

CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DOS NÍVEIS
EXCITADOS DA Pt¹⁹⁷ E DO Au¹⁹⁷

TESE DE MESTRADO
SÉRGIO CALZAVARA

RESUMO

As transições gama seguindo os decaimentos

$\text{Ir}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Pt}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Au}^{197}$ foram investigadas usando três detetores Ge(Li) de alta resolução empregando técnicas de espectroscopia com uma, duas e três vias de análise.

Para o decaimento $\text{Ir}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Pt}^{197}$, foram observadas quatro novas transições gama com energia 877,6; 938,7; 1049,6 e 1341,8 Kev, implicando na suposição de serem níveis de energia em 877,6; 938,7; 1049,6 e 1341,8 Kev na Pt^{197} populados através do decaimento β^- do Ir^{197} . Não foi observado, entretanto, o raio gama de 1,8 Mev encontrado por Butement e Poe¹⁴.

Para o decaimento da $\text{Pt}^{197\text{m}}$ (80 min), foi observado pela primeira vez uma transição de 299,5 Kev, interpretada como a de -sexcitação direta de um nível em 299,5 Kev na Pt^{197} . Não foi verificado o ramo beta para o nível de 548 Kev do Au^{197} , proposto por Bashandy e Migahed²⁷.

Um novo esquema de desintegração $\text{Ir}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Pt}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Au}^{197}$ é propôsto, baseado nos resultados obtidos neste trabalho.

AGRADECIMENTOS

À Prof^a. Solange de Barros, pela sugestão e orientação do presente trabalho.

Ao Prof. Alain Touati, pela grande participação na realização dessa tese.

Aos Profs. J. Julien e C.M. do Amaral, pelas inúmeras discussões bastante proveitosas.

À equipe do Cel. Argus Moreira, pelas facilidades de irradiação com o Acelerador Linear, cabendo destacar o interesse do Eng^o. Newton Magalhães Sanches nos resultados obtidos.

Ao Prof. J. Goldemberg, pelas facilidades de irradiação com o Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

Aos meus colegas da Divisão de Física de Neutrons A. M. Gonçalves, D. Russo, L.F. Canto, N.M. Lisbona, L.P. Calôba e A. Lima Filho, pela grande colaboração prestada durante o transcurso do presente trabalho.

Aos técnicos L.F. Paiva, C. Lopes, M.C. Silveira, J. M. Vasconcellos, E.S. Jacomino e A.M. Ribeiro, por tornarem mais fácil a concretização desta tese.

às Instituições: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Comissão Nacional de Energia Nuclear, Conselho Nacional de Pesquisas, Centro Latino Americano de Física e Coordenação do Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pelo apoio recebido até a presente data.

Enfim, a todos aqueles que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização do presente trabalho.

À MINHA ESPÓSA
AOS MEUS PAIS

I N D I C E

Resumo

Agradecimentos

CAPÍTULO I - Introdução	1
I. 1 Histórico	2
I. 2 Objetivos	8
CAPÍTULO II - Conceitos Teóricos	11
II. 1 Modêlo de de-Shalit	13
II. 2 Cálculos de Kisslinger e Sorensen	15
CAPÍTULO III - Técnicas Experimentais	21
III. 1 Instrumentação	21
III. 1. 1 Preparação das Fontes Radiativas	21
III. 1. 2 Espectroscopia Gama com uma via de Análise	24
III. 1. 3 Espectroscopia Gama com duas vias de Análise	32
III. 1. 4 Espectroscopia Gama com três vias de Análise	34
III. 2 Tratamento dos Dados Experimentais	38
III. 2. 1 Espectroscopia Gama com uma via de Análise	39
III. 2. 1. 1 Determinação das Energias	39
III. 2. 1. 2 Determinação das Intensidades Relativas	39
III. 2. 1. 3 Determinação das Meias-Vida	40
III. 2. 2 Espectroscopia Gama com duas vias de Análise	43
III. 2. 3 Espectroscopia Gama com três vias de Análise	44

CAPÍTULO IV - Resultados Experimentais	47
IV-1 Espectroscopia Gama Direta	47
IV.1.1 Transições seguindo o decaimento $\text{Ir}^{197} \longrightarrow \text{Pt}^{197}$	48
IV.1.2 Transições seguindo o decaimento da $\text{Pt}^{197\text{m}}$	51
IV.1.3 Transições seguindo o decaimento $\text{Pt}^{197} \longrightarrow \text{Au}^{197}$	55
IV.1.4 Transições seguindo o decaimento $\text{Pt}^{191} \xrightarrow{\text{EC}} \text{Ir}^{191}$	56
IV.1.5 Transições seguindo o decaimento da Pt^{199}	59
IV.1.6 Transições da $\text{Pt}^{195\text{m}}$	61
IV-2 Espectroscopia de Coincidência Gama-Gama	61
IV.2.1 Duas vias de Análise	62
IV.2.2 Três vias de Análise	64
IV.2.2.1 Coincidência com 130 Kev	64
IV.2.2.2 Coincidência com 279 Kev	66
IV.2.2.3 Coincidência com 268 Kev	66
IV.2.2.3 Coincidência com 191 Kev	68
IV-3 Conclusões	68
REFERÊNCIAS	74

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Os isótopos da Pt e do Au estão situados em uma região onde a forma estável do núcleo muda abruptamente de uma esfera (Pb e Hg) para um esferóide altamente deformado (Os).

O nosso conhecimento dos níveis de energia dos isótopos da Platina é ainda bastante incompleto. Os cálculos de Kisslinger e Sorensen¹ preveem energias razoavelmente baixas para os estados $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ e $i_{13/2}$ nos isótopos de massa ímpar, porém experimentalmente êles não são ainda completamente determinados. Foram também observados um grande número de níveis excitados (acima de 500 Kev) nos isótopos de massa ímpar, por meio de reações (d, p) e (d, t)² e de experiências de captura radiativa parcial de neutrons de ressonância³, entretanto as informações sôbre os spins e paridades dêsses níveis são bastante deficientes.

No caso do isótopo Au¹⁹⁷, uma interpretação bastante simples dos níveis excitados foi dada por de-Shalit^{4, 5} em têrmos do acoplamento do estado de próton $3/2^+$ com o estado 2^+ do caroço par-par, porém há algumas discrepâncias entre os resultados experimentais observados nos decaimentos do Hg^{197m} (24 h), Hg¹⁹⁷ (65 h), Pt¹⁹⁷ (18 h), Pt^{197m} (80

min) e em experiências de excitação coulombiana, como será mostrado no histórico que apresentaremos na Seção I-1.

Sendo assim, resolvemos reexaminar as transições gama acompanhando os decaimentos $\text{Ir}^{197} \text{--- Pt}^{197} \text{--- Au}^{197}$ a fim de estudarmos os níveis excitados da Pt^{197} e do Au^{197} . Para êsse fim, usamos três detetores Ge(Li) de alta resolução e empregamos técnicas de espectroscopia gama com uma, duas e três vias de análise.

Neste capítulo faremos um breve histórico do que já foi até então publicado sôbre o assunto e apresentaremos os objetivos principais que nos levaram à realização dêsse trabalho.

No capítulo II apresentaremos um esboço de modelos nucleares aplicáveis aos isótopos Pt^{197} e Au^{197} .

No capítulo III descreveremos as técnicas experimentais utilizadas nesse trabalho e, finalmente, no capítulo IV serão apresentados os resultados experimentais e as conclusões obtidas.

I. 1 - HISTÓRICO

Em 1936, Cork e Lawrence⁶, bombardeando Platina natural com deuteronos de 5 Mev, observaram pela primeira vez uma atividade com período de 14,5 h que associaram ao decaimento $\text{Pt}^{197} \text{--- Au}^{197}$. Essa mesma atividade foi observada logo depois por McMillan et al⁷ que determinaram o período de 18 h. Sherr et al⁸, por meio da reação (n, α) no Mercúrio natural observaram, além da atividade de 19 ± 1 h da Pt^{197} ,

uma nova atividade com período 80 ± 5 min. Entretanto, eles não souberam determinar qual o isótopo da Platina responsável pelo decaimento, o que também não foi conseguido por Mock et al⁹ em um trabalho posterior.

Somente em 1952, irradiando Platina natural no feixe de raios X de um sincrotron de 70 Mev, Christian et al¹⁰ fizeram um estudo detalhado da atividade beta de 88 min, conseguindo atribuí-la a um estado metaestável do isótopo Pt¹⁹⁷.

Os decaimentos da Pt¹⁹⁷ e do Hg¹⁹⁷ para o Au¹⁹⁷ foram estudados por Cork et al^{11, 12}. Eles observaram diversas linhas de conversão interna do Au¹⁹⁷ e conseguiram determinar as posições das transições de 191.2 e 77.4 Kev no esquema de decaimento mostrado na Fig. I-1.

Um estudo bastante elaborado do decaimento Hg¹⁹⁷ — Au¹⁹⁷ por meio da reação Au¹⁹⁷(p, n)Hg¹⁹⁷, obtida no ciclotron da Universidade de Princeton, foi feito por Mihelich e de-Shalit¹³. Eles identificaram 16 linhas de conversão interna das transições de 77.4, 130.2, 191.3 e 279.3 Kev no Au¹⁹⁷ e mediram os seus coeficientes de conversão interna, usando um cintilador de NaI(Tl) na detecção dos raios gama. O esquema de decaimento proposto por esses autores é apresentado na Fig. I-2.

Butement e Poe¹⁴ estudaram sistematicamente os decaimentos de vários isótopos de Iridium formados através de reações (n,p), (n,pn) e (γ , p) na Platina natural. Uma transição gama de 1.8 Mev seguindo o decaimento Ir¹⁹⁷ 7 min Pt¹⁹⁷ foi detetada por esses autores. É importante salientar que essa transição não foi encontrada por Homma et al¹⁵ quando estudaram o decaimento do Ir¹⁹⁷ por meio da reação (γ , p) na Pla

tina natural, usando o feixe de bremsstrahlung de um betatron de 25 Mev .

Usando detetores de NaI, Goldberg e Williamson¹⁶ in vestigaram os raios gama provenientes da excitação coulombiana do Au¹⁹⁷ por prótons de 4 Mev do Acelerador Van der Graaff de Duke. Eles observa ram, além dos raios gama de 195 ± 10 e 277 ± 5 Kev que já haviam sido en- contrados por Mihelich¹³ e Heydemburg¹⁷, uma nova transição gama de 545 ± 8 Kev. Por meio de medidas de coincidência gama-gama, essa tran- sição foi mostrada ser oriunda de um nível de 545 Kev no Au¹⁹⁷. Em um trabalho semelhante, Cook et al¹⁸ propuseram um esquema de níveis para o Au¹⁹⁷ mostrado na Fig. I-3.

Stelson e McGowan¹⁹ também encontraram essa tran- sição de 550 Kev no Au¹⁹⁷ e mostraram, com coincidência gama-gama, que 6% das desexcitações do nível de 550 Kev ocorriam através da cascata 273 ± 277 Kev. Essas duas transições não tinham sido separadas em medi- das direta devido à pequena resolução dos cristais de NaI (Tl).

Um trabalho mais elaborado sôbre o decaimento Pt¹⁹⁷ — Au¹⁹⁷ foi realizado por Potnis et al²⁰, usando cristais de NaI (Tl) e de antraceno na deteção dos raios gama e das partículas beta, respectiva- mente. Técnicas de coincidência gama-gama e beta-gama permitiram a observação das transições gama de 77, 191 e 279 Kev no Au¹⁹⁷ com inten- sidades 30, 3.9 e 1. O esquema proposto por êsses autores é mostrado na Fig. I-4.

Resultados contraditórios aos de Potnis²⁰ e Stelson¹⁹ foram encontrados por Helmer²¹. As energias das transições gama no

Au^{197} foram determinadas como sendo de 77; 191.8 ± 0.5 e 269.2 ± 0.5 Kev com intensidades 68.7, 15.6 e 1 respectivamente. O raio gama de 269.2 Kev foi mostrado ser proveniente da desexcitação do nível de 269, 1 Kev no Au^{197} , baseado na soma $(191.8 \pm 0.5) + (77.345 \pm 0.04) = 269.1 \pm 0.5$, onde o valor 77,345 Kev foi determinado por Marklund e Lindstron²². O esquema proposto por Helmer²¹, mostrado na Fig. I-5, indica que a transição de 279 Kev observada por Potnis²⁰ procedendo nível 269, 1. Por outro lado, o raio gama de 273 Kev que Stelson¹⁹ pensara ser unicamente devido à cascata 273+279 é, pelo menos em parte, resultante da desexcitação do nível 269, 1 Kev para o fundamental.

O decaimento do estado metaestável da Pt^{197} (80 min) foi pesquisado por Griesacker e Roy²³ com detetores de $\text{NaI}(\text{Tl})$ e $\text{Si}(\text{Li})$ para raios gama e partículas beta. Por meio de medidas de coincidência gama-gama, beta-gama e de considerações de meia vida, observaram várias transições que ainda não tinham sido detetadas anteriormente, introduzindo inclusive um nível em 155 Kev que contrariava os cálculos feitos para o Au^{197} por de-Shalit^{4, 5}. Foi também admitida a existência de uma transição gama com período 2,8 h alimentando o estado isomérico da Pt^{197} . A Fig. I-6 mostra o esquema proposto por êsses autores.

Os resultados obtidos por Prasad et al²⁴, investigando o decaimento da $\text{Pt}^{197\text{m}}$, foram bastante diferentes. Eles não encontraram diversas transições no Au^{197} detetadas por Griesacker²³, além de não observarem nenhuma atividade de 2,8 h alimentando o estado metaestável da Pt^{197} (80 min). A observação de uma transição de 50 Kev em coinci-

dência com a de 346 Kev, juntamente com as medidas de seus coeficientes de conversão interna, que mostrou-as ser do tipo E2 e M4 respectivamente, permitiu a introdução de um nível intermediário $\frac{5}{2}^-$ (50 Kev) na Pt^{197} . Além disso, foi determinado um ramo beta para o nível de 409 Kev quando se separou quimicamente a fração de Au^{197m} (7, 2 seg) da Pt^{197} . Esse ramo foi confirmado pelo aparecimento de um raio gama de 130 Kev (80 min) em coincidência com a transição de 279 Kev. A Fig. I-7 ilustra o esquema proposto por Prasad et al²⁴ para o decaimento $Pt^{197} \rightarrow Au^{197}$.

Utilizando um detetor Ge(Li) com 5, 5 Kev de resolução, Potnis et al²⁵ conseguiram separar as transições de 268 e 279 Kev no Au^{197} . Através de medidas de meia vida, estabeleceram serem essas transições provenientes dos decaimentos da Pt^{197} (18h) e Pt^{197m} (80 min) respectivamente. Nesse mesmo trabalho foi também mostrado que as transições de 155 e 202 Kev, publicadas por Griesacker e Roy²³, são devidas à presença de Au^{199} formado no decaimento da Pt^{199} .

Mukherjee² fez um estudo sistemático dos isótopos da Platina por meio de reações (d, p), (d, t) e (d, d') com o feixe de deuteronos de 15 Mev do ciclotron da Universidade de Pittsburgh. As reações $Pt^{196}(d,p)$ e $Pt^{198}(d,t) \rightarrow Pt^{197}$ permitiram a observação de níveis excitados na Pt^{197} com energias compreendidas entre 80 Kev e 4, 22 Mev, sendo os erros na determinação das energias da ordem de 20 Kev. A largura à meia altura do pico de 80 Kev (tanto na reação (d, p) como na (d, t)) e a distribuição angular dos prótons indicaram a existência de dois níveis $p_{3/2}$ e $f_{5/2}$ separados por aproximadamente 30 Kev. É importante assinalar que foi excitado um nível

em 280 Kev que ainda não foi observado em experiências de decaimento beta ou gama. Vários níveis observados por Mukherjee foram também excitados através de captura radiativa parcial de neutrons³ na Pt¹⁹⁶, sendo que a atribuição de spins e paridades para êsses níveis são bastante incertas.

Os decaimentos da Pt¹⁹⁷(18 h) e Pt^{197m}(80 min) foram também investigados por Haverfield et al²⁶ com detetores de Ge(Li) e Si(Li). O coeficiente α_K e a relação $\frac{K}{L}$ da transição de 191 Kev no Au¹⁹⁷ foram medidos e a transição interpretada como sendo do tipo M 1 + 28% E 2, ao invés de M 1-EO. O nível de 268 Kev foi então determinado ser $\frac{3^+}{2}$, o que é consistente com os cálculos de de-Shalit^{4, 5}. Também não foram confirmados os resultados de Griesacker e Roy²³, pois o raio gama de 202 Kev foi visto ter uma intensidade de 5% do de 279 Kev, enquanto que êsses últimos autores indicam que a transição de 202 Kev é mais intensa que a de 279 Kev.

Em um trabalho mais recente, Bashandy e Migahed²⁷ investigaram as linhas de conversão interna e externa dos decaimentos da Pt^{197m} e Pt¹⁹⁷ por meio de um espectrômetro beta de alta resolução (0, 15%). A transição de 269 Kev citada anteriormente foi verificada ser composta de duas transições ainda não resolvidas: uma de energia $268,2 \pm 0,2$ Kev com período de 18 h e outra $269,1 \pm 0,2$ Kev e período 86 min. Além disso, foi observada uma transição de $548,4 \pm 0,4$ Kev, mostrando que o nível 548,4 Kev é alimentado pelo decaimento beta da Pt^{197m}, o que permitiu que a transição de 269,1 Kev fosse interpretada como devido à desexcitação 548,4 - 279,3 Kev. A transição de 202 Kev (279 - 77) mencionada por

Smend et al²⁸ também foi observada, além de uma transição de 409 Kev com caráter M4 que não tinha sido detetada anteriormente. Foram também medidos diversos coeficientes de conversão interna e apresentado o esquema mostrado na Fig. I - 8.

I. 2 - OBJETIVOS

O objetivo dêsse trabalho foi examinar as transições gama acompanhando os decaimentos $\text{Ir}^{197} \text{--- Pt}^{197} \text{--- Au}^{197}$, a fim de investigarmos os níveis excitados da Pt^{197} e do Au^{197} .

As principais razões que nos levaram à realização dêsse trabalho foram:

- 1) - Pesquisa de novas transições gama acompanhando o decaimento do Ir^{197} para a Pt^{197} . Essas transições, se encontradas, poderiam possibilitar o levantamento de indeterminações de spins a paridades de alguns níveis da Pt^{197} estudados anteriormente através de reações (d, p) e (d, t)² e de captura de neutrons³. Além disso, é interessante a confirmação ou não de ser o nível de 1.8 Mev da Pt^{197} populado por meio do decaimento do Ir^{197} , o que foi observado por Butement e Poe¹⁴ e não confirmado Homma et al¹⁵.
- 2) - Reinvestigação em detalhe, usando detetores Ge(Li), dos raios gama seguindo o decaimento $\text{Pt}^{197} \text{--- Au}^{197}$, visando a confirmação ou não de um ramo beta da Pt^{197m} (80 min) para o nível 548,4 Kev, observado por Bashandy e Migahed²⁷ com medidas de elétron de conversão usando espectrômetro magnético de alta resolução (0, 15%). Esse ramo beta não foi observado em medidas anteriores com detetores de NaI(Tl) e Ge(Li).

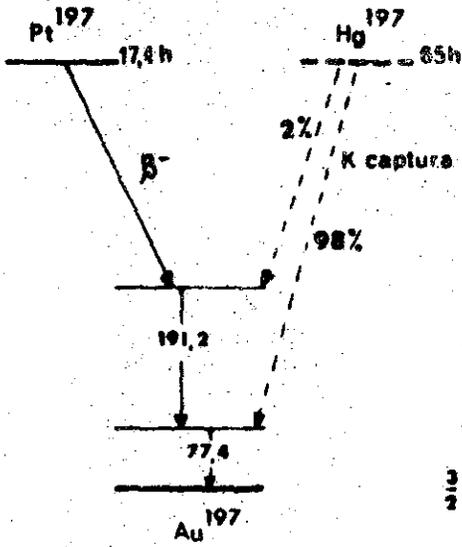


Fig. I-1
Ref. 11

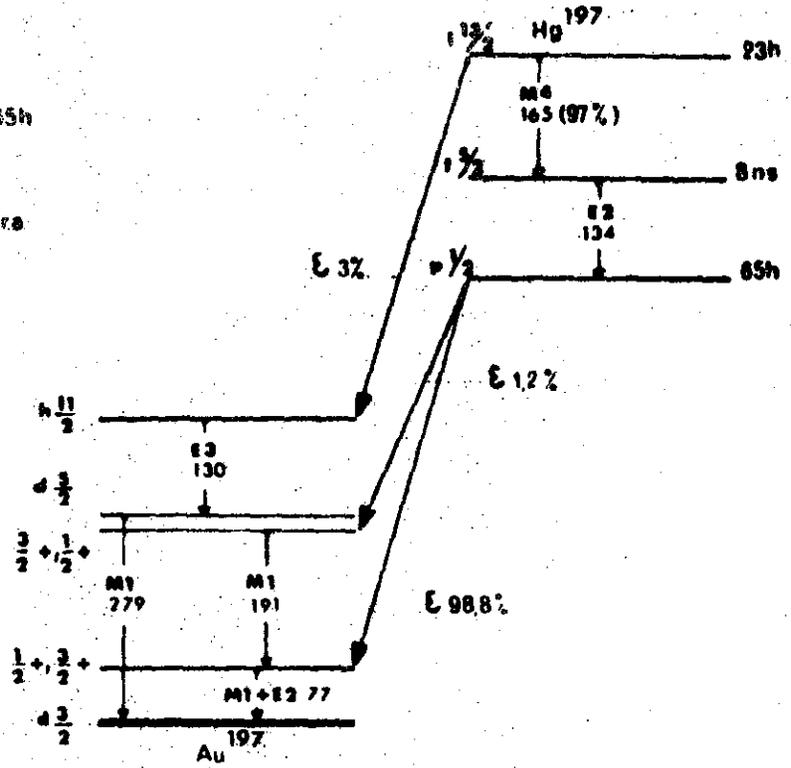


Fig. I-2
Ref. 13

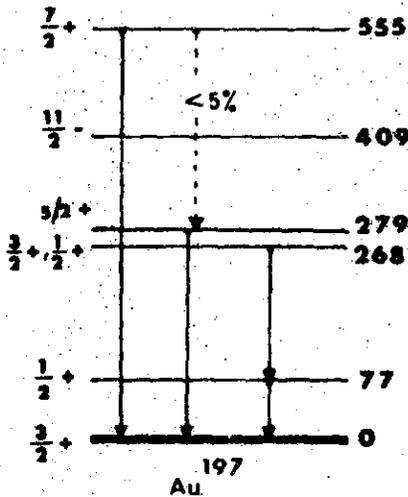


Fig. I-3
Ref. 18

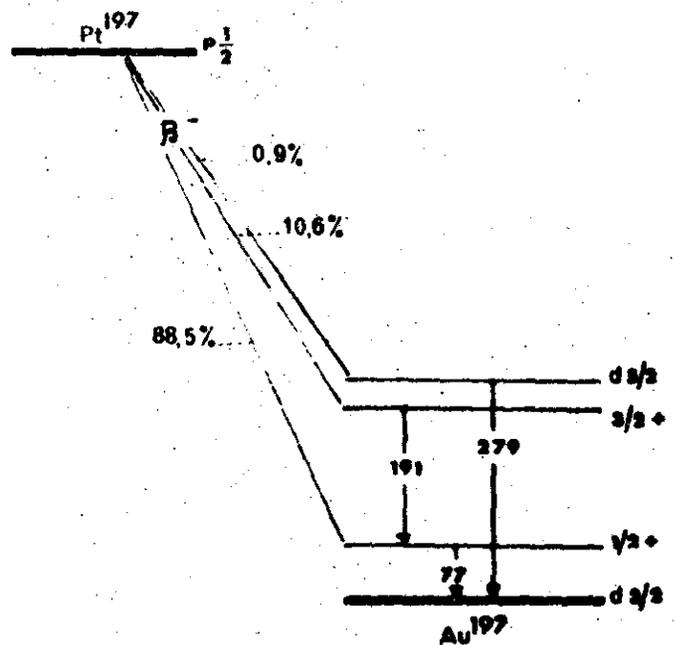


Fig. I-4
Ref. 20

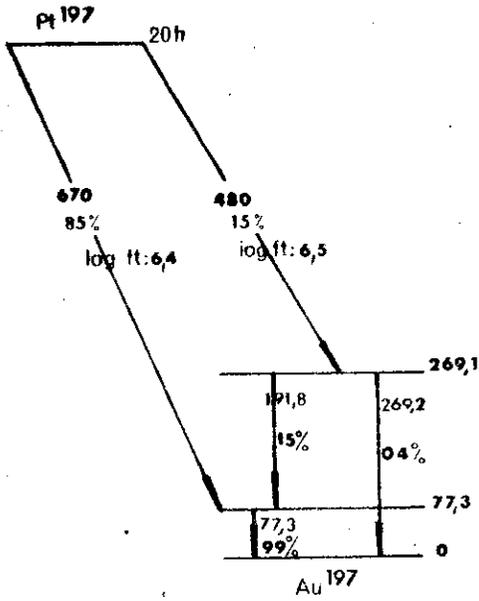


Fig. I-5
Ref. 21

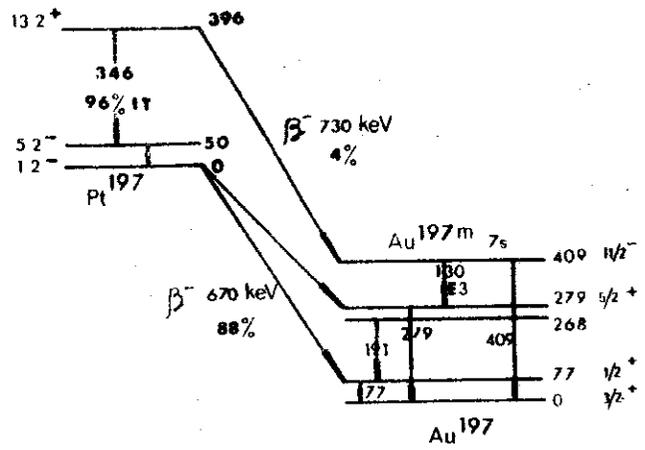


Fig. I-7
Ref. 24

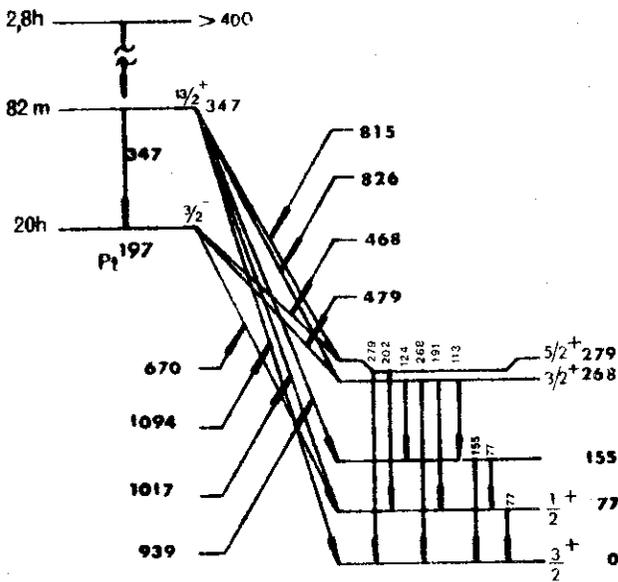


Fig. I-6
Ref. 23

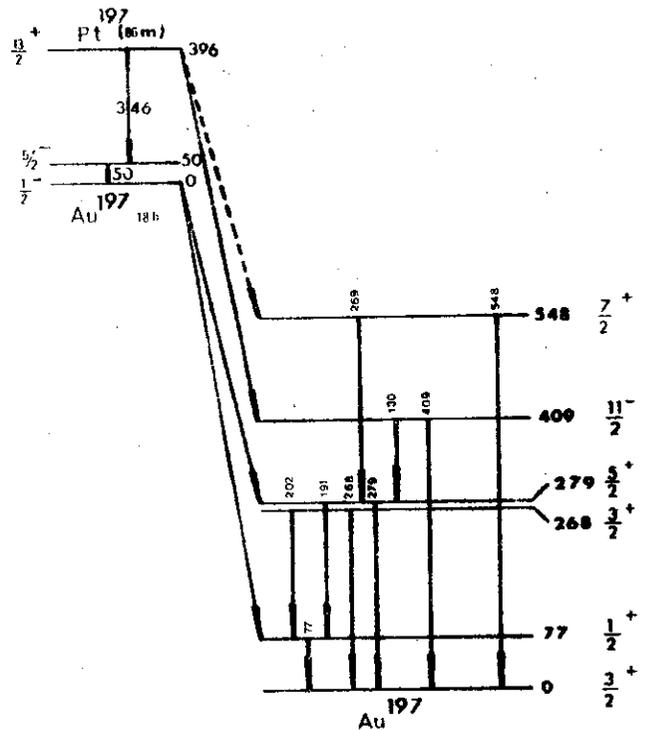


Fig. I-8
Ref. 27

CAPÍTULO II

CONCEITOS TEÓRICOS

A dificuldade fundamental no estabelecimento de uma boa teoria de estrutura nuclear é o conhecimento impreciso da natureza das interações entre os nucleons. Além disso, mesmo admitindo a hipótese de que a Mecânica Quântica seja aplicável sem restrições ao caso nuclear, o que já é pôsto em dúvida por alguns autores^{29, 30}, a resolução da equação de Schrödinger para um sistema de "A" partículas é ainda um problema extremamente complexo.

Para contornar essas dificuldades e resolver em parte o problema, introduzimos os chamados **MODÉLOS NUCLEARES**.

O modelo das camadas substitui o problema real de A nucleons em interação por um outro mais simples, onde cada nucleon se move independentemente em um potencial médio gerado pelos (A-1) nucleons restantes. Um dos potenciais que pode ser introduzido, e de frequente uso, é o do tipo oscilador harmônico corrigido com uma interação spin-órbita³¹. A resolução da equação de Schrödinger à um nucleon leva a uma seqüência de estados que são preenchidos independentemente pelos A nucleons.

Essas suposições permitiram prever com bastante sucesso algumas propriedades de núcleos com A ímpar, além de explicar a excepcional estabilidade de núcleos com números mágicos de prótons e de neutrons.

Essa formulação simples do modelo das camadas não explicou certas propriedades nucleares, como os grandes momentos de quadrupolo elétrico observados em alguns núcleos (núcleos de A ímpar afastados das camadas fechadas) e os níveis excitados de alguns núcleos par-par. Isto levou ao desenvolvimento do modelo coletivo do núcleo³², baseado na idéia de Rainwater³³ que atribuiu os grandes momentos de quadrupolo como sendo devidos à contribuição de um grande número de nucleons.

O modelo coletivo supõe o núcleo formado por um carôço de nucleons que interagem fortemente como numa gôta líquida³⁴; em torno do qual podem existir nucleons fracamente ligados exercendo uma ação polarizadora capaz de provocar uma deformação no carôço.

A suposição de que o carôço pode apresentar estados excitados correspondentes a graus de liberdade de rotação e vibração, permite explicar alguns níveis de energia observados experimentalmente em núcleos par-par.

Uma interessante interpretação das excitações dos núcleos, distinta das fornecidas pelos modelos de partícula independente e coletivo, foi dada por Lawson e Uretsky³⁵. Eles admitiram que em um núcleo par-ímpar cuja configuração do estado fundamental é descrita por

$\left| \begin{pmatrix} j_p^2 \\ J_p = 0 \end{pmatrix} j_n \right\rangle$, onde j_p e j_n são os momentos angulares do próton e do neutron e J_p é o momento angular resultante do acoplamento de um par de prótons, haveriam excitações descritas pelas configurações

$\left| \begin{pmatrix} j_p^2 \\ J_p = 0 \end{pmatrix} j_n' \right\rangle$ e $\left| \begin{pmatrix} j_p^2 \\ J_p \neq 0 \end{pmatrix} j_n \right\rangle$. Isto quer dizer que ou o neutron é elevado para um estado de maior energia ou então há o desacoplamento

mento de um par de prótons dando um $J_p \neq 0$, que acopla com j_n resultando o momento angular total J .

De-Shalit⁴ fez uma generalização dessa idéia, considerando alguns estados excitados de núcleos de A ímpar como excitações do carôço par-par acoplada ao nucleon ímpar em seu estado de menor energia.

Kisslinger e Sorensen¹ fizeram cálculos detalhados para investigar os estados de baixa energia de núcleos não muito afastados das camadas fechadas. Eles aproximaram a parte de curto alcance das interações residuais por uma força de emparelhamento entre os neutrons e os prótons. Foi também assumida uma força do tipo quadrupolar entre todos os pares de partículas.

Descreveremos de uma maneira sucinta os resultados obtidos por estes autores para os núcleos que foram estudados neste trabalho, Au^{197} e Pt^{197} .

II. 1 - MODELO DE DE-SHALIT

A interpretação de níveis de energia de alguns núcleos com A ímpar foi feita por de-Shalit⁴ através de um modelo simples, sendo importante salientar que resultados bastante significativos foram encontrados⁵ para o isótopo Au^{197} .

Os níveis excitados de núcleos ímpar-par foram investigados representando os estados quânticos de tais núcleos pelos

Ket $|J_c j, JM\rangle$, onde J_c e j são os momentos angulares do carôço e do nucleon extra-carôço e J é o momento angular total, com $J_z = M$. Na

ausência de qualquer interação carôço-partícula, os estados caracterizados pelo mesmo par J_c e j , porém diferentes J , são degenerados e constituem os denominados multiplete do carôço.

O modelo de de-Shalit supõe uma interação carôço-partícula que levanta a degenerescência do multiplete. Nesse modelo os estados do carôço de um núcleo ímpar são identificados como os estados do núcleo par-par vizinho. Isto entretanto é uma aproximação, já que o estado $J_c = 0$ de um núcleo ímpar é um pouco diferente do estado $J_c = 0$ do núcleo par-par vizinho. A aproximação será razoável se os estados do carôço constituírem uma superposição completa dos estados à uma partícula.

Os esquemas de níveis do Au^{197} e do Tl^{197} são mostrados⁵ na Fig. II. 1. Há 2 fatos interessantes nesses esquemas: o primeiro é a ocorrência de dois níveis $\left(\frac{3^+}{2}, \frac{7^+}{2}\right)$ no Au^{197} que são ausentes no Tl^{197} ; o segundo é o pequeno valor do momento magnético do nível $\frac{1^+}{2}$ no Au^{197} , comparado com os valores de μ $\left(\frac{1^+}{2}\right)$ medidos para os isotopos Tl^{203} e Tl^{205} . Se o estado $\frac{1^+}{2}$ no Au^{197} fôsse interpretado como o estado $S_{\frac{1}{2}}$ de um único próton, haveria uma grande discordância entre a previsão teórica e o valor experimental do momento magnético.

No modelo de de-Shalit, o nível fundamental do Au^{197} é suposto ser o estado $d_{3/2}$ do 79º próton, sendo o nível em 409 Kev devido à excitação desse próton para o estado $\frac{11}{2}^-$. Os quatro níveis excitados $\frac{1^+}{2}$, $\frac{3^+}{2}$, $\frac{5^+}{2}$ e $\frac{7^+}{2}$ restantes são interpretados como resultantes do acoplamento do próton $\frac{3^+}{2}$ com o estado 2^+ do carôço par-par, isto é, com o primeiro estado excitado³⁶ da Pt^{196} .

Com esse esquema simples, de-Shalit calculou o momento magnético do estado $\frac{1^+}{2}$ do Au^{197} , tendo encontrado o valor $0,60 \pm 0,04$ m. n. Este valor é bastante diferente dos momentos magnéticos dos estados $S_{\frac{1}{2}}$ dos isótopos de Tl , porém está em boa concordância com o valor experimental. Além disso, foram determinadas probabilidades de transição E2 e previstas vidas média e momentos estáticos de níveis excitados do Au^{197} .

II. 2 - CÁLCULOS DE KISSLINGER E SORENSEN

A principal dificuldade no cálculo dos níveis excitados de núcleos não deformados está na estimativa das interações residuais entre os nucleons fora das camadas fechadas.

A observação de que $J = 0$ para os núcleos par-par, no estado fundamental, é uma forte indicação de que as forças nucleares causam o emparelhamento de nucleons iguais em estados com $J = 0$.

Sendo assim, a parte de curto alcance das forças residuais pode ser aproximada pelo uso da interação de emparelhamento. Esta interação é um dos elementos essenciais do modelo da supercondutividade, cuja aplicabilidade ao caso nuclear foi realçada por Bohr et al³⁷ e Belyaev³⁸.

É também necessária a suposição de uma interação residual de longo alcance, para descrever o comportamento coletivo dos núcleos. Embora seja conhecido que a deformação do deuteron resulta de forças tensoriais, é mais conveniente introduzir uma interação com propriedades analíticas mais simples, como a força do tipo quadrupolar sugerida por Elliot³⁹.

Kisslinger e Sorensen¹ mostraram o valor dessas aproximações aplicando-as para núcleos não deformados na região $20 \leq Z \leq 82$, a fim de calcular os níveis excitados de baixa energia de tais núcleos assim como várias outras propriedades nucleares (momento de dipolo magnético, momento de quadrupolo elétrico e probabilidades de transição eletromagnética).

Eles partiram do modelo das camadas, dentro da aproximação de oscilador harmônico, e acrescentaram a interação de emparelhamento entre pares de prótons e neutrons e uma interação quadrupolar entre todos os pares de partículas. As intensidades dessas interações residuais foram ajustadas empiricamente através da introdução de parâmetros.

O método de Bardeen et al⁴⁰ foi utilizado para diagonalizar aproximadamente a hamiltoniana de emparelhamento, por meio da interpretação do sistema como constituído de quase-partículas independentes, que são parcialmente partículas e buracos.

Se somente a interação de emparelhamento é considerada, os estados excitados dos núcleos são de interpretação relativamente simples. Para os núcleos de massa ímpar, os estados mais baixos são os estados à uma quase-partícula. Há também estados de maior energia contendo pares de quase-partícula.

Quando interações entre as quase-partículas são levadas em conta, os estados excitados assumem uma estrutura mais complicada.

A Fig. II. 2 mostra o efeito da interação quadrupolar

sobre os estados de núcleos com número ímpar de neutrons. Os níveis de energia das quase-partículas, na ausência da interação quadrupolar, estão mostrados em linhas cheias enquanto que os estados de baixa energia levando em conta a interação quadrupolar são mostrados em linhas pontilhadas.

Os níveis de energia previstos por Kisslinger e Sorensen para os isótopos ímpar são apresentados na Fig. II-3. Os círculos mostram os níveis observados experimentalmente.

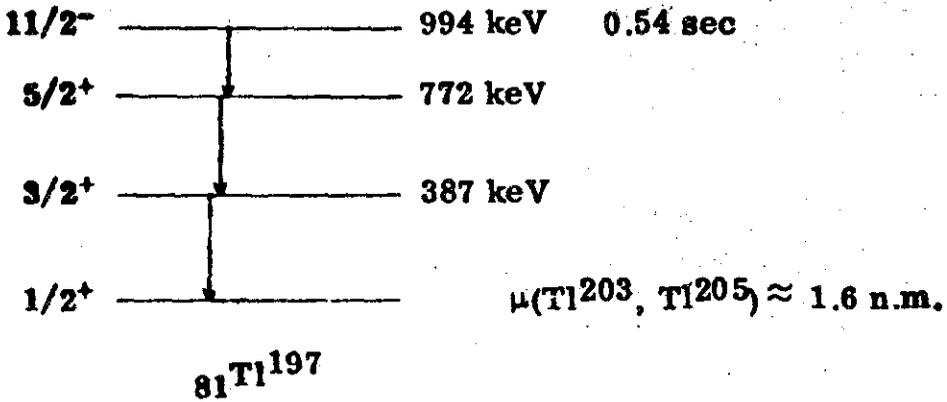
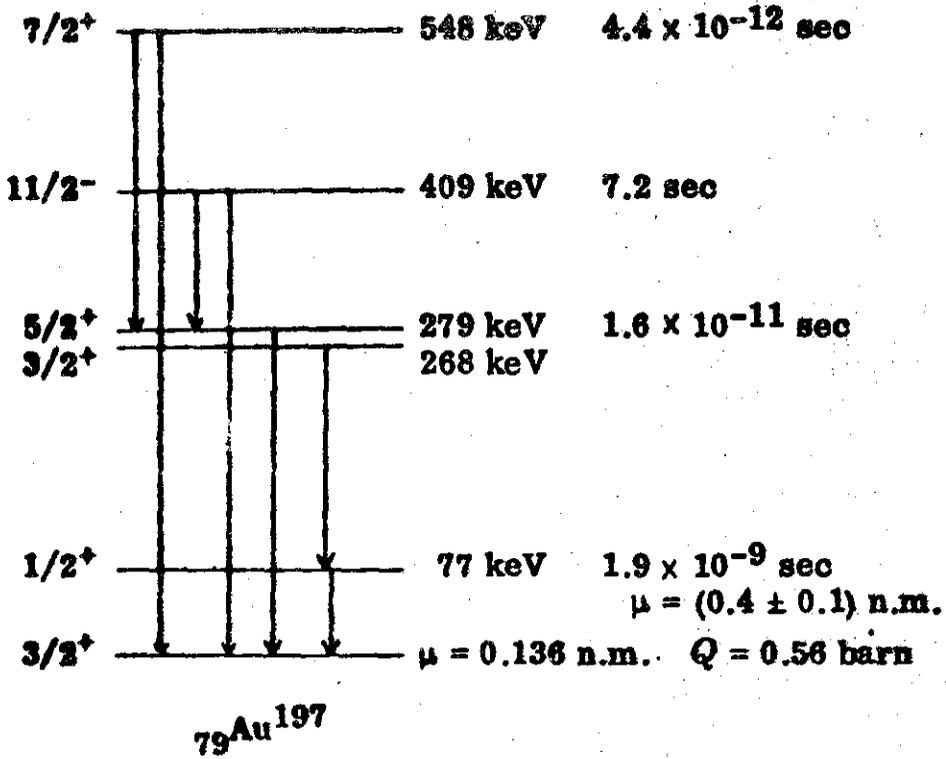


Fig. II - 1

Ref. 5

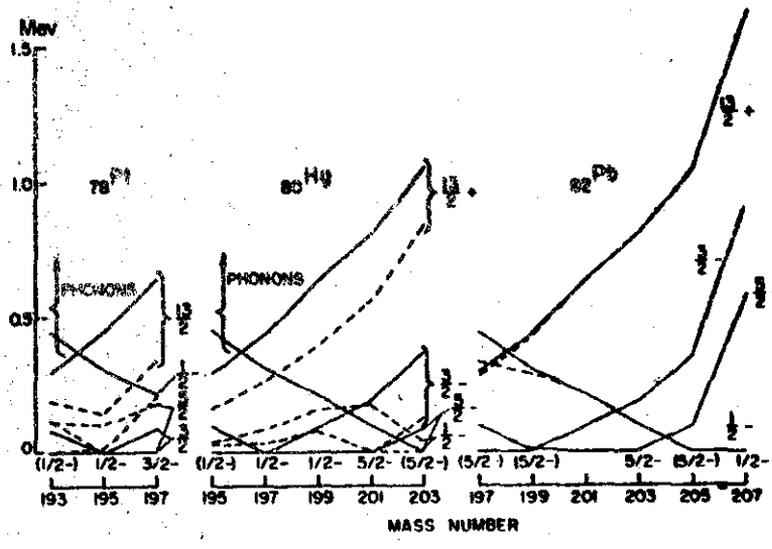
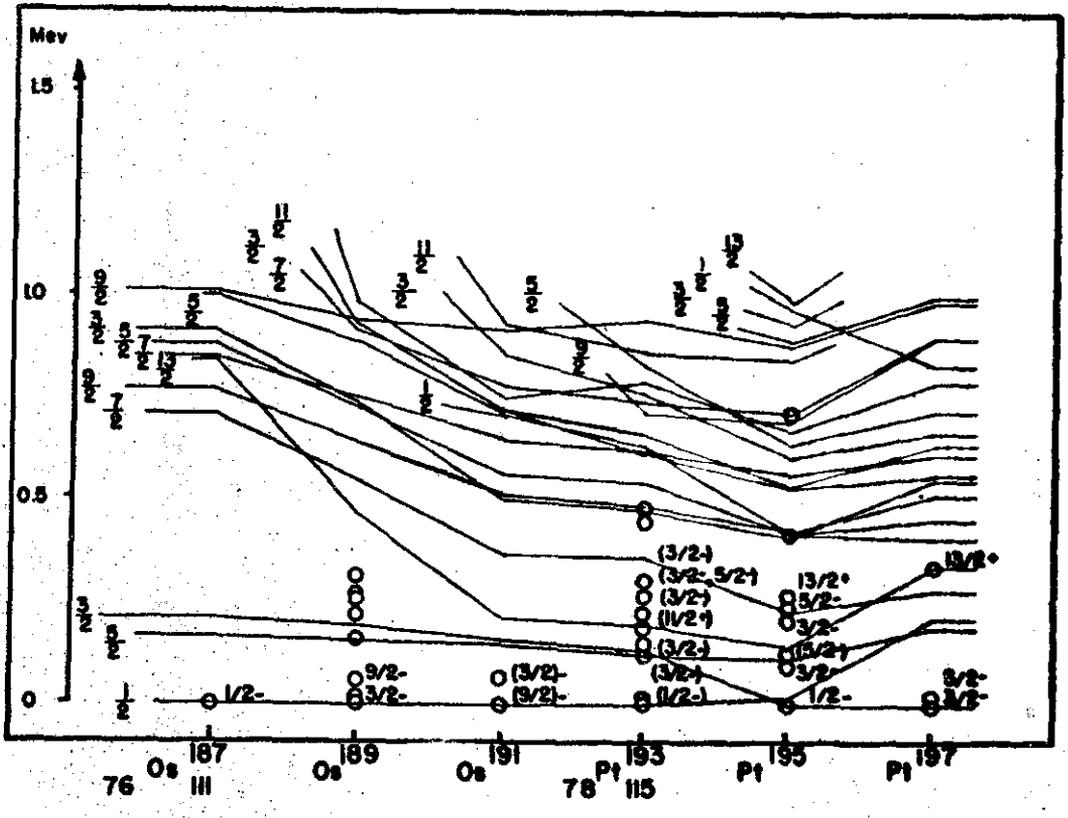


Fig. II-2
Ref. 1



CAPÍTULO III

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo faremos uma descrição das técnicas experimentais utilizadas na preparação das fontes radiativas e na detecção e análise da radiação gama proveniente das mesmas. Descreveremos de uma maneira sucinta a sequência de Instrumentação utilizada nas medidas de espectroscopia gama com 1, 2 e 3 vias de análise assim como os métodos por nós empregados no tratamento dos dados experimentais.

Dividiremos o capítulo em duas partes, a saber:

- Instrumentação
- Tratamento dos dados

III. 1 - INSTRUMENTAÇÃO

Esta parte será subdividida em quatro seções:

- a) preparação das fontes radiativas
- b) espectroscopia gama com uma via de análise
- c) espectroscopia gama com duas vias de análise
- d) espectroscopia gama com três vias de análise

III. 1.1 - PREPARAÇÃO DAS FONTES RADIATIVAS

Na preparação das fontes radiativas foram utilizados:

- 1) O feixe de bremsstrahlung do Acelerador Linear de Elétrons do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas⁴¹, cujas características são as seguintes:

ENERGIA VARIÁVEL 8-28 Mev
 CORRENTE MÉDIA 80 μ A
 LARGURA DE PULSO VARIÁVEL 0.5 - 3.0 μ seg
 FREQUÊNCIA DE PULSO 60-180-360-720 pps

- 2) O feixe de neutrons térmicos do Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, que possui as seguintes características:

POTÊNCIA 2 MegaWatts
 FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS 10^{13} n/cm²seg

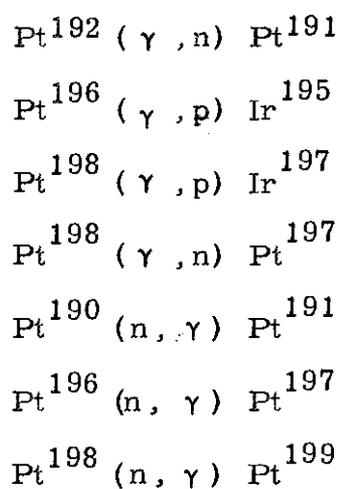
O material irradiado foi Platina metálica natural (99,9% pura), cuja composição isotópica é mostrada na Tabela III. 1.

ISÓTOPO	PERCENTAGEM
Pt ¹⁹⁰	0.012 %
Pt ¹⁹²	0.78 %
Pt ¹⁹⁴	32.9 %
Pt ¹⁹⁵	33.8 %
Pt ¹⁹⁶	25.3 %
Pt ¹⁹⁸	7.21 %

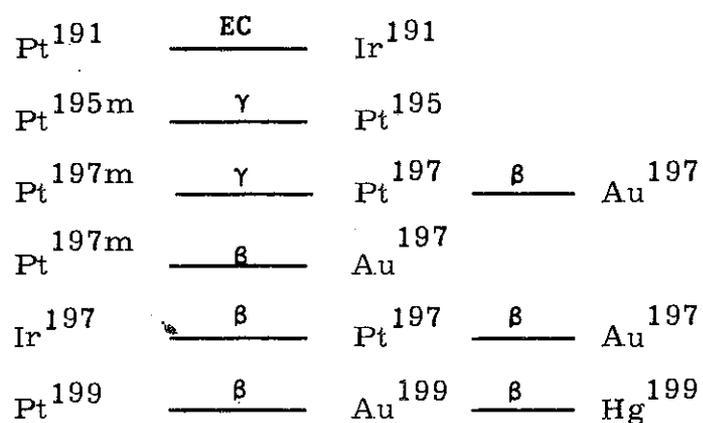
TABELA III. 1

A quantidade de Platina utilizada nas diferentes irradiações variou de 500 mg à 1.5 g. Os tempos de irradiação variaram de 20 min até 3 horas.

As reações produzidas nas diferentes irradiações foram:



o que nos permitiu observar transições gama provenientes dos seguintes decaimentos:



Nas irradiações com neutrons térmicos foram formados os isótopos radiativos Pt^{197} e Pt^{199} com muito maior rendimento que os demais, como mostra a TABELA III. 2 .

SEÇÃO DE CHOQUE PARA CAPTURA DE NEUTRONS TÉRMICOS ⁴²

ISÓTOPO ESTÁVEL	(barns)	CONTRIBUIÇÃO PARA	$T_{\frac{1}{2}}$ PARA O NÚCLEO PRODUTO
Pt ¹⁹⁰	150 ± 150	0.2 %	3 d
Pt ¹⁹²	8 ± 8	0.6 %	< 500 Y (4.3 d)
Pt ¹⁹⁴	1.2 ± 0.9	4 %	ESTÁVEL
Pt ¹⁹⁵	26.8 ± 1.3	90 %	ESTÁVEL
Pt ¹⁹⁶	0.85 ± 0.12	2 %	18 h (80 m)
Pt ¹⁹⁸	4.0 ± 0.5	3 %	29 m

TABELA III. 2

III. 1.2 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM UMA VIA DE ANÁLISE

As medidas de espectroscopia gama com uma via análise tiveram por finalidade a determinação precisa das energias, intensidades relativas e dos períodos dos diferentes raios gama provenientes dos decaimentos citados anteriormente.

A cadeia de detecção empregada foi a clássica, sendo mostrada na Fig. III. 1.

DETETORES

Foram empregados três detetores Ge(Li) em nossas medidas de espectroscopia gama: um adequado ao exame das transições gama com energias inferiores a 300 Kev e os outros dois adequados ao exame das transições de maior energia.

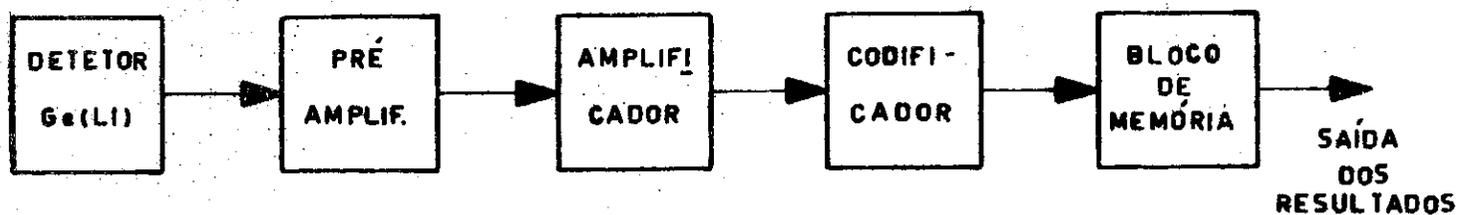


Fig. III-1

DIAGRAMA EM BLOCO: 1 VIA DE ANÁLISE

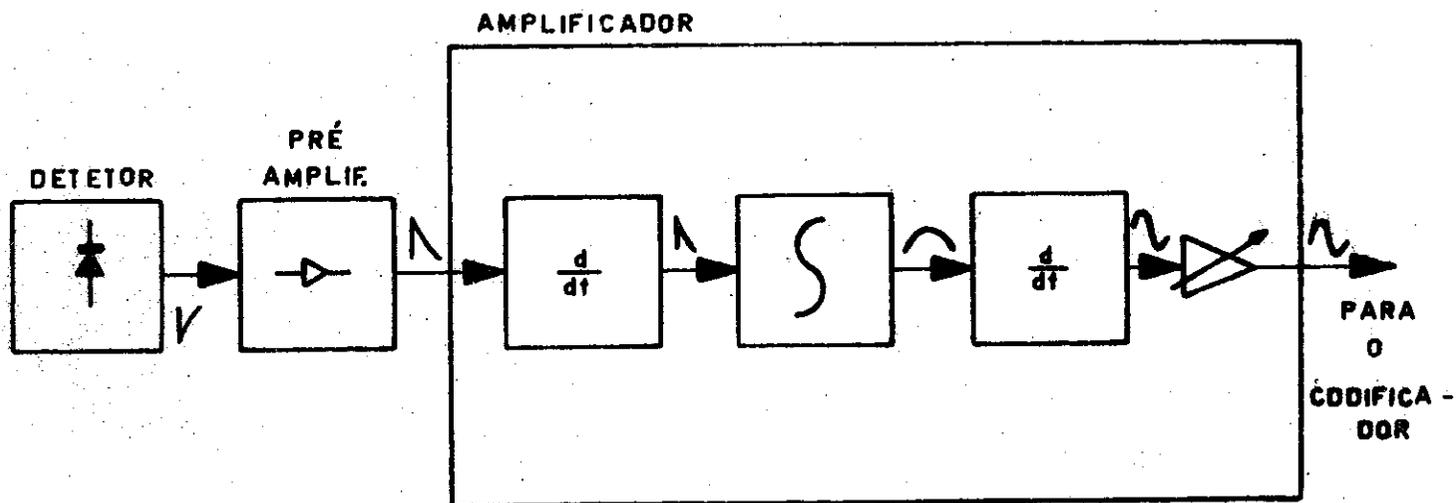


Fig. III-5

DUPLA DIFERENCIAÇÃO

Os espectros mostrados nas Figs. III. 2, III. 3 e III. 4 ilustram bem a importância do uso de diferentes detectores em nossas medidas de espectroscopia gama.

Para a parte do espectro gama de 0-300 Kev utilizamos um detector de Ge(Li) ORTEC MODELO 8213-10 com as seguintes características:

VOLUME	1,0 cm ³
JANELA DE BERÍLIO	0,13 mm
TENSÃO DE OPERAÇÃO	-1000 a -800 V
RESOLUÇÃO	381 eV FWHM (raios gama de 6.4Kev)

A variação da resolução com a energia é mostrado na TABELA III. 3, onde apresentamos as larguras dos fotopicos à meia altura.

DETECTOR 1.0 cm³

ENERGIA (KEV)	RESOLUÇÃO FWHM
30,8	0,64 Kev
98,5	0,64 Kev
191,4	0,83 Kev
279,4	0,90 Kev

TABELA III. 3

Para a região de maior energia foram empregados dois detectores Ge(Li): um ORTEC MODELO 8200-87 e um NUCLEAR DIODES MODELO LGCC - 3,5 - 3,5, com as seguintes características:

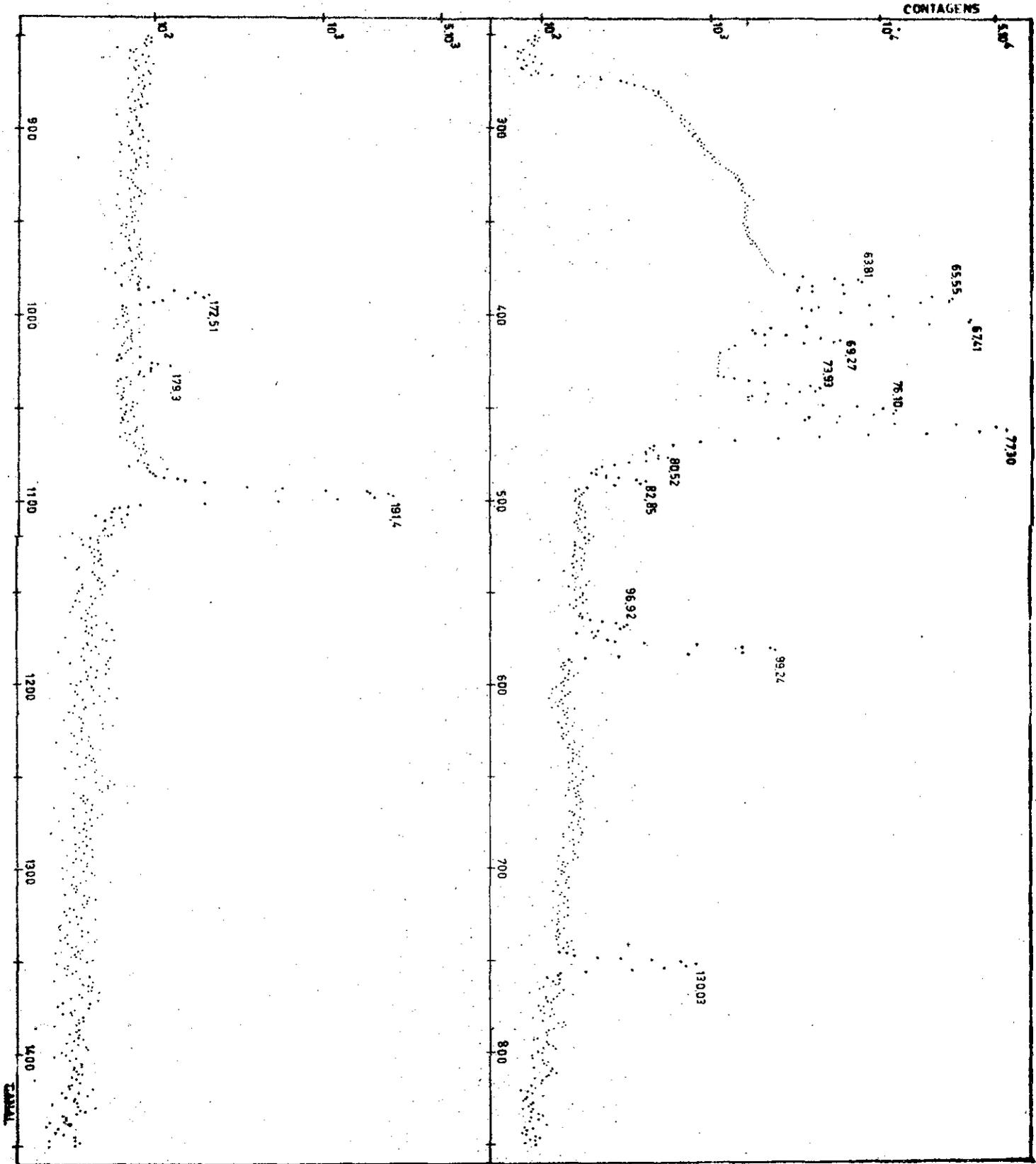


Fig. III-2 Detetor 1.0 cm³

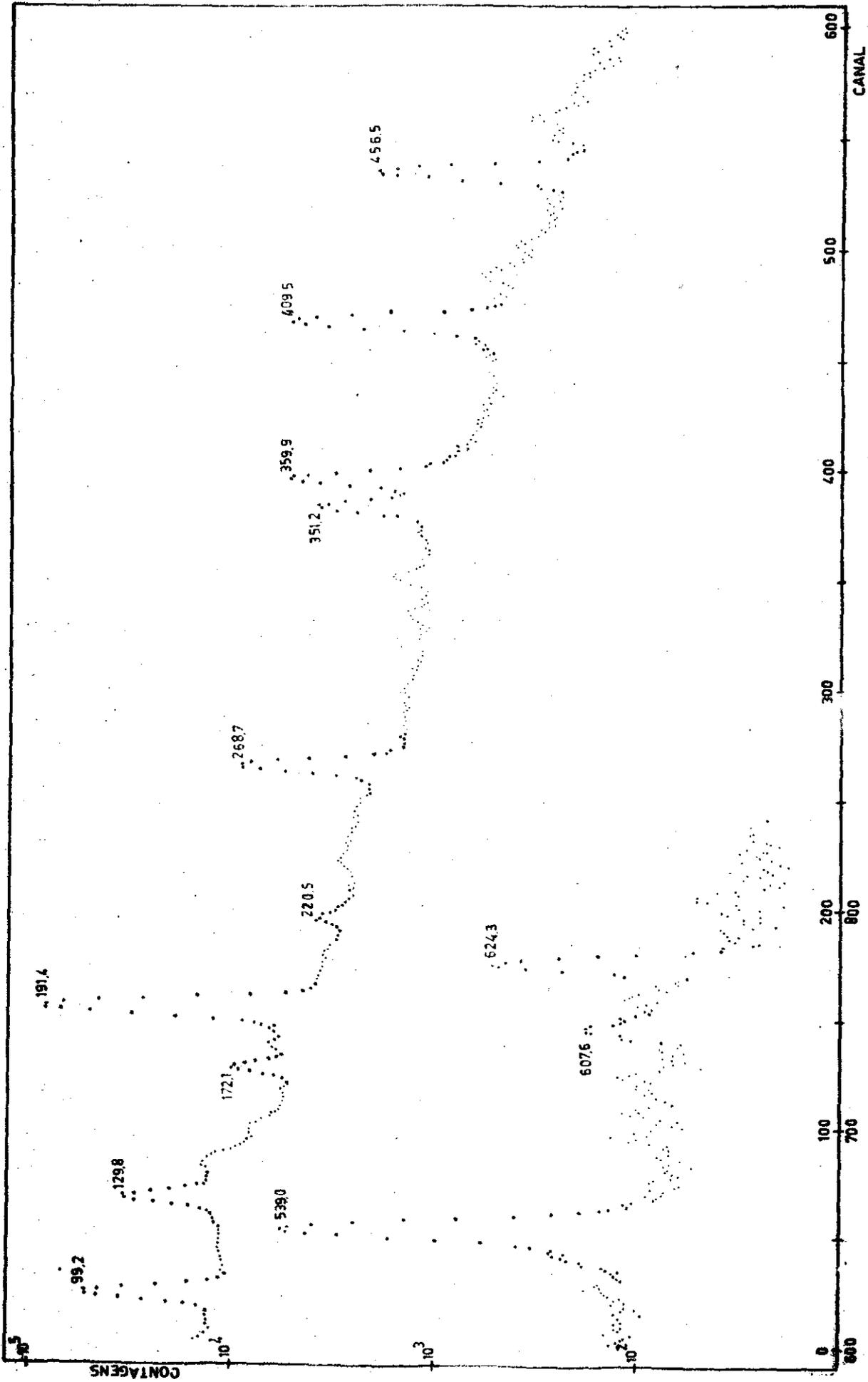


Fig. III-3 Detetor 5,6 cm³

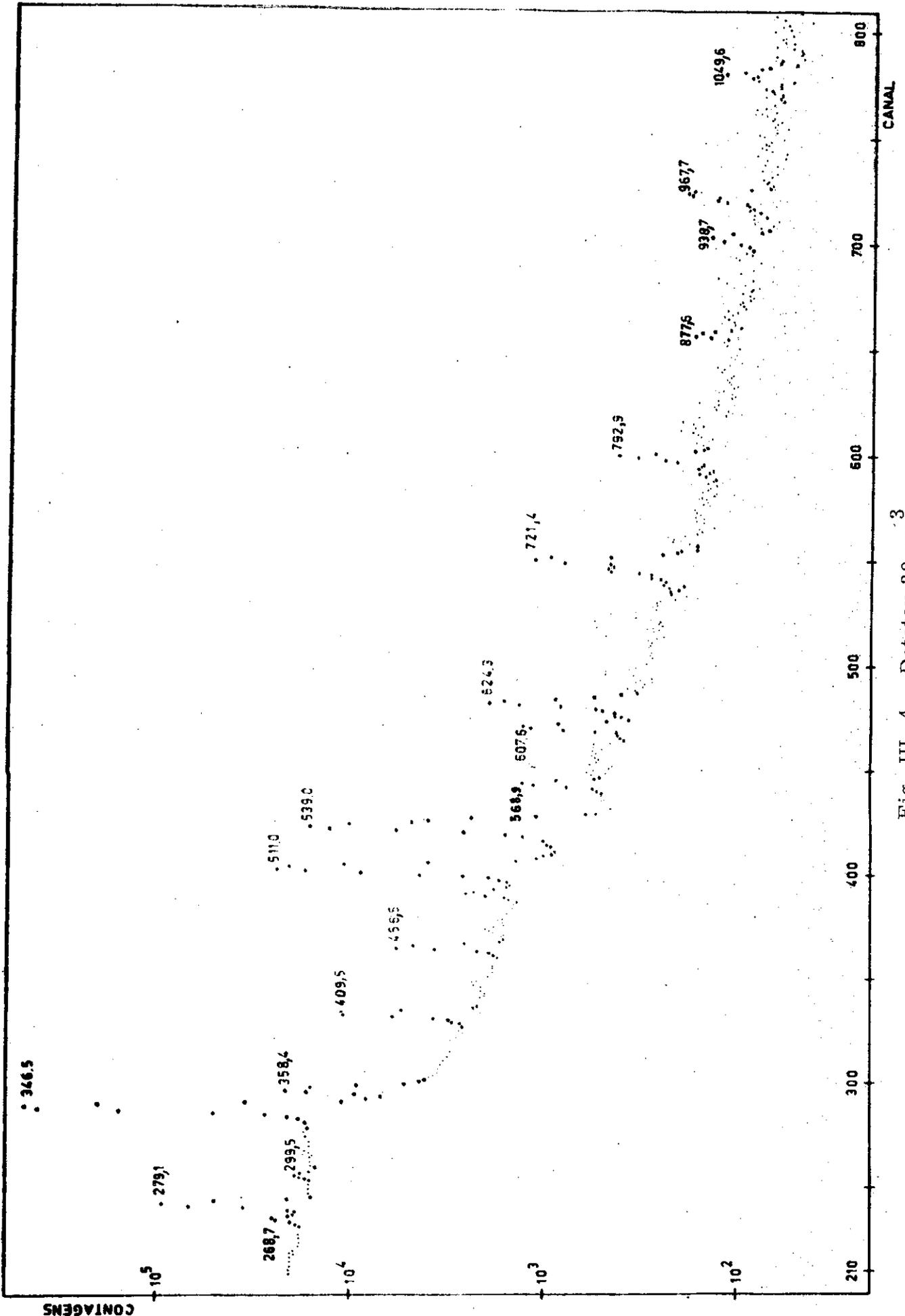


Fig. III-4 Detetor 30 cm³

ORTEC

VOLUME	5,6 cm ³
ESPESSURA DA ZONA SENSÍVEL	6,8 mm
TENSÃO DE OPERAÇÃO	2000 V
RESOLUÇÃO TOTAL DO SISTEMA	3,2 Kev FWHM (raios gama de 1332Kev)

NUCLEAR DIODES

VOLUME	30 cm ³
TENSÃO DE OPERAÇÃO	- 1750 V
RESOLUÇÃO TOTAL DO SISTEMA	3,4 Kev FWHM (raios gama de 1332Kev)

A variação da resolução com a energia, para esses dois detetores, é mostrada nas TABELAS III. 4 e III. 5.

DETETOR 5,6 cm³

ENERGIA (KEV)	RESOLUÇÃO FWHM
121,97	2,5 Kev
279,19	2,7 Kev
661,63	3,0 Kev
834,91	3,3 Kev

TABELA III. 4

DETETOR 30 cm³

ENERGIA (KEV)	RESOLUÇÃO FWHM
661,63	3,0 Kev
834,91	3,4 Kev
1173,23	4,0 Kev
1836,13	4,5 Kev

TABELA III. 5

PRÉ-AMPLIFICADORES

Os Pré-Amplificadores utilizados com os detetores de 5,6 cm³ e 30 cm³ foram TENNELEC MODÉLO TC 135 e NUCLEAR DIODES MODÉLO 101A, respectivamente, ambos com transistor de efeito de

campo na entrada e trabalhando à temperatura ambiente.

O Pré-Amplificador usado para as medidas com o espectrômetro de raios X (detetor de 1.0 cm^3) foi um ORTEC MODÉLO 109 PC com um transistor de efeito de campo na entrada refrigerado à temperatura de -190°C , o que diminui consideravelmente o ruído térmico do transistor e melhora bastante a resolução do sistema.

AMPLIFICADORES

Os Amplificadores empregados foram ORTEC MODÉLO 485 funcionando com dupla diferenciação, uma vez que a taxa de contagem, nesse trabalho, foi bastante alta (>1000 contagens/seg) e o efeito de empilhamento (PILE-UP) se fazia sentir.

A Fig. III. 5 mostra a dupla diferenciação em detalhe.

CODIFICADORES

Foram utilizados codificadores analógico-digital Inter technique Tipo CA-13 que aceitam na entrada pulsos unipolar ou bipolar com amplitudes entre 0 e + 10 V e distribuem os resultados da conversão, em código binário, para 12 bits paralelos ($2^{12} = 4096$ canais). Os analisadores apresentam erros de linearidade integral de 0,1%.

BLOCOS DE MEMÓRIA

Os blocos de memória empregados foram Intertechnique Tipo BM-96B que fazem a estocagem dos pulsos de entrada já codificados pelo CA-13.

SAÍDA DOS RESULTADOS

Os resultados, estocados nos blocos de memória, são retirados em fita perfurada usando-se uma perfuradora de fita Tally. Essa fita é interpretada com a utilização de um computador IBM 1620 II do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas.

III. 1.3 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM DUAS VIAS DE ANÁLISE

A finalidade dessas medidas com duas vias de análise foi o estudo de coincidências entre raios gama para a determinação de possíveis transições em cascatas, o que facilita bastante o posicionamento dessas transições em um esquema de níveis, assim como a observação de novas transições.

A vantagem das medidas de coincidência é que os raios gama que não estão em coincidência com uma transição pré-fixada são bastante atenuados, diminuindo consideravelmente o fundo radiativo, facilitando assim a observação de transições com baixa intensidade.

O diagrama que empregamos nas medidas de espectroscopia gama com duas vias de análise é apresentado na Fig. III. 6, e tem como elementos básicos:

- 1) dois detetores Ge(Li) de 1.0 e 5,6 cm³
- 2) dois amplificadores ORTEC MODÉLO 485
- 3) dois crossover-pickoff ORTEC MODÉLO 407
- 4) conversor tempo-amplitude ORTEC MODÉLO 437A
- 5) dois monocanais ORTEC MODÉLO 406 A
- 6) dois amplificadores com retardo ORTEC MOD.427
- 7) conformador de pulso
- 8) Scaler ORTEC MODÉLO 431
- 9) Codificador Intertechnique tipo CA-13
- 10) bloco de memória Intertechnique tipo BM-96 B

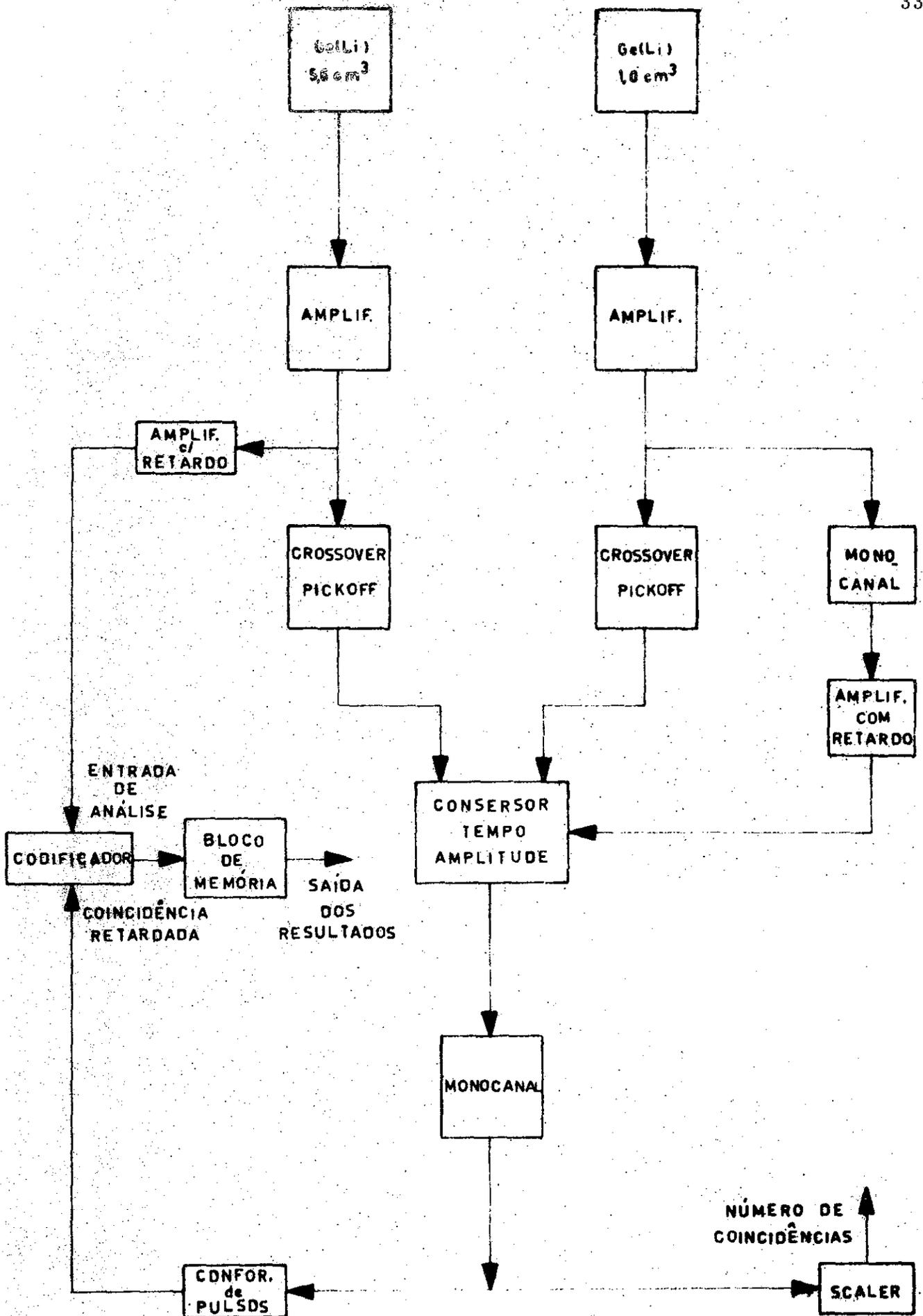


Fig. III-6.

DIAGRAMA EM BLOCO: 2 VIAS DE ANÁLISE

O princípio de funcionamento do circuito é o seguinte:

Os pulsos duplamente diferenciados que saem do estágio de amplificação tem os seus respectivos tempo de chegada bem definidos pelos crossover-pickoff, os quais enviam pulsos padrões no instante em que os referidos pulsos atravessam a linha de zero. Um dos crossover-pickoff é usado com um atraso, ajustado em função da resolução em tempo do detetor, para garantir a chegada prévia do START em relação ao STOP.

Com o monocanal da direita, selecionamos a região de interêsse de energia (amplitude) com a qual queremos examinar a coincidência. Esse monocanal envia um sinal que autoriza a análise por parte do conversor tempo amplitude (200 nseg = 10 V). É necessário o amplificador com retardo para compensar o atraso durante o processamento nos crossover-pickoff.

A região de tempo (já convertido em amplitude) é selecionada no outro monocanal, e é de 0 - 70 nseg. A saída desse monocanal passa por um conformador de pulsos e entra no sistema de coincidência retardada do codificador CA-13. A escala rápida (25 MHz) registra o número total de coincidências verificadas. Com o bloco de memória BM-96 podemos visualizar os espectros direto e em coincidência no detetor de 5,6 cm³.

III. 1.4 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM TRÊS VIAS DE ANÁLISE

A finalidade dessas medidas com três vias de análise

é a verificação, com uma só experiência, de todas as possíveis coincidências existentes entre os raios gama provenientes de nossa fonte radiativa.

A principal vantagem das três vias de análise é a possibilidade de selecionarmos várias transições em um dos detectores e examinarmos os respectivos espectros em coincidência no outro detector, dentro de um subintervalo qualquer de tempo, desde que este esteja contido no intervalo 0 - 200nseg. Isto fornece uma grande maleabilidade para estudarmos transições com períodos curtos ou intensidades baixas, evitando a repetição de várias irradiações.

O diagrama utilizado nessas medidas com três vias de análise é apresentado na Fig. III. 7 e tem os seguintes elementos:

- 1) detectores Ge(Li) de 1.0 e 5.6 cm³
- 2) amplificadores ORTEC MODÉLO 485
- 3) crossover pickoff ORTEC MODÉLO 407
- 4) amplificador com retardo ORTEC MODÉLO 427
- 5) conversor tempo amplitude ORTEC MODÉLO 437A
- 6) codificadores Intertechnique tipo CA-13
- 7) codificador Intertechnique tipo C 97
- 8) gerador de pulsos Tektronix tipo R 116
- 9) sistema de registro e leitura em fita magnética

O princípio de funcionamento do circuito é o seguinte:

Os pulsos duplamente diferenciados que saem do estágio de amplificação são processados pelo conversor tempo amplitude (200 nseg = 10 V), após terem tido seus tempos bem definidos pelos crossover-pickoff.

Os amplificadores com retardo são ajustados para que as três informações cheguem simultaneamente nos três codificadores. Os

codificadores 1 e 3 farão a análise das energias (amplitudes) dos raios gama que incidem nos detetores de $5,6 \text{ cm}^3$ e $1,0 \text{ cm}^3$ respectivamente. O codificador 2 fará a análise do intervalo de tempo entre dois raios gama incidindo nos dois detetores, desde que este esteja compreendido entre 0 e 200 nseg.

O pulso proveniente do conversor tempo amplitude provoca o envio, pelo codificador 2, de um sinal de banda para os geradores 1 e 2. O gerador 1, ao receber o sinal de banda, envia um pulso de $5 \mu \text{ seg}$ autorizando a análise da coincidência por meio dos codificadores 1 e 3. O gerador 2 recebe o sinal de banda e, $120 \mu \text{ seg}$ depois, envia um pulso de $1 \mu \text{ seg}$ autorizando a transferência externa das três informações. A escolha do retardo de $120 \mu \text{ seg}$ foi feita baseada no máximo tempo necessário à análise nos três codificadores. As três informações são enviadas, simultaneamente, para um sistema de registro em fita magnética.

A leitura das fitas pode ser realizada com imposição de condições nas três vias, como será descrito a seguir.

O sistema de registro e leitura das fitas magnéticas foi uma cadeia multiparamétrica Intertechnique constituída dos seguintes elementos:

- 1) Agulhador AP 19
- 2) Memória Intermediária BM 10
- 3) Sistema de registro e leitura em fita magnética BK 33 - RG 32
- 4) Agulhador AP 20
- 5) Condicionador Principal de leitura AP 22
- 6) Condicionador Secundário de leitura AP 25
- 7) Matriz de Condicionamento U 67
- 8) Bloco de Memória BM 96

e o princípio de funcionamento é o seguinte:

As três informações simultâneas, provenientes dos co
dificadores, incidem no agulhador AP 19 que as distribui em sequência com
patível com o modo de registro. Essa sequência, aleatória, passa por uma
memória intermediária BM 10 que a envia em uma cadência regular, uma
em cada 10 μ seg, diminuindo as perdas de contagem introduzidas pelo tem
po morto da memória principal (BK 33 - RG 32).

Para a leitura da fita magnética usamos o agulhador
AP 20 que reconstitui as informações em paralelo. Por meio da matriz de
condicionamento U 67 acoplada ao condicionador principal AP 22, podemos
selecionar, em um dos detetores, oito faixas de energia, simultaneamente,
com as quais queremos examinar os respectivos espectros em coincidência
no outro detetor, dentro da região de intervalo de tempo selecionada com o
condicionador secundário AP 25. A visualização dos oito espectros em coi
nidência (1024 canais cada um) se faz por meio de dois blocos de memória
BM 96 (4096 canais).

III. 2 - TRATAMENTO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Esta parte será subdividida em três seções, a saber :

- a) espectroscopia gama com uma via de análise
- b) espectroscopia gama com duas vias de análise
- c) espectroscopia gama com três vias de análise

III. 2.1 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM UMA VIA DE ANÁLISE

III. 2.1.1 - DETERMINAÇÃO DAS ENERGIAS

Como o codificador utilizado nesse trabalho apresenta um desvio da linearidade de 0,1%, não podemos determinar as energias dos raios gama com bastante precisão usando apenas uma reta de calibração CANAL X ENERGIA.

Sendo assim, utilizamos um programa de computador que determina a curva de calibração usando raios gama de fontes padrões bem conhecidas para interpolar um polinômio em C (número do canal) empregando o método dos mínimos quadrados. O grau do polinômio usado para representar esse conjunto de pontos é escolhido tendo como base o teste χ^2 , onde χ^2 , é definido como a relação entre a soma dos quadrados dos desvios e o grau de liberdade (número de pontos menos o número de parâmetros à determinar)⁴³.

Os erros na determinação das energias das transições são devidos ao conhecimento impreciso da posição exata do máximo do fotopico, das energias dos padrões utilizados e da forma da curva de calibração.

A melhor determinação das energias foi obtida sempre com um polinômio do segundo grau.

III. 2.1.2 - DETERMINAÇÃO DAS INTENSIDADES RELATIVAS

Para a determinação das intensidades relativas dos raios gama, faz-se necessário o cálculo das áreas sob os fotopicos corrigi

dos do fator de eficiência do detetor.

O maior problema no cálculo das áreas é a subtração do fundo sob os fotopicos. Esse é bastante complicado quando existem vários picos muito próximos, devido à superposição das frentes Compton e picos de retrodifusão.

O programa de computador empregado no cálculo das áreas tem como dados de entrada duas nuvens de pontos à esquerda e à direita do pico, respectivamente, para interpolar o fundo por meio do método dos mínimos quadrados.

A correção do fator de eficiência é feita determinando-se a curva de eficiência do detetor^{44,45} (variação da eficiência com a energia), usando-se fontes padrões possuindo vários raios gama com energias e intensidades relativas conhecidas com bastante precisão. A título de ilustração, as curvas de eficiência dos detetores de 1.0 e 30 cm³ são mostradas na Figs. III. 8 e III. 9.

Os erros nas determinações das intensidades relativas são devidos aos erros no cálculo das áreas e ao erro na construção da curva de eficiência. Para picos isolados com boa estatística o erro é devido principalmente ao erro na eficiência.

III. 2. 1. 3 - DETERMINAÇÃO DAS MEIAS VIDAS

As áreas calculadas pelo programa descrito em III. 2. 1. 2, após serem corrigidas para o fator de tempo morto e normalizadas para iguais tempos de contagem, permitem que obtenhamos uma se

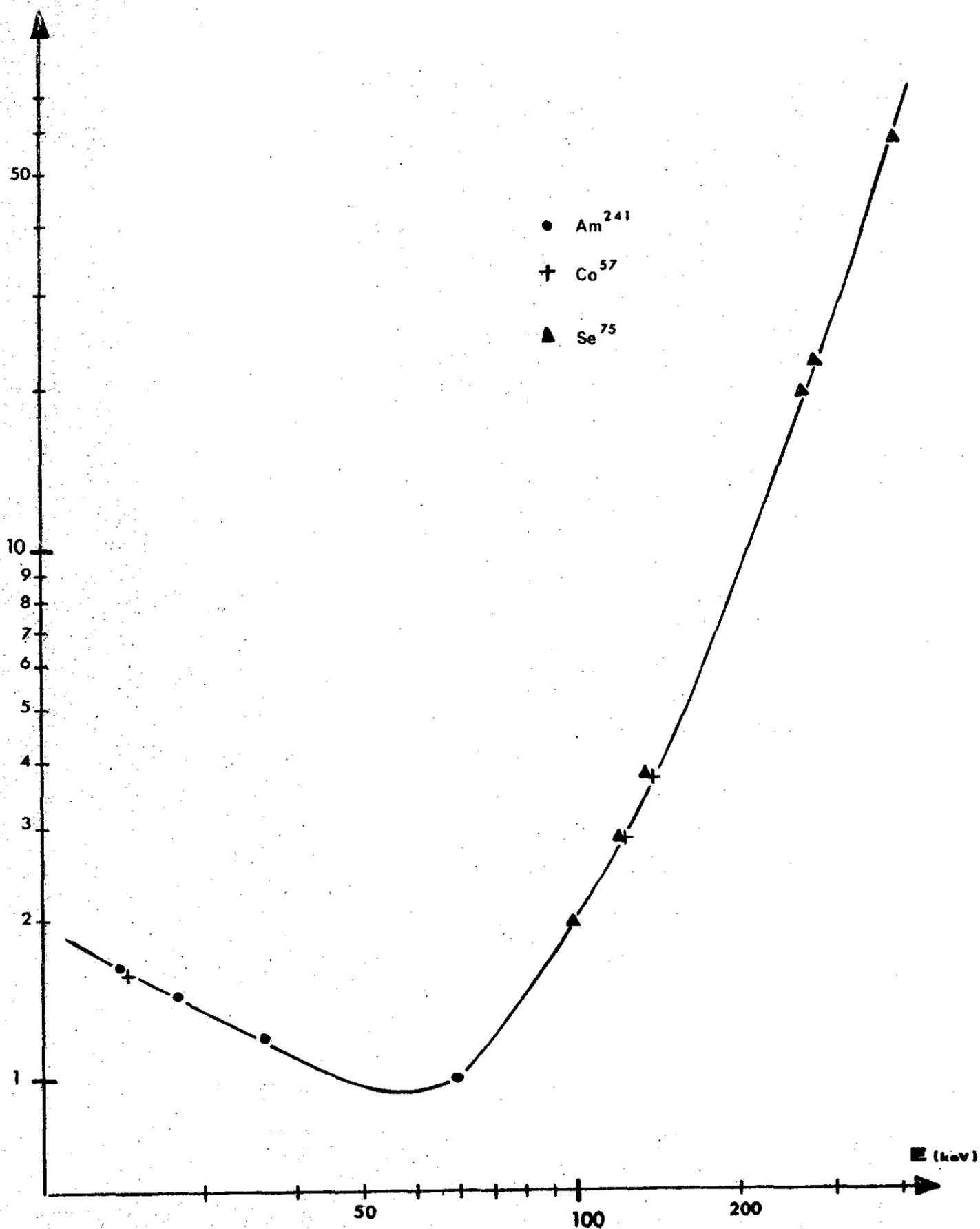


Fig. III-8 Curva de Eficiência
Detetor 1.0 cm³

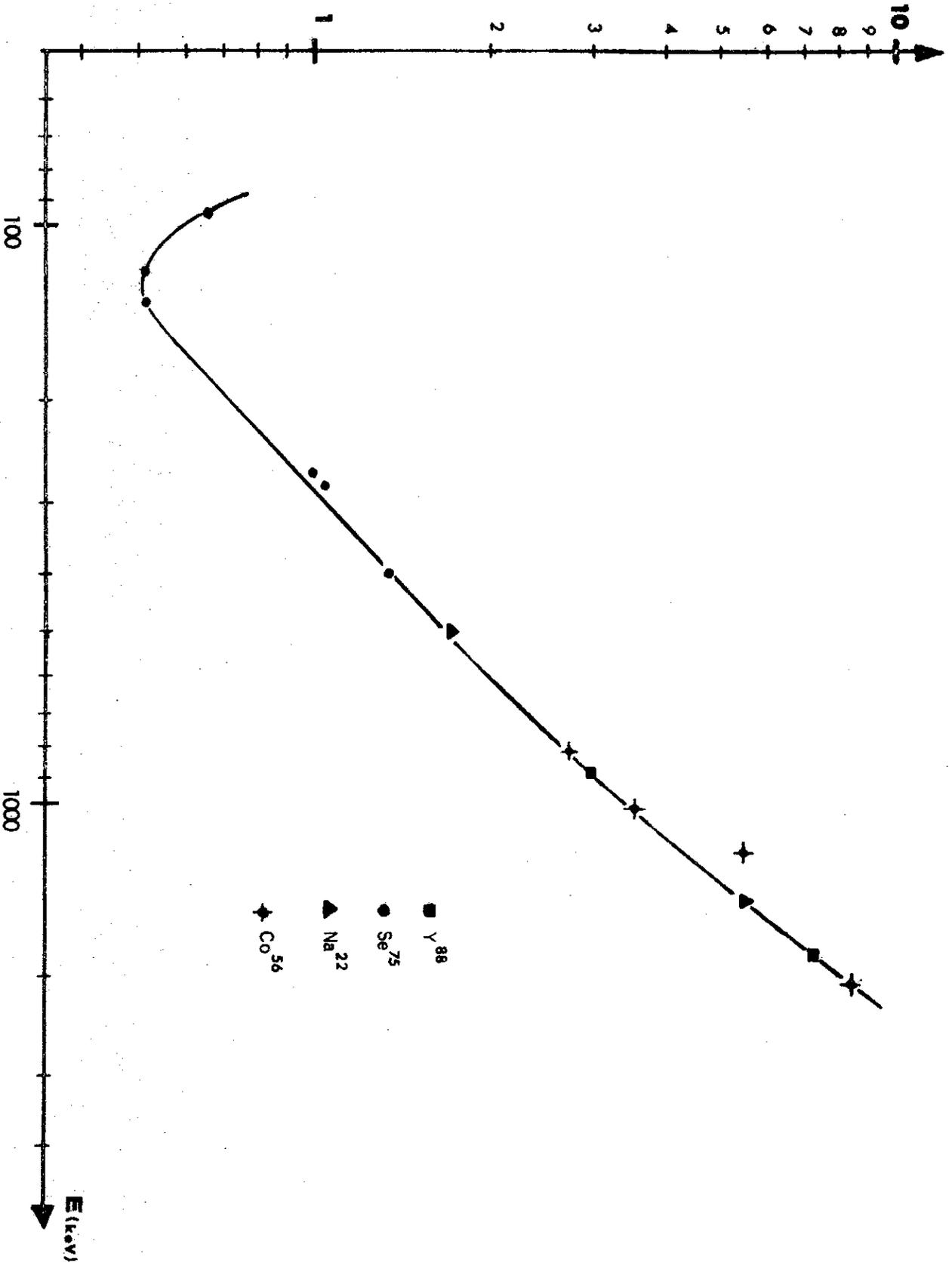


Fig. III-9 Curva de Eficiência
Detector 30 cm³

quência do logaritmo das contagens em tempo conhecidos.

O ajuste, pelo método dos mínimos quadrados, da melhor reta passando por êsse conjunto de pontos, permite a determinação da meia vida, com o respectivo êrro, da transição em questão.

A correção do tempo morto foi obtida dividindo-se a área sob os fotopicos por um fator igual ao quociente do número de raios gama analisados e do número de raios gama registrados numa escala rápida de contagens (25 MHz).

III. 2.2 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM DUAS VIAS DE ANÁLISE

Para a interpretação correta dos espectros de coincidência obtidos em nossas medidas com o dispositivo experimental mostrado na Fig. III. 6, é necessário determinar:

- o número de coincidências acidentais
- a forma de espectro de coincidências acidentais

A determinação do número de coincidências acidentais é feita medindo-se as taxas de contagem em cada uma das vias de análise por meio de uma escala rápida (SCALER), regulada de maneira a só registrar as impulsões que são analisadas pelo codificador CA 13. O número de coincidências acidentais é então dado por ⁴⁶

$$N_{A_c} = 2 T N_1 N_2$$

onde N_1 e N_2 designam as taxas de contagem na 1^a e 2^a via, respectivamente e T é a resolução em tempo do conjunto de coincidência utilizado (70 nseg).

A comparação desse número de coincidências acidentais com o número total de coincidências registrado na escala rápida da Fig. III. 6 permite que avaliemos a relação entre o número de coincidências reais e acidentais. É interessante que essa relação seja a maior possível, porém temos que fazer um compromisso pois não é conveniente o uso de baixa atividade e limitações do equipamento eletrônico nos impede de diminuirmos muito o valor do T.

A determinação da forma do espectro de coincidências acidentais foi feita, nesse trabalho, de duas maneiras distintas: primeiro, observamos o espectro em coincidência com uma faixa de energia selecionada de modo que a atividade fôsse constituída apenas pelo fundo radiativo e, depois, colocamos em uma das vias (via do STOP) um retardo suficientemente elevado para eliminar todos os eventos excetuados os de natureza estatística.

A comparação das intensidades relativas dos vários raios gama que aparecem num espectro em coincidência com uma faixa de energia pré-fixada, com as intensidades relativas observadas no espectro de coincidências acidentais, permite que reconheçamos facilmente quais desses raios gama estão em coincidência real com a região de energia selecionada, pois suas intensidades relativas serão maiores.

III. 2. 3 - ESPECTROSCOPIA GAMA COM TRÊS VIAS DE ANÁLISE

Para a interpretação dos espectros obtidos em nossas medidas com o dispositivo experimental mostrado na Fig. III. 7, efetuamos

a leitura das fitas magnéticas com os seguintes condicionamentos.

CONDICIONAMENTO EM ENERGIA

O condicionamento em energia foi feito selecionando-se primeiro a região correspondente ao fotopico da transição com a qual queremos examinar as coincidências no outro detetor e, a seguir, condicionando-se uma região adjacente ao fotopico a fim de obtermos informações concernentes ao fundo radiativo. A Fig. III. 10 ilustra bem o condicionamento em energia

CONDICIONAMENTO EM TEMPO

O condicionamento do intervalo de tempo das coincidências foi feito selecionando-se primeiro uma região que corresponde às coincidências reais e, depois, uma região que corresponde às coincidências acidentais. A Fig. III. 11 mostra os detalhes do condicionamento em tempo.

Sendo assim, para cada raio gama selecionado, examinamos quatro espectros em coincidência:

- 1) espectro obtido selecionando o pico em questão e fazendo a seleção em tempo na região 40-100 nseg, que corresponde às coincidências reais.
- 2) espectro obtido selecionando o pico em questão e fazendo a seleção em tempo na região 140-200 nseg, que corresponde às coincidências acidentais.
- 3) espectro obtido selecionando uma região adjacente ao pico e fazendo a seleção em tempo na região 40-100 nseg.
- 4) espectro obtido selecionando uma região adjacente ao pico e fazendo a seleção em tempo na região 140-200 nseg.

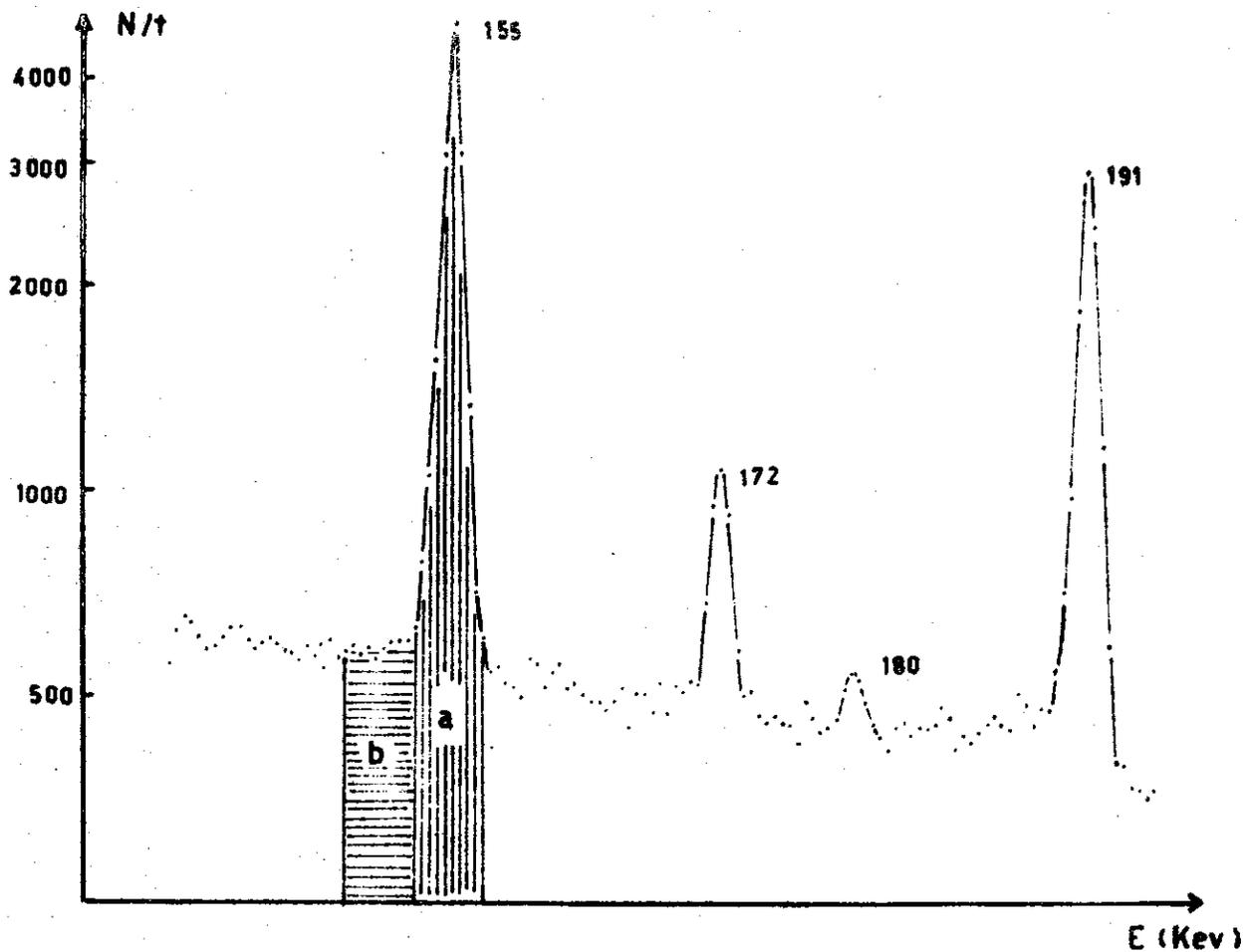


Fig. III-10 Condicionamento em energia

- a) pico
- b) região adjacente

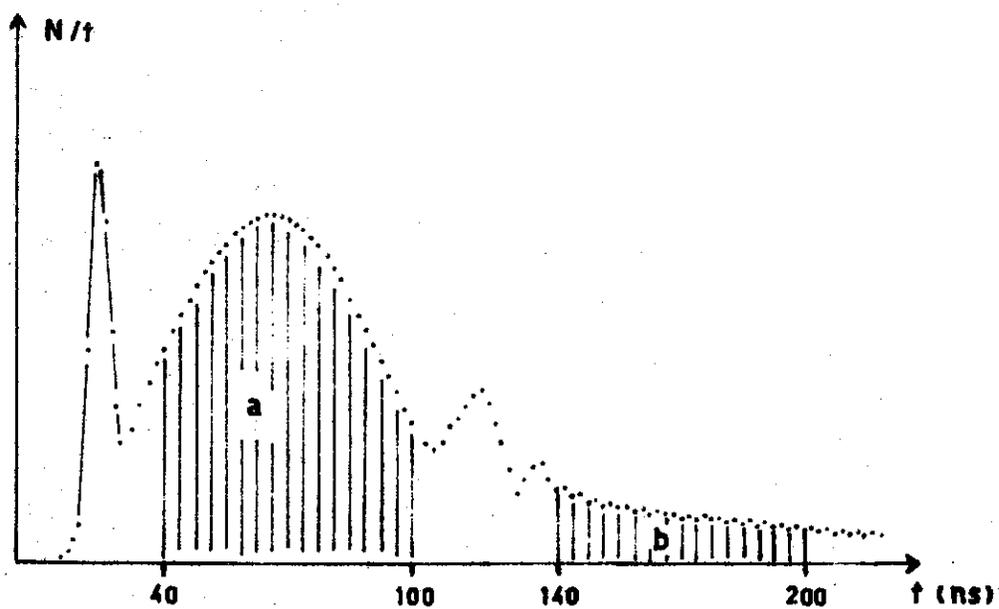


Fig. III-11 Condicionamento em tempo

- a) coincidências reais
- b) coincidências acidentais

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Utilizando as técnicas experimentais descritas no capítulo anterior, analisamos em detalhe os vários espectros, direto e em coincidência, dos raios gama provenientes de nossas fontes radiativas.

A principal dificuldade, ou melhor, a parte mais árdua dêsse trabalho, foi a identificação dos vários isótopos radiativos formados na amostra de Platina natural utilizada. Para cada espectro gama obtido nas diferentes irradiações com os feixes de bremsstrahlung (Acelerador) e de neutrons térmicos (Reator), foi preciso determinar com a maior precisão possível as meias-vida e intensidades relativas de tôdas as transições, que são em grande número.

A disponibilidade de isótopos separados ou de amostras enriquecidas, evitaria parte dêsse trabalho e aumentaria as possibilidades de observação de novas transições, que ficam algumas vêzes encobertas pelo grande fundo radiativo de outros isótopos ou então aparecem com uma estatística bastante baixa em presença do mesmo.

IV. 1 ESPECTROSCOPIA GAMA DIRETA

As várias transições gama observadas em nossas medidas com o dispositivo experimental mostrado na Fig. III-1 serão apresentadas. A comparação das nossas determinações de energias e intensidades relativas com os resultados obtidos por outros autores também será feita,

assim como a interpretação de algumas transições gama não observadas anteriormente.

IV. 1. 1 TRANSIÇÕES SEGUINDO O DECAIMENTO Ir¹⁹⁷ → Pt¹⁹⁷

A Fig. IV-1 mostra as novas transições gama identificadas como pertencendo ao decaimento Ir¹⁹⁷ → Pt¹⁹⁷.

As energias e intensidades (normalizadas à intensidade dos fótons de 511 Kev) dos raios gama observados são apresentados na Tabela IV-1.

ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA
511,0 ± 0,2	100
877,6 ± 0,3	0,8 ± 0,1
938,7 ± 0,3	0,9 ± 0,1
1049,6 ± 0,3	0,51 ± 0,05
1341,8 ± 0,3	0,45 ± 0,05

TABELA IV-1

Transições Gama seguindo o
decaimento Ir¹⁹⁷ → Pt¹⁹⁷

IV. 1. 1. 1 OBSERVAÇÕES

1) Uma meia-vida de 7 min foi encontrada várias vezes para as transições de 877,6 e 1341,8 Kev. A maneira mais direta de posicionar essas transições em um esquema de desintegração Ir¹⁹⁷ → Pt¹⁹⁷ é interpretá-las como oriundas de níveis de energia em 877,6 e 1341,8 Kev na Pt¹⁹⁷.

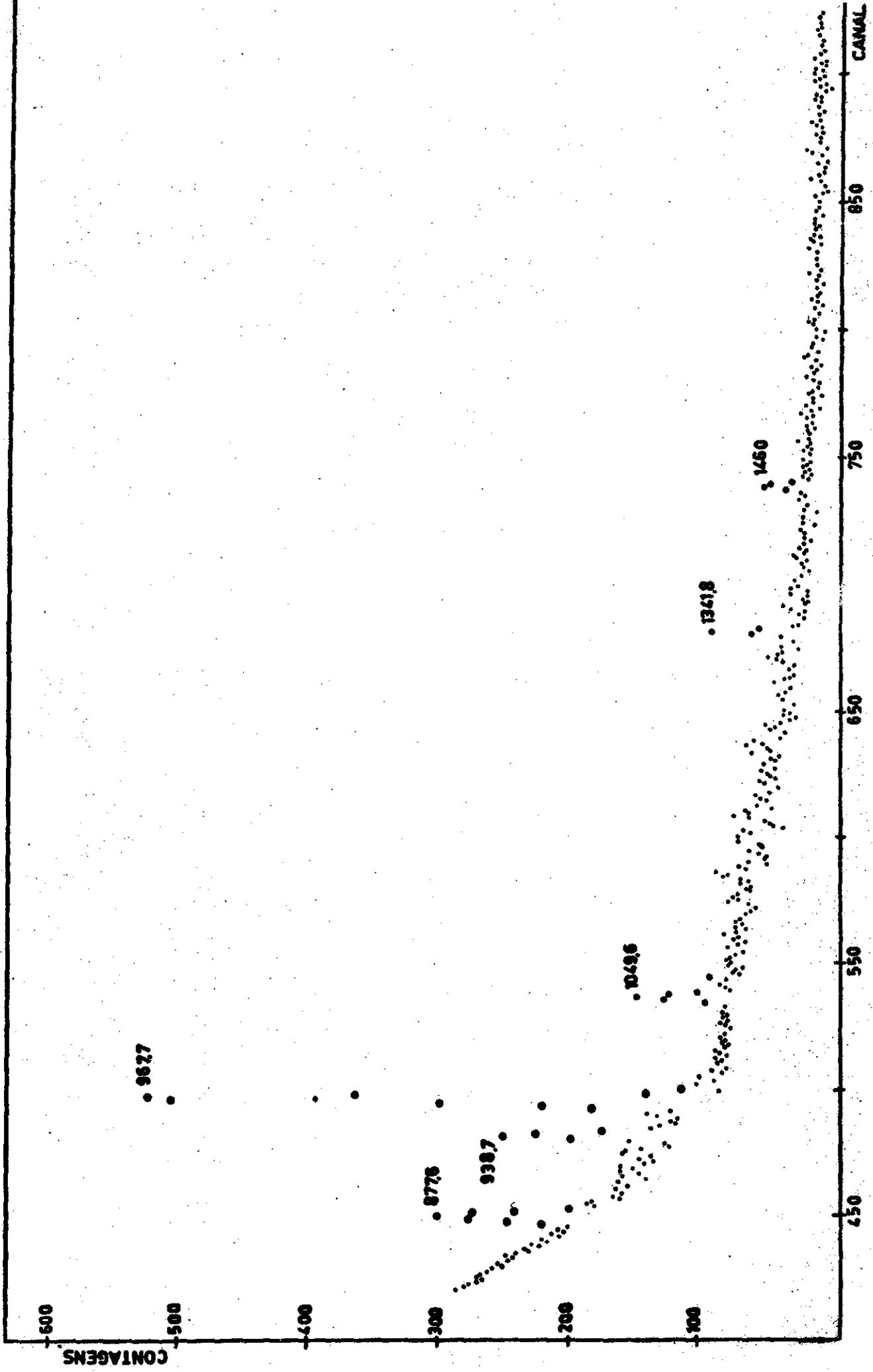


Fig. IV-1 Detetor 30 cm³

2) A transição gama de 1049,6 Kev teve seu período determinado em várias irradiações. Infelizmente, devido ao baixo rendimento da reação (γ, p) em relação a (γ, n), problemas de baixa estatística em presença do alto fundo radiativo implicaram em que as medidas de período não fôsem sempre muito concordantes. Para algumas delas, entretanto, obtivemos o valor 7 min e, sendo assim, a interpretação mais simples é considerá-la como proveniente da desexcitação de um nível em 1049,6 Kev na Pt^{197} .

3) A determinação da meia-vida do raio gama de 938,7 Kev mostrou ser o mesmo uma mistura de 7 min com uma vida mais longa. Como é impossível posicioná-lo entre os níveis de energia anteriormente propostos para a Pt^{197} , aliamos a sua existência com a de um novo nível em 938,7 Kev.

4) Não foi confirmada a existência do raio gama de 1,8 Mev observado por Butement e Poe¹⁴ no decaimento do Ir^{197} .

5) A Tabela IV-2 mostra os níveis de energia (em Kev) propostos nesse trabalho como populados pelo decaimento beta do Ir^{197} , comparados com os níveis observados na Pt^{197} através de reações (d, p) e (d, t)² e de captura ressonante de neutrons³.

NOSSO TRABALHO $\text{Ir}^{197} \rightarrow \text{Pt}^{197}$	MUKHERJEE ²		SAMOUR ²
	$\text{Pt}^{196}(\text{d}, \text{p})\text{Pt}^{197}$	$\text{Pt}^{198}(\text{d}, \text{t})\text{Pt}^{197}$	$\text{Pt}^{196}(\text{n}, \gamma)\text{Pt}^{197}$
877,6 ± 0,3	880 ± 20	880 ± 20	-----
938,7 ± 0,3	----	----	965 ± 30
1049,6 ± 0,3	1070 ± 20	1050 ± 20	1076 ± 30
1341,8 ± 0,3	----	1320 ± 20	----

TABELA IV-2

Níveis de Energia da Pt^{197} IV. 1.2 TRANSIÇÕES SEGUINDO O DECAIMENTO DA $\text{Pt}^{197\text{m}}$

A Fig. IV-2 mostra as transições gama com energia 346,5; 279,1 e 299,5 Kev, identificadas como pertencendo ao decaimento do estado isomérico da Pt^{197} (80 min).

As intensidades relativas foram determinadas e são mostradas na Tabela IV-3, onde fazemos a comparação com os resultados obtidos por Haverfield et al²⁶.

NOSSO TRABALHO		HAVERFIELD ET AL ²⁶	
ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA
346,5 ± 0,2	100	346	100
279,1 ± 0,2	21 ± 2	279	21 ± 2
299,5 ± 0,2	0,9 ± 0,1	----	----

TABELA IV-3

Transições Gama seguindo o decaimento da $\text{Pt}^{197\text{m}}$

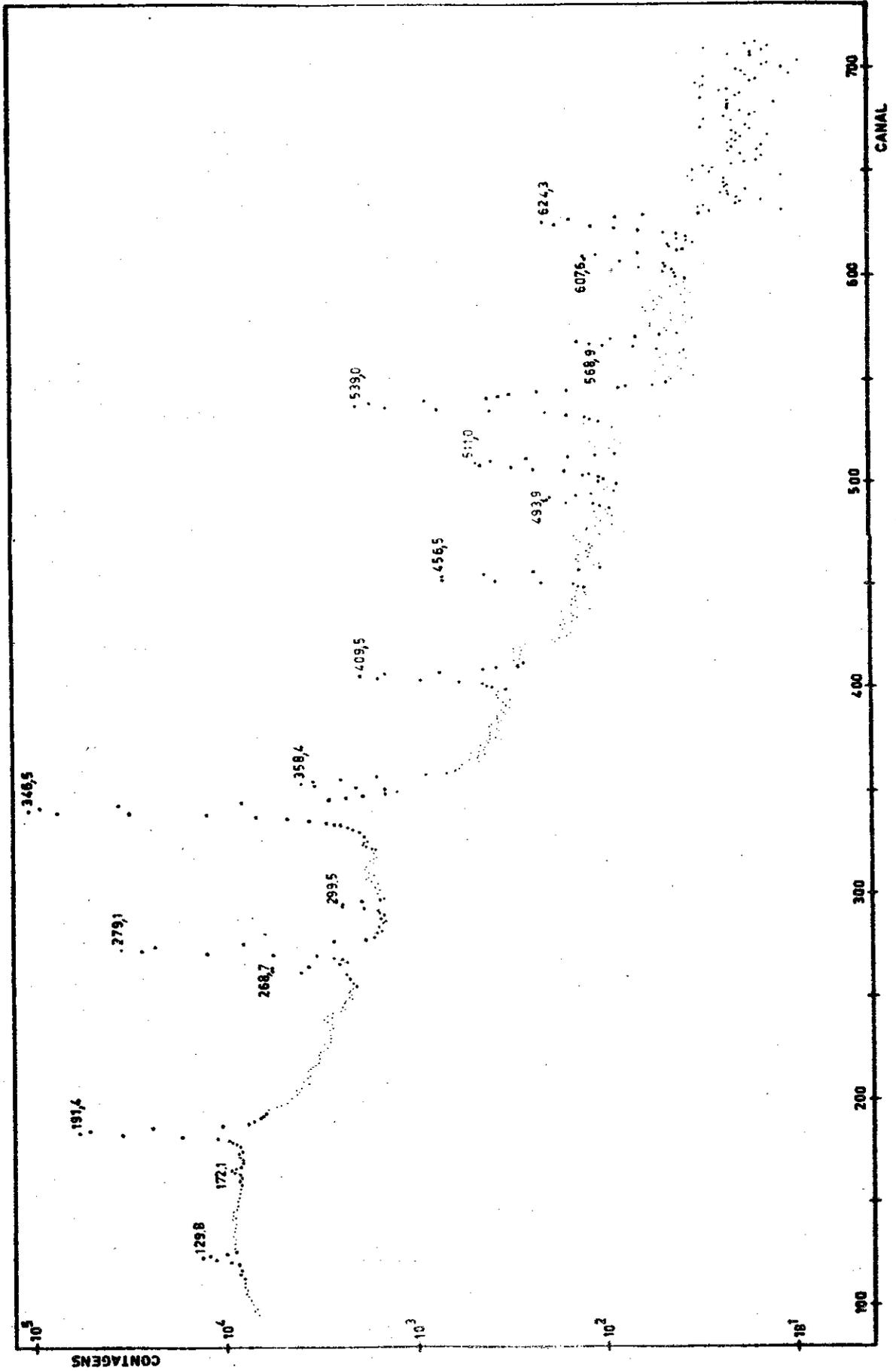


Fig. IV-2 Detetor 5,6 cm³

IV. 1. 2. 1 OBSERVAÇÕES

1) A transição gama de 299,5 Kev teve sua meia-vida medida e o valor obtido foi 85 ± 6 min. É importante assinalar que essa transição, cuja intensidade é 0,9% da de 346,5 Kev, não foi ainda detetada em trabalhos anteriores. Ela é interpretada como oriunda de um nível em 299,5 Kev na Pt^{197} , que deve ser o nível de 280 ± 20 Kev proposto por Mukherjee².

2) As nossas determinações em energia concordam com os valores de 346,6 e 279,3 Kev obtidos em um trabalho mais recente²⁷.

3) As intensidades das transições gama de 346,5 Kev (M4) e 279,1 Kev (M1 + 13% E2), juntamente com os seus coeficientes de conversão teóricos^{47, 48}, 7,58 e 0,3 respectivamente, mostram que 3,1% das desexcitações do estado metaestável da Pt^{197} se dão por emissão β para o nível de 409 Kev do Au^{197} .

4) A transição de 202 Kev proveniente do nível de 279 Kev no Au^{197} (ver Fig. I-8) é pouco intensa, sendo a medida de sua intensidade relativa bastante imprecisa. Podemos, entretanto, associar o valor limite ($< 0,4$) para a intensidade dessa transição, o que concorda com o valor obtido por Haverfield et al²⁶.

5) A Fig. IV-3 mostra um espectro obtido com o detector de 1.0 cm^3 , onde vemos o raio gama de $50,32 \pm 0,04$ Kev resultante da desexcitação do nível $\frac{5^-}{2}$ da Pt^{197} .

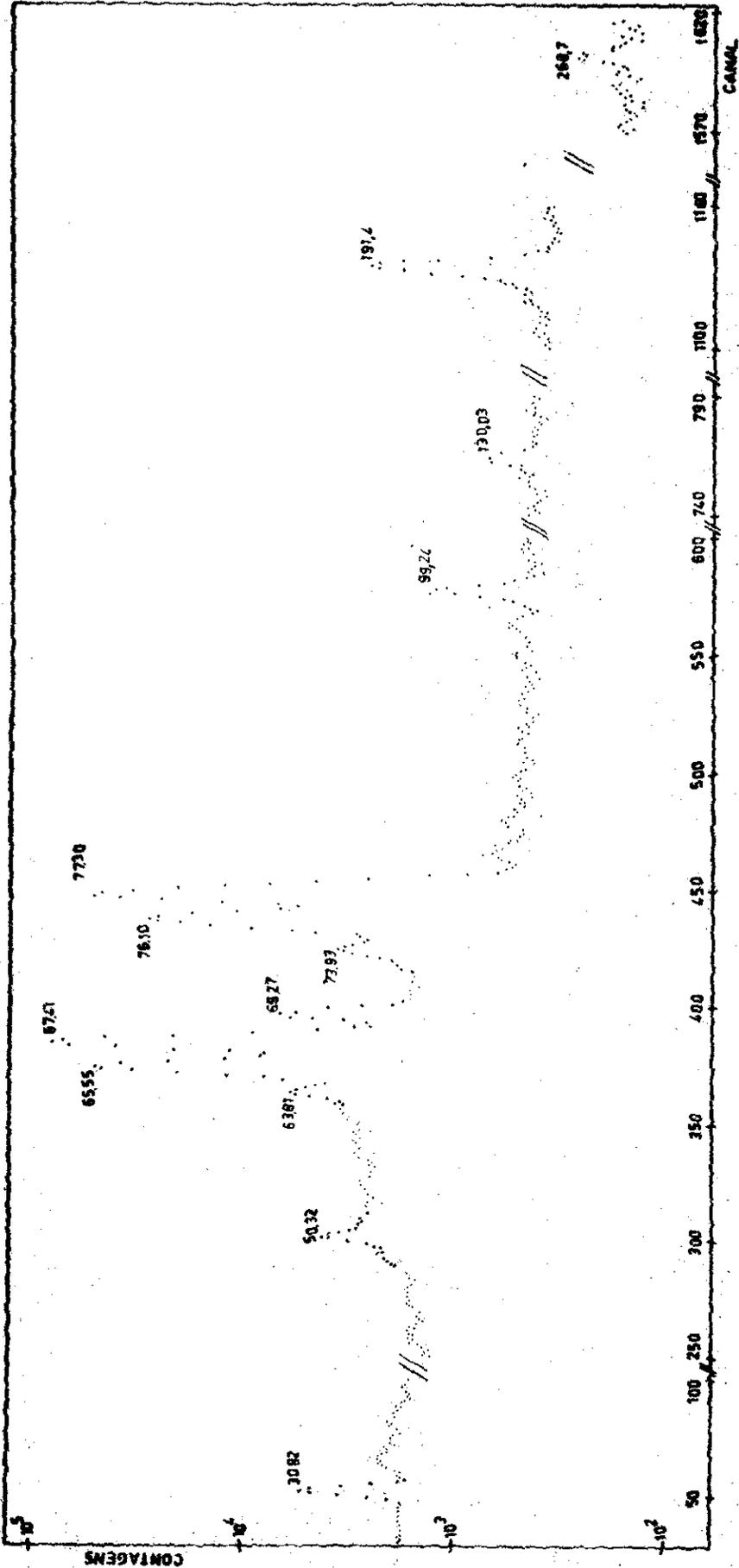


Fig. IV-3 Detetor 1.0 cm³

6) As transições gama de 548,4 e 269,1 Kev provenientes do nível de 548 Kev não foram observadas em nossas medidas com uma via de análise. A diminuição do fundo radiativo com medidas de coincidência poderia, entretanto, permitir o aparecimento desses raios gama e possibilitar a confirmação ou não do ramo beta da Pt^{197m} (80 min) para o nível de 548 Kev, proposto por Bashandy e Migahed²⁷. Essas medidas serão descritas na Seção IV-2.

7) A transição de 130 Kev (E3) da Pt^{197m} é muito convertida e só apareceu nas medidas de coincidência, que mostraremos posteriormente quando discutirmos os resultados obtidos com 2 e 3 vias de análise. O raio gama de 129,8 Kev é uma mistura das transições da Pt^{191} e Pt^{195m} .

IV. 1. 3 TRANSIÇÕES SEGUINDO O DECAIMENTO $Pt^{197} \rightarrow Au^{197}$

As transições gama de 77,3; 191,4 e 268,7 Kev, identificadas como seguindo o decaimento da Pt^{197} , são mostradas na Fig. IV-3.

A comparação das nossas determinações de energias e intensidades relativas com os valores obtidos por Helmer e McIsaac⁴⁹ e Haverfield et al²⁶ é apresentada na Tabela IV-4.

NOSSO TRABALHO		HELMER E McISAAC ⁴⁹		HAVERFIELD ET AL ²⁶	
ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA
77,30 ± 0,05	400 ± 40	77	465 ± 50	77	380 ± 30
191,4 ± 0,1	100	191	100	191,4	100
268,7 ± 0,1	6,50 ± 0,06	269	6,3 ± 0,06	268	7 ± 1

TABELA IV-4

Transições seguindo o decaimento $Pt^{197} \rightarrow Au^{197}$

IV. 1.3.1 OBSERVAÇÕES

1) A determinação da meia vida da transição de 268,7 Kev mostrou ser a mesma uma mistura de transições gama seguindo os decaimentos dos isótopos Pt^{191} (3d) e Pt^{197} (18 h). Entretanto, desmembrando as intensidades correspondentes à Pt^{191} e Pt^{197} , encontramos resultados concordantes com os de Malmskog et al⁵⁰, Helmer e McIsaac⁴⁹ e Haverfield et al²⁶.

2) As energias encontradas por Bashandy e Migahed²⁷ para essas transições foram 76,85 ± 0,01; 191,4 e 268,2 ± 0,2 Kev respectivamente.

IV. 1.4 TRANSIÇÕES SEGUINDO O DECAIMENTO $Pt^{191} \rightarrow Ir^{191}$

A finalidade dessa análise foi apenas a de bem identificar, no espectro, os raios gama resultantes do decaimento da Pt^{191} .

A Fig. IV-4 mostra as transições do Ir^{191} , sendo as suas energias e intensidades apresentadas na Tabela IV-5.

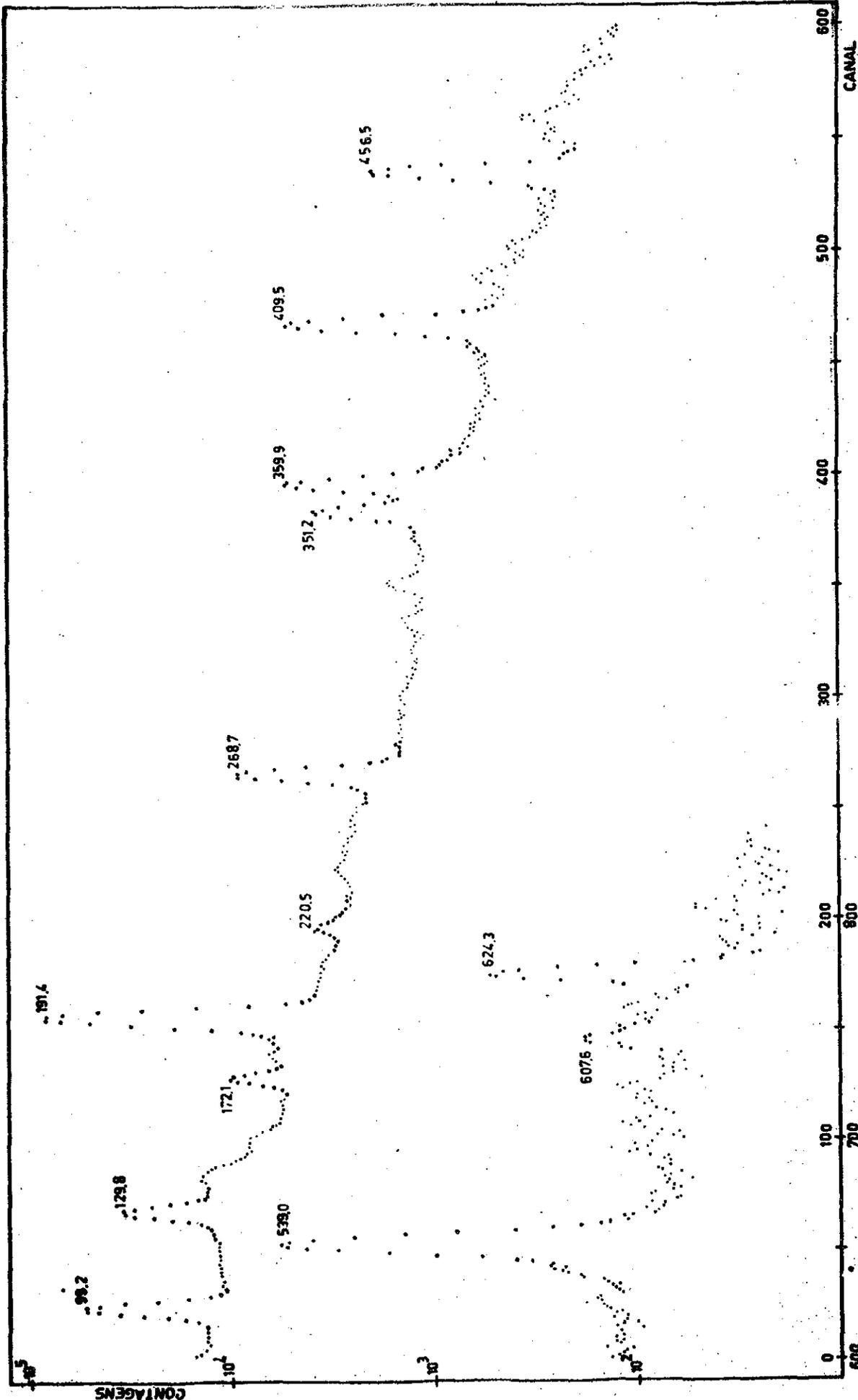


Fig. IV-4 Detetor 5,6 cm³

NOSSO TRABALHO		MALMSKOG ET AL ⁵⁰	
ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA
172,1 ± 0,2	40 ± 4	172,26 ± 0,03	41,9 ± 2,0
179,0 ± 0,2	11 ± 2	179,05 ± 0,03	12,2 ± 0,6
351,2 ± 0,2	42 ± 4	351,25 ± 0,05	43,5 ± 2,1
359,9 ± 0,2	72 ± 7	360,00 ± 0,05	73,1 ± 3,7
409,5 ± 0,2	100	409,50 ± 0,05	100
456,5 ± 0,2	41 ± 4	456,8 ± 0,2	42,4 ± 2,0
539,0 ± 0,2	180 ± 18	538,9 ± 0,2	186,0 ± 18
624,3 ± 0,2	19 ± 3	624,2 ± 0,3	20,5 ± 1,5

TABELA IV-5

Transições seguindo o decaimento $\text{Pt}^{191} \xrightarrow{\text{EC}} \text{Ir}^{191}$

IV. 1.4.1 OBSERVAÇÕES

1) As transições de $96,59 \pm 0,03$ e $129,48 \pm 0,02$ Kev encontradas por Malmskog et al⁵⁰ aparecem em nossas medidas misturadas com os raios gama de $99,24$ e $130,03$ Kev da $\text{Pt}^{195\text{m}}$, o que fez com que não as colocássemos na tabela acima. Uma análise de forma não foi efetuada, devido ao fato da medida ter sido realizada apenas para atribuição isotópica.

2) O raio gama de $220,0$ Kev (ver Fig. IV-4) foi mos

trado por Malmkog et al⁵⁰ consistir de três transições com energias 219,74; 221,78 e 223,76 e intensidades 10,9; 1,7 e 1,3 respectivamente, o que é concordante com a intensidade 11 ± 1 encontrada no nosso trabalho.

IV. 1.5 TRANSIÇÕES SEGUINDO O DECAIMENTO DA Pt¹⁹⁹

A Fig. IV-5 mostra as transições gama identificadas como resultantes do decaimento da Pt¹⁹⁹. Esse espectro foi obtido em uma irradiação com o feixe de neutrons térmicos do Reator do Instituto de Energia Atômica de São Paulo.

As energias e intensidades relativas encontradas no nosso trabalho são comparadas com os valores obtidos por Bäcklin et al⁵¹ na Tabela IV-6.

NOSSO TRABALHO		BÄCKLIN ET AL ⁵¹	
ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (Kev)	INTENSIDADE RELATIVA
246,3 ± 0,2	15 ± 2	246,30 ± 0,07	16,4 ± 5%
316,8 ± 0,2	35 ± 3	316,88 ± 0,07	35 ± 5%
493,5 ± 0,2	37 ± 3	493,59 ± 0,1	40 ± 5%
542,8 ± 0,2	100	542,84 ± 0,06	100
714,3 ± 0,2	11 ± 1	714,17 ± 0,20	11,8 ± 6%
791,4 ± 0,2	6 ± 1	791,32 ± 0,20	6,47 ± 7%

TABELA IV-6
Transições seguindo o decaimento da Pt¹⁹⁹

IV. 1.5.1 OBSERVAÇÕES

1) A Fig. IV-5 mostra que as transições de 465,50 ; 467,95 e 474,55 Kev, observadas por Bäcklin et al⁵¹, não apareceram completamente definidas, devido ao alto fundo. Porém, um cálculo aproximado mostrou uma boa concordância entre as nossas intensidades e as encontradas pelos autores acima.

2) É interessante assinalar a presença das transições de 158,2 e 208,3 Kev do Hg¹⁹⁹, resultantes do decaimento Pt¹⁹⁹ → Au¹⁹⁹ → Hg¹⁹⁹. Esses devem ser os raios gama que Griesacker e Roy²³ interpretaram como transições de 155 e 202 Kev no Au¹⁹⁷.

IV. 1.6 TRANSIÇÕES DA Pt^{195m}

A formação do estado metaestável da Pt¹⁹⁵ foi verificada em nosso trabalho. O espectro mostrado na Fig. IV-3 apresenta os raios gama de $30,82 \pm 0,03$; $99,24 \pm 0,06$ e $130,03 \pm 0,08$ Kev identificados como pertencendo ao decaimento da Pt^{195m}.

IV- 2 ESPECTROSCOPIA DE COINCIDÊNCIA GAMA-GAMA

As medidas de coincidências gama-gama tiveram duas importâncias fundamentais nesse trabalho. Facilitar o posicionamento, em um esquema de níveis, das transições que ocorrem em um dado isótopo e permitir, em certos casos, a identificação do isótopo responsável por uma dada transição.

IV. 2. 1 DUAS VIAS DE ANÁLISE

A Fig. IV-6 mostra o espectro dos raios gama em coincidência com a transição de 268, 7 Kev, obtido com o dispositivo experimental para duas vias de análise descrito na Seção III. 1. 3 . A análise das coincidências acidentais foi feita seguindo o método descrito em III. 2. 2.

A finalidade dessa medida foi a possível verificação do ramo β^- da Pt^{197m} para o nível de 548 Kev do Au^{197} , observado por Bashandy e Migahed²⁷.

Apenas as transições de 141 e 220 Kev foram observadas em coincidência com o raio gama de 268, 7 Kev.

Como a transição de 268, 7 Kev foi verificada ser mistura dos isótopos Pt^{197} e Pt^{191} , o raio gama de 220 Kev pode ser interpretado como pertencendo ao isótopo Pt^{191} , pois êle foi observado em medidas com uma via de análise (ver Fig. IV-4). Entretanto, a transição de 141 Kev não foi observada em nossas medidas diretas.

Para bem identificar a origem das transições de 141 e 220 Kev, se fazia necessário a realização de medidas de coincidência com novas seleções. Isto acarretaria a necessidade de várias irradiações .

Para contornar essa dificuldade, foi possível a idealização do dispositivo para 3 vias de análise descrito em III. 1. 4, que permite o registro simultâneo de várias coincidências entre os raios gama, o que dá uma grande maleabilidade para a identificação das várias transições observadas. Após o registro, nós podemos analisar várias coincidências com transições fixadas através dos condicionadores de leitura AP 22 e AP25.

IV. 1.5.1 OBSERVAÇÕES

1) A Fig. IV-5 mostra que as transições de 465,50 ; 467,95 e 474,55 Kev, observadas por Bäcklin et al⁵¹, não apareceram completamente definidas, devido ao alto fundo. Porém, um cálculo aproximado mostrou uma boa concordância entre as nossas intensidades e as encontradas pelos autores acima.

2) É interessante assinalar a presença das transições de 158,2 e 208,3 Kev do Hg¹⁹⁹, resultantes do decaimento Pt¹⁹⁹ → Au¹⁹⁹ → Hg¹⁹⁹. Esses devem ser os raios gama que Griesacker e Roy²³ interpretaram como transições de 155 e 202 Kev no Au¹⁹⁷.

IV. 1.6 TRANSIÇÕES DA Pt^{195m}

A formação do estado metaestável da Pt¹⁹⁵ foi verificada em nosso trabalho. O espectro mostrado na Fig. IV-3 apresenta os raios gama de $30,82 \pm 0,03$; $99,24 \pm 0,06$ e $130,03 \pm 0,08$ Kev identificados como pertencendo ao decaimento da Pt^{195m}.

IV- 2 ESPECTROSCOPIA DE COINCIDÊNCIA GAMA-GAMA

As medidas de coincidências gama-gama tiveram duas importâncias fundamentais nesse trabalho. Facilitar o posicionamento, em um esquema de níveis, das transições que ocorrem em um dado isótopo e permitir, em certos casos, a identificação do isótopo responsável por uma dada transição.

IV. 2. 1 DUAS VIAS DE ANÁLISE

A Fig. IV-6 mostra o espectro dos raios gama em coincidência com a transição de 268,7 Kev, obtido com o dispositivo experimental para duas vias de análise descrito na Seção III. 1. 3 . A análise das coincidências acidentais foi feita seguindo o método descrito em III. 2. 2.

A finalidade dessa medida foi a possível verificação do ramo β^- da Pt^{197m} para o nível de 548 Kev do Au^{197} , observado por Bashandy e Migahed²⁷.

Apenas as transições de 141 e 220 Kev foram observadas em coincidência com o raio gama de 268,7 Kev.

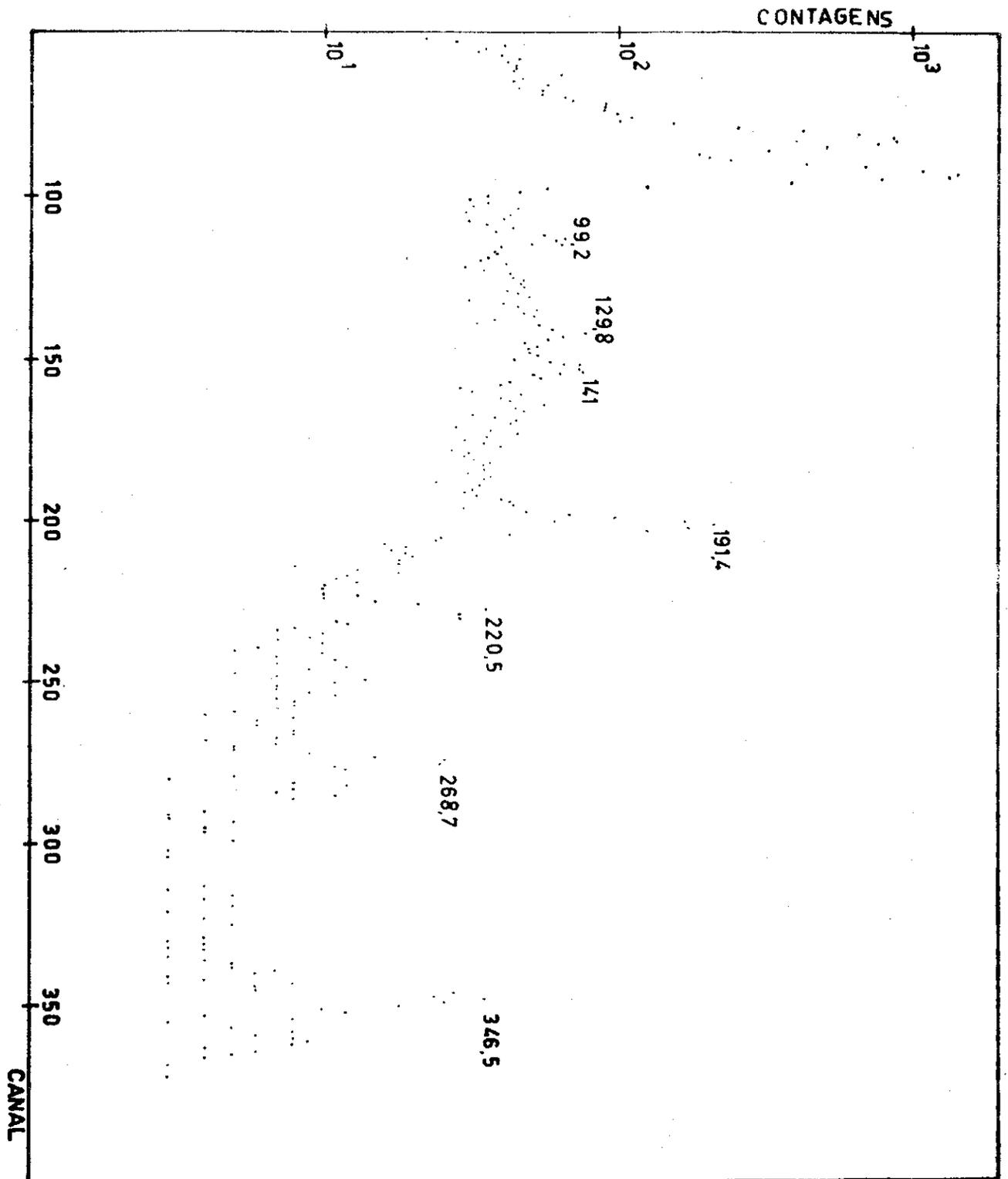
Como a transição de 268,7 Kev foi verificada ser mistura dos isótopos Pt^{197} e Pt^{191} , o raio gama de 220 Kev pode ser interpretado como pertencendo ao isótopo Pt^{191} , pois êle foi observado em medidas com uma via de análise (ver Fig. IV-4). Entretanto, a transição de 141 Kev não foi observada em nossas medidas diretas.

Para bem identificar a origem das transições de 141 e 220 Kev, se fazia necessário a realização de medidas de coincidência com novas seleções. Isto acarretaria a necessidade de várias irradiações.

Para contornar essa dificuldade, foi possível a idealização do dispositivo para 3 vias de análise descrito em III. 1. 4, que permite o registro simultâneo de várias coincidências entre os raios gama, o que dá uma grande maleabilidade para a identificação das várias transições observadas. Após o registro, nós podemos analisar várias coincidências com transições fixadas através dos condicionadores de leitura AP 22 e AP 25.

Fig.IV-6 COINCIDÊNCIA COM 268 Kev

Detetor 5,6 cm³



IV. 2. 2. TRÊS VIAS DE ANÁLISE

Com o dispositivo experimental mostrado na Fig. III-7 e seguindo o método descrito na Seção III-2-3, foram analisados vários espectros em coincidência, cujos resultados obtidos serão discutidos a se - guir.

IV. 2. 2. 1 COINCIDÊNCIA COM 130 Kev

A Fig. IV-7 A mostra o espectro de raios gama em coincidência com a transição de 130 Kev. A duração da medida foi de 1h 30 min e corresponde ao registro da 1^a fita magnética, isto é, logo após o término da irradiação.

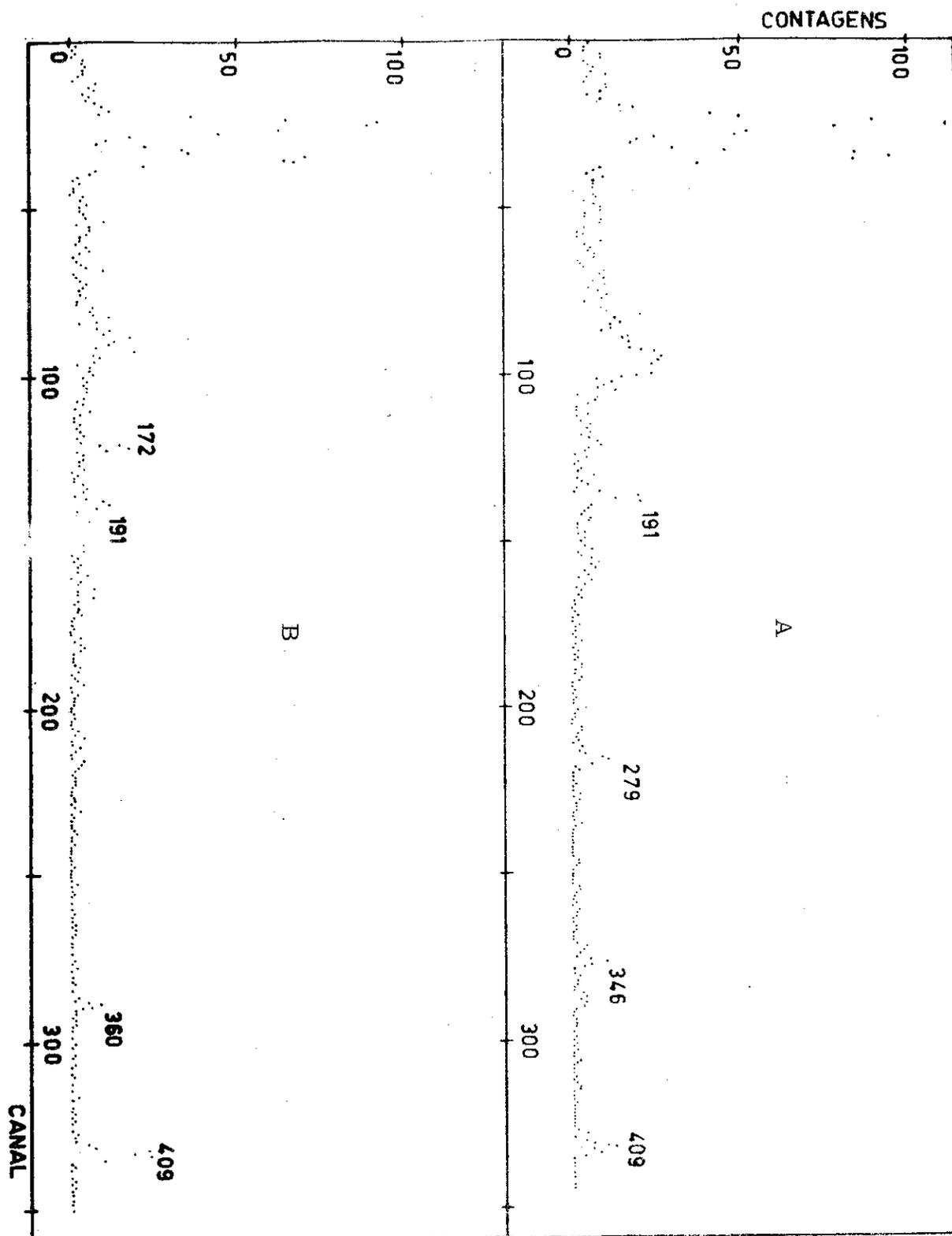
Examinando os espectros de coincidência acidental e adjacente, determinamos que apenas a transição de 279 Kev estava em coincidência real com a de 130 Kev. Essas duas transições em cascata são oriundas do nível 409 Kev do Au^{197} , alimentado por um ramo β^- correspon - dente a 3,1% das desexcitações da Pt^{197m} (80 min).

O espectro mostrado na Fig. IV-7 B mostra também as transições observadas em coincidência com a de 130 Kev, porém corresponde a uma medida realizada 6 horas após o término da irradiação, para permitir o desaparecimento da Pt^{197m} (80 min). A duração da medida foi a mesma que a anterior, pois as duas fitas foram gravadas com a mesma velocidade.

Os raios gama de 409,5 e 172,1 Kev foram verificados estar em coincidência com a raia selecionada, sendo identificados como

Fig. IV-7 COINCIDÊNCIA COM 130 Kev
Detetor 5,6 cm³

A - Logo após a irradiação
B - 6 horas após a irradiação



transições no Ir¹⁹¹ resultantes do decaimento da Pt¹⁹¹.

IV. 2.2.2 COINCIDÊNCIA COM 279 Kev

Uma medida dos raios gama em coincidência com a transição de 279,1 Kev foi empreendida, com o intuito de verificar o ramo β^- da Pt^{197m} para o nível de 548 Kev do Au¹⁹⁷.

Foi observado que nenhuma transição de 269,2 Kev estava em coincidência com a de 279,1 Kev, o que é uma indicação da inexistência do ramo beta acima citado.

A única transição observada em coincidência com a de 279 Kev foi a de 130 Kev (ver Fig. IV-8), que é resultante da desexcitação 409 - 279 Kev no Au¹⁹⁷. Esta transição, por ser de caráter E3, tem um grande coeficiente de conversão interna e não poderia ser observada em medidas direta.

IV. 2.2.3 COINCIDÊNCIA COM 268 Kev

Novamente foi observado o espectro dos raios gama em coincidência com a transição de 268,7 Kev. A Fig. IV-9 mostra os resultados obtidos.

As transições de 141 e 220 Kev apareceram de novo em coincidência real. Faz-se necessário então examinar o espectro em coincidência com a transição de 191,4 Kev, para facilitar a identificação dos isótopos responsáveis pelas transições de 141 e 220 Kev.

Os resultados obtidos através das medidas de coinci -

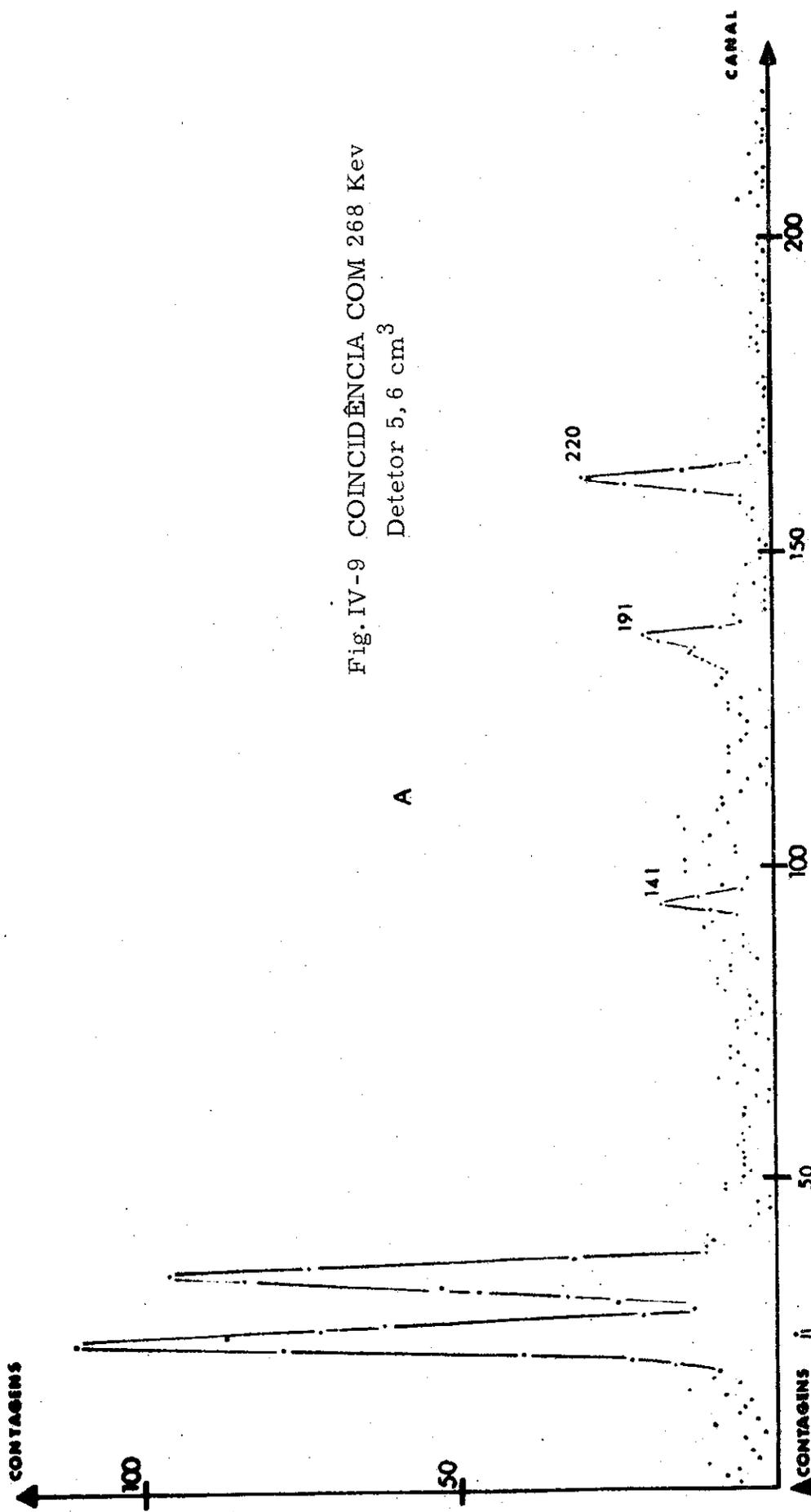


Fig. IV-9 COINCIDÊNCIA COM 268 Kev
Detetor 5,6 cm³

A

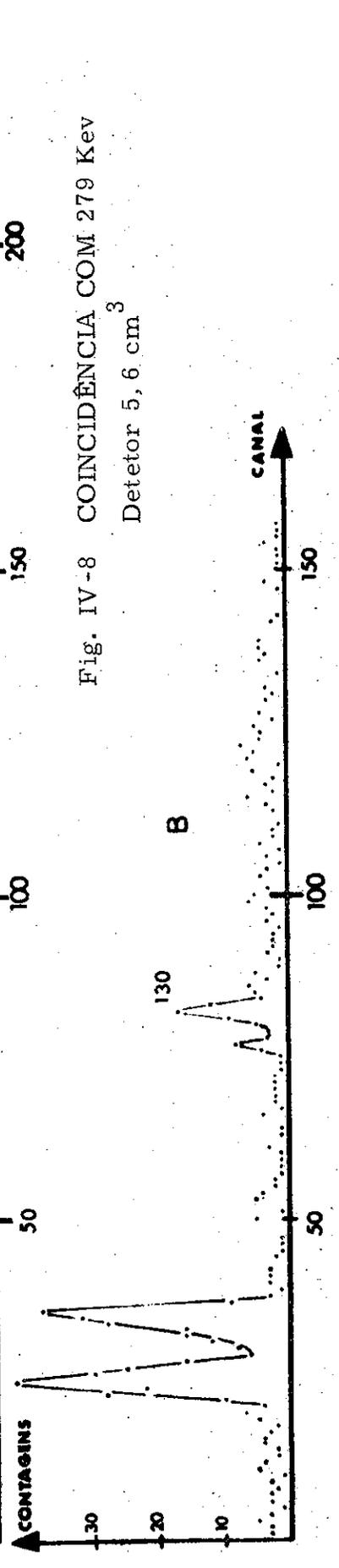


Fig. IV-8 COINCIDÊNCIA COM 279 Kev
Detetor 5,6 cm³

B

dência com os raios gama de 268,7 Kev (duas e três vias de análise) e de 279,1 Kev (três vias de análise), indicam a inexistência do ramo beta da Pt^{197m} para o nível de 548 Kev do Au^{197} .

IV. 2. 2. 4 COINCIDÊNCIA COM 191 Kev

A Fig. IV-10 mostra o espectro gama obtido em coincidência com a transição de 191,4 Kev.

A coincidência esperada entre as transições de 77,3 e 191,4 Kev, provenientes do nível 268,7 Kev do Au^{197} , foi verificada.

O não aparecimento da transição de 220 Kev em coincidência com o raio gama de 191,4 Kev, confirma a hipótese da mesma ser resultante do decaimento $Pt^{191} \xrightarrow{EC} Ir^{191}$.

Um problema que não conseguimos interpretar foi a péssima resolução do pico de 141 Kev, provavelmente devido a alguma impureza com energia bastante próxima.

IV- 3 CONCLUSÕES

As transições gama seguindo os decaimentos $Ir^{197} \xrightarrow{\beta^-} Pt^{197} \xrightarrow{\beta^-} Au^{197}$ foram investigadas usando técnicas de espectroscopia com uma, duas e três vias de análise. Foram também identificadas diversas transições resultantes dos decaimentos da Pt^{191} , Pt^{195m} e Pt^{199} .

Para o decaimento $Ir^{197} \xrightarrow{\beta^-} Pt^{197}$, foram observadas quatro novas transições gama com energias 877,6; 938,7; 1049,6 e 1341,8 Kev, implicando na suposição de níveis de energia em 877,6; 938,7;

CONTAGENS

750

500

250

• 773

••• 141

• 191

• 279

50

100

150

200

CANAL

250

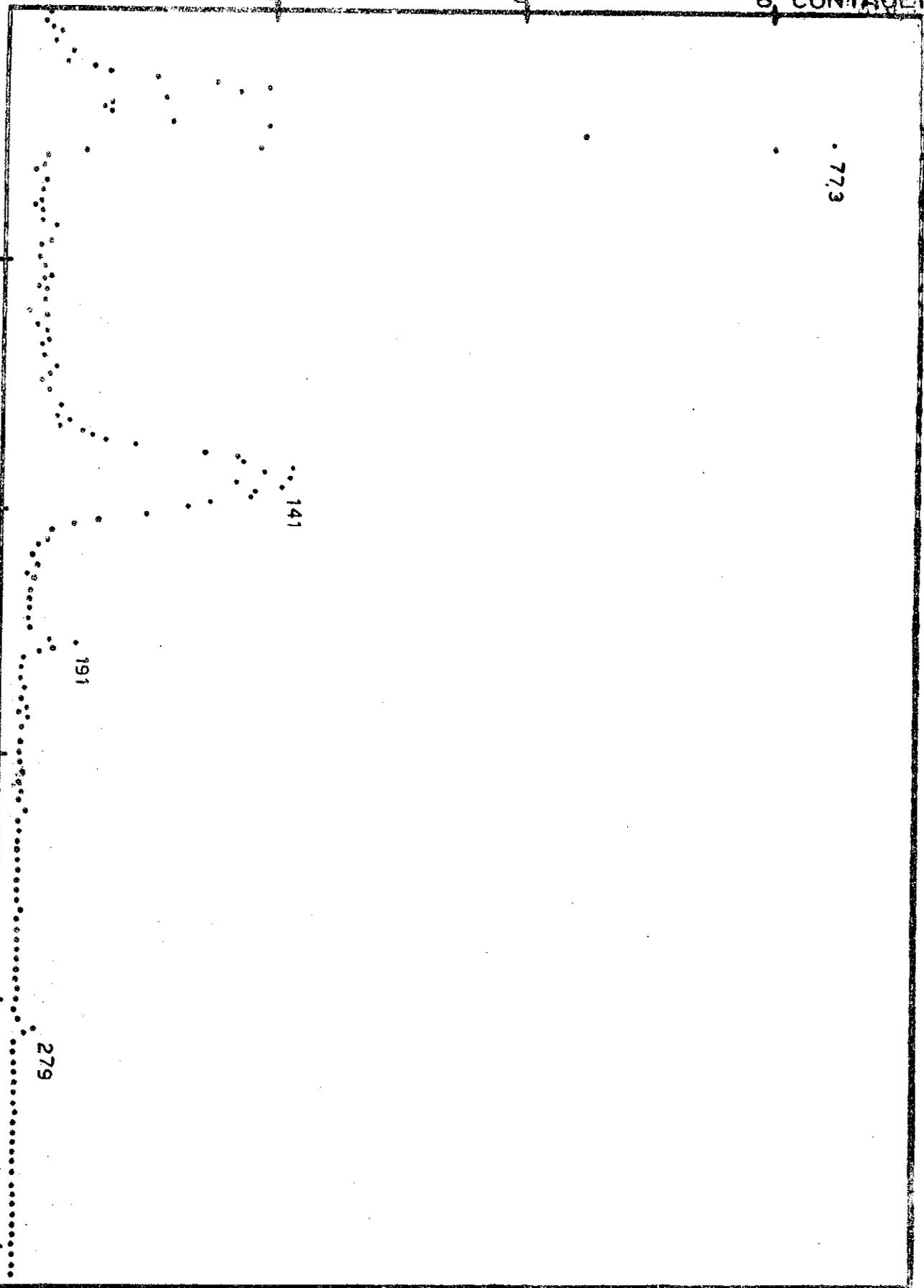


FIG. IV-10 COINCIDÊNCIA COM 191 KeV

Detetor 5, 6 cm³

1049,6 e 1341,8 Kev na Pt^{197} serem populados através do decaimento β^- do Ir^{197} . Esses devem ser os níveis de 880 ± 20 ; 965 ± 30 , 1060 ± 20 e 1320 ± 20 propostos para a Pt^{197} por meio de estudos de reações (d, p) e (d, t)² e de captura radiativa parcial de neutrons de ressonância³. Além disso, o raio gama de 1800 Kev observado por Butement e Poe¹⁴, no decaimento do Ir^{197} , não apareceu em nossas medidas, o que concorda com a não observação dessa transição por Homma et al¹⁵.

Para o decaimento da Pt^{197m} (80 min), foi observada pela primeira vez uma transição gama de 299,5 Kev. Esta é interpretada como a desexcitação direta de um nível em 299,5 Kev na Pt^{197} , que deve ser o nível de 280 ± 20 Kev proposto por Mukherjee². Por outro lado, não foi verificado o ramo beta da Pt^{197m} para o nível de 548 Kev do Au^{197} , proposto por Bashandy e Migahed²⁷.

As medidas com três de análise, além de facilitarem a identificação de algumas transições já conhecidas, mostraram a possibilidade de existência de uma transição de 141 Kev que seria interpretada como oriunda da desexcitação 409,5 - 268,7 Kev no Au^{197} .

Acreditamos que essa experiência deva ser continuada com a utilização de uma amostra enriquecida no isótopo Pt^{198} , além dos recursos de uma espectroscopia β . Determinações de coeficientes de conversão interna seriam bastante importantes para as transições na Pt^{197} , onde as atribuições de spins e paridades para os níveis de estrutura são bastante deficientes.

A contribuição dada por nosso trabalho ao estudo dos

decaimentos $\text{Ir}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Pt}^{197} \xrightarrow{\beta^-} \text{Au}^{197}$ pode ser sumarizada nas Figs. IV-11 e IV-12, onde vemos o esquema de desintegração admitido até então (Fig. IV-11) e o esquema proposto por êste trabalho (Fig. IV-12).

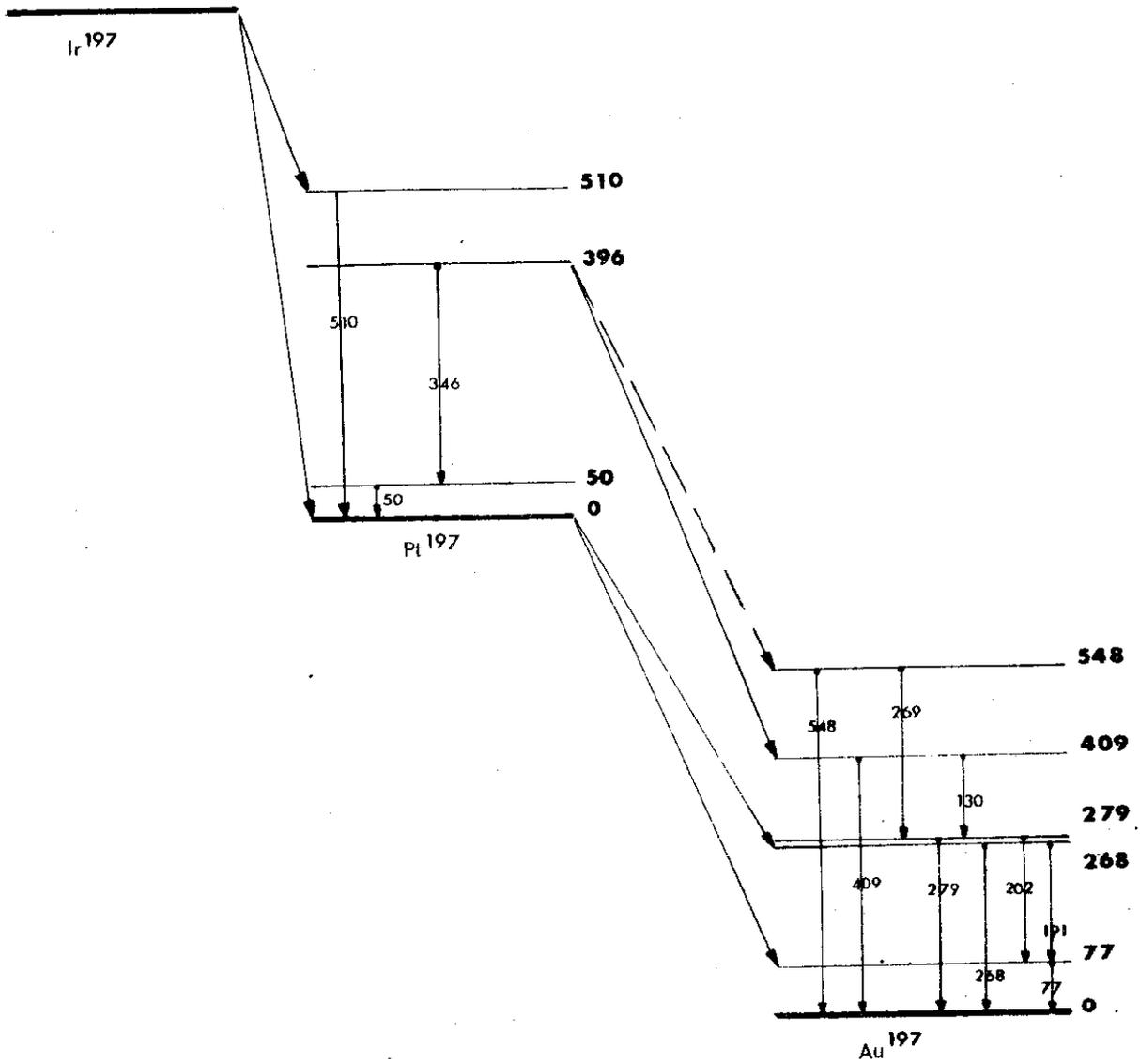


Fig. IV-11

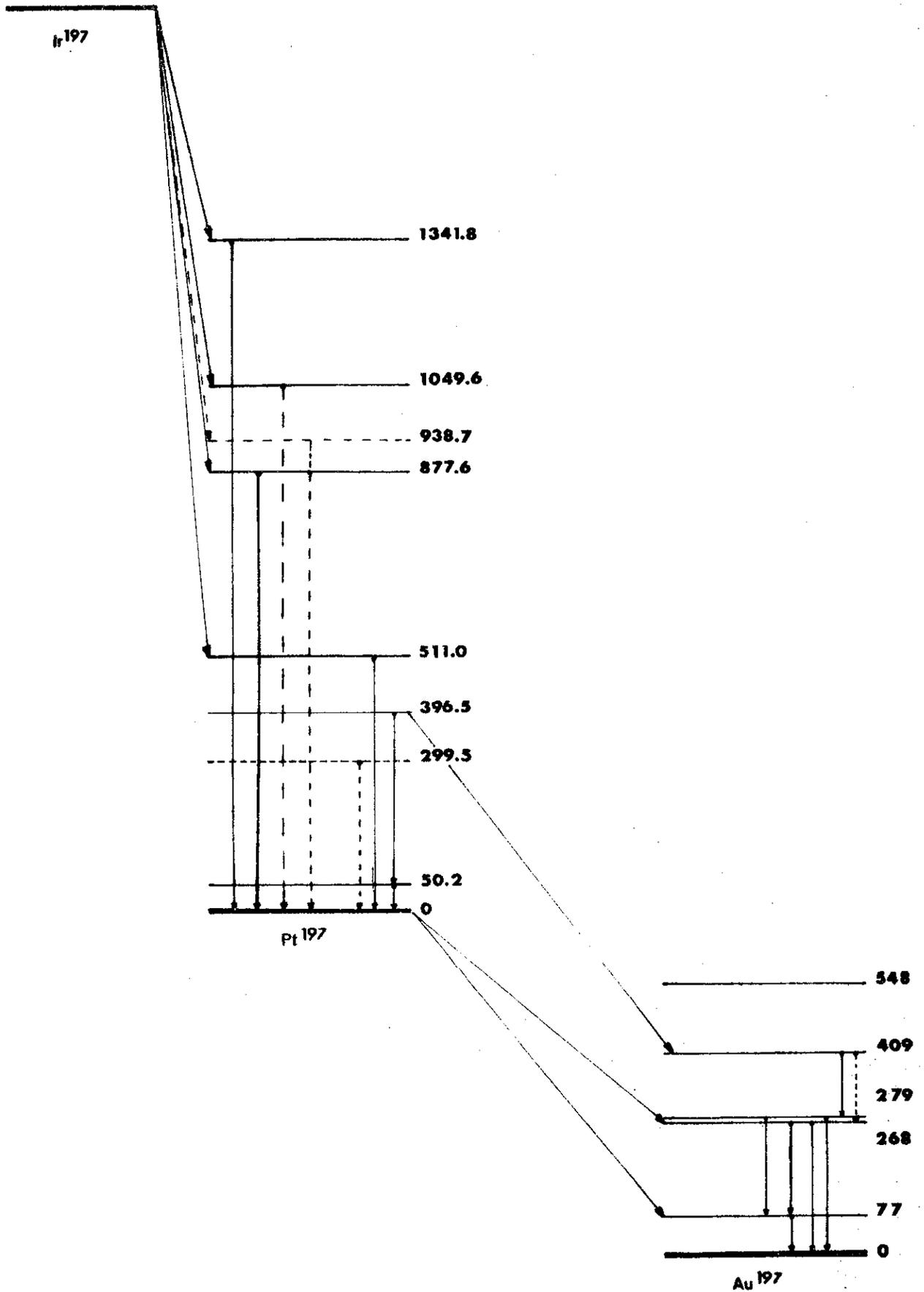


Fig. IV-12

REFERÊNCIAS

- 1 - L.S. Kisslinger e R.A. Sorensen, *Revs. Mod. Phys.* 35, 853 (1963)
- 2 - P. Mukherjee, *Nuclear Physics* 64, 65 (1965)
- 3 - C. Samour, *Capture Radiative Partielle des Neutrons de Resonance*, Rapport CEA-R-3776, 1969
- 4 - A. de-Shalit, *Phys. Rev.* 122, 1530 (1961)
- 5 - A. Braunstein e A. de-Shalit, *Phys. Letters* 1, 264 (1962)
- 6 - J.M. Cork e E.O. Lawrence, *Phys. Rev.* 49, 788 (1936)
- 7 - E. McMillan, M. Kamen e S. Ruben, *Phys. Rev.* 52, 375 (1937)
- 8 - R. Sherr, K. T. Bainbridge e H.H. Anderson, *Phys. Rev.* 60, 473 (1941)
- 9 - D.L. Mock, R.C. Waddel, L.W. Fagg e R.A. Tobin, *Phys. Rev.* 74, 1536 (1948)
- 10 - D. Christian, R.F. Mitchell e D.S. Martin, Jr., *Phys. Rev.* 86, 946 (1952)
- 11 - J.M. Cork, J.M. LeBlanc, F.B. Stumpf e W.H. Nester, *Phys. Rev.* 86, 415 (1952)
- 12 - J.M. Cork, D.W. Martin, J.M. LeBlanc e C.E. Branyan, *Phys. Rev.* 85, 386 (1952)
- 13 - J.W. Mihelich e A. de-Shalit, *Phys. Rev.* 91, 78 (1953)
- 14 - F. Butement e A. Poe, *Phyl. Mag.* 45, 31 (1954)
- 15 - S. Homma, T. Kuroyanagi e H. Morinaga, *J. Phys. Soc. Japan* 16, 841 (1961)
- 16 - W.I. Goldberg e R.M. Willianson, *Phys. Rev.* 95, 767 (1954)
- 17 - N.P. Heydemburg e G.M. Temmer, *Phys. Rev.* 93, 906 (1954)
- 18 - C.F. Cook, C.M. Class e J.T. Eisinger, *Phys. Rev.* 96, 658 (1954)
- 19 - P.H. Stelson e F.K. McGowan, *Phys. Rev.* 99, 112 (1955)
- 20 - V.R. Potnis, C.E. Mandeville e J.S. Burlew, *Phys. Rev.* 101, 753 (1956)
- 21 - R.G. Helmer, *Phys. Rev.* 131, 2597 (1963)
- 22 - I. Marklund e B. Lindstrom, *Arkiv Fisik* 22, 422 (1962)
- 23 - P.B. Griesacker e R.R. Roy, *Nuclear Physics* 50, 41 (1964)
- 24 - K.G. Prasad, K.P. Gopinathan e M.C. Joshi, *Nuclear Physics* 58, 305 (1964)
- 25 - V.R. Potnis, E.B. Nieschmidt, C.E. Mandeville, L.D. Ellsworth e D.D. Bornemeier, *Phys. Rev.* 136, B 919 (1964)

- 26 - A.J. Haverfield, H. T. Easterday e J.M. Hollander, Nuclear Physics 64, 379 (1965)
- 27 - E. Bashandy e M. Migahed, Annalen der Physik, Vol. 7, N° 20, 152 (1967)
- 28 - F. Smend, W. Weiranch, W.D. Schmidt-Ott e A. Flammersfeld, Z. Physik 191, 1 (1966)
- 29 - P. Marmier e E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles I, Academic Press 1969
- 30 - W.A. McKinley, Am. J. Phys. 28, 129 (1960)
- 31 - M.G. Mayer e J.H.D. Jensen, Nuclear Shell Structure, John Wiley & Sons, 1955
- 32 - A. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 26, N° 14 (1952)
- 33 - J. Rainwater, Phys. Rev. 79, 432 (1950)
- 34 - N. Bohr e F. Kalckar, Dan. Mat. Fys. Medd. 14, N° 10 (1937)
- 35 - R.D. Lawson e J.L. Uretsky, Phys. Rev. 108, 1300 (1957)
- 36 - C.M. Lederer, J.M. Hollander e I. Perlman, Table of Isotopes. pg. 381, John Wiley & Sons, 1967
- 37 - A. Bohr, B.R. Mottelson e D. Pines, Phys. Rev. 110, 936 (1958)
- 38 - S.T. Belyaev, Dan. Mat. - Fys. Medd. 31, N° 11 (1959)
- 39 - J.P. Elliot, Proc. Roy. Soc. 245A, 128, 562 (1952)
- 40 - J. Bardeen, L.N. Cooper e J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957)
- 41 - Francira Cunha, Tese P.U.C. 1968
- 42 - L.G. Groshev, A.M. Devidov, V.N. Lutsenko e V.I. Palekhov, Atlas of γ -ray spectra from Radiative Capture of Thermal Neutrons
- 43 - H.O. Lancaster, The Chi-Squared Distribution - John Wiley & Sons, 1969
- 44 - D.P. Donnelly, H.W. Baer, J.J. Reidy e M.L. Wiedenbeck, Nucl. Instr. Methods 57, 219 (1967)
- 45 - W.R. Kane e M.A. Mariscotti, Nucl. Instr. Methods 56, 189 (1967)
- 46 - M. Duquesne, R. Grégoire e M. Lefort, Travaux Pratiques de Physique Nucléaire et de Radiochimie - pg. 198
- 47 - R.S. Hager e E.C. Seltzer, Nuclear Data A, Vol. 14, N^{OS} 1 e 2 (1968)
- 48 - O. Dragoun, H.C. Pauli e F. Schmutzler, Nuclear Data A, Vol. 6, N° 3 (1969)
- 49 - R.G. Helmer e L.D. McIsaac, Phys. Rev. 137, B 232 (1965)
- 50 - S.G. Malmskog, V. Berg, A. Bäcklin e G. Hedin, Nuclear Physics A 143, 160 (1970)
- 51 - A Bäcklin, B. Fogelberg e S.G. Malmskog, Nuclear Physics A 103, 337 (1967).

**“CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DOS NÍVEIS EXCITADOS DA Pt197
E DO Au**

SÉRGIO MURILO CALZAVARRA ALVES

Tese apresentada no Centro
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho
Nacional de Desenvolvimento Científico e
Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-
minadora os seguintes Professores:

Alfredo Marques de Oliveira/CBPF

Hervásio Guimarães de Carvalho/CBPF

Anna Maria Freire Endler/CBPF

Neusa Margem Amato/CBPF

Ivan Cunha Nascimento/USP

Rio de Janeiro, 02 de fevereiro de 1971