

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**INFLUÊNCIA DA CAPTURA DE PORTADORES DE CARGAS SOBRE A
RESOLUÇÃO EM DETECTORES Ge(Li)**

Luzia Venturini

Dissertação apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de "Mestre - Área Reactores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

Orientador: Dr. Achilles A. Suarez

São Paulo
1979

ERRATA

- pág. 5 Na figura 2, a unidade de $(E - E_f)$ é eV e os valores abaixo de E_f são negativos.
- pág. 32 Parágrafo 3, 2ª linha.
Em lugar de interativo leia-se iterativo.
- pág. 33 Parágrafo 1, 2ª linha.
Em lugar de interação leia-se iteração.
- pág. 44 Parágrafo 2, 9ª linha.
Leia-se: perda de eficiência na coleção de cargas pode indicar que
- pág. 47 Na figura 20.b, a curva superior corresponde a 3000 Volts e a curva inferior corresponde a 2000 Volts.
- pág. 46 e 48 Última e 1ª linhas, respectivamente.
Leia-se: "...a eficiência na região próxima ao raio externo é melhor do que a eficiência na região próxima à zona morta."
- pág. 48 Parágrafo 1, 3ª linha.
Em lugar de 16 leia-se 17.
- pág. 65 Na equação 1 leia-se: $V (dQ/dt) = q \int v$
- pág. 66 9ª linha.
Leia-se:
$$dQ_e = \frac{N_0 q dr}{r \ln(r_2/r_1)} \quad dQ_b = \frac{-N_0 q dr}{r \ln(r_2/r_1)}$$

Em lugar de Q_h leia-se Q_b .
- pág. 67 15ª linha.
Leia-se: "... as somatórias podem ser truncadas no segundo termo...".
Nas equações para Q_e e Q_b onde aparecem somatórias leia-se: somatória de $n=1$ até $n=\infty$.
Onde foi escrito Q_h leia-se Q_b .
- pág. 69 20ª linha.
Leia-se: "... necessário haver maior número de centros de captura."

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todas as pessoas que, de alguma forma, colaboraram comigo neste trabalho. Agradeço particularmente

ao Dr. Achilles A. Suarez, pela orientação,

ao Dr. Gilbert Vandemput, pelo programa Analysis e pelas valiosas discussões sobre teoria e efeitos eletrônicos,

ao Carlos Rodolfo S. Stoppa, também pela colaboração na parte eletrônica,

à Dra. Brigitte Roxana S. Pecequillo, pelo material das fontes de Ir 192 e Eu 152 e pela colaboração na redação deste trabalho,

ao Italo, pela irradiação das fontes e pelo manuseio das mesmas, quando radioativas,

ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pelo apoio material,

à Comissão Nacional de Energia Nuclear, pelo apoio financeiro.

INFLUÊNCIA DA CAPTURA DE PORTADORES DE CARGAS SOBRE A RESOLUÇÃO, EM DETECTORES Ge(Li).

Neste trabalho medimos a variação da resolução de um detector Ge(Li) como função da posição de incidência do feixe gama colimado no cristal. Medimos também a variação da resolução como função da tensão aplicada ao detector usando feixes gama colimados e não colimados.

Observamos que na coleção de portadores de carga pelo detector ocorre perda preferencial de buracos e uma melhor resolução é obtida no centro da região compensada. Verificamos também que, quando o feixe gama é colimado, a resolução do detector melhora com o aumento da tensão aplicada até pelo menos 5100 Volts e que, quando o feixe gama não é colimado, a resolução atinge um valor constante em cerca de 4400 Volts. Observamos também que a resolução do detector depende da posição de irradiação por meio de um fator de posição de ionização diferente do fator de Fano que consideramos constante.

EFFECT OF TRAPPING OF CHARGE CARRIERS ON THE RESOLUTION
OF Ge(Li) DETECTORS.

In this work a measurement is described of the variation of the resolution of a Ge(Li) detector as a function of the position of irradiation of a collimated gamma-ray beam. Also the variation of the resolution has been measured as a function of the applied detector voltage, using a collimated and a non-collimated gamma-ray beam.

The measurement indicates that in the process of charge collection loss of holes predominates and the best resolution is obtained in the middle of the compensated region. It has been verified that, in the case of a collimated gamma beam the detector resolution improves with increasing detector bias up to at least 5100 Volts. For a non-collimated gamma beam, however, the resolution reaches a constant value at about 4400 Volts. The dependence of resolution on the position of irradiation can be accounted for by introducing a local ionization factor different from the usual position independent Fano factor.

INDICE

Capítulo I : Introdução	1
Capítulo II : Introdução teórica	3
1. Propriedades intrínsecas do Germânio	3
2. Mecanismo de detecção	6
3. Efeitos das propriedades intrínsecas sobre a coleção de cargas no detector semiconductor	8
a) Temperatura	8
b) Energia absorvida	9
c) Coleção de cargas	11
4. Características extrínsecas	12
a) Defeitos estruturais	12
b) Impurezas químicas	13
5. Compensação das impurezas químicas no cristal de Germânio	16
6. Resolução	17
Capítulo III : Parte experimental	20
1. Arranjo experimental	20
2. Determinação do centro do cristal	22
3. Fontes radioativas	24
4. Sistema eletrônico	26
a) Funções dos componentes	26
b) Ajustes eletrônicos	27
i) Forma de pulso e constante de tempo	27
ii) Polo zero, linha de base e ritmo de contagem	28
c) Resolução eletrônica	29

5. Tratamento de dados	30
Capítulo IV : Resultados	37
Cálculo da eficiência de coleção de cargas no detector Ge(Li) coaxial cilíndrico	65
Capítulo V : Conclusão	70
Apêndice : Análise de erros	72
Referências	75

I. INTRODUÇÃO

Os detectores Ge(Li) são detectores semicondutores utilizados em espectrometria gama, principalmente em medidas que exijam boa resolução em energia.

O princípio de funcionamento desses detectores é análogo ao da câmara de ionização, com a diferença que nos primeiros ocorre a formação de pares elétron-buraco como resultado da ionização. Os detectores semicondutores apresentam ainda a particularidade de possuírem centros de recombinação e de captura de portadores de cargas, centros estes responsáveis pela dependência da resolução com a posição do cristal onde ocorre a ionização.

Estes centros podem ser defeitos estruturais ou impurezas químicas. A presença das impurezas químicas é contornada pela compensação do cristal que é feita pela contaminação intencional do mesmo com outra impureza que anule o efeito da quela já presente no cristal.

Nos detectores fabricados com Germânio, a compensação é geralmente feita com o Lítio, de onde se origina o nome Ge (Li). A compensação não perfeita origina, em termos de detecção de radiação, no cristal planar regiões mortas superficiais e nos cilíndricos uma região morta superficial e uma região morta central.

Neste trabalho nos preocupamos principalmente em estudar a variação da resolução em função da posição de irradiação do cristal, usando para isto feixes gama colimados.

Este método já foi utilizado por outros pesquisadores com o mesmo objetivo. Estes pesquisadores obtiveram diferentes perfis de região compensada e diferentes valores de resolução

(1,2), variações estas que também dependem da qualidade dos detectores por eles utilizados.

Evidentemente o estudo feito para um detector só é vá lido para outros em linhas gerais, uma vez que a presença de defeitos estruturais e impurezas químicas é acidental. Por es te motivo ao tentarmos explicar o comportamento da resolução em termos da presença dos defeitos estruturais e das impurezas químicas, fizemos para o nosso detector as medidas já rea lizadas por outros pesquisadores com seus detectores. Em nos- so caso, a tensão de operação do detector é 4800 Volts. Nesta tensão, dadas as dimensões do nosso detector, o campo elétri- co no cristal é teóricamente suficiente para que as veloci- dades de deriva dos elétrons e buracos sejam constantes.

Neste trabalho medimos a variação da resolução em fun- ção da posição de irradiação ao longo das direções radial e axial do detector, usando para isto fontes de Ir 192 e de Eu 152. Medimos também a variação da resolução em função da tensão aplicada ao detector para evidenciar o efeito dos de- feitos estruturais e impurezas químicas. Nós calculamos o fa- tor de Fano partindo da igualdade entre a resolução experimen- tal e a resolução teórica, para diversas posições de irradia- ção. Nós observamos que este fator não é constante, variando com a posição de irradiação e com a energia dos fótons. Nós a creditamos que o fator medido é, na verdade, um fator F' que é uma combinação do fator de Fano e de um fator de posição de ionização.

Neste trabalho apresentamos também o cálculo teórico da eficiência de coleção de cargas para uma região compensada uniforme onde os portadores de carga se movimentam com veloci- dades de deriva constantes.

II. INTRODUÇÃO TEÓRICA

1. PROPRIEDADES INTRÍNSECAS DO GERMÂNIO

O fato de um sólido ser formado por um conjunto de átomos unidos por ligações químicas, implica na existência de bandas de energias permitidas em lugar de níveis de energia permitidos bem definidos, como seria o caso se os átomos estivessem isolados. No caso de sólidos, o princípio de exclusão de Pauli impede que dois elétrons possuam o mesmo conjunto de números quânticos e como resultado, os níveis de energia dos átomos isolados se dividem em tantos níveis quantos forem os átomos no cristal (3), formando bandas de energias permitidas separadas por intervalos de energias proibidas (fig. 1).

A distribuição dos elétrons nas bandas depende da temperatura. Quando a temperatura tende ao zero absoluto, os elétrons ocupam os níveis de energia permitidos mais baixos. Nos semicondutores, o resultado desta distribuição, nesta temperatura, é a ocupação total dos níveis da banda de energias permitidas mais altas que contem elétrons (banda de valência), enquanto nenhum nível permitido da banda seguinte (banda de condução) é ocupado. Nessas condições, o sólido não apresenta condutividade elétrica pois os elétrons não possuem energia suficiente para transpor o intervalo proibido e a banda de valência não possui níveis de energias permitidas disponíveis para que os elétrons se movimentem.

Com o aumento da temperatura, as vibrações térmicas da rede cristalina podem transferir elétrons da banda de valência para a banda de condução. O elétron excitado deixa em seu lugar um orbital vazio, ou um buraco. Na banda de condução, o elétron encontra níveis de energia disponíveis, podendo se movimentar e transportar carga sob a ação de um campo elétrico

aplicado. O mesmo ocorre com o buraco na banda de valência. O buraco pode ser ocupado por um elétron vizinho e se movimentar no sentido oposto ao movimento dos elétrons.

Em um cristal puro, os números de elétrons e buracos são iguais e a condutividade elétrica apresentada pelo cristal é o resultado das contribuições do elétron e do buraco. Na prática é impossível o crescimento de um cristal puro e considera-se um cristal intrínseco aquele no qual a concentração de impurezas é tal que não altera as propriedades do mesmo. A concentração máxima de impurezas no cristal intrínseco é de ordem de um átomo de impureza em cada 10^8 átomos (4). Com esta definição, o cristal semiconductor apresenta uma condutividade elétrica intrínseca dada por \mathcal{C} (5):

$$\mathcal{C} = e n (u_e + u_b), \quad \text{onde} \quad (\text{eq. 1})$$

e = carga eletrônica,

n = número de elétrons ou buracos,

u_e, u_b = mobilidade do elétron e do buraco, respectivamente. A mobilidade de um portador de carga é igual a velocidade média de deriva do portador, na direção de um campo elétrico unitário, quando, em média, a energia que o portador recebe do campo elétrico é perdida para a rede cristalina por espalhamento (5).

A probabilidade $F(E)$, de um elétron ocupar um nível de energia E é dada pela lei de Fermi (5):

$$F(E) = \left[1 - \exp \left\{ -(E - E_F) / k T \right\} \right]^{-1}, \quad \text{onde}$$

k = constante de Boltzmann,

T = temperatura absoluta,

E_F = nível de Fermi, definido como o nível de energia cuja probabilidade de ocupação é 1/2. No semiconductor intrínseco o

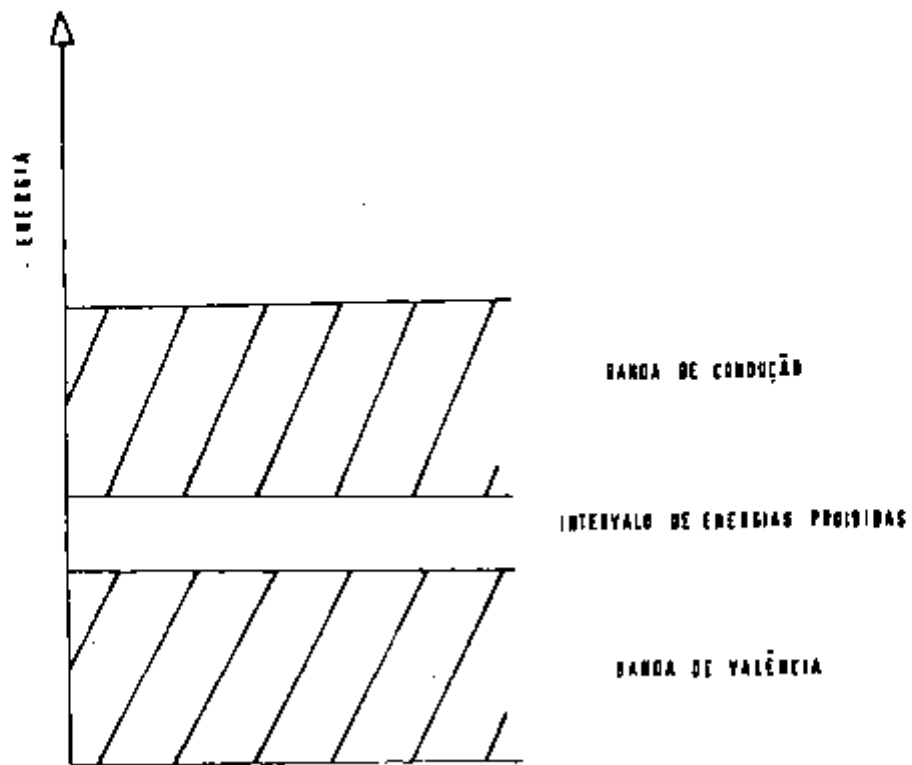


FIG.1 ESQUEMA DE BANDAS DE ENERGIAS EM SEMICONDUTORES À TEMPERATURAS PRÓXIMAS AO ZERO ABSOLUTO

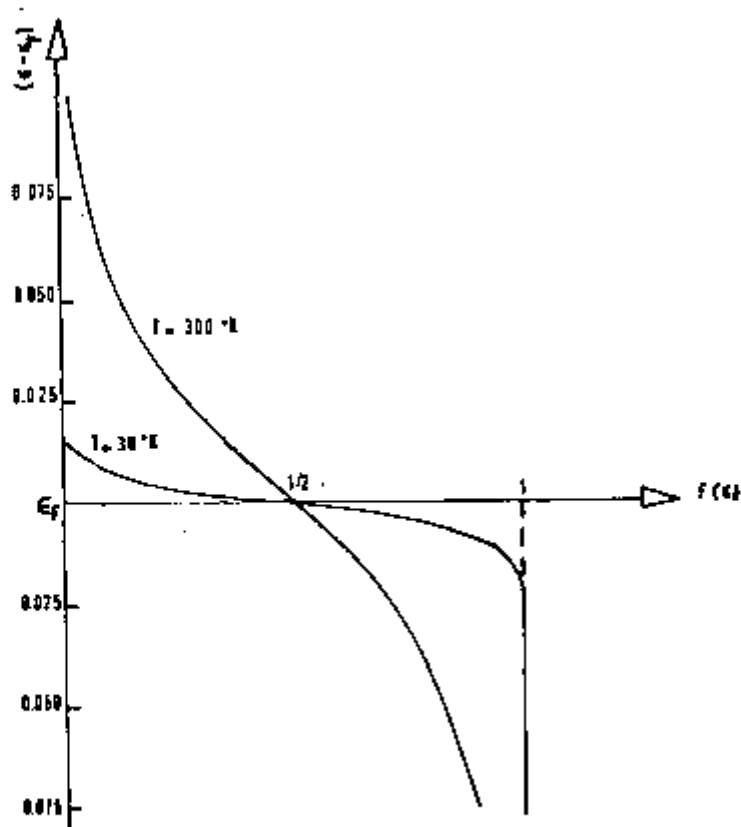


FIG.2 COMPORTAMENTO DA FUNÇÃO DE FERMI PARA AS TEMPERATURAS 30 °K E 300 °K

nível de Fermi se localiza exatamente no centro do intervalo proibido que separa as bandas de valência e condução (6).

Tanto a mobilidade quanto o número de portadores de carga livres, e portanto a condutividade, dependem da temperatura.

A figura 2 mostra a função de Fermi para as temperaturas $T = 30 \text{ }^\circ\text{K}$ e $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$. As figuras 3 e 4 mostram a variação do número de portadores de carga livres (7) e da mobilidade (8) com a temperatura.

2. MECANISMO DE DETECÇÃO

A detecção da radiação pelos detectores semicondutores é feita por meio da coleção de carga produzida pela absorção de fótons ou pela passagem de partículas carregadas pelo meio detector. No caso particular da radiação gama, as cargas são produzidas por efeito fotoelétrico, espalhamento Compton ou produção de pares. Com a aplicação de um campo elétrico ao sólido, as cargas são coletadas nos eletrodos do detector produzindo uma diferença de potencial V , numericamente igual à razão entre a carga coletada, q , e a capacidade, C , existente entre os eletrodos. O transporte das cargas é feito pelos elétrons e buracos e a absorção de uma quantidade de energia E causa a produção de um número médio, N , de pares elétron-buraco dado por:

$$N = E / w,$$

onde w é a energia média necessária para a formação de um par elétron-buraco.

Segundo Shockley (5), a energia média necessária para a formação de um par e-b é dada por:

$$w = E_1 + r E_r + 2 E_f, \quad \text{onde} \quad (\text{eq. 2})$$

E_1 = energia média necessária para a excitação de um elétron

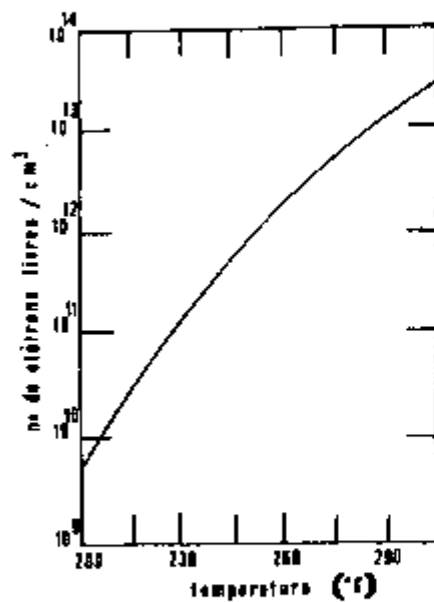


Fig.3 Concentração intrínseca de portadoras em função de temperatura para o Ge

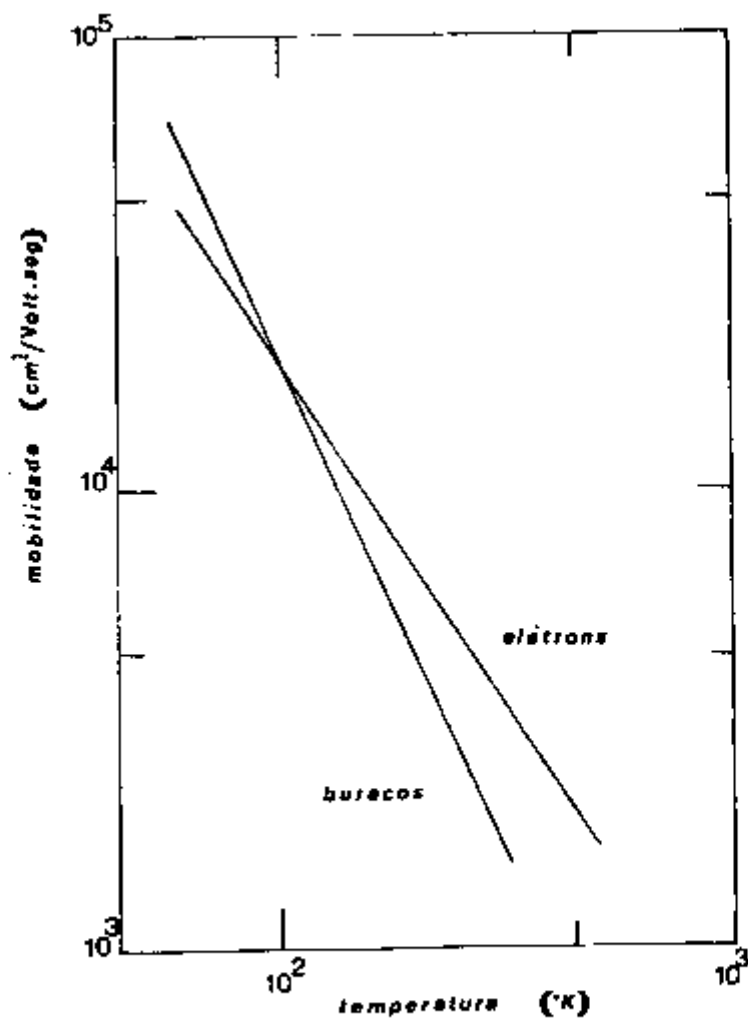


Fig.4 Mobilidade em função de temperatura para o Ge

da banda de valência para a banda de condução,

r = número de fótons com energia E_T produzidos por par e-b formado. A energia E_T é a energia cedida à rede cristalina pelos elétrons com energia maior do que E_1 . Para o Ge, $r = 57$ (9) e $E_T = 0.037$ eV (5),

E_f = energia média do portador de carga livre no final do processo de ionização quando este não mais possui energia suficiente para produzir pares e-b adicionais.

3. EFEITOS DAS PROPRIEDADES INTRÍNSECAS SOBRE A COLEÇÃO DE CARGAS NO DETECTOR SEMICONDUTOR

A proporcionalidade entre a carga produzida e a energia absorvida ($E = w N$), é a propriedade básica no uso de semicondutores como detectores em medidas de determinação de energias. Experimentalmente, a energia absorvida é obtida a partir da relação $E' \propto q'/C$, onde q' é a carga coletada. Então a carga coletada deve ser igual à carga produzida para que a energia medida seja igual à energia absorvida.

Existem alguns fatores que, por meio das propriedades do semicondutor, alteram sensivelmente a igualdade entre a carga produzida e a carga coletada. São eles: a temperatura, a própria energia absorvida e o processo de coleção de cargas.

a) TEMPERATURA

O tamanho do intervalo proibido que separa as bandas de valência e condução depende da proximidade entre os átomos e portanto depende, particularmente, da temperatura. Como consequência as energias E_1 e E_f , apresentadas na eq. 2, também dependem da temperatura. E_T representa a energia quântica correspondente à vibração Raman da rede cristalina e se-

gundo Sheckley (5), os portadores de carga com energia maior do que E_1 são espalhados apenas por fótons desta frequência. Então a energia w e portanto o número médio de pares elétron-buraco produzidos (seja por excitação térmica ou por ionização) depende da temperatura.

As figuras 5 e 6 mostram a variação de intervalo proibido (5) e da energia w (10) com a temperatura para o semicondutor Germânio.

O tamanho de intervalo proibido e conseqüentemente a energia média necessária para a formação de um par e-b aumenta quando a temperatura diminui. Este fato também foi observado por Dodge e outros (11) que observaram a redução da diferença de potencial produzida entre os eletrodos coletores com a diminuição da temperatura do cristal detector.

A redução do número de pares elétron-buraco formados, tem como conseqüência o aumento da flutuação estatística percentual (definida como a razão entre o desvio padrão do número de pares e este mesmo número). Por outro lado, o aumento da temperatura causa um aumento do número de portadores produzidos por excitação térmica. A carga por eles transportada equivale à carga produzida pela radiação ionizante de maneira que a carga coletada é a soma das duas contribuições e deixa de ser proporcional à energia absorvida no cristal. Comparando as figuras 3 e 6, vemos que o efeito da temperatura é maior sobre a excitação térmica de modo que é conveniente operar o detector a baixas temperaturas. E. Sakai e outros (12), as experiências com vários detectores obtiveram, para todos eles melhor resposta na faixa de temperatura 20 °K - 40 °K.

b) ENERGIA ABSORVIDA

A produção de pares é de natureza estatística. A per-

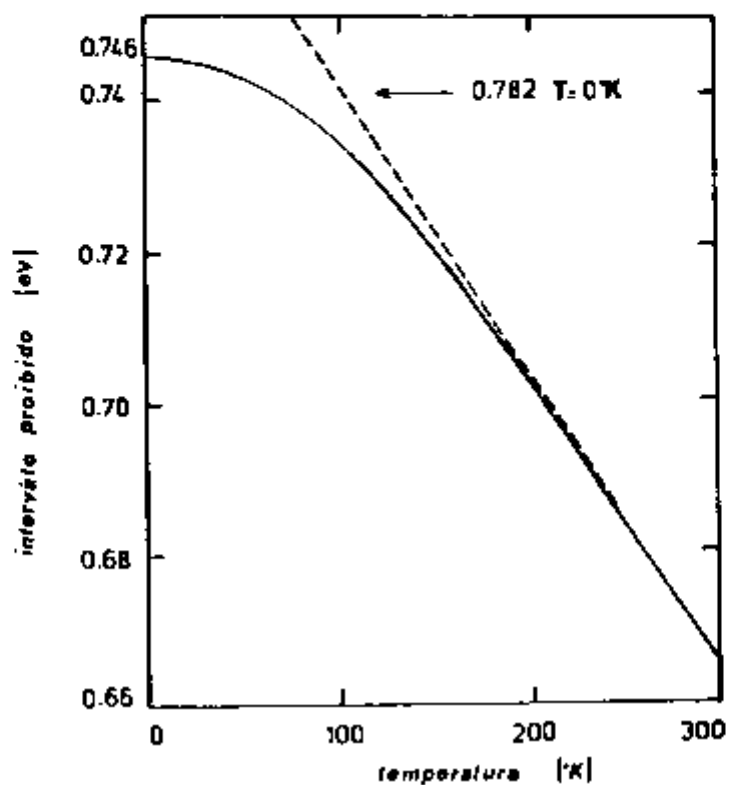


FIG. 5 VARIACÃO DO INTERVALO PROIBIDO DO GE COM A TEMPERATURA

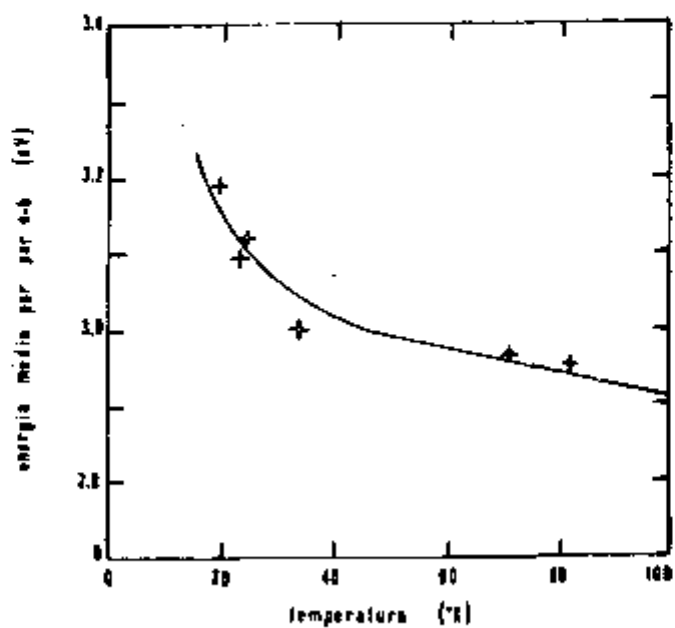


FIG. 6 VARIACÃO DA ENERGIA MÉDIA NECESSÁRIA PARA A FORMAÇÃO DE UM PAR E-H, NO GE, COM A TEMPERATURA

da de energia do fóton ou partícula carregada se processa por meio da formação de pares elétron-buraco e da excitação de fótons, que são processos competitivos. Fano (13) mostrou que o desvio padrão, ρ , do número médio de pares e-b formados como consequência da absorção de uma energia E pelo cristal, é dado por meio da seguinte relação:

$$\rho^2 = F \rho_P^2, \text{ onde (eq. 3)}$$

$\rho_P^2 = N =$ variância dada pela distribuição estatística de Poisson que se aplica a eventos independentes,

F = fator de Fano que leva em consideração o fato de que os processos de perda de energia são correlacionados. Este fator é menor do que 1 e implica em menor flutuação estatística.

O desvio padrão é então dado por $\rho = (F N)^{1/2}$. Em unidades de energia: $\rho = w (F N)^{1/2}$, onde w é a energia média necessária para a formação de um par elétron-buraco. Então a flutuação estatística na carga produzida aumenta com a energia absorvida no cristal porque com $N = E / w$, temos:

$$\rho = (w F E)^{1/2}$$

c) COLEÇÃO DE CARGAS

Após a passagem da radiação ionizante pelo cristal, pode haver recombinação direta dos pares e-b formados, com consequente aniquilação dos pares em termos de condutividade elétrica. Segundo Desphande (9), após a ionização do meio as cargas se separam, primeiro por difusão e em seguida pela ação do campo elétrico aplicado. O tempo necessário para a separação das cargas é bem menor do que o tempo necessário para haver recombinação de modo que a perda de cargas por recombinação direta é muito pequena.

Entretanto os cristais utilizados na fabricação de detectores semicondutores são extrínsecos, isto é, apresentam de

feitos estruturais e impurezas químicas em tal quantidade que afetam sensivelmente as propriedades do cristal. Estas imperfeições prejudicam a coleção de cargas, pela captura dos elétrons ou buracos ou pela recombinação indireta dos pares e-b.

4. CARACTERÍSTICAS EXTRÍNSECAS

a) DEFEITOS ESTRUTURAIS

Os defeitos estruturais aparecem durante o processo de crescimento do cristal como resultado de pressões externas exercidas sobre o mesmo. Existem vários tipos de defeitos estruturais geralmente divididos em três classes: defeitos pontuais, defeitos lineares e defeitos de superfície.

X Os defeitos pontuais são defeitos simples como vacâncias (ausência de um átomo) e interstícios (átomos ocupando posições intersticiais anormais).

Na estrutura cristalina do Germânio, que é cúbica de face centrada, cada átomo de Ge se liga a outros quatro átomos formando ligações covalentes. Um átomo intersticial contribui com quatro novos elétrons que podem participar das ligações e, por este motivo, um elétron em cada quatro átomos pode ser excitado para a banda de condução. Um interstício en tão se comporta como um doador de elétrons. Por outro lado, a migração de um átomo de Ge torna a ligação covalente não saturada e as vacâncias en tão se comportam como receptores de elétrons.

Os defeitos pontuais possuem uma densidade que é característica de uma determinada temperatura, sendo característicos do cristal. Estes defeitos podem se combinar formando defeitos mais complexos ou podem anular-se por recombinação.

Os defeitos lineares são agrupamentos de defeitos pontuais ao longo de uma linha e são chamados deslocamentos. Es-

tão associados a fortes campos elétricos e parece que os elétrons livres interagem com o campo de potencial criado na região onde a rede cristalina é distorcida de modo que os deslocamentos se comportam como receptores de elétrons (14). Entretanto são termodinamicamente instáveis podendo ser eliminados por técnicas de crescimento de cristais específicas (14).

Os defeitos de superfície são defeitos ao longo de planos internos ou de superfícies. Defeitos como canais de superfície já foram apontados por vários autores (15) como causa de perda de eficiência em detectores fabricados com Ge.

Os defeitos estruturais além de agir como doadores e receptores também podem agir como centros de captura ou de recombinação. Como centros de captura, os defeitos podem capturar um elétron (buraco) e posteriormente devolvê-lo à sua banda de origem. Como centros de recombinação, podem capturar um elétron (buraco) e recombiná-lo com um buraco (elétron) que esteja nas proximidades.

As figuras 7.a e 7.b ilustram a recombinação e a captura de portadores de cargas livres por centros de imperfeições localizados.

b) IMPUREZAS QUÍMICAS

As impurezas químicas contaminam o cristal durante o processo de fabricação do detector, substituindo os átomos do cristal em suas posições normais ou ocupando posições intersticiais.

De acordo com a sua configuração eletrônica, os átomos de impurezas podem tornar-se ionizados pela doação de um elétron (impureza doadora) ou pela sua captura (impureza receptora) com uma energia de ionização sempre menor do que o intervalo proibido.

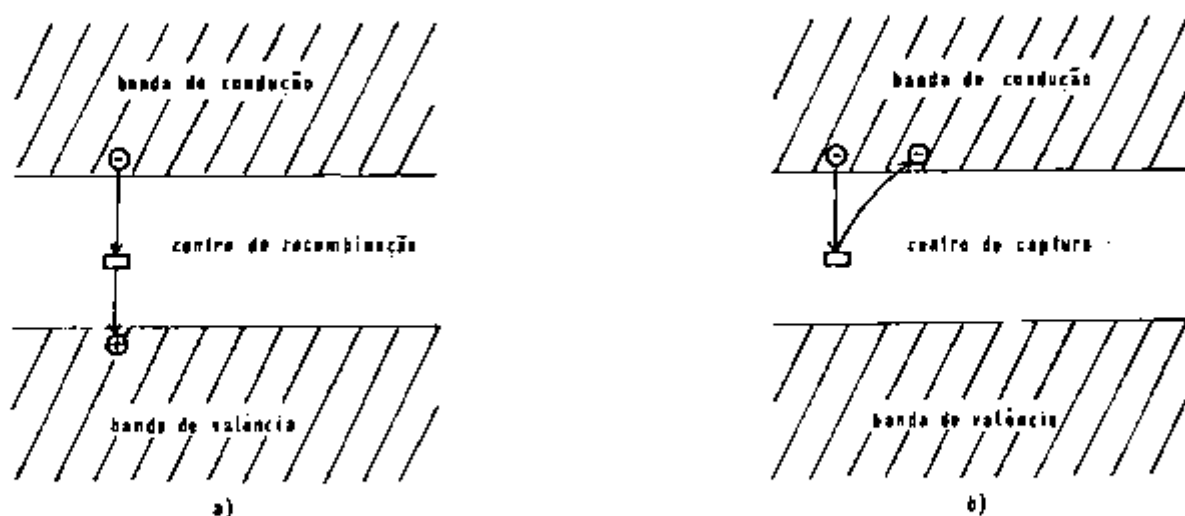


Fig.7 a) Recombinação e b) captura de portadores por centros de imperfeições localizados

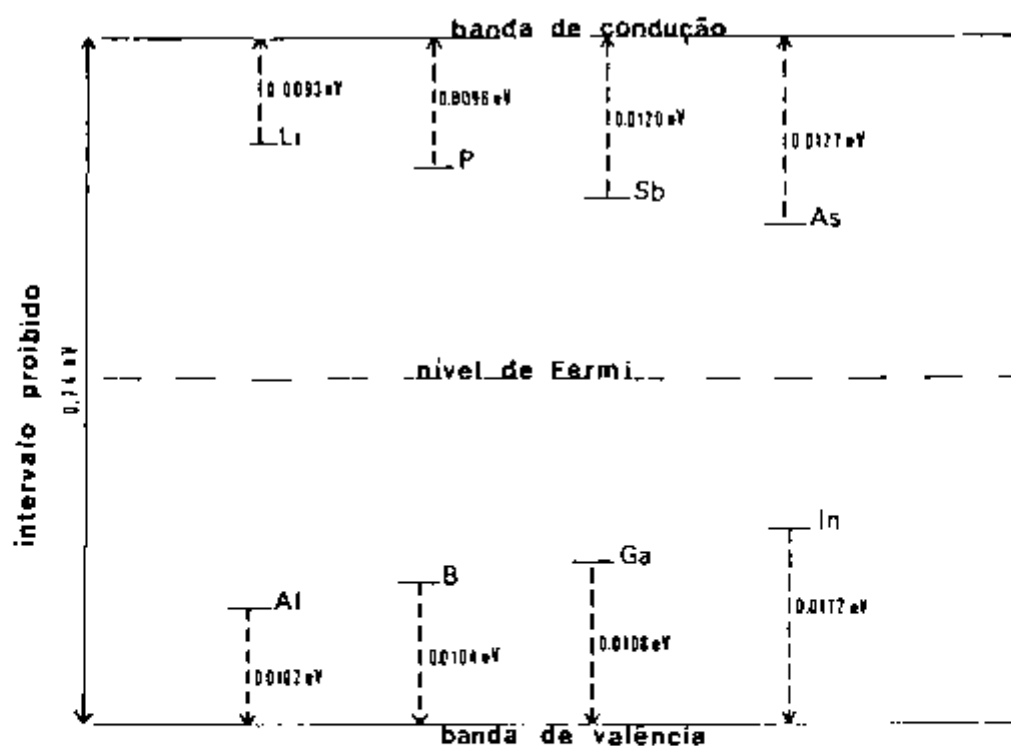


Fig.8 Localização de níveis de energia permitidos de impurezas químicas no intervalo proibido do Ge

A tabela abaixo (16) apresenta os principais contaminantes do cristal de Germânio. A figura 8 mostra a localização dos níveis de energia permitidos dessas impurezas no intervalo proibido do Ge.

Principais contaminantes do cristal de Ge

elemento	tipo	energia de ionização (eV)
B	receptor	0.0104
Al	"	0.0102
Ga	"	0.0108
In	"	0.0112
As	doador	0.0127
Sb	"	0.0120
P	"	0.0096
Li	"	0.0093

Os elementos B, Al, Ga e In possuem valência 3 e por este motivo se comportam como receptores de elétrons em relação ao Ge cuja valência é 4. Os elementos As, Sb e P possuem valência 5, se comportando como doadores de elétrons. O Li possui valência 1 e se difunde no cristal de Ge no estado ionizado Li^+ , se comportando como um doador de elétrons.

As impurezas químicas também podem se comportar como centros de captura ou de recombinação. Por este motivo, o número de portadores de carga pode aumentar ou diminuir e a quantidade de carga que chega aos eletrodos coletores é diferente da produzida pela ionização.

Enquanto as bandas de energia são propriedades de todo cristal, as impurezas químicas e os defeitos estruturais são localizados e por este motivo a eficiência de coleção de cargas depende da posição do cristal onde a energia é absorvida.

5. COMPENSAÇÃO DAS IMPUREZAS QUÍMICAS NO CRISTAL DE GERMÂNIO.

A compensação das impurezas químicas é feita introduzindo-se no cristal um segundo tipo de impureza cujo comportamento seja oposto ao da impureza contaminante. Deste modo os elétrons em excesso nas impurezas doadoras encontram níveis de energia disponíveis e permitidos nas impurezas receptoras sendo possível criar-se no cristal uma região de comportamento quase intrínseco.

O detector Ge(Li) é um cristal de Ge contaminado com impurezas tipo receptoras como o Boro e cuja compensação é feita com o doador Lítio. O Li é um difusor intersticial rápido que se difunde no Ge no estado ionizado Li^+ . Basicamente o processo de compensação consiste em difundir o Lítio a partir da superfície do cristal, com o objetivo de se produzir no cristal uma junção de Germânio tipo P (com a impureza receptora) e Germânio tipo N (com a impureza doadora). Em seguida aplica-se um campo elétrico ao cristal para que a impureza doadora ionizada se desloque para a região P e forme compostos tipo Li^+B^- com a impureza receptora ionizada e o par se compense.

A compensação com o Li entretanto não é perfeita, como já observado por vários autores (17). Num cristal cilíndrico, por exemplo, a região superficial do cristal se constitui em zona morta, em termos de detecção de radiação, onde existe excesso de Lítio não difundido e a região central se constitui em uma segunda zona morta onde existe excesso de impurezas receptoras não compensadas.

Os maiores problemas apresentados pela compensação com o Lítio são a baixa mobilidade dos ions Li^+ durante o processo de deslocamento (18) e as interações do Lítio com

os defeitos estruturais do cristal. O Lítio pode se precipitar nas vacâncias e também pode formar compostos Li_2O (5) por causa dos átomos de Oxigênio presentes no cristal. Como consequência dessas interações a quantidade de átomos de Lítio disponível para a compensação diminui.

A figura 9 mostra as regiões do cristal coaxial cilíndrico $\text{Ge}(\text{Li})$ resultante da compensação. Na região P se concentra a impureza receptora não compensada; na região N se concentra o Li não difundido e a região i (intrínseca) é a região onde a compensação foi eficiente.

6. RESOLUÇÃO

Para elementos radioativos emissores de raios gama, o espectro de energias pode apresentar 3 tipos de picos: pico de absorção total e picos de escape simples e duplo. Neste trabalho nos interessamos pelos picos de absorção total que correspondem às energias dos gamas que perdem toda a sua energia dentro do detector. A resolução em energia é uma medida do alargamento que o detector causa nas linhas do espectro fazendo com que exista uma diferença mínima de energia necessária entre duas energias para que o detector as identifique individualmente.

Neste trabalho consideramos a resolução como sendo a largura total do pico, na metade de sua altura. Na literatura encontra-se também a resolução como a largura a 1/10 da altura do pico.

Os principais responsáveis pela ótima resolução em energia apresentada pelo detector $\text{Ge}(\text{Li})$ são o pequeno intervalo de energia que separa as bandas de valência e condução e o pequeno valor do fator de Fano. A 77° K, o intervalo proibido do Germânio é de 0.74 eV e como consequência, a energia média

necessária para a formação de um par elétron-buraco também é pequena (2.98 eV). Nos gases, por exemplo, a energia média necessária para a formação de um par de íons é aproximadamente 30 eV (19). No Ge, o número de pares formado é 10 vezes maior e portanto a flutuação estatística percentual é menor. Por sua vez o fator de Fano, que contribui para reduzir a flutuação estatística é também menor no Ge. Medidas experimentais deram a este fator valores que variam entre $F = 0.13$ (20) e $F = 0.05$ (21). Para o gás Argônio, por exemplo, $F = 0.19$ (4).

O alargamento das linhas do espectro de energias, isto é, a resolução, para os detectores Ge(Li), depende dos seguintes fatores (como discutido nos itens 4 e 5, em termos da igualdade entre carga produzida e carga coletada):

- a) temperatura, por meio da excitação térmica,
- b) energia da transição gama, por meio da flutuação estatística,
- c) da posição do cristal onde ocorre a ionização, por meio dos defeitos estruturais e impurezas químicas presentes no cristal.

Além destes fatores, existe outro que também possui influência sobre a resolução e que é a tensão aplicada ao detector. As mobilidades dos portadores dependem do campo elétrico aplicado ao cristal. Em altos campos ($E \approx 1000$ Volts/cm para elétrons e $E \approx 1500$ Volts/cm para os buracos (5)), as mobilidades variam com E^{-1} (5) e as velocidades dos portadores atingem valores limites. Em campos elétricos menores do que estes campos críticos, as velocidades diminuem com a diminuição do campo. O tempo de exposição dos portadores de carga à atração das imperfeições aumenta favorecendo a captura e a recombinação.

da ao detector podem ser devidamente escolhidos. A resolução do detector é, em termos de suas características próprias, limitada pela posição onde ocorre a ionização e pela energia absorvida. Isto é, a cada posição de ionização corresponde uma resolução que depende da distância desta região aos eletrodos coletores e da energia absorvida no cristal. X

III. PARTE EXPERIMENTAL

1. ARRANJO EXPERIMENTAL

O detector Ge(Li) utilizado foi um cristal coaxial cilíndrico reto, tipo "double-open-ended", protegido por um cilindro de Alumínio e uma camada de teflon e mantido a 77 °K por um criostato preenchido com N₂ líquido.

As especificações do detector, dadas pelo fabricante (Ortec Incorporated) são as seguintes:

distância detector-janela de Al	=	5 mm.
espessura de Al	=	0.5 mm.
espessura de teflon	=	1.0 mm.
diâmetro do cristal	=	44.2 mm.
comprimento do cristal	=	47.9 mm.
volume ativo total	=	64.2 cm ³
tensão de operação	=	4800 Volts

As características do semicondutor Ge intrínseco, a 77 °K, são as seguintes:

número atômico	=	32
estrutura cristalina	=	cúbica, f.c.c.
intervalo de energia proibido	=	0.74 eV
mobilidade do elétron	=	3.6 x 10 ⁴ cm ² /Volt.sec
mobilidade do buraco	=	4.2 x 10 ⁴ cm ² /Volt.sec
energia média necessária para a formação de um par e-b	=	2.98 eV

A figura 10 mostra a configuração do cristal Ge(Li) coaxial, tipo "double-open-ended". A figura 11 mostra o arranjo detector-criostato.

A medida de resolução em função da posição de irradiação do cristal foi feita movendo-se o feixe gama colimado ao longo das direções radial e axial do cristal. O feixe gama

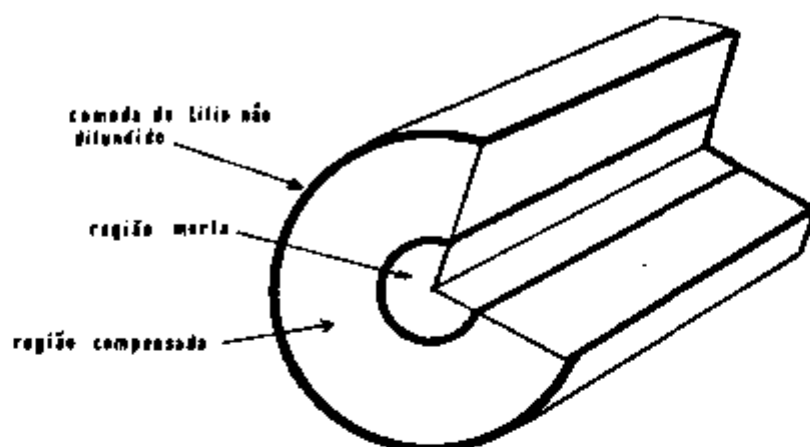


FIG.9 CORTE NO CRISTAL DO DETECTOR COAXIAL GE(LI)

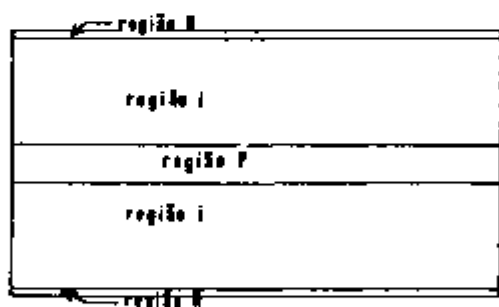
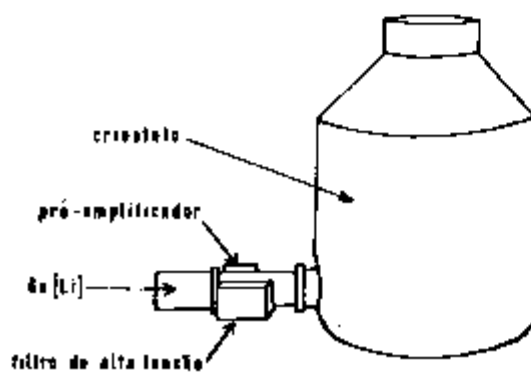


FIG.10 CONFIGURAÇÃO DO CRISTAL DO DETECTOR COAXIAL GE(LI), TIPO "DOUBLE-OPEN-ENDER"

FIG.11 ARRANJO DETECTOR-CRISTATO



foi colimado por um colimador de chumbo de diâmetro igual a 1 mm. e comprimento igual a 8 cm. acoplado ao suporte-blindagem da fonte radioativa (fig. 12).

Para a movimentação do feixe ao longo das direções desejadas foi utilizada uma mesa de aço que permite movimentos horizontais e possui escala graduada em milímetros para a medida do deslocamento do colimador. O movimento vertical do colimador foi obtido por meio de uma mesa de ferro com parafusos reguláveis. Este conjunto, incluindo detector e criostato foi colocado sobre uma placa de ferro de espessura igual a 8 mm. para que todo conjunto ficasse sobre o mesmo plano, o que foi verificado com um nível de precisão.

A saída do colimador foi mantida a distância máxima de 2 cm do envoltório de proteção de Alumínio para minimizar a abertura do ângulo sólido no cristal.

O sistema eletrônico utilizado, juntamente com o detector, é apresentado na figura 13.

2. DETERMINAÇÃO DO CENTRO DO CRISTAL

Para essa determinação admitiu-se que os centros do envoltório de Alumínio e do cristal fossem coincidentes. O feixe colimado foi dirigido para este centro e a partir deste ponto foi movido ao longo das direções vertical e horizontal com o objetivo de se obter o centro da zona morta supostamente localizada no centro do cristal. O centro da zona morta foi considerado como a posição de irradiação onde fosse obtida a menor área sob o pico de absorção total. Essa medida foi feita com a transição gama de 468 keV do Ir 192 por ser uma linha isolada do espectro.

Nessa medida observou-se que o centro da zona morta se encontrava dentro de um círculo de raio igual a 1 mm. partindo do centro do envoltório de Alumínio. Este centro foi en-

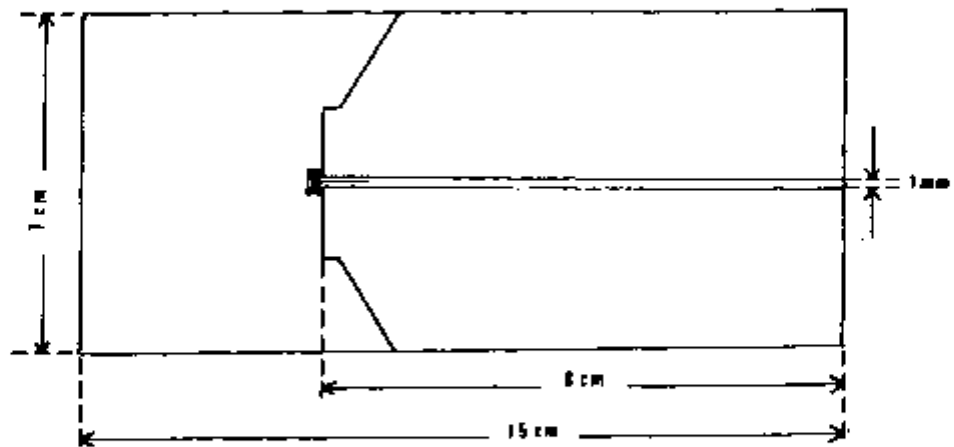


Fig.12 Secção reta do colimador utilizado juntamente com a fonte Ir192

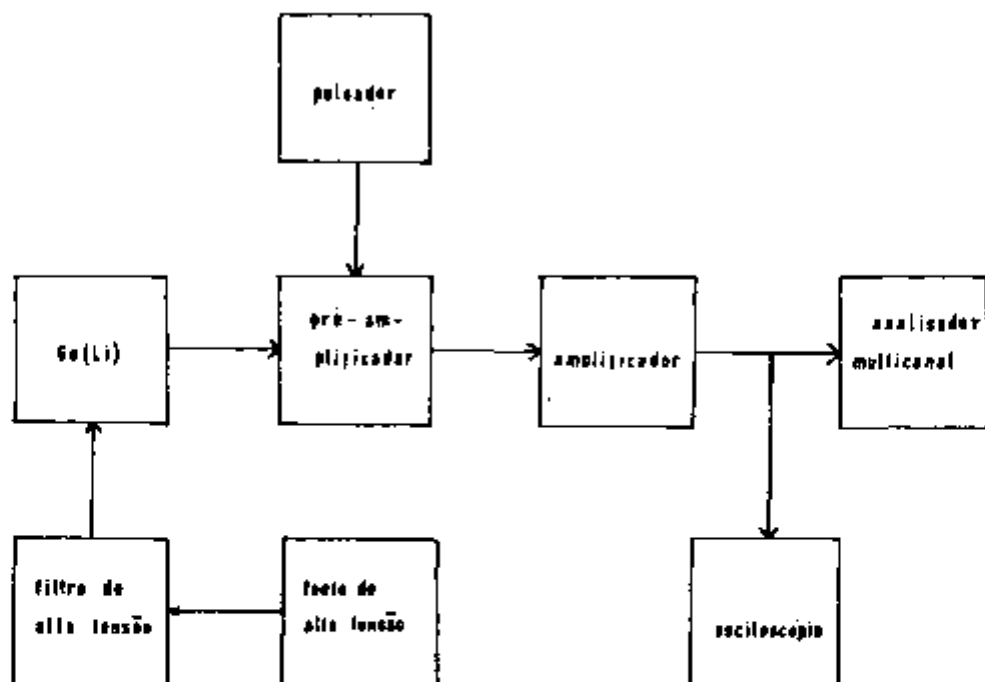


Fig.13 Sistema eletrônico associado ao detector Ge(Li)

tão considerado como origem do sistema de coordenadas adotado para as medidas feitas ao longo da direção radial do cristal.

3. FONTES RADIOATIVAS

A tabela seguinte apresenta as fontes radioativas utilizadas, assim como a meia vida do elemento radioativo, $T_{1/2}$, (22,23), as atividades das fontes, as transições gama utilizadas, E_g , (24,23,25) e a percentagem das transições, $I_g/100$ de sintegrações, (26).

fonte	$T_{1/2}$	Atividade	E_g (keV)	$I_g/100$ desint.
Ir 192	74.2 dias	-7 mCi	295.949 ± 0.006	29 %
			308.445 ± 0.007	30 %
			316.494 ± 0.007	81 %
			468.062 ± 0.010	49 %
Eu 152	12.4 anos	-5 mCi	121.78 ± 0.03	33.2 %
			778.87 ± 0.05	17.3 %
			964.01 ± 0.05	24.3 %
Ba 133	10.7 anos	-10 μ Ci	356.24 ± 0.05	67 %
			383.78 ± 0.05	9.4 %

A transição de 122 keV do Eu 152 pertence à faixa de energias onde, no Ge, predomina o efeito fotoelétrico (fig.14). A ionização provocada por fótons desta energia é bastante localizada e o caminho livre médio dos fótons, no Ge, é pequeno. Por este motivo esta transição foi utilizada para a observação do perfil da região compensada na superfície circular do cristal.

Nas medidas de resolução em função da posição de irradiação, utilizamos as transições gama 316 keV, 468 keV, 778 keV e 964 keV. A razão desta escolha foi que a contribuição da flutuação estatística ao alargamento do pico de absorção to-

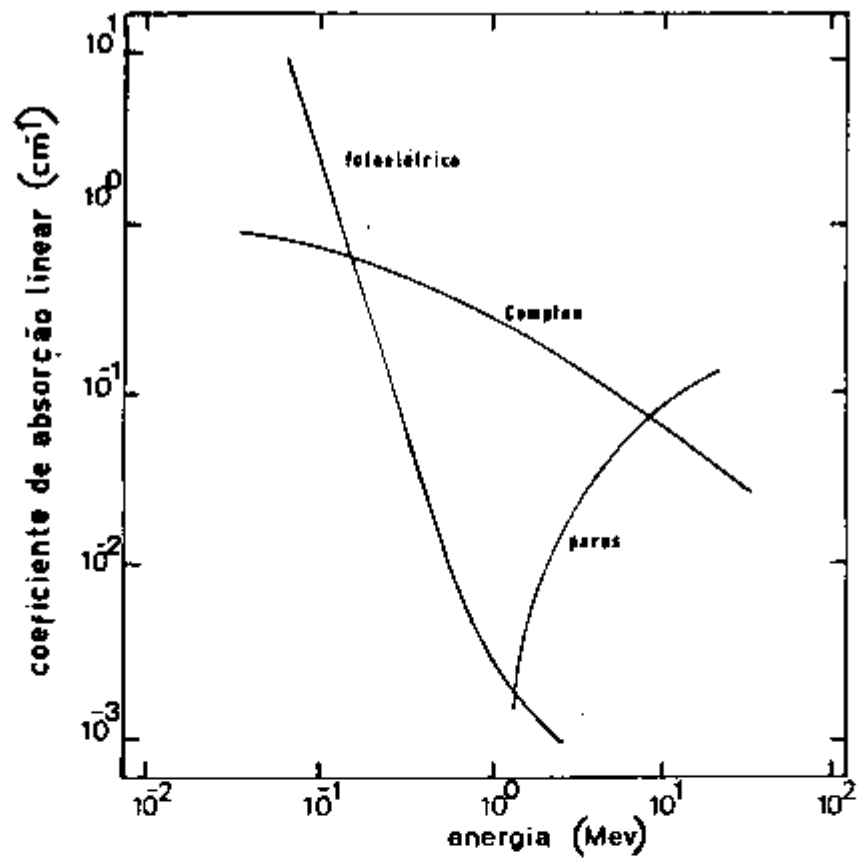


FIG. 14 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO LINEAR EM FUNÇÃO DA ENERGIA, PARA O GE

tal já é comparável à contribuição de ruído eletrônico. Assim é possível medir-se a contribuição da flutuação estatística a partir da resolução total e da contribuição eletrônica. Se houvesse predominância da contribuição eletrônica, o erro na contribuição do detector seria muito grande.

Os caminhos livres médios, s , dos fótons no Germânio são os seguintes:

E_g (keV)	s (cm)	E_g (keV)	s (cm)
121.78	0.50	356.25	1.86
295.949	1.62	383.78	1.96
308.445	1.66	468.062	2.19
316.494	1.71	778.87	2.89
		964.01	3.21

4. SISTEMA ELETRÔNICO

a) FUNÇÕES DOS COMPONENTES

A carga produzida pela ionização, quando coletada nos eletrodos do detector, causa uma diferença de potencial $V' = q/C_d$, onde C_d é a capacidade do detector e q é a carga coletada. Como a capacidade C_d é sensível às flutuações da tensão aplicada ao detector, a diferença de potencial V' flutua mesmo que a quantidade de carga coletada seja sempre a mesma.

O pré-amplificador é um amplificador sensível à carga que tem a função de fornecer uma capacidade, C , constante, que, quando multiplicada pelo ganho é bem maior que a capacidade do detector. O sinal de tensão na saída pré-amplificador é dado por $V' = q/C$.

O amplificador utilizado é um amplificador de tensão com as funções de fornecer um ganho adicional ajustável e controlar a forma dos pulsos. O ganho ajustável é utilizado para

colocar-se a amplitude do pulso de tensão dentro da faixa de tensões de operação do analisador multicanal. A forma dos pulsos pode ser modificada escolhendo-se pulso tipo monopolar ou bipolar e variando-se as constantes de tempo de integração e diferenciação do pulso. Essas modificações são feitas por meio de controles existentes no painel do amplificador e seus efeitos podem ser acompanhados por meio de um osciloscópio.

O filtro de alta tensão tem a função de minimizar os transientes da tensão contínua fornecida pela fonte ao detector.

O analisador multicanal utilizado (Ortec, modelo 6240A) possui 1024 canais e opera na faixa máxima 0 - 10 Volts. O ADC (Analog to Digital Converter) recebe os pulsos de tensão amplificados e acumula a frequência de amplitudes (que estejam na faixa de tensões de operação) na memória do multicanal. A saída deste fornece uma distribuição de frequências de altura de pulso em função dos canais. Como a cada pulso corresponde um fóton e os canais do analisador podem ser calibrados em energia, esta distribuição corresponde a uma distribuição de contagens em função da energia.

b) AJUSTES ELETRÔNICOS

1) Forma de pulso e constante de tempo

A saída do pré-amplificador é composta por pulsos produzidos pela ionização assim como por pulsos produzidos por ruídos. No detector a excitação térmica produz correntes, na superfície e no volume do cristal, capazes de produzir pulsos de tensão comparáveis àqueles produzidos pela ionização. No amplificador, as flutuações nas correntes do anodo e de grade são as fontes mais importantes de ruídos.

A melhor razão sinal-ruído pode ser obtida utilizando

se pulsos monopolares de iguais tempos de subida e descida (9). Para tempos iguais de subida e descida, o ruído causado pela flutuação da corrente do anodo aumenta com o aumento da constante de tempo de integração (ou diferenciação) enquanto os outros ruídos diminuem (9). Portanto existe uma constante de tempo ótima para a melhor (maior) razão sinal-ruído.

Neste trabalho usamos pulsos monopolares e constantes de tempo de integração e diferenciação iguais a 2 μ seg.

ii) Polo zero, linha de base e ritmo de contagem

A técnica de cancelamento de polo zero é usada para reduzir o tempo de recuperação dos pulsos, isto é, minimizar o "undershoot" causado pela diferenciação dos pulsos no pré-amplificador (8). Caso este efeito não seja eliminado e o ritmo de contagem seja suficientemente alto, os pulsos terão suas amplitudes reduzidas pois cada pulso receberá uma contribuição de amplitude negativa do pulso anterior.

O ajuste de linha de base é necessário para ritmos de contagem acima de 5000 c.p.s. (27) porque o acúmulo de cargas na entrada do capacitor de acoplamento do amplificador faz com que a linha de base flutue aleatoriamente, deslocando o nível zero de tensão e alterando as amplitudes dos pulsos.

Para evitar empilhamento de pulsos na entrada do ADC é necessário ajustar-se o ritmo de contagem. Isto pode ser feito pela escolha da atividade da fonte e também ajustando-se o seletor do amplificador para ritmos de contagens baixo, médio ou alto. No caso de haver empilhamento de pulsos, isto é, quando chegam pulsos simultâneos quando a entrada de ADC está aberta, a altura de pulso armazenada na memória de analisador multicanal será igual a soma das amplitudes dos pulsos empilhados.

O ritmo de contagem é o elemento básico para todos os

tes ajustes. Por este motivo mediu-se o ritmo de contagem, para todo espectro, em várias posições de incidência do feixe gama colimado de Ir 192. O ritmo de contagem foi constante em todo cristal, exceto na região morta e na região bem próxima ao raio externo do cristal, e seu valor médio foi 2200 c.p.s. Este ritmo de contagem médio foi reproduzido com uma fonte de Cs 137 não colimada, variando-se a distância entre a fonte e o detector. Os ajustes foram feitos como ajustes médios para todo o cristal e mantidos durante todo tempo em que duraram as medidas feitas com o Ir 192. Para as outras fontes utilizadas os ajustes foram refeitos.

c) RESOLUÇÃO ELETRÔNICA

O detector e o sistema eletrônico são as duas fontes de ruídos que contribuem para o alargamento do pico de absorção total. A resolução eletrônica pode ser medida utilizando-se um pulsador. A função do pulsador é injetar, na entrada de testes do pré-amplificador, uma quantidade conhecida de cargas, correspondente a uma certa energia. Essa quantidade de cargas é a mesma quantidade que seria produzida se um fóton (ou partícula carregada) com aquela energia fosse absorvido no detector. A resolução do pulsador não depende da quantidade de cargas injetada de modo que o pulsador pode simular um pico correspondente a qualquer energia conveniente para as medidas.

A carga injetada pelo pulsador sofre o mesmo processamento eletrônico que a carga produzida pela ionização no cristal sem contudo estar sujeita às flutuações estatísticas inerentes ao detector. Dessa forma a resolução do pulsador é apenas eletrônica enquanto a resolução dos picos de absorção total é o resultado das contribuições eletrônica e do detector.

Para que os picos gama e do pulsador sofram a mesma influência eletrônica é necessário que os tempos de subida e descida dos mesmos sejam iguais. O tempo de subida do pulsador pode ser ajustado em seus controles mas o tempo de subida do pulso gama depende da coleção de cargas que por sua vez depende da posição de ionização. Por este motivo o tempo de subida do pulsador deveria ser ajustado para cada posição de incidência do feixe gama colimado no cristal. Mas estes ajustes acarretariam, por serem manuais, um erro grande e foi feito então um ajuste médio para todo cristal, utilizando-se a fonte de Cs 137.

5. TRATAMENTO DE DADOS

Os picos de absorção total possuem forma quase Gaussiana dada por:

$$y = y_0 \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2}{2 \sigma^2} \right) \quad , \quad \text{onde}$$

y = contagem no canal x

y_0 = contagem no canal x_0

x_0 = posição do pico

σ = desvio padrão do número médio de pares elétron-único produzidos por fótons com energia correspondente ao pico em consideração.

Se a largura da Gaussiana fosse apenas o resultado da contribuição do detector, a largura, Γ , à meia altura da Gaussiana seria dada por:

$$\Gamma^2 = 8 (\ln 2) \sigma^2$$

O desvio padrão em energia é dado por $\sigma = (w F E)^{1/2}$ (Cap. II, item 3.b) e a resolução em energia é dada por, ΔE :

$$\Delta E = (8 w F E \ln 2)^{1/2}$$

O fator de Fano pode então ser obtido a partir da inclinação da curva:

$$\Delta E = a E^{1/2}$$

$$\text{onde } a = (8 w F \ln 2)^{1/2}$$

A carga coletada, assim como a diferença de potencial $v(t)$ causada por ruídos eletrônicos, obedecem à distribuição normal de probabilidades e são independentes uma da outra (4). A coleção de cargas com ruídos eletrônicos obedece à distribuição normal de probabilidades com variância igual à soma das variâncias individuais da coleção de cargas e da distribuição $v(t)$, isto é:

$$\rho^2 (q + v(t)) = \rho^2 (q) + \rho^2 (v(t))$$

Então para o pico de absorção total, a largura à meia altura, em canais, é dada por:

$$\Gamma_{\text{total}}^2 = \Gamma_{\text{detector}}^2 + \Gamma_{\text{pulsador}}^2$$

ou seja:

$$\Gamma_{\text{detector}}^2 = \Gamma_{\text{total}}^2 - \Gamma_{\text{pulsador}}^2$$

A resolução em energia é obtida multiplicando-se a resolução em canais pelo número de unidades de energia por canal. Admitindo-se a linearidade do detector e do analisador multicanal em intervalos de energia entre dois picos próximos, o número de unidades de energia por canal é dado pela diferença em energia entre os dois picos dividida pelo número de canais que os separa.

O ajuste da forma Gaussiana aos picos experimentais foi feito pelo programa de computador Analysis (28) que fornece a posição, área e largura à meia altura do pico Gaussiano com os respectivos erros. Neste programa considera-se que a função resposta dos detectores Ge(Li) é uma Gaussiana que termina em exponenciais sobre uma curva de radiação de fundo que

pode ser linear ou de segundo grau. Esta função resposta é representada pela seguinte expressão:

$$y(x) = B + D(x-x_0) + C(x-x_0)^2 + g(x)$$

onde:

$$g(x) = H \exp(-4(x-x_0)^2 \ln 2 / \Gamma^2) \quad , \quad x_0 - L_1 \leq x_0 \leq x_0 + L_2$$

$$g(x) = H \exp(L_1(2x-2x_0+L_1) 4 \ln 2 / \Gamma^2) \quad , \quad x < x_0 - L_1$$

$$g(x) = H \exp(-L_2(2x-2x_0-L_2) 4 \ln 2 / \Gamma^2) \quad , \quad x > x_0 + L_2$$

A curva Gaussiana é caracterizada pela altura H , centróide x_0 e largura total à meia altura Γ . A curva de radiação de fundo é uma função de segundo grau com coeficientes B , C e D . Para as curvas exponenciais foram utilizadas formas funcionais que satisfazem a condição de continuidade suave entre as exponenciais e a Gaussiana nos pontos de junção $x_0 - L_1$ e $x_0 + L_2$ dos lados esquerdo e direito do centróide, respectivamente. Os valores dos oito parâmetros B , C , D , H , x_0 , Γ , L_1 e L_2 , indicados por $\left\{ P_j, j = 1, \dots, 8 \right\} = \vec{P}$ são determinados a partir do princípio dos mínimos quadrados aplicado a uma distribuição experimental de contagens c_i no canal x_i , $i = 1, \dots, m$ (onde m é o número de canais disponíveis), isto é, a partir da minimização do quadrado da soma dos desvios entre os pontos experimentais e os pontos previstos pelo modelo:

$$\phi(\{P_j\}) = \sum_{i=1}^m \left[c_i - y(x_i, \{P_j\}) \right]^2$$

A minimização leva a um conjunto de equações normais:

$$\sum_{i=1}^m \left[c_i - y(x_i, \{P_j\}) \right] \left(\partial y / \partial P_j \right) = 0 \quad j = 1, 8$$

As soluções destas equações são obtidas pelo processo iterativo sugerido por Marquardt (29). O algoritmo de Marquardt dá o vetor correção $\vec{Q}^{(r)}$ para os parâmetros $\vec{P}^{(r)}$ na r -ésima interação como sendo a solução da seguinte equação:

$$\left(A^{(r)} + \lambda^{(r)} I \right) \vec{Q}^{(r)} = \vec{g}^{(r)}$$

onde: I = matriz identidade

$$P = \left(\frac{\partial y_i}{\partial P_j} \right), \quad \begin{array}{l} i = 1, 2, \dots, m \\ j = 1, 2, \dots, n=8 \end{array}$$

P^T = matriz transposta da matriz P

$$A = P^T P$$

$$\vec{G} = \sum_i (c_i - y_i) \left(\frac{\partial y_i}{\partial P_j} \right)$$

O vetor parâmetros P resultante desta interação será dado por:

$$\vec{P}(r+1) = \vec{P}(r) + \vec{Q}(r)$$

Após a convergência do processo de interação, subtrai-se a radiação de fundo e a área sob a Gaussiana e exponencial é dada por:

$$\text{Area} = (H U \sqrt{\pi}/2) \left[\text{erf}(L_1/U) + \text{erf}(L_2/U) \right] + (H U^2/2) \left[(1/L_1) \exp(-L_1^2/U^2) + (1/L_2) \exp(-L_2^2/U^2) \right]$$

onde:

$$U = \Gamma / 2 \ln 2$$

$$\text{erf } z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$$

O programa Analysis permite o ajuste simultâneo de até 5 picos. Neste trabalho usamos um tripleto constituído pelas energias 296 keV, 308 keV e 316 keV do Ir 192. Com estas energias dispunhamos de duas alternativas: ajuste individual ou por tripleto. O ajuste individual requer que haja separação entre os picos suficientemente grande para que seja possível traçar a curva de radiação de fundo. É possível utilizar-se uma faixa pequena de energia para a operação do multicanal analisador de forma que os três picos fiquem bem espaçados. Mas nesse caso, como as energias dos três picos são muito próximas, o número de unidades de energia por canal se torna muito pequeno e a flutuação estatística se torna muito grande. Por este motivo optamos pelo ajuste do tripleto. O programa

Analysis considera que o pico mais intenso possui maior peso nos ajustes. Em nosso caso o pico mais intenso é aquele que corresponde a 316 keV. Por este motivo quando traçamos a curva de variação do fator F' com a energia (fig. 30) consideramos a resolução do detector para a linha 316 keV como sendo a resolução para o tripleto.

Na figura 15.a apresentamos um ajuste do pico de 468 keV e na figura 15.b um ajuste do tripleto, ambos feitos pelo programa Analysis. Nas colunas apresentadas nestas figuras, da esquerda para a direita temos: número do canal; desvio padrão do ponto ajustado em relação ao ponto experimental; radiação de fundo; pontos experimentais e pontos ajustados.

GRAPHICS.

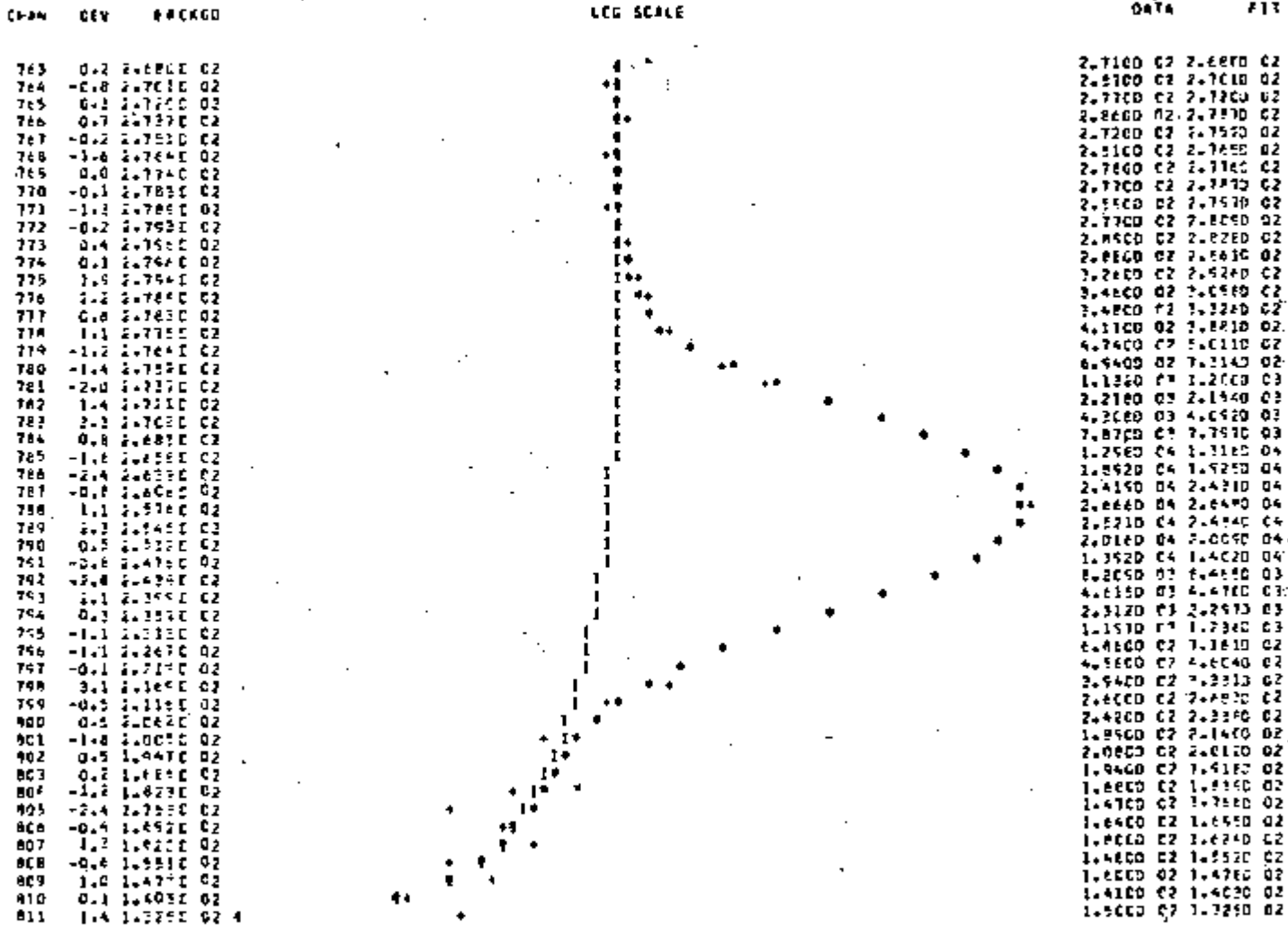


Fig. 15.a Ajuste do pico correspondente à energia 468 keV, pelo programa Analysis.

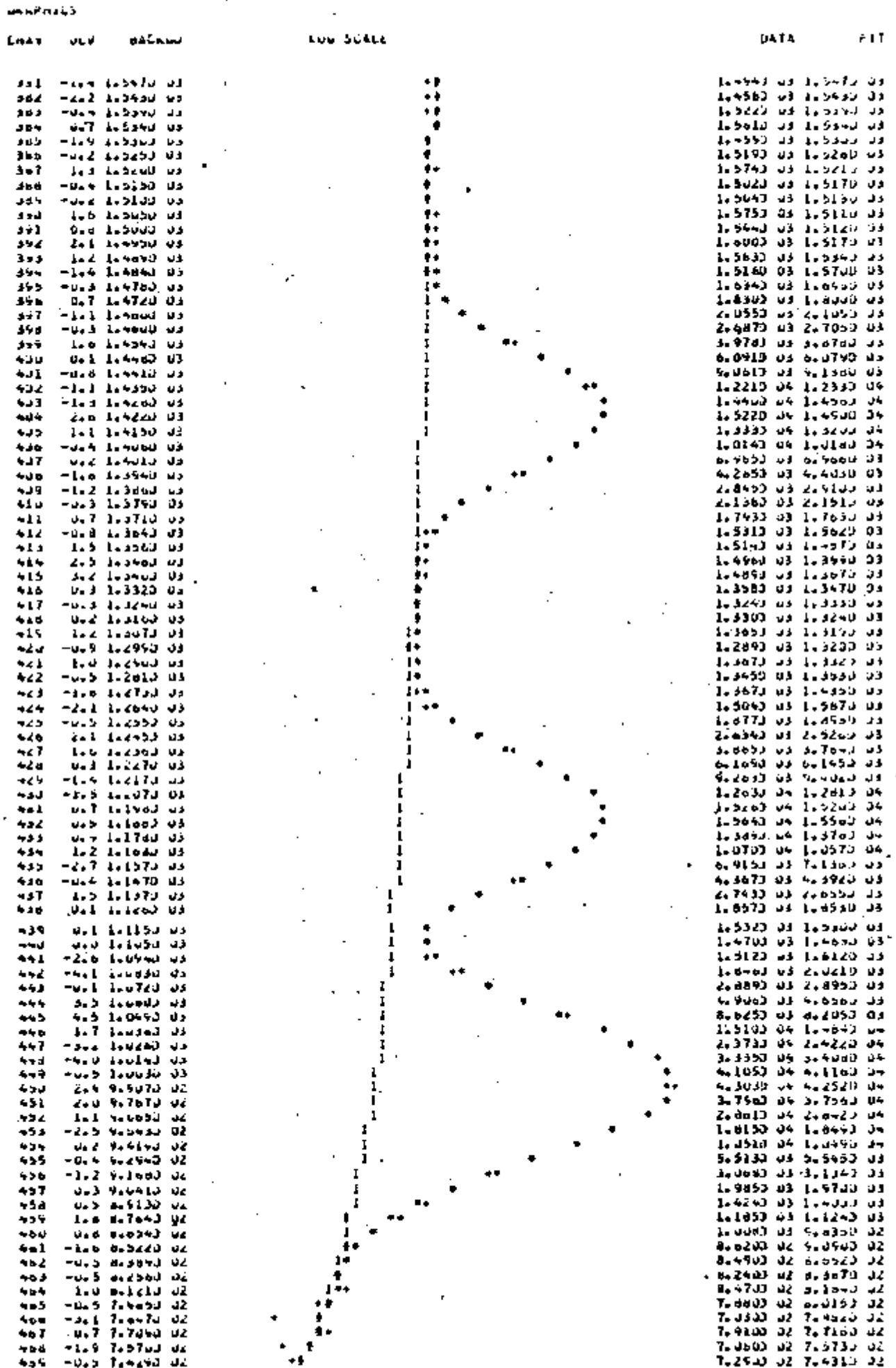


Fig. 15.b Ajuste do triplo do Ir 192 (296, 308, 316 keV) pelo programa Analysis.

IV. RESULTADOS

A figura 16 mostra a área sob o pico de absorção total corrigida para o decaimento radioativo, auto absorção na fonte e percentagem da transição gama considerada, em função da posição radial de incidência do feixe gama colimado, para as energias 296, 316 e 468 keV, com o detector operando a 4800 Volts.

Esta figura mostra que o detector Ge(Li) utilizado possui uma região morta onde a eficiência é da ordem de 5% da eficiência da região a que chamamos compensada. Essa eficiência a qual nos referimos é a eficiência relativa de pico (de absorção total) e é definida como a probabilidade de que um fóton de energia E perca toda sua energia no cristal, seja detectado e registrado no pico correspondente a essa energia. A eficiência relativa de pico, ϵ , está relacionada à área sob o pico, S, por meio da seguinte expressão:

$$S = A_0 \times F_g \times F_a \times I \times \epsilon \quad , \text{ onde}$$

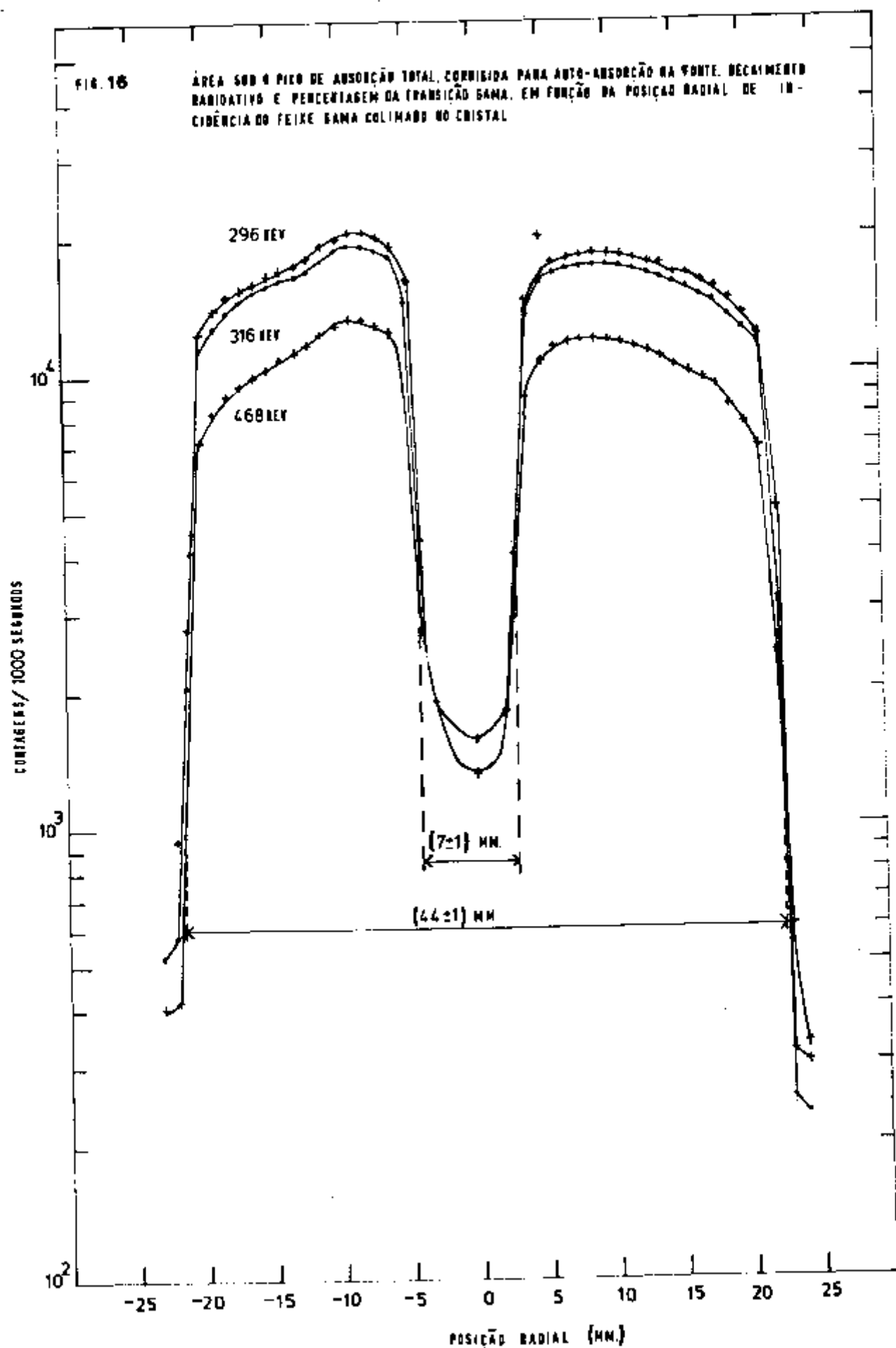
A_0 = atividade da fonte radioativa,

F_g = fator de correção para o ângulo sólido subtendido pelo detector,

F_a = fator de absorção da fonte e do meio que se interpõe entre a fonte e o detector,

I = percentagem da transição gama considerada.

O valor apresentado no gráfico é igual à razão entre a área sob o pico e o produto $F_g \times I$ e é corrigido também para o decaimento radioativo para a comparação entre os pontos pertencentes à mesma curva. No fator F_a desprezamos a absorção do meio entre a fonte e o detector porque o colimador foi colocado bem próximo ao detector e as camadas de teflon e Alumínio são bastante finas. O valor apresentado na figura 16 é



portanto proporcional à eficiência relativa de pico de absorção total.

Todas energias consideradas provem da mesma fonte e as medidas foram feitas simultaneamente e portanto A_0 e F_0 são os mesmos para as três curvas. Então é possível comparar-se as mesmas e pela figura 16 vemos que, para o detector Ge(Li), a eficiência relativa de pico diminui quando a energia do fóton aumenta.

A figura 16 mostra ainda que a região morta possui diâmetro igual a (7 ± 1) mm. e o diâmetro do cristal é igual a (44 ± 1) mm. O diâmetro do cristal fornecido pelo fabricante (44.2 mm.) está dentro do erro experimental e por este motivo não podemos confirmar a existência da zona morta que se supõe existir na superfície do cristal.

Notamos ainda que a região compensada é assimétrica em torno da região morta e que a eficiência relativa de pico é sempre melhor no lado esquerdo do cristal. Aqui chamamos la do direito e esquerdo, respectivamente, às regiões compreendidas pelos raios aos quais, na figura 17, demos valores positivos e negativos.

A figura 18 apresenta a variação da posição de pico em função da posição radial de incidência do feixe gama colimado no cristal, para as energias 296 keV, 308 keV, 316 keV e 468 keV, para uma tensão de polarização de 4800 Volts.

Sabemos que a amplitude do pulso de tensão produzido pela coleção de cargas aumenta quando o número de cargas coletadas aumenta. Essa amplitude de pulso é registrada pelo analisador multicanal em um canal que corresponde à esta amplitude na faixa de tensões em que opera. Deste modo quanto maior for o número de cargas coletadas, mais alto será o número do canal em que a amplitude do pulso correspondente à coleção

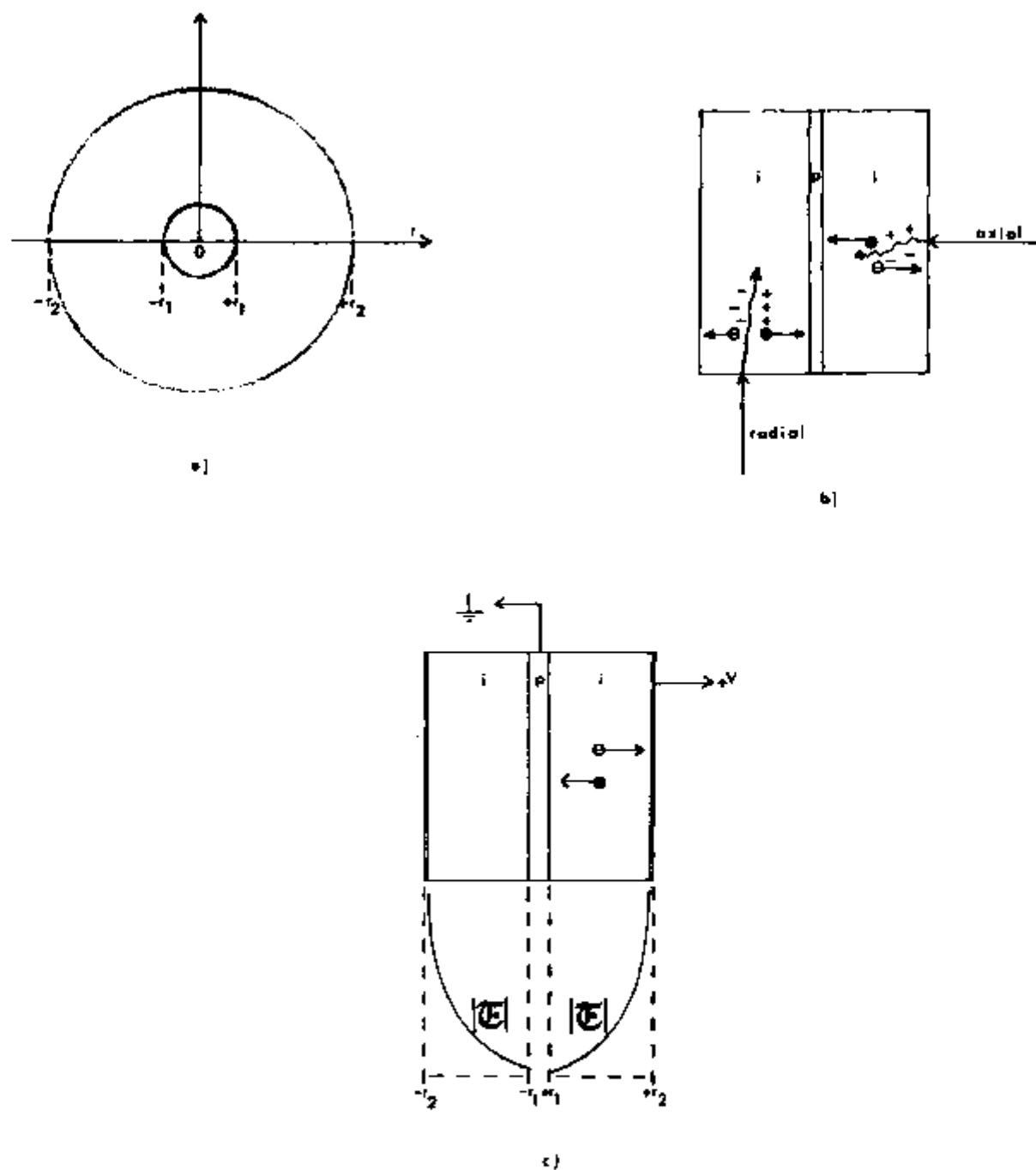


FIG.17 a) SISTEMA DE COORDENADAS PARA IRRADIAÇÃO AO LONGO DO DIÂMETRO; b) INCIDÊNCIA RADIAL E AXIAL DO FEIXE GAMA COLIMADO NO CRISTAL; c) POLARIZAÇÃO DOS ELETRODOS E VARIÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO NO DETECTOR COAXIAL UTILIZADO.

dessas cargas será registrada. Portanto a posição do pico é u ma medida da eficiência de coleção de cargas no detector.

Em nosso detector a eficiência de coleção de cargas não é constante e isto mostra que a região compensado do cristal não é uniforme. Nos dois lados do cristal a coleção de cargas é melhor quando a irradiação é feita em torno da posição radial 10 mm.

A figura 18 mostra que a diferença em energia entre os canais correspondentes aos picos de absorção total nas posições de melhor e pior coleção de cargas, aumenta quando a e nergia do fóton aumenta, isto é, a perda de cargas aumenta com o aumento da energia dos fótons. Essa diferença, que indicamos por Δ , tem os seguintes valores no lado esquerdo (Δ_-), no lado direito (Δ_+) e em todo cristal (Δ_{\mp}):

Energia(keV)	$\Delta_-(\text{keV})$	$\Delta_+(\text{keV})$	$\Delta_{\mp}(\text{keV})$
296	1.127 ± 0.023	1.277 ± 0.012	1.493 ± 0.010
308	1.265 ± 0.022	1.326 ± 0.010	1.534 ± 0.010
316	1.343 ± 0.010	1.338 ± 0.006	1.557 ± 0.006
468	1.900 ± 0.014	1.913 ± 0.011	2.219 ± 0.010

Os principais responsáveis pela perda de cargas são a captura e a recombinação de portadores pelas impurezas químicas e defeitos estruturais. Medimos a área sob todo o espectro do Ir 192 e verificamos que, dentro do erro estatístico, esta área é constante em todo cristal, exceto na região morta e na região bem próxima ao raio externo (~ 2 mm.). Na região onde a área sob todo espectro é constante, ou não existe recombinação ou então os centros de recombinação estão uniformemente distribuídos. No último caso a recombinação não seria responsável pela mudança da posição do pico uma vez que os pares recombinados não mais participariam da corrente no cris-

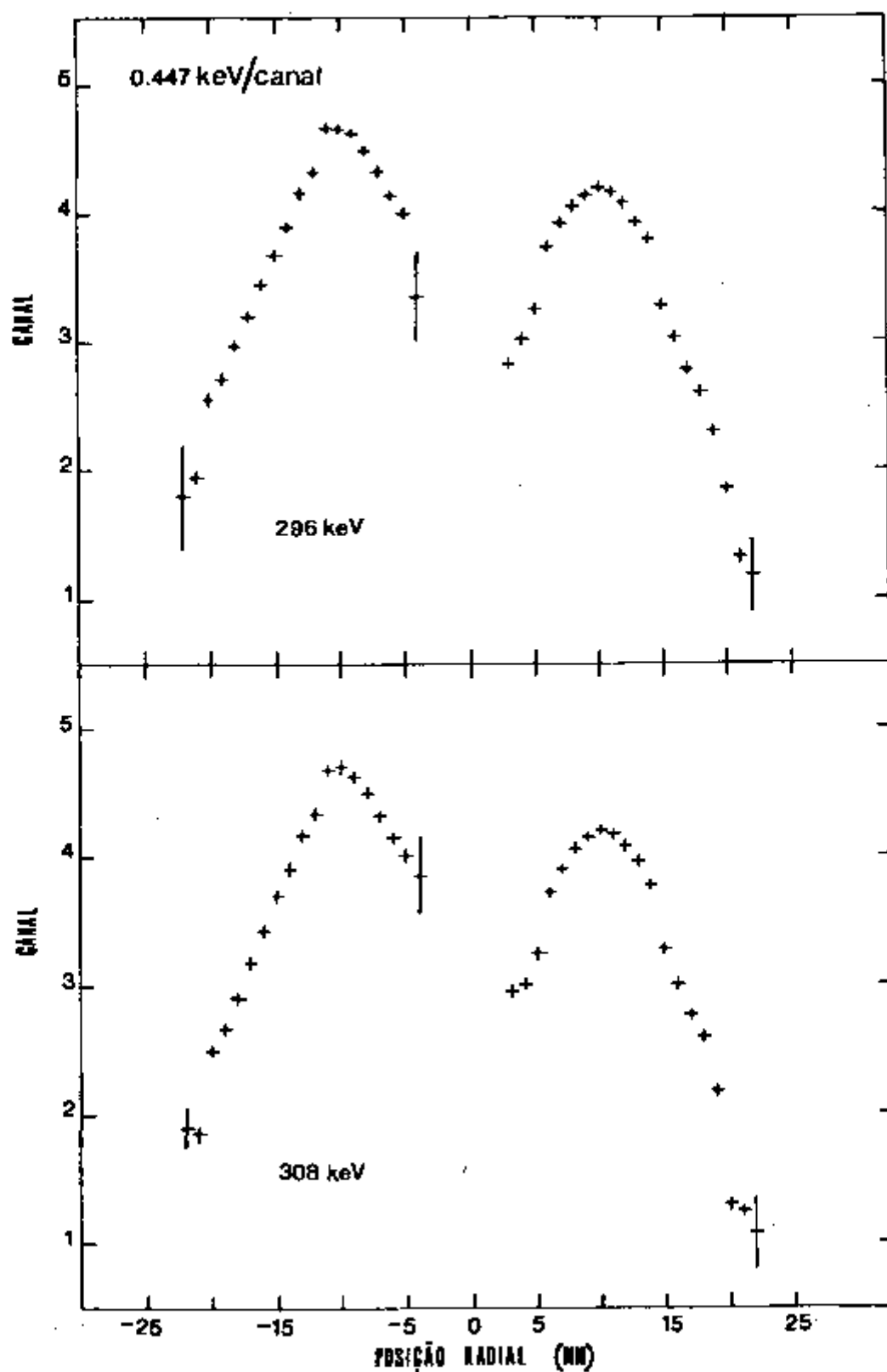


FIG. 18. — POSIÇÃO DO PICO EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL DE INCIDÊNCIA DO FEIXE GAMA COLIMADO NO CRISTAL

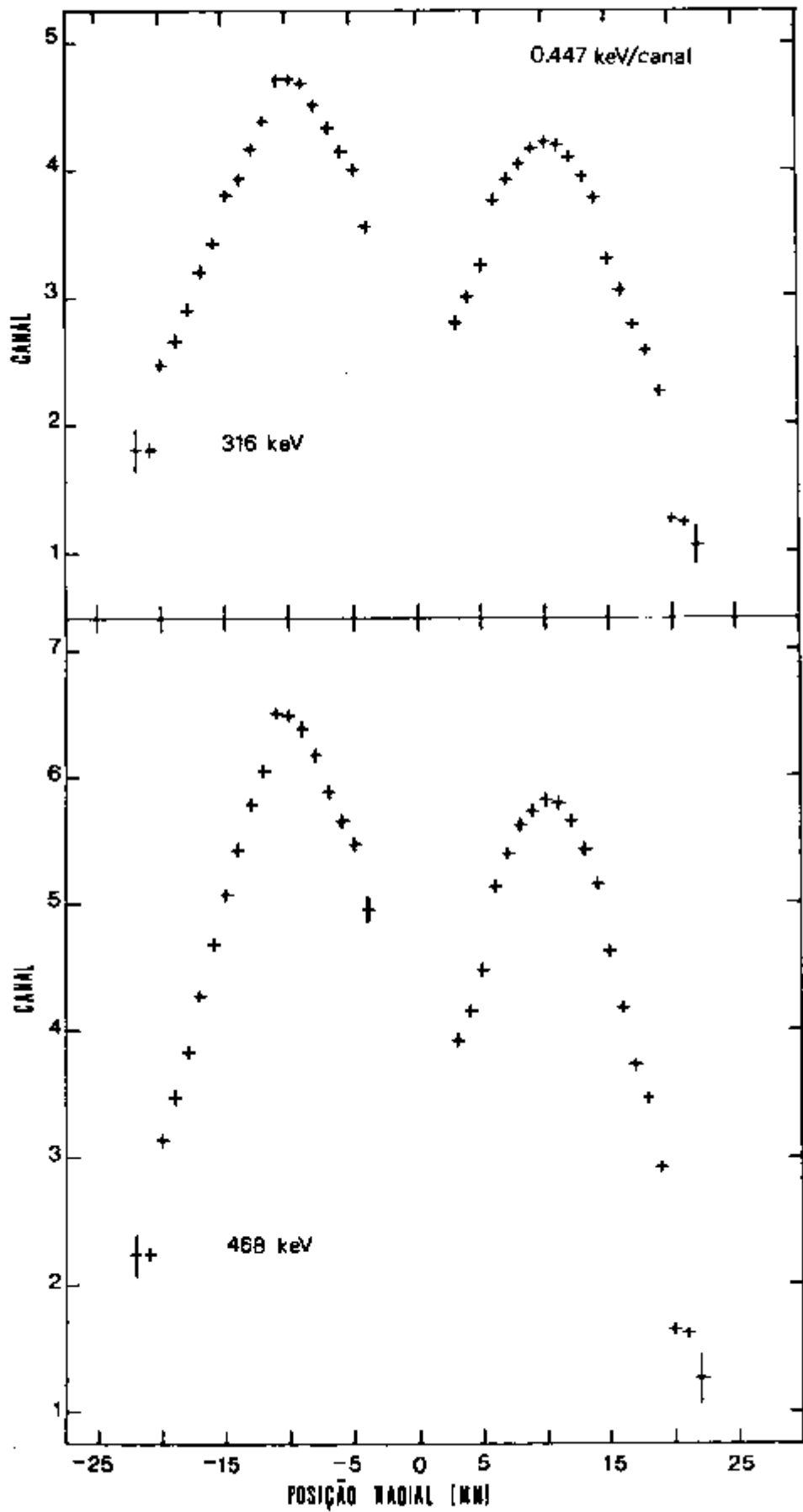


FIG. 1B.b POSIÇÃO DO PICO EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO RADIAL DE INCIDÊNCIA DO FEIXE GAMA COLIMADO NO CRISTAL

tal. Por este motivo a mudança da posição do pico provavelmente está associada apenas à captura de portadores de cargas e neste caso a captura não só depende da posição onde ocorre a ionização como também deve ser função da energia dos fótons.

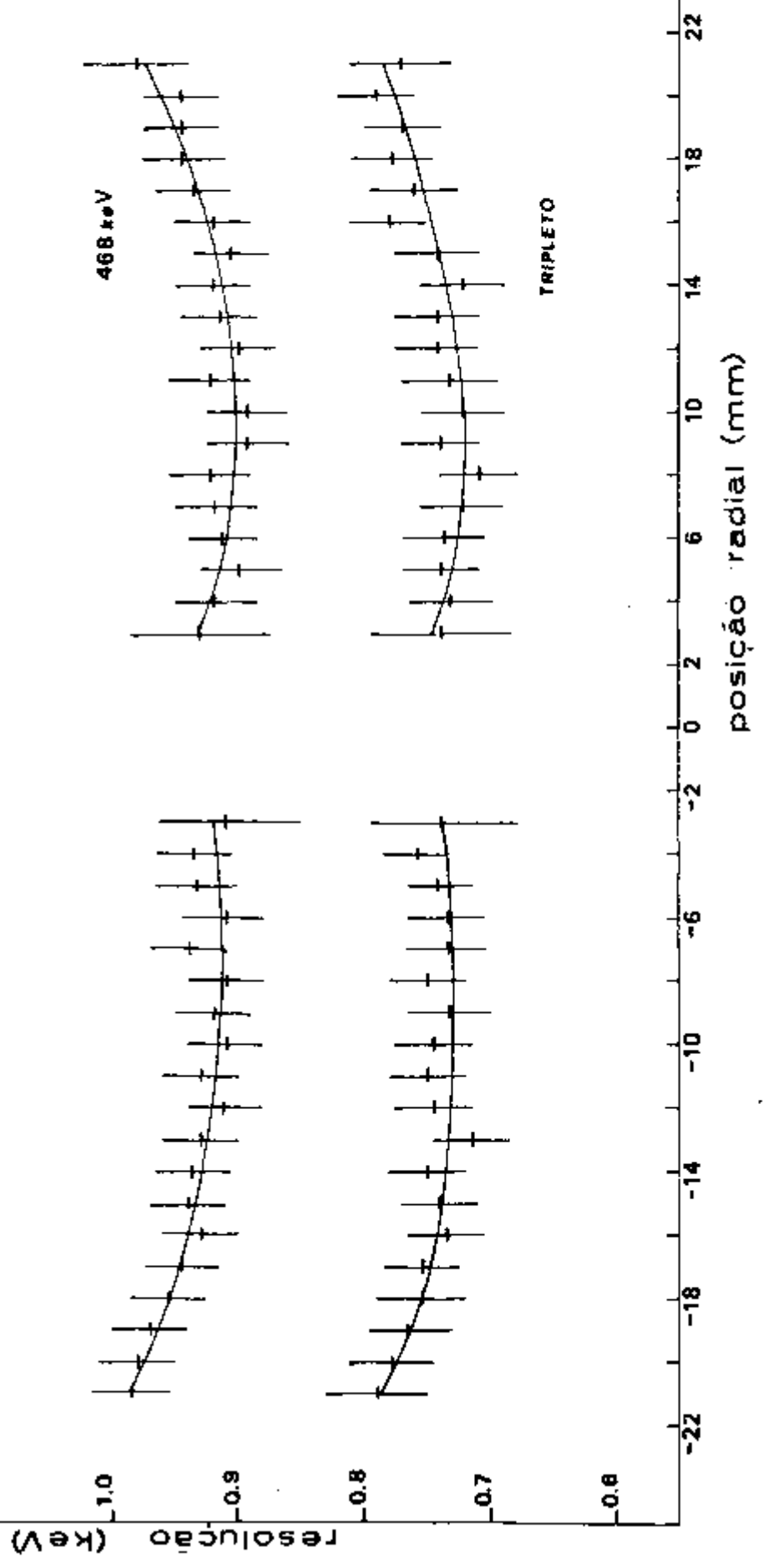
A figura 19 mostra a variação da resolução em energia do detector em função da posição radial de incidência do feixe gama colimado no cristal, para as energias 296, 308 e 316 keV (triplete) e 468 keV.

A variação da resolução é muito pequena mas é sistematicamente detectável. Podemos notar que o detector apresenta melhor resolução quando a irradiação é feita na região compensada e apresenta pior resolução quando a irradiação é feita próxima ao raio externo. Este resultado concorda com os resultados da figura 18 que mostra que a eficiência de coleção de cargas é melhor na região compensada e pior na região próxima ao raio externo. Os dois resultados são coerentes porque a perda de eficiência na coleção de cargas indica que na região considerada existe maior número de centros de captura. Uma vez que a captura de portadores é de natureza estatística, nesta região a flutuação na carga coletada deve ser maior e conseqüentemente a resolução deve ser pior.

Essa figura também evidencia a não uniformidade da região compensada e pode-se também notar que a resolução no lado direito do cristal é ligeiramente melhor do que no lado esquerdo. Em outras palavras a resolução parece ser melhor onde a eficiência de coleção de cargas é menor. Isto parece contrariar a explicação dada para a coerência entre as figuras 18 e 19. Mas naquele caso tínhamos efeitos dentro de uma mesma região compensada e neste caso as regiões compensadas envolvidas são distintas. É importante notar que a região compensada onde obtivemos melhor coleção de cargas é também a mais irre-

Fig.19 Variação da resolução em função da posição radial de incidência
do feixe gama colimado no cristal

V = 4800 Volts



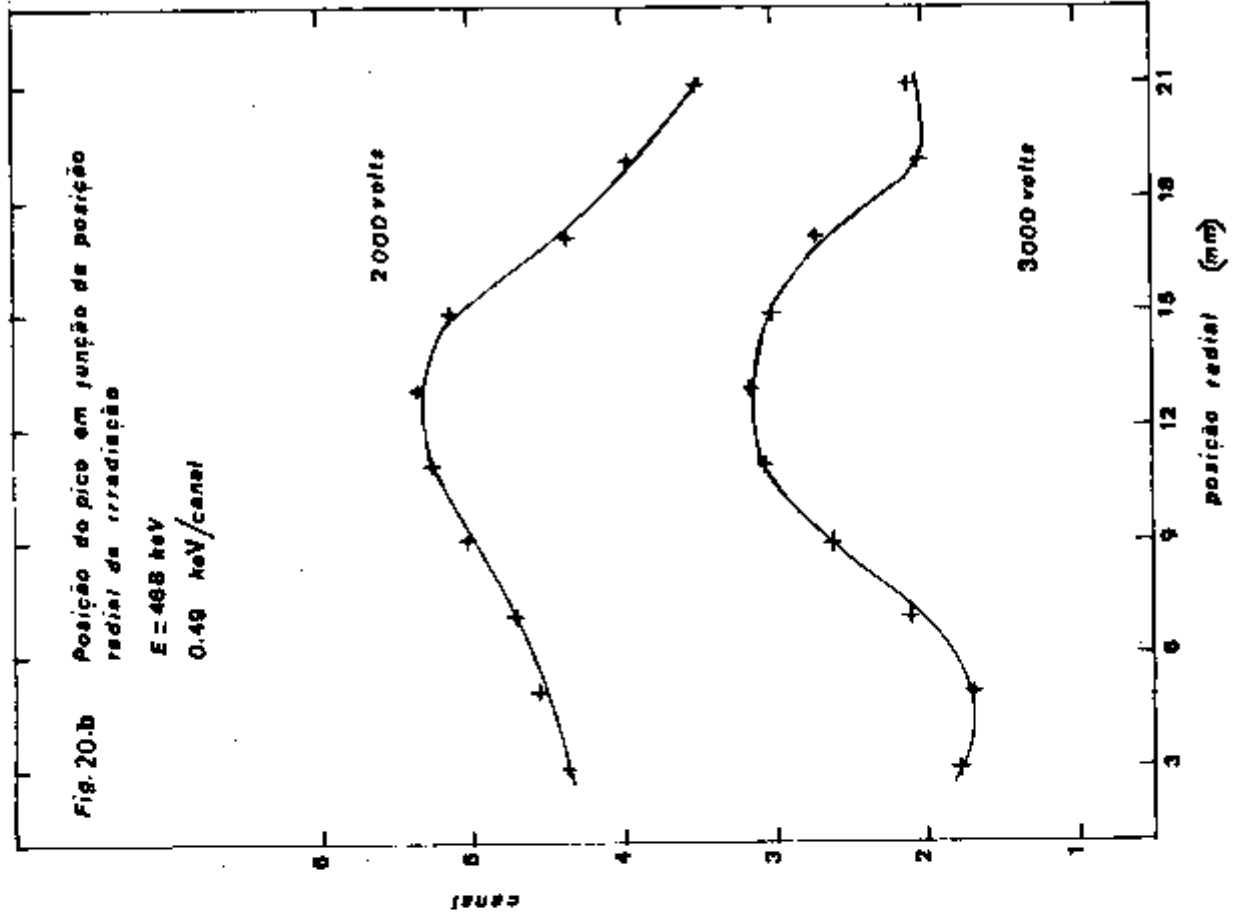
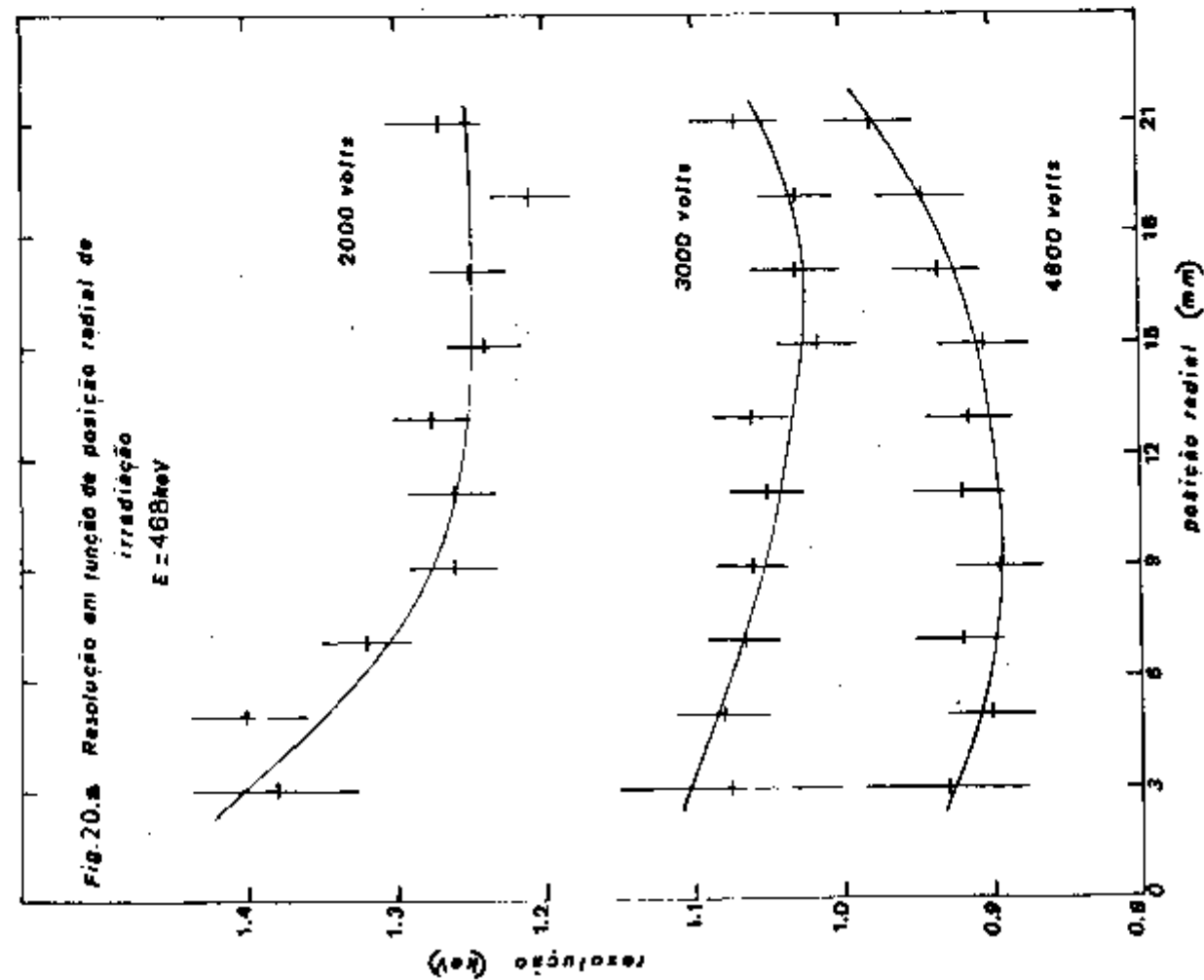
gular (fig. 16). Para as energias utilizadas a ionização não é localizada e devemos supor que a flutuação na carga coletada seja maior na região compensada menos uniforme. Como em termos de resolução não importa a quantidade de carga coletada e sim a flutuação estatística associada à mesma, a resolução deve ser melhor na região mais uniforme.

Para evidenciar a captura dos portadores de carga, repetimos as medidas feitas com o Ir 192, operando o detector a tensões mais baixas.

A figura 20.a apresenta a variação da resolução em função da posição radial de incidência do feixe gama colimado no cristal, no lado direito do detector, para a energia 468 keV, com o detector operando nas tensões 2000, 3000 e 4800 Volts.

Podemos observar que a resolução melhora quando a tensão aplicada ao detector aumenta. Este é um resultado esperado porque a velocidade do portador de carga aumenta quando o campo elétrico aumenta. Com o aumento da velocidade, o tempo de exposição dos portadores de carga à atração das imperfeições diminui e como consequência a probabilidade de haver recombinação e/ou captura também diminui. Com isso devemos esperar que a eficiência de coleção de cargas aumente com a tensão aplicada. As figuras 20.b e 21.b mostram que isto realmente acontece.

A figura 20.b mostra a variação da posição de pico de absorção total em função da posição radial de incidência do feixe gama colimado no lado direito do cristal, para a energia 468 keV, nas tensões de operação 2000 e 3000 Volts. Essa figura mostra que em todo cristal a eficiência de coleção de cargas aumenta quando a tensão aplicada aumenta. Podemos observar que a 2000 Volts a eficiência na região próxima à regi



ão morta é melhor que a eficiência na região próxima ao raio externo. A 3000 Volts a situação é oposta. Notamos também que a 2000 Volts a melhor eficiência de coleção de cargas foi obtida na posição radial igual a 13 mm. enquanto que a 4800 Volts essa eficiência foi melhor na posição radial 10 mm.

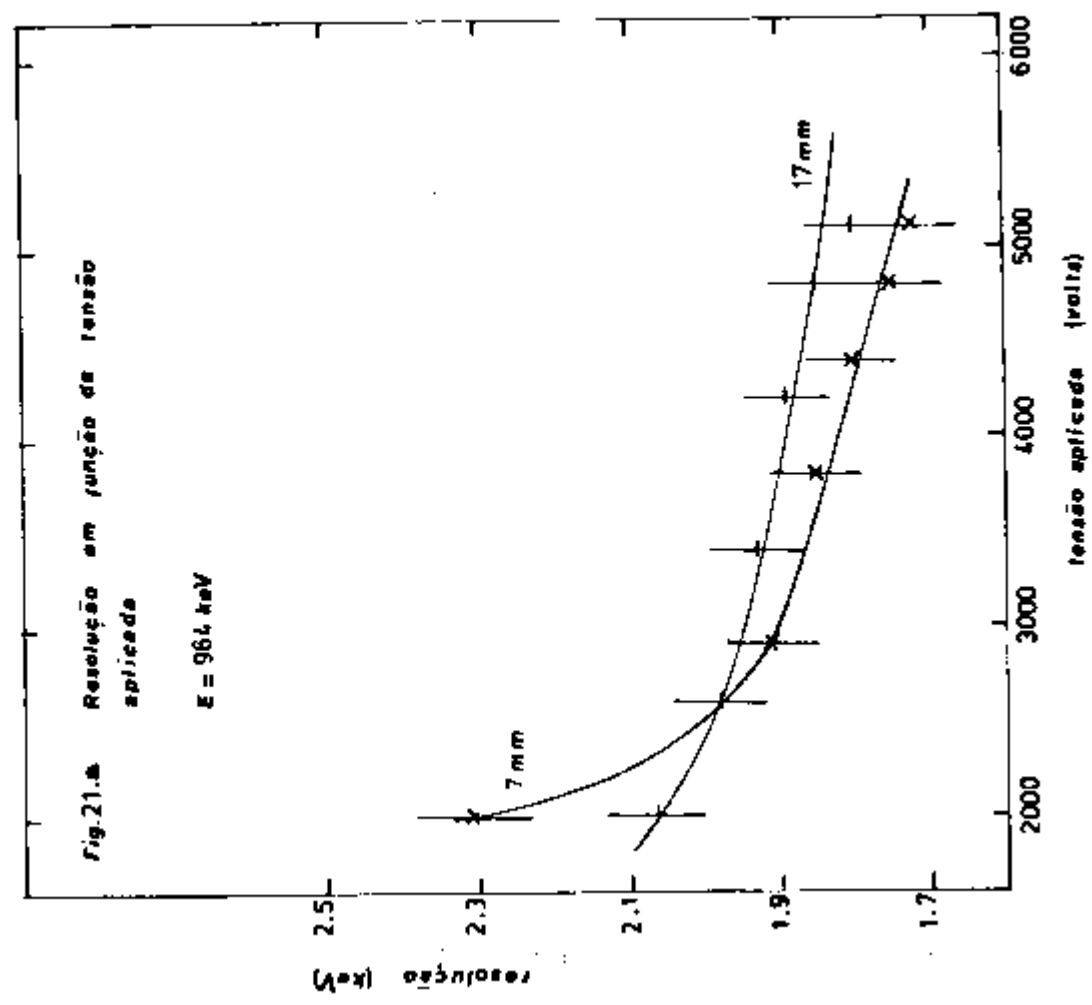
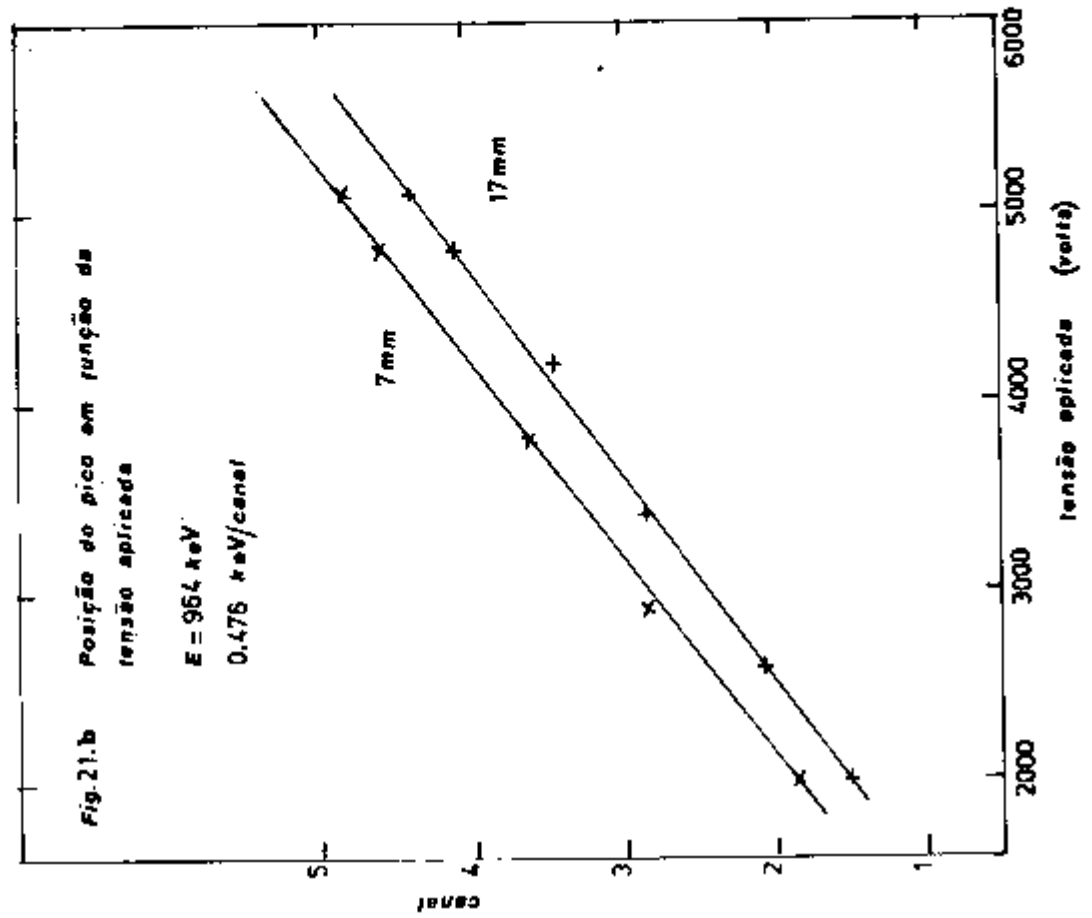
Para entender esta mudança precisamos considerar o movimento dos elétrons e buracos no cristal. Segundo a figura 16, os buracos se movimentam na direção de um campo elétrico decrescente e são coletados no eletrodo interno onde o campo possui menor valor. Os elétrons se movimentam na direção de um campo elétrico crescente e são coletados no eletrodo externo onde o campo elétrico é máximo. A velocidade dos portadores de carga aumenta com o aumento do campo elétrico até um valor limite (Cap. II, item 6). Na região próxima ao eletrodo externo, onde o campo elétrico é maior do que o campo elétrico crítico, o aumento da tensão aplicada não contribui para a redução da perda de portadores de carga. Na região próxima à zona morta a situação é exatamente a oposta. Por este motivo é que a variação da resolução com a tensão aplicada é bem mais sensível na região próxima à zona morta como mostra a figura 20.a. A 4800 Volts, o maior valor do campo elétrico em todo cristal é aproximadamente 1200 Volts/cm, que é maior que o campo elétrico crítico para os elétrons e próximo ao dos buracos (Cap. II, item 6). Nessa tensão, o fato de que a resolução do detector passa a ser melhor perto da região morta do que perto do eletrodo externo significa que o detector apresenta perda preferencial de buracos. Essa afirmação será melhor justificada quando apresentarmos o cálculo teórico da coleção de cargas.

Em tensões mais baixas, a resolução é pior para a irradiação próxima à zona morta. Isto significa que quando dimi

nuímos a tensão favorecemos mais a captura de elétrons do que de buracos. Para que haja maior quantidade de cargas coletadas se torna necessária que o elétron percorra uma distância menor para chegar ao seu eletrodo coletor. Isto significa que devemos ter melhor coleção de cargas quando a irradiação é feita mais próxima ao eletrodo externo. Dessa maneira se justifica que a posição radial de incidência do feixe gama colimado no cristal, onde se obtém melhor coleção de cargas, tenha se deslocado da posição 10 mm. (fig. 18) para a posição 13 mm. (fig. 20.b) quando a tensão aplicada ao detector mudou de 4800 Volts para 2000 Volts.

A figura 21.a mostra a variação da resolução em função da tensão aplicada ao detector para duas posições radiais de incidência do feixe gama colimado, localizadas no lado direito do detector: 7 mm. e 17 mm. Para essas medidas usamos a transição gama de 964 keV do Eu 152. Usamos fótons com essa energia porque possuem maior caminho livre médio e os resultados representam o comportamento da resolução para uma região de maior extensão na direção axial. Os resultados são análogos aos obtidos para a energia 468 keV. Podemos considerar que todo cristal apresenta perda preferencial de buracos. Nessa figura podemos notar que, enquanto a tensão de operação indicada pelo fabricante é 4800 Volts, obtivemos melhor resolução a 5100 Volts. Devemos considerar que o campo elétrico crítico para os buracos está em torno de 1500 Volts/cm, maior que o campo máximo que se atinge no cristal (1200 Volts/cm) com a tensão 4800 Volts. Outro fator a ser considerado é que a presença das imperfeições reduz a mobilidade dos portadores fazendo com que o valor do campo elétrico crítico aumente.

A figura 21.b mostra o aumento da eficiência de coleção de cargas com o aumento da tensão aplicada para a energia



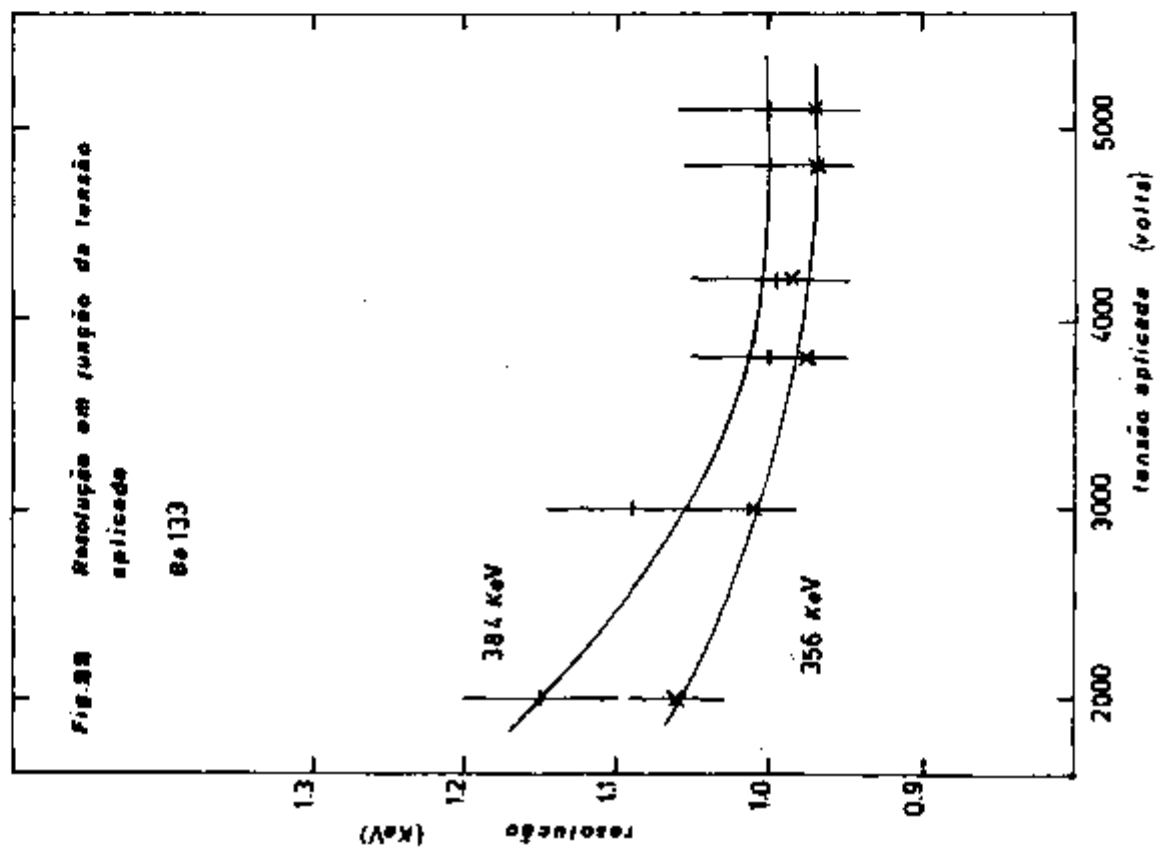
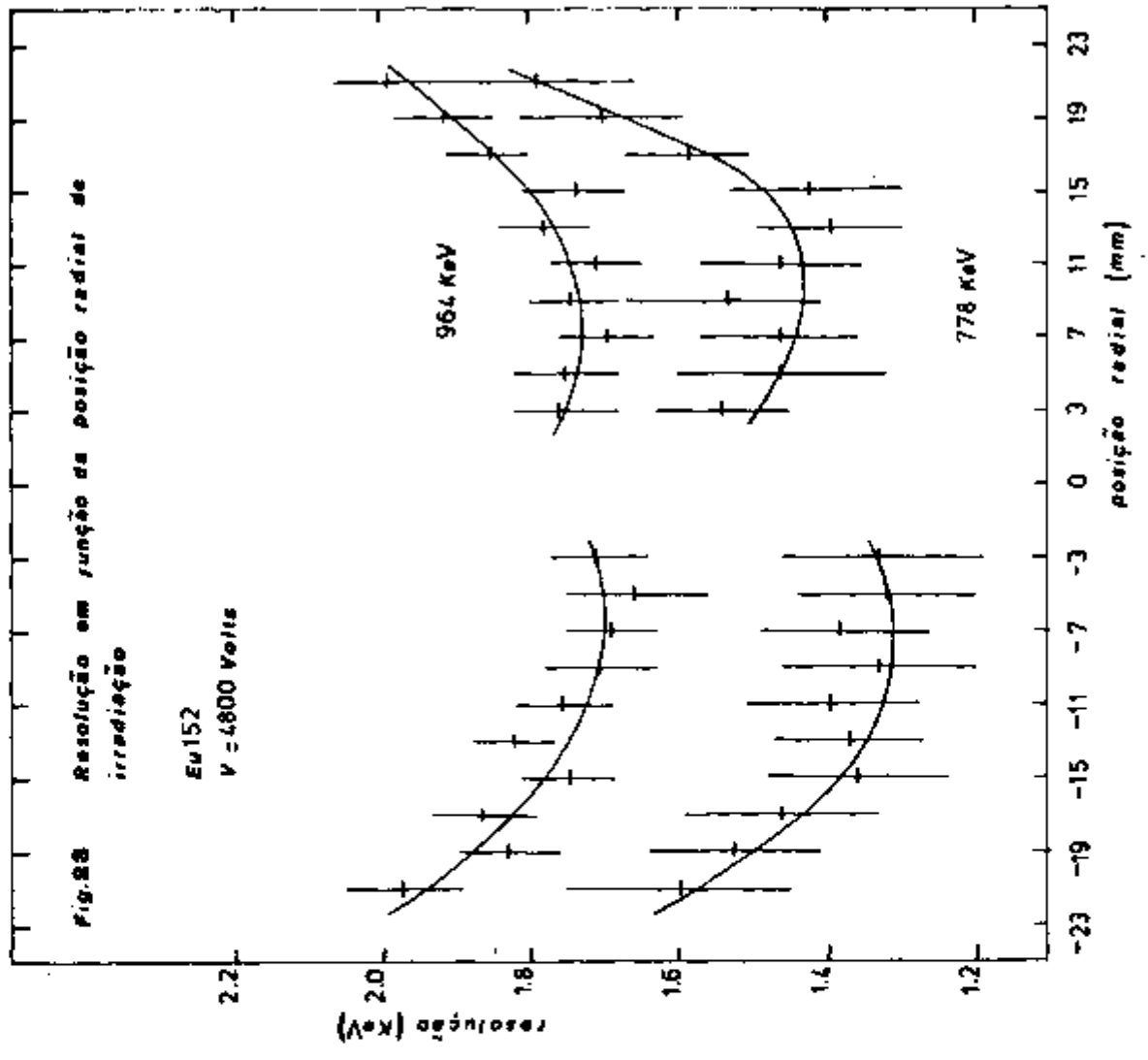
964 keV do Eu 152. Essa variação parece ser linear e aqui nos limitaremos apenas a registrar este fato.

Quanto ao comportamento da eficiência relativa de pico, observamos que, dentro do erro estatístico, a mesma não varia com a tensão aplicada, pelo menos no intervalo de tensões utilizado. Vimos que a diminuição da tensão aplicada causa o aumento da resolução e a diminuição do número de canal onde se localiza o pice de absorção total. Iste significa que o número de fótons detectados é constante mas a cada fóton corresponde um número menor de cargas coletadas com maior flutuação estatística.

Na figura 22 apresentamos a variação da resolução em função da tensão aplicada quando todo detector é irradiado, isto é, para uma fonte não colimada. Para esta medida utilizamos o Ba 133. A resolução do detector diminui com o aumento da tensão aplicada até aproximadamente 4400 Volts e então se mantém constante. A variação da resolução é maior para a energia 384 keV, o que reforça a hipótese de que a perda de portadores é maior para a energia mais alta.

Devemos observar que a melhor resolução atingida para a linha de 356 keV é o valor atingido pela pior resolução apresentada pelo detector para a linha 468 keV quando o feixe gama é colimado.

A região compensada do detector não é uniforme e por este motivo a quantidade de portadores de cargas capturados varia dependendo da posição onde ocorre a ionização. A flutuação no número de cargas coletadas deve então ser maior quando todo detector é irradiado e o alargamento do pico também deve ser maior. Então a resolução apresentada por uma região do cristal deve ser melhor do que a resolução do detector como um todo.

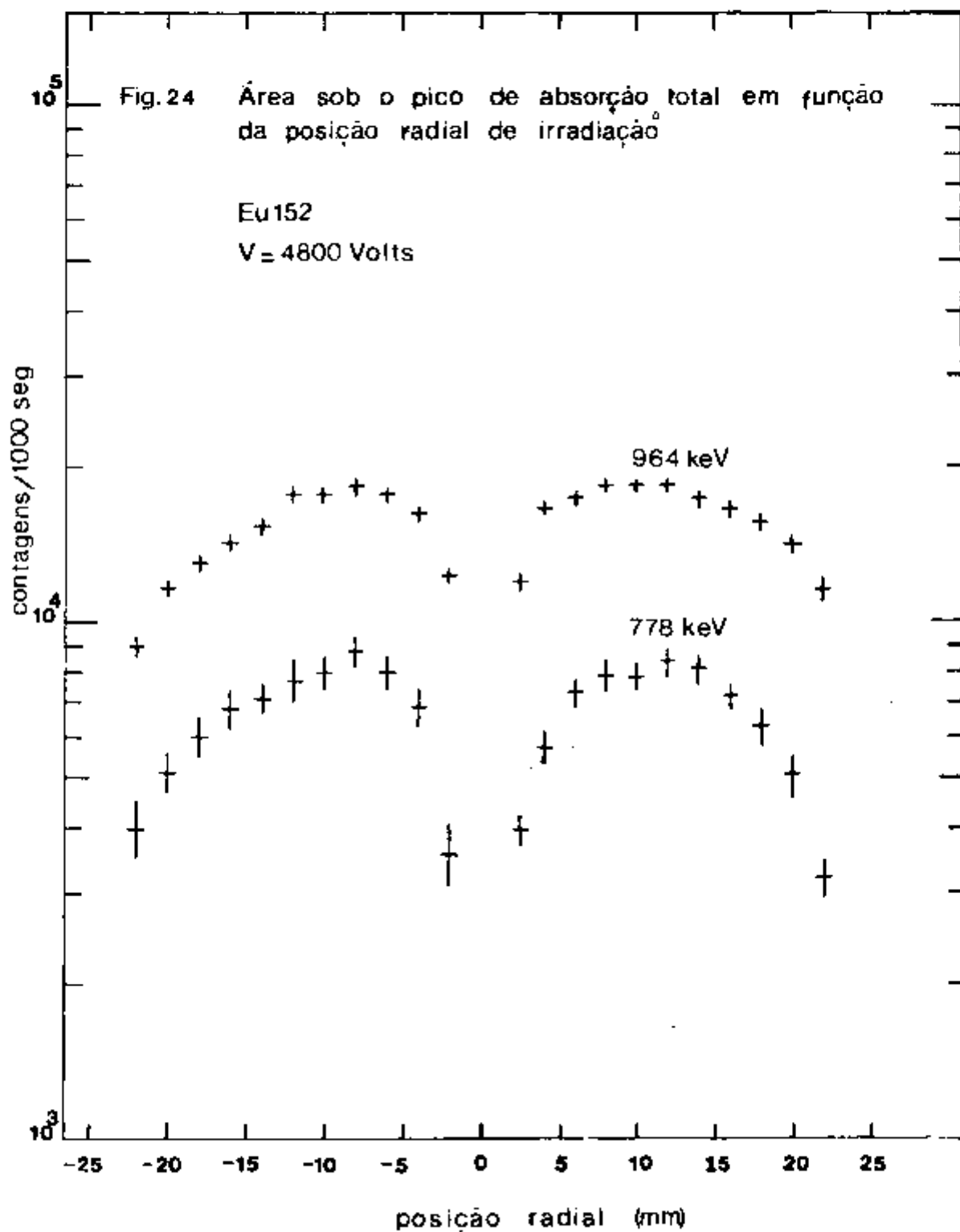


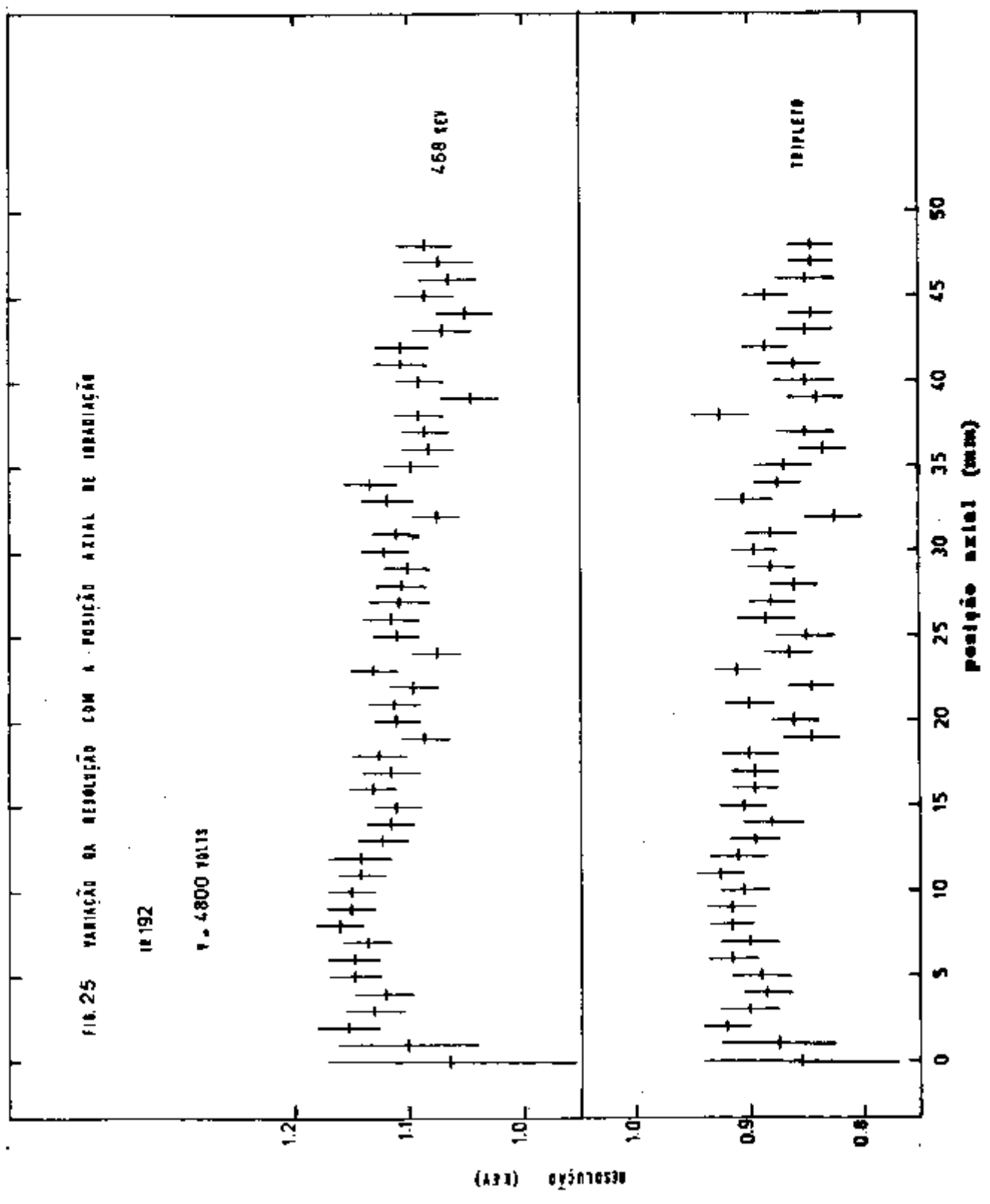
A figura 23 mostra a variação da resolução com a posição radial de incidência do feixe gama colimado no cristal, para as energias 778 keV e 964 keV de Eu 152, com o detector operando a 4800 Volts.

Para as duas energias, a resolução é sempre melhor no lado esquerdo do cristal. A figura 24 que mostra a variação da área sob o pico não apresenta indicações de que a eficiência seja melhor deste lado. No caso do Ir 192 verificamos que a resolução é melhor no lado direito enquanto a eficiência relativa de pico é melhor no lado esquerdo. Então devemos concluir que boa eficiência relativa de pico não implica em boa resolução. No caso das energias de Eu 152, não notamos grande variação na eficiência relativa, ou seja, na área sob o pico de absorção total como encontramos no caso das energias de Ir 192 (fig. 16). Isto porque para as energias de Eu 152 existe maior espalhamento, por efeito Compton, dos fótons, o que leva a um volume de ionização maior. Por este motivo, o diâmetro da zona morta e o diâmetro do cristal, medidos com as energias de Eu 152 tendem a ser maiores do que os medidos com as energias de Ir 192.

A figura 25 apresenta a variação da resolução em função da posição axial de incidência do feixe gama colimado no cristal, para o tripleto e a transição gama de 468 keV do Ir 192, com o detector operando a 4800 Volts.

Comparando esta figura com a figura 19, vemos que a resolução para a incidência radial do feixe gama colimado é melhor que para a incidência axial. Quando irradiamos axialmente o cristal, a irradiação é paralela ao raio. Dadas os caminhos livres médios dos fótons com as energias em questão, praticamente toda extensão da região irradiada é da ordem do raio do cristal. Como o caminho de coleção de cargas é radial, a





situação é análoga à situação onde irradiamos o cristal como um todo: a flutuação da carga coletada aumenta e a resolução piora. A resolução na direção axial é melhor do que a resolução total pelo fato de que o volume irradiado é menor.

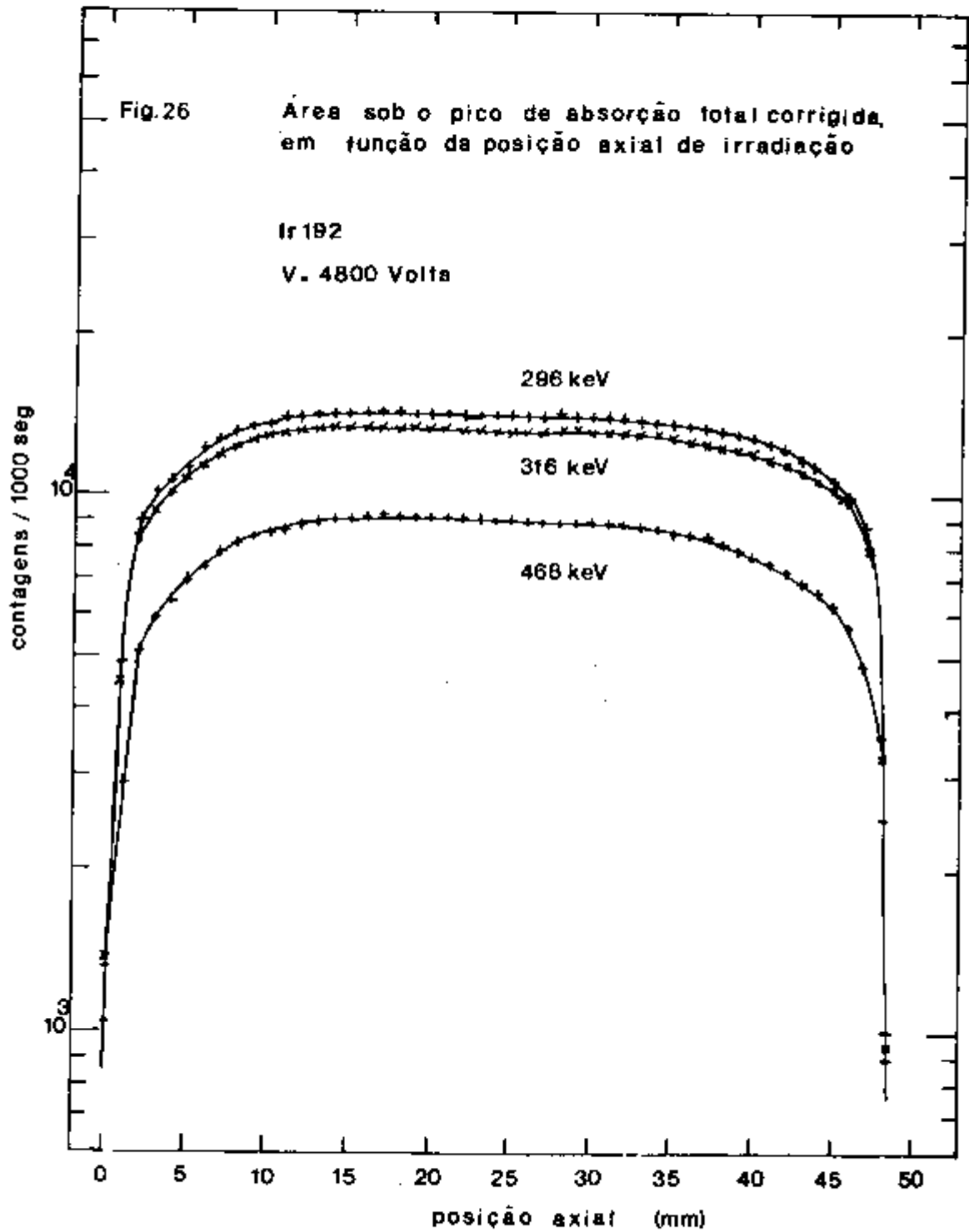
A figura 26 apresenta a variação da área sob o pico de absorção total, corrigida para auto-absorção na fonte, decaimento radioativo e percentagem da transição gama considerada, para as energias 296 keV, 316 keV e 468 keV do Ir 192, na tensão de operação 4800 Volts.

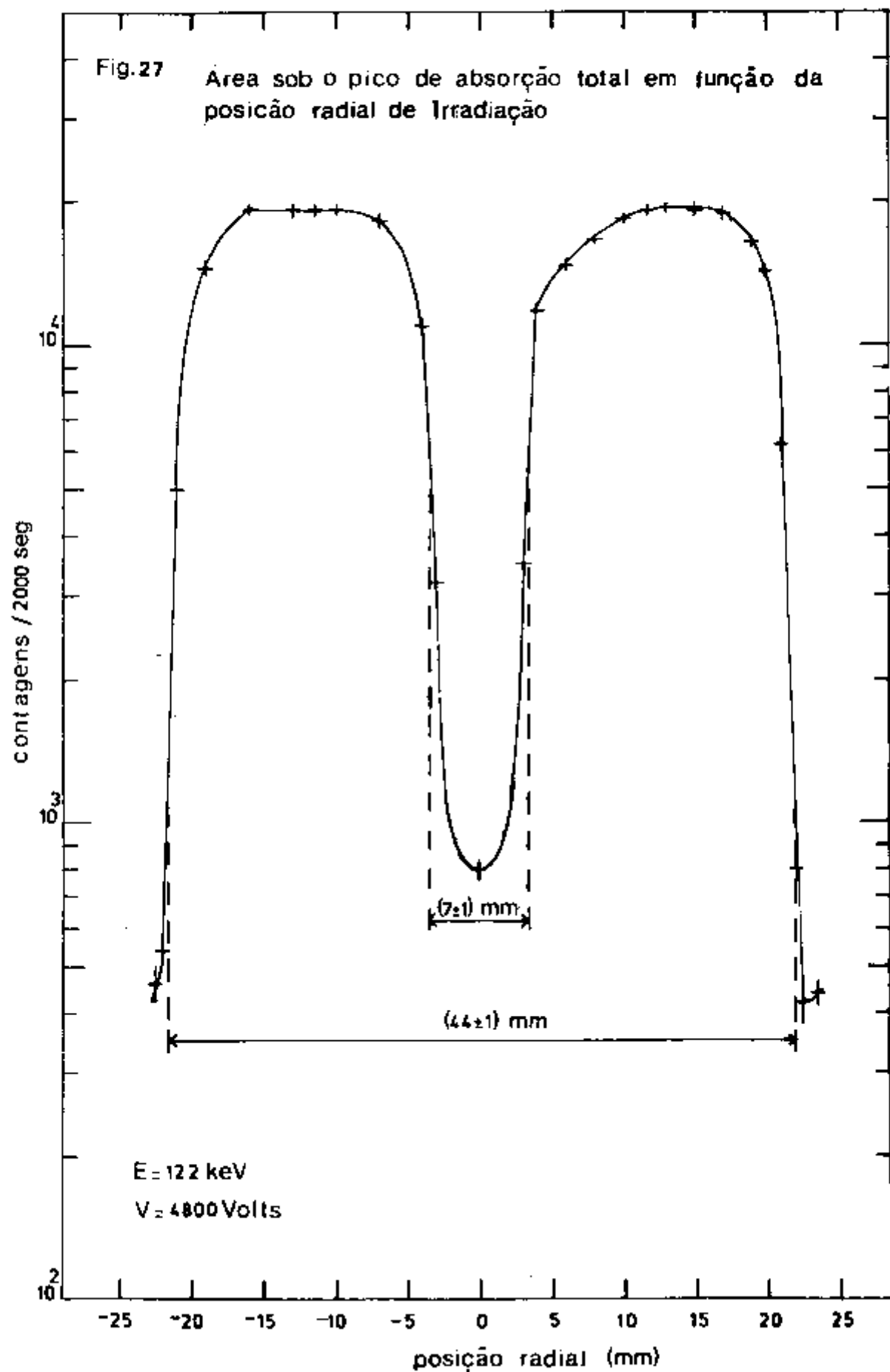
Comparando as figuras 16 e 26, vemos que a eficiência na direção radial é sempre melhor do que na direção axial. Comparando as três curvas observamos que a eficiência relativa de pico se mantém constante da posição 11 mm. até a posição 33 mm. para as energias 296 keV e 316 keV e se mantém constante da posição 13 mm. até a posição 30 mm. para a energia 468 keV. Então, aparentemente, a região morta se estende em direção à região compensada nas primeiras camadas do cristal.

Para observar melhor este fato, irradiamos radialmente o detector com um feixe gama colimado de 122 keV, cujos fótons possuem caminho livre médio igual a 5 mm. no Germânio.

Os resultados são apresentados nas figuras 27 e 28. Pela figura 27 vemos que a região morta se estende em direção à região compensada, perto da superfície circular do cristal, no lado direito do detector. Para este lado medimos também a variação da posição do pico e da resolução. Os resultados são apresentados nas figuras 28.a e 28.b, respectivamente. A figura 28.b mostra que o efeito da captura de portadores é muito importante porque a resolução da linha de 122 keV é sempre pior do que a resolução da linha de 468 keV.

A figura 29 apresenta a variação do fator F' em fun-





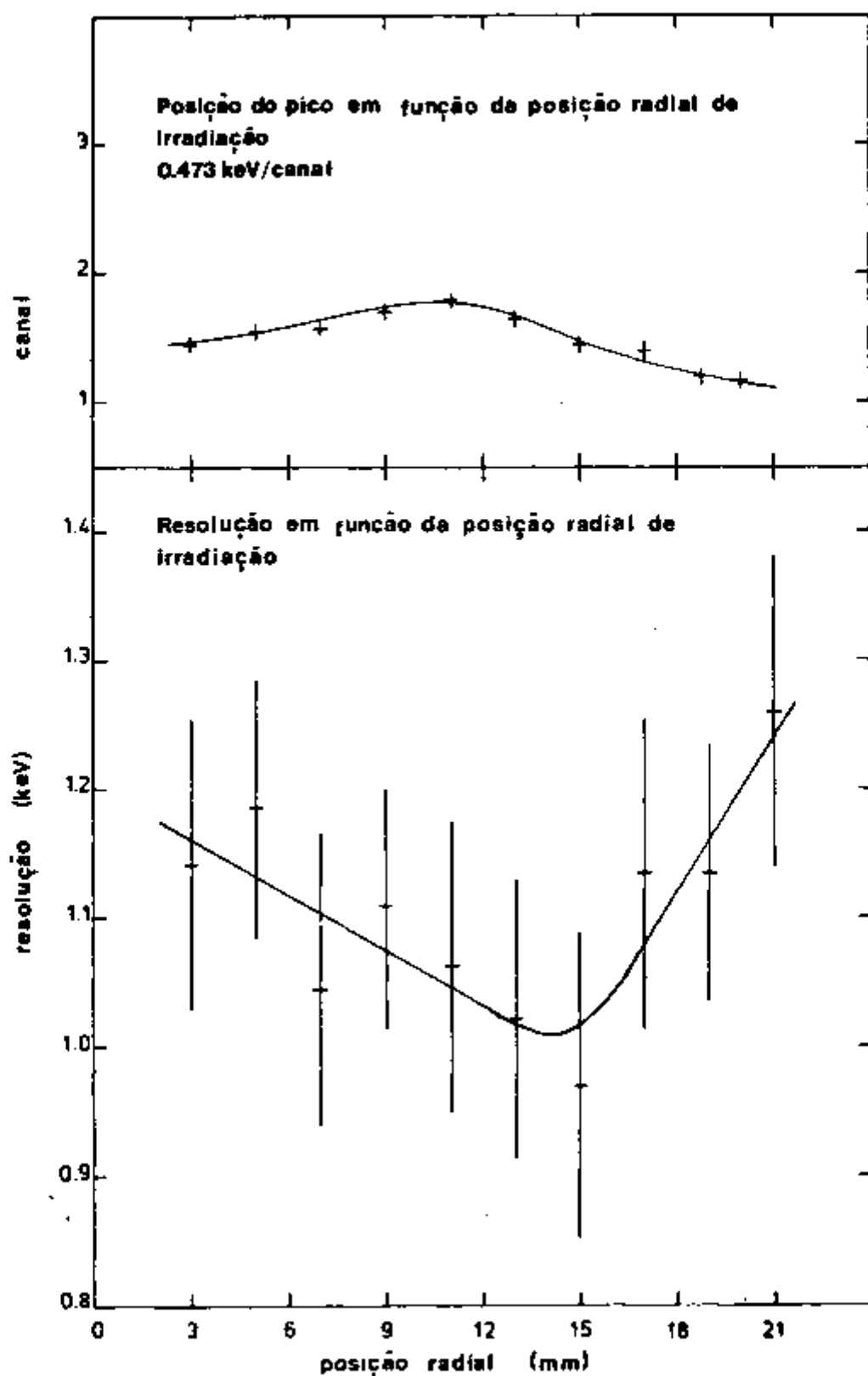


Fig. 28 a) Variação da posição do pico e b) da resolução, para a transição gama de 122 keV, na tensão de operação 4800 Volts

ção da posição radial de incidência do feixe gama colimado, no lado direito do cristal, para as energias 468 keV e 964 keV.

Para calcular este fator igualamos as resoluções teórica e experimental:

$$(8 w F' E \ln 2)^{1/2} = (\Delta E_T^2 - \Delta E_P^2)^{1/2} = R_D$$

ou seja: $F' = (R_D)^2 / (8 w E \ln 2)$

A rigor, o fator F' seria o fator de Fano. Entretanto, observamos que F' varia com a posição de irradiação e com a energia do fóton. Uma vez que, por sua definição, o fator de Fano está relacionado apenas com a probabilidade de haver formação de pares elétron-buraco, acreditamos que o mesmo deve ser constante. Por este motivo acreditamos que F' seja uma combinação do fator de Fano e de um fator de posição de ionização.

Na tabela abaixo apresentamos os valores do fator F' para as energias utilizadas e nas posições de irradiação onde foi medido. Nesta tabela, as quantidades colocadas entre parênteses são os erros associados aos valores de F' .

Energia Posição radial	316 keV	468 keV	778 keV	964 keV
3 mm.	0.104(16)	0.112(13)	0.184(19)	0.194(12)
5 mm.	0.104(8)	0.104(7)	0.165(36)	0.192(15)
7 mm.	0.098(7)	0.109(7)	0.165(25)	0.190(11)
9 mm.	0.104(8)	0.103(7)	0.182(29)	0.191(13)
11 mm.	0.102(7)	0.111(7)	0.165(25)	0.183(13)
13 mm.	0.105(8)	0.108(7)	0.150(22)	0.198(13)
15 mm.	0.102(8)	0.106(7)	0.156(25)	0.188(12)
17 mm.	0.110(8)	0.113(7)	0.195(13)	0.216(13)
19 mm.	0.113(9)	0.115(7)	0.224(42)	0.229(15)
21 mm.	0.113(12)	0.124(10)	0.249(38)	0.248(18)

Nós observamos que o fator F' varia linearmente com a energia. Fizemos ajustes das curvas $F' = a_0 + a_1 E$, pelo Método dos Mínimos Quadrados, para as diversas posições de irradiação. Os coeficientes a_0 e a_1 são apresentados na tabela seguinte.

posição radial (mm)	a_0	a_1 (keV) ⁻¹
3	0.0497(174)	0.000156(26)
5	0.0477(154)	0.000148(26)
7	0.0516(100)	0.000137(15)
9	0.0458(226)	0.000157(33)
11	0.0553(94)	0.000134(14)
13	0.0496(191)	0.000143(28)
15	0.0503(122)	0.000139(18)
17	0.0429(196)	0.000183(29)
19	0.0368(322)	0.000211(47)
21	0.0292(376)	0.000244(55)

Por esta tabela observamos que, dentro do erro estatístico, o coeficiente a_0 é constante em todo cristal enquanto, também dentro do erro estatístico, existem dois valores a_1 constantes: um para a região $3 \text{ mm} < r < 16 \text{ mm}$ e outro para a região $16 \text{ mm} < r < 21 \text{ mm}$. A posição radial 16 mm foi incluída na primeira região porque os valores de resolução nesta posição são mais próximos dos valores de resolução naquela região.

Para o nosso detector o fator F' é então dado por:

$$F' = \bar{a}_0 + \bar{a}_1 E, \quad 3 \text{ mm} < r < 16 \text{ mm}$$

$$F' = \bar{a}_0 + \bar{a}_1 \cdot E, \quad 16 \text{ mm} < r < 21 \text{ mm}$$

onde:

$$\bar{a}_0 = 0.050 \pm 0.005$$

$$\bar{a}_1 = (0.000140 \pm 0.000008) \text{ keV}^{-1}$$

$$\bar{a}_1' = (0.000199 \pm 0.000022) \text{ keV}^{-1}$$

Na figura 30 apresentamos a variação do fator F' com a energia para as duas regiões indicadas e para as posições radiais 3 mm. e 11 mm.

Acreditamos que o coeficiente a_0 possa ser o fator de Fano, independente da energia e da posição de irradiação, e que o produto $a_1 \cdot E$ possa ser o termo de posição de ionização.

Isto significa que o fator F' é a soma dos dois termos. Não podemos garantir que a relação entre o fator de Fano e o fator F' seja realmente esta mas existem dois fatos que reforçam esta hipótese. O primeiro é que, dentro do erro estatístico, o coeficiente a_0 é constante; o segundo é que o valor de a_0 concorda com alguns valores do fator de Fano encontrados na literatura, como por exemplo, $F \approx 0.07$ (30) e $F=0.05$ (21).

A presença do termo de posição de ionização pode ser explicada por meio da captura de portadores de cargas que deve ser proporcional ao número de portadores (e portanto proporcional à energia do fóton que produz a ionização) e ao número de centros de captura. Por causa dessa dependência com o número de centros de captura o coeficiente a_1 pode variar dentro do cristal. Entretanto a variação de a_1 não significa, necessariamente, que a concentração de centros de imperfeições varie. O aumento do valor de a_1 , na região próxima ao eletrodo externo, pode ser consequência do baixo campo elétrico na região próxima ao eletrodo interno do detector, assim como do

aumento do número de centros de imperfeições apenas como resultado da maior distância a ser percorrida pelos buracos até o seu eletrodo coletor.

Acreditamos que o termo a_1 deve ser leve em consideração o espalhamento Compton dos fótons que faz com que o volume de ionização aumente com a energia dos fótons. Com o aumento do volume de ionização, o número de centros de imperfeições que exercem atração sobre os portadores de cargas também aumenta, favorecendo a captura e a recombinação.

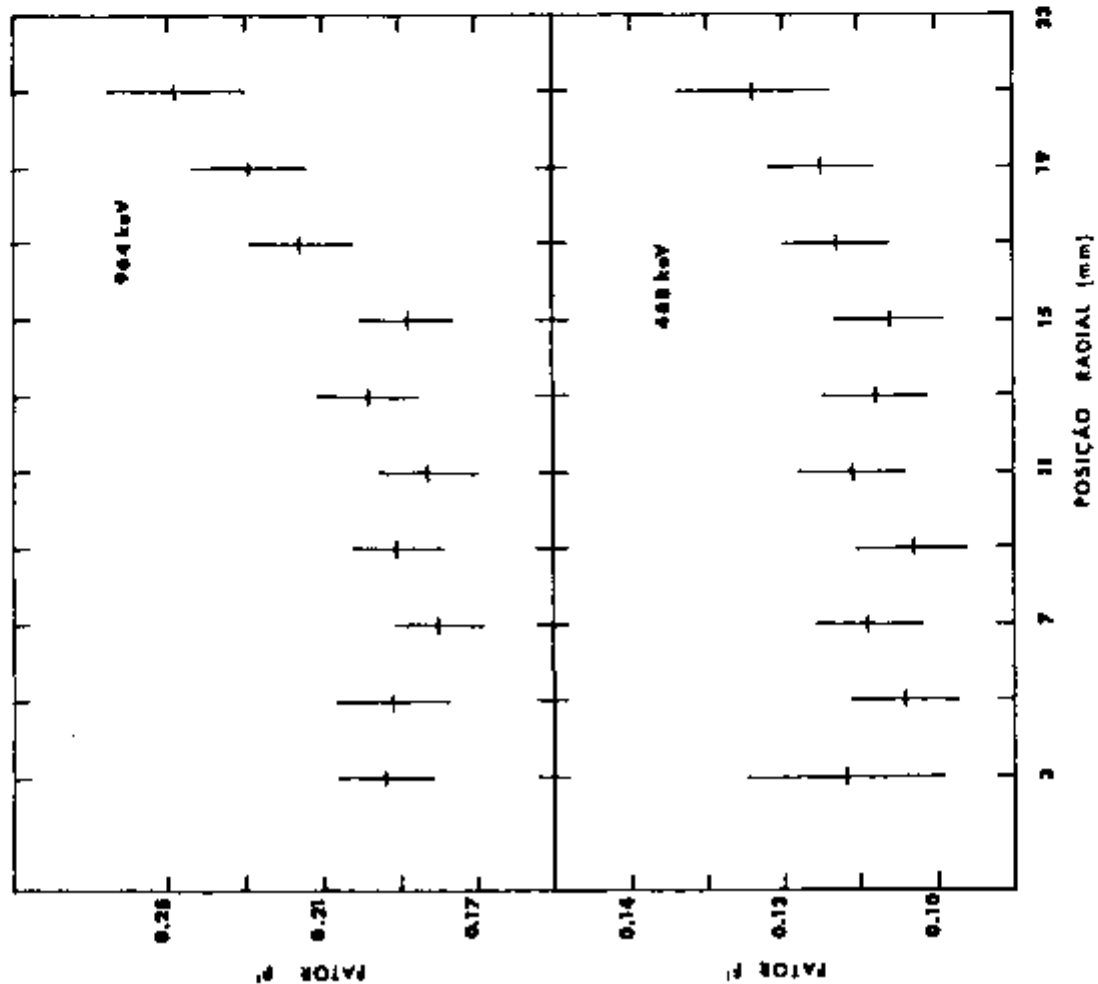


FIG. 29 VARIACÃO DO FATOR F' COM A POSIÇÃO RADIAL DE IRADIAÇÃO

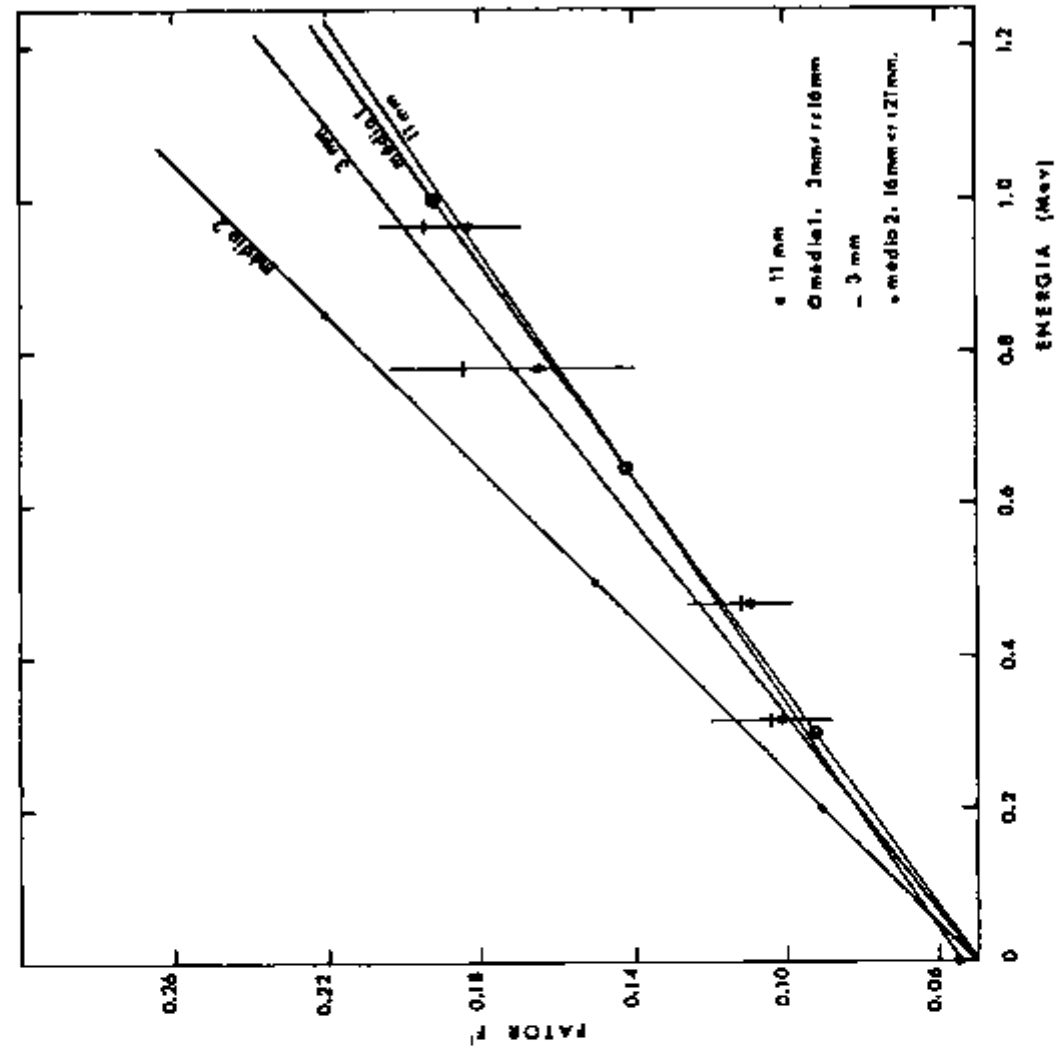


FIG. 30 FATOR F' EM FUNÇÃO DA ENERGIA

CÁLCULO DA EFICIÊNCIA DE COLEÇÃO DE CARGAS NO DETECTOR GE(LI) COAXIAL CILÍNDRICO.

A energia armazenada no detector é dada por:

$$W = 1/2 (Q^2/C_d) = (1/2) V Q$$

onde Q = carga armazenada na capacidade C_d ,

V = diferença de potencial entre os eletrodos.

Quando uma carga é transportada dentro do capacitor, existe uma dissipação de energia por causa da resistência do meio. Para manter a diferença de potencial V , a fonte de tensão do detector deve fornecer uma corrente. Isto é, o movimento de uma carga q , durante um tempo dt , induz uma corrente dQ/dt que flui do circuito externo para o eletrodo positivo do detector.

O trabalho realizado sobre a carga q no tempo dt é dado por: $d\mathcal{U} = q \mathcal{E} dr$, onde \mathcal{E} é o campo elétrico.

Quando o campo elétrico em todo o cristal é alto e suficiente para que as velocidades de deriva dos portadores de cargas atinjam valores limites, temos:

$$dr = v dt$$

onde v é a velocidade de deriva do portador da carga q . Então $d\mathcal{U} = q \mathcal{E} v dt$.

Para que haja conservação da energia é necessário que $d\mathcal{U}/dt$ seja igual à variação da energia armazenada, durante o tempo dt , isto é: $d\mathcal{U}/dt = dW/dt$

$$q \mathcal{E} v = Q/C (dQ/dt), \text{ ou seja:}$$

$$V dQ/dt = q \mathcal{E} V \quad (1)$$

Para N_0 pares elétron-buraco, produzidos no ponto r_0 , com os elétrons sendo coletados no eletrodo positivo, localizado em r_2 e os buracos coletados no eletrodo localizado em r_1 , como mostra a figura 17, temos:

Para os elétrons: $r - r_0 = v_e (t - t_0)$; $dr/dt = v_e$

Para os buracos : $r - r_0 = v_b (t - t_0)$; $dr/dt = -v_b$

Aplicando a equação (1) a elétrons e buracos:

$$V dQ_e = N_0 q \mathcal{E} dr \quad (\text{elétrons})$$

$$V dQ_b = -N_0 q \mathcal{E} dr \quad (\text{buracos})$$

O campo elétrico no cristal coaxial é dado por:

$$\frac{V}{r \ln(r_2/r_1)}$$

Então:

$$dQ_e = \frac{N_0 q}{r \ln(r_2/r_1)} \quad dQ_b = \frac{-N_0 q}{r \ln(r_2/r_1)}$$

Se não houver perda de cargas, a carga induzida pelos elétrons será:

$$Q_e = N_0 q / \ln(r_2/r_1) \int_{r_0}^{r_2} dr/r = N_0 q \ln(r_2/r_0) / \ln(r_2/r_1)$$

A carga induzida pelos buracos será:

$$Q_b = N_0 q / \ln(r_2/r_1) \int_{r_0}^{r_1} -dr/r = N_0 q \ln(r_0/r_1) / \ln(r_2/r_1)$$

A carga induzida total, Q , é igual à soma das cargas induzidas pelos elétrons e pelos buracos: $Q = Q_e + Q_b$

$$Q = N_0 q$$

No caso de haver perdas, supondo que a região compensada do cristal seja uniforme, sejam:

$s_e = s_e(E)$ = caminho livre médio dos elétrons, que depende da energia,

$s_b = s_b(E)$ = caminho livre médio dos buracos também dependente da energia.

Para N_0 pares elétron-buraco produzidos em r_0 , os nú-

meros de elétrons e buracos não capturados após percorrerem u ma distância r são dados por:

$$N_e = N_0 \exp(-r/s_e)$$

$$N_b = N_0 \exp(-r/s_b)$$

A carga induzida pelos elétrons coletados será:

$$Q_e = N_0 q / \ln(r_2/r_1) \int_{r_0}^{r_2} \exp(-r/s_e) dr/r$$

A carga induzida pelos buracos coletados será:

$$Q_h = N_0 q / \ln(r_2/r_1) \int_{r_0}^{r_1} -\exp(-r/s_b) dr/r$$

Expandindo $\exp(-r/s)$ em série de potências:

$$\begin{aligned} e^{-r/s} &= 1 - r/s + (1/2)(r/s)^2 - (1/3!)(r/s)^3 + (1/4!)(r/s)^4 \dots \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (r/s)^n}{n!} \end{aligned}$$

Temos:

$$Q_e = \frac{N_0 q}{\ln(r_2/r_1)} \left[\ln(r_2/r_0) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (r_2^n - r_0^n)}{n! n s_e^n} \right]$$

$$Q_h = \frac{N_0 q}{\ln(r_2/r_1)} \left[\ln(r_0/r_1) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (r_0^n - r_1^n)}{n! n s_b^n} \right]$$

As somatórias podem ser truncadas no terceiro termo quando s_b e s_e forem da ordem de $5 (r_2 - r_1)$. Não conhecemos s_b e s_e mas supomos que esta hipótese seja válida porque temos $(r_2 - r_1) \sim 2$ cm. e portanto os caminhos livres médios seriam da ordem de 10 cm., no mínimo. Visto que os elétrons não se deslocam em linha reta devemos esperar que, para não termos grande perda de portadores, os caminhos livres médios sejam algumas vezes maior do que a máxima distância a ser percorrida pelos portadores. E. Sakai (31) encontrou que para um detector planar por êle estudado, os caminhos livres médios eram da ordem de 100 cm., de maneira que nos parece que e va-

lor mínimo de 10 cm. não é irreal.

A carga total induzida pela coleção dos elétrons e bu racos não capturados, nas nessas condições, é dada por:

$$Q = N_e q / \ln(r_2/r_1) \left[\ln(r_2/r_1) - (r_2 - r_e)/s_e - (r_e - r_1)/s_b + \right. \\ \left. + (r_2^2 - r_e^2)/4s_e^2 + (r_e^2 - r_1^2)/4s_b^2 \right] \quad (2)$$

A eficiência de coleção de cargas é dada por:

$$\eta = \frac{Q}{N_e q}$$

$$\eta = 1 - 1/\ln(r_2/r_1) \left[(r_2 - r_e)/s_e + (r_e - r_1)/s_b - \right. \\ \left. - (r_2^2 - r_e^2)/4s_e^2 - (r_e^2 - r_1^2)/4s_b^2 \right]$$

Isto é:

$$\eta = \eta(r_e, E) = 1 - f(r_e, E)$$

onde $f(r_e, E)$ é o fator de captura (desde que desprezamos a recombinação) que depende da posição de ionização e da energia absorvida no cristal.

Quando $s_e(E) = s_b(E) = s(E)$, temos

$$\eta(r_e, E) = \eta(E) = 1 - 1/\ln(r_2/r_1) \left[\frac{r_2 - r_1}{s(E)} - \frac{r_2^2 - r_1^2}{s^2(E)} \right]$$

que não depende da posição de ionização. Para diferentes energias $\eta(E)$ diminui quando a energia aumenta porque $s(E)$ diminui com o aumento da energia.

Pela equação (2) vemos que quando a irradiação é feita em r_1 , os buracos não contribuem para a formação da corrente induzida e quando a irradiação é feita em r_2 são os elétrons que não contribuem.

Portanto a perda de eficiência de coleção de cargas, e portanto de resolução, é causada pela captura de elétrons enquanto a captura de buracos é a responsável pela perda de resolução quando a irradiação é feita em r_2 .

Quando o caminho livre médio dos elétrons for diferente do caminho livre médio dos buracos, a equação (2) não apresenta ponto de máximo. Quando s_e é maior do que s_b , a eficiência de coleção de cargas aumenta quando a posição de ionização se desloca em direção a r_2 . Quando s_b é maior do que s_e , a eficiência de coleção de cargas aumenta quando a posição de ionização se desloca em direção a r_1 . Entretanto, todas as curvas de posição de pico apresentadas apresentam pontos de máximo. Então devemos ter caminhos livres médios que dependam da posição de ionização, o que não é absurdo já que verificamos que a região compensada não é uniforme. Para a presença dos pontos de máximo nas curvas de posição de pico de absorção total, existem duas explicações possíveis. A primeira delas é a existência de maior concentração de centros de captura de elétrons perto do eletrodo externo. Para os buracos, haveria maior concentração de centros de captura próximo ao eletrodo interno. A segunda explicação se fundamenta no fato de que perto do eletrodo interno o campo elétrico não atinge o valor do campo crítico para os buracos e neste caso não seria necessário haver número de centros de captura de buracos localizados nesta região. O campo elétrico poderia ser o causador da perda de buracos pelo simples fato de a velocidade do portador diminuir com o campo elétrico quando este campo é menor do que o campo crítico. Para os elétrons este efeito não existe. Então podemos ter perda preferencial de buracos mesmo que a concentração de centros de captura não varie muito dentro do cristal.

V. CONCLUSÃO

Neste trabalho observamos que na coleção de portadores de carga pelo detector ocorre perda preferencial de buracos e uma melhor resolução é obtida no centro da região compensada.

Observamos que a melhor eficiência relativa de pico não implica necessariamente em melhor resolução e que a uniformidade da região compensada é o fator de maior importância no comportamento do detector.

Observamos que existe uma dependência entre a resolução e a distância a ser percorrida pelos portadores de cargas até os seus eletrodos coletores e devemos concluir que quando a região compensada não é uniforme a resolução do detector piora quando o raio do detector aumenta.

A resolução apresentada pelo detector quando apenas uma região do mesmo é irradiada é sempre melhor do que a resolução apresentada quando o detector é irradiado como um todo.

Observamos também que quando não utilizamos feixes colimados a resolução do detector atinge um valor constante quando a tensão aplicada é maior que 4400 Volts e que quando o feixe gama é colimado a resolução do detector diminui com a tensão aplicada até pelo menos 5100 Volts. Supomos que esta mudança de comportamento seja causada pela redução do número de portadores capturados perto dos eletrodos, ou seja, em uma região pequena comparada à região compensada. O fato dessa região ser pequena significa que a diminuição da perda de portadores nessa região não contribui muito para a diminuição da flutuação do número de cargas coletadas originadas da ionização de toda região compensada. Por isto o aumento da tensão aplicada acima de 4400 Volts não contribui para melhorar a re-

solução do detector como um todo.

Observamos que a resolução do detector depende da posição de irradiação por meio de um fator F' que varia com a energia segundo a relação: $F' = a_0 + a_1.E$. Identificamos o coeficiente a_0 como o fator de Fano independente da energia e da posição de irradiação. O termo $a_1.E$ foi considerado como um termo de dependência da posição de ionização, cuja existência foi justificada em termos da captura (e recombinação) de portadores de cargas uma vez que a mesma é proporcional ao número de centros de captura e à energia do fóton que causa a ionização.

Para o nosso detector encontramos dois valores constantes para o coeficiente a_1 , um para a região $3 \text{ mm} < r < 16 \text{ mm}$ e outro para a região $16 \text{ mm} < r < 21 \text{ mm}$, de modo que, para este raio do detector, o fator F' varia com a energia por meio de duas relações distintas.

O valor do fator que consideramos como fator de Fano está de acordo com alguns valores desse fator encontrados na literatura.

APÊNDICE
ANÁLISE DE ERROS

1. Análise de erros pelo programa Analysis

Os desvios padrões dos parâmetros são calculados a partir da matriz erro A^{-1} , isto é, da inversa da matriz A (ver Cap. III, item 5).

Definindo:

$$\rho^2 = \rho^2 (\vec{P}) / (m - n),$$

onde \vec{P} é o vetor parâmetros na convergência e $(m - n)$ o número de graus de liberdade, a variância e a covariância dos parâmetros $\{P_j\}$ são, respectivamente:

$$\text{var} (P_j) = \rho^2 (A^{-1})_{jj}$$

$$\text{cov} (P_j, P_k) = \rho^2 (A^{-1})_{jk}$$

A variância na Área é dada por:

$$\begin{aligned} \text{var} (\text{Área}) &= \sum_j (\partial A / \partial P_j)^2 \text{var} (P_j) + \\ &+ 2 \sum_{j < k} (\partial A / \partial P_j) (\partial A / \partial P_k) \text{cov} (P_j, P_k) \end{aligned}$$

e o desvio padrão: $\rho (\text{Área}) = [\text{var} (\text{Área})]^{1/2}$

2. Erro na resolução (em canais) do detector

$$\Gamma_D \pm \Delta \Gamma_D = \text{resolução do detector}$$

$$\Gamma_T \pm \Delta \Gamma_T = \text{resolução total}$$

$$\Gamma_P \pm \Delta \Gamma_P = \text{resolução do pulsador}$$

$$\Gamma_D^2 = \Gamma_T^2 - \Gamma_P^2$$

$$\Delta \Gamma_D = [(\Gamma_T)^2 (\Delta \Gamma_T)^2 + (\Gamma_P)^2 (\Delta \Gamma_P)^2]^{1/2} (1/\Gamma_D)$$

3. Erro na resolução (em energia) do detector.

Denominando:

$$E_1 \pm \Delta E_1$$

$$E_2 \pm \Delta E_2$$

as energias correspondentes a dois picos de absorção total próximos e

$$C_1 \pm \Delta C_1$$

$$C_2 \pm \Delta C_2$$

as posições dos picos, respectivamente, o número de unidades de energia por canal, EC, é dado por:

$$EC = (E_2 - E_1)/(C_2 - C_1)$$

O erro em EC, ΔEC , é dado por:

$$\Delta EC = \left\{ \frac{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}{(E_2 - E_1)^2} + \frac{(\Delta C_2)^2 + (\Delta C_1)^2}{(C_2 - C_1)^2} \right\}^{1/2} \cdot EC$$

A resolução em energia, ΔE , é dada por:

$$\Delta E = \Gamma \cdot EC,$$

onde Γ é a resolução em canais. O erro na resolução em energia, $\Delta(\Delta E)$, é dado por:

$$\Delta(\Delta E) = \left\{ \left(\frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta EC}{EC} \right)^2 \right\}^{1/2} (\Delta E)$$

4. Erro no fator F'.

$$F' = (R_D/R_C)^2,$$

onde: R_D = resolução do detector, medida experimentalmente;

$$R_C = (8 w E \ln 2)^{1/2}.$$

$$\Delta F' = 2 F' \left[(\Delta R_D/R_D)^2 + (\Delta R_C/R_C)^2 \right]^{1/2}$$

onde $R_C = (1/2) R_C \left[(\Delta w/w)^2 + (\Delta E/E)^2 \right]^{1/2}$
 $w = (2.98 \pm 0.01) \text{ eV. (32)}$

5. Erro nos coeficientes a_0 e a_1 da curva $F' = a_0 + a_1 \cdot E$

Esta curva foi ajustada pelo Método dos Mínimos Quadrados e os erros nos coeficientes a_0 e a_1 são dados por:

$$\Delta a_0 = s_{y.x} \left[\left(\sum x_i^2 \right) / \left(n \sum x_i^2 - \left(\sum x_i \right)^2 \right) \right]^{1/2}$$

$$\Delta a_1 = s_{y.x} / \left(\sum x_i^2 - \left(\sum x_i \right)^2 / n \right)^{1/2}$$

onde: $s_{y.x} = \left[\sum (y_i - \hat{y}_i)^2 / (n - 2) \right]^{1/2}$

e onde \hat{y} é o valor estimado de y para um dado valor de x .

Aqui os x_i representam as energias e os y_i representam os valores do fator F' ; n é o número de pontos (x_i, y_i) .

6. Erro nos coeficientes \bar{a}_0 e \bar{a}_1

Os coeficientes \bar{a}_0 e \bar{a}_1 são os valores médios dos coeficientes a_0 e a_1 , respectivamente, para as diversas posições de incidência do feixe gama colimado no cristal.

$$\bar{a}_0 = \sum_i \left[a_{0i} / (\Delta a_{0i})^2 \right] / \left[\sum_i 1 / (\Delta a_{0i})^2 \right]$$

$$\bar{a}_1 = \sum_i \left[a_{1i} / (\Delta a_{1i})^2 \right] / \left[\sum_i 1 / (\Delta a_{1i})^2 \right]$$

$$\Delta \bar{a}_0 = \left[\sum_i (1/\Delta a_{0i})^2 \right]^{-1/2}$$

$$\Delta \bar{a}_1 = \left[\sum_i (1/\Delta a_{1i})^2 \right]^{-1/2}$$

REFERENCIAS

1. EWAN, G.T. & MALM, H.L.; FOWLER, I. Recent work with Ge (Li) gamma-ray spectrometers at Chalk River. AECL, 2067, 1966.
2. WAGNER, S. & TRAMMELL, R.; WALTER, F.J. The efficiency instability problem of coaxial Germanium detectors. IEEE Trans. on Nucl. Sc., NS-19(3):380-3, 1972.
3. BEMSKI, G. Semiconductores. Washington, D.C., The General Secretariat of the Organization of American States, 1970.
4. NICHOLSON, P.W. Nuclear electronics. N. York, John Wiley & Sons, 1974.
5. BERTOLINI, G. & COCHE, A. Semiconductor detectors. Amsterdam, North-Holland, 1968.
6. MOLL, J.L. Physics of semiconductors. N. York, McGraw-Hill, 1964. (Physical and quantum electronics series)
7. KITTEL, C. Introducción a la física del estado sólido. 2.ed. Barcelona, Editorial Reverté, 1975.
8. FIEDLER, H. & TENCH, O. Ge(Li) gamma spectrometer systems. Middletown, Conn., Canberra Ind., Inc., 1968.
9. DESPHANDE, R.Y. Detection mechanism in semiconductor counters. Nucl. Inst. and Meth., 57:125-130, 1967.
10. EMERY, F.E. & RABSON, T.A. Average energy expended per ionized electron-hole pair in Si and Ge as a function of temperature. Phys. Rev., 140(6A):A2089-A2093, 1965.
11. DODGE, W.R. & DOMEN, S.R.; LEEDY, T.F.; SKOPIK, D.M.

- Measurement of the mean energy required to create an electron-hole pair in Silicon. Phys. Rev. Letters, 17(12): 653-5, 1966.
12. SAKAI, E. & MALM, H.L.; FOWLER, I.L. Performance of Ge (Li) detectors over a wide temperature range. AECL, 2762, 1967.
 13. FANO, U. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions. Phys. Rev., 72(1):26-9, 1947.
 14. RHODES, R.G. Imperfections and active centers in semiconductors. N. York, Pergamon, 1964. (International series of monographs on semiconductors, vol. 6)
 15. STRAUSS, M.G. & SHERMAN, I.S.; CATTELLINO, M.J.; BRENNER, R.; PEHL, R.H. Intrinsic efficiency of Ge - a basis for calculating expected detector efficiency. IEEE Trans. on Nucl. Sc., NS-24(1):88-93, 1977.
 16. GOULDING, P.S. Semiconductor detectors for nuclear spectrometry. Nucl. Inst. and Meth., 43:1-54, 1966.
 17. CAPPELLANI, F. & RESTELLI, G.; COSTIDICH, A. Insensitive zones in the intrinsic region of Ge(Li) coaxial detectors. Nucl. Inst. and Meth., 79:170-4, 1970.
 18. KALBITZER, S. Fabrication and use of Ge(Li) detectors. In: Li-drift Germanium detectors. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1966. p. 133-138.
 19. DEARNALEY, G. & NORTHROP, D.C. Semiconductor counters for nuclear radiations. 2.ed. London, E. & F. N. Spon, 1966.
 20. SHER, A.H. & PATE, D.B. Determination of the Fano factor in Ge at 77 °K. Nucl. Inst. and Meth., 71:251-5, 1969.

21. ZULLIGER, H.R. Fano factor fact and fallacy.
IEEE Trans. on Nucl. Sc., NS-17(3):187-192, 1970.
22. LEDERER, C.M. & HOLLANDER, J.M.; PERLMAN, I. Table of Isotopes. 6.ed. N. York, John Willey & Sons, 1967.
23. AUBIN, G. & BARRETTE, J.; BARRETTE, M.; MONARO, S.
Precision measurements of gamma-ray intensities and energies in the decay of Eu $^{152}_{g,154}$; Ag $^{110}_m$; Co 56 and Sb 125. Nucl. Inst. and Meth., 76:93-9, 1969.
24. GEHRKE, R.J. The decay of Ir 192.
Nuclear Physics, A204:26-32, 1973
25. BOSH, H.E. & HAVERFIELD, J.; SZICHMAN, E.; ABECASES, S.M.
High resolution studies in the decay of Ba 133 with semiconductor counters. Nuclear Physics, A108:309-320, 1968.
26. WAKAT, M.A. Catalogue of gamma-rays emitted by radionuclides. Nuclear Data Tables, A8:445-666, 1971.
27. HEATH, R.L. & JOHNSON, L.O. Systems requirements for high resolution gamma-ray spectrometry at high counting rates.
IEEE Trans. on Nucl. Sc., NS-16(2):58-67, 1969.
28. VANDENPUT, G. Programa de computador em Fortran IV. Não publicado.
29. MARQUARDT, D.W. An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters. J. Soc. Ind. Appl. Math., 11(2): 431-441, 1963.
30. SHER, A.H. & KEERY, W.J. Variation of the effective Fano factor in a Ge(Li) detector. IEEE Trans. on Nucl. Sc., NS-17(1):39-43, 1970.
31. WEBB, P.P. & MALM, H.L.; CHARTRAND, M.G.; GREEN, R.M.; SAKAI, E.; FOWLER, I.L. Use of collimated gamma-ray beam

- in the study of Ge(Li) detectors. Nucl. Inst. and Meth., 63:125-135, 1968.
32. ANTMAN, J.O. & LANDIS, D.A.; FEHL, R.H. Measurements of the Fano factor and the energy per electron-hole pair in Germanium. Nucl. Inst. and Meth., 40:272-276, 1966.