

MEDIDA DO CAMPO HIPERFINO MAGNÉTICO NO SÍTIO  
DE  $^{181}\text{Ta}$  EM MATRIZ DE NIQUEL

Professores Responsáveis:

R. N. Saxena e Artur Wilson Carbonari

Colaboradores:

<sup>M</sup>Willi Pendl Jr. e Roberta Nunes Attili

Participantes:

Garabed Kenchian, Julio Cesar A.C.R. Soares e  
Mário Sérgio Moreno

RESUMO

O Campo Hiperfino Magnético (CHMD) sobre o núcleo de  $^{181}\text{Ta}$  foi determinado pela Técnica de Correlação Angular Gama-Gama Diferencial Perturbada (TDPAC) em matriz de níquel utilizando-se a cascata (133-482 Kev) a partir do decaimento  $\beta^-$  do  $^{181}\text{Hf}$ . Os experimentos foram realizados à temperatura ambiente na ausência e na presença de campo magnético externo polarizador. O valor do campo hiperfino foi de  $-90.5 \pm 1.0$  KOe.

INTRODUÇÃO

A distribuição angular da radiação gama depende da orientação do estado nuclear no instante em que é emitida. Assim, quando o núcleo emite duas radiações gama sucessivas, a distribuição angular da segunda radiação emitida depende da orientação do estado intermediário.

Quando a meia vida deste estado intermediário é suficientemente longa ( $\geq 10^{-9}$  s), e o núcleo está sendo submetido a um campo magnético  $B$  ou a um gradiente de campo elétrico GCE, a correlação angular da cascata é perturbada pois o núcleo fica sujeito a torques no seu nível intermediário devido à interação de  $B$  com o momento de dipolo magnético  $\mu$  do núcleo ou devido à interação do GCE com o momento de quadrupolo elétrico nuclear  $Q$  deste estado.

Mobilista FAPERF

As perturbações extranucleares podem ser divididas em duas classes de acordo com o comportamento temporal dos campos extranucleares:

a) interações estáticas devidas ao acoplamento dos momentos nucleares com campos extranucleares estáticos, campos que são constantes durante o tempo de existência do nível nuclear. É o caso dos campos magnéticos externos, estáticos, gradientes eletrostáticos em cristais não cúbicos, etc..

b) interações dependentes do tempo causadas por campos variáveis no tempo, tais como os campos sentidos pelos núcleos num líquido.

Se a perturbação da correlação angular é causada pela interação dos momentos elétrico ou magnético nucleares com um campo externo estático  $e$ , supondo que a amostra radioativa seja constituída de um conjunto de microcristais orientados ao acaso, podemos escrever a função correlação angular perturbada como:

$$W(\theta) = \sum_k A_{kk} G_{kk}(t) P_k(\cos\theta) \quad (1)$$

onde  $t$  é o intervalo de tempo entre os instantes da emissão da primeira radiação e da segunda radiação,  $G_{kk}(t)$  são os coeficientes de atenuação que descrevem completamente a influência da perturbação,  $A_{kk}$  coeficientes da correlação não perturbada e  $P_k(\cos\theta)$  polinômio de Legendre de ordem  $K$ .

Existem situações bem definidas de interação do núcleo com campos externos, tais como: interação magnética estática, interação elétrica estática, interações elétrica e magnética estáticas combinadas e interações dependentes do tempo. Neste trabalho considerar-se-á apenas a primeira situação que será apresentada em detalhes a seguir.

#### INTERAÇÕES MAGNETICAS ESTÁTICAS

Do ponto de vista semi-clássico, quando um campo magnético  $B$  age sobre uma amostra radioativa que emite radiações

gama sucessivas, e se a permanência do núcleo no nível intermediário for suficientemente longa, o spin nuclear precessiona em torno da direção do campo  $B$  com uma frequência  $\omega_L$ , devido à interação entre o momento de dipolo magnético  $\mu$  associado ao spin do núcleo e o campo magnético  $B$ . A frequência de rotação do spin  $\omega_L$  é proporcional ao momento magnético  $\mu$  e ao campo  $B$ :

$$\omega_L = - \frac{\mu \cdot B}{Ih} \quad (2)$$

onde  $I$  é o spin do núcleo e  $h$  a constante de Planck. Como  $\mu = g\mu_N I$ , podemos escrever:

$$\omega_L = - \frac{\mu_N g B}{h} \quad (3)$$

onde  $\mu_N$  é o magneton nuclear e vale  $5.05 \times 10^{-24}$  erg/gauss e  $g$  é o fator- $g$  do estado intermediário. Portanto, podemos determinar experimentalmente  $B$  assim como o momento magnético  $\mu$ , se pelo menos uma das duas grandezas for conhecida, ou seja, a determinação experimental da frequência de Larmor  $\omega_L$ , fornece o valor do produto  $gB$ , e assim, conhecendo-se o valor de  $g$  obtemos o valor do campo magnético  $B$ , ou vice-versa.

Para a determinação do campo hiperfino magnético pela técnica da correlação angular perturbada temos duas situações a considerar: quando queremos medir apenas a intensidade do campo, as medidas podem ser feitas sem a aplicação de campos magnéticos externos; e quando queremos conhecer também o sinal do campo, precisamos aplicar um campo magnético externo sobre a amostra. Passaremos então a discutir, em detalhes, estas duas situações.

#### SEM A APLICAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO SOBRE A AMOSTRA

Ao se ter uma amostra ferromagnética sem a aplicação de campo magnético externo polarizador, esta apresenta os domínios magnéticos orientados ao acaso, e cada domínio terá a sua função de correlação angular, com um respectivo fator de perturbação. O efeito da interação magnética pode ser calculado tomando um sistema de referência sobre cada um dos domínios ferromagnéticos e calculando a média sobre todas as direções. A função correlação

angular terá a forma da equação (1) e o fator de perturbação é dado por:

$$G_{kk}(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k \cos(N\omega_L t)$$

$$= \frac{1}{2k+1} \left[ 1 + 2 \sum_{N=1}^k \cos(N\omega_L t) \right] \quad (4)$$

Determinando experimentalmente  $G_{kk}(t)$  obtemos uma curva (fig. 1) e, usando a expressão (4), determinamos a frequência de Larmor  $\omega_L$ , uma vez que o período da curva é  $T = \frac{2\pi}{\omega_L}$ .

#### COM A APLICAÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO EXTERNO SOBRE A AMOSTRA

Nesta situação os domínios magnéticos da amostra estão todos alinhados devido à ação do campo magnético externo. Se considerarmos que este campo está sendo aplicado segundo uma direção perpendicular ao plano dos detectores, podemos escrever a função correlação angular como:

$$W(\theta, t, B) = 1 + \sum_{N=2}^{k_{\max}} b_N \cos[N(\theta - \omega_L t)] \quad (5)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre os detectores e para  $k_{\max} = 4$  temos que os coeficientes  $b_N$  são dados por:

$$b_2 = \frac{3/4A_{22} + 5/16A_{44}}{1 + 1/4A_{22} + 9/64A_{44}} \quad (6-a)$$

$$b_4 = \frac{35/64A_{44}}{1 + 1/4A_{22} + 9/64A_{44}} \quad (6-b)$$

Através da equação (5) podemos definir a razão  $R(t)$  da

taxa de contagem envolvendo coincidências entre duas radiações gama da cascata, num ângulo  $\theta_d$ .

$$R(t, \theta_d) = 2 \frac{W\theta_{D,t,+B} - W\theta_{D,t,-B}}{W\theta_{D,t,+B} + W\theta_{D,t,-B}} \quad (7)$$

onde  $W\theta_{D,t,\pm B}$  é o número de coincidências observadas em  $\theta = \theta_D$  com o campo magnético aplicado na direção perpendicular ao plano de detecção dos raios gama e sentido para cima (sinal +) e para baixo (sinal -).

Para  $\theta_D = 135^\circ$ , e usando a expressão (5), pode-se escrever a expressão (7), para  $A_{22} \gg A_{44}$  como:

$$R(t, 135^\circ) = -2b_2 \sin(2\omega_L t) \quad (8)$$

cujo período é dado por  $T = \pi/\omega_L$ , como mostra a figura 2.

O período da curva nesta situação é a metade do período obtido na situação anterior, porque quando a precessão de todo o sistema de spins alinhados atinge  $180^\circ$  o padrão de correlação angular se repete. Na situação anterior, como não existe um sistema único de spins alinhados, mas cada domínio possui o seu alinhamento próprio, o sistema tem que precessionar  $360^\circ$  para atingir a mesma situação do alinhamento inicial.

Este método em que usamos um campo externo polarizador, permite a determinação do sinal do campo hiperfino magnético presente na amostra, pois a função  $R(t)$  depende de  $\sin\omega_L t$  e não de  $\cos\omega_L t$ . Assim, para  $t \rightarrow 0$ , a equação (8) é aproximada por:

$$R(t) \approx -4b_2 \omega_L t \quad (9)$$

Portanto, para  $t \rightarrow 0$ , se  $R(t)$  e  $b_2$  tiverem o mesmo sinal, a frequência de Larmor  $\omega_L$  terá um sinal negativo, caso o sinal do fator  $g$  seja negativo o produto  $gB$  terá um sinal positivo, e se tiverem sinais opostos,  $\omega_L$  terá um sinal positivo e o produto  $gB$  um sinal negativo. Assim, se o sinal do fator- $g$  do nível intermediário for conhecido, pode-se determinar o sinal do campo hiperfino

presente na amostra.

#### MÉTODO EXPERIMENTAL

O método de investigação pela técnica da correlação angular perturbada, bem como o equipamento utilizado, pertencem ao campo da espectroscopia nuclear. As aplicações possíveis não estão restritas às determinações dos momentos nucleares de estados nucleares excitados. Além da Física Nuclear, esta técnica também constitui uma ferramenta muito útil em outros campos, principalmente na física do estado sólido. Entre as informações extranucleares obtidas com o uso desta técnica, podemos citar os estudos de efeitos químicos, medidas de gradiente de campos elétricos cristalinos, e de campos hiperfinos magnéticos, investigação de processos de relaxação, etc. Além de se usar elementos radioativos incorporados às amostras que se quer estudar, pode-se usar a correlação angular para medidas "on line" com reações nucleares, onde as várias combinações de alvos e projéteis oferecem amplas possibilidades de escolha do nível excitado adequado. As reações nucleares com íons pesados oferecem uma grande possibilidade de aplicações desta técnica para estudos de interações hiperfinas em amostras onde o núcleo de prova é implantado no meio em que se deseja estudar.

No nosso caso estamos particularmente interessados no uso da técnica de correlação angular perturbada para medir o campo hiperfino magnético atuando no sítio do  $Tz^{181}$  em matriz de Níquel (Ni).

#### PREPARAÇÃO DA AMOSTRA

O estudo das interações hiperfinas em ligas metálicas pela técnica de correlação angular perturbada é feito com a incorporação de um núcleo radioativo de um elemento com as mesmas propriedades químicas do elemento localizado no sítio em que se deseja medir a interação. Sendo assim, a radiação emitida pelo núcleo radioativo incorporado carrega as informações sobre a interação hiperfina que age sobre aquele sítio.

No trabalho proposto será incorporado a uma matriz de níquel uma massa ~ 1% atômico de  $\text{Hf}^{181}$  radioativo. A ponta de prova é obtida a partir da reação nuclear:



no Reator Nuclear IEA-R1. O núcleo do  $^{181}\text{Hf}$  emite uma radiação  $\beta^-$  e decai para os níveis excitados do  $^{181}\text{Ta}$  com mostra o esquema de decaimento simplificado da figura 3, onde pode-se destacar a cascata gama de 139 - 482 keV usada para as medidas de correlação angular perturbada, uma vez que a meia vida do estado intermediário é de 10.8 nseg.

Após a obtenção da ponta de prova a mesma é colocada em um cadinho de níquel com dimensões de 5 mm de diâmetro, 8 mm de altura e um orifício central de 2 mm de diâmetro. Todo conjunto é selado em vácuo, e fundido em forno de arco sob atmosfera de Argônio. Obtém-se assim, uma amostra na forma de bolão.

#### ARRANJO EXPERIMENTAL

As medidas serão realizadas em um espectrômetro automático de correlação angular, constituído basicamente de uma mesa de aço, onde estão colocados os detectores e a amostra, e também da eletrônica convencional associada.

Um dos detectores permanece fixo na mesa e estabelece uma direção a partir da qual são medidos os ângulos entre esta direção e a direção do outro detector que é móvel. O movimento deste detector ao redor da mesa é controlado por um sistema lógico digital que muda a sua posição após um determinado intervalo de tempo de contagem e faz com que os dados coletados sejam enviados a uma das memórias do multicanal sendo então registrados. Isto é feito automaticamente para cada ângulo selecionado.

Em determinadas experiências há interesse em se fazer as medidas somente em dois ângulos:  $90^\circ$  e  $180^\circ$ , como é o caso da determinação da curva  $A_{11}(t)$  para estudar interações hiperfinas, por exemplo. Nesta situação podemos montar a mesa de correlação

angular com 3 detectores, sendo 1 fixo e os outros dois móveis (veja figura 4). Neste caso, os dois detectores móveis estão sobre uma plataforma formando um ângulo de  $90^\circ$  entre si. Esta plataforma se movimenta fazendo com que os detectores fiquem em um ângulo de  $90^\circ$  e  $180^\circ$  em relação ao detector fixo, alternadamente.

#### SISTEMA ELETRÔNICO PARA MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR DIFERENCIAL

Os detectores que usamos no espectrômetro são de NaI(Tl) acoplados a tubos fotomultiplicadores, em cujas bases existem duas saídas:

- Dinodo (lógica linear) : esta saída fornece um pulso positivo proporcional à energia do raio gama.
- Anodo (pulso rápido) : desta saída obtemos um sinal negativo que traz a informação relativa ao tempo de chegada do fóton no detector.

Os pulsos relativos a estes dois tipos de informação são analisados em dois ramos distintos (um para o anodo, ramo do tempo, e outro para o dinodo, ramo da energia) do sistema de módulos eletrônicos, como mostra a figura 5.

a) Ramo do tempo: os pulsos do anodo são amplificados por um amplificador e analisados em um discriminador diferencial que fornece um pulso lógico relacionado ao tempo. Os pulsos provenientes do detector fixo ("start") e aqueles oriundos do detector móvel ("stop") são injetados em um conversor de tempo em altura de pulso (TAC). Antes de chegarem ao TAC, os pulsos de "stop" passam por uma linha de atraso e sofrem um atraso em tempo previamente escolhido. O TAC, então, produz um sinal proporcional à diferença em tempo entre a chegada dos pulsos de "start" e "stop" que será igual à diferença em tempo entre a emissão do primeiro gama da cascata e a emissão do segundo gama da cascata. O pulso linear do TAC é enviado ao analisador multicanal onde é digitalizado e armazenado no canal correspondente. Entretanto, para serem admitidos no multicanal, os pulsos do TAC são selecionados por meio de um "gate". Esta

seleção tem que ser feita para evitar que um pulso proveniente do TAC devido a raios gama de núcleos diferentes seja aceito no multicanal. Este sinal de "gate" que entra no multicanal é proveniente do dinodo.

b) Ramo da energia: os pulsos proporcionais à energia dos raios gama passam, primeiramente, por um pré-amplificador e um amplificador. O pulso linear resultante passa, então, por um estabilizador analógico, que irá corrigir eventuais variações no ganho do amplificador. A seguir, os pulsos entram em um analisador monocanal (TSCA) onde é selecionada a região de interesse do espectro de energia. O TSCA produz pulsos lógicos correspondentes a alturas de pulsos dentro da região selecionada. Tal região é determinada pelo fotopico do primeiro raio gama para a linha do detector fixo e pelo segundo gama da cascata, para a linha do detector móvel. Em seguida, estes dois pulsos entram em uma unidade de coincidência lenta com 1  $\mu$ s de tempo de resolução. Os pulsos lógicos da saída da unidade de coincidência são, então, usados como "gate" no multicanal para os sinais vindos do TAC.

#### PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Antes do início da experiência foi feita a calibração e a determinação da resolução da resolução em tempo do sistema. Para tanto, foi utilizada uma fonte de  $^{22}\text{Na}$ , que é um emissor  $\beta^+$  e portanto, emite dois fótons de aniquilação de 511 keV cada um, em direções opostas simultaneamente.

Para realizar esta medida, posiciona-se os detectores de "start" e "stop" segundo um ângulo de  $180^\circ$ , previamente ajustados nas energias de 133-482 keV da cascata gama do decaimento do  $^{184}\text{Ta}$ . Como os dois gama de 511 keV do  $^{22}\text{Na}$  são emitidos simultaneamente, obtém-se um pico estreito na tela do multicanal, cujo centróide corresponde ao instante de tempo zero. Por meio da linha de atraso do "stop" introduz-se atrasos conhecidos deslocando-se a posição do pico na tela do multicanal. Por meio da correspondência entre a posição de deslocamento do pico e o atraso introduzido é feita a calibração.

Uma vez conhecida a calibração pode-se determinar a resolução do sistema medindo-se a largura à meia altura de um dos picos. Obteve-se o valor de 0,25 nseg/canal para a calibração e de 2,0 nseg de resolução. A figura 6 mostra os picos obtidos com a fonte de  $^{22}\text{Na}$ .

#### ANÁLISE DOS RESULTADOS

A curva que obtemos no multicanal com as medidas experimentais é a função correlação angular perturbada diferencial dada pela equação (1):

$$W(\theta, t) = \sum_k A_{kk} G_{kk}(t) P_k(\cos\theta)$$

existe, ainda, um fator exponencial dado por  $e^{-t/\tau}$  devido ao decaimento exponencial do nível intermediário da cascata gama, onde  $\tau$  é a vida média deste nível. Como, em geral, apenas dois coeficientes são necessários para descrever  $W(\theta)$ , teremos:

$$W(\theta, t) = [A_{00} + A_{22} G_{22}(t) P_2(\cos\theta) + A_{44} G_{44}(t) P_4(\cos\theta)] e^{-t/\tau} \quad (10)$$

Normalizando a expressão acima para  $A_{00}$  e para  $e^{-t/\tau}$ , pode-se definir os coeficientes como:

$$A_{kk}(t) = \frac{A_{kk} G_{kk}(t) e^{-t/\tau}}{A_{00} e^{-t/\tau}} \quad (11)$$

com  $k = 2, 4$

Considerando que a amplitude de  $A_{22}(t)$  é maior que a amplitude de  $A_{44}(t)$ , usa-se somente os valores de  $A_{22}(t)$  para a análise dos dados experimentais, desprezando os valores de  $A_{44}(t)$ . Assim, em cada caso particular, retira-se da curva de  $A_{22}(t)$  os valores dos parâmetros de interesse:

a) interação hiperfina magnética sem campo magnético externo:

$$A_{22}(t) = A_{22} G_{22} = A_{22} [0.2 + 0.4 \cos \omega_L t + 0.4 \cos 2\omega_L t] \quad (12)$$

que é a expressão (4) para  $k = 2$  e fornece o fator de perturbação da correlação angular para uma amostra ferromagnética não polarizada contendo os domínios orientados ao acaso.

b) interação hiperfina magnética com campo magnético externo:

$$R(t) = -2b_2 \sin 2\omega_L t$$

que é a expressão (8), usada para  $\theta = 135^\circ$ .

Para determinar experimentalmente a curva de  $A_{22}(t)$ , mede-se os espectros de coincidência atrasadas em dois ângulos:  $90^\circ$  e  $180^\circ$  entre os eixos dos dois detectores e, com o auxílio da expressão (1), pode-se obter a seguinte relação:

$$A_{22}(t) = 2 \left[ \frac{W(180^\circ, t) - W(90^\circ, t)}{W(180^\circ, t) + 2W(90^\circ, t)} \right] \quad (13)$$

No caso das medidas feitas com campo externo, determina-se  $R(t)$  por meio da expressão:

$$R(t) = 2 \left[ \frac{W(135^\circ, t, +B) - W(135^\circ, t, -B)}{W(135^\circ, t, +B) + W(135^\circ, t, -B)} \right] \quad (14)$$

Do ajuste da curva experimental de  $A_{22}(t)$  obtemos então, os valores dos parâmetros de interesse em cada caso particular. Por exemplo, para a medida da intensidade do campo hiperfino magnético, da curva de  $A_{22}(t)$  extraímos o valor da frequência de precessão do spin no nível intermediário  $\omega_L$  e, se o valor do fator  $g$  do estado nuclear intermediário é bem conhecido, com o auxílio da equação (3) obtemos o valor da intensidade de  $B$ , que é o campo hiperfino magnético procurado.

## RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para a determinação do valor do campo hiperfino foram medidos os espectros em tempo para os ângulos de  $90^\circ$  e  $180^\circ$  totalizando 28 h de medida para cada ângulo conforme mostram as figuras 7a e 7b. A curva experimental de  $A_{zz} G_{zz}(t)$  foi determinada a partir da equação (13), onde as barras representam os pontos experimentais e foi ajustada uma curva teórica segundo modelo dado pela equação (12), representada pela curva cheia como mostra a figura 8.

A frequência obtida por meio da curva ajustada foi de  $\omega_L = 540 \pm 6$  MHz. Utilizando a equação (3) e sabendo que  $g = 1.3$ , obteve-se o valor de  $86.8 \pm 1.0$  KOe.

Para a determinação do sinal do campo hiperfino foi aplicado sobre a amostra um campo magnético externo polarizador de 4.5 KGauss na direção perpendicular ao plano de detectores, que mudava de sentido automaticamente em intervalos de tempo previamente estabelecidos. Foram medidos os espectros de coincidências em tempo com os detectores segundo um ângulo de  $135^\circ$ , por um período de 42 h em cada sentido. As figuras 9a e 9b mostram os espectros obtidos.

A razão  $R(t)$  foi calculada com o auxílio da equação (7) e o ajuste da curva teórica segue o modelo dado pela equação (8), como mostra a figura 10. Da curva ajustada obtemos  $2\omega_L = 1016 \pm 16$  MHz.

Pode-se verificar por meio da figura 10 e pela equação (8) que, como  $b_z$  é negativo e  $R(t)$  é positivo para  $t > 0$ , então o sinal do campo hiperfino é negativo, uma vez que o sinal de  $g$  é positivo.

Do valor de  $\omega_L$  dado pelo ajuste da curva representado na figura 10, obtemos o valor de  $82.0 \pm 1.0$  KOe para o campo magnético medido. Como:

$$B_{\text{MEDIDO}} = B_{\text{HIPERFINO}} + B_{\text{EXTERNO}} \quad (15)$$

e o valor do campo externo aplicado é de 4.5 KGauss e o campo medido é - 82.0 KOe, então o valor do campo hiperfino magnético é:  $B = - 80.5 \pm 1.0$  KOe, que é coerente com o valor obtido sem campo aplicado e esta de acordo com os valores obtidos anteriormente por outros autores [1],[2],[3] e [4]

#### REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] R.P. Livi, F.P. Livi, J.D. Rogers e F.C. Zawislak Phys. Rev B8(1973)3098.
- [2] J.L. Oddou, J. Berthier e P. Peretto Phys. Rev B17(1978)222
- [3] J.A. Cameron, P.R. Gardner, W.V. Prestwich, Z. Zamori e D.C. Santry Can. J. Phys 48(1970)2725
- [4] G.N. Rao Hyperf. Interac. 7(1979)141

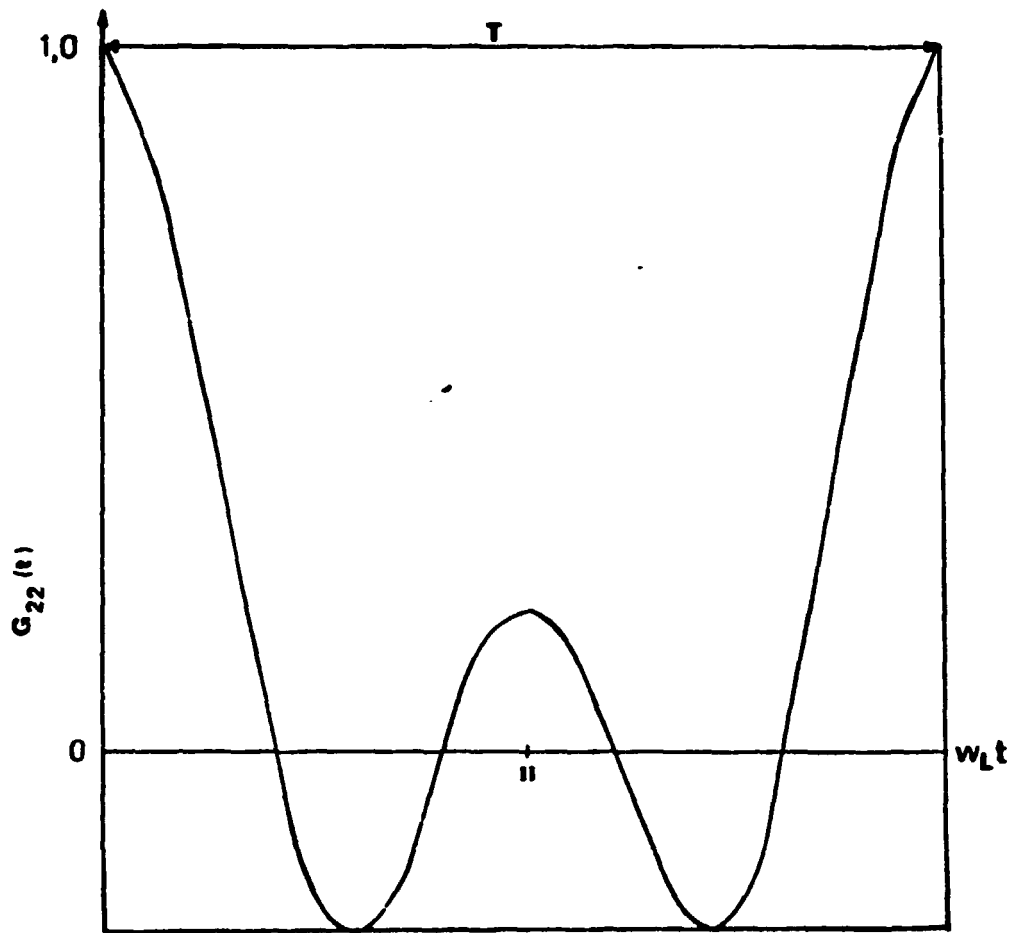
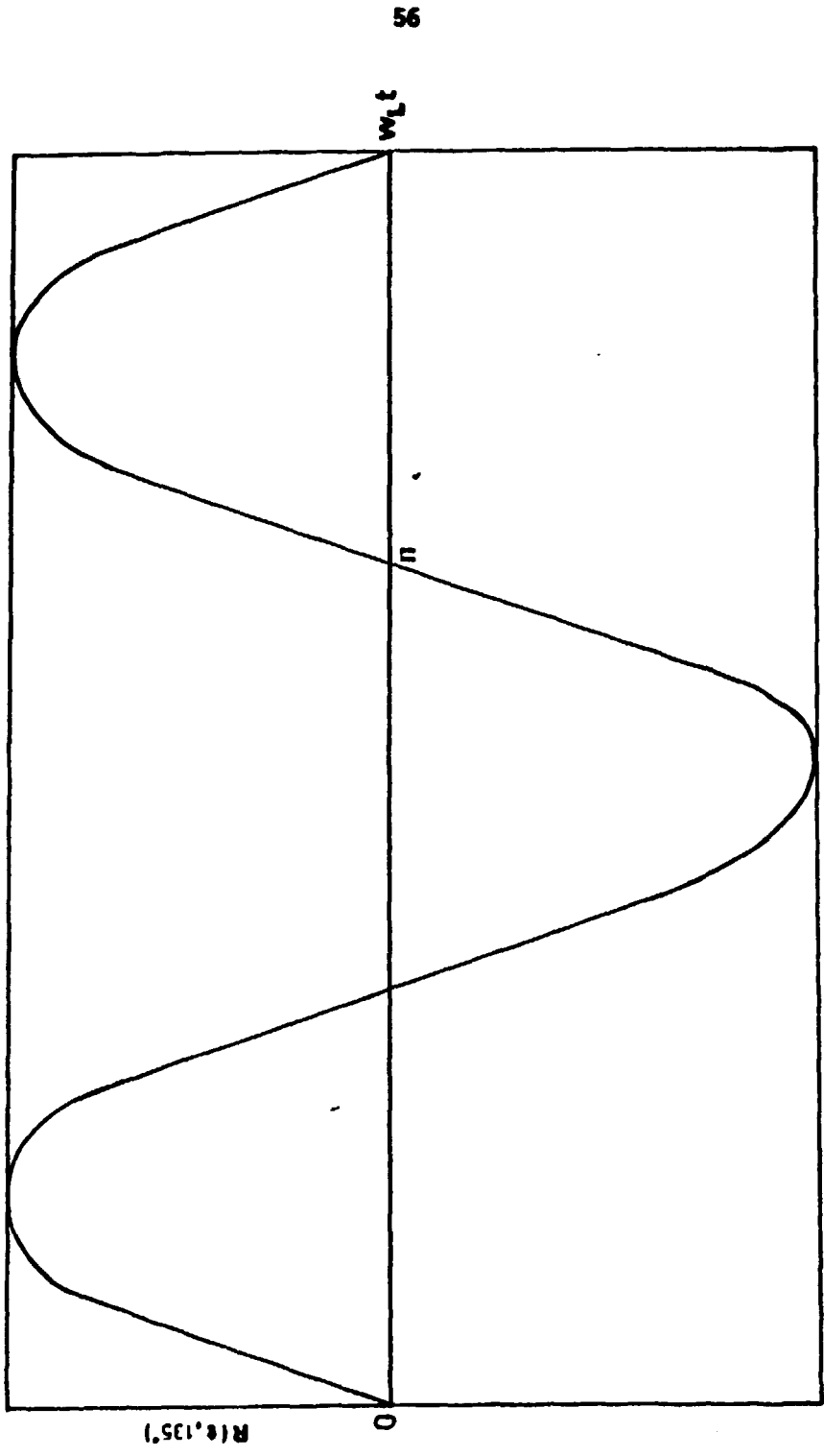


Figura 1: Variação de  $G_{22}(t)$  com o tempo; onde  $T$  é o período da curva



55

Figure 2 . Curve  $R(t, 135^\circ)$ ; para  $b_2 \cdot \omega_L > 0$

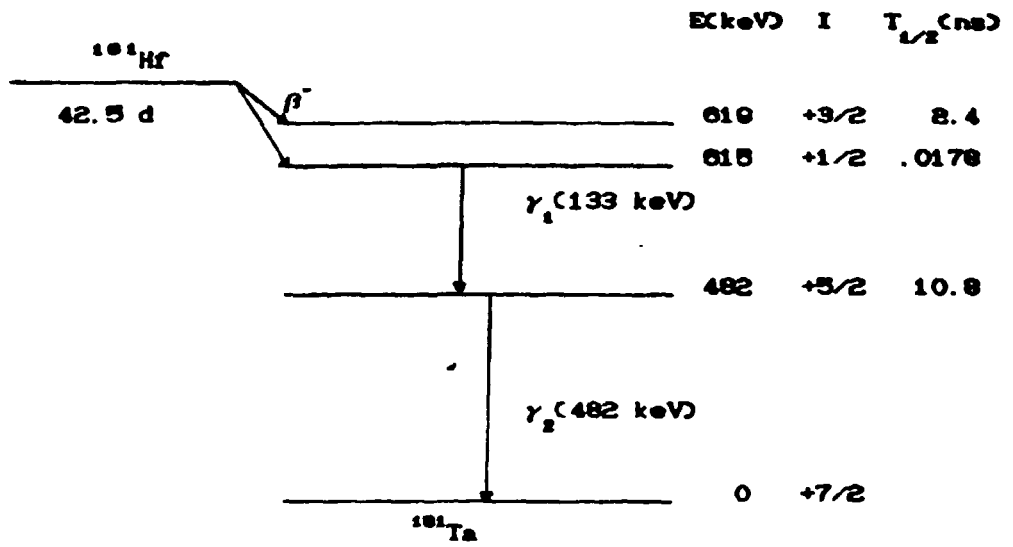


Fig. 3 Esquema de decaimento simplificado do  $^{181}\text{Hf}$

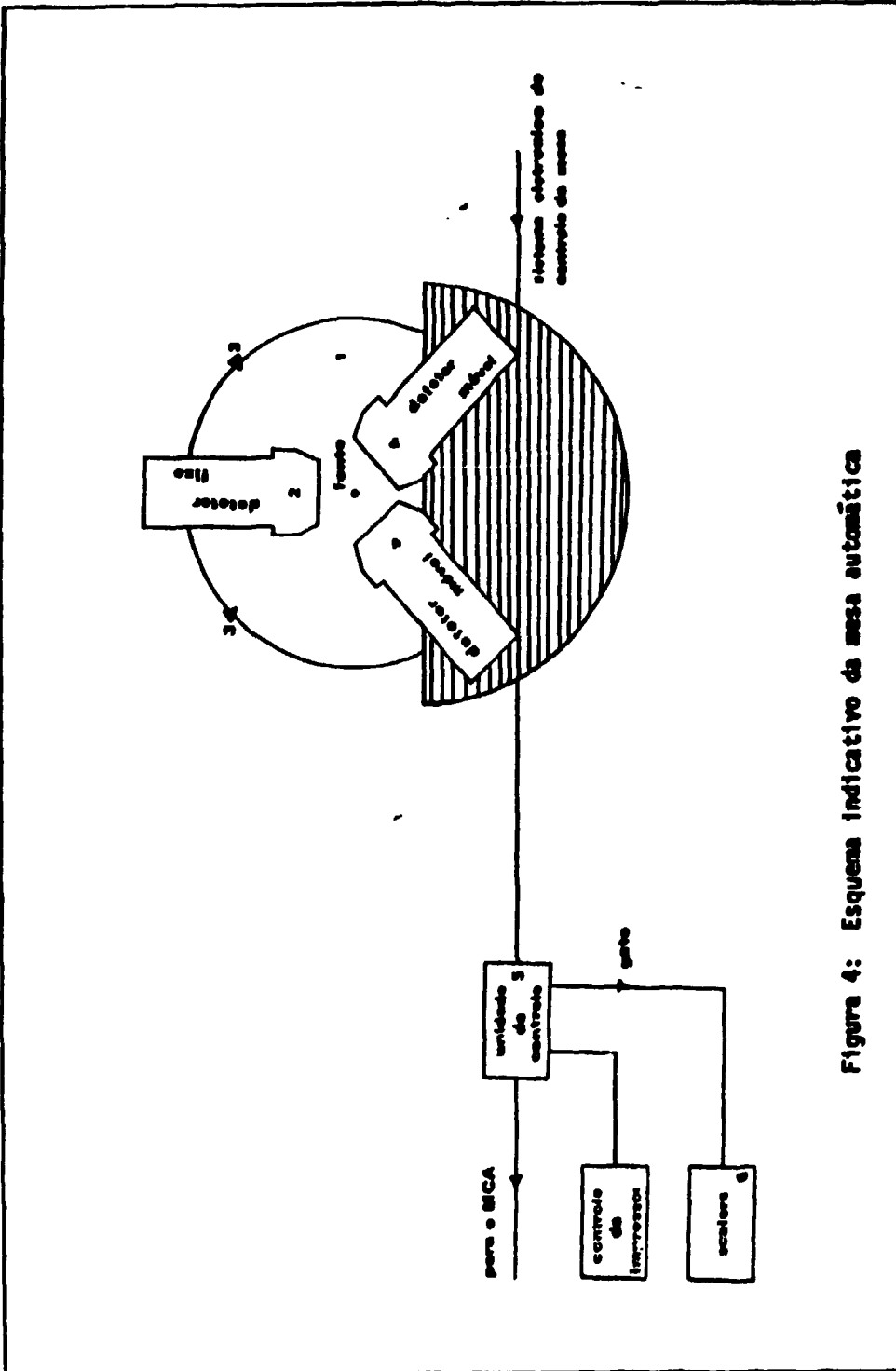


Figura 4: Esquema indicativo da mesa automática

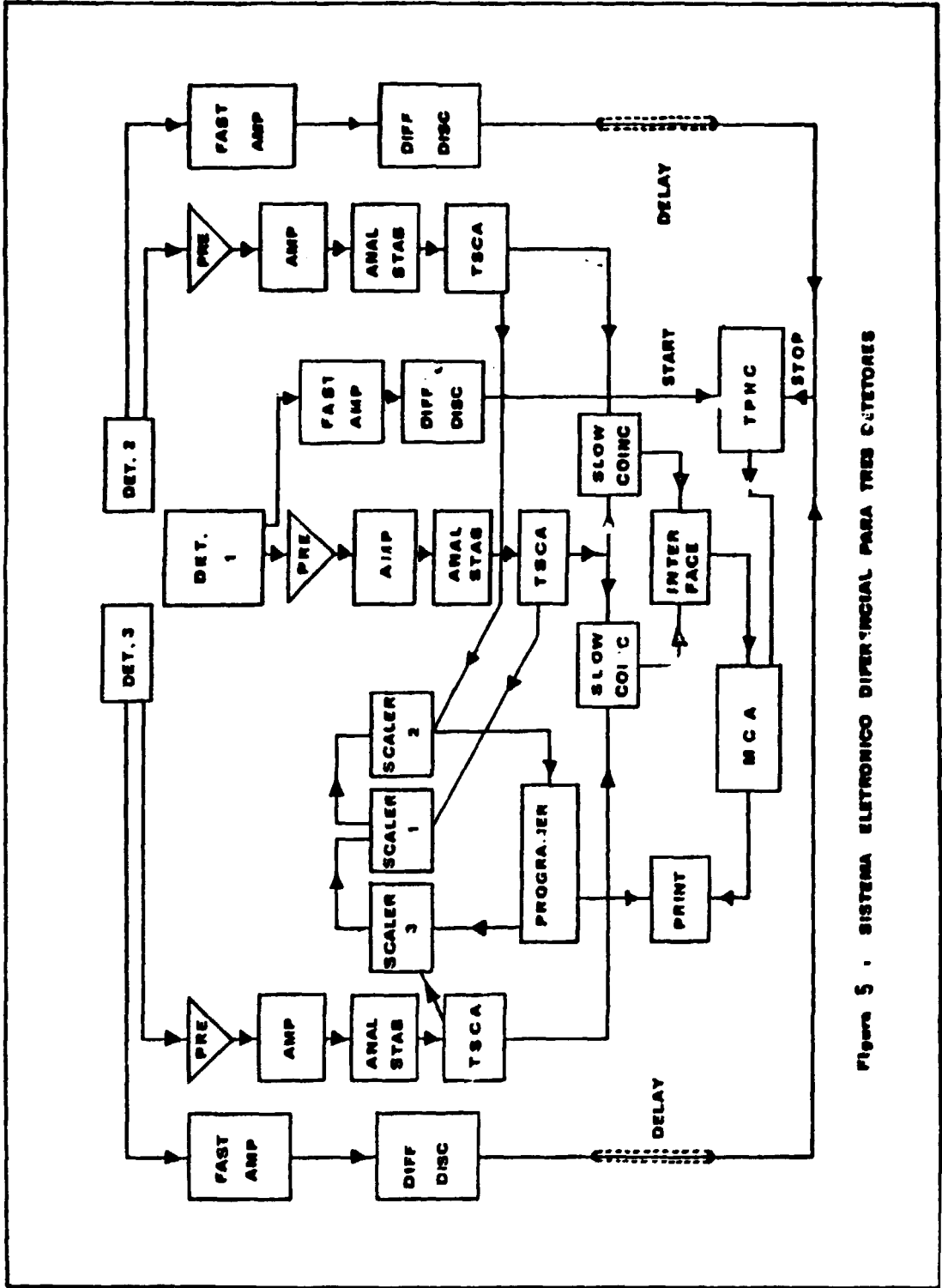


Figura 5 - SISTEMA ELECTRONICO DIFERENCIAL PARA TRES CUESTORES

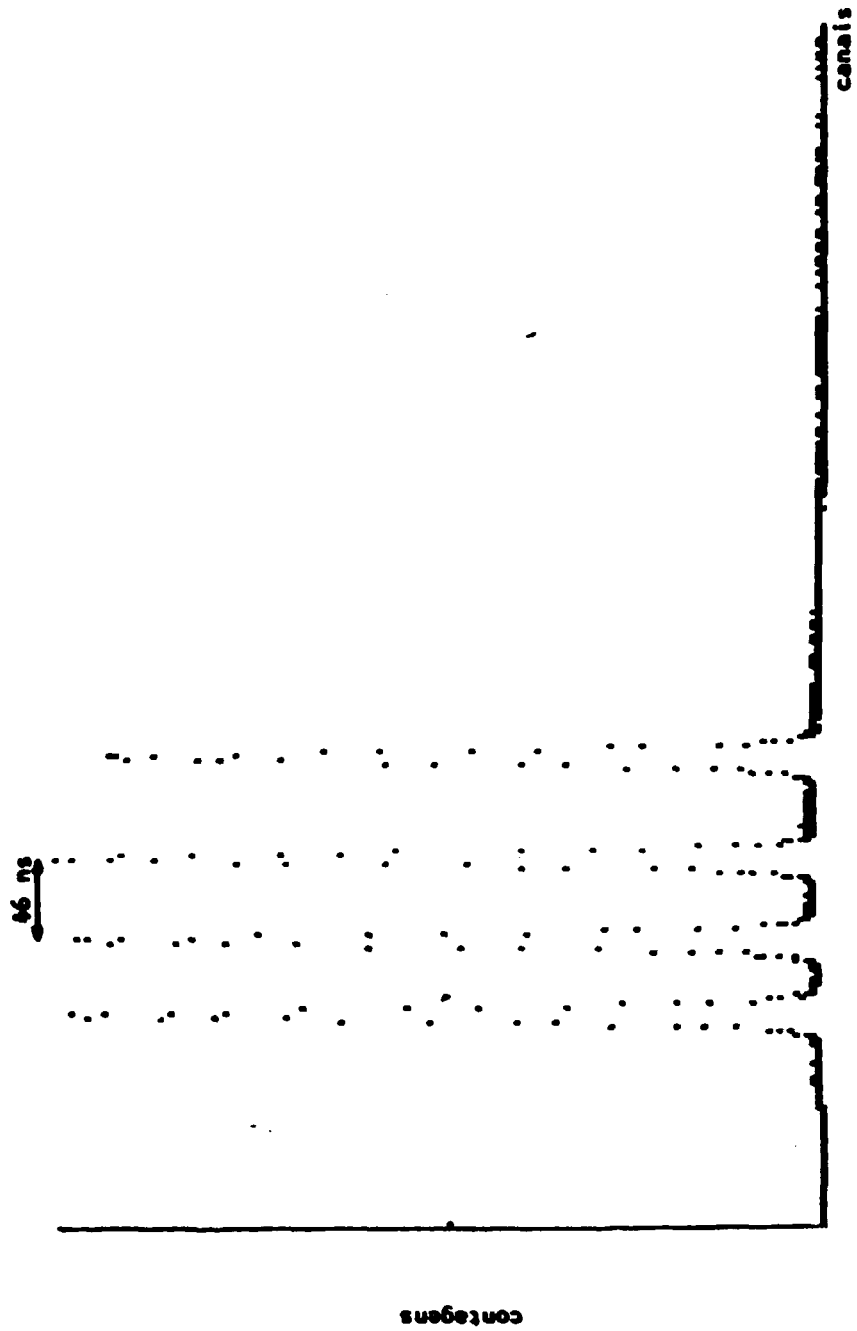


Figura 6 : Espectro de colidências com fonte de  $\text{Na}^{22}$  para calibração.

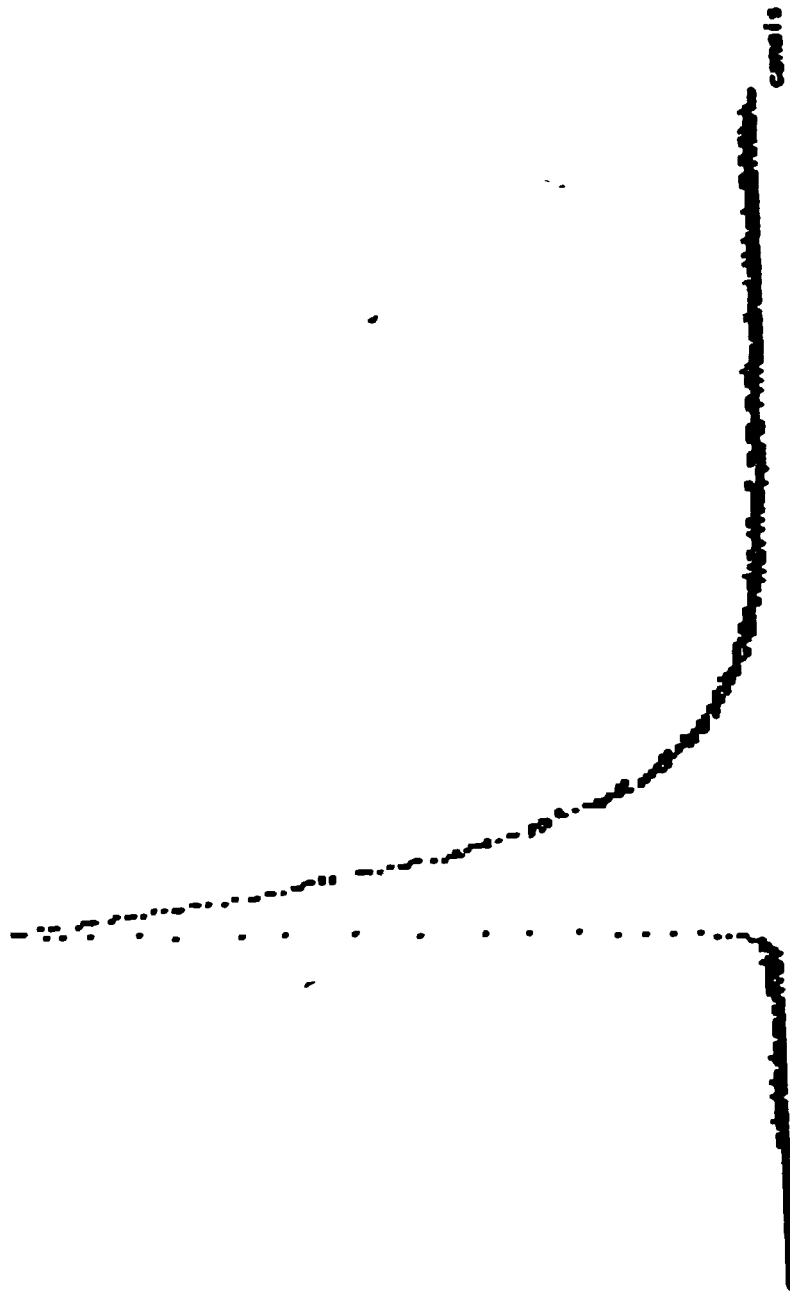


Figure 7a : Espectro de coincidências gamma-gama atiradas, angulo em 90°

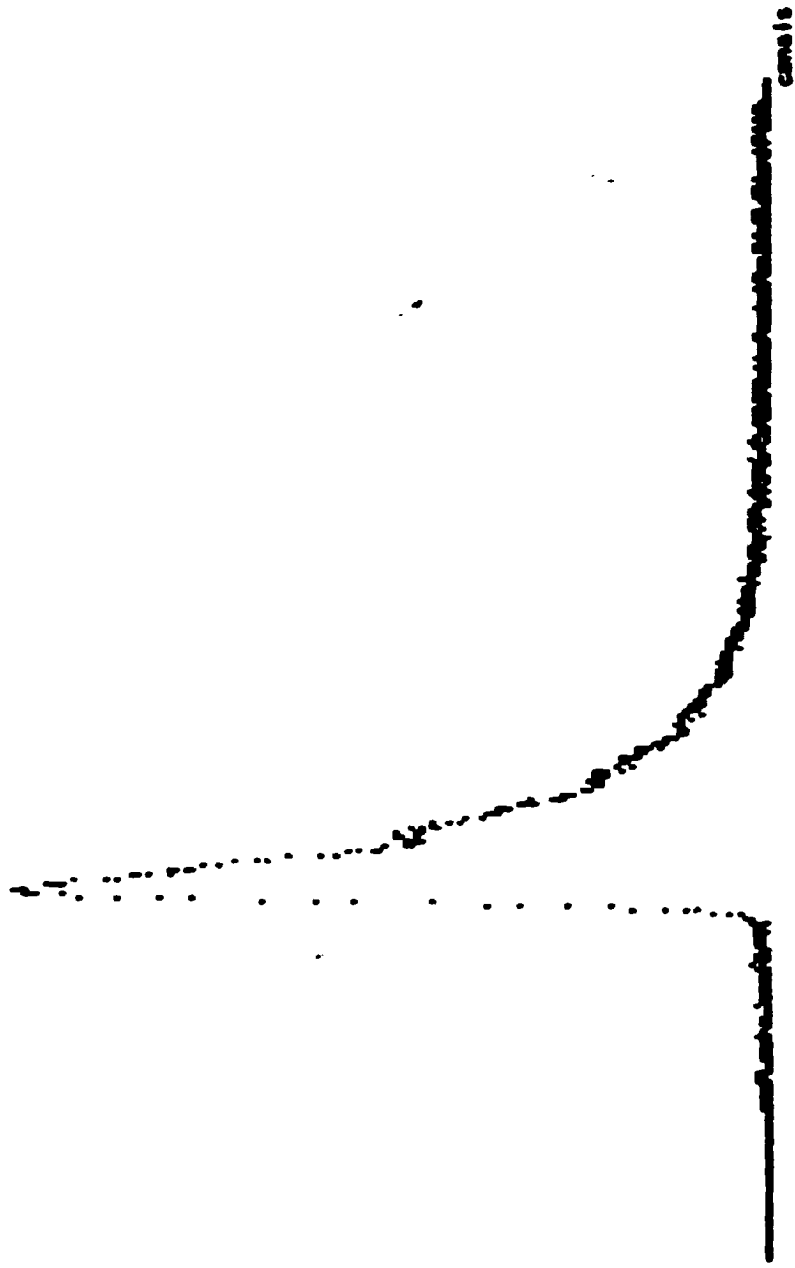


Figura 7b : Espectro de coincidências gamma-gama stressadas, angulo em 180°

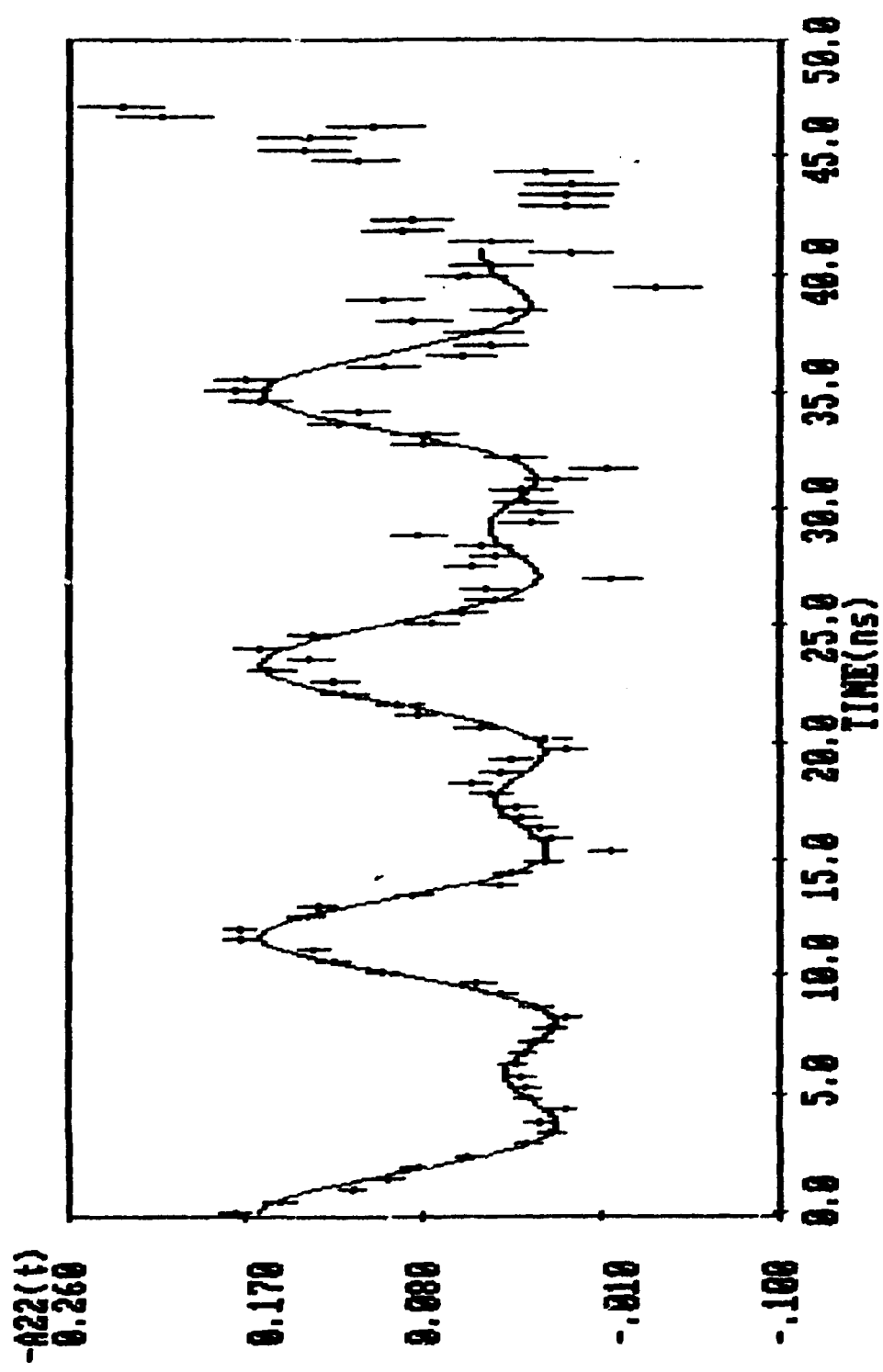


Figura 8: Curva de  $A22(t)$  ajustada medida efetuada na temperatura ambiente

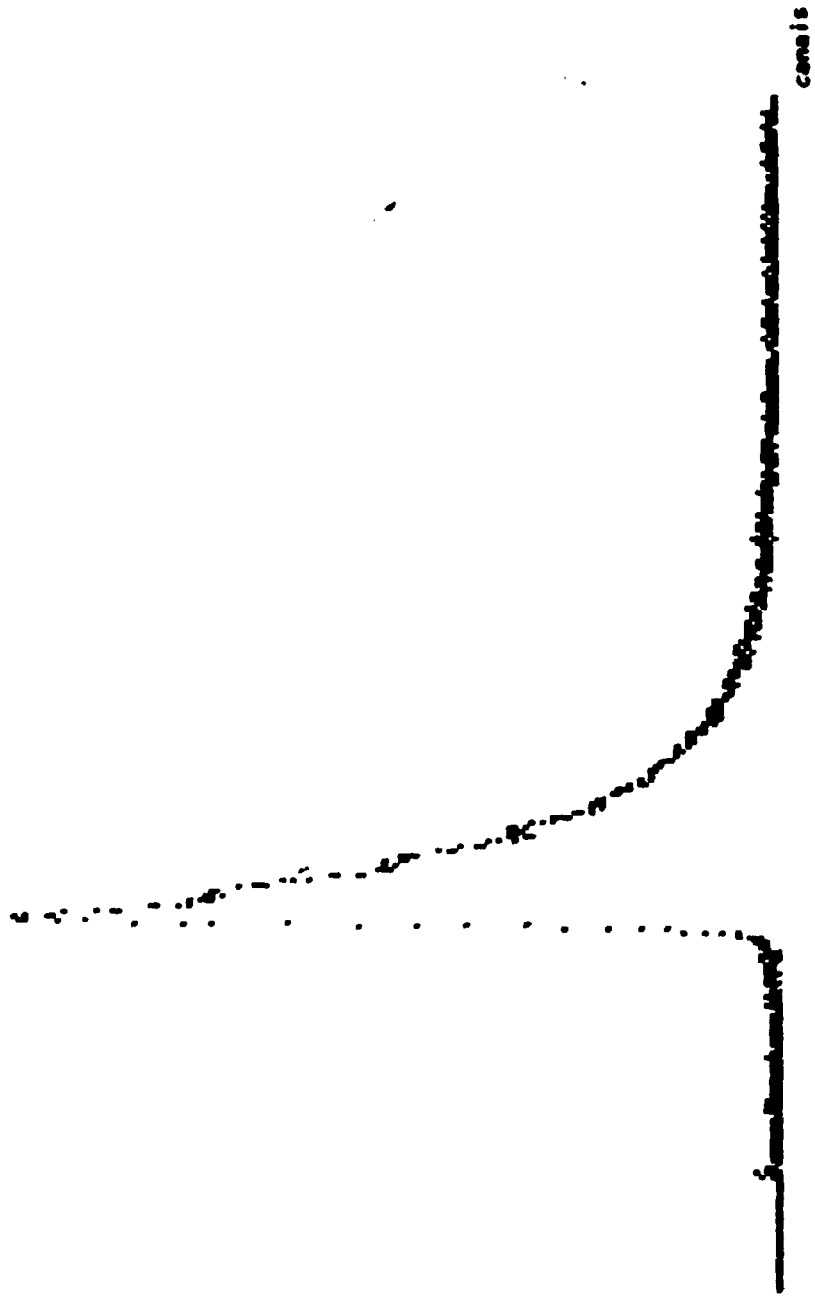


Figura 9a : Espectro de coincidências gama-gama atrasadas com campo polarizador sentido para cima

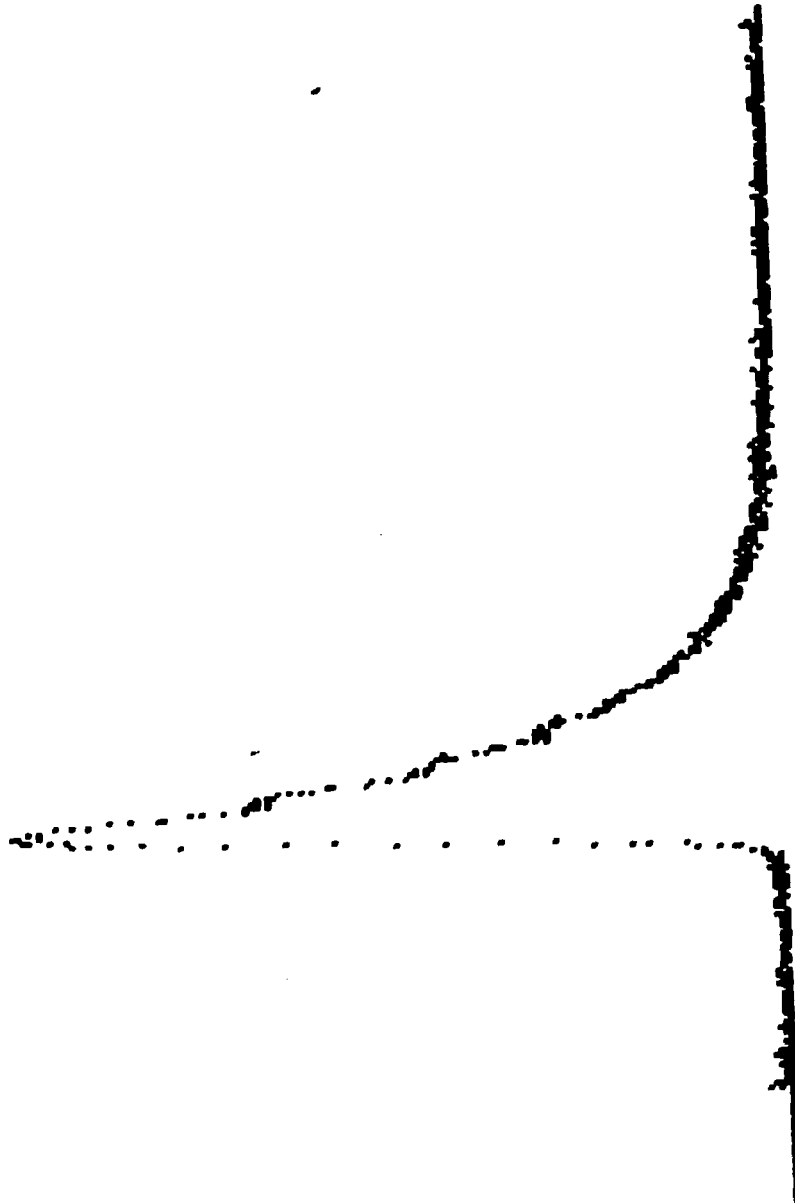


Figura 9b : espectro de coincidências goma-goma atressadas com campo polarizador  
sentido para baixo

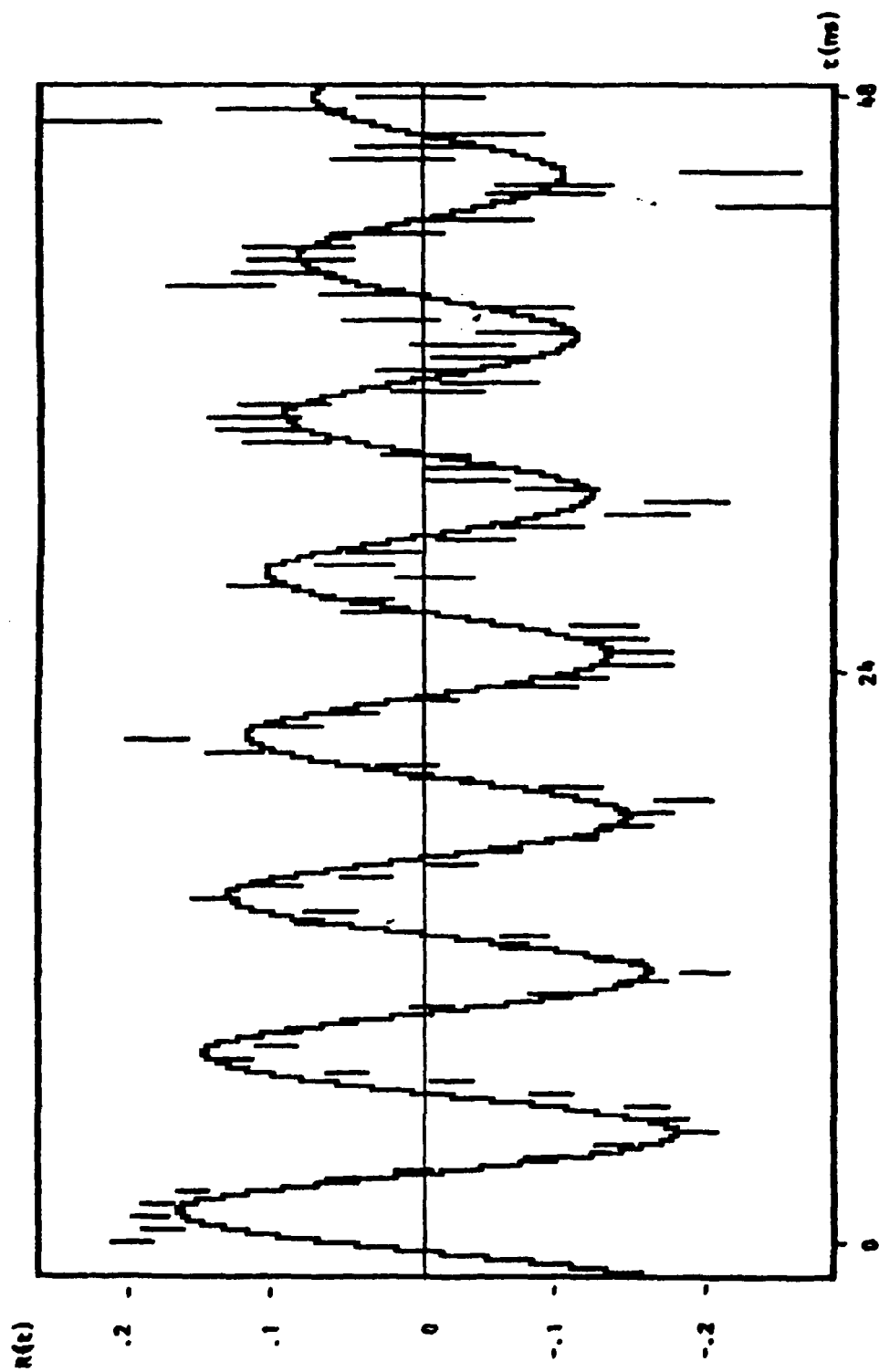


Figura 10 : Espectro de coincidências gama-gama atrasadas com aplicação de campo polarizador externo