nível de 2915 keV - 2⁻. O spin e paridade deste nível foram estabelecidos de forma inequívoca em trabalhos anteriores, baseados em medidas de elétrons de conversão e de correlação angular [10, 11, 22, 13].

O valor de log(ft) obtido para este nível (4,9) é compatível com transição beta permitida, o que reforça a atribuição da paridade negativa. Foram observadas pela primeira vez neste trabalho 6 novas transições emitidas deste nível (249 keV, 255 keV, 298 keV, 345 keV, 379 keV e 403 keV). A transição de 403 keV foi posicionada por Berzins e outros [12] como sendo emitida do nível de 3463 keV, posicionamento este não confirmado em nosso trabalho, conforme descrito no Capítulo 3.

Nível de 2933 keV - 1,2⁺. Berzins e outros [12] propõem este nível observando as transições de 2933 keV e 2395 keV. A transição de 2933 keV foi observada também em nosso trabalho mas a transição de 2395 keV não. Tendo em vista o valor elevado a energia da transição de 2933 keV, a proposta da existência deste nível é mantida.

Nível de 3060 keV - $1,2^+$. Berzins e outros [12] sugere este nível a partir da observação da transição de 3060 keV. Em nosso trabalho foram observadas ainda as transições de 2520 keV e 1698 keV, confirmando o nível. O valor de log(ft) igual a 7,5 e a transição para o estado fundamental indicam spin e paridade 1 ou 2^+ .

Níveis de 3069 keV e 3072 keV - $2^{(-)}$ e $2^{(+)}$. Estes dois níveis foram observados como um único nível de 3070 keV nos trabalhos anteriores [11, 12, 18, 13], com algumas divergências em relação ao spin e paridade.

Estes dois níveis são separados e bem estabelecidos em nosso trabalho com uma série de transições atribuídas a cada um deles, conforme descrito nos Capítulos 2 e 3.

Com relação ao estado de 3069 keV, transições para estados de spin e paridade 1^+ , 2^+ , 2^- e 3^- limitam o spin a 1 ou 2. Medidas de correlação angular realizadas por Kenchian [22] envolvendo a transição de 2530 keV indicam o spin 2 como único possível. O valor de log(ft) pequeno (6,0) e o valor muito pequeno da intensidade de transição para o estado fundamental favorecem a atribuição de paridade negativa.

Já para o nível de 3072 keV, as transições observadas para estados 0^+ , 2^+ , 2^- , 3^+ e 3^- e o valor de log(ft) igual a 7,0 indicam spin igual a 2 e sugerem paridade positiva.

Nível de 3323 keV - 1,2⁺. Berzins e outros [12] observam este nível pela primeira vez e Rimawi e Garg [18] e Peterson e outros [16] sugerem spin 2 com paridade positiva.

Em nosso trabalho, sete transições foram atribuidas ao decaimento deste estado (quatro pela primeira vez), todas para estados de spin 0 ou 2. Este fato e o valor de log(ft) igual a 6,5 são compatíveis com atribuição de spin e paridade 1 ou 2⁺.

Nível de 3419 keV - 1,2⁺. Foi observada a transição de 2879 keV para o estado 2_1^+ além da transição de 3419 keV para o estado fundamental (observada anteriormente por Berzins e outros [12]). Estas transições e o valor de log(ft) igual a 7,6 são compatíveis com spin e paridade igual a 1 ou 2⁺, sendo que a última opção é reforçada por Rimawi e Garg [18].

Nível de 3464 keV - (2⁺). Berzins e outros [12] sugerem este estado observando a transição de 3464 keV e posicionam a transição de 403 keV partindo deste nível, posicionamento este não foi confirmado em nosso trabalho. Por outro lado, foi observada a transição de 1582 keV para o estado 3⁺. As duas transições e o valor de log(ft) igual a 7,3 sugerem spin e paridade 2⁺.

Capítulo 7

Considerações sobre Modelos Coletivos Aplicados ao ¹⁰⁰Ru

O esquema de níveis na região de baixa energia do ¹⁰⁰Ru apresenta o estado fundamental com spin e paridade 0⁺, um primeiro estado excitado 2⁺, e um tripleto não degenerado 4⁺, 0⁺ e 2⁺ com energia um pouco maior que o dobro da energia do primeiro estado 2⁺ ($E_{4+}/E_{2+}=2,27$). Em seguida, uma série de estados são observados com energia maior que o triplo da energia do primeiro estado excitado. Esta estrutura de níveis aliada a valores elevados de intensidade de transição quadrupolar, B(E2) [62, 14], para várias transições observadas nos núcleos par-par com massa em torno de 100, e em particular nos isótopos do Ru, fizeram com que estes fossem interpretados a partir de modelos coletivos.

O modelo coletivo de vibração quadrupolar de núcleo esférico prevê para a região de baixa energia um primeiro estado excitado 2^+ correspondendo à excitação de um fonon, um tripleto degenerado 0^+ , 2^+ e 4^+ de 2 fonons com energia igual ao dobro da energia do estado 2^+_1 e um quintupleto degenerado 0^+ , 2^+ , 3^+ , 4^+ e 6^+ de 3 fonons com energia igual a 3 vezes a energia do estado 2^+_1 . A introdução de anarmonicidade neste modelo [1, 2] possibilita uma razoável descrição dos primeiros estados excitados do 100 Ru, entretanto os estados de maior energia não são bem descritos, como por exemplo os estados de 3 fonons.

O modelo coletivo rotacional associado a núcleos deformados apresenta os estados excitados com energia variando conforme a equação

$$E_J \propto J(J+1); \quad J = 0, 2, 4, ...$$
 (7.1)

A razão de energia E_{4+}/E_{2+} igual a 3,3 obtida neste modelo não é compatível com o resultado obtido para o ¹⁰⁰Ru mas variações deste modelo, como o modelo de momento de inércia variável e o modelo com deformação γ -instável, produzem razões E_{4+}/E_{2+} compatíveis com o valor experimental. Alguns trabalhos (particularmente os que usaram as simetrias do modelo de bósons interatuantes IBM [3, 4, 5]) sugerem que os isótopos pares do Ru sejam posicionados numa região de transição entre o vibrador esférico e o γ -instável, tendo o ⁹⁸Ru no primeiro limite e o ¹⁰⁴Ru no outro. Por outro lado, outros autores sugerem que os isótopos de Ru sejam interpretados a partir de modelos que considerem a existência de deformação triaxial rígida [63, 6].

Neste trabalho, o modelo de bósons interatuantes (IBM) [64] foi utilizado para tentar reproduzir os primeiros estados excitados do ¹⁰⁰Ru. Foi utilizada a versão do modelo que não faz distinção entre prótons e nêutrons (IBM1), onde os estados são construídos a partir de bósons s (L=0) e d (L=2), com o número de bósons (N) igual à metade do número de nucleons fora da camada fechada (no caso do ¹⁰⁰Ru o número de bósons é igual a 6). A hamiltoniana utilizada é a mesma descrita no trabalho de Nunes [7], dada pela expressão

$$H = \epsilon . (d^{\dagger}.\tilde{d}) + \sum_{L=0,2,4} . \frac{(2L+1)^{1/2}}{2} C_L . [(d^{\dagger}d^{\dagger})^{(L)}. (\tilde{d}\tilde{d})^{(L)}]_0^0$$

$$+ F. \{ [(d^{\dagger}d^{\dagger})^{(2)}. (\tilde{d}\tilde{s})^{(2)}]_0^0 + ch \}$$

$$+ G. \{ [(d^{\dagger}d^{\dagger})^{(0)}. (\tilde{d}\tilde{s})^{(0)}]_0^0 + ch \}$$

$$(7.2)$$

onde ϵ , C_0 , C_2 , C_4 , $F \in G$ são parâmetros a serem ajustados.

A triaxialidade pode ser obtida no IBM1 com a inclusão do bóson g [5] ou no IBM2 (IBM que faz distinção entre prótons e nêutrons), induzindo deformações distintas para os prótons e nêutrons [65]. Uma outra forma de se obter a triaxialidade é a adição do termo de três corpos

$$\mathbf{H}_{3} = \theta_{L} (d^{\dagger} d^{\dagger} d^{\dagger})^{L} . (\tilde{d} \tilde{d} \tilde{d})^{L}$$

$$\tag{7.3}$$

na hamiltoniana da Equação 7.2 onde, para que se obtenha um mínimo triaxial, deve-se escolher L = 3 [7, 6].

O programa PHINT [66], modificado por Nunes [7] para a inclusão do termo triaxial, foi utilizado para o cálculo dos estados excitados.

As energias dos estados do ¹⁰⁰Ru foram obtidas a partir da hamiltoniana da Equação 7.2 para o limite algébrico SU(5) (que corresponde ao vibrador anarmônico do modelo geométrico), para o caso da transição SU(5) para O(6) (correspondendo a transição vibrador anarmônico para γ -instável) e finalmente para o limite SU(5) mais o termo de três corpos da Equação 7.3, que corresponde à inclusão da triaxialidade. Na Figura 7.1 podemos comparar os resultados experimentais com os obtidos dos modelos. Os estados indicados com asterisco foram utilizados na determinação dos parâmetros da hamiltoniana. A figura mostra ainda a comparação entre alguns estados experimentais de paridade negativa com os obtidos pelo IBM



Figura 7.1: Espectro de energia do ¹⁰⁰Ru obtido experimentalmente e calculados pelos modelos propostos. Os estados indicados com asterisco (*) foram utilizados na determinação dos parâmetros e os estados experimentais indicados com cifrão (\$) não foram observados neste trabalho e foram incluidos de acordo com a compilação de Singh e Szucs

Coeficientes	SU(5)	SU(5)+O(6)	SU(5)+triax
(MeV)		+SU(3)	. ,
ε	0,530	0,603	0,539
C(0)	0,06	0,1	0,053
C(2)	0,285	0,09	0,248
C(4)	0,147	0,12	0,148
F	0	0,145	0
G	0	-0,04	0
θ_3	0	0	0,293

Tabela 7.1: Coeficientes da hamiltoniana do IBM utilizados para o cálculo das energias dos estados excitados do 100 Ru. θ_3 corresponde ao coeficiente do termo de três corpos.

a partir da inclusão de bósons f. A Tabela 7.1 apresenta os coeficientes utilizados nas hamiltonianas.

Verifica-se que tanto para o vibrador anarmônico como para a transição entre vibrador anarmônico e γ -instável, os estados 0^+_3 , 2^+_3 e 3^+_1 não são reproduzidos com a energia correta, estando muito acima dos valores experimentais. A inclusão da triaxialidade faz com que os estados calculados observem uma maior compatibilidade com os experimentais. Desta forma fica reforçada a idéia da existência de deformações triaxiais nos isótopos do rutênio sugerida em trabalhos anteriores e particularmente por Troltenier e outros [8], que em trabalho recente estudaram os isótopos pares do rutênio através do modelo coletivo geral.

Os trabalhos que propõem que os isótopos de rutênio pertençam à região de transição entre o SU(5) e O(6) [67, 4, 3, 20] não conseguem reproduzir as energias do primeiro estado excitado 0^+ para os isótopos de massa 100, 102 e 104 do rutênio, obtendo valores muito maiores que os experimentais. Desta forma sugerem que este estado seja um estado intruso, não coletivo. Em nosso trabalho observamos que a inclusão da deformação triaxial é compatível com a presença dos dois primeiros estados excitados 0^+ observados, não sendo necessário considerar o estado 0^+_2 como intruso.

Um teste sistemático do modelo, utilizando os outros isotópos pares do rutênio, faz-se necessário bem como a comparação dos valores de intensidade de transição experimental com os obtidos dos modelos. Entretanto, este estudo detalhado foge do escopo deste trabalho.

Capítulo 8

Conclusões

Medidas de espectroscopia gama simples e de coincidência gama-gama foram realizadas com a finalidade de estudar o decaimento beta do ¹⁰⁰Rh para os estados excitados do ¹⁰⁰Ru.

As medidas de espectroscopia simples foram realizadas utilizando detectores de germânio que, aliados a técnicas experimentais adequadas e análise estatística levando em conta as matrizes de covariância, possibilitaram a determinação de valores precisos de energia e intensidade das transições gama. Foram atribuídas ao decaimento do ¹⁰⁰Rh 132 transições gama das quais 68 observadas pela primeira vez neste trabalho. Duas transições observadas em trabalhos anteriores não foram confirmadas.

As relações de coincidência entre as transições gama foram obtidas das medidas de coincidência gama-gama, possibilitando o posicionamento no esquema de decaimento, da maioria das transições observadas (124 transições), bem como o reposicionamento de algumas transições já observadas anteriormente (transições de 403 keV e 499 keV) e a identificação de dubletos com energia bastante próximas (403 keV e 1207 keV).

Nove estados excitados do ¹⁰⁰Ru foram observados pela primeira vez a partir do decaimento do ¹⁰⁰Rh (estados de 2512 keV, 2536 keV, 2543 keV, 2569 keV, 2666 keV, 2745 keV, 2774 keV, 2801 keV e 3072 keV), sendo que dois deles (2745 keV e 3072 keV) não foram observados em nenhum outro tipo de experimento.

Valores precisos das energias dos níveis foram obtidos a partir das energias das transições gama, levando-se em conta a energia de recuo do núcleo, utilizando simultaneamente toda a informação presente no conjunto dos dados de energia de transição gama observadas.

As intensidades de alimentação β^+ dos primeiros estados excitados foram obtidas da análise da área do pico de 511 keV proveniente da aniquilação de pósitrons. As intensidades absolutas de transição gama foram obtidas a partir de um processo de normalização e as intensidades de alimentação beta total para os estados excitados foram obtidas a partir do balanço das intensidades de transição absolutas. Valores muito pequenos de intensidade de alimentação beta associados a transições beta muito proibidas foram utilizados como vínculos das intensidades de transição gama, possibilitando a determinação mais precisa destes valores.

A meia-vida da fonte de ¹⁰⁰Rh foi determinada através do acompanhamento do decaimento da fonte e utilizando transições provenientes de contaminantes da fonte como "relógios internos" da medida. O valor obtido para a meia-vida do ¹⁰⁰Rh foi de 20,2(1) h.

A atribuição de spin e paridade a diversos estados foi possível através da análise das transições no esquema de decaimento, dos valores de log(ft) e da utilização das informações de obtidas em outros experimentos existentes na literatura.

Assim, as técnicas de espectroscopia gama utilizadas constituem-se em uma ferramenta poderosa para o estudo das propriedades dos estados nucleares de baixa energia. Conclui-se ainda que o domínio e a correta utilização dos procedimentos estatísticos apresentados neste trabalho é imprescindível no tratamento de dados experimentais quando se deseja elevada precisão. Desta forma, este trabalho procura estabelecer uma metodologia a ser seguida em medidas de espectroscopia gama de alta precisão.

Finalmente, os estados excitados obtidos em nosso trabalho foram comparados com os calculados pelo modelo de bósons interatuantes, concluindo-se que as deformações triaxiais podem ter um papel importante na compreensão da estrutura nuclear do 100 Ru.

$$\mathbf{a}' = \mathbf{M}.\mathbf{V}_a.\mathbf{a} + \mathbf{V}_a.\mathbf{G}^t.(\mathbf{G}.\mathbf{V}_a.\mathbf{G}^t)^{-1}.\mathbf{r},$$

onde

(C.5)

(C.4)

No caso das equações de vínculo serem homogêneas, teremos o vetor $\mathbf{r} = 0$, o é a matriz de covariância de a'. (C.6)

 $M = V'_{a} = V_{a}^{-1} - V_{a}.G^{t}.(G.V_{a}.G^{t})^{-1}.(V_{a}.G^{t})^{t}$

que reduz a Equação C.4 a

 $\mathbf{a}' = \mathbf{M}.\mathbf{V}_a.\mathbf{a}$.

Apêndice A

Esquema do Decaimento do ¹⁰⁰Rh da Literatura

Neste apêndice é apresentado uma reprodução simplificada do esquema de decaimento beta do ¹⁰⁰Rh apresentado na compilação de Singh [21] (Figura A).

115

Covariância entre valores interpolados por uma função de uma única variável aleatória Seja f = g(x) uma função da variável x. A matriz de covariância das funções $\hat{f}_i = g(\hat{x}_i)$, onde \hat{x}_i (i = 1, 2, ..., n) são variáveis aleatórias com matriz de covariância $V_{\hat{x}}$, será dada por

$$(\mathbf{V}_{\hat{f}})_{i,j} \cong \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{\hat{x}_i} \cdot (\mathbf{V}_{\hat{x}})_{i,j} \cdot \left. \frac{\partial g}{\partial x} \right|_{\hat{x}_j} \cdot (\mathbf{B.4})$$

Covariância de funções de várias variáveis aleatórias. Seja o conjunto de funções $f_i = f_i(\mathbf{x})$ (i = 1, 2, ..., n) onde x_j (j = 1, 2, ..., m) é um vetor de variáveis, idêntico para todas as funções f_i . A matriz de covariância de $\hat{f}_i = f_i(\hat{\mathbf{x}})$, onde $\hat{\mathbf{x}}$ é um vetor de variáveis aleatórias com matriz de covariância $V_{\hat{x}}$, será dada por

$$\mathbf{V}_i \cong \mathbf{D}.\mathbf{V}_{\dot{\mathbf{x}}}.\mathbf{D}^t,\tag{B.5}$$

ي بعد المحلم المحلق المركب الأكل المحلق المكترك المركب المكترك المحلوم المحلوم والمحلوم والمراجع والم

onde a matriz \mathbf{D} é definida como

$$\mathbf{D}_{i,j} = \left. \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right|_{\hat{\mathbf{x}}}$$
(B.6)

Matriz de covariância de uma função um pouco mais genérica. Seja $f = g(\mathbf{x}; y)$ uma função do vetor \mathbf{x} de componente x_j (j = 1, 2, ..., m) e da variável y. A matriz de covariância das funções $\hat{f}_i = f(\hat{\mathbf{x}}; \hat{y}_i)$, onde x_j (j = 1, 2, ..., m) são variáveis aleatórias, idênticas para todas as funções com matriz de covariância $V_{\dot{x}}$ e \hat{y}_i (i = 1, 2, ..., n) é um conjunto de variáveis aleatórias independentes de $\hat{\mathbf{x}}$, com matriz de covariância $V_{\hat{y}}$, será dada por

$$(\mathbf{V}_{\hat{f}})_{i,j} \cong (\mathbf{D}.\mathbf{V}_{\hat{x}}.\mathbf{D}^{t})_{i,j} + \left. \frac{\partial g}{\partial y} \right|_{\hat{y}_{i},\hat{\mathbf{x}}} \cdot (\mathbf{V}_{\hat{y}})_{i,j} \cdot \left. \frac{\partial g}{\partial y} \right|_{\hat{y}_{j},\hat{\mathbf{x}}}, \tag{B.7}$$

onde a matriz D é definida como

$$\mathbf{D}_{i,j} = \left. \frac{\partial g}{\partial x_j} \right|_{\hat{y}_i, \hat{\mathbf{x}}}$$
(B.8)

Apêndice C Vínculos Lineares entre Parâmetros

Neste apêndice é descrito, resumidamente, um método que, a partir de um conjunto de valores com respectiva matriz de covariâncias e de equações lineares de vínculos entre estes valores, calcula um segundo conjunto de valores que leva em conta os vínculos descritos pelas equações com a respectiva matriz de covariância. O método é descrito com maiores detalhes por Helene [29] e Mucciolo [69]. Considere que na observação de n grandezas foi obtido o conjunto de da a_k (k = 1, 2, ..., n) com matriz de covariância V_a . A existência de vínculos line

entre estas grandezas é representada por equações do tipo

$$\sum_{k=1}^{n} G_{l,k}$$

onde o índice l (l = 1, 2, ..., m) indica a l-ésima equação de vínculo. A o vetor r contém os coeficientes das equações de vínculos. O conjunto de vínculo pode ser representada na forma matricial por

$$G_a =$$

O método dos mínimos quadrados é aplicado para determin; de dados a', considerando os vínculos. Assim, deve-se minimizar

$$Q = (\mathbf{a} - \mathbf{a}')^t \cdot \mathbf{V}_a^{-1} \cdot (\mathbf{a} - \mathbf{a}')^t \cdot \mathbf{v}_a^{-1} \cdot (\mathbf{a} - \mathbf{a}')^{-1} \cdot \mathbf{v}_a^{-1} \cdot \mathbf{v}_a$$

com relação aos elementos do vetor a'. Nesta equação, por multiplicadores de Lagrange das m equações de vír álgebra [29] obtemos a solução para a'

119

118

 $a_k = r_l$

r.

 $a') + \lambda^t (G.a - ,$

Bibliografia

- [1] R. Singh, G. K. Mehta e Y.R. Waghmare, Phys. Lett. 45B (1973) 199
- [2] S. G. Lie, G. Holzwarth, Phys. Rev. C12 (1975) 1035
- [3] J. Stachel, P. Van Isaker e K. Heyde, Phys. Rev. C25 (1982) 650
- [4] J. Stachel e N. Kaffrel, Nucl. Phys. A383 (1982) 429
- [5] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, G. Wenes, Y. Gigase e J. Stachel, Nucl. Phys A398 (1983) 235
- [6] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier e J. Moreau, Phys. Rev. C29 (1984) 1420
- [7] C. A. A. Nunes, Dissertação de Mestrado, TIFUSP N972e M e.2 (1987)
- [8] D. Troltenier, J. A. Marunh, W. Greiner, V. Velazquez Aguilar, P. O. Hess e J. H. Hamilton Z. Phys. A338 (1991) 261
- [9] L. Marquez, Phys. Rev. 92 (1953) 1511
- [10] M. Koike, K. Hisataque, N.Ono e K. Takahashi, Nucl. Phys. 54 (1964) 129
- [11] H. Kawakami e H Hoisatake, J. Phys. Soc. Japan 24 (1968) 614
- [12] G. Berzins, M. E. Bunker e J. W. Staner, Phys. Rev. 187 (1969) 1618
- [13] V. V. Babenko, I. N. Vishnevskii, V. A. Zheltonnozhskii, V. P. Svyato e V. V. Trishin, *Izv. Akac, Nauk SSSR* 42 (1978) 75
- [14] S. Landsberger, L. Lecomte, P. Paradis e S.Monaro, Phys. Rev. C21 (1980) 588
- [15] M. J. A. De Voigth, J. F. W. Jansen, F. Bruining e Z. Sujkowski, Nucl. Phys A270 (1976) 141
- [16] R. J. Peterson, R. A. Emight e R. E. Anderson, Nucl. Phys A348 (1980) 8

- [17] S. Sirota, J. L. M. Duarte, L. B. Horodynski-Matsushigue e T. Borello-Lewin, Phys. Rev. C40 (1989) 1527
- [18] K. Rimawi e J. B. Garg, Phys. Rev. C9 (1974) 1978
- [19] C. Coceva e P. Giacobbe, Nucl. Phys A385 (1982) 301
- [20] G. G. Colvin, S. J. Robinson e F. Hoyler, J. Phys G. 14 (1988) 1411
- [21] B. Singh e J. A. Szucs N.D.S 60 (1990) 1
- [22] G. Kenchian, Dissertação de Mestrado, TIFUSP K33m M e.2 (1990)
- [23] V. R. Vanin Tese de Doutoramento, TIFUSP V285e D e.2 (1984).
- [24] P. Gouffon Manual do Programa IDEFIX LAL-IF-USP (1982)
- [25] P. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc Graw-Hill
- [26] K. Debertin and R. G. Helmer, Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North-Holland (1988)
- [27] EG&G ORTEC, Model 800 Analog to Digital Converter Operating Sistem Manual
- [28] O. Helene e V. R. Vanin, Tratamento Estatístico de Dados Experimentais, Edgard Blücher (São Paulo 1981)
- [29] O. Helene, Método do Mínimo Quadrado com Formalismo Matricial: Introdução de vínculos e correlações entre os parâmetros, comunicação interna do Laboratório do Acelerador Linear - IFUSP (1986)
- [30] V. R. Vanin e P. Gouffon, apostila do curso de Tópicos Avançados no Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, IFUSP (1988).
- [31] International Atomic Energy Agency. X-Ray and Gamma-Ray Standards for Detectors Calibration, Viena (1991) IAEA-TECDOC - 619
- [32] G. Kenchian Programa AJUCOV
- [33] G. Kenchian Programa INTERCOV
- [34] G. Kenchian Programa MEDIA
- [35] P. Gouffon Manual do Programa AJUSTE LAL-IF-USP (1987)

- [36] E. Browne, R. B. Firestone Table of Radioactive Isotopes V. S. Shirley, Editor - JOHN WILEY & SONS (1986)
- [37] G. Kenchian Programa INTEN
- [38] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement (2.ed.), John Wiley and Sons (Singapore, 1989)
- [39] Jiunn-Hsing Chao, Nucl. Inst. Meth. A317 (1992) 537
- [40] R. Ejnisman e P. R. Pascholati, artigo aceito para publicação na Revista de Física Aplicada e Instrumentação (1995)
- [41] U. Reus e W. Westmeier Atomic Data and Nuclear Tables 29 (1983) 193
- [42] V. R. Vanin Manual do Programa PANORAMIX LAL-IFUSP (1988)
- [43] O. Helene, Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 319
- [44] M. T. F. da Cruz, Tese de Doutoramento, TIFUSP C957es D e.2 (1988)
- [45] A. Gammal, Dissertação de Mestrado, TIFUSP G193a M e.2 (1992)
- [46] G. Kenchian, P. Gouffon, V. R. Vanin programa MBP
- [47] N. B. Gove, M. J. Martin, Nucl. Data Tables A10 (1971) 205
- [48] C. M. Lederer e V. S. Shirley Table of Isotopes Seventh Edition WILEY (1978)
- [49] G. Kenchian programa ESQUEMA
- [50] G. Kenchian programa NINJA
- [51] F. Rösel et al. Internal Conversion Coefficients for All Atomic Shells, AD. 21 (1978) 91
- [52] G. Kenchian programa NORM
- [53] G. Kenchian programa BETA
- [54] E. Browne, Nucl. Instr. Meth. A249 (1986) 461
- [55] E. Browne, Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 541
- [56] G. Kenchian programa VININT
- [57] G. Kenchian programa VINBETA

- [58] R. B. Firestone, Nucl. Instr. Meth. A286 (1990) 584
- [59] Recomendações para atribuição de spin e paridade, N.D.S 60 (1990) 1
- [60] M. A. Islam, T. J. Kennett e W. V. Prestwich, Can J. Phys 69 (1991) 658
- [61] P. H. Stelsone e F. K. McGowan, Phys. Rev. 121 (1961) 209
- [62] K. S. Krane, Phys. Rev. C10 (1974) 1197
- [63] M. Koike, H. Kawakami, K. Komura e H. Yamada, Phys. Rev. C10 (1974) 1996
- [64] A. Arima, F. Iachello, Phys Rev. Lett. 40 (1978) 385
- [65] Gui Lu Long, Yu Xin Liu e Hong Ahou Sun, J. Phys G. 16 (1990) 813
- [66] Olaf Sholten, Phint Program Package, National Superconducting Cyclotron Laboratory and Departament of Physics Michigan State University
- [67] P. Van Isaker e G. Puddu Nucl. Phys A348 (1980) 125
- [68] O. Helene, notas do seminário apresentado na XVI Reunião de Trabalho de Física Nuclear no Brasil, Caxambu (1993)
- [69] E. R. Mucciolo e O. Helene, Nucl. Instr. Meth. a256 (1987) 153

Lista de Figuras

2.1	Eletrônica e sistema de aquisição para medida de espectroscopia sim-	
	ples	5
2.2	Arranjo experimental com blindagem e colimador.	6
2.3	Arranjo experimental: Detector com supressor Compton.	8
2.4	Eletrônica para espectroscopia simples com supressor Compton	8
2.5	Ajuste típico do dubleto 588 keV-590 keV	10
2.6	Curva de eficiência relativa para o arranjo da primeira série de medi-	
	das em função da energia.	20
2.7	Razão entre eficiência total e eficiência de fotopico de energia total	
	em função da energia, para o detector de germânio.	20
2.8	Razão de escape simples, R1, duplo, R2, e R=R1/R2 para o detector	
	de germânio	23
2.9	Pico na região de energia 1078 keV correspondente ao empilhamento	
	devido a dois fótons 540 keV.	25
2.10	Esquema de decaimento simplificado exemplificando o efeito soma.	27
2.11	Fotopico devido á transição de 2915 keV sobreposto ao pico soma e	
	ao pico de empilhamento devido às transições de 540 keV e 2376 keV	
0 10	e as transições de 1362 keV e 1553 keV.	28
2.12	Regiao do espectro diferença entre a medida de 98 h e a medida de	
0 10		32
2.13	- Primeira parte - Espectro gama do decaimento do ¹⁰⁰ Rh obtido na	
9 1 9	Segunda serie de medidas.	34
2.10	- Segunda parte - Espectro gama do decalmento do ""Rh obtido na	9 E
9 1 2	Toronian porte. Foronte a de descimente de 100DL ettide -	30
2.10	- rerceita parte - Espectro gama do decalmento do An obtido na	36
2.13	- Quarta parte - Espectro gama do decajmento do ¹⁰⁰ Bh obtido na	50
2110	segunda série de medidas	37
		01
3.1	Vista em perspectiva de uma região de matriz bidimensional.	51
3.2	Eletrônica de coincidência.	54

3.3	Espectro de tempo obtido da primeira medida. Um canal corresponde	
3.4	a 0,8 ns	55 55
3.5	Modelo esquemático da matriz de coincidência indicando as regiões dos eventos de coincidência total e acidental.	56
3.6	Modelo esquemático de obtenção da projeção total e de obtenção dos espectros de coincidência a partir das fatias.	57
4.1	Fatia da matriz de coincidência em coincidência com janela na transição de 511 keV.	79
5.1	Área do pico em 539 keV em função do tempo.	78
5.3	Razão entre as áreas dos picos associados a transições gama de 539 keV e 198 keV em função do tempo.	79 70
6.1 6.2	Esquema de decaimento proposto por este trabalho - Primeira parte Esquema de decaimento proposto por este trabalho - Segunda Parte	92 93
7.1	Espectro de energia do ¹⁰⁰ Ru obtido experimentalmente e calcula- dos pelos modelos propostos. Os estados indicados com asterisco (*) foram utilizados na determinação dos parâmetros e os estados experi- mentais indicados com cifrão (\$) não foram observados neste trabalho e foram incluidos de acordo com a compilação de Singh e Szucs 1	.11
A. 1	Esquema de decaimento proposto na compilação de Singh 1	16

Lista de Tabelas

2.1	Valores estimados de C_{em} para primeira e segunda medida.	25
2.2	Valores experimentais de C_{em} para primeira e segunda medida. \ldots	26
2.3	Valores experimentais de $\varepsilon({ m E}_0)$ para primeira e segunda medida	29
2.4	Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas	
	áreas	38
2.4	Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas (continuação)	39
2.4	Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas áreas (continuação)	40
2. 4	Picos identificados nos espectros das três medidas com as respectivas	10
	areas (continuação)	41
2.5	Valores de energia das transições gamas intensas obtidos nas 3 medi- das e valor médio calculado	42
2.6	Energias das transições gamas do decaimento do ¹⁰⁰ Ru proposto por este trabalho e da literatura	43
2.7	- Primeira parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida por este trabalho a partir da segunda medida e intensidade absoluta da literatura	45
2.7	- Segunda parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida	40
	da literatura	46
2.7	- Terceira parte - Área corrigida, intensidade gama relativa obtida por este trabalho a partir da segunda medida e intensidade absoluta	
	da literatura	47
3.1	- Primeira parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em	
	negrito a ambas	60

3.1	- Segunda parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em negrito a ambas
3.1	- Terceira parte - Relações de coincidência obtidas nas duas medidas. Os valores da segunda coluna grafados em tipo comum correspondem somente à primeira medida, em tipo itálico somente à segunda e em negrito a ambas
4.1	Área dos picos de coincidência utilizadas na determinação das inten- sidades β^+
4.2	balhos anteriores. os resultados relativos a este trabalho tem como referência a intensidade relativa de transição gama da transição de 539 keV $(I_r(539) = 78.40)$
5.1	Parâmetros ajustados relativos a diferenças entre constantes de de- caimento $(\lambda - \lambda^c)$
5.2	Constante de decaimento e meia-vida média final para o ¹⁰⁰ Rh 80
6.1	Valores finais de energia de nível, momento angular e paridade pro- posto por este trabalho e pela compilação de Singh
6.2	Valores intensidade de alimentação beta com e sem vínculo e log(ft)
6.3	 Primeira parte - Informações adicionais do esquema de decaimento do ¹⁰⁰Bh.
6.3	- Segunda parte - Informações adicionais do esquema de decaimento
6.3	 do ¹⁰⁰Rh. - Terceira parte - Informações adicionais do esquema de decaimento do ¹⁰⁰Rh.
6.4	 Primeira parte - Energias das transições gama interpoladas, intensidades das transições gama vinculadas e coeficiente de conversão interna total (α) utilizados
6.4	- Segunda parte - Energias das transições gama interpoladas, inten- sidades das transições gama vinculadas e coeficiente de conversão in-
	terna total (α_t) utilizados
6.5	Energias e intensidades das transições gama observadas na medida de espectroscopia mas não posicionadas no esquema de decaimento 102
7.1	Coeficientes da hamiltoniana do IBM utilizados para o cálculo das energias dos estados excitados do ¹⁰⁰ Ru. θ_3 corresponde ao coeficiente do termo de três corpos