UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T1077

DECAIMENTO DO ^{57}Ni

Otaviano Helene
Wayne Allan Seale

ANA MARIA DOS SANTOS SCARDINO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1077
ex.1
INSTITUTO DE FÍSICA

ORIENTADOR:

PROF. DR. OTAVIANO AUGUSTO MARCONDES HELENE

Defesa em 15/12/87

SÃO PAULO

1987

537.5352
S285d
M
ex 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Scardino, Ana Maria dos Santos
Decaimento do ^{57}Ni. São Paulo, 1987.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Otaviano Helene

Unitermos: 1.Espectroscopia gama do ^{57}Co a partir do decaimento beta do ^{57}Ni; 2.Medidas de espectroscopia simples e coincidência.

USP/IF/SBI - 52/87

Ao Yuri,

que acaba de nascer

e Wagner,

meu grande companheiro.

AGRADECIMENTOS

- Prof. Dr. Paulo R. Pascholati pela idéia que originou esse trabalho, e orientação durante 2 anos
- Prof. Dr. Otaviano A. M. Helene pela imensa paciência, disposição e orientação nos últimos anos desse trabalho, sem a qual não teria sido possível sua realização.
- Prof. Dr. Vito R. Vanin pelo encorajamento, disposição e inestimáveis discussões durante todo o trabalho
- Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman Vel Lejbman e M. Tiago da Cruz pelos ensinamentos prestados
- Wagner, pela compreensão de todas as horas.
- A todo o pessoal técnico, pela competência, presteza e dedicação.
- As secretárias Maria de Lourdes Morais e Olga Lorena M. Gatica, pelo apoio.
- Aos membros do Grupo, Angela, Caio, Célia, Eduardo, Garabed, Regina e Zsuzsanna pela amizade e apoio.
- Aos que me auxíliaram nas figuras João Carlos e Garabed.
- Ao pessoal da biblioteca e xerox
- Aos meus pais e irmãos pela grande ajuda nos últimos meses.

- Ao CNPq e a CAPES, pelo apoio financeiro

RESUMO

O decaimento do ^{57}Ni para o ^{57}Co, obtido pela reação ^{58}Ni (γ,n) ^{57}Ni foi estudado nesse trabalho por espectroscopia gama simples e coincidência gama - gama.

A fonte de ^{57}Ni foi produzida irradiando-se níquel metálico natural na forma de pó, com o feixe de bremsstrahlung produzido em uma lâmina de Tântalo de 2mm de espessura pelo feixe direto de elétrons, do Acelerador Linear do IFUSP, com energia de 30 MeV.

Os espectros simples foram obtidos com um detector HPGe de 104 c.c. e os de coincidência com detectores Ge(Li) de 53 e 27 c.c. e HPGe de 104 c.c.

As energias das transições que seguem o decaimento do ^{57}Ni foram medidas utilizando-se as energias do ^{56}Co como padrão (o qual é obtido por reação (γ,np) no ^{58}Ni), e considerando-se os vínculos cascata "cross-over"

Seis novas transições gama de baixa intensidade foram observadas na análise dos espectros simples. As energias e intensidades relativas dessas transições em relação a transição de 1377.6 KeV, são as seguintes: 304.1 KeV, 0.0024; 541.9 KeV, 0.0045%; 755.3 KeV, 0.0066%; 1279. 7 KeV, 0.012%; 1350.5 KeV, 0.0024% e 1603.3 KeV, 0.0048%.

A análise dos resultados da medida em coincidência confirma a existência de 3 dessas linhas: 1279.7 KeV, 1350.5 KeV e 1603.3 KeV.

As transições de 541.8 KeV, 755.3 KeV e 304.2 KeV não foram vistas nos espectros em coincidência. No entanto este fato não permite concluir pela inexistência dessas

linhas, uma vez que as áreas dos fotopicos podem estar camufladas na flutuação estatística do fundo dos espectros obtidos.

A discusão qualitativa efetuada permite contestar a atribuição do spin $J^{\pi} = 3/2^-$ atribuído ao nível correspondente à energia 3108 KeV do ^{57}Ni, sugerindo o valor $1/2^-$ para esse nível. Para os níveis à 3177 e 2731 KeV foram propostos os valores $J^{\pi} = 5/2^-$ e $J = 3/2$ ou $5/2$ respectivamente.

ABSTRACT

The decay of ^{57}Ni to ^{57}Co was studied by gamma ray spectroscopy using both singles and coincidence spectra. The sources were obtained with the ^{58}Ni (γ,n) ^{57}Ni reaction.

Natural metallic nickel was irradiated in the bremsstrahlung beam of the linear accelerator of the Instituto de Física da Universidade de São Paulo with 30 MeV electrons.

The singles espectra were taken with 104 cc HPGe detector and the coincidences espectra with '27 and 53cc Ge(Li) and 104 cc. HPGe detectors.

The energies of transitions that follow the ^{57}Ni decay were measured using ^{56}Co as standard (which was obtained by (γ,np) reaction in ^{58}Ni) and taking into account the cascade cross-over relations.

Six new low-intensity transitions were observed in analysis of singles spectra. The energies and relative intensities of these transitions taking the 1378 KeV transition as reference, are the following: 304.1 KeV, 0.0024%, 541.9 KeV, 0.0045%, 755.3 KeV, 0.0066%, 1279.7 KeV, 0.012%, 1350.5 KeV, 0.0024% e 1603.3 KeV, 0.0048%.

Three of these lines were confirmed by coincidence measurements: 1279.7 KeV, 1350.5 KeV e 1603.3 KeV. The others were not observed. However, it doesn't allow us to conclude for the no existence of this lines, since the

photopeak areas may be hidden in the statistical flutuation on the spectras obtained..

The qualitative discussion permits us to refute thé assigment of spin $J = 3/2^-$ with energy level at 3108 KeV, suggesting a spin $J = 1/2^-$. For the level at 3177 KeV and 2731 KeV the assignments $J = 5/2^-$ and $J = 3/2$ or $5/2$ respectively are proposed.

ÍNDICE

Páginas

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

CAPÍTULO II - MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 - PREPARAÇÃO E IRRADIAÇÃO DA FONTE..... 03

II.2 - DETEÇÃO E AQUISIÇÃO DOS DADOS DE ESPECTROSCOPIA SIMPLES..... 06

II.3 - ANÁLISE DOS ESPECTROS SIMPLES..... 12

II.4 - DETEÇÃO E AQUISIÇÃO DOS DADOS BIPARAMÉTRICOS. 14

II.5 - ANÁLISE DAS COINCIDÊNCIAS REAIS..... 23

CAPÍTULO III - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

III.1 - ESPECTROS SIMPLES.....

III.1.1 - ENERGIA DAS TRANSIÇÕES..... 27

III.1.2 - IDENTIFICAÇÃO DAS TRANSIÇÕES GAMAS..... 37

III.1.3 - INTENSIDADE RELATIVA DAS TRANSIÇÕES GAMAS..... 53

III.2 - ESPECTROS BIPARAMÉTRICOS.....

III.2.1 - CALIBRAÇÃO DE ENERGIA E LARGURA A MEIA ALTURA..... 58

III.2.2 - IDENTIFICAÇÃO DAS TRANSIÇÕES..... 59

CAPÍTULO IV - DISCUSSÃO - INTERPRETAÇÃO DA ESTRUTURA NUCLEAR DO ^{57}Co.....

IV.1 - REVISÃO TEÓRICA..... 82

IV.2 - ESQUEMA DE DECAIMENTO PROPOSTO..... 85

CAPÍTULO V - CONCLUSÃO..... 93

APÊNDICE..... 95

REFERÊNCIAS..... 103

CAPÍTULO I

I.1 - Introdução

A estrutura dos níveis de baixa energia do ^{57}Co tem sido estudada por diversos autores. Konijin et al (Ko-56) iniciou o estudo do decaimento beta do ^{57}Ni para o ^{57}Co, utilizando medidas de coincidência gama-gama e correlação angular com detectores de NaI. Posteriormente esse decaimento foi revisto por vários outros autores.

Estudos com outras reações que envolvem o ^{57}Co também foram realizados: ^{54}Fe (α,p); $^{54}Fe(p,\gamma)$, $^{58}Ni(t,\alpha)$, $^{54}Fe(H^3, d)$, (Ko - 58), (PI - 66), (LI - 67), (BL - 66), (RO - 67), (HA - 72).

O ^{57}Ni decai para o ^{57}Co por captura eletrônica (60% de intensidade) e emissão de pósitron (40% de intensidade) com uma meia vida de 36 horas (LE - 78).

Nesse trabalho, o decaimento do ^{57}Ni foi estudado experimentalmente com o objetivo de se definir a existência de transições gama de baixa intensidade desconhecidas ou mal estabelecidas.

As fontes de ^{57}Ni foram produzidas pela reação ^{58}Ni (γ,n) com gamas de bremsstrahlung produzido com o feixe de elétrons do Acelerador Linear do Instituto de Física de São Paulo. Foram feitas medidas de espectroscopia gama diretas e em coincidência. Os espectros foram obtidos com detectores Ge (Li) e HPGe da Ortec.

A estrutura nuclear do ^{57}Co tem um interesse especial por se tratar de um núcleo com um buraco de próton

na camada $1f_{7/2}$. Uma quantidade consideravél de trabalhos teóricos têm sido realizados com a intenção de explicar a estrutura dos níveis à baixa energia do ^{57}Co, que se constitui num bom exemplo para comparação dos modelos nucleares.

Cálculos considerando desde modelo de camada até acoplamentos intermediários explicam várias propriedades dos estados de baixa energia do ^{57}Co. No entanto ainda existem dúvidas quanto aos detalhes da estrutura de vários níveis, particularmente quanto aos níveis entre 2.7 e 3.2 MeV.

Os resultados obtidos nesse trabalho contribuem para o enriquecimento dos dados já existentes, complementando o esquema de níveis de energia para o decaimento do ^{57}Ni.

O conjunto de experimentos realizados para a determinação do esquema de decaimento do ^{57}Ni é relativamente complexo, o que favoreceu a opção de descrever inicialmente os aspectros comuns ao conjunto de medidas, tanto para espectroscopia simples, como para a coincidência gama-gama, o que é feito no Capítulo II - Método Experimental, deixando para o Capítulo III - Resultados Experimentais os detalhes específicos de cada medida.

Uma descrição de vários modelos nucleares propostos para a interpretação dos níveis mais baixos de energia do ^{57}Co foi feito no Capítulo IV - Discussão-Interpretação da Estrutura Nuclear do ^{57}Co, com o objetivo de comparar os resultados deste trabalho com outros já existentes para a estrutura nuclear desse nuclídeo.

O Capítulo V apresenta a conclusão do trabalho.

CAPÍTULO II

MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 - Preparação e Irradiação da Fonte

As fontes de ^{57}Ni foram obtidas irradiando-se níquel metálico natural, na forma de pó, com o feixe de bremsstrahlung produzido em uma lâmina de Tântalo de 2 mm. de espessura pelo feixe de elétrons com energia de 30 Mev, do Acelerador Linear do IFUSP.

As características do feixe não analisado são aproximadamente 15 mm. de dimensão transversal, 1 μA de corrente e 6% de resolução em energia (TA-75)

Os alvos foram irradiados em celas de alumínio em forma de discos com 11 mm. de diâmetro e 2 mm. de profundidade.

Durante as irradiações, que foram longas, (cerca de 20 horas) foi utilizado um dispositivo que permite manter a centragem do feixe de elétrons. Esse dispositivo consiste de quatro detectores proporcionais, 2 verticais e 2 horizontais na forma de arcos de circunferências colocados imediatamente antes da lâmina de Tântalo. Esse monitor de posição foi desenvolvido por membros do LAL (VA-84).

As reações concorrentes produzidas, assim como a reação de interesse são apresentadas na tabela 1, com os respectivos limiares de reação e meias-vidas.

TABELA 01 - Limiar e tempo de meia vida da reação de interesse e das reações concorrentes na irradiação do ^{58}Ni

Reação	Limiar(Mev)(*)	Tempo de meia vida(*)
$^{58}Ni(\gamma,n)^{57}Ni$	12.22	36 h
$^{58}Ni(\gamma,2n)^{56}Ni$	22.47	6.1 d
$^{58}Ni(\gamma,np)^{56}Co$	19.55	78.5 d
$^{58}Ni(\gamma,p)^{57}Co$	8.18	271 d
$^{58}Ni(\gamma p,\gamma n)^{58}Co$	0,4	71.3 d

(*)Valores obtidos da ref.(LE-78)

- Auto absorção na fonte

Para evitar a obtenção de diferentes índices de auto absorção em uma mesma amostra, na última medida de espectroscopia simples, foi construída um "cela" (veja figura 01) para a fonte que fosse capaz de manter o pó homogêneo, pois pó prensado pode deslocar-se devido à ação da gravidade.

A cela foi construída fazendo-se um orifício de 2 cm. de diâmetro, que corresponde ao diâmetro da "armadilha" para espalhamento (veja ítem II.3), em um quadrado de 2.5 cm. de lado e 1.75 mm. de espessura.

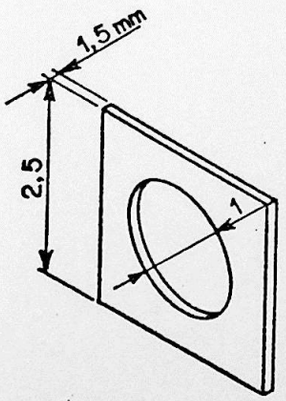
O material utilizado foi uma chapa de plástico recoberta com cobre e 2 lamínulas de microscópio servindo como lacre.

A lamínula foi colada ao plástico com cola Super Bonder, colocando-se então pó irradiado, a mesma cola e acetona, misturando-se rápidamente. Em seguida colou-se a outra lamínula, lacrando-se a "cela".

A medida da massa foi feita após o preparo da fonte e forneceu o valor de 1,76 gramas.

A correção de auto-absorção foi estimada, considerando-se o limite de fonte fina, homogênea e infinitamente distante do detector, descrita na ref. (PA-87).

Considerando-se que o fóton seja absorvido na metade da espessura, teremos uma correção de 5% para a energia de 127 Kev. Para a energia de 300 Kev a correção cai para 3%.



Medida em cm.

Fig.1 — Cela para a fonte utilizada na medida de espectroscopia simples, a fim de evitar a obtenção de diferentes índices de auto absorsão.

II.2 - Deteção e aquisição dos dados de espectroscopia simples

Foram realizadas três irradiações para obtenção dos dados de espectroscopia simples. Na primeira irradiação obtivemos valores mais exatos de energias das linhas de transição eletromagnéticas conhecidas. Na segunda irradiação não foi possível encontrar nenhuma linha pouco intensa, que não tivesse sido medida anteriormente. Isso só foi possível numa terceira irradiação.

As características dos detectores utilizados em cada experimento nas medidas dos espectros simples estão descritas na tabela 2.

TABELA 02- Características dos detectores utilizados em medidas de espectroscopia simples em três irradiações diferentes.

IRRADIAÇÃO	PRIMEIRA	SEGUNDA E TERCEIRA
Volume ativo	53 c.c	104.2 c.c
Tipo do Detector	Ge(Li)coaxial VIP 10	HPGe coaxial
Diametro do Cristal	47 mm.	50.6 mm.
Espessura do Cristal	36 mm.	58.8 mm.
Tensão	4800 V.+	2500 V.+
Resolução (*)	1.95 KeV	1.75 KeV
eficiência (*)	11,92%	22.3%

(*) A especificação da eficiência é obtida com uma fonte de ^{60}Co calibrada, colocada sobre o eixo e à 25 cm. do envoltório externo do detetor. Seu valor é o quociente entre as eficiências absolutas do detector de Ge(Li) e HPGe e de um detector de "3x3" NaI(Tl), para a energia de 1.333 MeV. (IE-71).

No último experimento foi utilizada uma blindagem no detector de 104.2 c.c. que consistia de um cilindro oco de Ferro de 11 cm. de diâmetro interno, 31 cm. de diâmetro externo e 45 cm de comprimento, que transmite cerca de 1% para fótons de 238 KeV, 2% para fótons de 609 KeV e 5% para fótons de 1460 KeV, da radiação de fundo da sala de medidas. Para evitar o incoveniente de que fótons espalhados no interior da blindagem atinjam o detector, foi utilizada uma armadilha para fótons espalhados pela blindagem desenvolvida

por membros do LAL (VA-84). A armadilha é constituída de quatro meniscos de chumbo torneados, presos por tirantes de alumínio através da parte externa. Os ângulos de corte dos meniscos, os diâmetros dos orifícios e a separação entre eles foram escolhidos de forma a não permitir que fótons espalhados pela blindagem ou pelos próprios meniscos atinjam o detector .

A figura 2 mostra o arranjo experimental utilizado nesse experimento.

A aquisição de dados foi realizada através de uma interface CAMAC (Computer automated measurement and control) usando um microprocessador programável (MBD-11da BiRa) com 8 canais de acesso direto à memória do computador PDP 11/45, para armazenar os dados em modo multicanal.

O diagrama de blocos do sitema de deteção e aquisição é mostrado na figura 3.

O pré-amplificador é acoplado ao detector, com sua saída conectada a um amplificador ORTEC, modelo 572, com circuito para aviso de empilhamento, que foi necessário devido a alta taxa de contagem. O sinal de aviso de empilhamento é colocado em anticoincidência com o sinal de energia no conversor analógico digital (ADC). Assim, quando ocorre um empilhamento, o ADC não converte o sinal correspondente. A saída do amplificador foi conectada ao ADC do tipo NORTHERN NS 621 com resolução máxima de 8192 canais para uma faixa de 8V de amplitude de pulso. Cada dado convertido pelo ADC é enviado ao registrador de entrada CAMAC e adicionado diretamente ao histograma na memória do computador pela interface microprogramável MBD.

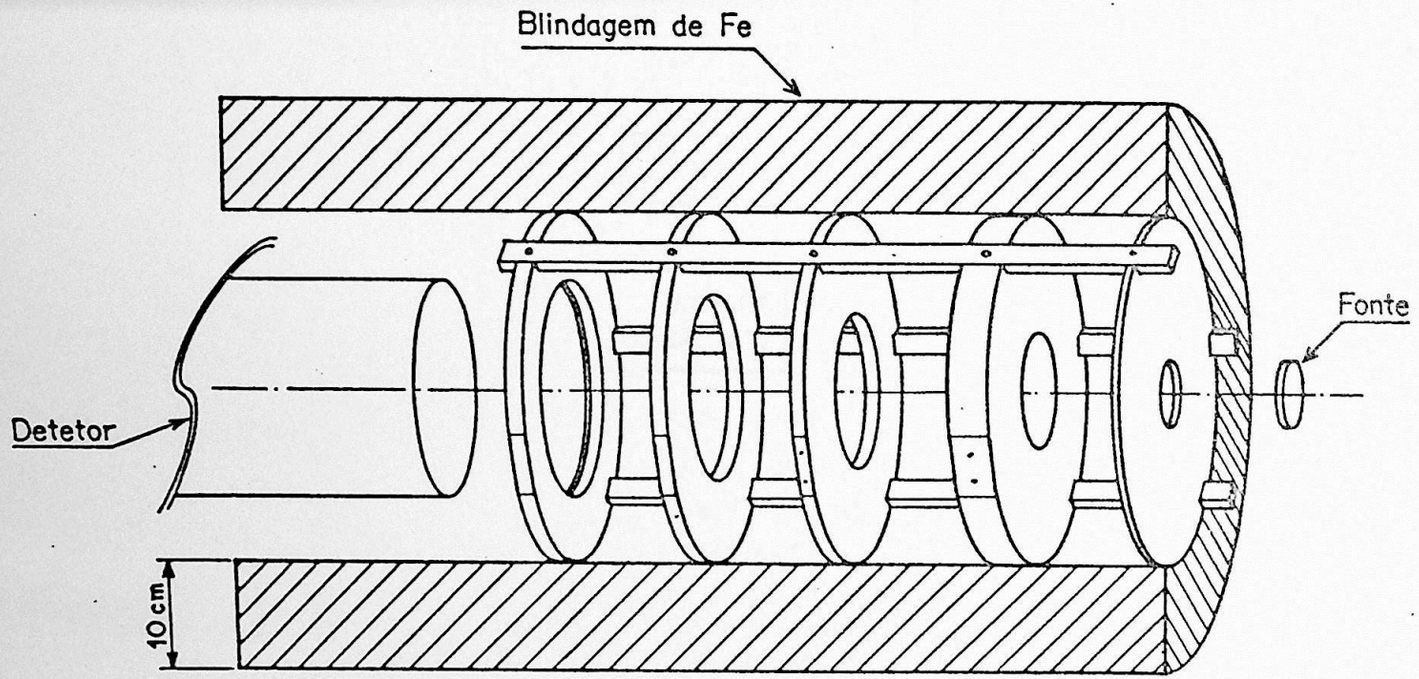


FIG. 2A - ARRANJO EXPERIMENTAL UTILIZADO NA MEDIDA DE EXPECTROSCOPIA SIMPLES, ONDE O DETETOR É BLINDADO POR UM CILINDRO OCO DE Fe. NO INTERIOR DA BLINDAGEM FOI COLOCADA A "ARMADILHA" MOSTRADA ISOLADAMENTE NA FIG. 2B.

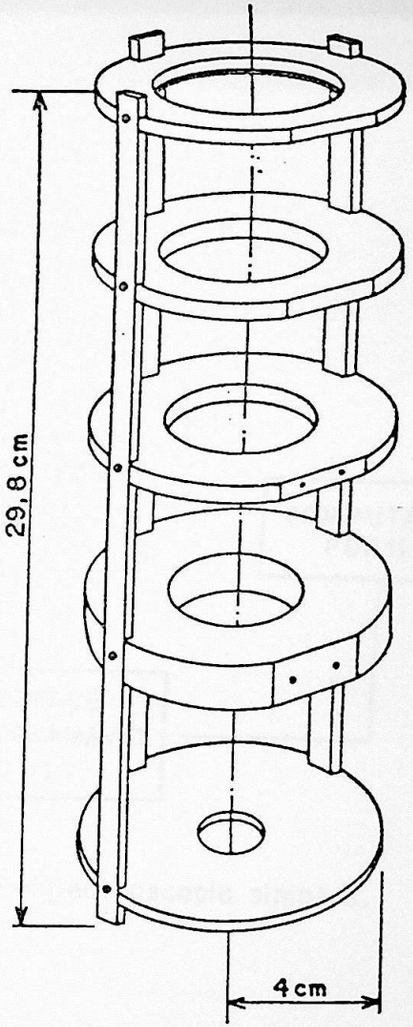


FIG. 2B – "ARMADILHA" PARA FOTONS ESPALHADOS NO INTERIOR DA BLINDAGEM.

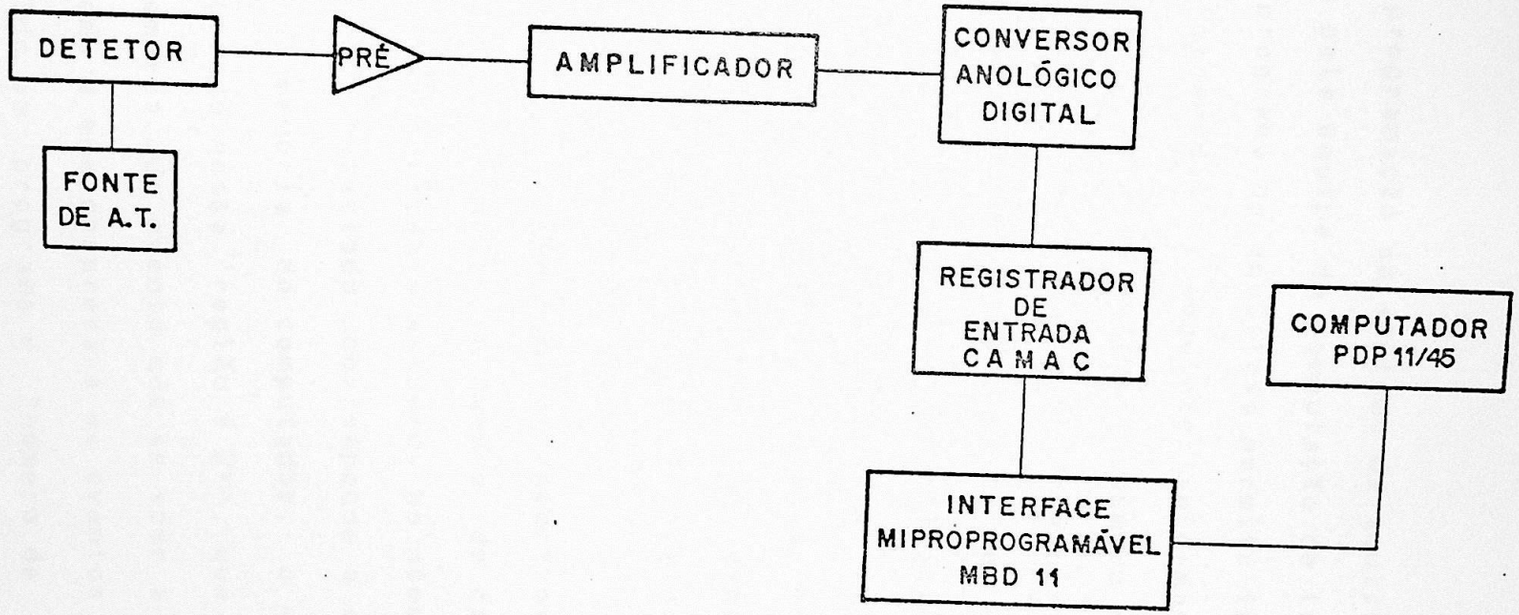


Fig. 3 - Circuito eletrônico e de aquisição utilizado nas medidas de espectroscopia simples.

A programação do sistema de aquisição de dados foi desenvolvida pela equipe de computação do laboratório.

O programa de aquisição permite iniciar as medidas quando são fornecidas as seguintes informações: região onde serão armazenados os histogramas, número de medidas, tempo de duração de cada medida, tempo de espera entre o término de uma medida e o início de outra e uma tríade de caracteres alfa numéricos para identificação dos arquivos correspondentes aos histogramas que serão transferidos automaticamente para o disco, finda a medida. É criado também um arquivo no disco onde são escritos para cada medida, a hora e a data de início e término das contagens e o nome do arquivo de cada histograma.

Quando a região onde os espectros são armazenados é criada, deve-se fornecer o número de canais que ficarão disponíveis para eventuais estouros no número de contagens. Como cada evento detectado corresponde a somar uma unidade numa região da memória do computador, o maior número que pode ser colocado nessa região é 2^{16}, que correspondem aos 16 bits de memória. Um evento que se some a este valor, fará zerar o sistema e ele desprezará os eventos que lá existiam. Se é fornecido ao programa o "número de overflows" ele deixará disponível uma região que recuperará esses valores automaticamente. No último experimento efetuado, esse valor fornecido não foi suficiente devido a alta taxa de contagens, sendo necessário um trabalho posterior de recuperação de todos os espectros, que foi feito somando-se a cada canal onde houve perda de contagens o valor 65536, ou um múltiplo inteiro desse valor. Um espectro onde houve

perda de contagens devido a esses estouros é mostrado na figura 4.

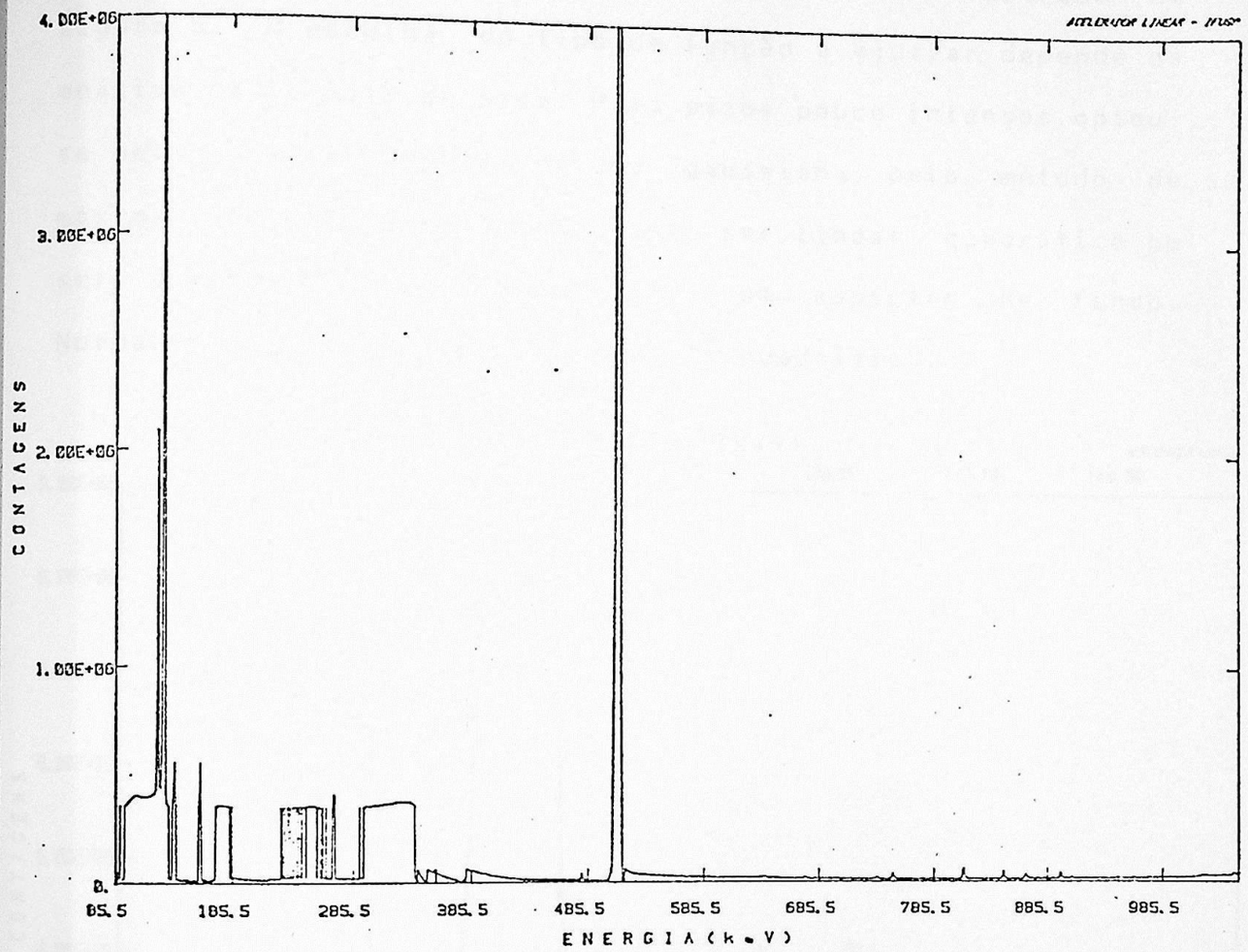


Figura 04 - Espectro onde houve perda do número de contagens, devido à forte intensidade da fonte.

II.3 - Análise dos Espectros Simples

Os espectros simples foram analisados por um sistema de programação desenvolvida pelos membros do Laboratório do Acelerador Linear. Para análise das áreas foi utilizado o programa Idefix (GO - 86), que oferece várias opções para ajuste dos picos. Utilizou-se com maior frequência o ajuste que considera a área de uma gaussiana,

com uma cauda exponencial mais uma função degrau pelo método do mínimo quadrado. Um ajuste desse tipo é mostrado na figura 5. A escolha do tipo de função a ajustar depende da análise do formato do pico. Para picos pouco intensos optou-se pelo ajuste somente de uma gaussiana, pelo método de máxima probabilidade. O fundo pode ser linear, quadrático ou ser descontado diretamente de um espectro de fundo. Normalmente o fundo foi considerado quadrático.

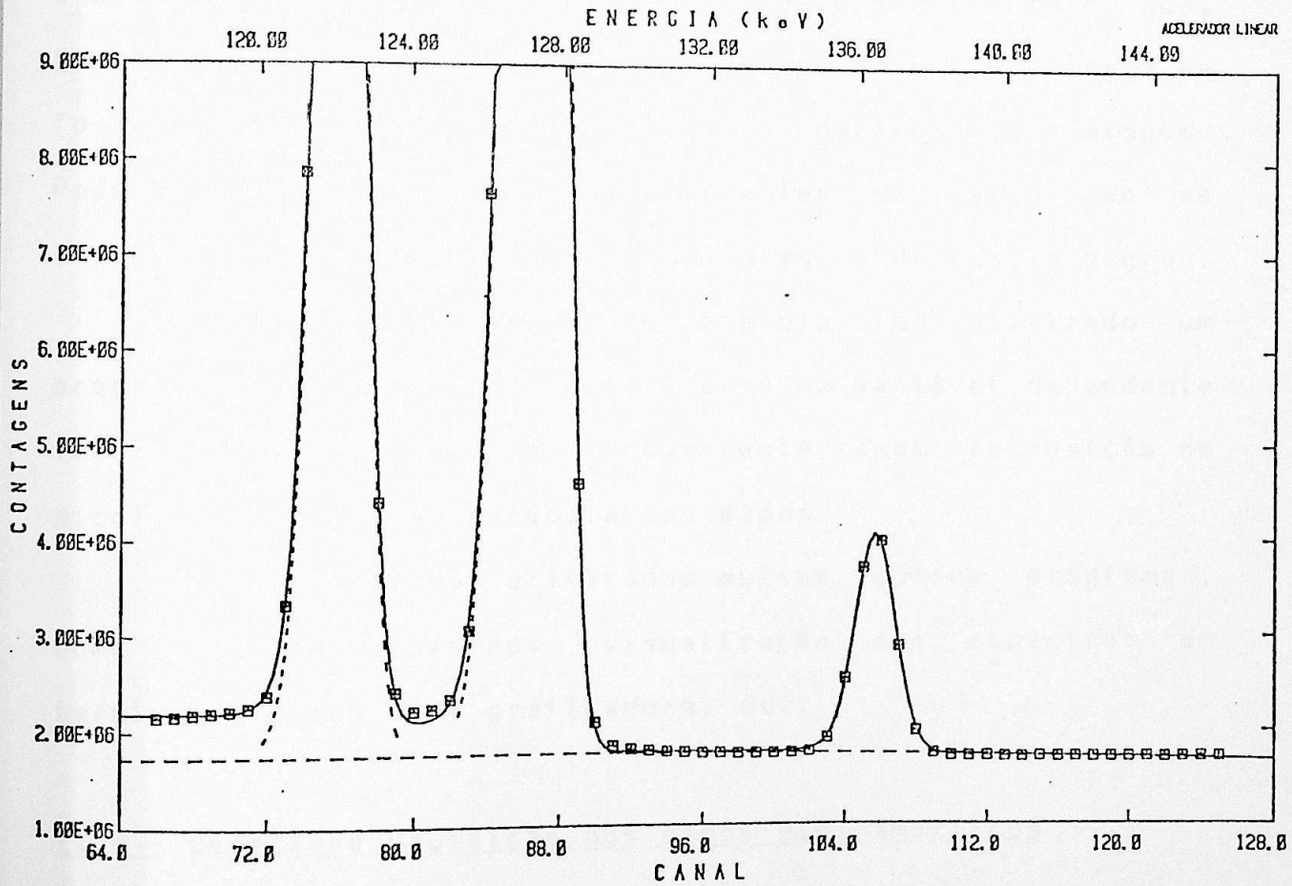


Figura 05 - Modo de ajuste de um pico pelo programa IDEFIX comsiderando uma gaussiana com uma cauda exponencial, mais uma função degrau.

Tem-se também a opção de ajustar automáticamente vários picos em vários espectros fornecendo-se o nome do espectro, tipo de ajuste, valores iniciais das posições e

larguras dos picos, e canais inicial e final das integrações.

Em qualquer uma das opções pode-se prefixar a largura à meia altura da gaussiana, ou considerar uma calibração de largura pela função FHWM $=\sqrt{ax^2 + bx + c}$, onde x = posição dos picos, fornecendo-se os coeficientes a, b e c ao programa (GO-86). Esses coeficientes são determinados através do ajuste da função aos picos intensos e bem determinados. A vantagem desse procedimento é que, fixado o valor de um parâmetro melhor do que ele teria se fosse estimado, os erros nos demais parâmetros diminuem. Pode-se ainda fornecer os coeficientes da calibração de energia para uma função do segundo grau, e da função degrau.

Para a calibração de energia foi utilizado um programa (GO-82) que considera o erro na variável dependente (energia) e na variável independente(canal ou posição do pico), ajustando uma parábola aos dados.

Foram ainda utilizados muitos outros programas, como soma de espectros, visualização dos espectros em terminal gráfico e na graficadora, etc.

II.4 - Deteção e Aquisição dos dados Biparamétricos

Para a aquisição dos dados biparamétricos foram feitas 2 irradiações:a primeira que durou 23,5 horas com uma interrupção de 9 horas, e cujas medidas foram iniciadas cerca de 26 horas após o término da irradiação; e a segunda onde pretendia-se irradiar 12 horas ininterruptas com a imediata medida da fonte produzida. Essa opção foi feita levando-se em conta que a cada dez horas de interrupção da

irradiação são necessárias mais 1,6 horas de ativação para se restabelecer a mesma atividade da amostra no instante em que parou de ser irradiada, conforme demonstração feita no Apêndice I. No entanto isso não ocorreu devido a um defeito apresentado em um dos módulos eletrônicos (SincBip) do sistema de aquisição, o que atrasou o início da medida em aproximadamente 27 horas.

A primeira medida de coincidência gama-gama utilizou 2 detectores de Ge(Li) ORTEC VIP 10 volume 53 e 27 c.c, formando um ângulo aproximadamente reto entre seus eixos de simetria com o intuito de diminuir a grande quantidade de eventos detectados em 511 KeV, provenientes da emissão de pósitrons. As especificações do detector de 53 c.c. estão listadas na tabela 2. O detector de 27 c.c. é um Ge(Li) coaxial, com diâmetro e espessura do cristal iguais a 40.3 mm. e 22.8 mm. respectivamente, opera na tensão de 2400V positivo com resolução e eficiência 2.3 KeV e 4.7% respectivamente.

A segunda medida teve a mesma geometria,com a diferença, que os detectores foram de maior volume : 53 c.c. e 104 c.c., sendo que foi utilizada uma blindagem de chumbo no detector de 53 c.c., para diminuir a deteção de fótons espalhados pelo detector de 104 c.c. e retroespalhamento, e a distância fonte-detectores foi reduzida em 1/3 em relação à primeira medida. A figura 06 mostra a disposição geométrica dos detectores, fonte, blindagem e absorvedor. Um absorvedor de chumbo de 1.9 mm. de espessura foi colocado entre a fonte e o detetor de maior volume, para absorver linhas de transição de baixa energia. Essa espessura de

chumbo absorve 85% dos fótons com energia de 127 KeV e 26% com energia de 540 KeV.

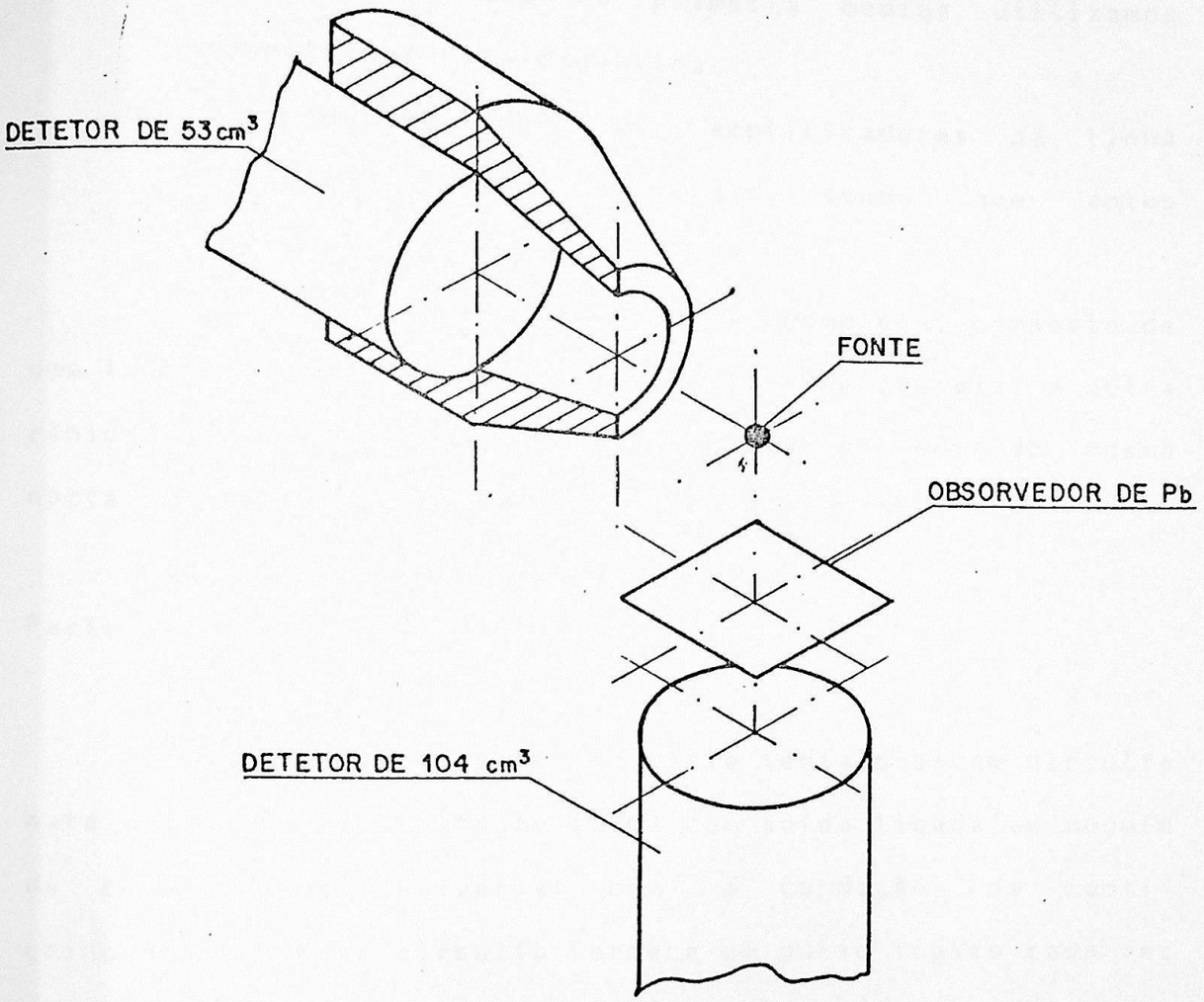


Fig. 6 - Disposição geométrica dos detetores, fonte, absorvedor e blindagem na medida de coincidência γ-γ.

As modificações da segunda medida em relação à primeira são:

a - A atividade da amostra é maior, por ter sido irradiada maior massa de níquel.

b - Foi utilizado um discriminador de fração constante (CFD) 584 da Ortec, que oferece melhor resolução em tempo para altas taxas de contagens, em conjunto com um amplificador 579 Ortec (FFA), conectado ao detector de 104 c.c.

c - O tempo de medidas foi duplicado, ocupando 10 fitas magnéticas de 2400 pés para armazenar os dados, sendo que na primeira medida utilizamos somente uma fita magnética.

d - O "shaping time" dos amplificadores da linha lenta foi fixado em 1μs, sendo que antes foram fixados em 2μs.

O circuito de coincidência completo, composto de uma linha lenta, que garante os valores de energia, e outra rápida que garante que os dois gamas provêem do mesmo núcleo, está esquematizado na figura 07.

Parte Lenta:

Os amplificadores da parte lenta possuem circuito para aviso de empilhamento (INH) com saída ligada ao módulo de coincidência universal com a condição de anti-coincidência. Esse circuito fornece um pulso lógico cada vez que entra no amplificador um pulso deformado, resultante do empilhamento de dois ou mais pulsos.

Dos amplificadores, os pulsos bipolares passam por um analisador monocanal rápido (TSCA), a fim de eliminar ruído e selecionar energia. Do TSCA saem pulsos lógicos que vão para o módulo de coincidência universal. Os pulsos unipolares vão direto para os conversores analógico digitais (ADC). As janelas em energia foram ajustadas através dos níveis de discriminação do TSCA de tal forma que para o detector de 53 c.c. selecionou-se energias de 50 a 1600 KeV e para o de 104 c.c. selecionou-se energias de 150 a 3000 KeV.

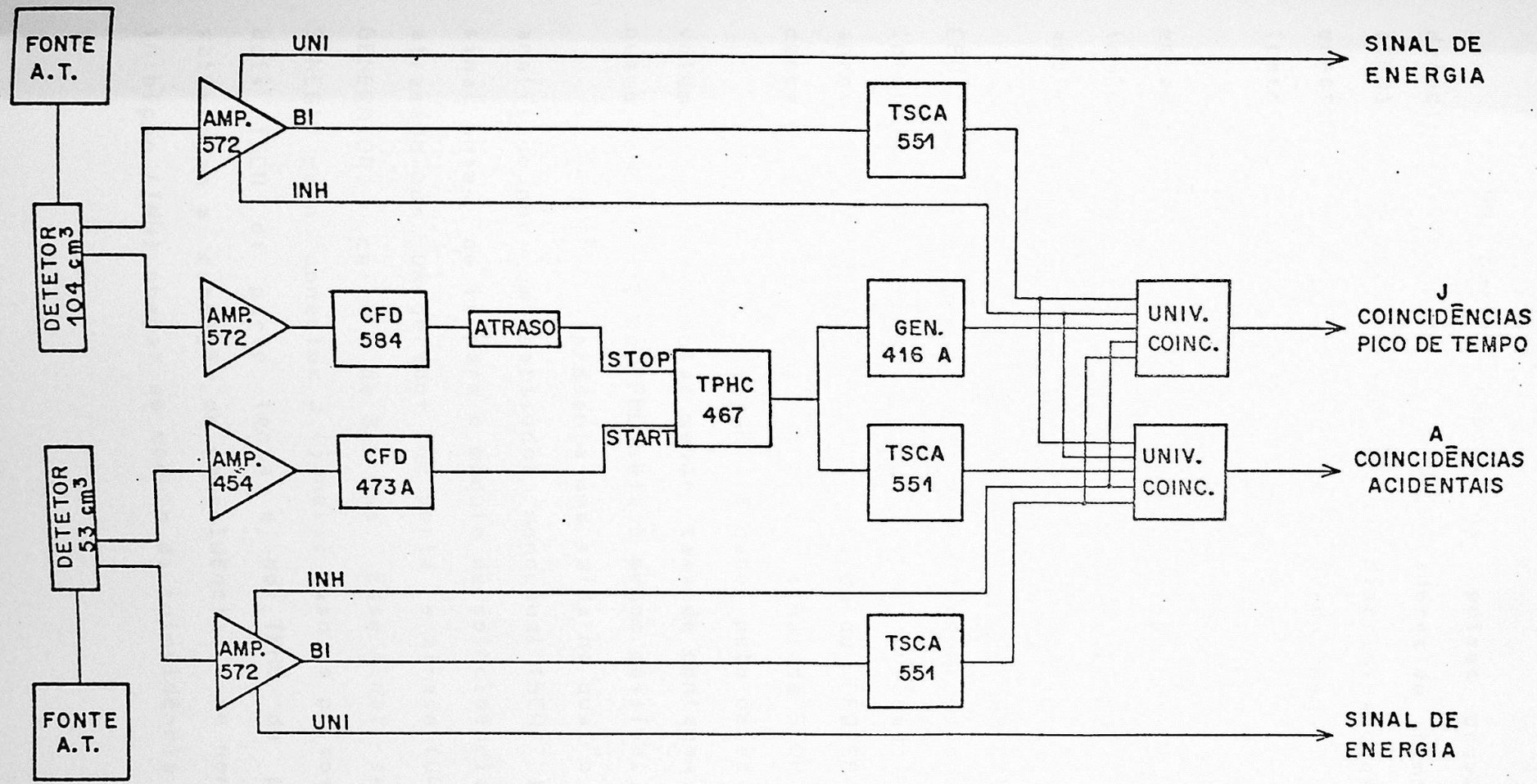


FIG. 7 - CIRCUITO ELETRÔNICO UTILIZADO NA ÚLTIMA MEDIDA DE COINCIDÊNCIA δ-δ.

Parte Rápida:

Na parte rápida os pulsos provenientes dos detectores vão para os amplificadores de tempo com filtro (TFA), cujas saídas entram nos discriminadores de fração constante (CFD), com pulsos de saída negativos e rápidos (cerca de 5 ns).

As saídas dos CFDs entram num conversor de tempo em amplitude de pulso (TPHC), que transforma a diferença de tempo entre um pulso e outro em um pulso unipolar, cuja amplitude é proporcional a essa diferença.

Para se ter um atraso em um dos pulsos que saem do CFD, a fim de que o TPHC possa perceber os dois pulsos num intervalo de tempo pequeno, foi colocado um cabo de aproximadamente 10 metros na saída do CFD 584 que atrasa cerca de 50 ns o pulso que dará o sinal de STOP no TPHC.

O sinal de START é dado pelo detector de menor volume, por apresentar menor taxa de contagem, fazendo com que o tempo morto do TPHC seja o menor possível.

O TPHC apresenta uma saída na qual o pulso já foi analisado por um analisador monocanal (SCA) interno, cujo sinal antes de ir para o módulo de coincidência universal é atrasado por um gerador de porta e atraso (GATE AND DELAY GENERATOR) cerca de 3.5 μs. Esse sinal será levado ao SINCBIP pelo conector J (janela) caso os pulsos lógicos dos dois TSCA da parte lenta e do TPHC da parte rápida satisfaçam a condição de coincidência, e se nenhum sinal de inibição (INH) chegar ao módulo de coincidência universal.

Os cinco pulsos que entram no módulo de coincidência devem estar sobrepostos no tempo. Como os TSCA dispõem de um cursor de atraso, podemos ajustar os pulsos dois a dois, verificando no osciloscópio de modo a garantir a sobreposição.

O pulso da outra saída do TPHC é levado a outro TSCA onde é selecionado por uma janela de largura igual a anterior, indo para outro módulo de coincidência universal, que fornecerá os espectros de coincidência acidental com eventos numa região afastada do pico do espectro de tempo.

Nesse outro módulo entram também os dois sinais de INH em anti-coincidência e os dois sinais de energia dos dois detetores. O sinal de saída desse módulo é levado ao SINCBIP entrando pelo conector A (acidental), que será convertido pelo ADC gerando o espectro que chamamos de coincidências acidentais. A maneira como é feita a análise dos espectros está detalhada na seção II.5.

O espectro de coincidências acidentais serve para corrigir o de coincidências totais, garantindo que se tenha subtraído deste estatísticamente contagens geradas por dois sinais ocasionalmente coincidentes, pois na distribuição total outras coincidências que não as provenientes dos gamas em cascata também contribuem para a formação do pico do espectro de tempo.

O método para corrigir as coincidências acidentais consiste em obter coincidentemente, o espectro de energia de um detector com a energia selecionada no espectro do outro detector, tanto para a região das coincidências verdadeiras mais acidentais (pico no espectro de tempo), como para apenas as acidentais, fazendo-se o desconto posteriormente.

A região das coincidências acidentais é obtida selecionando-se uma janela de mesma largura à direita do pico no espectro de tempo. A figura 08 mostra como é feita a escolha das janelas de coincidências totais (reais mais acidentais no tempo) e acidentais.

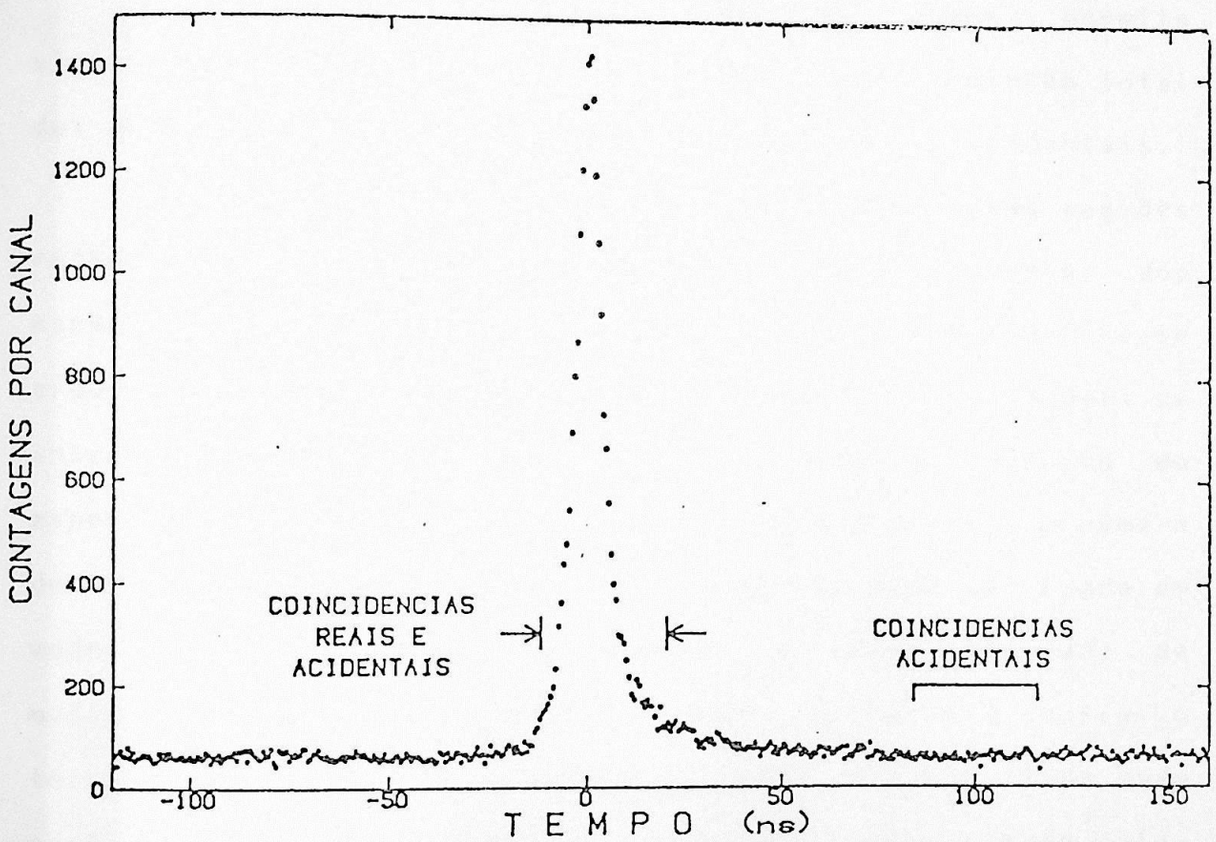


Figura 08 - Figura extraída da referência (VA-84), mostrando um espectro da diferença de tempo entre eventos detectados em 2 detectores, assinalando as regiões onde são geradas coincidências totais e acidentais.

O espectro das coincidências acidentais é obtido através de uma seleção feita pelo módulo SincBip, que permite a aquisição em um mesmo espectro, com o dobro do número de canais, sendo o de coincidências acidentais armazenado na metade superior do histograma multicanal.

Quando o sinal vindo da coincidência universal entra no SincBip pelo conector J a conversão é normal e a contagem é gravada na primeira metade do espectro. Quando o sinal entra pelo conector A, a contagem é registrada na segunda metade do espectro.

O programa de aquisição de dados permite visualizar durante a aquisição o espectro da projeção total dos detectores, já descontadas as coincidências acidentais.

Ao iniciar a aquisição são criadas duas regiões residentes na memória do computador correspondentes aos espectros, e um arquivo no disco para registro. Nesse arquivo são escritos, para cada medida, a hora e a data de início e término das contagens, o nome do arquivo do espectro de cada região transferida para o disco e o número de eventos em cada espectro. O programa pode ser usado em modo automático devendo-se fornecer o tempo desejado de medida, o número de "runs", o tempo de espera entre o término de um "run" e o início de outro, o dispositivo onde serão armazenados os dados, e uma tríade de caracteres alfa-numéricos para as iniciais do nome dos arquivos a serem gravados no disco. Cada dado convertido pelo ADC durante o tempo de duração da medida é enviado ao registrador de entrada CAMAC e adicionado diretamente ao histograma na memória do PDP 11/45 pela interface microprogramável MDB 11. Terminado o tempo de duração da medida, a leitura dos ADCs é interrompida pelos registradores de entrada e os espectros são transferidos da memória para os arquivos no disco.

II.5 - Análise das Coincidências Reais

O procedimento para análise dos dados foi adotado levando-se em conta os eventos que podem contribuir para a obtenção dos espectros.

Na medida de coincidência, podemos ter a formação de espectros com coincidências reais e acidentais. É preciso portanto construir 4 histogramas para se obter o número de coincidências reais entre fótons provenientes de um decaimento.

Chamando-se de X o número do canal correspondente ao pulso fornecido pelo detector 1 ao ADC 1, Y o número do canal correspondente ao pulso fornecido pelo detector 2 ao ADC 2, e por T, o número que caracteriza a coincidência, sendo T=0 quando o evento originou-se de uma coincidência no pico do espectro de tempo, e igual a 1 se originou-se na janela de coincidências acidentais, teremos a cada evento, um terno TXY registrado.

Dessa forma pode-se escolher uma "fatia" no espectro de energia de um detector e verificar todas as coincidências com essa transição que foram detectadas pelo outro detector, com a possibilidade de eliminar as coincidências acidentais e fazer a correção Compton. A escolha da fatia é feita ajustando-se o pico em questão e escolhendo-se os canais através de um critério visual, onde levou-se em conta a maximização do quociente área do pico/erro da área. Uma forma de critério adotado para a

escolha das janelas em energia é descrito por (PA-87). A figura 09 mostra a forma como é escolhida uma janela para ser fatiada no último experimento de coincidência.

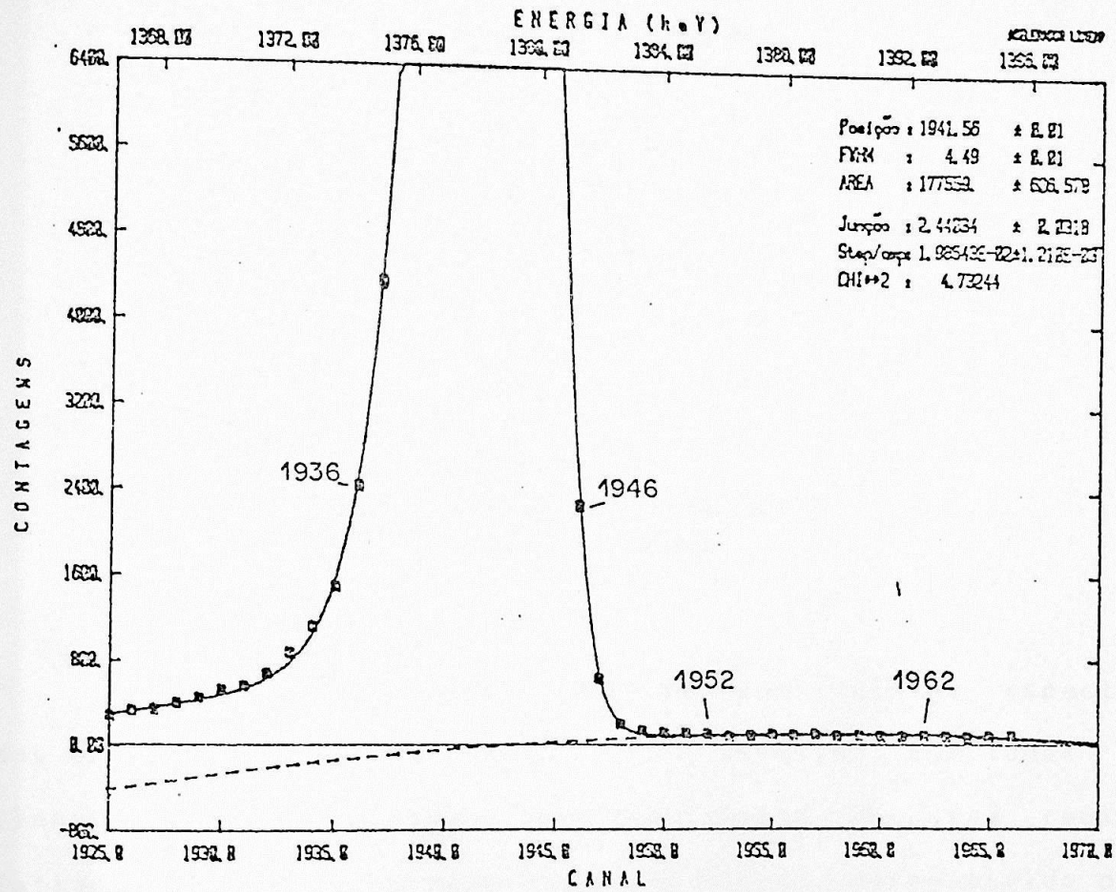


Figura 09 - Escolha das janelas correpondentes ao pico de absorção total de fótons de 1377.6 KeV e a região vizinha para correção Compton.

A correção Compton se faz necessária quando mede-se as coincidências em energia entre uma transição com o efeito Compton produzido por outros gamas de maior energia presentes na cascata. Um esquema de níveis hipotético com uma cascata e 3 níveis é mostrado na figura 10, onde $E_{\gamma 3} > E_{\gamma 2} > E_{\gamma 1}$. A coincidência líquida de gama 1 com gama 2 é a diferença da coincidência do fotopico com o efeito Compton

produzido por gama 3 com o fotopico gama 2. A correção se faz considerando-se uma fatia adjacente ao fotopico que inclua a região do efeito Compton de gama 3. A largura da fatia deve ser igual à do fotopico de gama 1.

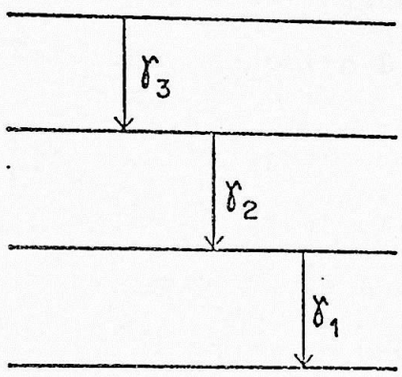


Fig. 10 - Núcleo hipotético com 1 cascata e 3 níveis

Fazer uma fatia significa construir um espectro das energias observadas pelo outro detector com todas as linhas que foram medidas em coincidência com essa região fatiada. Isto é feito pelo programa Fatias, desenvolvido por Cohenca(CO-83). Esse programa permite a criação de 4 histogramas simultaneamente:

histograma 1 - Espectro do fotopico, inclusive as coincidências acidentais (total)- espectro A.

histograma 2 - Espectro de todas as coincidências acidentais no tempo - espectro B

histograma 3 - Espectro das coincidências totais de uma janela escolhida adjacente ao fotopico de interesse para correção do

efeito Compton, incluindo as coincidências acidentais no tempo nessa região-espectro C

histograma 4 - Espectro das coincidências acidentais no tempo da janela adjacente ao fotopico -espectro D

Portanto para obtermos o histograma das coincidências reais devemos fazer a diferença: espectro A - B que corresponde ao espectro de energia, descontado as acidentais no tempo, menos o espectro C-D que corresponde ao espectro devido ao efeito Compton, descontado as acidentais no tempo. Podemos fazer (A-B) - (C-D) = (A+D) - (B+C), o que facilita a análise, pois dessa forma consideramos o espectro (C-D) como um espectro de fundo para fins de cálculo da área do fotopico que é feito pelo programa Idefix(Go-82).

C A P Í T U L O I I I

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

III.1 - Espectros Simples

III.1.1 - Energia das Transições

O decaimento da fonte foi acompanhado através de 5 espectros de 6 horas mais 41 espectros de 2 horas, perfazendo um total de 112 horas de medida, tempo vivo, obtendo-se histogramas de 7800 canais. A primeira contagem foi iniciada cerca de 25 horas após o fim da irradição. A fração de tempo morto nas contagens variou de aproximadamente 90% na primeira contagem a 27 % na última. A radiação de fundo foi medida durante 70 horas.

A fonte foi colocada inicialmente à cerca de 30 cm, do detector, sendo aproximada posteriormente, quando a intensidade da amostra decaiu à metade do seu valor inicial.

Um espectro-soma das 56 horas iniciais de contagens é mostrado na figura 13.

A calibração de energia foi realizada utilizando-se como fontes de calibração linhas do ^{56}Co, ^{57}Co e ^{58}Co recomendadas por Lorenz (LO-83). Essas linhas abrangem uma

grande faixa de energia, de 130 a 3550 KeV, e são obtidas juntamente com a reação de interesse, conforme tabela 01.

As energias foram ajustadas pelo programa AJU, onde considerou-se o erro na variável y como uma composição do erro na energia (fornecido por LO-83) e do erro das posições dos picos ajustados em um espectro soma de 5 espectros de 6 horas mais 13 espectros de 2 horas, num total de 56 horas de contagens. A soma simples foi efetuada verificando-se que o passeio na posição dos picos flutua em torno de um valor médio para esses 18 espectros.

Os dados foram melhor ajustados para uma função do quarto grau, cujos parâmetros estão listados na tabela 03.

Tabela 3 - Parâmetros ajustados da calibração de energia para os espectros simples

$a_1 = 85.5358 \pm 0.26 \times 10^{-2}$	Grau 0
$a_2 = 0.482052 \pm 0.23 \times 10^{-4}$	Grau 1
$a_3 = 0.446342 \times 10^{-6} \pm 0.19 \times 10^{-7}$	Grau 2
$a_4 = 0.665469 \times 10^{-10} \pm 0.47 \times 10^{-11}$	Grau 3
$a_5 = 0.370050 \times 10^{-14} \pm 0.36 \times 10^{-15}$	Grau 4

Os valores de energia obtidos com essa calibração, bem como seus desvios padrões estão relacionados na tabela

04. Os valores dos desvios padrões foram obtidos fazendo-se a propagação de erros para a função calibração.

Com esses valores de energia verificamos todas as possíveis somas de 2 linhas intermediarias que correspondam à uma linha do esquema de decaimento (cross-over), considerando a energia de recuo do núcleo como sendo

$$E_r = \frac{E^2}{2mc^2} = 9.4 \times 10^{-9} E^2$$

onde E e E_r estão em unidades de KeV,

Nem todas as somas das energias em cascata mostraram-se de acordo com a energia da linha de decaimento direto, dando diferenças de 2 a 4 desvios padrões, que devem ser devido a não linearidade do sistema detetor. Foi feita então a análise da energia introduzindo as relações de cascata cross-over com vínculos, com o uso da técnica de minimização do χ^2 com vínculos, com notação matricial (MU-87).

A introdução das relações de energia de cascata cross-over é importante para diminuir o valor final do desvio padrão, bem como os efeitos de erros sistemáticos.

Podemos escrever a função ajustada para a energia

$$E = a_1 + a_2 C + a_3 C^2 + a_4 C^3 + a_5 C^4$$

na forma de uma matriz como

$$[E] = [A] \cdot [C]$$

onde $[E]$ é um vetor coluna cujos elementos são as energias Ei; $[A]$ é um vetor linha formado pelos parâmetros ajustados e $[C]$ é uma matriz das posições dos picos do tipo:

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & - & - & - & - & - & - & - & - & - & - & -1 \\ C1 & C2 & C3 & - & - & - & - & - & - & - & - & - & - & -C19 \\ C1^2 & C2^2 & C3^2 & - & - & - & - & - & - & - & - & - & - & -C19^2 \\ C1^3 & C2^3 & C3^3 & - & - & - & - & - & - & - & - & - & - & -C19^3 \\ C1^4 & C2^4 & C3^4 & - & - & - & - & - & - & - & - & - & - & -C19^4 \end{bmatrix}$$

A matriz de covariância das energias é dada por

$$[VE] = [C]^t [V_m] [C] + a_2^2 [S]$$

onde $[V_m]$ é a matriz de covariância dos parâmetros ajustados e $[S]$ é a matriz diagonal das variâncias das posições dos picos.

Os elementos de $[E]$ são os mesmos valores de energia apresentados na segunda coluna da tabela 04, cujos desvios padrões são as raízes dos elementos da diagonal de $[VE]$.

A imposição das relações de vínculo cascata cross-over são dadas por:

$$[G][E] = [R]$$

$[G]$ é uma matriz cuja coluna é do tipo:

$G_{MJ} = 1$, $G_{NJ} = 1$, $G_{LJ} = -1$ e o restante zero quando temos o vínculo:

$E_M + E_N = E_L$, sem considerar a energia de recuo.

R é uma matriz coluna que contém as diferenças entre as energias de recuo. Assim R_J é igual a :

$$\frac{0,537 * 10^{-6}}{A} (E^2_L - E^2_M - E^2_N)$$

onde A é a massa atomica do nuclídeo, que no nosso caso é igual a 57. As energias devem ser consideradas em unidades de KeV.

Na construção da matriz G deve-se ter cuidado para não incluir vínculos redundantes, o que acarretaria combinações linearmente dependentes na montajem da matriz G.

A matriz [G] utilizada nesse cálculo é a que segue:

$$
\begin{bmatrix}
-1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\
0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
-1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\
0 & 0 & 0 & -1 & 1 & -1 & 1 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1
\end{bmatrix}
\begin{matrix}
(127.2) \\
(161.8) \\
(379.9) \\
(673.4) \\
(906.7) \\
(1046.6) \\
(1223.9) \\
(1279.8) \\
(1350.5) \\
(1377.6) \\
(1603.3) \\
(1730.4) \\
(1757.6) \\
(1897.5) \\
(1919.5) \\
(2133.0) \\
(2730.9) \\
(2804.2) \\
(3177.3)
\end{matrix}
$$

A coluna ao lado de [G] indica a energia associada com cada linha de [G].

Foram introduzidos nessa análise os vínculos com 3 novas transições observadas nas medidas de coincidência gama-gama.

considerar os vínculos (σ_e). No entanto os valores σ assumem valores sempre inferiores à σ_E.(veja tabela 04).

Os valores obtidos para as energias considerando-se as relações de cross-over estão indicados na terceira coluna da tabela 04, onde a primeira coluna se refere a dados mais recentes da bibliografia e a segunda coluna aos valores ajustados sem considerar as relações de vínculos. A quarta e quinta coluna referem-se ao erro obtido considerando-se tais vínculos, sendo que a quinta coluna corresponde aos valores recomendados para os desvios padrões, que são iguais aos valores da quarta coluna multiplicado pela raiz do χ^2 residual.

A matriz de correlação entre as energias é apresentada na tabela 05, onde os valores são dados por:

$$Corr(a,b) = \frac{\text{covariância } (a,b)}{\sigma_a \cdot \sigma_b}$$

Tabela 4 - Energia das linhas do decaimento do ^{57}Ni.

Energia segundo (BH-86) (keV)	Energia calibrada com função de 4º grau $E(\sigma_E)$ (keV)	Energia recomendada ER (keV)	erro σ(eV)	erro recomendado σ_r (eV)
127.19(3)	127.1641(12)	127.1641	12	27
161.8(3)	161.864(13)	161.864	13	29
380.0(2)	379.925(9)	379.936	8	18
673.4(2)	673.377(22)	673.439	18	41
906.8(3)	906.748(54)	906.807	21	47
1046.4(2)	1046.650(25)	1046.676	15	34
1223.5(4)	1223.941(21)	1223.997	18	41
-	1279.809(72)	1279.903	28	63
-	1350.472(220)	1350.518	26	59
1377.59(4)	1377.593(16)	1377.628	12	27
-	1603.331(215)	1603.284	25	56
1730.6(3)	1730.444(25)	1730.444	25	56
1757.48(8)	1757.596(21)	1757.554	12	27
1896.5(4)	1897.482(26)	1897.421	18	41
1919.43(8)	1919.515(21)	1991.515	21	47
2132.9(3)	2133.037(22)	2133.037	22	50
2730.6(2)	2730.910(19)	2730.910	19	43
2803.9(3)	2804.206(13)	2804.196	11	25
3176.9(3)	3177.288(24)	3177.278	23	52

cascata cross-over. A primeira linha e a primeira coluna indicam as transições.

	127	162	380	673	907	1047	1224	1280	1351	1378	1603	1730	1758	1898	1920	2133	2731	2804	317
127	1.00																		
162	0.00	1.00																	
380	0.00	0.00	1.00																
673	0.00	0.00	0.00	1.00															
907	0.00	0.00	0.04	-0.44	1.00														
1047	0.00	0.00	-0.23	0.02	0.29	1.00													
1224	0.00	0.00	0.00	-0.48	-0.41	0.02	1.00												
1280	0.00	0.00	0.00	-0.31	0.48	-0.02	-0.29	1.00											
1351	0.00	0.00	-0.32	0.00	-0.01	0.07	0.00	0.00	1.00										
1378	0.00	0.00	-0.33	0.01	0.08	-0.51	0.01	-0.01	0.10	1.00									
1603	-0.05	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.95	0.00	1.00								
1730	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.95	0.00	1.00	1.00							
1758	0.00	0.00	0.35	0.01	0.11	-0.66	0.01	-0.01	-0.11	0.77	0.00	0.00	1.00						
1898	0.00	0.00	0.01	0.53	-0.83	0.04	0.49	-0.58	0.00	0.01	0.00	0.00	0.02	1.00					
1920	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00				
2133	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00			
2731	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00		
2804	0.00	0.00	0.08	0.04	0.50	0.59	0.04	-0.04	-0.02	0.17	0.00	0.00	0.22	0.07	0.00	0.00	0.00	1.00	
3177	0.00	0.00	0.00	0.04	-0.07	0.00	0.04	0.77	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.08	0.00	0.00	0.00	0.01	1.00

Uma análise detalhada da conveniência ou não da utilização das relações cascata cross-over na determinação precisa de energia é feita no apêndice II.

III.1.2 - Identificação das transições gama.

A identificação das linhas que compõem o espectro foi feita analisando-se todas as linhas que poderiam ser decorrentes de fenômenos tais como:

1. Soma de dois gamas que foram emitidos em um intervalo de tempo menor que o tempo característico de coleção de cargas do detector, sendo identificados pelo detector como um único gama. Esse fenômeno ocorre normalmente com transições intensas, sendo necessário para sua identificação a relação entre as intensidades e a eficiência nas energias envolvidas.

Os picos-soma identificados no espectro utilizando-se o critério descrito no apêndice III são:

638.2 = 511 + 127 , mostrado na figura 11

1888.6 = 511 + 1377

e 1504.8 = 127 + 1377

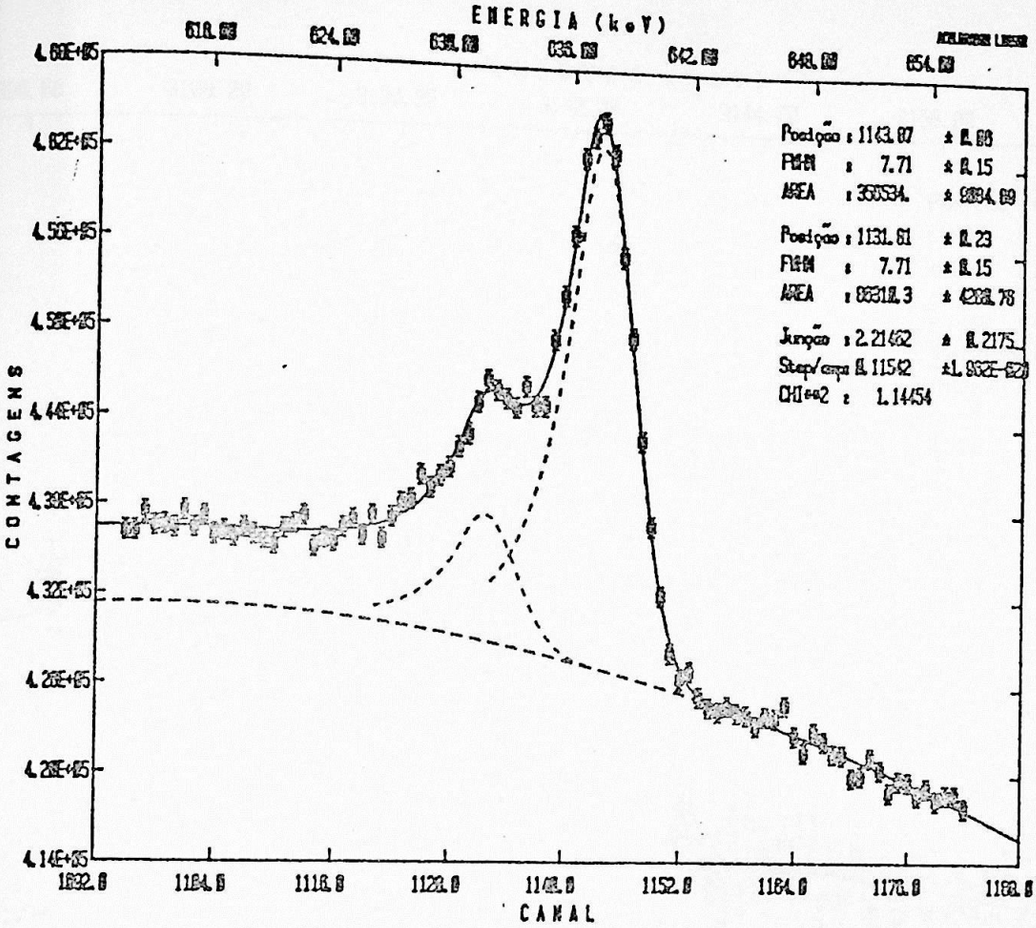


Figura 11 - Ajuste de um pico onde ocorreu soma dos fótons 511 e 127 KeV.

2. Empilhamento: Ocorre quando dois fótons são detectados com um intervalo de tempo menor do que a sensibilidade do circuito para deteção de empilhamento.

Um pico típico de empilhamento dos fótons 1378 + 1758 é mostrado na figura 12.

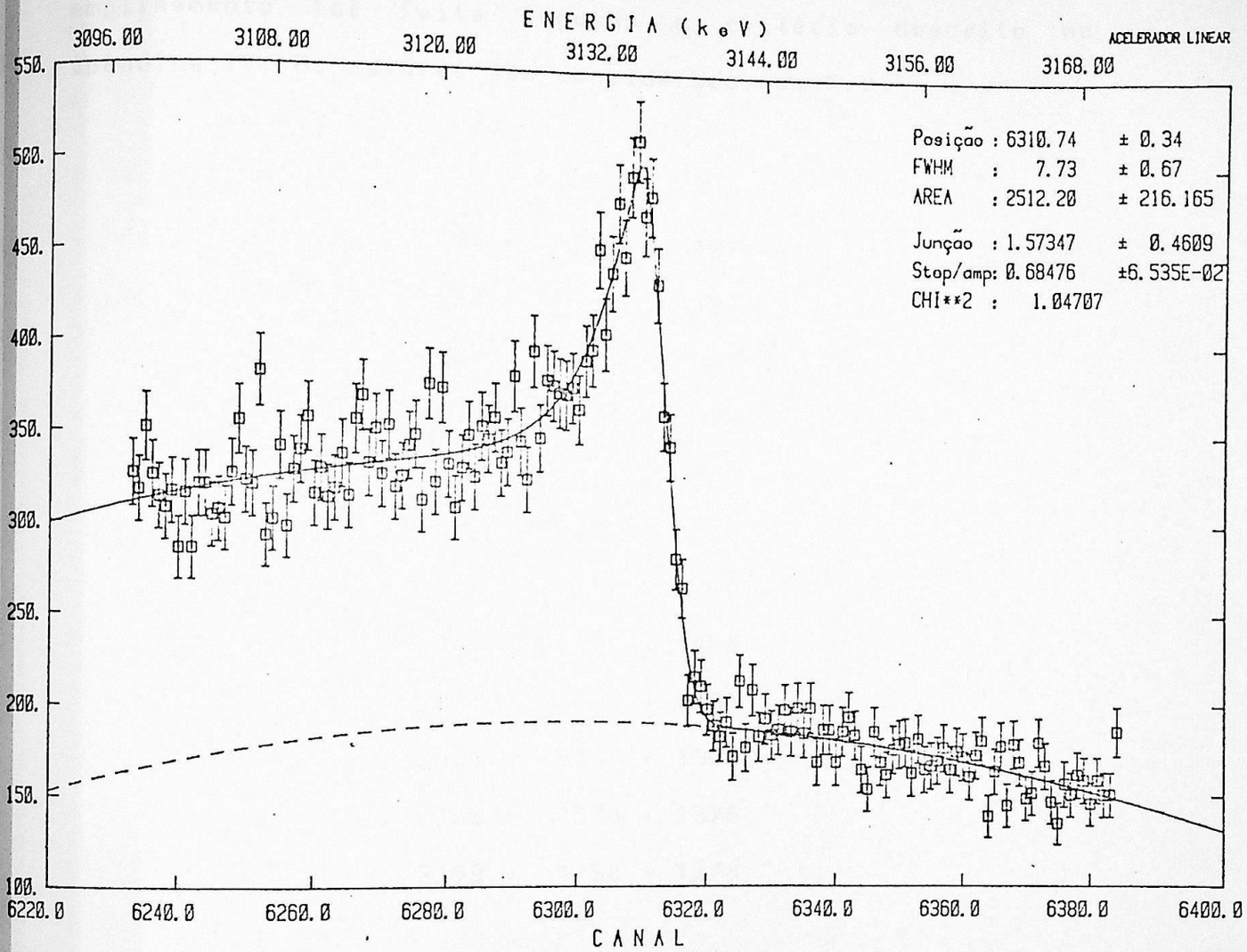


Figura 12 - Ajuste de um pico onde ocorreu empilhamento dos fótons 1377.6 e 1757.5 KeV, apesar da utilização de um circuito com rejeição de empilhamento.

A identificação dos picos abaixo como sendo empilhamento foi feita segundo o critério descrito no apêndice IV. Os valores são considerados em KeV.

249 = 122 + 127

254 = 127 + 127

632 = 122 + 511

638 = 127 + 511

1022 = 511 + 511

1889 = 511 + 1378

2042 = 122 + 1920

2047 = 127 + 1920

2269 = 511 + 1758

2431 = 511 + 1920

2756 = 1378 + 1378

3136 = 1758 + 1378

3. Escapes: Um fóton de energia maior que 1022 KeV ($2m_oc^2$) pode criar um par eletron-pósitrons. O pósitron após ser formado é moderado por colisões com átomos até que esteja práticamente em repouso. Ele então interage com um elétron que está também praticamente em repouso. As duas partículas desaparecem e surgem dois fótons se movendo em direções opostas por conservação do momento, cada um com uma energia de 511 KeV. Nesse processo o par é criado no campo do núcleo do material absorvedor do detector sendo a energia cinética dos dois membros do par dissipada no detector, de acordo com a relação:

$$h\nu = 1022 + E_c^{\beta+} + E_c^{\beta-} \quad (kev)$$

Esses fótons de aniquilação podem escapar do detector sem interações, e o resultado é que somente a energia cinética $E_c^{\beta+}$ e $E_c^{\beta-}$ é responsável pela formação de um pico a mais no espectro com energia $h\nu$ - 1022 (KeV). Tal efeito é chamado de escape duplo ou segundo escape, e é mais provável se a interação ocorre próximo a superfície do detector.

Pode ocorrer ainda que escape somente um dos fótons de aniquilação, enquanto o outro é totalmente absorvido, resultando na formação de outro pico no espectro, chamado de escape simples ou primeiro escape, com energia $h\nu$ - 511 (KeV).

As energias e as áreas dos picos de escapes simples e duplos encontrados no espectro estão listados na tabela 06. Tal identificação foi feita considerando-se que todos os picos de escapes tiveram suas áreas comparadas com a área dos picos que lhes deram origem, sendo que a razão dessas áreas é da mesma ordem de grandeza para os picos situados numa mesma região de energia.

TABELA 06 - Levantamento dos escapes simples e duplos.

		Escapes Simples		Escapes Duplos	
Energia (Kev)	Área (x10³)	Energia (Kev)	Área (x10³)	Energia (Kev)	Área (x10³)
1377.6	153955(5)	866.6	81(1)	355.6	169(1)
1757.5	959(1)	1246.5	59(8)	735.3	21(1)
1919.5	1980(2)	1408.5	82(2)	897.5	71(1)
2598.4	20.2(2)	2087.2	2.0(3)	1576.4	1.2(4)
2730.9	3.3(1)	2219.9	0.63(8)	1708.9	0.3(2)
2804.2	15.1(2)	2293.1	2.3(3)	1782.2	1.9(3)
3009.8	0.74(9)	2498.8	0.16(6)	-----	------
3177.4	1.61(6)	2666.3	0.44(6)	2155.4	0.33(7)
3201.9	2.7(1)	2690.9	0.77(9)	2179.9	0.63(9)
3253.4	7.3(1)	2742.4	1.86(7)	2231.4	1.3(2)
3272.9	1.78(5)	2761.9	0.6(2)	2250.9	0.23(8)

4. Raio X: Se o detector durante a aquisição de dados é colocado próximo a materiais tipo blindagens, parede, outros equipamentos, etc. pode ocorrer a deteção de raio X característico de tais materiais que provêm de absorções fotoelétricas nos mesmos.

5. Retroespalhamento Pode ocorrer que um fóton proveniente da fonte atinja primeiramente o material ao

redor do detector sofrendo um espalhamento Compton. A energia máxima do fóton detetado é dada pela equação:

$$E_{max} = \frac{h\nu}{1+2h\nu / m_o c^2}$$

Para $h\nu \gg \frac{m_o c^2}{2}$, temos

$$E = \frac{m_o c^2}{2} \cong 256 \text{ Kev}$$

Ou seja podemos obter um pico de retroespalhamento a uma energia de 256 KeV ou menos.

No nosso experimento foi utilizada uma armadilha para fótons espalhados pela blindagem e retroespalhamento, não aparecendo no espectro picos com tais características.

A identificação das transições atribuídas ao decaimento do ^{57}Ni foram feitas por comparação da área das linhas com a linha de 1377.6 KeV, tomando como referência as intensidades adotadas em (BU-86). Nas figuras 13 A,B e C observam-se todas as linhas devidamente identificadas.

FIGURA 13A- IDENTIFICAÇÃO COMPLETA DE UM ESPECTRO SOMA COM 56 HORAS DE CONTAGEM

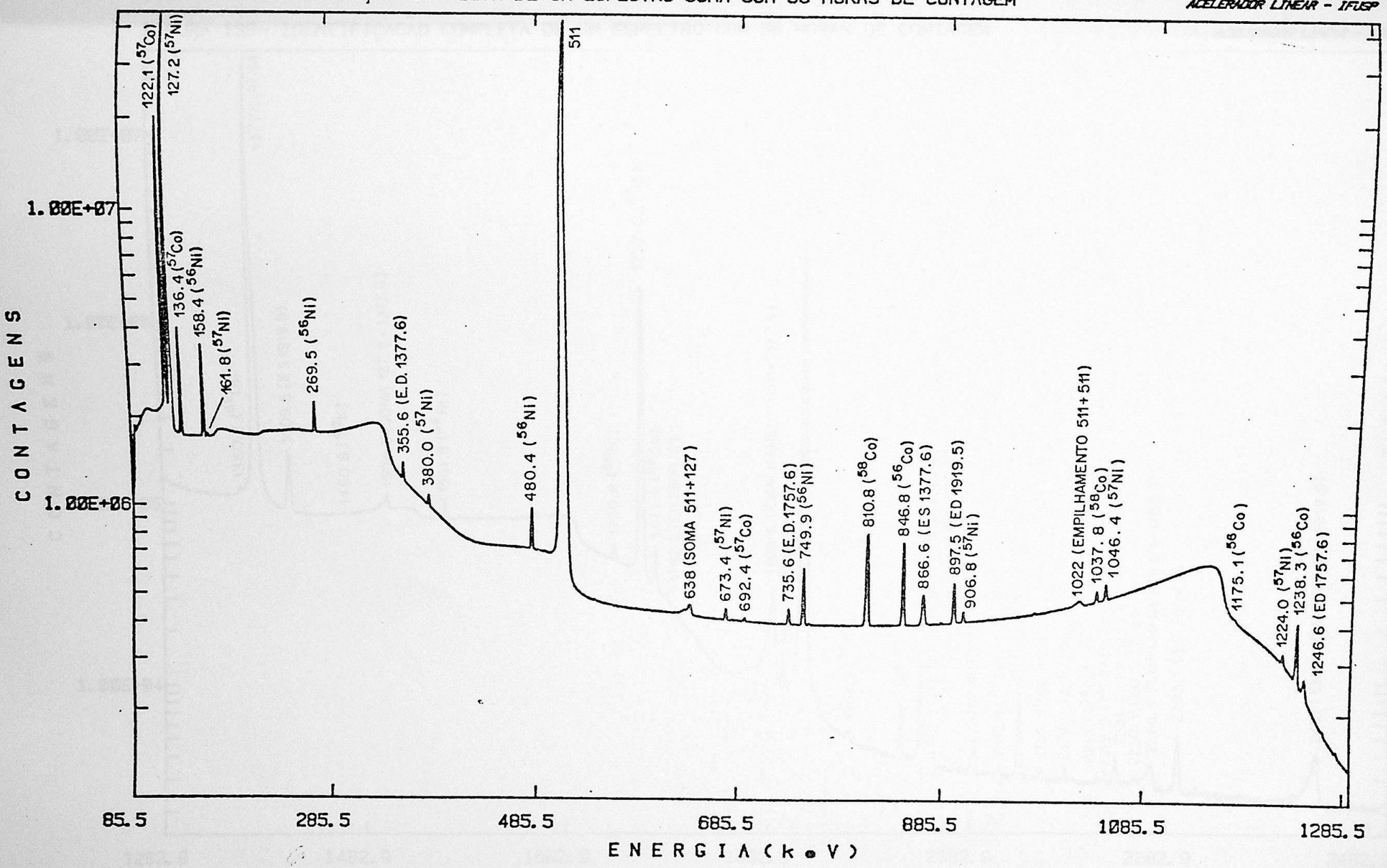
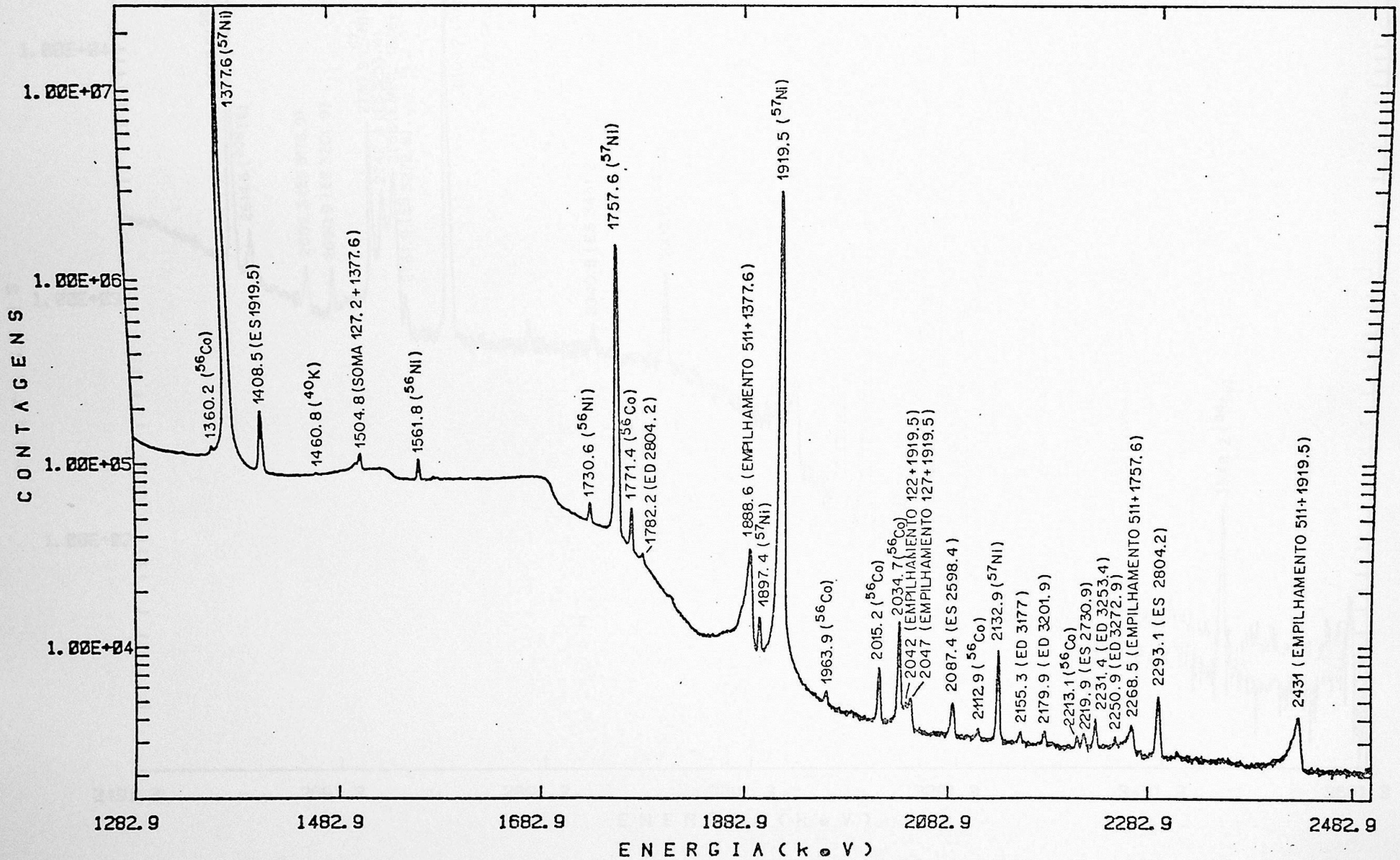


FIGURA 13B- IDENTIFIÇACÃO COMPLETA DE UM ESPECTRO COM 56 HORAS DE CONTAGEM



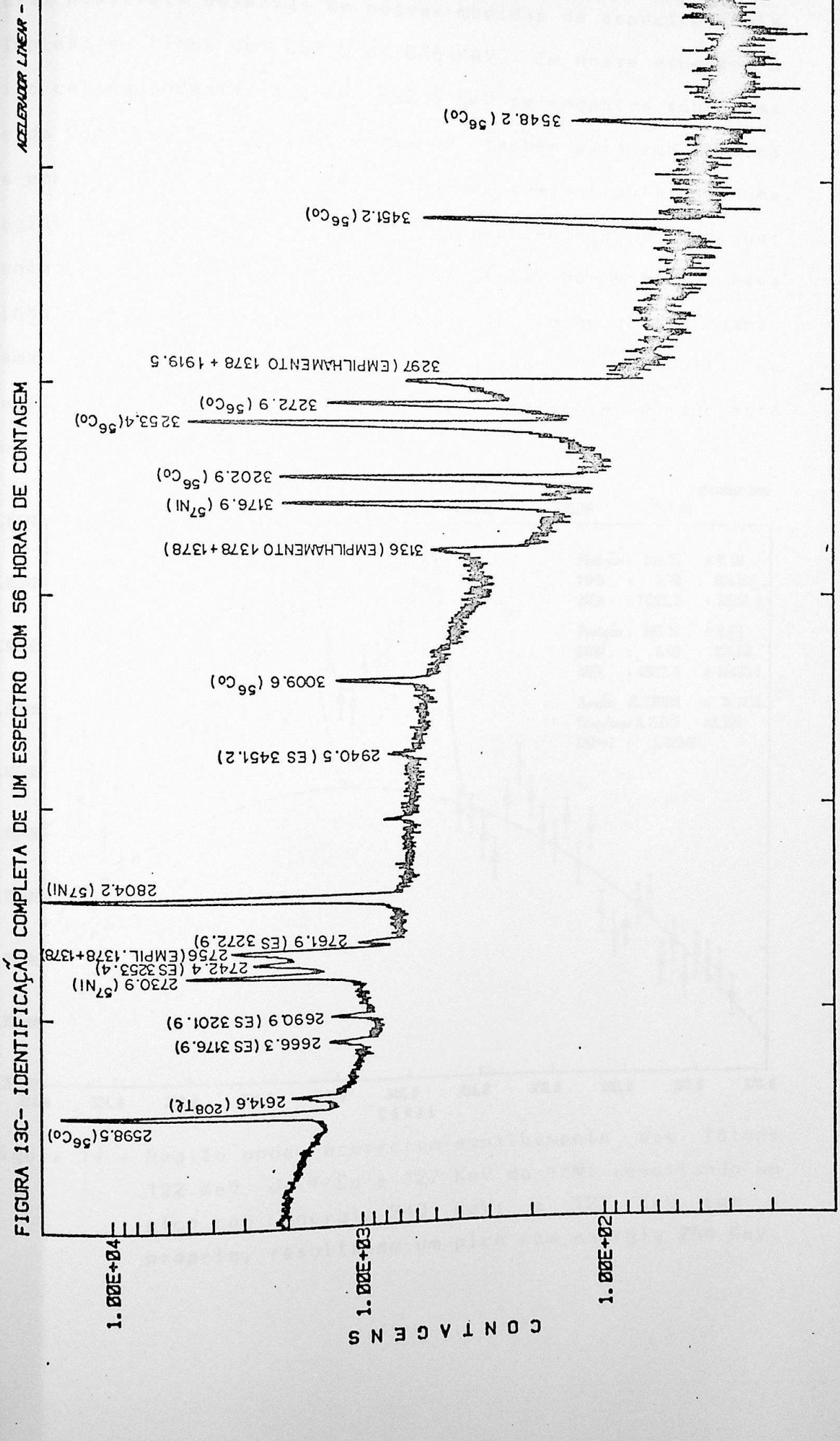


FIGURA 13C- IDENTIFICAÇÃO COMPLETA DE UM ESPECTRO COM 56 HORAS DE CONTAGEM

Duas das linhas descritas em tal referência não foram possíveis observar em nossas medidas de espectroscopia simples: a linha de 252.5 e 628 KeV. Em nosso espectro o pico correspondente à linha 252.5 KeV se encontra sobre uma borda Compton pronunciada, estando também esta sob um pico de empilhamento 127 + 127 = 254 KeV (veja figura 14) numa região do espectro totalmente inconveniente para qualquer tentativa de determinação de sua área. No entanto essa linha foi observada no experimento de coincidência gama-gama, através do espectro obtido fazendo-se uma fatia na região do pico de 1757.5 KeV. O procedimento adotado está descrito na seção III.2.2.

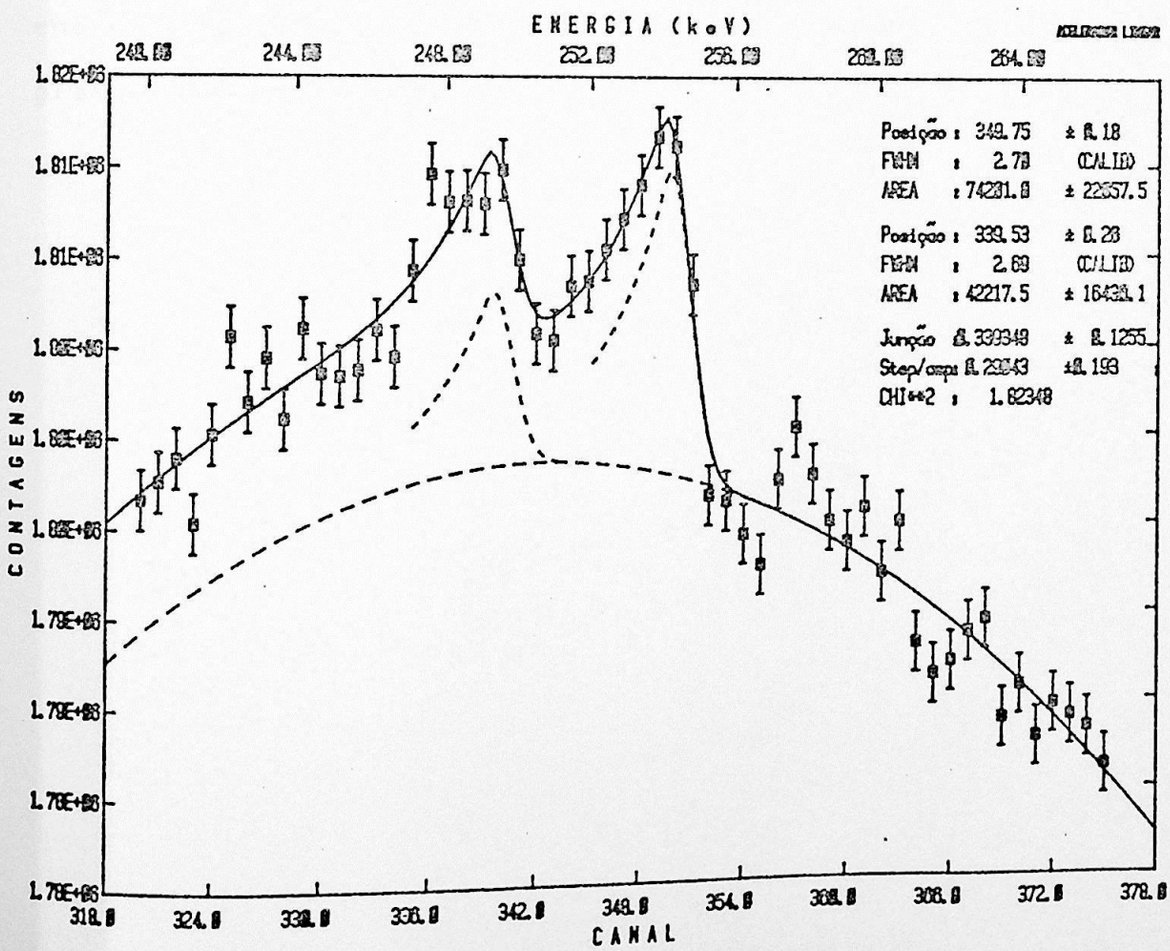
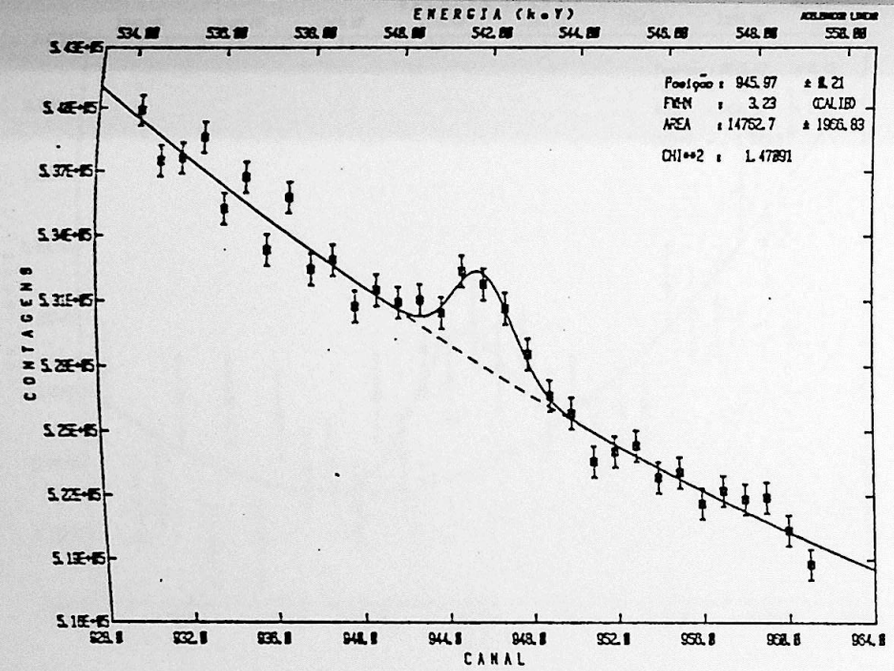


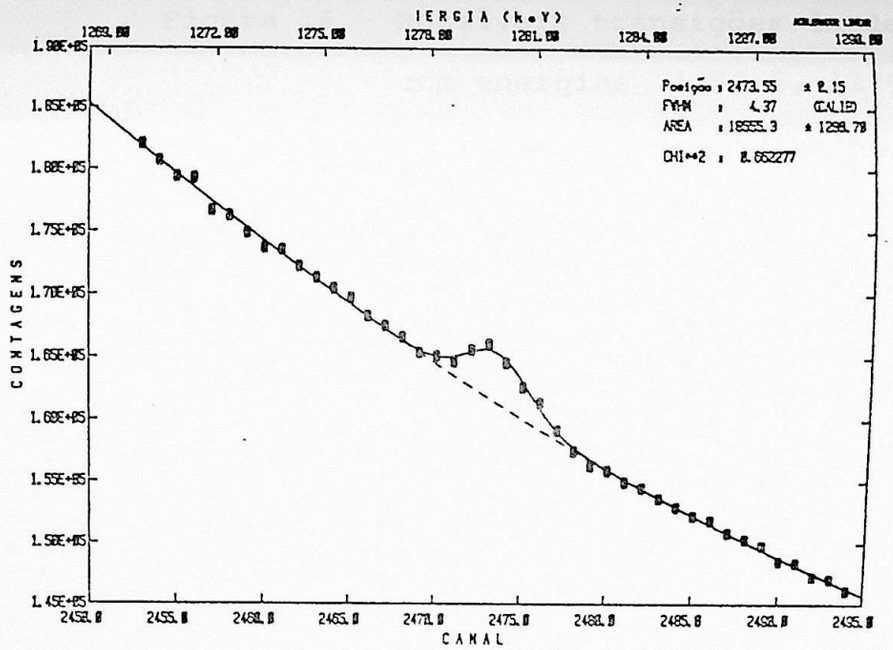
Figura 14 - Região onde ocorreram empilhamento dos fótons 122 KeV do ^{57}Co e 127 KeV do ^{57}Ni resultando um pico com energia 249 KeV; e 127 KeV com o próprio, resultando um pico com energia 254 KeV.

Foram ainda identificadas linhas do ^{56}Co, ^{57}Co, ^{58}Co, ^{56}Ni e ^{58}Ni provenientes da amostra em estudo. A identificação seguiu os mesmos critérios que os utilizados para as linhas do ^{57}Ni adotando como referência para as intensidades dados da literatura (LE-78).

Todos os prováveis picos do espectro foram selecionados através de uma análise visual e com a ajuda de um programa que fornece a posição e área de todos os picos do espectro.

Dentre os picos não identificados seis deles poderiam ser devido ao decaimento do ^{57}Ni, se encaixando energéticamente no esquema de níveis. Esses picos estão graficados nas figuras 15 e 16.





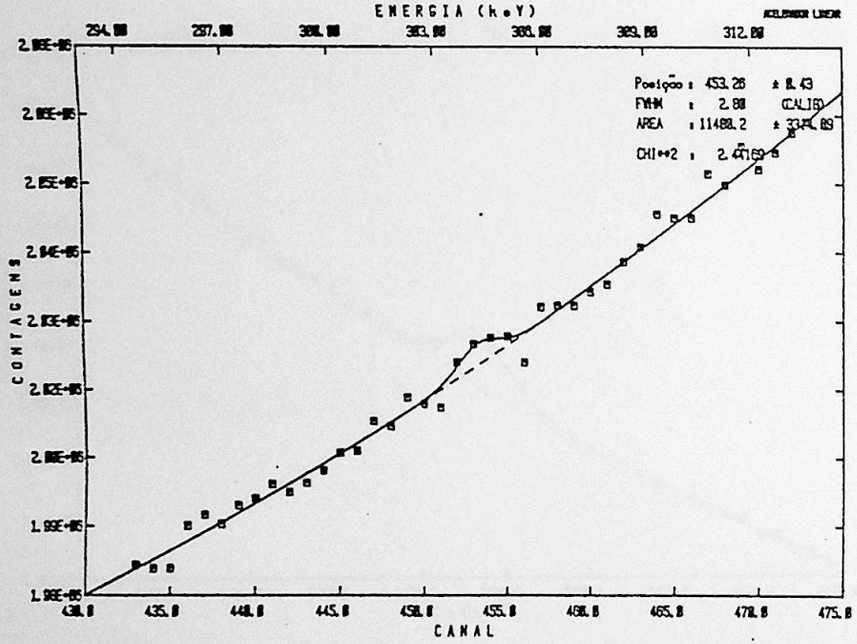
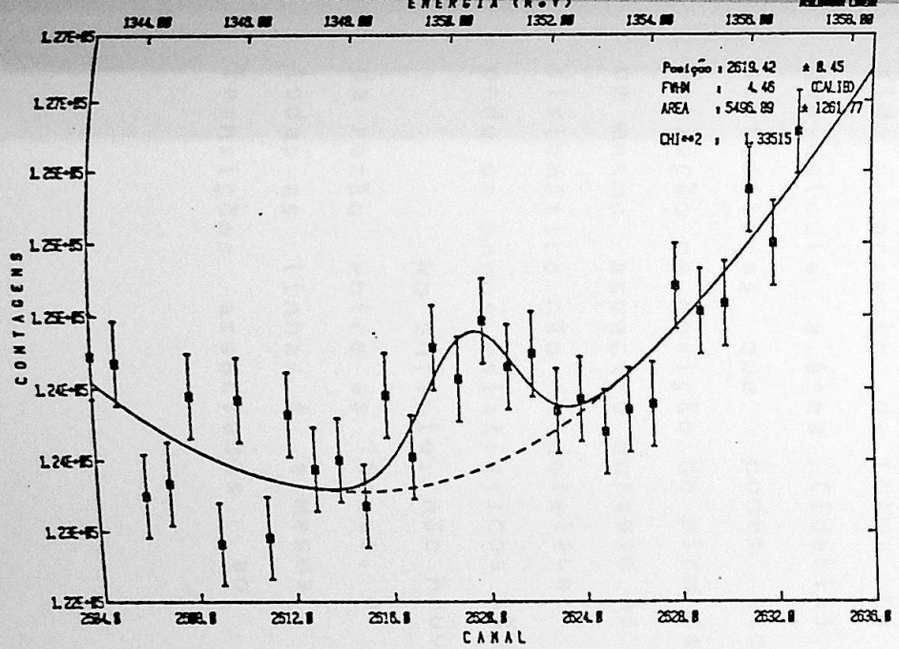
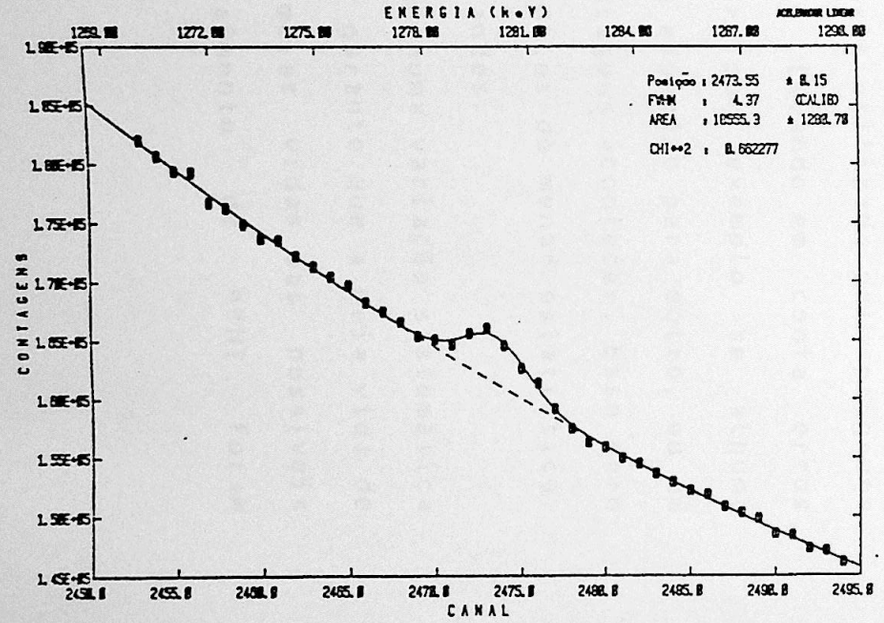


Figura 15 - Possíveis transições do decaimento do ^{57}Ni com energias 541.9, 1279.9 e 304.1 KeV observadas nesse trabalho pela primeira vez.





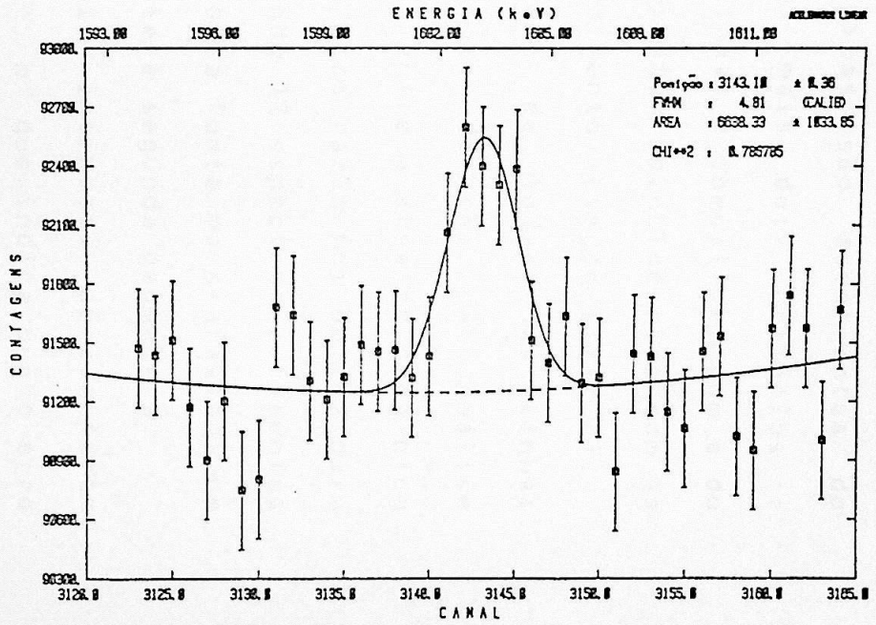


Figura 16 - Possíveis transições do decaimento do ^{57}Ni com energias 1350.5, 1279.9 e 1603.3 KeV observadas nesse trabalho pela primeira vez.

Alguns picos apresentam grandes desvios padrões para as áreas, indicando uma pequena probabilidade de serem picos, como é o caso do pico com energia de 1045 KeV. No entanto para afirmar se tais picos são decorrentes do decaimento do ^{57}Ni utilizaremos mais dois critérios : verificar se a meia vida das linhas é compatível com a do núcleo pai, e se as mesmas apresentam coincidências com as transições características do decaimento. (seção III.2.2).

Foi feita uma análise de todas as linhas conhecidas decorrentes do decaimento do ^{57}Ni, para análise de meia vida, tomando-se a razão entre a área de cada pico com a área do pico de 1377.6 KeV. Essa razão foi obtida para 18 espectros de 6 horas cada, sendo 12 espectros referentes à primeira geometria, isto é, com a fonte mais afastada do detector e os 6 restantes referente à segunda geometria.

Algumas linhas (as mais intensas) apresentaram valores muito grandes para o χ^2, o que indica que o erro considerado para tais áreas foi subestimado, que pode ter sido decorrente da forma de ajuste utilizada pelo programa que calcula a área (Idefix), não levando em conta erros sistemáticos que podem ocorrer por exemplo se alguma variação na posição do pico de um espectro para outro, ou em um mesmo espectro durante as contagens acontecer. Esse erro sistemático não é detetável em picos de menor estatística, onde os erros estatísticos são grandes.

No entanto, não houve nenhuma variação sistemática da razão entre as áreas, o que garante que a meia vida de todas as linhas é a mesma. As meias vidas das possíveis transições associadas ao decaimento do ^{57}Ni foram

verificadas através de comparação com a intensidade de picos conhecidos do espectro de decaimento, que no caso presente foram os picos de 379.9, 673.4 e 1377.6 KeV. Essa comparação atenua os efeitos de variação no tempo vivo de contagem devido à variação da taxa de contagem nos espectros.

A tabela 07 mostra as razões entre as áreas dos picos conhecidos em dois espectros-soma, e as razões entre as áreas de picos que representem possíveis transições que possam ser verificadas nesse trabalho. O primeiro espectro é a soma das 30 horas iniciais da medida e o segundo é a soma das 82 horas subsequentes.

Como pode-se observar pela tabela 07, as linhas 541.9 e 1045 KeV apresentam meias vidas cujas probabilidades de serem compatíveis com a meia vida do ^{57}Ni são aproximadamente 15% e 0.003% respectivamente, sendo tomada a transição de 1377.6 KeV como referência. Como na análise de coincidência gama-gama essas linhas não foram identificadas (veja seção III.2.2), elas não serão consideradas como novas transições observadas pela primeira vez nesse trabalho.

TABELA 07 - Razão das Áreas para Análise da Meia Vida.

Energia (Kev)	Área ($\times 10^3$) 1º espectro-soma	Área ($\times 10^3$) 2º espectro-soma	Razão
379.9(*)	204(3)	208(3)	0.98 (1)
673.4(*)	97(2)	99(2)	0.98 (2)
1377.6(*)	96553(1)	96843(1)	0.988(1)
304.1	10(3)	7(3)	1.38(69)
541.9	10(2)	5(2)	2.11(90)
1045.0	9(3)	23(3)	0.39(13)
1279.9	12(1)	12(1)	1.06(16)
1350.5	4(1)	6(1)	0.65(25)
1603.3	4(1)	3(1)	1.31(60)

(*) Linhas conhecidas

III. 1.3 - Intensidade relativa das transições gama

Para a determinação da intensidade relativa das transições gama é necessário a obtenção da eficiência do detector.

A calibração da eficiência para o detector HPGe de 104.2 cm^3 foi feita utilizando-se como fontes o ^{133}Ba, ^{152}Eu e ^{207}Bi, cujas meias vida e atividade das fontes na data de fabricação (01/11/81 para as três fontes) estão descritas na tabela 08.

Tabela 08 - Atividades iniciais e tempos de meias vida das fontes utilizadas para cálculo da eficiência do detector HPGe de 104.2 cm^3.

Fontes	Tempos de meias vida (*)	Atividade inicial da fonte (*)
^{133}Ba	10,6(2) anos	11,36(2) μCi
^{152}Eu	13,33(4) anos	11,21(3) μCi
^{207}Bi	33,4(8) anos	11,52(3) μCi

(*) Dados do fabricante

A calibração do detector foi feita sem incluir o fator geométrico uma vez que obteremos valores de intensidades e eficiências relativas.

A eficiência relativa foi obtida através da fórmula:

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\text{nº de eventos detetados}}{\text{nº de gama emitidos}} = \frac{A}{I_\gamma . A_t . \Delta t}$$

onde A = número de contagens no fotopico

I_γ = intensidade por decaimento de cada linha

Δt = tempo de medida

e $A_t = A_o \ e^{-\lambda t}$ é a atividade da fonte calibrada sendo A_o a atividade inicial descrita na tabela 08, e Δt é o intervalo

de tempo entre a data de fabricação da fonte e a desta medida e λ é a constante de decaimento.

A função obtida para a calibração da eficiência foi do tipo:

$$\varepsilon = a_1 + a_2 . e^{\alpha E}$$

onde ε = eficiência

E = energia

e a_1 = 2.725(38) x 10^{-4}

a_2 = 1.686(16) x 10^{-3}

α = -2.366(32) x 10^{-2} (Kev^{-1})

São os parâmetros ajustados através do programa Ajuste (GO-87).

De posse da eficiência do detector podemos obter a intensidade relativa das novas transições observadas, normalizando-as em relação à linha 1377.6 KeV, (LE-78), através da expressão:

$$I_\gamma\% = \frac{A_\gamma \varepsilon_{1378}}{A_{1378} \varepsilon_\gamma}$$

Não considerou-se aqui a correção devido ao fator de conversão interna, pois tal correção apresentou valores com a ordem de grandeza inferior aos erros obtidos experimentalmente.

No cálculo do desvio padrão das intensidades não foram considerados os erros devido a eficiência, que é da ordem 1% do seu valor, nem a covariancia entre as intensidades, uma vez que as áreas apresentam erros que chegam a 50% do seu valor.

O desvio padrão foi obtido então através da fórmula:

$$\sigma_{I_\gamma} = I_\gamma \frac{\sigma_{A_\gamma}}{A_\gamma}$$

As intensidades e desvios padrões assim obtidos estão descritos na tabela 09.

Tabela 09 - Intensidades relativas das transições gamas observadas neste trabalho (a) e descritas por Lederer (LE-78) (b)

ENERGIA (KeV)	I_γ % (a)	I_γ % (b)
127. 1	20.447 (2)	20
161.8	0.0278 (6)	0.022
304.1	0.0024 (7)	
379.9	0.082 (2)	0.096
541.9	0.0045 (6)	
673.4	0.0601 (4)	0.058
755.3	0.0066 (8)	
906.8	0.075 (2)	0.11
1045.0	0.011 (4)	
1046.7	0.164 (3)	0.16
1224.0	0.077 (2)	0.11
1279.9	0.0118 (8)	
1350.5	0.0024 (12)	
1377.6	100.0	100
1603.3	0.0048 (7)	
1730.4	0.064 (2)	0.072
1757.5	7.040 (3)	9.5
1897.4	0.052 (3)	0.028
1919.5	14.952 (4)	17.
2133.9	0.0350 (5)	0.047
2730.9	0.0243 (3)	0.03
2804.2	0.1199 (5)	0.17
3177.3	0.0136 (2)	0.024

III.2 - ESPECTROS BIPARAMÉTRICOS

III.2.1 - Calibração de energia e largura à meia altura

As calibrações de energia e largura foram obtidas utilizando-se como fontes de calibração linhas bem determinadas do $^{57}N_i$ e linhas do ^{56}Co, ^{57}Co, e $^{56}N_i$ que são produzidas conforme descrito na seção III.1.1.

A calibração de energia foi considerada como sendo uma função do tipo $E = a_1 + a_2c + a_3c^2$, para os dois detectores.

A calibração da largura a meia altura (FWHM) dos picos foi feita considerando-se a função $FWHM = \sqrt{ax^2 + bx + c}$, conforme descrito na seção II.3.

Os parâmetros das funções ajustadas para a energia e largura a meia altura estão descritos na tabela 10.

Tabela 10 - Calibração de energia e largura a meia altura (FWHM) para os espectros biparamétricos dos detectores de 53 c.c. e 104 c.c.

	Parâmetros ajustados para a calibração de:	
Detetor	Energia	FHWM
53 c.c.	a_1 = 56.0088 (372) a_2 = 0.818735 (72) a_3 = 0.779 (32)$\times 10^{-6}$	a = 5.911 (332) b = 0.806 (74) $\times 10^{-2}$ c = -0.113 (35) $\times 10^{-5}$
104 c.c.	a_1 = 98.3088 (200) a_2 = 0.737883 (26) a_3 = 0.128 (8)$\times 10^{-6}$	a = 1.645 (147) b = 0.960 (29) $\times 10^{-2}$ c = 0.504 (128) $\times 10^{-6}$

A calibração da largura à meia altura do tipo descrito acima foi proposta por Sasamoto et al (SA-75).

III.2.2 - Identificação das Transições

O sistema de deteção e aquisição, o preparo e irradiação da fonte e a maneira como é feita a análise das medidas de coincidência foram descritos no capítulo II.

Numa primeira medida de coincidência tentou-se verificar a existência de algumas transições observadas no experimento de espectroscopia simples, das quais descrevemos a seguir 3 picos correspondentes à algumas dessas transições.

Pico de 541.9 KeV:

Para observar o pico de 541.9 KeV, foram feitas fatias no pico de 1377.6 KeV nos dois detectores. No detector de 27 c.c., obtivemos uma área de 9 ± 5, e no detector de 53 c.c., uma área de 12 ± 6, com um deslocamento de 1.5 KeV em relação à energia esperada. Fizemos então uma análise a mão nos dois espectros fazendo a diferença dos espectros (A + D) - (B + C) canal por canal e, considerando o erro como raiz da soma do número de contagens nos espectros A,B,C e D. Posteriormente procedemos a soma dos

espectros de cada detector. Mesmo assim o resultado não mostrou-se melhor do que o obtido anteriormente.

Picos de 1279.9 KeV e 1603 KeV

O pico de 1279.9 KeV não foi observado quando foi feita a fatia do pico de 673.4 KeV no detector de 27 c.c, e o pico de 1603.3 KeV que foi obtido fazendo-se a fatia do pico de 127.1 KeV no detector de 27 c.c apresentou uma área de 4.8 $\pm$ 4.6. Optamos portanto por uma nova medida que apresentasse mais estatística.

Na segunda medida de coincidência foram construídos os espectros em coincidência com fótons das transições gamas de energias: 127 e 673 KeV detectados pelo detector de 53 c.c e 1046, 1378, 1758, 2133 e 2804 KeV detectados pelo detector de 104 c.c.

As figuras 17 a 23 correspondem aos espectros em coincidência com os fótons de energias citados acima, sendo que os histogramas superiores são do tipo A + D e os inferiores do tipo B + C (conforme descrição feita na seção II.5). A identificação das linhas que compõem o espectro foi feita nos histogramas superiores.

A tabela 11 mostra todas as energias dos raios gama decorrentes do decaimento do ^{67}Ni observados nas figuras 17 a 23 mais as prováveis transições que foram identificadas na análise de espectroscopia simples que deveriam estar em coincidência com as janelas escolhidas.

Figura 17 - Espectros do detector de 104 cm^3 em coincidência com fótons de 127 KeV detectados no detector de 53 cm^3.

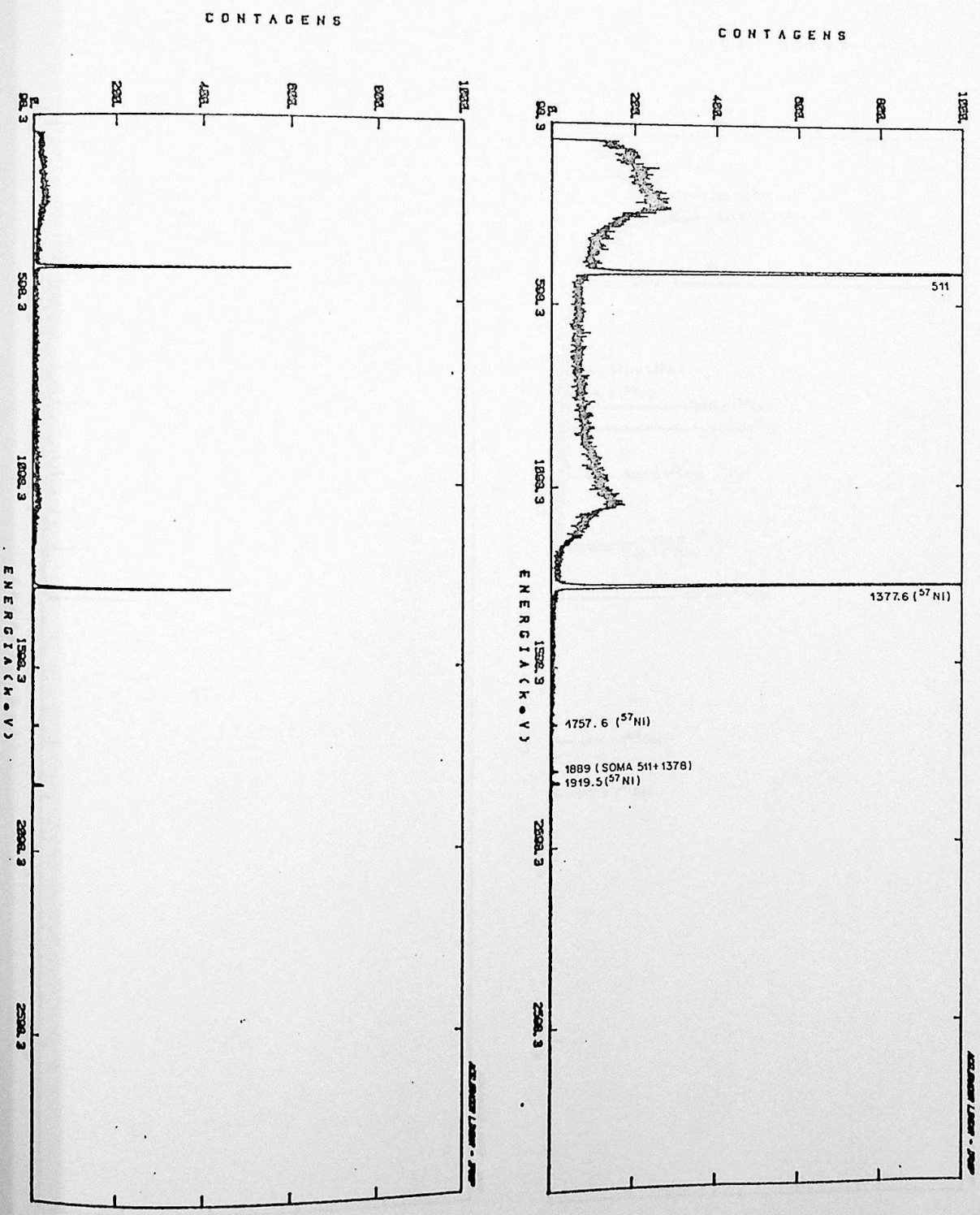


Figura 18 - Espectro do detector de 104 cm^3 em coincidência com fótons de 673 KeV detectados no detector de 53 cm^3.

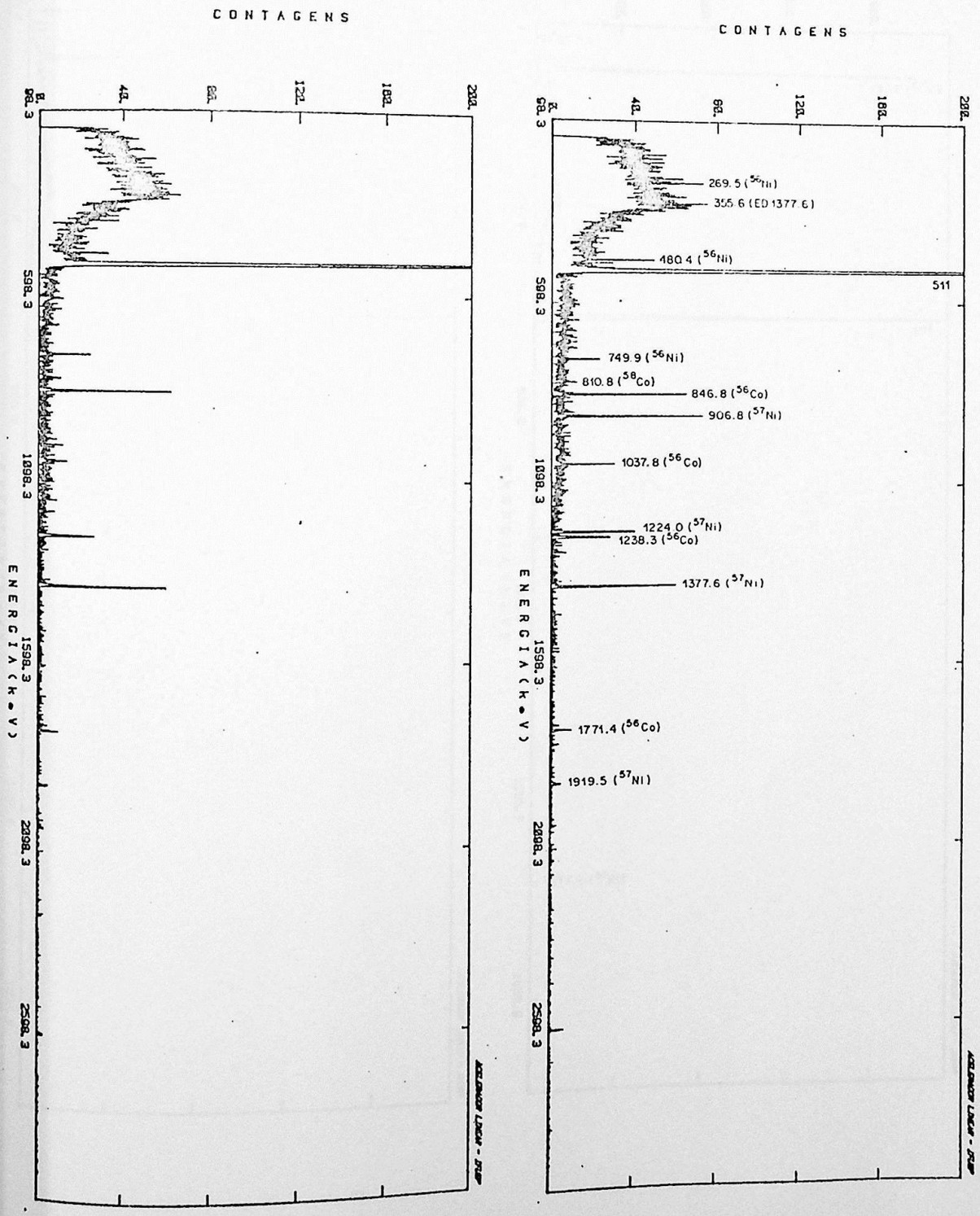


Figura 19 - Espectro do detector de 53 cm^3 em coincidência com fótons de 1046 KeV detectados no detector de 104 cm^3.

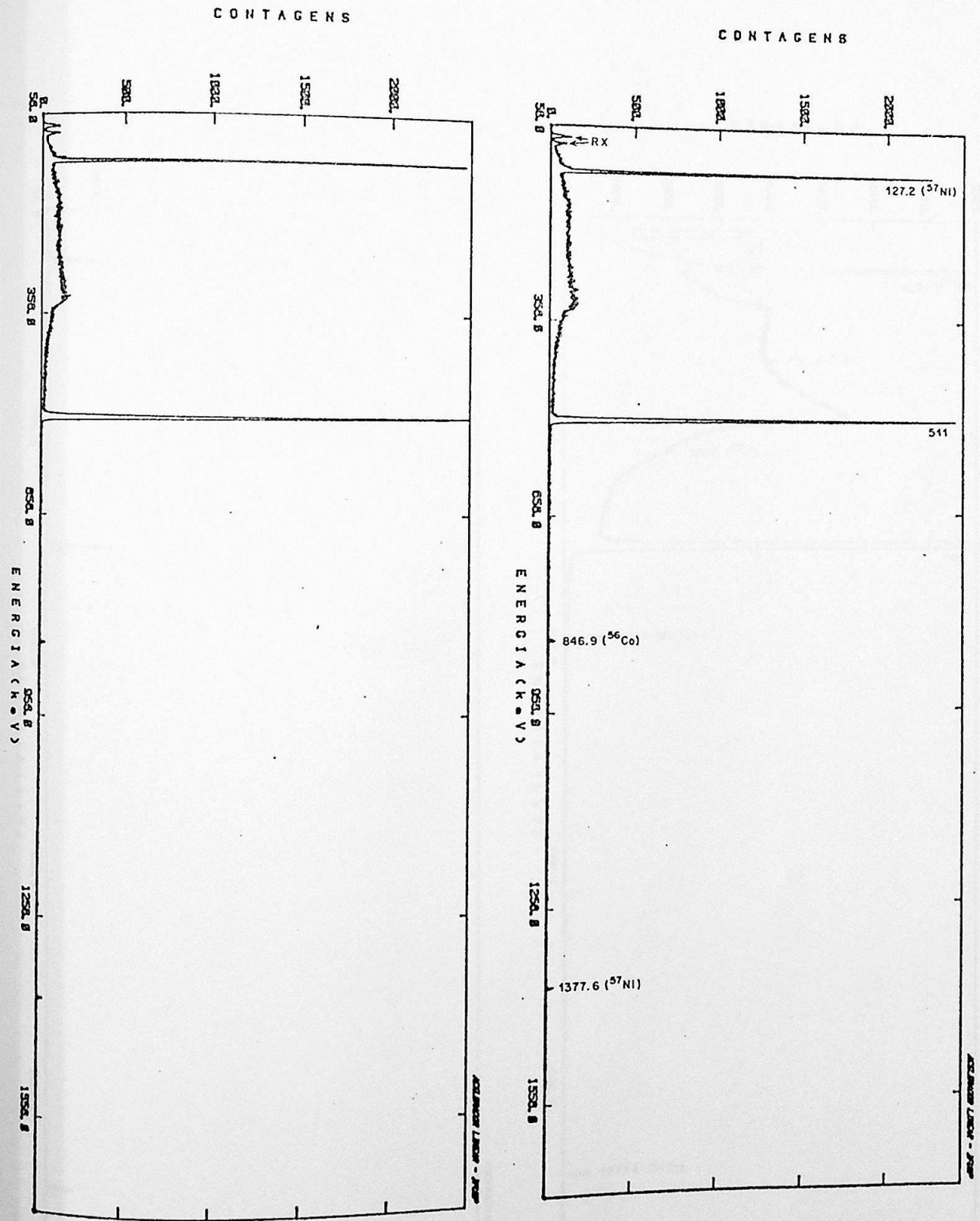


Figura 20 - Espectro do detector de 53 cm^3 em coincidência com fótons de 1378 KeV detectados no detector de 104 cm^3.

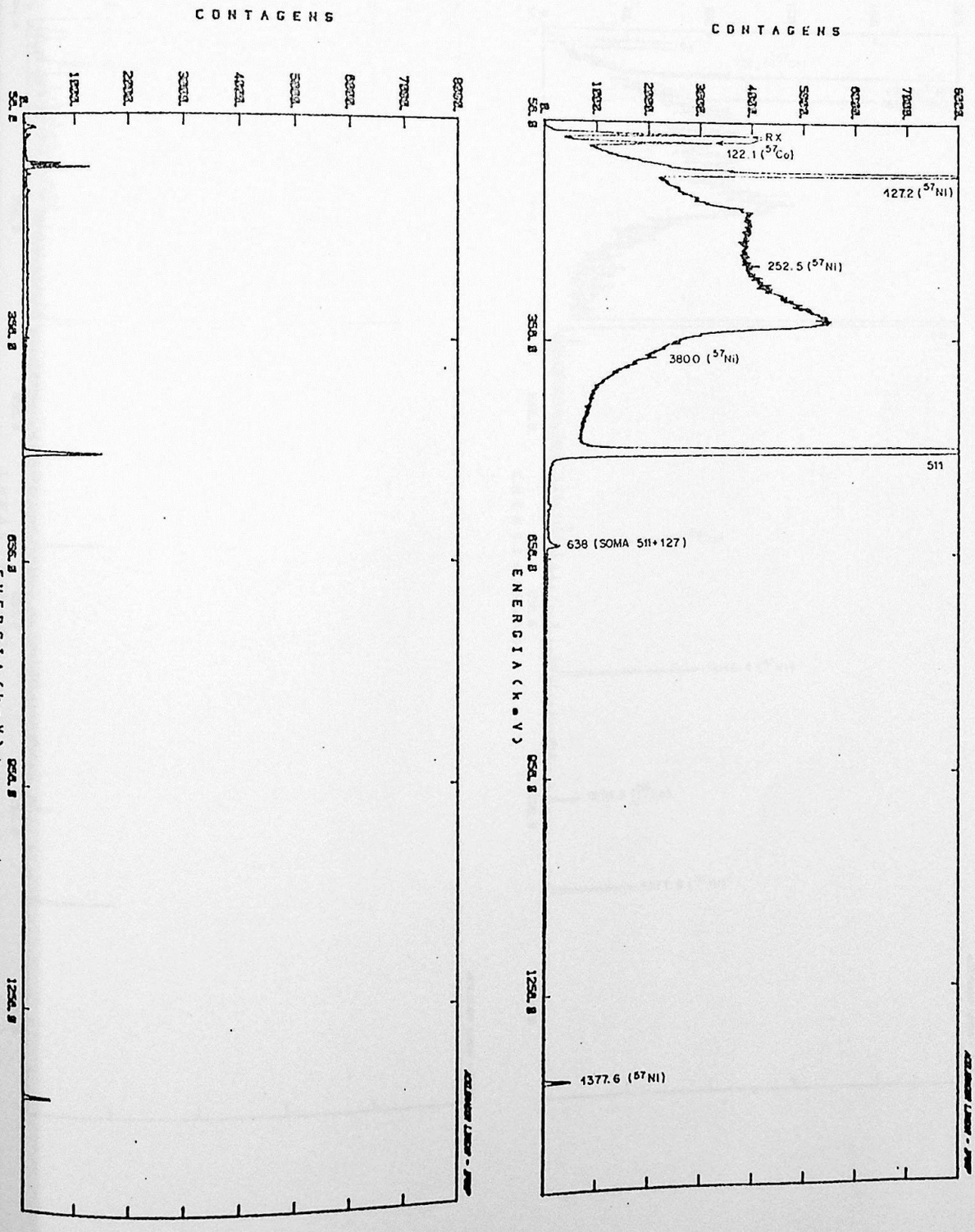


Figura 21 - Espectro do detector de 53 cm^3 em coincidência com fótons de 1758 KeV detectados no detector de 104 cm^3.

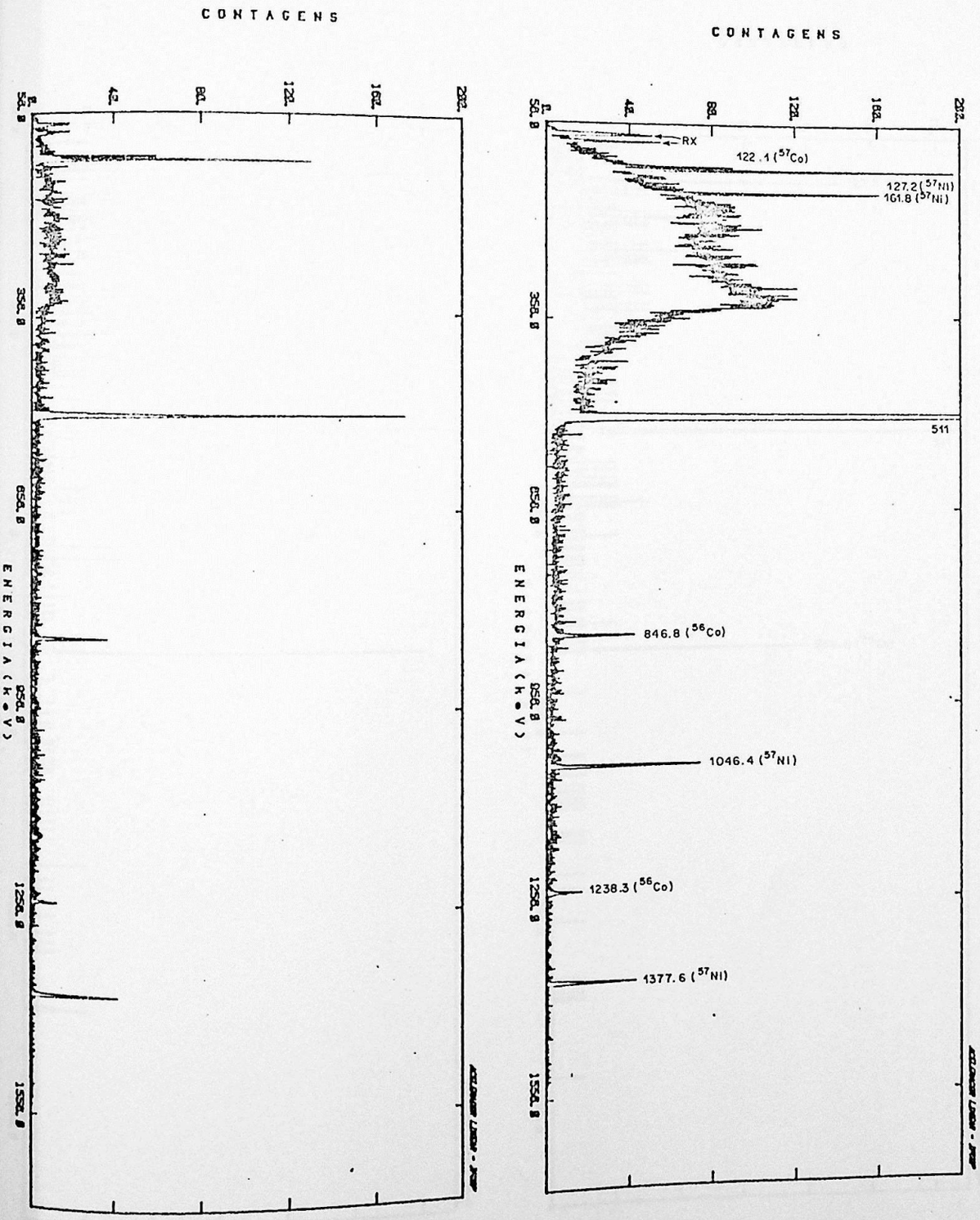


Figura 22 - Espectro do detector de 53 cm^3 em coincidência com fótons de 2133 KeV detectados no detector de 104 cm^3.

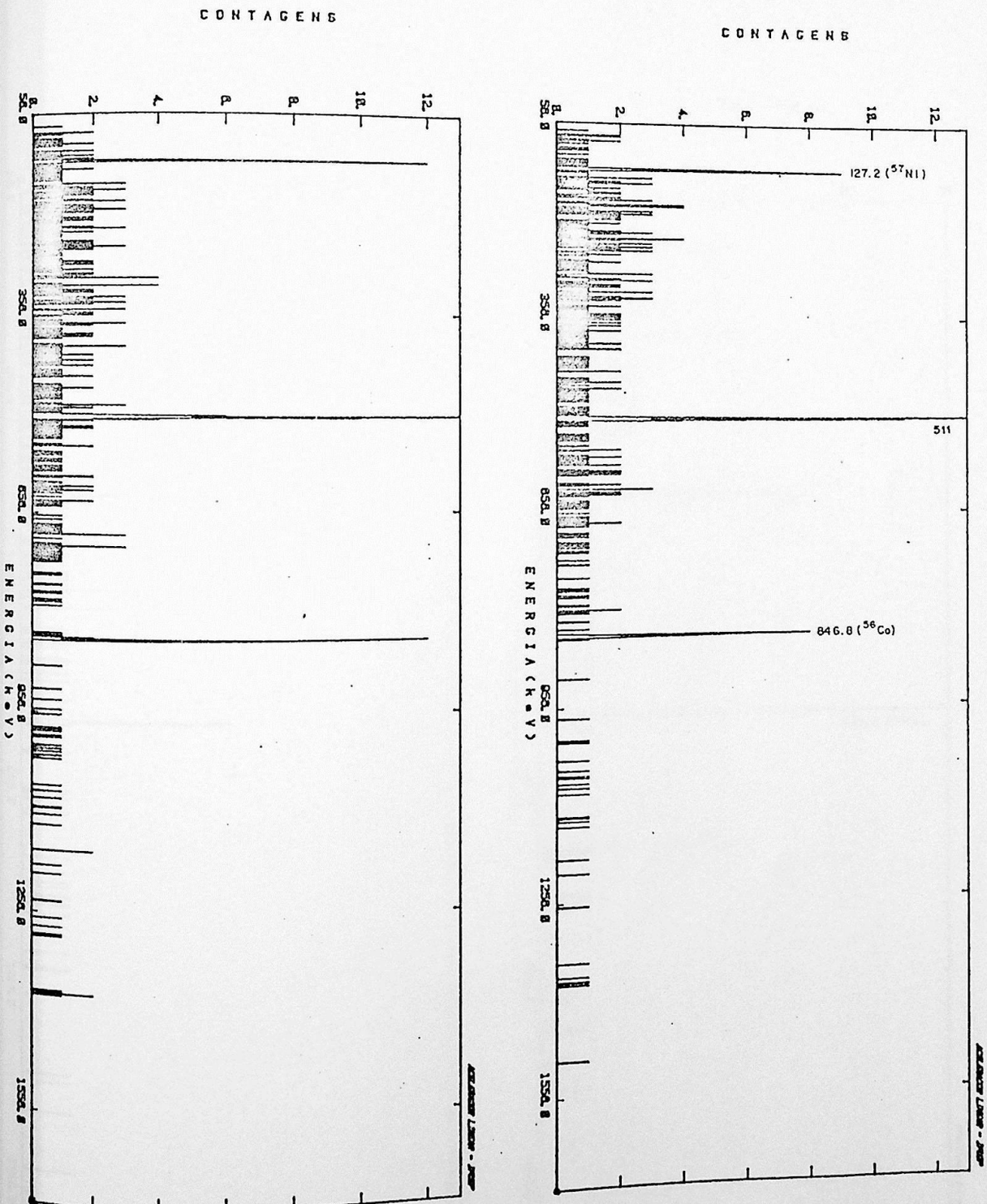


Figura 23 - Espectro do detector de 53 cm^3 em coincidência com fótons de 2804 KeV detectados no detector de 104 cm^3.

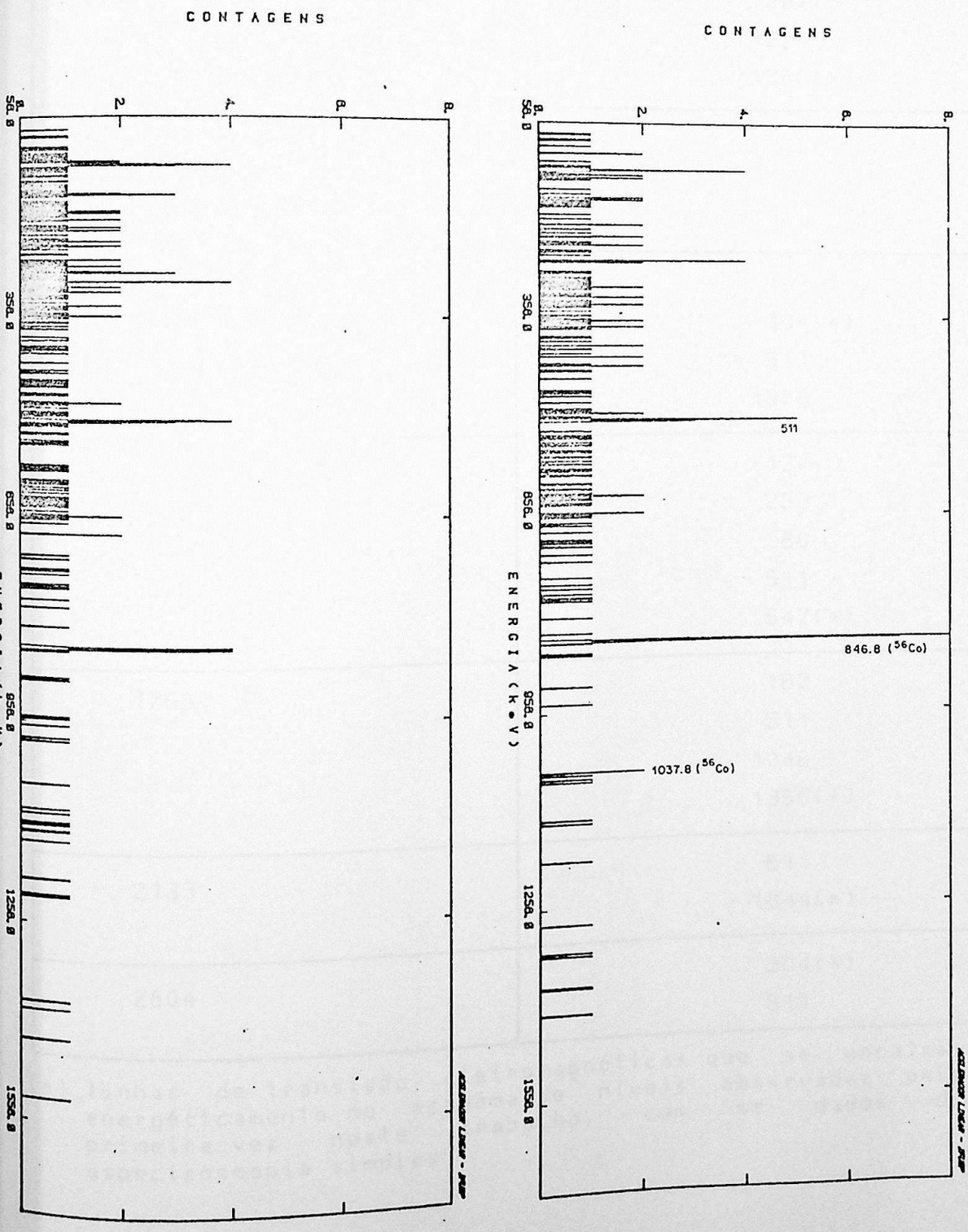


TABELA 11 - Resultados das coincidências gama-gama

Janela de energia no detector de 53 c.c. (KeV)	Energia dos raios gama coincidentes (KeV)
127	511 1378 1603(*)
673	907 1224 1280(*)
Janela de energia no detector de 104 cm^3 (KeV)	
1047	127 304(*) 511 1378
1378	127 253 380 511 542(*)
1758	162 511 1046 1350(*)
2133	511 1044(*)
2804	304(*) 511

(*) linhas de transição eletromagnéticas que se encaixam energéticamente no esquema de níveis observadas pela primeira vez neste trabalho, com os dados de espectroscopia simples.

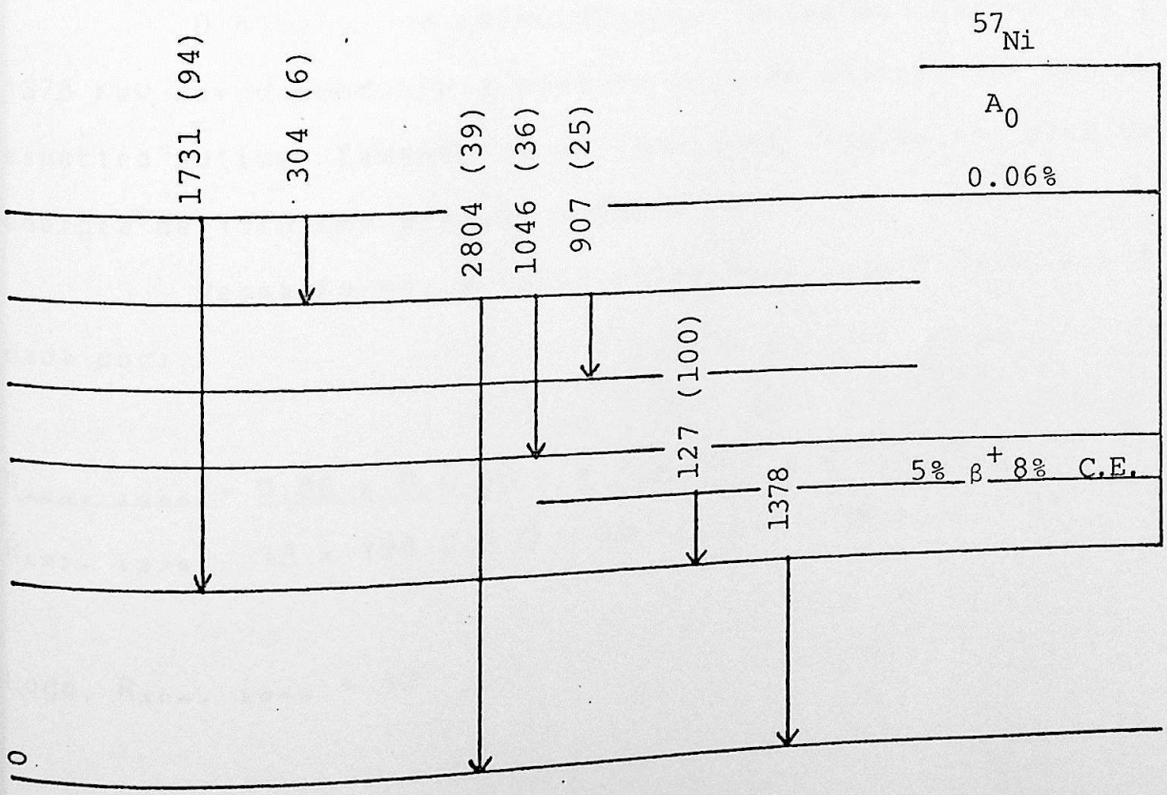
As coincidências que representam provavéis transições são detalhadas abaixo.

Transição de 304.1 KeV:

Para observar a transição de 304.1 KeV foram feitas janelas nos picos de energia 1046 e 2804 KeV no espectro do detector de 104 c.c, conforme tabela 10.

Pode-se fazer uma estimativa da área que tal pico deve apresentar comparando-se o mesmo com outros picos bem definidos que aparecem nos espectros de coincidência.

Para isso, considera-se a região do esquema de decaimento onde se encontra a transição 304.1 KeV, conforme ilustração abaixo:



onde as indicações entre parêntesis correspondem às intensidades relativas das transições considerando os resultados obtidos no ítem III.1.3 e a referência (LE - 78).

Então o número de coincidências entre os fótons 304 e 1046 KeV pode ser estimado, se considera-se o número de coincidências entre os fótons 127 e 1378 KeV:

$$R_{304,1046} = A_o \times 0,06 \times 6 \times 36 \times \varepsilon_{304} \times \varepsilon_{1046} \qquad (3.1)$$

e $$R_{127,1378} = A_o \times 13 \times 100 \times \varepsilon_{127} \times \varepsilon_{1378} \qquad (3.2)$$

onde A_o = atividade inícial da fonte .

e $\varepsilon_{\gamma}^{(n)}$ = a eficiência do detector n para a energia E_γ.

O número de coincidências entre os fótons 127 e 1378 KeV correspondente a área do pico de energia 127 KeV no espectro obtido fazendo-se a janela na região do pico de energia de 1378 KeV é igual a 269×10^3.

Dessa forma, a razão entre $R_{304,1046}$ e $R_{127,1378}$ é dada por:

$$\frac{R_{304,1046}}{R_{127,1378}} = \frac{0.06 \times 6 \times 36 \times 4.7 \times 10^{-3} \times 4.2 \times 10^{-4}}{13 \times 100 \times 1.2 \times 10^{-2} \times 3.4 \times 10^{-4}}$$

Logo, $R_{304,1046} = 13$

Para estimar o número de fótons coincidentes entre 304 KeV e 2804 KeV procede-se da mesma maneira e obtém-se o resultado:

$R_{304,2804} = 10$

Experimentalmente, para a janela no pico de energia de 1046 KeV, não conseguiu-se observar nenhum pico na região de energia de 304.1 KeV. Como a flutuação estatística do fundo nessa região é grande comparado com a área esperada, o pico de 304.1 KeV pode estar camuflado por essa flutuação.

Para a janela no pico de 2804 KeV também não foi possível confirmar a existência do pico de 304.1 KeV. Nessa região de energia o fundo apresentou uma variação do erro de aproximadamente 1.4 contagens (veja figura 24), que é originária da diferença dos espectros (A + D) - (B + C). Isso possibilita a existência de um pico disperso no fundo com uma área de aproximadamente 6 contagens (considerando-se FHWM na região = 3 e que a diferença entre os espectros seja algo do tipo 2 - 0 = 2 contagens).

Como para o cálculo dos valores estimados, não foram considerados os erros e foram feitas diversas aproximações, o valor de $R_{304,2804} = 10$ contagens pode ter um desvio padrão da ordem de 5.0, o que nos faz concluir, que também nessa janela o pico de 304 KeV pode estar camuflado na flutuação estatística do fundo.

Não foi feito o fatiamento na janela de 907 KeV pois obteríamos práticamente o mesmo número de coincidências.

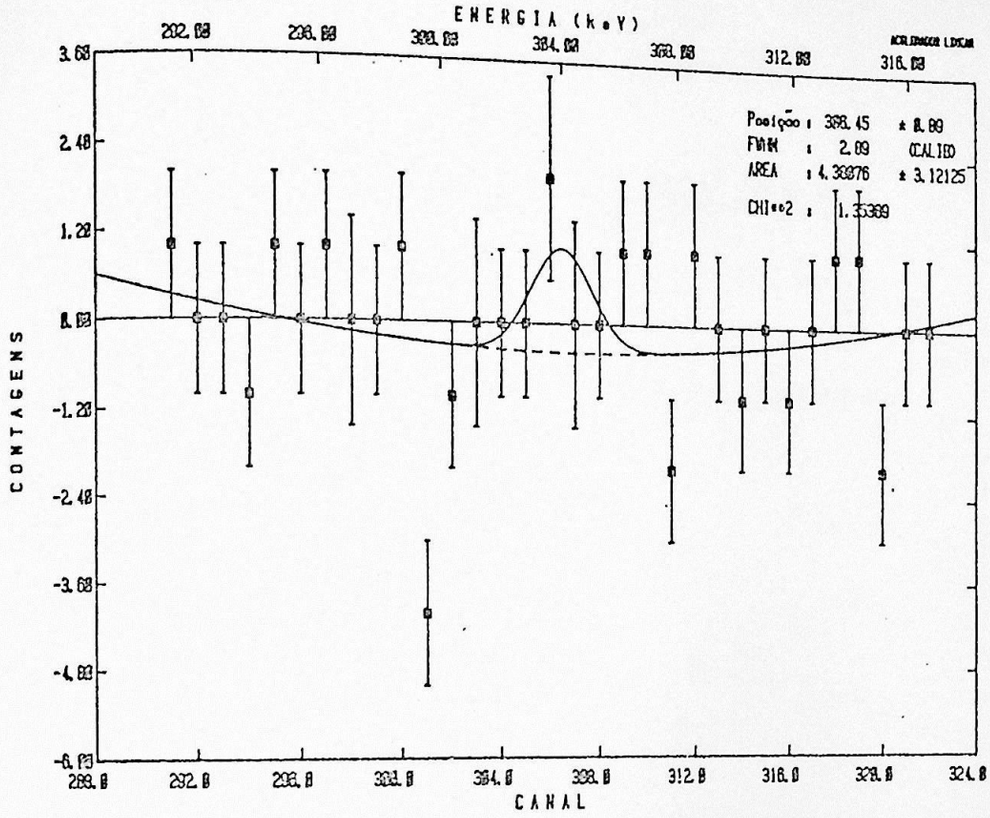
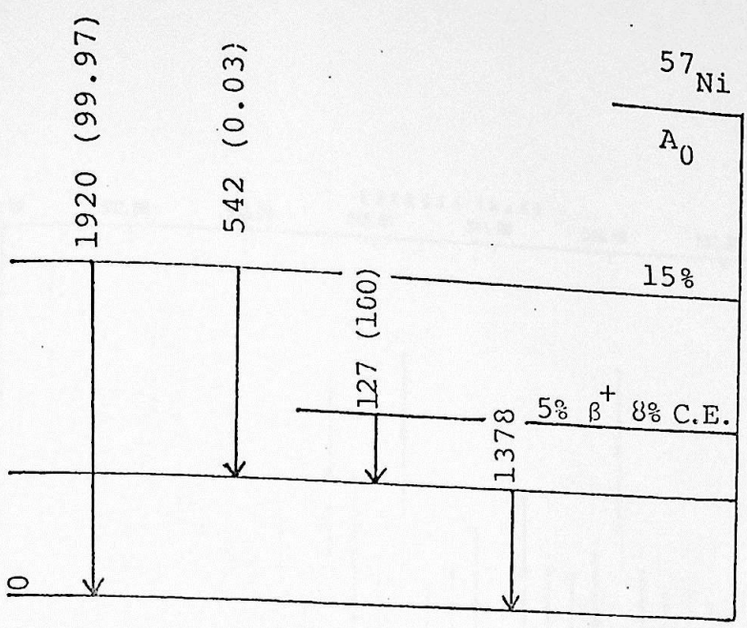


Figura 24 - Ampliação da figura 23 na região de energia de 304 KeV.

Transição de 541.9 KeV:

A transição de 542 KeV pode ser observada se for feita uma janela no pico de energia de 1378 KeV, no espectro do detector de 104 c.c..

A estimativa do número de coincidências entre os fótons 542 e 1378 KeV foi feita baseada no esquema de níveis abaixo



$$\text{Logo } \frac{R_{542,\,1378}}{R_{127,\,1378}} = \frac{15 \times 0.03 \times \varepsilon^{(1)}_{542} \times \varepsilon^{(2)}_{1378}}{13 \times 100 \times \varepsilon^{(1)}_{127} \times \varepsilon^{(2)}_{1378}} \qquad (3.4)$$

A área esperada para o pico de 542 KeV de acordo com (3.4) é $R_{542,\,1378} = 19$

Observando-se a região de energia de 542 KeV no espectro, obtido com a janela no pico de 1378 KeV (figura 26) verifica-se que não há possibilidade de se encontrar um pico com tal energia, com uma área de aproximadamente 19 e com uma flutuação estatística da ordem de 100 contagens. Novamente, o pico pode estar camuflado pela flutuação estatística do fundo.

Esse pico assim como o de 304.1 KeV pode vir a ser obsevado em um experimento que possibilite um maior número de eventos reais coincidentes.

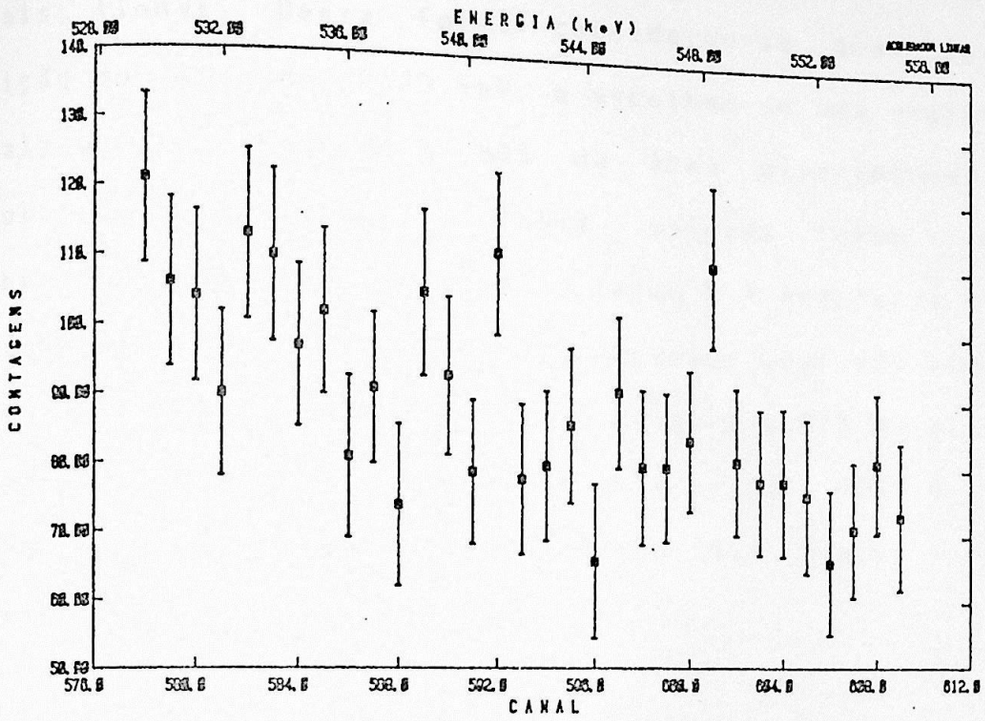


Figura 25 - Ampliação da figura 20 na região de energia de 542 KeV.

Transição de 1045,0 KeV:

Utilizando o mesmo procedimento para estimar a área desse pico, que foi adotado para os picos 304 e 542 KeV, chega-se ao resultado:

$R_{1044/2133} = 3$

Para observar essa transição no espectro, a única alternativa é fazer uma fatia no pico de 2133 pois, caso exista, a transição 1045 KeV está em coincidência somente com a transição 2133 KeV. No entanto, como a transição 2133 keV é pouco intensa (0.05%, considerando a linha 1378 KeV como 100%) não conseguiu-se observá-la no espectro de projeção total do detector de 104 c.c. para se colocar uma

janela adotando o mesmo critério que foi utilizado para as demais linhas. Dessa forma considerou-se qual seria a posição do pico de 2133 keV, e escolheu-se uma região de 7 canais que corresponde a 86% da área discriminada como janela de coincidência. Esses valores foram obtidos lembrando que para otimizar o termo R = área/erro na área para um pico de baixa estatística devemos usar uma região de 3.0σ (HE - 87) onde σ é a meia largura a 2/3 da altura da gaussiana. Como a largura à meia altura FWHM é igual a 2.35σ (KN - 79) temos que o número de canais (ΔX) a considerar deve ser igual a

$$\Delta X = 2 \times \frac{1.5 \text{ FWHM}}{2.35} \cong 1.3 \text{ FWHM}$$

Para picos nessa região de energia, a FWHM é aproximadamente 5.0, o que dá como resultado os 7 canais considerados para a janela.

Feita a fatia, não constou nenhum pico na região de energia de 1045 keV como pode-se verificar na Figura 26, onde a flutuação estatística é igual a zero.

Esse pico de 1045 keV já apresentara na análise de espectroscopia simples uma probabilidade muito pequena de ser pico, sendo que com as medidas de coincidência γ-γ não é possível confirmar sua existência.

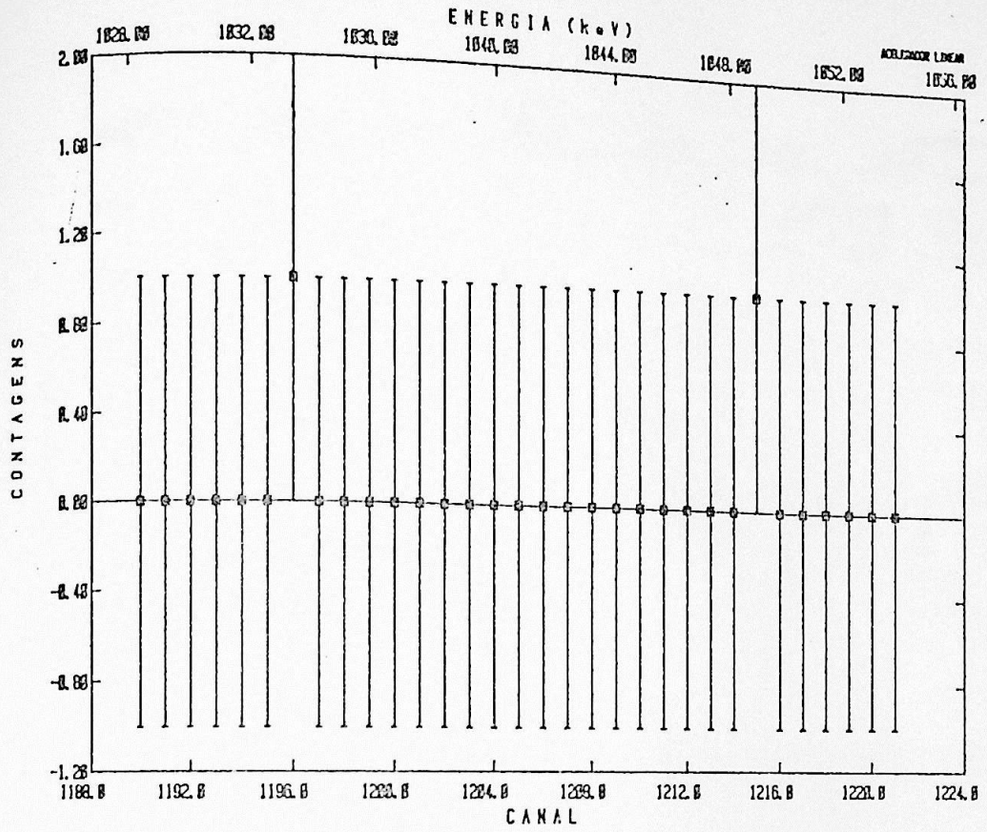


Figura 26 - Ampliação da figura 22 na região de energia de 1045 KeV.

Transição 1279.5 keV

Essa transição, obtida fazendo-se uma janela no pico de energia 673 keV no espectro do detector de 53 c.c. apresentou uma área de 33.1 (8), sendo que a área estimada para o pico de coincidência é cerca de 20, que é compatível com o valor obtido, o que confirma a existência dessa transição. A figura 27 mostra o pico obtido no espectro das coincidências com o fóton de 673 keV.

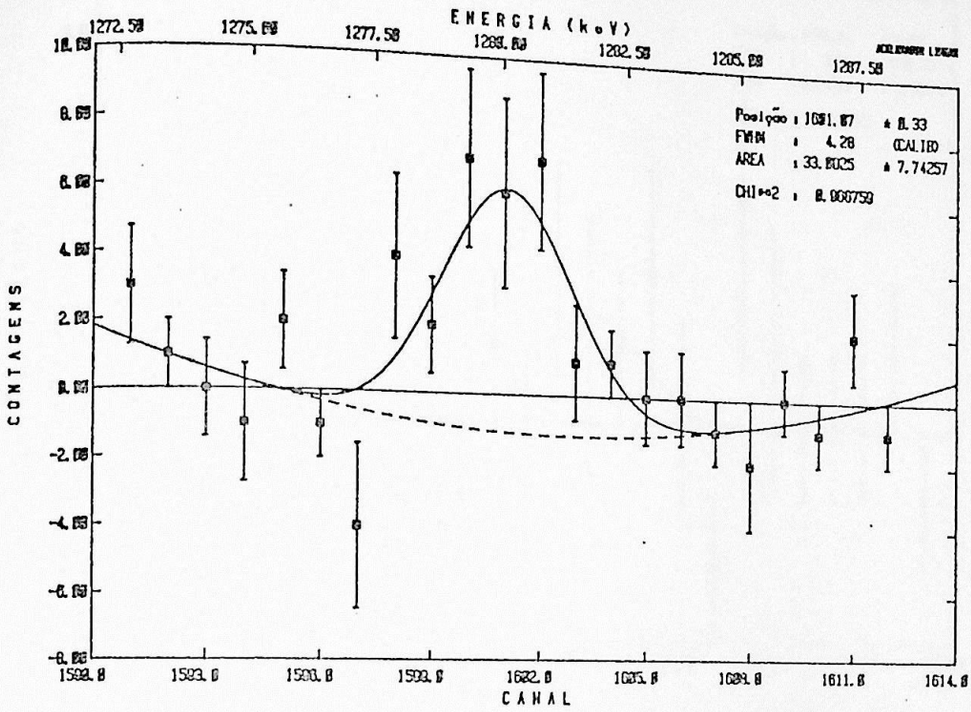


Figura 27 - Ampliação da figura 18 na região de energia de 1280 KeV.

Transição 1350 KeV:

A transição 1350.5 KeV foi observada no espectro que apresentou as coincidências com a janela de 1757.5 keV (Figura 28).

A área encontrada para o pico com energia de 1350.5 foi de 6(4). A área estimada a partir dos espectros diretos para esse pico foi de 3 coincidências o que está de acordo com o resultado obtido, confirmando a existência da transição. A probabilidade de que a flutuação estatística do fundo simule um pico nessa região é cerca de 1%, lembrando que a probabilidade é dada por uma distribuição de Poisson.

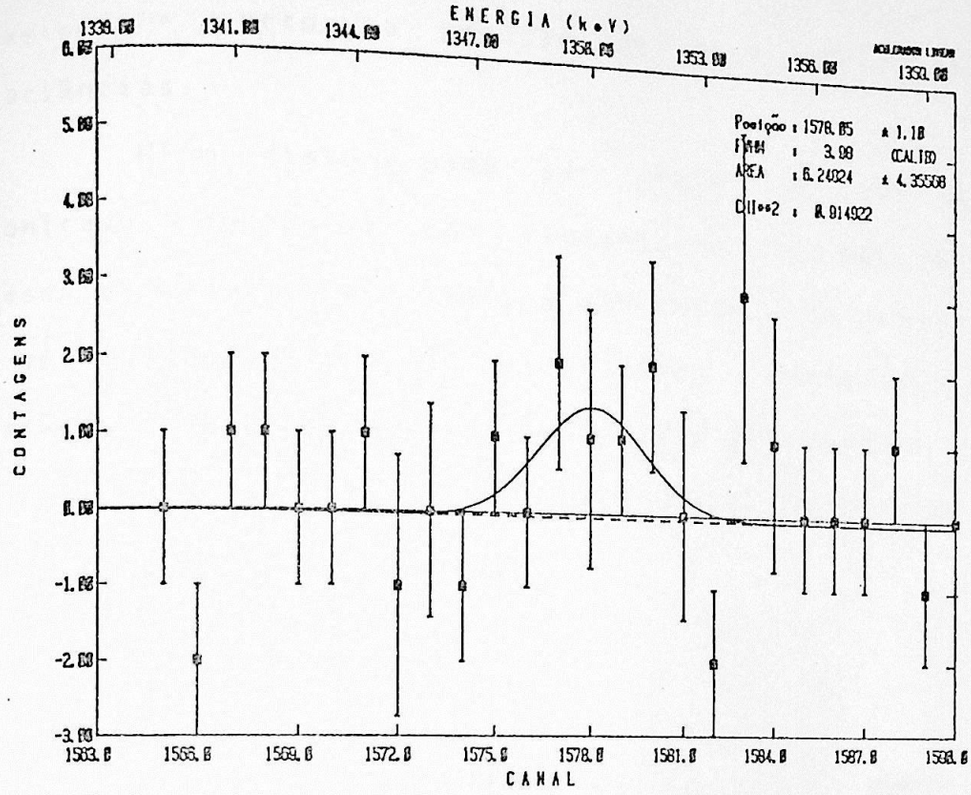


Figura 28 - Ampliação da figura 21 na região de energia de 1350 KeV.

Transição de 1603, 3 KeV:

Fazendo-se uma estimativa do número de coincidências que essa transição teria com o pico de 127 keV, obteve-se:

$R_{1603,127} = 67$

No espectro correspondente a janela de 127 KeV, observou-se um pico com energia 1601.42(83) KeV, que apresenta uma probabilidade de 2% de ser compatível com um pico de 1603.3 keV (Figura 29).

No entanto, o erro fornecido para a energia pelo programa IDF considera o erro como sendo: $\sigma_E^2 = a_2^2 \sigma_{posição}^2$ onde a_2 = termo linear da função calibração da energia e

$\sigma_{posição}$ = erro na posição do pico, desprezando as covariâncias.

Além disso σ_E^2 pode ser maior do que o valor encontrado, devido a não linearidade do ADC que pode apresentar um erro sistemático não incluso no desvio padrão que só considera o erro estatístico. Portanto, o pico observado pode ser o pico de 1603.3 KeV procurado.

A área obtida no espectro foi de 50(25) que é compatível com a área esperada.

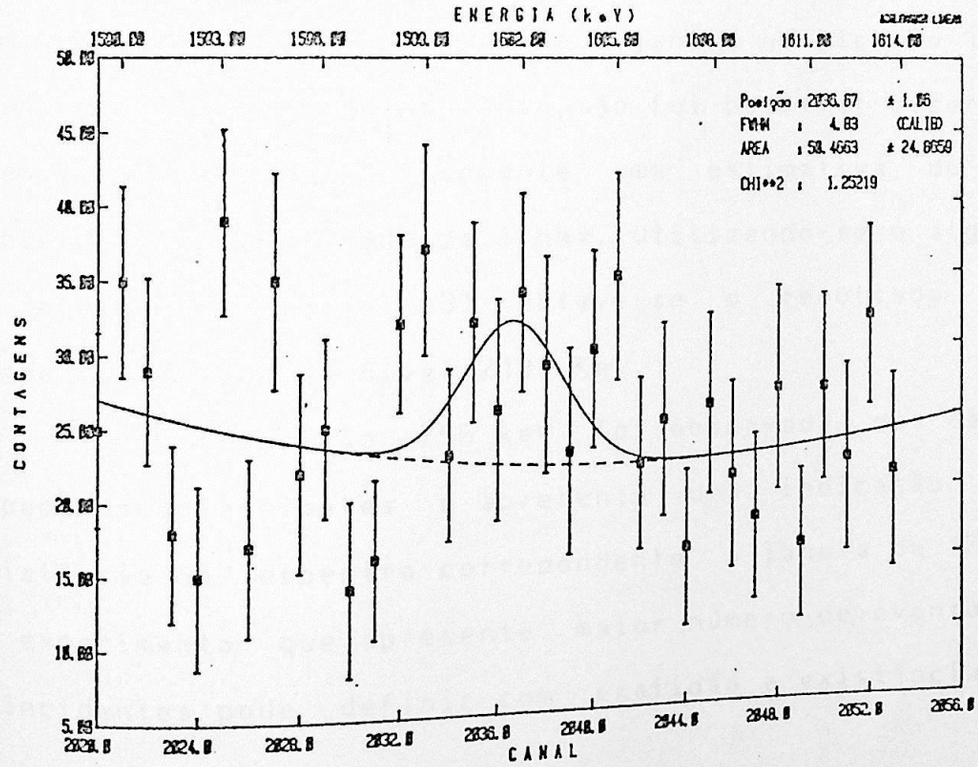


Figura 29 - Ampliação da figura 17 na região de energia de 1603 KeV.

Transições de 628 e 755 KeV:

A transição de 628 keV não foi observada nas medidas de espectroscopia simples, tendo sido calculado um valor de 5% para o limite superior de sua intensidade comparativamente a linha 1377 KeV que supôs-se com intensidade 100%. Essa linha, de acordo com Dayras (DA - 71) corresponde a uma transição entre os níveis 2133 e 1505 KeV, com uma intensidade de 3% normalizando-se em relação ao decaimento do nível 2133 KeV, devendo portanto ser observada num espectro obtido fazendo-se a janela no pico de 127 KeV. Em nossas medidas no entanto, não foi possível observar tal transição permitindo somente uma estimativa do limite superior da intensidade da linha. Utilizando-se o algorítmio da referência (HE - 83) obteve-se o resultado $I_\gamma \leq 9\%$ comparativamente ao nível 2133 KeV.

A transição 755 keV foi observada nos dados de espectroscopia simples e apresenta uma indicação de sua existência no espectro correpondente a janela de 1378 KeV. Um experimento que apresente maior número de eventos reais coincidentes pode definir com exatidão a existência de tal linha.

Transição de 252.5 KeV.

Essa transição não foi observada nos espectros simples por motivos já mencionados na seção II.1.2. No entanto ela foi observada nas medidas de coincidência - , no espectro construído escolhendo-se a janela de energia no pico 1378 KeV. Num cálculo do tipo efetuado para se estimar a área que o pico deve apresentar, observamos que a razão entre o número de coincidências entre os fótons de energia 127 e 252.5 KeV e entre os fótons de energia 1378 e 252.5 KeV depende somente da razão entre as eficiências dos espectros fornecendo um valor igual a 7, o que indica que no espectro construído escolhendo-se a janela de energia em 127 KeV deveríamos obter uma área 7 vezes maior do que escolhendo-se a janela em 1378 KeV.

No entanto, em nosso experimento o que se observa é um pico com uma área de 656(150) em coincidência com o 1378 KeV, mas nenhum pico de 252.5 KeV em coincidência com o 127 KeV, contradizendo o estimado.

Gatrousis et al (Ga - 69) que estudou o decaimento do ^{57}Ni através da reação ^{54}Fe (α,n) ^{57}Ni determinou um limite superior para sua intensidade de 0.04%

CAPÍTULO IV

Discussão - Interpretação da estrutura nuclear do ^{57}Co.

IV.1 - Revisão Teórica

Uma quantidade considerável de trabalhos teóricos têm sido dedicados ao estudo da estrutura dos níveis mais baixos do ^{57}Co.

Cálculos têm abrangido desde investigações do modelo de camadas a modelos de acoplamento intermediários.

Os cálculos mais recentes com o modelo de camadas (VE-66) estudaram núcleos com $20 < Z < 28$ e $N = 29$ e 30, impondo que os prótons e neutrons fora das camadas $Z = 20$ e $N = 28$ estão nas órbitas $1f_{7/2}$ e $2p_{3/2}$, respectivamente, sendo a interação efetiva núcleon-núcleon dada por resultados experimentais. Dessa forma supôs-se que a influência de outras órbitas ($p_{1/2}$ e $f_{5/2}$ para neutrons), excitação do caroço e outras configurações para os prótons seriam absorvidas na interação efetiva deduzida dos dados experimentais. Nesse cálculo para o ^{57}Co não se observou qualquer estado 1/2⁻ nas proximidades de 1504 Kev, além de prever somente os termos do multipleto 3/2⁻ , 5/2⁻ , 7/2⁻ , 9/2⁻, 11/2⁻ o que denota bem o não acordo com os dados experimentais - Veja figura 31.

Mc Grory (GR-67) também fez cálculos com modelo de camadas na região $20 < Z \leq 27$ e $N = 30$, considerando o caroço inerte de ^{48}Ca onde todos os prótons estavam restrítos à

camada $1f_{7/2}$ e os 2 neutrons foram distribuídos ao longo das órbitas de partícula única $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ e $1f_{5/2}$. A interação residual usada forneceu um bom acordo com a experiência para outros núclídeos com N = 30 mas não para o ^{57}Co. Em partícular não são previstos estados $J^{\pi} = 1/2^-$ ou $3/2^-$ abaixo de 2.5 MeV, além da discordância em energia. Foi sugerido então, que a excitação de prótons da órbita $1f_{7/2}$ para $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$, deveria ser importante para a obtenção dos estados mais baixos do ^{57}Co.

Gatrousis, Meyer and Mc Grory (GA-69) supuseram um caroço inerte, o ^{40}Ca e partículas distribuídas nas órbitas $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ e $1f_{5/2}$. Alguns níveis acima de 2 MeV foram previstos para o ^{57}Co. No entanto, ainda não se conseguiu um bom acordo com os dados experimentais, prevendo-se alguns estados à baixa energia não observados. (veja figura 31). Segundo esses autores, alguns estados de baixa energia do ^{57}Co, que apresentam uma natureza de partícula única em suas configurações, têm valores de logft calculados em desacordo com os resultados experimentais. Um efeito que poderia influenciar tal resultado seria a mistura de fônons nos níveis do ^{57}Co. Essa hipótese é justificada uma vez que níveis de baixa energia de núcleos não deformados com A ímpar podem ser descritos em termos de acoplamento do núcleon ímpar com modos coletivos de vibração do caroço par-par. No caso do ^{57}Co, alguns níveis mais baixos devem ser formados pelo acoplamento do buraco de próton da camada $1f_{7/2}$ com o primeiro estado fônon do ^{58}Ni. O estado fundamental do ^{57}Co é $7/2^-$ e os estados excitados devem ter $J^{\pi} = 3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$ e $11/2^-$ correspondendo

estes últimos, ao acoplamento do spin de um buraco de próton com o primeiro estado 2^+ do ^{58}Ni em 1450 KeV.

Cálculos de acoplamento intermediário, onde muitos estados de partícula única e estados de até 3 fônons foram considerados têm sido mais promissores. Satpathy e Gujrathi (SA-68) acoplaram um buraco de próton a um vibrador quadrupolar ^{58}Ni. O buraco de próton é suposto ocupando as órbitas $1f_{7/2}$, $1d_{3/2}$ e $2s_{1/2}$, acoplado a modos de vibração de um caroço de até 3 fônons. Os resultados apresentados na referência (SA - 68) estão indicados na 3º coluna da figura 31.

Covello e Manfredi (Co-71) fizeram os mesmos cálculos para o ^{57}Co, considerando vibrações quadrupolares e octopolares para o caroço, não obtendo melhores resultados que Satpathy.

Stewart, Castel and Singh (ST-71) estudaram uma versão do modelo unificado vibracional a qual incorpora efeitos de quasipartículas e anarmonicidade para a estrutura vibracional do caroço. Apesar do bom acordo com resultados experimentais alguns autores (AB - 75) sugerem que outras excitações além das consideradas devem ser avaliadas.

Abecasis, Heras and Krmpotic (AB - 75) acoplaram uma partícula de valência, a qual tem disponível as órbitas acima de $1f_{7/2}$, a um campo vibracional quadrupolar originário do conjunto de 2 buracos acoplados a oscilações superficiais harmônicas coletivas. Eles consideraram as excitações adicionais como sendo devido aos 2 buracos-1 partícula. Níveis de paridade negativa à baixas energias são razoavelmente bem descritos neste trabalho (Figura 31), particularmente o primeiro nível 1/2, que já havia sido bem

determinado por Stewart et al (ST-71). As meias vidas para transições eletromagnéticas calculadas, no entanto são menores que as observadas, assim como em Stewart et al.

Como vimos, e como é mostrado na figura 31, os cálculos efetuados têm conseguido cada vez mais um melhor acordo com os dados experimentais.

IV. 2 - Esquema de decaimento proposto

Esse trabalho determinou algumas transições gama fracas não observadas anteriormente, e estabeleceu suas posições no esquema de decaimento do ^{57}Ni, assinaladas na Figura 30, com asteriscos. Será feita a seguir uma discussão de cada nível presente no esquema, bem como das transições medidas.

Níveis 1224, 1378, 1757, 1896 e 1920 KeV

Alguns estados de baixa energia no ^{57}Co apresentam uma aparente natureza coletiva, como é o caso do multipleto 9/2$^-$, 11/2$^-$, 3/2$^-$, 7/2$^-$, e 5/2$^-$, que seriam formados a partir do acoplamento de um buraco de próton $1f_{7/2}$ com o primeiro estado vibracional 2+ no ^{58}Ni. Esses estados seriam identificados, segundo Covello e Manfredi (Co-71) como 1224, 1687 (que não é formado no decaimento do ^{57}Ni) 1757, 1896 e 1920 KeV, respectivamente. Portanto, não é esperado que esses estados sejam formados em reações de transferência de partículas. De fato esses níveis não são formados em reações tipo (^{3}He,d) de "stripping", nem em reações tipo (t,α) de

"pick up", com excessão do estado 1758 KeV, o qual é formado com um momento angular transferido l = 1. Esse estado apresenta estrutura compatível à do estado 1099 KeV no ^{57}Co (BL-66) com base nos fatores espectroscópicos medidos para os 2 estados 3/2$^-$ mais baixos no ^{57}Co. Com base nessa comparação e em resultados de reações de "stripping" é possível afirmar que o primeiro 3/2$^-$ (1378 KeV no ^{57}Co) apresenta uma componente de partícula dominante. Esta conclusão é reforçada pelo fato da meia vida do nível 1758 ter sido medida obtendo-se um resultado compatível com 10u.W. (DA - 71).

Esta conclusão quanto aos caracteres coletivo e de partícula dos níveis 1758 e 1378 KeV, estão qualitativamente de acordo com a análise de Brooks et al (BR - 87) publicada recentemente, que sugere a existência dos componentes de um buraco em $p_{3/2}$ acoplado ao caroço 0$^+$ e um buraco em $f_{7/2}$ acoplado ao caroço 2$^+$ na formação do nível 1378 KeV.

Abecasis et al (AB - 75) sugerem um tratamento de estrutura quasirotacional para esse nível e fornecem algumas configurações para outros níveis que descrevemos abaixo por ser a referência mais recente e que apresenta um melhor ajuste dos dados. O cálculo é feito segundo o modelo semi-microscópico generalizado, que acopla uma partícula de valência (que ocupa as órbitas acima da camada $1f_{7/2}$) a um conjunto de dois buracos descrito por oscilações superficiais harmônicas coletivas. A notação utilizada é $|JNR\rangle$, onde j é o momento angular da partícula, N o número de fônons, e R o momento angular dos N fônons. São

apresentados abaixo somente os dois termos mais fortes do quintupleto envolvido no decaimento do ^{57}Ni:

1º 9/2⁻ , 1224 KeV : $|7/2\ 1\ 2\rangle$ e $|7/2\ 2\ 4\rangle$

2º 3/2⁻ , 1758 KeV : $|3/2\ 1\ 2\rangle$ e $|3/2\ 0\ 0\rangle$

1º 7/2⁻ , 1896 KeV : $|7/2\ 0\ 0\rangle$ e $|7/2\ 2\ 2\rangle$

2º 5/2⁻ , 1920 KeV : $|7/2\ 1\ 2\rangle$ e $|7/2\ 2\ 4\rangle$

Níveis 1505 e 2133 KeV

Os estados 1505 e 2133 KeV são fortemente formados em reações que envolvam transferência de partícula. São considerados pela referência (AD - 75) como estados de uma partícula resultantes da adição de um próton na camada $2p_{1/2}$ e $f_{5/2}$ respectivamente, para um caroço de ^{56}Fe no seu estado fundamental.

De acordo com os resultados da referência (AD-75) bem como de outros autores (DA-71) e estudos com reações (He,d) e (d,n) são atríbuidos valores J = 1/2⁻ e 5/2⁻ para os níveis 1505 e 2133 respectivamente.

Níveis 2731 e 2804 KeV

Os níveis 2731 e 2804 KeV não são alimentados por reações de stripping, devendo portanto apresentar uma configuração mais complexa do que partícula única.

O valor do logft para o nível à 2731 KeV é 7.6 (BU-86). Desde que esse nível decai para o estado 7/2⁻ (fundamental), os valores mais prováveis para o spin são 5/2 ou 3/2. Segundo Lingeman et al (LI-67) a paridade negativa é

menos provável devido ao alto valor do logft para esse nível sendo o spin com valor J = 3/2⁺ também pouco provável, pois uma radiação tipo M2 não competiria com uma tipo E1. Esse nível foi observado em reação tipo ^{58}Ni(d,^{3}He)^{57}Co à uma energia de 2728(5) KeV sendo o resultado compatível com um valor para o spin de J^{π} = 5/2⁻ (MA-85). Com base nessa discussão apresentamos na figura 30 os valores de J^{π} propostos na referência (LI - 67).

O estado à 2804 KeV apresenta uma transição gama para o estado fundamental sendo alimentado no decaimento β do ^{57}Ni com valor logft igual a 6.3 (BU-85). Segundo Lingeman et al (LI - 67), uma comparação com a estimativa de Weisskopf indica um valor para o spin de J = 5/2 ou 3/2⁻. O spin 3/2⁺ é excluído pelo mesmo argumento do parágrafo anterior.

Nível 3108 KeV

O nível à 3108 KeV decai com uma intensidade apreciável para o nível 1378 KeV (primeiro 3/2⁻), tendo como indicação para o spins os valores J^{π} = 1/2⁻ ou 3/2⁻, uma vez que reações tipo (^{3}He,d) (Ha - 72) forneceram o valor do momento angular do próton transferido como sendo l_p = 1.

Esse nível apresenta uma meia vida de 54 fs e um valor de logft = 6.2 (BU - 86). Foi atribuído erroneamente um spin 3/2⁻ para esse nível por Burrows e Bhat (BU - 86), considerando-se os dados obtidos em um trabalho que estudou os estados análogos isobáricos e níveis excitados formados na reação ^{54}Fe (p, γ) (Ka - 81). Esse erro pode ter ocorrido

devido a observação da soma das linhas de 1731 e 1378 KeV ao invés da linha 3108, uma vez que utilizaram para obtenção dos dados detectores de NaI (Tl).

Uma estimativa de Weisskopf supondo uma transição tipo E2 para o estado fundamental fornece um valor de aproximadamente 150 fs, sugerindo uma transição bem observável. No entanto essa transição não é observada.

Considerando que o spin do nível 3108 KeV seja $1/2^-$, obteríamos um $t_{1/2}$ na hipótese de partícula única para uma transição tipo M3, igual a aproximadamente 10^{-7} segundos, correspondendo a uma intensidade gama para essa linha muito fraca, sendo justificavél a sua não observação.

Foram observadas nesse trabalho duas novas transições que partem desse nível e decaem para os níveis $(1/2)^-$ (1505 KeV) e $3/2^-$ (1758 KeV) com energias à 1603 e 1350 KeV respectivamente.

A hipótese de $J^\pi = 1/2^-$ para esse nível é compatível com a existência dessas novas linhas observadas. Usando-se estimativas de Weisskopf obteve-se os valores para $t_{1/2}$ parciais 5 fs, 6 fs e 9 fs, supondo transições tipo M1 para as linhas 1731 KeV $(3/2^-)$ 1603 KeV $(1/2^-)$ e 1350 Kev $(3/2^-)$ respectivamente. Possíveis competições E2 são, neste caso, muito fracas. Supondo configuração de partícula única, os valores sugerem multipolaridades M1 para essas transições. O fato de o valor experimental ser cerca de 5 vezes o valor estimado, pode ser atribuído a detalhes de construção da função de onda, bem como a precisão experimental em medidas de linhas fracas.

Dessa forma considerando os resultados desse trabalho e de anteriores, e a revisão crítica de outros que

indicaram a presença do nível 3108 decaindo para o estado fundamental, sugerimos um spin 1/2⁻ para esse nível.

Nível 3177 KeV

O nível 3177 KeV apresenta uma transição para o estado fundamental, sendo observado nesse trabalho, pela primeira vez no decaimento do ^{57}Ni, outra transição de 1280 KeV, com aproximadamente metade da intensidade daquela. Essa linha também foi observada na reação ^{54}Fe (α,p) (α,p γ) com uma intensidade cerca de 3 vezes menor que a 3177 KeV, compatível com nossos dados.

São atribuídos valores de spin para esse nível 5/2⁻ ou 7/2⁻ (BU - 86). Contudo a verificação da existência da linha 1280 e, segundo Rosner e Holbow (RO - 67), o valor do logft = 6.1 limitam o spin a $J^{\pi} \leq 5/2$, de acordo com os dados obtidos em seu trabalho com a reação ^{54}Fe(^{3}He, d)^{55}Co. O $t_{1/2}$ desse nível é de 150 fs (BU - 86), sendo que o valor de $t_{1/2}$ parcial na estimativa de Weisskopf para transição de 3177 KeV tipo E2 é 132 fs e para transição tipo M1 é de 0.7 fs. Para a linha 1280 a estimativa para a transição tipo E2 é de 34 ns e para a transição tipo M1 é de aproximadamente 11 fs.

Esses resultados são compatíveis com uma transição tipo E2 para a linha de 3177 KeV. A transição 1280 KeV pode ser tipo M1.

Assim propõem-se o valor J^{π} = 5/2⁻ para este nível.

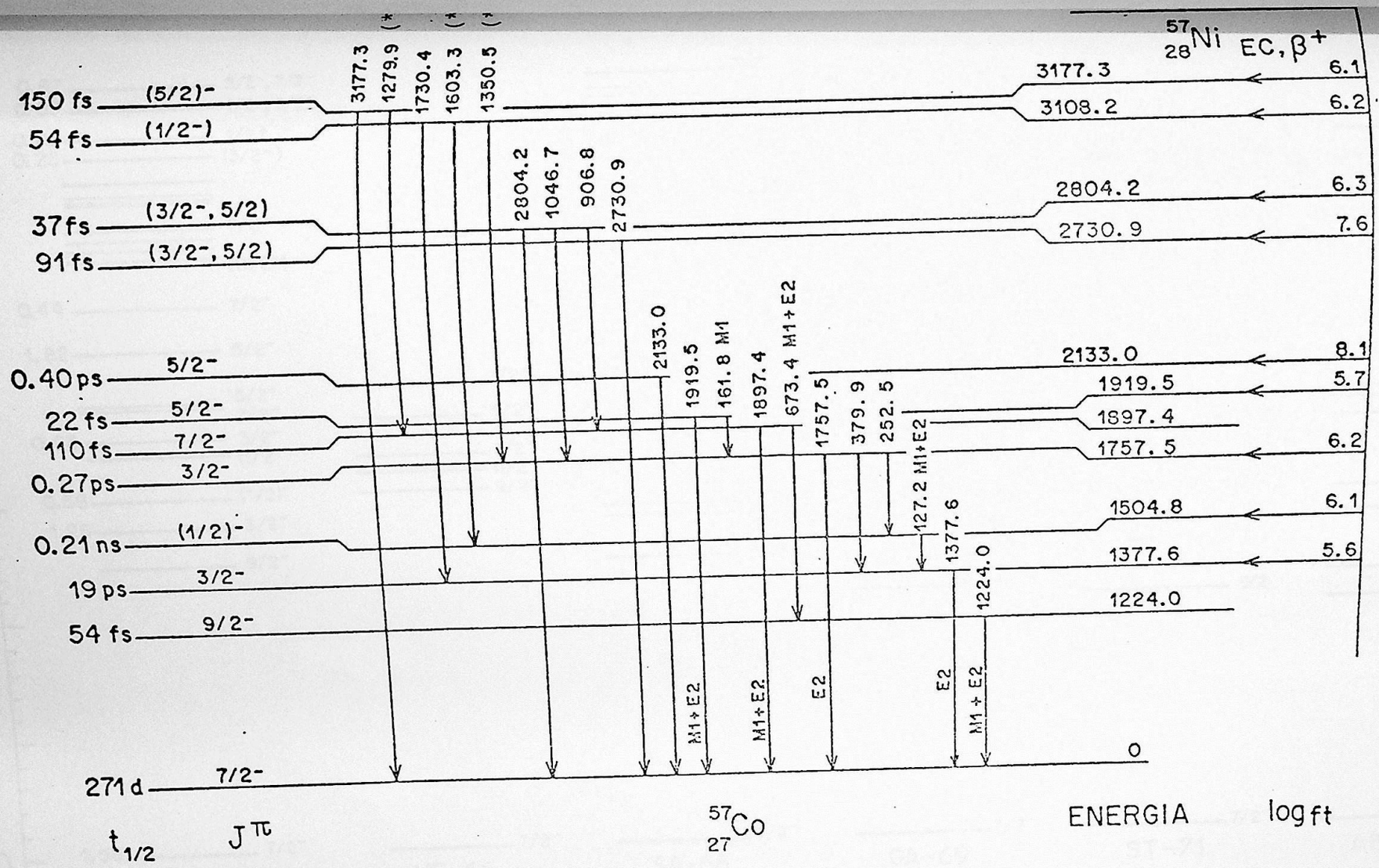


FIG. 30 – Esquema de decaimento proposto do ^{57}Ni. Os valores de energia estão em keV.

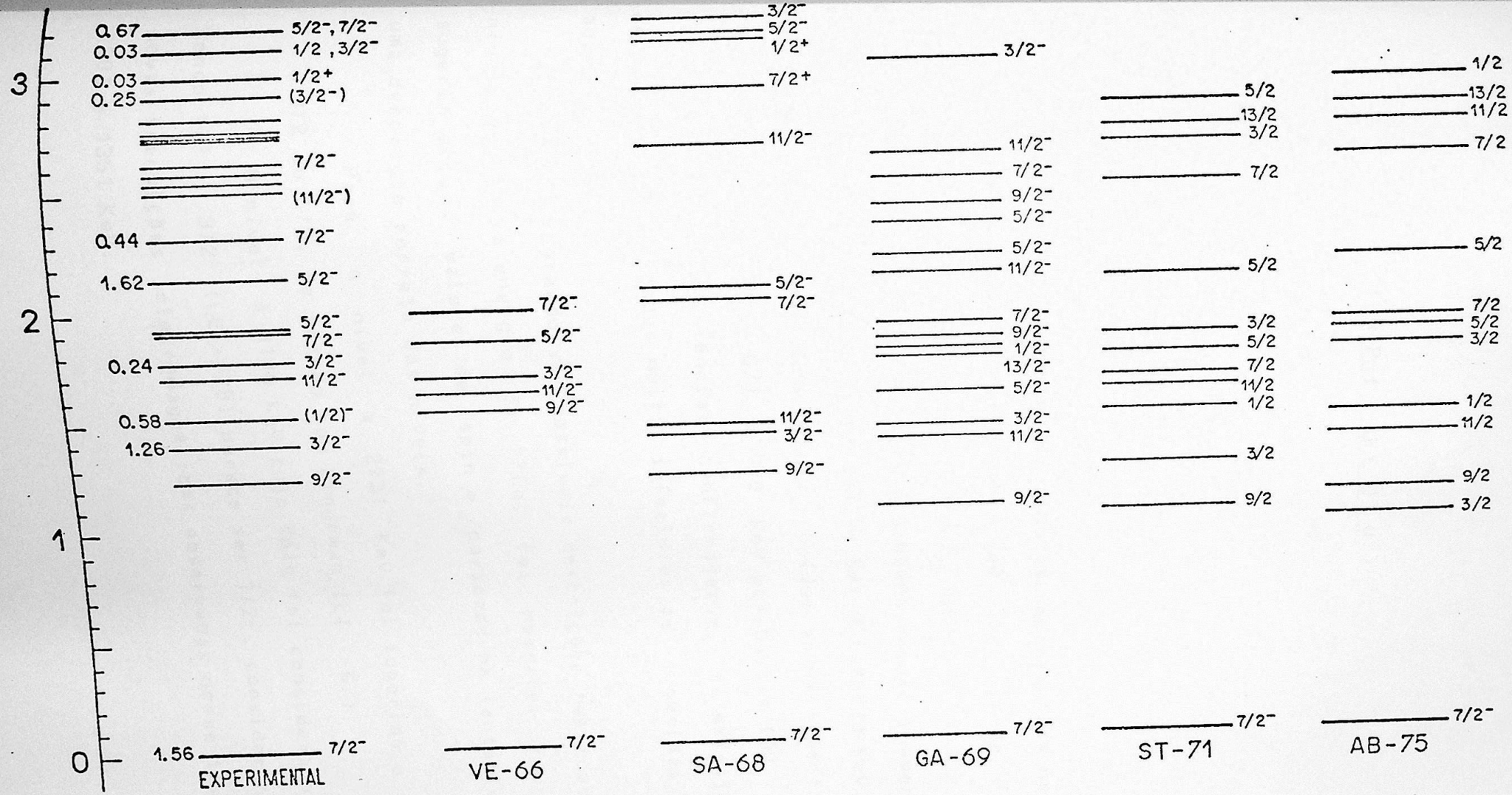


FIG. 31 — Valores experimentais (BU-86) e calculados para os estados à baixa energia no ^{57}Co. Os fatores espectroscópios (C^2S) para as reações ^{56}Fe (^3He,d), (^3He,dγ) (BU-86) são indicados à esquerda dos níveis experimentais.

CAPÍTULO V

Conclusão

O estudo do decaimento do ^{57}Ni apresentado neste trabalho permitiu o estabelecimento sem ambiguidade da existência das transições gama 1279.7, 1350.5 e 1603.3 KeV com intensidades 0.012%, 0.0024% e 0.0048% respectivamente, e possívelmente, das transições 304.1; 541.9 e 755.3 keV. As linhas de 1460, 1590 e 2620 KeV, atribuídas ao decaimento do ^{57}Ni por Bakhru (BA - 67) e 628 KeV por Dayras (DA - 71) não tiveram suas existências confirmadas e, se existirem, devem ter intensidades muito inferiores às sugeridas por aquele autor.

Considerando as possíveis descrições teóricas dos níveis de baixa energia do ^{57}Co, foi possível rever e sugerir alguns valores de spin e paridade na tentativa de uma descrição correta dos níveis.

Para o nível a 2731 KeV foi sugerido o valor J = 3/2 ou 5/2, de acordo com Lingeman (LI - 67).

O nível à 3108 KeV cujo spin foi considerado como sendo $1/2^-$, $3/2^-$ (LE - 78) parece ser $1/2^-$, considerando as novas transições eletromagnéticas observadas nesse trabalho 1603 e 1351 KeV.

Sugerimos também o spin 5/2- para o nível à 3177 KeV, que apresenta uma transição à 1280 KeV observada pela primeira vez pelo decaimento do ^{57}Ni e que está de acordo com o modelo unificado proposto por Satpathy (SA - 68).

APÊNDICE I

Escolha do Tempo de Irradiação da Amostra

Seja: t_i = tempo de irradiação inicial

Δt = tempo de espera entre uma irradiação e outra

t = tempo de irradiação necessária para restabelecer a atividade que a amostra tinha no instante em que foi interrompida a primeira irradiação

A_o = atividade da amostra ao término da primeira irradiação

R = atividade da amostra no início da segunda irradiação

A = atividade da amostra e

λ = constante de desintegração

Temos: $A(\Delta t) = A_o\, e^{-\lambda \Delta t}$

$$A(t) = A_o e^{-\lambda \Delta t} + R(1-e^{-\lambda t})$$

Para $A(t) = A_o(t)$, temos:

$$R(1- e^{-\lambda t}) = A_o\ (1-e^{-\lambda \Delta t})$$

Mas $A_o = R\ (1-e^{-\lambda t_i})$

Portanto $R\,(1-e^{-\lambda t}) = R(1-e^{-\lambda t_i})1-e^{-\lambda \Delta t})$

$$1 + e^{-\lambda t} = 1 + e^{-\lambda t_i} + e^{-\lambda \Delta t_i} - e^{(t + \Delta t)}$$

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln(e^{-\lambda t} + e^{-\lambda \Delta t} - e^{-(t + \Delta t)}$$

Para t_i = 12 horas e Δt = 10 horas; t = 1,6 horas.

APÊNDICE II

Conveniência da utilização das relações de cascata cross-over para a determinação precisa de energia.

A introdução das relações de cascata cross-over na determinação de energias, normalmente reduz significativamente os desvios padrões obtidos sem considerar tais vínculos. Nos resultados apresentados nesse trabalho isso não ocorre, pois todos os erros foram multiplicados pela raiz do χ^2 reduzido do ajuste, o que acabou em alguns casos elevando os valores dos desvios padrões.

Mesmo com esse resultado, optamos pelo ajuste com vínculos. Façamos uma análise dos ajustes obtidos com e sem vínculos:

Sem a utilização de vínculos a calibração tinha problemas por causa do ajuste das posições de picos fortes apresentarem χ^2 ruins. No entanto esses valores de χ^2 não servem como indicadores de erros sistemáticos em determinados picos. Não é possível também estabelecer um critério de correção de erros sistemáticos, nem sequer definir se tais erros existem.

Com a utilização de vínculos, impõe-se que todas as linhas estejam de acordo com as relações de cascata cross-over. Observando-se a tabela abaixo dos resíduos quadrados do ajuste, percebe-se que os valores grandes para

os resíduos quadrados não acontecem para picos extremamente fortes ou fracos, nem ocorrem numa mesma faixa de energia.

Energia (Kev)	Intensidade(%)	Resíduo quadrado
127.2	20.4	$1.5*10^{-6}$
161.8	0.028	0
379.9	0.082	1.5
673.4	0.060	8.0
906.7	0.075	1.2
1046.6	0.16	1.0
1223.9	0.077	7.2
1279.8	0.012	1.7
1350.5	0.002	0.04
1377.6	100.00	4.7
1603.3	0.005	0.05
1730.4	0.06	$3.7*10^{-6}$
1757.6	7.04	4.0
1897.5	0.05	5.5
1919.5	14.95	0
2133.0	0.035	0
2730.9	0.024	0
2804.2	0.12	0.63
3177.3	0.014	0.19

Portanto o valor de 5.1 para o χ^2 reduzido não pode ser atribuído a má interpretação do espectro, nem à

distorções fortes dos picos, o que nos leva a hipótese de que esse valor pode ser devido a não linearidade do sistema, distribuída por todo o espectro.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1077
e.1
INSTITUTO DE FÍSICA

APÊNDICE III

Verificação da existência de pico-soma no espectro

Se dois fótons com energia E_1 e E_2 respectivamente são emitidos em um intervalo de tempo suficientemente pequeno, eles podem ser detectados concomitantemente, o que dá origem ao chamado pico-soma com energia $E = E_1 + E_2$.

Se for possível avaliar a intensidade do pico-soma e comparar com dados experimentais(área dos fotopicos que contribuem para a soma), então pode-se concluir se tal pico é ou não decorrente de uma soma.

Seja N_n = número de fótons detetados para uma transição gama de energia E_n

A_o = Atividade da fonte

ε_n = Eficiência do detector

$P(\gamma_1)$ = Probabilidade que o fóton γ_1 seja emitido

$P(\gamma_2)$ = Probabilidade que o fóton γ_2 seja emitido em coincidência com γ_1

$$\text{Então } N_{1+2} = A_o P(\gamma_1) \; {}_1 P(\gamma_1, \gamma_2) \varepsilon_2 \qquad \text{(III.1)}$$

$$\text{e} \qquad N_1 = A_o P(\gamma_1) \varepsilon_1 \qquad \text{(III.2)}$$

Aplicando a relação acima para o caso da soma dos fótons 511 + 127 KeV, teremos:

$$N_{127+511} = A_o \times 0,05 \times 2 \times \varepsilon_{127} \times \varepsilon_{511} \qquad \text{(III.3)}$$

e

$$N_{127} = A_o \times 0.13 \times \varepsilon_{127} \qquad \text{(III.4)}$$

pois a linha 127.2 KeV tem uma alimentação de 5% por emissão de pósitrons e 8% por captura eletrônica. O fator 2 que aparece na fórmula (III.3) é devido a que para cada pósitron, temos a formação de dois gamas de 511 KeV. Portanto

$$\frac{N_{127-511}}{N_{127}} = \frac{0.10}{0.13} \varepsilon_{511} = 5.97 \times 10^{-4} \qquad \text{(III.5)}$$

Se levarmos em consideração o fator de conversão interna, devemos multiplicar esse resultado por 0.98, o que nos fornece o valor 5.85×10^{-4}.

Experimentalmente , temos que

$$\frac{\text{Área do 638}}{\text{Área do 127}} = \frac{257}{125316} = 2.0 \times 10^{-3} \qquad \text{(III.6)}$$

Observa-se que a área do pico cuja energia é 638 KeV, além de ter a contribuição devido à soma dos fótons 127 e 511 KeV, também apresenta uma parcela da área devido ao empilhamento desses fótons, conforme descrito no apêndice IV, o que justifica o resultado obtido em III.6 comparado à III.5.

Note-se que não levamos em consideração que sempre que ocorre uma soma, deixa-se de detetar um fóton em cada uma das energias E_1 e E_2, uma vez que a intensidade da soma é desprezível em relação aos picos de energia E_1 e E_2.

APÊNDICE IV

Verificação da existência de empilhamento

Para altas taxas de contagens, a probabilidade de empilhamento de picos é grande, mesmo quando se trabalha com um circuito de rejeição de empilhamento que acompanha alguns amplificadores como é o nosso caso.

O empilhamento ocorre quando dois pulsos estão tão próximos entre si que são tratados como um único pulso pelo sistema. A superposição dos pulsos dará um pulso combinado com a amplitude um pouco menor que a soma dos dois.

Uma maneira de se avaliar se um pico no espectro é ou não decorrente de um empilhamento é além do critério visual, onde observa-se uma cauda pronunciada do pico à esquerda, comparar sua área através da fórmula:

$$N_{1+2} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot \zeta}{T}$$

onde N_{1+2} = Área experimental do pico de empilhamento

N_1 = Área experimental do primeiro pico

N_2 = Área experimental do segundo pico

ζ = Constante de tempo do amplificador acima do qual há rejeição de empilhamento

T = Tempo de contagem

REFERÊNCIAS

AB - 75 - S.M. Abecasis, C.A. Heras e F. Krmpotic, Phys. Rev. C11, 1015 (1975).

AD - 76 - A. Adam, O. Bersillon e S. Joly, Phys. Rev. C14, 92 (1976).

BA - 67 - H Bakhru, I.L. Preiss - Physical Rev. 154, 1091 (1967).

BL - 66 - A.G. Blair e D.D. Armstrong, Phys. Rev. 151, 930 (1966).

BR - 87 - E.D. Brookes e B.C. Robertson, Nucl. Phys. A462, 527 (1987).

BU - 86 - T.W Burrows e M.R. Bhat, Nuclear Data Sheets 47,1 (1986).

CH - 62 - G. Chilosi, C. Monaro e R.A. Ricci - Il Nuovo Cimento 24, 440 (1962).

CO - 71 - A. Covello e V.P. Manfredi, Phys Lett. 34B, 584 (1971).

CO - 82 - J.M. Cohenca, Multi. documentação dos programas do PDP 11/45 do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP (1982).

CO - 83 - J.M. Cohenca, Bidi - Manual de Uso. Publicação Interna do Laboratório do Acelerador Linear IFUSP (1983).

DA - 71 - R. Dayras, M. Toulemonde, B. Cujec, B. Heusch, J.N. Mo, I.M. Szoghy., Nucl. Phys. A173, 49 (1971).

GA - 69 - C.Gatrousis, R.A. Meyer e L.G. Mann, Physical Review, 180, 1052 (1969).

GO - 82 - P. Gouffon CALIB; documentação dos programas do PDP 11/45 do Laboratório do Acelerdor Linear do IFUSP (1982).

GO - 86 - P. Gouffon - Idefix; documentação dos programas do PDP 11/45 do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP (1986).

GO - 87 - P. Gouffon Ajuste; documentação dos programas do PDP 11/45 do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP (1987).

GR - 67 - J.B. McGrory, Phys. Rev. 160, 915 (1967).

HA - 72 - G. Hardie, T.H. Braid, L.Meyer e J.W. Smith, Phys. Rev. C5, 1600 (1972).

HE - 83 - O.A.M. Helene, Nuclear Inst. and meth. 212,319 (1983).

HE - 87 - O.A.M. Helene - comunicação privada.

IE - 71 - IEEE Standart Test Procedure For Germanium Gamma Ray Detectors (ANSI IEEE Standart 322 - 1971).

KA - 81 - S.E. Kateb, G.M. Griffiths, Z. Phys. A301, 189 (1981).

KN - 79 - G.F. Knoll; Radiation Detection and measurement. John Wiley and Sons, Inc. (1979).

KO - 56 - J. Konijn, B. Van Nooijen, P. Mostert e P.M. endt, Physica 22, 887 (1956).

KO - 58 - J. Konijn, H.L. Hagedoorn, B. Van Nooijen Physica 24, 129 (1958).

LE - 78 - C.M. Lederer e V.S. Shirley, eds., "Table of Isotopes", 7ª ed, Nova York, John Wiley & Sons, Inc. (1978).

LI - 67 - E.W.A. Lingeman, J. Konijin, F. Diederix, B.J. Meijer, Nucl. Phys. A100, 136 (1967).

LO - 83 - A Lorenz, Nuclear Decay Data for Radionuclides used as calibration standards (1983) INDC (NSD) 145/GEI, IAEA, Vienna.

MA - 85 - A Marinov et al, Nucl. Phys. A438, 429 (1985).

MU - 87 - E.R. Mucciolo e O.A.M. Helene, Nucl. Inst. and Met. in Phys. Research A256, 153 (1987).

PA - 87 - Angela M.P. Passaro, tese de Mestrado, IFUSP (1987).

PI - 66 - C.J. Piluso, D.O. Wells e D.K. McDaniels: Nucl. Phys. 77, 193 (1966).

RO - 67 - B. Rosner e C.H. Holbrow - Phys. Rev. 154, 1080 (1967).

SA - 68 - L. Satpathy e S.C. Gujrathi, Nucl. Phys. A110, 400 (1968).

SA - 75 - M. Sasamoto et al. Nucl. Inst. meth, 125, 507 (1975).

ST - 71 - K.W.C. Stewart, B. Castel e B.P. Singh, Phys. Rev. C4, 2131 (1971).

TA - 75 - J. Takahashi, Tese de Mestrado, IFUSP, São Paulo (1975).

VA - 84 - Vito R. Vanin, Tese de Doutoramento, IFUSP (1984).

VE - 66 - J. Vervier, Nuclear Physics 78, 497 (1966).

ERRATA

página	Onde se lê	Leia-se
Resumo	discusão	discussão
Resumo	a atribuição	o valor
2	aspectros	aspectos
4	à	a
5	1cm	2cm
5	1,76	1.76
5	índice	índice
8	sitema	sistema
13	comsiderando	considerando
15	1,6	1.6
16	obsorvedor	absorvedor
26	espectro (C-D)	espectro (B+C)
33	(χ^2_i)	(χ^2)
33	$\sigma = \sigma \frac{\chi^2}{7}$	$\sigma = \sigma \frac{\chi^2}{7}$
33	sitema	sistema
35	(σ_E)	(σ_e)
35	12	1.2
35	27	2.7
40	pósitrons	pósitron
49	1279.9	1045.0
54	gama	gamas
54	e Δt	t
55	1%	de 1%
58	FHWM	FWHM
74	1044	1045

página	Onde se lê	Leia-se
80	1377	1378
81	coincidência -	coincidência γ-γ
84	Krmpotic	Krmpotić
87	$1º\ 7/2^-$	$2º\ 7/2^-$
87	$f_{5/2}$	$1f_{5/2}$
87	J	J
90	$J^\pi < 5/2$	$J < 5/2$
93	aquele autor	esses autores
95	$e^{-\lambda\Delta t}$	$e^{-\lambda\Delta t}$
95	$e^{-\lambda t}$	$e^{-\lambda t}$
95	$e^{-\lambda}\{ti$	$e^{-\lambda ti}$
95		

Na fig. 07 ao invés de 1 amplificador 572 acoplado ao CFD 584 um amplificador 579.

96	$R(1 - e^{-\lambda t}) = R(1 - e^{-\lambda}ti)\ (1 - e^{-\lambda\Delta t})$	$R(1 - e^{-\lambda t}) = R(1 - e^{-\lambda ti})\ (1 - e^{-\lambda\Delta t})$
96	$1 + e^{-\lambda t} = 1 + e^{-\lambda}ti + e^{-\lambda\Delta}ti - e^{(t + \Delta t)}$	$1 + e^{-\lambda t} = 1 + e^{-\lambda ti} + e^{-\lambda\Delta ti} - e^{(ti + \Delta}$
96	$-\frac{1}{\lambda} \ln (e^{-\lambda t} + e^{-\lambda\Delta t} - e^{-(t + \Delta t)}$	$-\frac{1}{\lambda} \ln (e^{-\lambda ti} + e^{-\lambda\Delta t} - e^{-(ti + \Delta t)})$
100	$N_{1+2} = A_0\ P(\gamma_1)\ 1^{P(\gamma_1, \gamma_2)\varepsilon_2}$	$N_{1+2} = A_0\ P(\gamma_1)\varepsilon_1\ P(\gamma_1, \gamma_2)\varepsilon_2$

página

A figura à direita deve ser substituida por essa.

49

