

Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares
Universidade Federal de Minas Gerais

PROJETO E DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA $4\pi\beta\text{-}\gamma$
UTILIZANDO CINTILADORES BETA E GAMA

Fernando M. B. Morais

ORIENTADOR: Arysio Nunes dos Santos

Tese apresentada ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

Instituto de Pesquisas Radioativas
Belo Horizonte - Brasil
Dezembro - 1974

Tese aprovada em 23 de maio de 1975

Leonardo Márcio Vilela Ribeiro

Prof. Leonardo Márcio Vilela Ribeiro
Coordenador - CCTN/UFMG

Arycio Nunes dos Santos

Prof. Arycio Nunes dos Santos
Orientador - ICEx/UFMG

Silvestre Paiano Sobrinho

Prof. Silvestre Paiano Sobrinho
Examinador - IPR/NUCLEBRÁS

João Bosco de Siqueira

Prof. João Bosco de Siqueira
Examinador - Min. Ind. Com.
Brasília/DF

Este trabalho foi realizado nas instalações do Instituto de Pesquisas Radioativas e constitui uma tarefa do programa de atividades do Grupo de Neutrônica a Água - Projeto Análise de Reatores a Água - NUCLEBRÁS.

- "E quando trabalhais com amor, vós vos unis
a vós próprios e uns aos outros, e a Deus"
- (Gibran)

Este trabalho é dedicado a meus pais, agradecendo
seus exemplos de seriedade e dedicação

AGRADECIMENTOS

Este trabalho de tese é fruto da colaboração de muitos, a quem o autor é grato. A boa vontade de todos esses constitui a sua base.

Agradeço ao Diretor do Instituto de Pesquisas Radioativas/NUCLEBRÁS, Prof. Milton Câmpo, ter facilitado o acesso à infra-estrutura do Instituto, onde o trabalho foi realizado;

aos Eng^{os} Omar Campos Ferreira e João Bosco de Siqueira, e ao Fís. Silvestre Paiano Sobrinho, meus chefes imediatos durante a realização do trabalho, pelo apoio e interesse em sua conclusão;

aos Eng^{os} Maurício Mendes Campos e Luiz Maurício Wanderley de Souza, por sua ajuda na elucidação de tópicos da edição preliminar, respectivamente, Capítulo 2 e Apêndice II;

à Coordenação do Curso de Ciências e Técnicas Nucleares (CCTN), na pessoa do Eng^o Leonardo Márcio Vilela Ribeiro, pela compreensão e estímulo;

às Bibliotecárias Srta. Lenira Lúcia dos Santos e Sra. Maria Lúcia Donard Santos, pelo prestimoso e eficiente atendimento no Serviço de Documentação Técnica;

ao Técnico Carlos Aurélio de Almeida, pelo projeto da montagem mecânica do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$;

ao Chefe da Oficina Mecânica, Eng^o Pedro Raymundo de Oliveira Freitas, e Técnicos Paschoal do Carmo de Souza, Geraldo Eustáquio Alves de Araújo e Fernando Pereira Salazar, pela confecção das partes mecânicas do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$;

ao Chefe da Seção de Desenho, Técnico Geraldo Paulo de Oliveira, e Desenhistas Jorge Luiz de Oliveira e Wilson Dias da Silva, pela execução das figuras do texto;

ao Chefe da Seção de Expediente, Sr. Humberto de Souza Lima, e Técnicos gráficos Milton Augusto Pena, Ivan Rates Franco e, especialmente, Sr. Augusto César Grossi, pelos seus cuidados visando uma boa apresentação gráfica;

ao Técnico Márcio Prado Fernandes (Laboratório de Neutrônica), Sr. Paulo Renato da Silva (Serviços Gerais do Grupo do Tório), Srta. Mirian Fernandes Sepúlveda (Laboratório de Análise Instrumental), Srtas. Terezinha Birchal e Ana Maria Gomes e Souza (CCTN), por serviços prestados dentro de suas áreas no Instituto.

Agradeço, novamente ao Fís. Silvestre Paiano Sobrinho, que, como membro da banca examinadora, muito contribuiu com suas sugestões para a melhoria do texto da edição preliminar.

Finalmente, desejo agradecer, sensibilizado, a colaboração de duas pessoas que, pela sua participação direta e intensa na elaboração deste trabalho de tese, merecem menção à parte:

- ao Orientador do trabalho, Eng^o Arysio Nunes dos Santos, a quem atribuo os méritos do mesmo, pela escolha do assunto, pela orientação segura e constante, e pela iniciação científica de seu orientado;
- à Srta. Francisca Maria Satler, Secretária, pela cuidadosa e paciente tarefa de datilografar as várias versões do texto.

A todos estes meus sinceros agradecimentos

RESUMO

Projetou-se e desenvolveu-se um sistema de coincidência $4\pi\beta\text{-}\gamma$ utilizando somente detetores de cintilação. É composto de dois detetores $2\pi\beta\text{-}\gamma$, cada um tendo um detetor plástico beta (NE-102, 2 pol. x 2 mm) montado sobre a janela de vidro de um cintilador de NaI(Tl) de 3 pol. x 3 pol., que possui uma segunda janela de vidro do lado da fotomultiplicadora (RCA-8575).

A cintilação do NE-102 é transmitida através do NaI(Tl) até o fotocátodo, gerando pulsos rápidos no anodo. Um circuito passivo na entrada do anodo torna fácil a separação dos pulsos do NaI(Tl), de longa cauda, permitindo a sua contagem em coincidência com os pulsos do NE-102.

Os cintiladores plásticos são delgados, fornecendo geometria $4\pi\beta$ e aproximadamente $4\pi\gamma$; sua baixa densidade resulta em eficiência gama muito pequena (0,1%). O tempo de resolução do sistema é 10 vezes menor do que o obtido em detetores proporcionais, e a operação é mais simples. A eficiência global beta (ϵ_β) é de 70%, com relação sinal-ruído de 40; portanto, valores maiores para ϵ_β podem ser atingidos com menor discriminação de ruído.

A estabilidade dos canais de contagem foi de 0,6% por $^{\circ}\text{C}$ (beta) e 0,04% por $^{\circ}\text{C}$ (gama), sendo que o canal gama define a estabilidade do sistema.

Várias extensões das técnicas desenvolvidas são analisadas.

ABSTRACT

A $4\pi\beta\text{-}\gamma$ coincidence system was designed and developed, using only scintillator detectors. It is composed of two sets of $2\pi\beta\text{-}\gamma$ detectors, each one having a plastic beta scintillator (NE-102, 2 pol. x 2 mm) mounted over a glass window of a 3 pol. x 3 pol. NaI(Tl) scintillator, which has a second glass window at the photo multiplier side (RCA-8575).

The NE-102 scintillation is transmitted through the NaI(Tl) to the photocatode, generating fast pulses at the anode. A passive circuit at the anode input permits easy separation of the slow decaying NaI(Tl) pulses, and enables its coincidence counting with the NE-102 pulses.

The plastic scintillators are very thin, thus providing for $4\pi\beta$ and almost $4\pi\gamma$ geometry; its low density results in a very small gamma efficiency (0,1%). The system resolution time is 10 times smaller than the obtained in proportional detector systems, and the operation is simpler.

The global beta efficiency (ϵ_β) is 70%, with signal to noise ratio of 40; thus, higher ϵ_β values can be achieved with lower noise discrimination. The stability of the counting channels was 0,6% per $^\circ\text{C}$ (beta) and 0,04% per $^\circ\text{C}$ (gamma), the stability of the system being defined by the gamma channel.

Several extensions of the developed techniques are analysed.

PREFÁCIO

É comum em instituições que lidam na área nuclear, a exemplo do Instituto de Pesquisas Radioativas, recorrer-se à utilização de fontes radioativas aferidas, de uma extensa série de isótopos. Nos casos em que esta aferição tem de ser absoluta, obtendo-se padrões primários cuja exatidão típica seja de 0,1%, é recomendável o emprego de sistemas de aferição que utilizem a técnica de coincidência. No caso particular de emissores β - γ , que correspondem a uma parcela apreciável dos isótopos usualmente empregados, foi consagrada internacionalmente a técnica de coincidência $4\pi\beta$ - γ , por sua elevada exatidão, simplicidade e reprodutibilidade.

Até presentemente, os laboratórios internacionais fornecedores de padrões primários utilizam esta técnica baseando-se em uma configuração de detetores devida a CAMPION, que a divulgou em artigo publicado no International Journal of Applied Radiation and Isotopes, em 1959. Ela emprega detetores proporcionais no canal beta e cintiladores no canal gama. Além de algumas modificações introduzidas pela adoção de detetores semicondutores no lugar dos proporcionais — que não apresentaram melhorias significativas — a técnica de CAMPION permaneceu essencialmente a mesma.

Por ocasião da escolha do assunto para tese de mestrado, o orientador deste trabalho sugeriu uma modificação singular para substituir os detetores proporcionais por cintiladores, simplificando o sistema de CAMPION, e otimizando suas características de detecção. Baseia-se no fato da cintilação de um detetor poder atravessar outro, de constante de decaimento diferente, sendo ambas as informações luminosas recolhidas por uma mesma fotomultiplicadora, sem interferências mútuas.

A idéia foi testada e aprovada, constituindo a base deste trabalho. Seu desenvolvimento deu origem à pesquisa de várias outras técnicas, de interesse na área de eletrônica rápida.

O sistema de coincidência $4\pi\beta$ - γ desenvolvido aproveita estes recursos — requerendo burilamentos posteriores — mas seu desempenho inicial foi encorajador.

PREFÁCIO

É comum em instituições que lidam na área nuclear, a exemplo do Instituto de Pesquisas Radioativas, recorrer-se à utilização de fontes radioativas aferidas, de uma extensa série de isótopos. Nos casos em que esta aferição tem de ser absoluta, obtendo-se padrões primários cuja exatidão típica seja de 0,1%, é recomendável o emprego de sistemas de aferição que utilizem a técnica de coincidência. No caso particular de emissores β - γ , que correspondem a uma parcela apreciável dos isótopos usualmente empregados, foi consagrada internacionalmente a técnica de coincidência $4\pi\beta$ - γ , por sua elevada exatidão, simplicidade e reprodutibilidade.

Até presentemente, os laboratórios internacionais fornecedores de padrões primários utilizam esta técnica baseando-se em uma configuração de detetores devida a CAMPION, que a divulgou em artigo publicado no International Journal of Applied Radiation and Isotopes, em 1959. Ela emprega detetores proporcionais no canal beta e cintiladores no canal gama. Além de algumas modificações introduzidas pela adoção de detetores semicondutores no lugar dos proporcionais — que não apresentaram melhorias significativas — a técnica de CAMPION permaneceu essencialmente a mesma.

Por ocasião da escolha do assunto para tese de mestrado, o orientador deste trabalho sugeriu uma modificação singular para substituir os detetores proporcionais por cintiladores, simplificando o sistema de CAMPION, e otimizando suas características de detecção. Baseia-se no fato da cintilação de um detetor poder atravessar outro, de constante de decaimento diferente, sendo ambas as informações luminosas recolhidas por uma mesma fotomultiplicadora, sem interferências mútuas.

A idéia foi testada e aprovada, constituindo a base deste trabalho. Seu desenvolvimento deu origem à pesquisa de várias outras técnicas, de interesse na área de eletrônica rápida.

O sistema de coincidência $4\pi\beta$ - γ desenvolvido aproveita estes recursos — requerendo burilamentos posteriores — mas seu desempenho inicial foi encorajador.

SUMÁRIO

	Pág.
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Aspectos gerais da determinação absoluta da atividade	1
1.2. Classificação dos métodos de determinação	2
1.2.1. Métodos diretos	2
1.2.2. Métodos indiretos	3
1.2.3. Método de coincidência	4
1.3. Características dos métodos diretos	5
1.3.1. Método do ângulo sólido definido	5
1.3.2. Método de contagem em geometria 2π	9
1.3.3. Método de contagem em geometria 4π	10
1.3.4. Método de contagem interna	12
1.3.5. Método de contagem externa	13
1.3.6. Método de coincidência	13
2. MÉTODO DE COINCIDÊNCIA β - γ ^{2}	16
2.1. Fórmula geral e correções	16
2.2. Técnica de coincidência $4\pi\beta$ - γ	27
2.2.1. Montagens usuais	27
2.2.2. Extensão da técnica a emissores beta puros	29
2.2.3. Comparação entre detetores adequados à técnica $4\pi\beta$ - γ	30
2.2.4. Detetor semiconductor	34
3. A TÉCNICA DE COINCIDÊNCIA $4\pi\beta$ - γ ADOTADA	35
3.1. Sistemas disponíveis no IPR	35
3.2. Descrição da montagem adotada	36
3.3. Escolha dos detetores	37
3.4. Escolha da montagem	38
3.5. Discriminação por forma de pulsos no anodo	39
3.6. Técnicas de discriminação beta-gama	43
3.6.1. Técnica da integração-diferenciação	43
3.6.2. Técnica de cancelamento de pulsos entre anodo e dinodo	47
3.6.3. Técnica de cancelamento de pulsos no anodo	50

	Pág.
3.6.4. Técnica do amplificador diferencial	53
3.6.5. Técnica da porta linear	55
3.6.6. Técnica do analisador de forma de pulso	57
3.6.7. Técnica adotada para a discriminação β - γ	57
4. DIMENSIONAMENTO DO DETETOR BETA	60
4.1. Equacionamento do problema	60
4.2. Roteiro para cálculo da espessura mínima	62
5. MONTAGENS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS	66
5.1. Montagem dos detetores $2\pi\beta$ - γ	66
5.2. Eletrônica associada ao sistema $4\pi\beta$ - γ adotado	70
5.3. Determinação do ponto de operação do canal $4\pi\beta$	73
5.4. Determinação de $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$	77
5.5. Determinação de ϵ_{β}	81
5.6. Coincidências aleatórias	87
5.7. Determinação do ponto de operação do canal gama	88
5.8. Efeitos de temperatura e deriva	90
5.9. Resolução do canal gama	94
5.10. Suporte do sistema $4\pi\beta$ - γ	96
5.11. Estabilidade e precisão do sistema desenvolvido Comparação com o sistema de CAMPION	98
6. EXTENSÕES DAS TÉCNICAS DESENVOLVIDAS	101
7. RESUMO E CONCLUSÕES	104
APÊNDICE I - CONDIÇÕES PARA VALIDADE DO MÉTODO DE COINCIDÊNCIA β - γ	106
APÊNDICE II - FORMAÇÃO DOS PULSOS NO ANODO DA FOTOMULTIPLICADORA	110
A.II.1. Geração dos pulsos na fotomultiplicadora	110
A.II.2. Aspecto dos pulsos dos cintiladores empregados	114
A.II.3. Resistência equivalente do anodo	116
BIBLIOGRAFIA	118

1. INTRODUÇÃO

Neste Capítulo faz-se uma breve discussão dos vários métodos, de uso corrente, para determinação da atividade de fontes radioativas, mencionando-se as precisões típicas obtidas. Os fatores de correção são abordados e o método geral de coincidência é apresentado.

1.1. ASPECTOS GERAIS DA DETERMINAÇÃO ABSOLUTA DA ATIVIDADE

A determinação absoluta da atividade de fontes radioativas é técnica de grande importância em instituições que trabalham com materiais radioativos.

No campo da física nuclear, por exemplo, a exatidão dos resultados da determinação de constantes nucleares ou da seção de choque de reações nucleares, é quase sempre limitada pela exatidão na medida absoluta das taxas de desintegração envolvidas.

No setor da neutrônica, a monitoração de fluxos de nêutrons em reatores e aceleradores, comumente feita por ativação de detetores de folha, também requer a determinação precisa da atividade induzida.

Na medicina nuclear, a dosagem de traçadores radioativos empregados em diagnósticos, ou tempos de irradiação adotados em trabalhos terapêuticos, são, da mesma forma, determinados a partir do valor da atividade das fontes empregadas.

Em suma, a maioria dos trabalhos de pesquisa na área nuclear envolve a medida das taxas de desintegração de fontes. Esta medida pode ser feita com um equipamento que dê diretamente a taxa, sem recorrer a comparação com padrões previamente aferidos, e a aferição da taxa é dita absoluta. Determina-se a atividade correspondente e a fonte passa a ser um padrão primário. Dispondo-se de um padrão assim, é possível comparar sua taxa de contagem com a de outra fonte, do mesmo isótopo, e determinar a atividade dessa última. A fonte comparada tem de ser da mesma natureza física do padrão. Obtém-se um padrão secundário, de exatidão inferior.

Na literatura sobre metrologia de radio-nuclídeos é frequen

te um laboratório garantir que seu método de determinação absoluta da atividade dá resultados com exatidão de 0,1. Entretanto, comparações de resultados de medidas de um mesmo padrão, feitas por diferentes laboratórios, dão dispersões maiores que 1%, devido à variedade dos métodos de medida e às características particulares de cada um deles, modificados de um laboratório para outro para otimização de condições.

Por outro lado, o fato das espécies nucleares serem muitas implica em detalhes técnicos próprios da aferição de cada isótopo. De tudo isto resultam medidas discrepantes entre si, embora de boa precisão. No entanto, é possível se obter exatidão e reprodutibilidade pelo emprego de métodos de medida absoluta, cujas técnicas sejam bem definidas e obedecidas.

As discrepâncias ocorrem porque o número de eventos registrados é muito sensível a variáveis experimentais, tais como distribuição mássica da fonte, auto-absorção, variação temporal da eficiência dos detetores ou do ganho dos estágios de amplificação, flutuação dos níveis de discriminação, etc., parâmetros nem sempre fáceis de controlar precisamente. Assim, o valor da atividade fica dependente da probabilidade de detecção, que é determinada por estes fatores, entre outros.

1.2. CLASSIFICAÇÃO DOS MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO

Os métodos de medida absoluta e/ou relativa da taxa de desintegração, podem ser diretos, indiretos e de coincidência.

1.2.1. MÉTODOS DIRETOS

A atividade é determinada pela contagem dos eventos radioativos ocorridos em um intervalo de tempo. Devido a isto, também são chamados de métodos de contagem de partículas. A geometria envolvida pode ser parcial ou total. A detecção em geometria parcial ou de ângulo sólido definido é feita sob condições bem definidas de geometria do detetor, de sua eficiência à radiação considerada, da auto-absorção da fonte, do espalhamento no suporte da mesma ou no meio que a envolve, da absorção neste meio, etc.

A detecção em geometria total (4π) registra, a menos de auto-absorções, toda a radiação emitida pela fonte. Assim, torna iguais à unidade alguns fatores de correção que se aplicam quando a geometria é parcial. Os métodos que adotam geometria total ou 4π são adequados à contagem de alfas e betas, sendo que para betas de energia superior a 0,5 MeV eles dão exatidões da ordem de 0,1%^{1}.

1.2.2. MÉTODOS INDIRETOS

A atividade da fonte é determinada, não pelo registro do número de eventos radioativos individuais, mas pelos efeitos cumulativos da passagem das radiações pelo meio detetor, sendo limitados a atividades grandes (mCi ou maiores). Os mais usuais são os seguintes:

MÉTODO CALORIMÉTRICO

Determina-se a elevação de temperatura no meio detetor, provocado pela passagem da radiação durante certo intervalo de tempo. A quantidade de energia térmica cedida ao sistema detetor, e que provocou a elevação de temperatura, é igual à energia total das radiações absorvidas durante aquele tempo. A partir daí calcula-se a atividade da fonte.

Há várias modalidades deste método, cuja exatidão típica é de 1%^{2}, sendo limitado à determinação de atividades grandes, da ordem de Curies.

MÉTODO DA PERDA DE CARGA

É adequado a emissores beta. Baseia-se na perda de carga da fonte, levada pelas partículas beta. Isto equivale à geração de uma corrente de $5,93 \times 10^{-12}$ A/mCi para uma fonte que emita um beta por desintegração. Assim, a corrente elétrica necessária para descarregar a fonte será proporcional à atividade da mesma.

O método exige correções impostas pela presença de eletrons secundários gerados em colisões dos betas com os átomos da fonte. Obtém-se com ele exatidões da ordem de 2%^{2}, não sendo recomendado como método absoluto. Limita-se a atividades maiores que 1 mCi.

MÉTODO DA CÂMARA DE IONIZAÇÃO

É aplicável a emissores beta ou gama. Consiste no cálculo da atividade do emissor conhecendo-se a taxa de ionizações provocadas pela passagem da radiação no meio absorvedor, quase sempre o ar. É mais aconselhável para a manutenção de padrões. A sua exatidão típica, na obtenção de padrões secundários, é da ordem de 0,5%⁽³⁾

MÉTODO FOTOGRÁFICO

Sua aplicação mais usual é em filmes dosimétricos, para controle de doses permissíveis. Não é usual na calibração de fontes radioativas, pois a densidade ótica depende grandemente das técnicas de revelação.

MÉTODO DA COLORAÇÃO DE CRISTAIS

Baseia-se na propriedade que certos cristais possuem de formar centros de cor quando sujeitos a radiações. Estes cristais também são empregados no controle de doses permissíveis, sob a forma de canetas dosimétricas. A dose é medida pela coloração produzida, não sendo este método empregado na calibração de fontes radioativas.

1.2.3. MÉTODO DE COINCIDÊNCIA

É o mais empregado na atualidade, principalmente nos casos de emissores beta. É adequado a isótopos emissores de duas radiações diferentes e correlatas, isto é, provenientes da mesma de sintegração. Registram-se as taxas de contagem dos eventos correspondentes a cada radiação em separado, bem como das coincidentes. Estes dados são suficientes para o cálculo da atividade da fonte.

Teoricamente, ele dispensa o conhecimento das eficiências dos detetores, não exige homogeneidade da fonte, e independe da absorção nela e no seu suporte. Isto é válido dentro de certas condições, analisadas no Apêndice I para o caso β - γ .

A exatidão do método de coincidência é da ordem de

0,1%, obtida quando se adota geometria 4π . É o caso da aplicação a emissores β - γ , surgindo daí a técnica de coincidência $4\pi\beta$ - γ .

É interessante observar que o método de coincidência é um caso particular dos métodos diretos, pois os meios de detecção continuam sendo os de contagem de partículas.

1.3. CARACTERÍSTICAS DOS MÉTODOS DIRETOS

O método proposto neste trabalho utiliza a técnica de coincidência $4\pi\beta$ - γ . Analisa-se a seguir as características dos métodos diretos, visando seus aspectos particulares de geometria 4π e técnica de coincidência, para posterior aplicação à técnica proposta. Assim, conforme suas características, os métodos diretos se subdividem como se segue:

1.3.1. MÉTODO DO ÂNGULO SÓLIDO DEFINIDO

É aplicável a detectores Geiger-Mueller (GM), detectores proporcionais, cintiladores ou detectores de estado sólido. Supondo-se que o detector tenha uma eficiência intrínseca ϵ_i à radiação em estudo, designando-se por Ω o ângulo sólido dentro do qual ele enxerga a fonte, e por N_0 a taxa de desintegração dessa fonte (desprezados os efeitos de auto-absorção), então a taxa de contagem n registrada pelo detector, será:

$$n = N_0 \epsilon_i \frac{\Omega}{4\pi} \quad (1.1)$$

Idealmente, cada radiação que atravesse a janela do detector deveria corresponder ao registro de uma contagem. Na realidade há uma probabilidade finita disto não ocorrer, devido a vários efeitos, que farão o valor de ϵ_i ser variável. Este valor depende da taxa de contagem, das características do detector, da natureza da radiação, do seu percurso no interior do detector, e do nível de discriminação.

Designando-se por G o fator de geometria do conjunto fonte-detector, tal que $G \equiv \Omega/4\pi$, é usual englobar-se os fatores ϵ_i e G em um único, chamado eficiência global ϵ , determinada com pa-

drões de energias e taxas de contagem próximas daquelas das fontes a serem calibradas, e montadas em geometrias idênticas às destas.

Os valores empíricos do fator de geometria G concordam aceitavelmente com os valores determinados por meio de cálculos geométricos, quando se trata de fontes não puntiformes. No caso de fontes puntiformes, os valores empíricos são ligeiramente menores que os teóricos. Uma das explicações para isto é que o volume sensível do detetor começa alguns milímetros atrás da sua janela. Esta correção em G é pequena, e não é feita usualmente.

Na prática, é ainda usual a introdução dos seguintes fatores de correção na equação (1.1):

FATOR DE ABSORÇÃO NA JANELA E NO AR - F_w

Corrige os erros de contagem devidos a absorções na janela do detetor e na camada de ar entre ele e a fonte radioativa. As partículas beta são facilmente absorvidas ou espalhadas quando passam através da matéria. A janela do detetor e a camada de ar entre ele e a fonte contribuem para reduzir a intensidade das partículas que atingem o detetor. Por outro lado, o espalhamento destas partículas dentro do detetor contribui para aumentar sua intensidade.

Estes efeitos dependem criticamente das posições relativas da fonte, absorvedor e detetor. Quanto mais perto o material absorvedor estiver da janela, tanto menores serão os efeitos de espalhamento, restando os de absorção.

O fator F_w depende da energia da radiação e das espessuras da janela e camada de ar. É usual definir a espessura de um material absorvedor em termos de densidade de superfície, isto é, massa por unidade de área. Frequentemente se emprega a unidade mg/cm^2 . A absorção beta assim definida é praticamente independente da natureza do material absorvedor, sobretudo se esse tem um baixo número atômico.

O fator F_w é determinado a partir de um gráfico de absorção, pela extrapolação na direção da origem do eixo, de uma série de valores de densidade de superfície, devidos à espessura média representada pela janela acrescida da camada de ar.

Apesar das curvas de absorção de partículas beta apresentarem porções cujo comportamento é exponencial, não se pode generalizar o fato a todo o espectro nem a todos os núclídeos, pois esta lei é aproximada e não vale para elétrons monoenergéticos, cuja lei de absorção é essencialmente linear.

FATOR DE ESPALHAMENTO NO AR — F_a

O valor deste fator é proporcional à distância fonte-detetor, e inversamente proporcional à energia da radiação. É determinado preenchendo-se o espaço fonte-detetor por filmes cuja densidade de superfície é aproximadamente igual à camada equivalente de ar.

FATOR DE CORREÇÃO DO REVESTIMENTO DA FONTE — F_c

É usual fazer-se o revestimento das fontes radioativas sólidas com películas plásticas protetoras, para impedir a contaminação do detetor, operador, etc. Por outro lado, é garantia de que a atividade não será alterada por esfacelamento ou abrasão dessas fontes.

Estas películas protetoras ficam em contato com a fonte e os efeitos de espalhamento são importantes. Como consequência, a taxa de contagem obtida de uma fonte com esta proteção será maior do que se se levasse em conta apenas o efeito de absorção causada pelo filme protetor.

Este efeito caracteriza-se por ser um espalhamento prévio da radiação beta, e é dependente da energia da radiação, da espessura e número atômico do material absorvedor, e da distância da fonte ao detetor.

Quando se empregam geometrias acima de π radianos, a ação de espalhamento do revestimento da fonte é pequena. Nestes casos, o fator F_c é calculado com base na absorção provocada pelo revestimento. Em geometrias pobres, o espalhamento no revestimento é significativo, contribuindo para compensar a absorção nele, e F_c se aproxima da unidade.

FATOR DE RETRO-ESPALHAMENTO — F_b

Neste caso, o espalhamento é devido à presença do material suporte da fonte. O retro-espalhamento (backscattering), depende da natureza e espessura do material suporte, da energia das partículas beta e da geometria.

Considerando-se uma fonte isotrópica, a radiação beta emitida na direção oposta ao detetor não seria registrada. No entanto, como esta fonte é montada em um suporte, este funciona como um espelho refletor beta, resultando em um aumento da taxa de contagem do sistema.

Analisando-se uma fonte beta montada em um suporte, a contribuição de retro-espalhamento crescerá proporcionalmente à sua espessura, até um valor de 15 a 25% do alcance da radiação neste material. Além deste valor, há saturação dessa contribuição.

Para uma determinada espessura de suporte, a contribuição de retro-espalhamento na taxa de contagem será tanto maior quanto for o número atômico do material do suporte, mesmo para espessuras onde se dá a saturação. Por exemplo com Al, $F_b = 1,32$ e com Pb, $F_b = 1,58$, para betas do P^{32} ^[4], cuja energia máxima é 1,71 MeV.

Corrigindo-se a taxa devida ao retro-espalhamento, de absorções no ar e na janela do detetor, observa-se que o valor de saturação do retro-espalhamento é independente da energia, para cada material suporte.

O retro-espalhamento ocorre devido a colisões entre as partículas beta e os átomos do suporte, dando origem a uma degradação de energia, que é tanto maior quanto menor for o número atômico do material que deverá, portanto, ser leve. Normalmente são utilizados finos filmes de mylar ou outro material leve.

FATOR DE ESPALHAMENTO NA ESTRUTURA DO SISTEMA — F_h

Pode haver espalhamento na montagem que sustenta o detetor ou a fonte. Nos sistemas usualmente empregados, com geometria rica, o efeito é desprezível. Quando se deseja minimizá-lo

são utilizados materiais de baixo número atômico na confecção dessas montagens, por exemplo o alumínio e a lucite. Outro artifício é manter os suportes tão longe quanto possível da fonte e do detector.

FATOR DE AUTO-ABSORÇÃO DA FONTE — F_s

Por mais delgada que seja, uma fonte radioativa apresenta problemas de auto-absorção (self-absorption) e auto-espalhamento (self-scattering). Além disso, há casos em que ela necessita ter uma quantidade razoável de matéria, seja por possuir baixa atividade específica ou por exigir volume mínimo para transporte e manuseio.

Os efeitos de auto-absorção e auto-espalhamento dependem, de forma complexa, da espessura da fonte, do número atômico do seu material, da energia de sua radiação e da geometria. A maior incidência de erros na determinação da atividade de fontes beta é causada pelo fator F_s .

É possível estabelecer equações e gráficos onde constem fatores corretivos para tais efeitos. No entanto, as correções se aplicam somente a montagens idênticas. Cada montagem requererá seu tratamento teórico próprio, ou então a determinação empírica de F_s .

Aplicando estes fatores de correção à equação (1.1), ter-se-á:

$$n = N_0 \epsilon_i G F_w F_a F_c F_b F_h F_s \quad (1.2)$$

A equação (1.2) dá a taxa de contagem n , registrada como função da taxa de desintegração N_0 , da eficiência de detecção ϵ_i (eficiência intrínseca do detector), e dos mencionados fatores de correção.

1.3.2. MÉTODO DE CONTAGEM EM GEOMETRIA 2π

É o método de ângulo sólido definido aplicado ao caso em que a geometria é 2π . A contagem em geometria 2π pode ser feita com a fonte do lado de fora do detector, ou colocando-a dentro dele. Esta geometria reduz os efeitos de distribuição anisotrópica da fonte, e de espalhamento da radiação, mas não tão efetivamente quanto a geometria 4π .

Os efeitos que passam a influir (auto-absorção, auto-espalhamento e retro-espalhamento no suporte) são minimizados pela preparação de fontes com um mínimo de peso, em suportes delgados. Quando os fatores F_s e F_b são conhecidos empiricamente, corrigem-se os resultados de acordo com a equação (1.2).

Existem muitos sistemas de geometria 2π nos quais o suporte da fonte está muito próximo ou em contato com o corpo do sistema, impossibilitando a eliminação dos efeitos de retro-espalhamento. A solução é tornar o suporte suficientemente espesso para saturar o efeito de retro-espalhamento e permitir sua correção por cálculo, de forma reprodutível.

É mais comum empregar dois detectores de geometria 2π cada um deles, montados de modo a conterem a fonte dentro do conjunto formado pelos dois. É a situação onde se tem geometria 4π , discutida a seguir.

1.3.3. MÉTODO DE CONTAGEM EM GEOMETRIA 4π

A extensão do método de contagem de ângulo sólido de finido à detecção em geometria 4π provocou um avanço, tanto nos métodos de contagem direta de partículas quanto nos de coincidência. Um detector 4π , seja GM, proporcional ou cintilador, detecta essencialmente todas as partículas carregadas emitidas pela fonte colocada em seu interior. Se um nuclídeo emite pelo menos uma radiação por desintegração, a sua taxa de contagem em um detector 4π , será igual à taxa de desintegração N_0 , desde que não haja auto-absorção na fonte. Se o nuclídeo emite duas radiações por desintegração, a taxa de contagem ainda será N_0 , desde que o intervalo de tempo decorrido entre a emissão das duas radiações seja menor que o tempo de resolução do detector e eletrônica associadas.

A idéia básica de um detector 4π é utilizar dois detectores gêmeos, cada um subtendendo um ângulo de 2π radianos sobre a fonte, que é montada sobre uma película condutora (filme plástico pintado com aquadag ou folha de alumínio) separando as duas metades. Um desenho esquemático é mostrado na figura 1.1, representando a situação geométrica que se teria com o emprego de um detector GM ou proporcional.

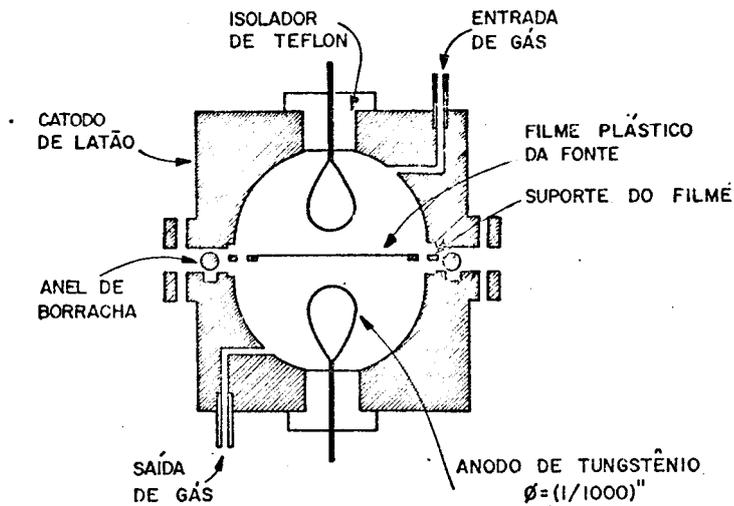


FIG. 1.1- Desenho esquemático de um detector 4π de fluxo de gás

Os dois detectores são idênticos, têm as mesmas condições de operação e seus anodos são ligados em paralelo. Qualquer radiação que atinja o volume sensível de um deles dará origem a uma contagem.

Empregando detectores GM ou proporcionais, a eficiência de detecção atinge praticamente 100%. No entanto, podem existir regiões no seu interior onde o campo elétrico é menor, acarretando perda nessa eficiência. Esta situação é comum em detectores gêmeos, onde a fonte é montada em um filme não condutor, podendo haver acúmulo de cargas elétricas e distorção no campo elétrico gerado em torno do anodo.

A principal dificuldade encontrada na determinação absoluta da atividade de fontes radioativas reside na sua auto-absorção. A técnica de preparo de fontes para esta finalidade exige suportes e revestimentos de espessura mínima e homogeneidade razoável, preparadas em geral por metalização a vácuo sobre filmes delgados de plástico (mylar). Estas técnicas de preparação de fontes radioativas são convencionais e bem abordadas na bibliografia a respeito^{5}.

Além da auto-absorção, leva-se em conta os efeitos de absorção no suporte e eficiência intrínseca de detecção ϵ_i .

Esta última quase sempre é igual a 100% nesta geometria, exceto a baixas energias, onde se perdem contagens no ruído.

A geometria 4π torna o sistema de detecção insensível a eletrons de conversão interna, que acompanham decaimentos alfa ou beta, pois eles estão em coincidência com a radiação. A grande vantagem dos detetores 4π é não requererem o cálculo do fator de geometria, de determinação imprecisa, constituindo uma fonte de erros.

Empregando-se detetores proporcionais em geometria 4π , obtém-se exatidões da ordem de 0,2%^{6} na calibração de fontes beta de 67 keV. Para energias maiores a exatidão cresce, sendo tipicamente de 0,1%.

Os detetores de cintilação (cintiladores) também podem ser empregados nesta geometria, sobressaindo duas técnicas: a primeira, consiste em dissolver a solução ativa da fonte em um cintilador líquido, evitando-se erros devidos a auto-absorção, absorção e espalhamento no suporte e espalhamento nas paredes do detetor, sendo empregada na determinação de atividade de emissores alfa e beta; a segunda, consiste em colocar a fonte diretamente sobre cintiladores sólidos, como o antraceno, ou evaporá-la sobre folhas delgadas, e fazer um sanduíche dessa película radioativa com dois detetores.

1.3.4. MÉTODO DE CONTAGEM INTERNA

Quando se trata de fontes radioativas gasosas, este método é aplicável. Consiste em misturar o volume da fonte gasosa ao gás usado no enchimento do detetor GM ou proporcional empregados. Obtém-se geometria 4π e determina-se a atividade da fonte com exatidões da ordem de 1%, e reprodutibilidade de 0,5%^{7}. O método apresenta as desvantagens de exigir novo enchimento do detetor a cada nova determinação de atividade, e a demora para estabilização das condições de operação.

As determinações absolutas exigem enchimentos com quantidades bem conhecidas dos gases de detecção e da fonte radioativa. Estes gases devem ser compatíveis e a mistura deve ser quimicamente estável.

Consideram-se as correções devidas à contagem de fundo (background), perdas por resolução, efeito de bordas, e efeito de absorção de radiação que se origina próxima às paredes (catodo) do detetor, ou efeito de paredes.

O fator de correção do efeito de bordas é determinável pela comparação das taxas de contagem de dois detetores de contagem interna, de construção idêntica, porém de comprimentos diferentes. O efeito de paredes depende da energia da radiação e é inversamente proporcional ao diâmetro do detetor e à pressão da mistura gasosa. O efeito de bordas provoca uma inclinação no patamar do detetor, e o de paredes reduz a eficiência de contagem.

A contagem interna é muito aplicada na detecção de energias baixas (\approx keV) como por exemplo do C^{14} e H^3 , onde a auto- absorção não é permissível.

1.3.5. MÉTODO DE CONTAGEM EXTERNA

A atividade de fontes gasosas pode ser determinada confinando-as em células que serão justapostas ao detetor, fazendo-se uma contagem externa. Neste caso, as correções usuais são de absorção, espalhamento e geometria, recaindo-se no método de ângulo sólido definido. É adequado a medidas relativas de atividade, onde apresenta a vantagem de dispensar o demorado processo de enchimento e estabilização das condições de operação. Obedecendo-se os critérios exigidos para obtenção de condições reprodutíveis na detecção, é um método de grande exatidão, mas confinado a energias beta superiores a 20 keV, pois requer o uso de janelas (tipicamente de 1 mg/cm²).

1.3.6. MÉTODO DE COINCIDÊNCIA

Atualmente, é o método de uso mais difundido nos laboratórios internacionais onde são produzidas fontes-padrão. Sua generalização se deve à simplicidade da técnica, e à elevada exatidão nos resultados (0,1%).

Foi utilizado pela primeira vez em 1924, por GEIGER e WERNER, na determinação do número de partículas alfa detetadas

por um cintilador de ZnS. A contagem era feita visualmente, anotando-se o número de eventos registrados em coincidência por dois pesquisadores que observavam o mesmo detetor. Assim, evitavam os erros de contagem devidos à fadiga humana. Em 1940, DUNWORTH o utilizou para determinar a taxa de desintegração de uma fonte radioativa. Posteriormente, os trabalhos de PUTMAN, CAMPION e GANDY melhoraram a técnica, introduzindo correções de eficiência.

Apesar destas correções serem um tanto complexas, o método continua sendo a maneira mais simples e poderosa para se fazer a determinação absoluta da atividade de fontes radioativas. Ele se aplica a esquemas de desintegração em que sejam emitidas duas ou mais radiações coincidentes, como por exemplo as do tipo (α - γ), (β - γ), (X, e^- - γ), (γ -n) e (γ - γ).

EQUACIONAMENTO DO MÉTODO DE COINCIDÊNCIA

Considere-se duas radiações a e b, emitidas em coincidência por um mesmo átomo. Aqui, o termo coincidência significa que o intervalo de tempo decorrido entre as duas emissões é muito pequeno quando comparado com o tempo de resolução do equipamento de contagem. Com o uso de alargadores de pulsos (pulse stretchers), o tempo de resolução do aparelho pode ser adequado a coincidências com atraso.

Dispondo-se de dois detetores tais que um deles seja sensível apenas à radiação a, enquanto o outro seja sensível apenas à radiação b, designa-se por n_a e n_b as taxas de contagem obtidas com eles.

Resulta:

$$n_a = N_0 \epsilon_a \quad (1.3)$$

$$n_b = N_0 \epsilon_b \quad (1.4)$$

sendo:

ϵ_a = eficiência global do detetor a à radiação a, incluindo sua eficiência intrínseca e o fator de geometria.

ϵ_b = idem para o detetor b à radiação b.

N_0 = taxa de desintegração da fonte radioativa;

A probabilidade de obtenção de uma coincidência será dada pelo produto das probabilidades de detecção isolada, isto é, $\epsilon_a \epsilon_b$, desde que os efeitos de correlação angular sejam desprezíveis.

A taxa de coincidência, n_c , será, portanto:

$$n_c = N_0 \epsilon_a \epsilon_b \quad (1.5)$$

As relações (1.3), (1.4) e (1.5), dão:

$$N_0 = \frac{n_a n_b}{n_c} \quad (1.6)$$

De (1.6) vê-se que, em princípio, o método de coincidência permite determinar a taxa de desintegração N_0 sem o prévio conhecimento da eficiência global dos detetores. Esta situação é raramente na prática. É mais frequente um dos detetores ter eficiência global não desprezível à radiação detetada pelo outro, o que exigirá uma correção, introduzindo-se na equação (1.6) parâmetros do tipo $(\epsilon_a)_b$ ou $(\epsilon_b)_a$, respectivamente eficiência do detetor a à radiação b e eficiência do detetor b à radiação a.

Da taxa de coincidências observadas deve ser subtraída a taxa de coincidências aleatórias que surgem devido ao tempo de resolução finito do circuito de coincidência, consistindo na detecção simultânea de dois eventos independentes.

O tempo morto do equipamento pode provocar perdas de contagem que terão de ser computadas. A contagem de fundo contribui para as taxas de contagem e tem de ser descontada.

A relação (1.6) é inicialmente determinada supondo-se a fonte puntiforme, sendo também válida para fontes distribuídas. Além disso, é aplicável mesmo havendo auto-absorção na fonte ou ocorrendo variações na eficiência global de um dos detetores, desde que sejam preenchidas certas condições que serão analisadas no Apêndice I.

2. MÉTODO DE COINCIDÊNCIA β - γ {2}

Neste Capítulo, faz-se uma análise das correções requeridas pelo método de coincidência β - γ , tais como as devidas a eficiências, tempo morto, coincidências espúrias, incluindo-se um roteiro para aplicação das várias fórmulas envolvidas. Faz-se, também, uma discussão sobre os tipos usuais de detetores adequados a uma detecção $4\pi\beta$ - γ , incluindo o sistema devido a CAMPION. A extensão da técnica a emissores beta puros é comentada.

2.1. FÓRMULA GERAL E CORREÇÕES

O método de coincidência aplicado a emissores β - γ é adequado à determinação absoluta da atividade de uma série grande de núcleos. Ele pode, em princípio, ser aplicado a esquemas radioativos complexos, porém é normalmente limitado aos mais simples, onde uma única partícula beta é seguida de um ou mais de um raio gama. Isto se deve ao fato da conveniência e exatidão do método decrescerem rapidamente com a complexidade do esquema radioativo, requerendo os recursos da técnica $4\pi\beta$ - γ .

Assim, registrando-se as taxas de contagem devidas a uma fonte puntiforme emissora β - γ , de esquema de decaimento simples, com dois detetores, um beta, outro gama, obtêm-se os dados necessários ao cálculo de sua atividade.

A equação geral (1.6), aplicável a este caso, será:

$$N_0 = \frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} \quad (2.1)$$

onde:

N_0 = número de desintegrações por segundo, em dps

n_β = taxa de contagem, medida no canal beta, em cps

n_γ = taxa de contagem, medida no canal gama, em cps

n_c = taxa de contagem, medida no canal de coincidências, em cps.

Adotou-se a notação em maiúsculas para representar valores verdadeiros, e em minúsculas para valores medidos.

A equação (2.1) não leva em consideração várias correções usuais na aplicação do método, que serão analisadas a seguir. Nesta análise, quando se menciona a eficiência de um detector a determinada radiação, refere-se à sua eficiência global, conforme definida no item 1.3.1.

EFICIÊNCIA GAMA DO DETETOR BETA - $(\epsilon_\beta)_\gamma$

Quase sempre o detector beta é sensível à radiação gama, designando-se por $(\epsilon_\beta)_\gamma$ esta eficiência. Sendo ϵ_β a eficiência do detector para betas, a taxa de contagem n_β do canal beta será dada por:

$$n_\beta = N_0 \epsilon_\beta + N_0 (1 - \epsilon_\beta) (\epsilon_\beta)_\gamma \quad (2.2)$$

A primeira parcela é óbvia. A segunda representa o número de eventos gama registrados no canal beta. A sua justificativa é: sendo $N_0 (1 - \epsilon_\beta)$ a taxa de partículas beta não detetadas, ela é justamente a fração das desintegrações cujos gamas podem ser registrados pelo detector gama, bastando multiplicá-la pela eficiência $(\epsilon_\beta)_\gamma$.

Assim:

$$n_\beta = N_0 [\epsilon_\beta + (1 - \epsilon_\beta) (\epsilon_\beta)_\gamma] \quad (2.3)$$

Sendo $n_\gamma = N_0 \epsilon_\gamma$ e $n_c = N_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma$, resulta:

$$\frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} = N_0 \left[1 + \frac{(1 - \epsilon_\beta) (\epsilon_\beta)_\gamma}{\epsilon_\beta} \right] \quad (2.4)$$

A fração do segundo membro é uma correção que pode ser reduzida tornando $(\epsilon_\beta)_\gamma$ mínimo, ou fazendo ϵ_β próximo da unidade. Outra solução é determinar-se os valores dessas eficiências, embora sejam medidas de precisão duvidosa e dependentes de fatores variáveis, tais como geometria, discriminação, etc.

INFLUÊNCIA DAS COINCIDÊNCIAS ESPÚRIAS

Observe-se que a relação n_c/n_γ é, em princípio, igual a ϵ_β . Isto pode ser visto pela comparação das equações (2.3) e (2.4). No entanto, há condições em que esta igualdade numérica não se verifica. São os casos onde a geometria e/ou arranjo eletrônico fazem com que os raios gama registrados pelo detetor beta originem coincidências, como por exemplo um gama registrado por efeito Compton no detetor gama e a seguir espalhado na direção do detetor beta.

Assim, uma mesma radiação será registrada duas vezes, simultaneamente, uma no detetor beta e outra no detetor gama, dando duas contagens em coincidência, de natureza espúria. Caso semelhante ocorre quando uma partícula beta é emitida em coincidência com mais de um raio gama, a exemplo do decaimento do Co^{60} . Se um beta não é registrado pelo detetor beta, pode acontecer de um dos gama coincidentes sê-lo por este detetor, enquanto o outro gama será registrado pelo detetor gama. Há igualmente registro de contagens de coincidência espúria.

Designando-se por ϵ_e a probabilidade de ocorrer este tipo de coincidência, ter-se-á:

$$n_c = N_0 [\epsilon_\beta \epsilon_\gamma + (1-\epsilon_\beta) \epsilon_e] \quad (2.5)$$

A interpretação de (2.5) é análoga à de (2.3), onde $(\epsilon_\beta)_\gamma$ é substituída por ϵ_e .

Sendo:

$$n_\beta = N_0 [\epsilon_\beta \epsilon_\gamma + (1-\epsilon_\beta) (\epsilon_\beta)_\gamma]$$

$$n_\gamma = N_0 \epsilon_\gamma$$

Resulta:

$$\frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} = N_0 \left\{ 1 + \frac{(1-\epsilon_\beta) [(\epsilon_\beta)_\gamma \epsilon_\gamma - \epsilon_e]}{\epsilon_\beta \epsilon_\gamma + (1-\epsilon_\beta) \epsilon_e} \right\} \quad (2.6)$$

A comparação de (2.3) e (2.6) mostra que n_c/n_γ não é mais igual a ϵ_β . Daí ser necessário determinar os vários fatores que

compõem o segundo membro da relação entre colchetes de (2.6) a fim de avaliar a correção.

Se $(\epsilon_\beta)_\gamma$ e ϵ_e são grandezas pequenas quando comparadas a ϵ_β e ϵ_γ , o erro final em N_0 é pequeno, mesmo se as determinações de ϵ_β e ϵ_γ são imprecisas. Quando $\epsilon_e = 0$ a equação (2.6) equivale a (2.4).

A equação (2.4) é do tipo $y = b(1 - x/a)$, isto é, equação de uma reta cujas interseções com os eixos dos x e dos y são, respectivamente, a e b . Traçando-se um gráfico de $n_\beta n_\gamma / n_c$ versus $(1 - \epsilon_\beta) / \epsilon_\beta$, tem-se o valor de $(\epsilon_\beta)_\gamma$. No entanto, trata-se de uma aproximação, pois o valor $b = N_0$ do intersepto não tem precisão suficiente para ser aceito como sendo o valor da atividade da fonte.

Tratando-se de esquemas simples de decaimento, é possível tornar $\epsilon_e = 0$ pela seleção dos pulsos correspondentes ao pico de absorção total de um cintilador de NaI(Tl). Desta forma, são eliminados os pulsos devidos a efeito Compton, correspondentes aos raios gama que perderam parcialmente sua energia no detetor gama, e a seguir atingiram o detetor beta, dando origem a uma coincidência.

O valor de ϵ_β pode ser variado pela adição de quantidades diferentes de material inativo na fonte. Esta técnica é empregada na determinação da atividade de emissores beta puros, descrita no item 2.2.2.

EFICIÊNCIA BETA DO DETETOR GAMA - $(\epsilon_\gamma)_\beta$

O detetor gama pode registrar partículas beta diretamente, por insuficiência de absorvedores entre ele e a fonte. Se estas betas são registradas também pelo detetor beta, há registro de coincidência espúria. Outra possibilidade de haver coincidência espúria ocorre quando as partículas beta registradas pelo detetor beta geram radiação de frenagem (bremsstrahlung) nos materiais suportes da fonte, ou nela própria. Esta radiação assim gerada pode ser também registrada pelo detetor gama.

Os efeitos de $(\epsilon_\gamma)_\beta$ na taxa de contagem são desprezíveis, se se tomar o cuidado de interpor absorvedores adequados entre os dois detetores^{2,a}.

EFICIÊNCIA DE CONVERSÃO INTERNA DE GAMAS — ϵ_{ce}

Quando parte dos gamas do emissor β - γ são convertidos internamente, emitindo eletrons, alguns destes eletrons de conversão são registrados pelo detetor beta. O processo de conversão interna se dá em um tempo em geral muito menor que o tempo de resolução do circuito de coincidência.

Em um esquema simples de desintegração, onde uma partícula beta é seguida de um raio gama, a conversão interna contribuirá para as contagens do canal beta, resultando:

$$n_{\beta} = N_0 [\epsilon_{\beta} + a \epsilon_{ce}(1-\epsilon_{\beta})] \quad (2.7)$$

sendo:

a = fração das desintegrações que dão origem a eletrons de conversão, dada por n_e/n_{γ} (ou n_e/n_{β}). O valor de a é relacionado com o coeficiente de conversão interna α , tal que $a = \alpha/(1 + \alpha)$.

ϵ_{ce} = eficiência do detetor beta para os eletrons de conversão.

n_e = taxa de eletrons de conversão, em cps.

O canal gama registrará:

$$n_{\gamma} = N_0(1 - a)\epsilon_{\gamma} \quad (2.8)$$

E o canal de coincidência:

$$n_c = N_0(1 - a)\epsilon_{\beta}\epsilon_{\gamma} \quad (2.9)$$

A equação (2.9) não possui termo em ϵ_{ce} , pois não pode haver coincidência entre os eletrons de conversão e os gamas que foram convertidos em eletrons.

Das tres equações anteriores, obtêm-se:

$$\frac{n_{\beta}n_{\gamma}}{n_c} = N_0 \left[1 + a \frac{\epsilon_{ce}}{\epsilon_{\beta}} - \epsilon_{ce} \right] \quad (2.10)$$

A determinação de \underline{a} e ϵ_{ce} é imprecisa. É possível discriminar os eletrons de conversão no detetor beta, pelo uso apropriado de absorvedores, quando a energia dos eletrons é inferior à das partículas beta.

Raios gama de alta energia geram eletrons de conversão também de alta energia. Em tais casos, porém, o valor de \underline{a} é normalmente pequeno.

A equação (2.10) mostra que a influência de conversão interna pode ser reduzida fazendo ϵ_{β} tender para a unidade. Isto é conseguido pelo emprego de geometria $4\pi\beta$.

CORREÇÃO ANGULAR — $f(\theta)$

Quando as radiações beta e gama possuem uma correlação angular, este efeito deve ser considerado. A taxa de coincidências n_c passa a ser função de θ , o ângulo entre as duas direções de emissão, e, assim é convenientemente interpretada para cada posição relativa entre fonte e detetores. No caso mais simples, em que a cada partícula beta corresponde um raio gama em coincidência, ter-se-á:

$$n_c = N_0 \epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma} f(\theta) \quad (2.11)$$

sendo $f(\theta)$ a função de correlação angular do emissor β - γ sob análise.

É levada em conta a resolução angular finita dos detetores, que pode modificar o valor de $f(\theta)$. Novamente, o emprego dos detetores 4π em pelo menos uma das vias de detecção, tende a minimizar os efeitos de correlação angular.

ESQUEMAS DE DECAIMENTO COMPLEXOS

No caso mais simples deste tipo de decaimento, considere-se a desintegração que emite uma partícula beta seguida de dois raios gama, como no caso do Co^{60} . Basta modificar a eficiência de contagem para gamas, que será a soma das eficiências de contagem de cada um dos gama individuais, com uma pequena correção para coincidências γ - γ . Havendo conversão interna desses gamas, os coeficientes de conversão são aplicados nas equações de n_{β} , n_{γ} e n_c .

Nos casos mais complexos, quando mais de uma partícula beta é emitida, é feita uma série de medidas de taxas de coincidências, colocando-se espessuras diferentes de absorvedores defronte ao detector beta. Obtem-se uma curva de absorção de contagens em coincidência. A extrapolação dessa curva para espessura nula de absorvedor permite determinar a taxa de desintegração, a partir do conhecimento das relações entre os ramos da emissão beta. Por outro lado, a discriminação de energia em cada detector é feita empregando-se um analisador de altura de pulsos.

A detecção $4\pi\beta$, de alta eficiência, minimiza as interferências causadas pelo decaimento complexo dos emissores β - γ .

CORREÇÕES DEPENDENTES DA TAXA DE CONTAGEM

São correções requeridas para compensar erros de contagem que ocorrem nos canais de detecção beta ou gama, individualmente, ou no circuito de coincidência.

No primeiro caso, a correção é simples. Supondo-se que o tempo morto nos canais beta e gama é constante, representado respectivamente por τ_β e τ_γ , as taxas de contagem detetadas são dadas por:

$$n_\beta = \frac{N_\beta}{1 + N_\beta \tau_\beta} \quad (2.12)$$

$$n_\gamma = \frac{N_\gamma}{1 + N_\gamma \tau_\gamma} \quad (2.13)$$

No segundo caso, dois efeitos devem ser considerados no circuito de coincidência. Há perda de coincidências devida à perda de pulsos na entrada dos canais beta e gama, provocada pelo tempo morto de cada canal, indicados por (2.12) e (2.13). Há também ganho de coincidências, devido ao tempo de resolução τ_c do circuito de coincidência ser finito. Normalmente, os pulsos de entrada beta e gama neste circuito são de formato retangular, com tempos mortos τ_β e τ_γ , respectivamente, impostos pelos discriminadores dos canais.

Considere-se duas séries de pulsos beta e gama completamente independentes, isto é, sem serem provenientes das mesmas de-

sintegrações. Suas taxas de contagem são n_β e n_γ . Então, a taxa de contagem n_a das coincidências aleatórias que ocorram, será dada por:

$$n_a = n_\beta n_\gamma (\tau_\beta + \tau_\gamma) = 2\tau_r n_\beta n_\gamma \quad (2.14)$$

sendo:

$$2\tau_r = (\tau_\beta + \tau_\gamma) \quad (2.15)$$

A equação (2.14) é adequada à correção das coincidências aleatórias em cálculos de atividade, quando se empregam detetores de baixa eficiência. Com seu auxílio, pode-se medir o tempo morto τ_r , bastando registrar n_a , n_β e n_γ para uma fonte β - γ , onde as contagens beta e gama sejam independentes, ou seja, não-correlatas. Como se vê, o cálculo de n_a depende de n_β e n_γ e, portanto, dependerá da eficiência dos detetores, sendo assim de exatidão limitada.

Analisando-se esquemas simples de decaimento em geometria 4π , desprezando-se as influências da radiação de fundo e tempo morto, resulta uma taxa nula de coincidências aleatórias, se o valor de ϵ_β ou ϵ_γ é exatamente igual à unidade. Isto exige uma modificação na expressão (2.14), devida à correlação β - γ , o que é feito a seguir.

Se se expressar n_a em função de N_0 , τ_r e das eficiências, virá, neste caso^{2}:

$$n_a = 2\tau_r N_0^2 \epsilon_\beta (1-\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma (1-\epsilon_\beta) \quad (2.16)$$

onde:

$N_0 \epsilon_\beta (1-\epsilon_\gamma)$ = taxa de contagem das partículas beta cujos raios gama correspondentes não são registrados, desprezadas as perdas por tempo morto ($\approx n_\beta - n'_c$)

$N_0 \epsilon_\gamma (1-\epsilon_\beta)$ = taxa de contagem dos raios gama cujas partículas beta correspondentes não são registradas, desprezadas as perdas por tempo morto ($\approx n_\gamma - n'_c$)

Assim, (2.16) equivale, aproximadamente, a:

$$n_a = 2\tau_r (n_\beta - n'_c) (n_\gamma - n'_c) \quad (2.17)$$

onde n'_c é a taxa de contagem de coincidências reais.

A taxa de coincidências registradas n_c inclui as coincidências reais n'_c e as coincidências aleatórias n_a .

Assim:

$$n'_c = n_c - n_a \quad (2.18)$$

Então, obtêm-se, por rearranjo de (2.17):

$$n'_c = \frac{n_c - 2\tau_r n_\beta n_\gamma}{1 - 2\tau_r (n_\beta + n_\gamma - n'_c)} \quad (2.19)$$

A equação (2.19), onde n_β , n_γ e n_c são valores registrados já corrigidos da radiação de fundo, permite obter, por reiterações, o valor de n'_c , taxa real de coincidências. O equacionamento de (2.16) ou (2.17) supõe que uma coincidência real não possa gerar coincidência aleatória.

CAMPION^(a) propõe outra equação para n'_c , a partir de:

$$n_a = \tau_r N_0^2 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma (2 - \epsilon_\beta - \epsilon_\gamma) \quad (2.20)$$

cujo resultado é:

$$n'_c = \frac{n_c - 2\tau_r n_\beta n_\gamma}{1 - \tau_r (n_\beta + n_\gamma)} \quad (2.21)$$

sendo n_c , n_β e n_γ as taxas registradas, incluindo a radiação de fundo.

A equação (2.21) admite que uma coincidência real possa gerar coincidência aleatória, e o valor n'_c dela obtido inclui a radiação de fundo de coincidências, que deverá ser subtraída.

As equações anteriores mostram o efeito do tempo morto dos canais beta e gama na taxa de contagem de coincidências. Na realidade, a taxa de coincidências é também alterada por perdas devidas ao tempo de resolução do circuito de coincidência, e isto deve ser corrigido.

No circuito de coincidência, cujo tempo de resolução é τ_c , entram pulsos aos quais foi imposto um tempo morto τ_r pelos discriminadores dos canais beta e gama. Normalmente, $\tau_r > \tau_c$.

ALLEN^[2] desenvolve uma expressão que dá o número provável de perdas de coincidência em um tempo τ_c , após um evento ter sido registrado. Este resultado, também obtido por HAYWARD^[9] permite o cálculo de N_0 baseado nos parâmetros τ_r , τ_c , n_c , n_β e n_γ , como indicado a seguir, para o caso $\tau_\beta = \tau_\gamma = \tau_r > \tau_c$:

$$N_0 = \frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} \left[\frac{1 + \tau_c (n_\beta + n_\gamma - 2n_c) + (2\tau_c/n_c)(n_\beta - n_c)(n_\gamma - n_c)}{1 - n_c \tau_r} \right] \quad (2.22)$$

Quando ambos os detetores têm suas eficiências próximas de 100%, o segundo membro do numerador de (2.22), representativo de coincidências aleatórias, tende para zero. A equação (2.22) não leva em conta os efeitos da radiação de fundo. Quando ela é significativa, os termos fora do colchete são, cada um, subtraídos dos respectivos valores desta radiação.

Os valores de τ_c e τ_r podem ser determinados pelo emprego de técnica semelhante à da determinação do tempo morto de detetores GM (técnica das duas fontes), ou com o auxílio de (2.14) e a técnica de atrasar um dos canais de um tempo maior que τ_c .

RESUMO DAS CAUSAS DE COINCIDÊNCIA ESPÚRIA EM SISTEMAS β - γ

Como foi visto, são várias as causas geradoras de coincidências espúrias. Segue-se um resumo delas e as correções possíveis, bem como a particularização para o caso deste trabalho.

- 1^a) A detecção beta pode originar radiação de frenagem, que pode ser registrada no detetor gama em coincidência com as partículas beta. Isso pode ser eliminado por discriminação ou por filtro absorvedor no detetor gama. Comumente, o vidro transparente que fazia os detetores de NaI(Tl) é suficiente para barrar a radiação de frenagem.
- 2^a) As partículas beta sofrem um retro-espalhamento (back-scattering) ao incidirem no detetor beta, onde perdem parte de sua energia e são registradas. Entretanto, o

restante de sua energia vai ser absorvido no detetor gama, onde também são registradas. Como os dois fenômenos de detecção são praticamente simultâneos, há registro de coincidência β - γ . Aqui, de novo, o vidro do cintilador de NaI(Tl) é suficiente para absorver as partículas beta, reduzindo $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$.

- 3ª) As partículas beta não são totalmente absorvidas no detetor beta e, sem haver retro-espalhamento, elas cedem o restante de sua energia ao detetor gama, frontal ao detetor beta. O vidro do detetor de NaI(Tl) é suficiente para impedir esta detecção.
- 4ª) Os raios gama são registrados por efeito Compton ou por formação de pares, no detetor gama. Os gamas Compton ou de aniquilação gerados vão incidir no detetor beta. Há registro de eventos coincidentes β - γ . A solução para tais casos é empregar um detetor beta de baixo número atômico, ou reduzir a espessura deste detetor, diminuindo $(\epsilon_{\gamma})_{\beta}$. Outra solução é usar um detetor gama de maiores dimensões, onde o efeito Compton é muito menos pronunciado.
- 5ª) As coincidências devidas ao tempo de resolução τ_c não desprezível, do circuito de coincidências, são, naturalmente, coincidências espúrias, de natureza aleatória.
- 6ª) Os esquemas de decaimento complexos também originam coincidências espúrias, pois as contagens devidas a um ramo podem ser detetadas em coincidência com as de outro.

As coincidências aleatórias, que provocam sérias imprecisões, podem ser reduzidas pelo emprego de detetores beta e gama rápidos, para reduzir seu tempo morto. Com a técnica proposta neste trabalho, consegue-se obter tempos de resposta da ordem de dezenas de nano-segundos em ambos os canais, ou seja, cerca de 10 vezes menores que os das técnicas convencionais, permitindo maiores taxas de contagem e redução da correção de tempo morto dos canais e, conseqüentemente, do tempo de resolução do circuito de coincidências.

ROTEIRO PARA UTILIZAÇÃO DAS FÓRMULAS DO CAPÍTULO 2

Os valores de τ_β e τ_γ podem ser obtidos com o auxílio de (2.12) e (2.13) ou sua soma τ_r , que é o parâmetro de interesse, pela aplicação de (2.15). As fórmulas (2.16) e (2.17) são equivalentes e apenas auxiliam na obtenção de (2.19), que é a equação de real interesse.

A solução de (2.19) é tediosa, por exigir várias reiterações e pode-se usar, como alternativa, a fórmula (2.21), de CAMPION. O valor de n_c' assim obtido (coincidências reais) deverá ser utilizado na equação (2.6), no lugar de n_c . Se o tempo de resolução τ_c do circuito de coincidências não é desprezível, deve-se usar (2.22), obtendo-se N_0 diretamente, sendo porém válida somente se $\epsilon_\beta = 1$ ou $(\epsilon_\beta)_\gamma = 0$, ou seja, se (2.6) equivaler a (2.1).

2.2. TÉCNICA DE COINCIDÊNCIA $4\pi\beta\text{-}\gamma$

2.2.1. MONTAGENS USUAIS

Reunindo-se as características de uma detecção beta em geometria 4π , com as do método de coincidência $\beta\text{-}\gamma$, foi desenvolvida a técnica de coincidência $4\pi\beta\text{-}\gamma$ que é, atualmente, a mais utilizada nos principais laboratórios fornecedores de padrões radioativos de alta precisão. Ela emprega um detetor 4π para registrar as partículas beta (comumente um detetor proporcional), sendo o detetor gama um cintilador justaposto à parede do detetor $4\pi\beta$.

Conforme já mencionado, a grande vantagem da técnica é tornar ϵ_β muito próxima da unidade, além das correções associadas serem minimizadas. A exatidão do método $\beta\text{-}\gamma$ é assim muito melhorada, atingindo 0,1%. É a técnica mais indicada quando se trabalha com nuclídeos cujos esquemas de decaimento são complexos. Neste caso, as eficiências beta de cada ramo podem ser determinadas da relação n_c/n_γ , obtida colocando-se o canal gama no pico de absorção total do raio gama associado ao ramo beta em questão. O erro cumulativo resultante destas determinações não é proibitivo, se a fonte é bem preparada, e se as eficiências beta são altas^{2}.

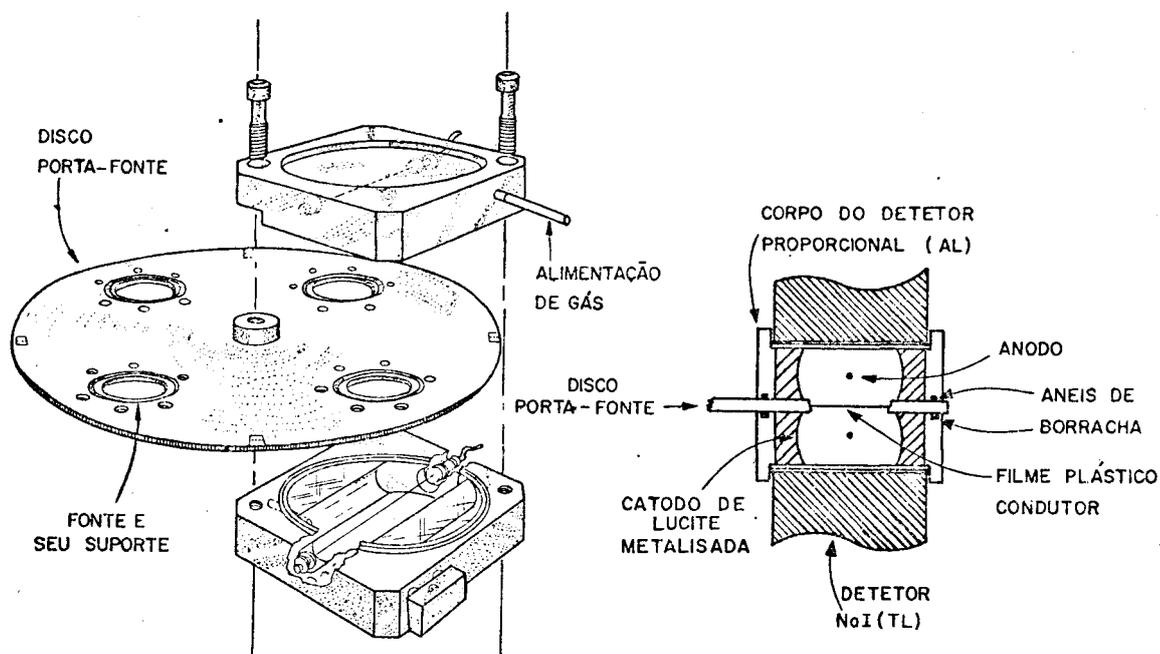


FIG. 2.1- Montagem $4\pi\beta\text{-}\gamma$ de CAMPION

Nos sistemas atuais, especialmente projetados para detecção $4\pi\beta\text{-}\gamma$, o detetor 4π é do tipo caixa de pílulas (pill-box) e difere do modelo esquematizado na figura 1.1, quanto à geometria. É composto de dois detetores achatados, cada um envolvendo a fonte com geometria 2π , tal que ambos fazem com ela um sanduíche. Neste sistema, dois detetores gama envolvem o detetor $4\pi\beta$, cada um acoplado em uma das suas faces laterais, fazendo um sanduíche com ele. As duas metades do detetor $4\pi\beta$, por sua vez, fazem um sanduíche com a fonte. CAMPION^{8} utilizou esta montagem, indicada na figura 2.1, empregando um detetor proporcional $4\pi\beta$, de fluxo de gás, e dois cintiladores de NaI(Tl) como detetores gama.

Observe-se que a montagem de CAMPION, com dois detetores gama próximos da fonte, aumenta muito a eficiência de detecção gama. No entanto, devem ser observadas aqui as condições de validade do critério de igual sensibilidade a todas as partes da fonte, discutido no Apêndice I, pois as suas dimensões devem ser muito pequenas quando o detetor gama está bem próximo dela.

A taxa de contagem não pode ser grande, pois os detetores 4π convencionais são dimensionados para uma taxa de detecção típica de 1000 cps. A radiação de fundo deve ser baixa e constante. Consegue-se isso com blindagens de chumbo ou aço, convenientemente dimensionadas, envolvendo todo o equipamento de detecção.

A montagem $4\pi\beta-\gamma$ de CAMPION possui recurso para troca de fonte, sem necessidade de abrir totalmente o detetor de fluxo de gás, operação executada com auxílio do disco porta-fonte indicado na figura 2.1.

A técnica $4\pi\beta-\gamma$ já foi também realizada com emprego de detetores 4π cilíndricos, GM ou proporcionais, circundados por cintiladores líquidos fazendo a detecção gama. Nestes casos, a blindagem contra radiações de fundo é o ponto crítico, pois a eficiência gama é muito baixa. No entanto, até a presente data, a melhor concepção de um sistema $4\pi\beta-\gamma$ continua sendo a de CAMPION, com a montagem mostrada na figura 2.1.

2.2.2. EXTENSÃO DA TÉCNICA A EMISSORES BETA PUROS

Mencionou-se, em item anterior, a possibilidade de se aplicar a técnica $4\pi\beta-\gamma$ à determinação absoluta da atividade de fontes de emissores beta puros. Este recurso é útil quando se trata de emissores beta fracos, para os quais a técnica $4\pi\beta$ fica limitado pelo mal conhecimento da eficiência ϵ_β . Em tais casos, uma técnica empregada consiste em incorporar à fonte do emissor beta puro uma certa quantidade de outro emissor $\beta-\gamma$, de meia-vida longa, cujo beta tenha energia bem próxima à daquele. Determina-se a taxa de contagem beta resultante, e calcula-se ϵ_β do emissor $\beta-\gamma$ pela relação n_c/n_γ , obtida por método de coincidência $\beta-\gamma$ aplicado à fonte composta. Uma eficiência correspondente pode ser aplicada à parcela da taxa de contagem total, dando a atividade do emissor beta puro. A técnica supõe que os dois componentes ativos tenham igual auto-absorção na fonte resultante da mistura.

Segundo CAMPION, TAYLOR & MERRITT^{10}, esta técnica é precisa se for estendida a uma série de fontes compostas, contadas em um mesmo detetor $4\pi\beta-\gamma$. Há possibilidade de se adotar dois recursos, pelo emprego de traçadores $\beta-\gamma$ de meia-vida curta ou longa em relação ao emissor beta puro.

O primeiro recurso consiste em contar uma série de fontes compostas do emissor beta puro e do traçador β - γ de meia-vida curta, cuja adição não necessita ser quantitativa. Varia-se ϵ_{β} pela adição de diferentes quantidades de um substrato inativo, antes da evaporação das fontes. A eficiência ϵ_{β} do emissor β - γ é determinada pela relação n_c/n_{γ} . Traça-se um gráfico da atividade aparente do emissor beta puro versus ϵ_{β} , do emissor β - γ . Segundo estes autores, a extrapolação da curva deste gráfico para $\epsilon_{\beta}=1$ (100%) dá a taxa de desintegração verdadeira do emissor beta puro. Se a meia-vida do traçador é curta em comparação com a do emissor beta puro, a contribuição beta do traçador é determinada deixando-se a fonte composta decair por um período longo comparado a esta meia-vida. Vencido este prazo, é feita a contagem beta da fonte e tem-se a taxa de contagem do emissor β - γ , por diferença.

O segundo recurso para determinação da atividade do emissor beta puro emprega um traçador β - γ de meia-vida longa, cuja adição é quantitativa, diferindo do primeiro meio neste particular. A contribuição do traçador β - γ para a taxa de contagem beta de cada fonte é determinada a partir de ϵ_{β} e da quantidade adicionada. Esta contribuição é subtraída para dar a taxa de contagem devida à atividade do emissor beta puro. Traçando-se um gráfico da taxa de contagem beta de cada fonte versus a eficiência do traçador, e extrapolando a curva resultante para eficiência de 100%, obtêm-se a soma das taxas de desintegração devidas às duas atividades. Subtraindo a taxa devida ao traçador obtêm-se a atividade do emissor beta puro.

Quando se trata de esquemas de decaimento complexos, estes recursos podem ser aplicados, se o esquema é tal que um grupo beta, de baixas energias, pode ser usado para determinação das eficiências. Para isto, um ou mais de seus raios gama coincidentes deve poder ser isolado por um analisador de altura de pulsos, determinando-se n_c/n_{γ} . Neste caso, o grupo beta funciona como um traçador para o nuclídeo. Altera-se a eficiência pela adição de substrato inativo, como mencionado anteriormente.

2.2.3. COMPARAÇÃO ENTRE DETETORES ADEQUADOS À TÉCNICA $4\pi\beta$ - γ

O sistema proposto neste trabalho (item 3.2) se baseia na montagem de CAMPION, no que ela apresenta de prática e con-

veniente a uma detecção $4\pi\beta$. No entanto, as limitações apresentadas pelos detetores de fluxo de gás impuseram certas modificações na idéia original de CAMPION, mudando o tipo de detetor beta. A seguir é feita uma descrição sumária dos detetores viáveis para detecção beta, quando se usa a referida montagem, anotando-se vantagens e desvantagens de cada tipo. Teoricamente, aplicam-se ao caso os detetores GM, proporcionais, cintiladores e semicondutores.

DETETOR GEIGER-MUELLER (GM)

Apesar de ser viável, seu uso não é recomendado, pois apresenta duas limitações sérias representadas pelo tempo de resolução longo e variável e a não discriminação de energias. O tempo morto de um detetor GM é longo, podendo variar, em um mesmo tubo, de 100 a 200 μ s. Consequentemente, o tempo de resolução do equipamento de contagem será longo e variável. Mesmo que se consiga fixar o valor do tempo de resolução com recursos eletrônicos, utilizando-se um circuito de tempo morto imposto, resta o problema do elevado valor do mesmo, inerente ao funcionamento do detetor GM.

Por outro lado, o fato do detetor GM detetar qualquer evento ionizante que penetre seu interior, impede a seleção das radiações ou a discriminação das energias, impossibilitando separação dos ramos beta pelas suas diferentes energias e discriminação de eventos indesejáveis.

O detetor GM apresenta ainda a limitação das janelas, cujas espessuras determinam as energias beta mínimas detetáveis. Este problema é comum aos detetores proporcionais, discutido a seguir.

DETETOR PROPORCIONAL

Sua construção é, basicamente, a mesma dos detetores GM. Entretanto, pelo fato de trabalharem abaixo do limiar Geiger, apresentam tempo morto bem inferior aos detetores GM. Assim, os sistemas de detecção que empregam detetores proporcionais se caracterizam por terem um tempo de resolução bastante estável, na faixa de 0,5 μ s.

Comparando-se um detetor proporcional, de tempo morto $\tau = 0,5 \mu$ s, com um GM de $\tau = 200 \mu$ s, vê-se que as taxas de conta

gem que eles suportam, para o mesmo erro previsto, diferem de um fator de 400, isto é, onde um GM suportaria 50 cps, o detetor proporcional suporta 20.000 cps.

Os detetores proporcionais possuem boa resolução em energia (cerca de 1%), o que permite discriminação das energias beta de interesse, ou eliminação das influências espúrias indesejáveis, como radiações de fundo, raios cósmicos, raios gama, etc. A redução da influência gama equivale à redução de $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$.

Os detetores proporcionais empregados em medidas absolutas são do tipo de fluxo de gás, permitindo o emprego de janelas muito mais delgadas do que os detetores selados. Isto porque os detetores de fluxo de gás trabalham a pressões próximas da atmosférica. Assim, sua janela suporta uma pressão diferencial mínima, podendo ser delgada, com densidade superficial de alguns $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. No detetor $4\pi\beta$ de CAMPION^{8}, por exemplo, foi utilizada como janela um filme plástico de VVNS, de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. As janelas são grafitizadas com aquadag ou metalizadas com alumínio, tornando-se condutoras. Com isto se evita o acúmulo de cargas eletrostáticas, que distorcem o campo elétrico em torno do anodo, resultando em variações do fator de multiplicação M.

Os gases mais adotados são o metano, empregado por CAMPION, ou misturas de gases poliatômicos com gases nobres, visando tornar o fator de multiplicação M menos dependente da voltagem aplicada. São usuais as misturas de 90% de argônio com 10% de metano ou 96% de hélio com 4% de isobutano. A escolha de gás de baixo número atômico reduz $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$.

A limitação principal dos detetores proporcionais de fluxo de gás reside no seu enchimento, relativamente demorado, porque exige tempo de estabilização das características de detecção. Além disso, a abertura e fechamento do detetor para troca de fontes, provoca alterações nestas características, desloca o patamar e gera instabilidade no ganho. A montagem de CAMPION com seu trocador de fontes, reduz tais instabilidades, devidas em geral à admissão de oxigênio e vapor d'água (gases eletronegativos), que afetam o fator de multiplicação devido à captura de elétrons, mas, ainda assim, estes efeitos são consideráveis (cf. item 5.11).

DETETOR DE CINTILAÇÃO

O detetor beta pode ser constituído de um cintilador, que apresenta as vantagens de alta eficiência e boa resolução, próprias do detetor proporcional, aliadas à simplicidade de operação. Não requer o gás de enchimento nem o tempo de estabilização dos detetores de fluxo de gás, e nem mesmo o uso de janelas.

Discutiu-se anteriormente (item 2.2) as vantagens do emprego de uma montagem $4\pi\beta-\gamma$ do tipo empregado por CAMPION. Sua limitação está no detetor beta. A condição ideal seria substituir, nela, o detetor proporcional por outro de cintilação ou semicondutor.

Um detetor de cintilação para partículas beta deve se caracterizar por ter boa amplitude de impulsos luminosos, visando boa relação sinal-ruído, e ser constituído de material de baixo número atômico, tal que $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ seja mínima. Fisicamente, deve ser robusto, não exigindo cuidados especiais no manuseio. Deve operar, sempre que possível, à temperatura ambiente, dispensando resfriamento. Finalmente, deve poder ser confeccionado com forma adequada ao sistema de detecção e com espessura pequena, para permitir o posicionamento adequado dos detetores gama.

Os cintiladores orgânicos apresentam baixas densidades e números atômicos, por serem constituídos de átomos leves (C e H). Sua densidade média é de $1,2 \text{ g/cm}^3$, sendo, portanto, pouco sensíveis a raios gama. Estes cintiladores podem ser empregados sob a forma de monocristais orgânicos, ou sob a forma de plásticos dopados, obtidos pela dissolução de pequenas porções de dopantes em polistireno ou poliviniltolueno^[11]. Entre os primeiros, são mais usados o antraceno e o estilbeno. O antraceno pode ser obtido sob formas e tamanhos variados, podendo ser trabalhado com ferramentas de fino corte. Não pode ser serrado, torneado ou furado, quando sofre clivagem à semelhança da mica. Resiste bem a choques mecânicos e térmicos. Sua constante de tempo de decaimento para partículas beta é de 30 ns. Sua eficiência de conversão é de 5%, a mais alta entre os cintiladores orgânicos conhecidos.

O estilbeno é mais rápido, com constante de tempo de decaimento entre 4 e 8 ns. É disponível em tamanhos e formas variadas, porém exige muito mais cuidado ao ser trabalhado, por ser mui-

to sensível a choques mecânicos e térmicos. Sua eficiência luminosa é 50% menor que a do antraceno.

Os cintiladores plásticos apresentam várias vantagens em relação ao antraceno e estilbeno. São mais robustos, podem ser torneados, serrados, lixados, etc., facilitando obter formas e dimensões adequadas. São rápidos, havendo materiais comercialmente disponíveis cuja constante de tempo de decaimento atinge 2,4 ns, como o NE-102 da Nuclear Enterprises^{12}. Sua eficiência luminosa é de 65% da do antraceno.

Recentemente, dispõe-se do cintilador inorgânico de $\text{CaF}_2(\text{Eu})$, de aspecto vítreo, com ótimas propriedades mecânicas, e com eficiência luminosa de 110% da do antraceno^{12}. Este material não apresenta a flexibilidade dos plásticos para usinagem local. São detetores lentos, com constante de tempo de decaimento de μs . Apresentam ainda a limitação de maior densidade e número atômico, o que aumentará $(\epsilon_\beta)_\gamma$. Este último empecilho pode, no entanto, ser atenuado reduzindo-se a espessura do detetor, até limites que não comprometam a relação sinal/ruído na detecção beta.

2.2.4. DETETOR SEMICONDUTOR

Ainda como alternativa para detecção beta, mencionam-se os detetores de estado sólido (semicondutor), obtidos como Ge ou Si. Conforme a técnica de construção, podem ser do tipo junção difusa ou de barreira de superfície. Estes últimos podem ser operados à temperatura ambiente, ao passo que os outros requerem N_2 líquido. Suas desvantagens são alto custo, fragilidade mecânica e elétrica, além de exigirem eletrônica associada de alta qualidade. Para a técnica de coincidência é necessário um detetor especial achatado (planar), do tipo "Transmission Mount", para permitir a passagem da radiação gama com poucas perdas por absorção.

O alto ruído ($\approx 20 \text{ keV}$) limita a resolução e a energia mínima detetável com este tipo de detetor.

3. A TÉCNICA DE COINCIDÊNCIA $4\pi\beta\text{-}\gamma$ ADOTADA

Neste Capítulo, descreve-se a montagem $4\pi\beta\text{-}\gamma$ adotada e seu princípio de funcionamento. Faz-se uma análise, complementada pelo Apêndice II, da discriminação por forma de pulso no anodo da fotomultiplicadora rápida. Discutem-se várias técnicas de separação $\beta\text{-}\gamma$ de pulsos, incluindo a técnica do diodo ceifador empregada na montagem definitiva deste trabalho.

3.1. SISTEMAS DISPONÍVEIS NO IPR

O Instituto de Pesquisas Radioativas dispõe, presentemente, de tres sistemas viáveis para determinação das atividades de fontes radioativas. Um deles utiliza uma câmara de ionização aferida, fabricação Merlin-Gerin, adequada a emissores gama. Seus resultados dependem criticamente da energia gama envolvida. Este método, mencionado no item 1.2.2, é adequado à manutenção de fontes-padrão, cujas atividades devem ser aferidas periodicamente para controle de danos causados por manuseio.

O segundo sistema disponível localmente se baseia no método de coincidência $\beta\text{-}\gamma$, empregando uma montagem com ângulo sólido definido, inferior a 2π radianos. Envolve uma série de correções, já analisadas no item 2.1. O sistema apresentou erros sistemáticos, o que limitou sua exatidão a alguns por cento.

O terceiro, empregando um cintilador de NaI(Tl) aferido para detecção no pico de absorção total é, como os dois anteriores, um método comparativo, adequado à obtenção de padrões secundários. Sua precisão é boa, mas a exatidão está na faixa dos 10%.

O Instituto não possui, portanto, um sistema preciso e adequado à determinação absoluta da atividade de fontes radioativas, sendo o presente trabalho a primeira contribuição local para seu desenvolvimento. A técnica adotada apresenta substanciais vantagens sobre as convencionais, o que provavelmente a endossará para utilização nesta e em outras instituições.

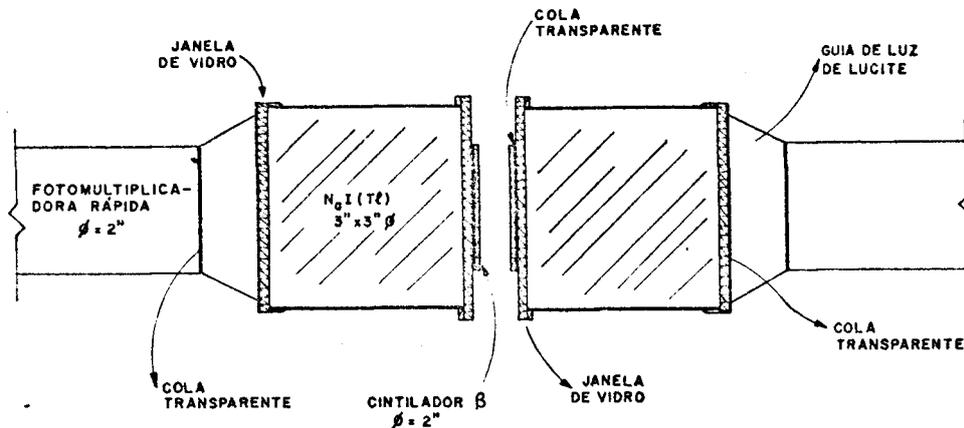


FIG. 3.1- Esquema da montagem $4\pi\beta\text{-}\gamma$ adotada

3.2. DESCRIÇÃO DA MONTAGEM ADOTADA

Foi idealizada uma montagem $4\pi\beta\text{-}\gamma$, onde os dois cintiladores de NaI(Tl) dispõem de janelas de vidro em ambas as faces. Em uma destas janelas, acopla-se a válvula fotomultiplicadora correspondente, intercalando-se um guia de luz (light-pipe). Na outra, acopla-se um cintilador beta delgado, colado à janela de vidro. Empregando cintiladores cilíndricos de NaI(Tl), de $3'' \times 3'' \phi$, associados a cintiladores beta de 2'' ou 3'' de diâmetro, com espessura de poucos milímetros, é obtida geometria $4\pi\beta$ e geometria gama bem próxima de 4π . As fontes radioativas devem ser delgadas, com diâmetro aproximado de 1''. Um esquema desta montagem é mostrado na figura 3.1.

Uma radiação beta ou gama que atinja o detetor beta gerará um pulso luminoso. O cintilador gama de NaI(Tl) é suficientemente transparente a esta frequência luminosa para permitir que o pulso beta atinja o fotocátodo, gerando no anodo um sinal elétrico correspondente.

Por sua vez, uma radiação gama não terá dificuldade em atravessar o cintilador beta, sendo detetada no cintilador de NaI(Tl), sem perda apreciável de intensidade no primeiro. Minimiza-se esta perda pela redução da espessura do detetor beta, respeitando os limites impostos pela detecção beta.

O pulso luminoso do NaI(Tl) será igualmente registrado no fotocátodo, havendo formação de um sinal elétrico no anodo. Este pulso é mais lento que o do cintilador beta, permitindo uma separação dos eventos beta e gama pela forma dos pulsos obtidos no anodo. Os anodos das duas fotomultiplicadoras são ligados em paralelo, de tal modo que a contagem de pulsos resultantes corresponda a uma detecção $4\pi\beta$.

Uma blindagem escamoteável de luz permite fácil troca de fontes, bastando para isso suprimir, por poucos instantes, a alimentação de alta tensão das fotomultiplicadoras. Uma alternativa que dispensa interrupção da alta tensão consiste em blindar contra luz a região de detecção, cobrindo o detetor beta e sua vizinhança com fina folha de alumínio ($\approx 1 \text{ mg/cm}^2$), fazendo vedação da luz exterior, que danificaria a fotomultiplicadora. Esta alternativa exige o cálculo da absorção na janela. Oferece a vantagem de impedir contato direto da fonte com o cintilador beta, eliminando a possibilidade de contaminá-lo. A decisão é imposta pelas energias dos isótopos envolvidos e pela técnica experimental. Uma terceira possibilidade é o uso de um porta-fonte, do tipo gaveta, que permita inserir e retirar as fontes sem expor os cintiladores à luz externa, semelhante ao empregado por CAMPION^{8} (cf. figura 2.1).

3.3. ESCOLHA DOS DETETORES

No item 2.2.3 foram mencionadas as vantagens do antraceno e dos plásticos como cintiladores rápidos adequados à detecção beta. No nosso caso adotamos o cintilador plástico fabricado pela Nuclear Enterprises, tipo NE-102, que é uma solução de produtos químicos cintiladores, não mencionados pelo fabricante, tendo por solvente o poliviniltolueno^{12}. Dispunha-se de tarugos com diâmetro de 2", que foram serrados, torneados, lixados e polidos até se obter uma espessura final aproximada de 2mm, mantendo o diâmetro inicial. Não se utilizou tarugo com diâmetro de 3", mais adequado, por não se dispor deste material na ocasião. Igualmente, não foi possível experimentar o antraceno, nesta montagem, por falta deste material. A espessura de 2 mm foi determinada de acordo com os critérios desenvolvidos no Capítulo 4.

O catálogo da Nuclear Enterprises fornece as característi-

cas do NE-102. Este cintilador, recomendado para detecção beta, apresenta um compromisso otimizado de propriedades, tais como eficiência de conversão, transmissão luminosa e constante de tempo de decaimento. Sua eficiência de conversão é 65% da do antraceno; possui constante de tempo de decaimento de 2,4 ns; apresenta uma relação de número de átomos de H para átomos de C igual a 1,105, e uma densidade de 1,032 g/cm³, com emissão máxima em 423 nm. Dado seu baixo número atômico efetivo, o NE-102 oferece baixa eficiência gama, $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$, requerida em um detetor $4\pi\beta$. É muito rápido quando comparado ao NaI(Tl), detetor gama escolhido, cuja constante de tempo de decaimento é da ordem de 230 ns, portanto cerca de 95 vezes mais rápido. Isto é significativo, pois permitirá adotar uma técnica de separação de pulsos beta e gama simples, baseada na diferença dos tempos de decaimento dos pulsos elétricos dos anodos, como será descrito adiante.

A escolha do NaI(Tl) como detetor gama se deve a ser largamente empregado na maioria dos casos, dada sua excelente eficiência de detecção e boa eficiência luminosa. Foi adotada a dimensão de 3"x3"φ visando um compromisso entre o custo do detetor, função direta de seu volume, e a boa eficiência oferecida pelos detetores de 3"x3"φ na detecção de energias gama até 2 MeV, valor limite para os isótopos usualmente empregados.

Este trabalho utiliza fontes pequenas, com distância fonte-detetor gama da ordem de 3 mm. Para estes casos, a literatura^{13} mostra que a eficiência intrínseca de detecção varia pouco, de 30 a 40%, para energias na faixa de 0,5 a 2 MeV, independente do emprego de detetores de 3"x3"φ, 4"x4"φ ou 5"x5"φ.

A pequena redução de eficiência compensa largamente a grande redução no custo. Por outro lado, as imprecisões causadas pelas correções da fórmula geral do método β - γ decrescem pouco para os detetores maiores, não justificando seu emprego nesta aplicação.

3.4. ESCOLHA DA MONTAGEM

A montagem descrita no item 3.2 foi adotada por permitir utilização de cintilador na detecção beta, partindo da concepção de CAMPION^{8} para um sistema de coincidência $4\pi\beta$ - γ . A utilização de

uma única fotomultiplicadora na detecção $2\pi\beta-\gamma$ apresenta a vantagem de maior estabilidade no ponto de operação de cada uma das duas vias, pois qualquer variação no ganho da fotomultiplicadora afetará igualmente os pulsos beta e gama daquela via. Além disso, é feita a detecção das radiações beta e gama com uma mesma fotomultiplicadora, de modo que quatro cintiladores, dois beta e dois gama, são vistos por apenas duas fotomultiplicadoras. A operação do sistema também se beneficia desta montagem, requerendo determinação do ponto de operação de apenas dois equipamentos, em vez de quatro, como é o caso das duas fotomultiplicadoras e dois detetores proporcionais de CAMPION. Assim, a operação do sistema de detecção é simplificada.

Como a espessura do detetor beta é muito menor que a obtida com detetores proporcionais, a geometria 4π é melhor aproximada do que com emprego desses últimos, e o fato de poder dispensar janelas permite a detecção de betas de baixa energia.

3.5. DISCRIMINAÇÃO POR FORMA DE PULSOS NO ANODO

A concepção da montagem implica em uma triagem das informações sobre os eventos beta e gama mediante uma separação de pulsos por sua forma, ou discriminação por forma de pulso. Conforme mencionado, há uma grande diferença no aspecto dos pulsos luminosos obtidos dos cintiladores de NaI(Tl) e NE-102, o que facilita sua separação. A forma dos pulsos de tensão obtidos no anodo das fotomultiplicadoras depende da constante de tempo de decaimento do cintilador e da constante de tempo do circuito RC associado ao anodo. O equacionamento matemático dessa dependência está desenvolvido no Apêndice II, e o resultado é fornecido por (A.II.17):

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f - \tau} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.II.17})$$

sendo:

$v_o(t)$ = tensão gerada na resistência do anodo, R_a

Q = carga elétrica gerada pela fotomultiplicadora, armazenada na capacitância parasita do anodo, representada por C_a

$$\tau = R_a C_a = \text{constante de tempo do circuito RC do anodo}$$

$$\tau_f = \text{constante de tempo de decaimento do cintilador}$$

O cálculo de Q é dado pela equa o (A.II.16), do Apêndice II.

A análise do comportamento de (A.II.17) deve ser feita para tres situa es: $\tau \gg \tau_f$, $\tau \approx \tau_f$ e $\tau \ll \tau_f$. Escolheu-se uma fotomultiplicadora rápida, RCA-8575, alimentada por um estágio divisor de tensão (photomultiplier base) ORTEC-265, cuja resistência do anodo   $R_a = 50 \Omega$. Esta montagem permite obter tempos de subida de pulso (medido entre 10 e 90% do tempo total de subida), $t_S \approx 2 \text{ ns}$. Em um circuito RC, este valor do tempo de subida é dado por $t_S = 2,2 RC$. Assim, no caso da RCA-8575, $RC \equiv \tau = 0,9 \text{ ns}$.

Quando o cabo de 50Ω ligado ao anodo é casado na extremidade com uma resistência de 50Ω , para evitar reflexões, a resistência equivalente R'_a (cf. item A.II.3) do anodo será $R'_a = R_a/2 = 25 \Omega$, resultando novo valor para a capacitância parasita do anodo, igual a $C'_a = \tau/R'_a = (0,9 \times 10^{-9})/25 = 36 \text{ pF}$.

Comparando-se $\tau_f(\text{NaI}) = 230 \text{ ns}$ com $\tau = 0,9 \text{ ns}$, constata-se o caso $\tau \ll \tau_f$. Assim, na região do tempo de subida, tem-se $t \ll \tau_f$, e a equa o (A.II.17) fica, aproximadamente:

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.II.19})$$

Em (A.II.19), o tempo de subida (de 10% a 90%) será $t_{SY} = 2,2 \tau = 2,2 \times 0,9 \approx 2 \text{ ns}$.

Na região do tempo de descida, tem-se $t \gg \tau$, e (A.II.17) resulta, aproximadamente:

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f} e^{-t/\tau_f} \quad (\text{A.II.20})$$

O tempo de descida (de 90 a 10%) será, portanto, $\tau_{DY} = 2,2\tau_f = 2,2 \times 230 \approx 500 \text{ ns}$.

No caso do NE-102, tem-se $\tau_f(\text{NE-102}) \approx 2,4 \text{ ns}$ e $\tau = 0,9 \text{ ns}$. O valor de τ será acrescido, num circuito real, pelas constantes de

tempo dos cabos. Para valores estimativos, pode-se tomar $\tau \approx \tau_f = 2,4$ ns, o que permitirá utilizar a expressão simplificada (A.II.21):

$$v_0(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f^2} t e^{-t/\tau_f} \quad (\text{A.II.21})$$

Como (A.II.21) não é uma exponencial simples, não se pode fazer as aproximações $t_{SB} = 2,2 \tau_f$ e $t_{DB} = 2,2 \tau_f$. O cálculo exato dá $t_{SB} = 0,9$ ns e $t_{DB} = 6$ ns. Como se vê, para o NaI(Tl), o tempo de subida é curto e determinado essencialmente pelo circuito, ao passo que o tempo de descida o será pela constante de tempo de decaimento do cintilador. No caso do NE-102, os tempos de subida e descida são curtos, e ambos determinados por τ_f .

Estes resultados foram confirmados experimentalmente, e são importantes, pois contrariam pensamento bem generalizado de que o tempo de subida é dado exclusivamente por τ_f , e de que é lento no caso do NaI(Tl).

Os pulsos de um e outro cintilador apresentam os mesmos tempos de subida, mas seus tempos de descida diferirão de um fator de aproximadamente 50 vezes, o que permite prever que sua separação é exequível. A figura 3.2, dá o aspecto das curvas de $v_0(t)$, para o NaI(Tl) e NE-102, mostrando a região do tempo de subida e descida. O Apêndice II discute o assunto deste item com mais profundidade, e mostra estas curvas calculadas.

Ainda no Apêndice II, deduz-se a equação da corrente máxima do anodo, em função dos parâmetros da fotomultiplicadora e do cintilador empregados:

$$i_m = - 1,6 \cdot 10^{-19} (E \epsilon_Q M / \omega \tau_f) \text{ Ampère} \quad (\text{A.II.8})$$

A equação (A.II.8) mostra que i_m dependerá da energia da partícula detetada, das características da fotomultiplicadora e do tipo de cintilador empregado. Utilizando-se a montagem sugerida no item 3.2, que está detalhada no item 5.1, observou-se em um osciloscópio rápido ($t_S = 2$ ns) o aspecto dos pulsos obtidos no anodo, correspondentes a fonte de Co^{60} e Cs^{137} . No caso do Co^{60} ($E_B = 0,31$ MeV; $E_{Y_1} = 1,17$ MeV; $E_{Y_2} = 1,33$ MeV), a relação de amplitudes β/γ é igual a 3 vezes. No caso do Cs^{137} ($E_B = 0,51$ MeV; $E_Y = 0,66$ MeV), es

ta relação \bar{e} de 5 vezes. A figura 3.2 mostra, em escalas arbitrárias, as formas de pulso obtidas no caso do Cs¹³⁷.

Na montagem utilizada, os pulsos obtidos no anodo são negativos, devido à fotomultiplicadora RCA-8575 trabalhar com potencial negativo. Na figura 3.2 estes pulsos estão representados com polaridade invertida. No Apêndice II estas curvas estão calculadas com precisão, a partir da equação (A.II.17).

A figura 3.3 mostra um esquema da formação dos pulsos no sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$, destacando a contribuição das duas fotomultiplicadoras, e sua ligação em paralelo para alimentar o circuito separador beta-gama. A resistência R_a do anodo da RCA-8575, é igual a 50Ω .

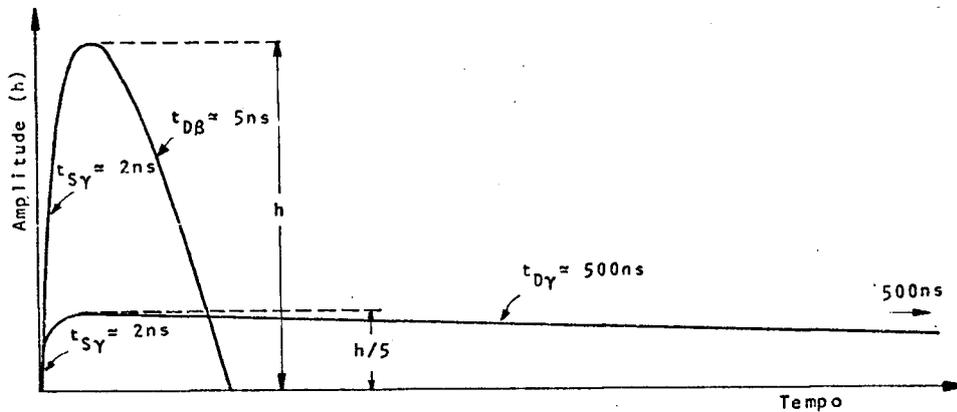


FIG. 3.2- Aspecto dos pulsos formados no anodo da F.M. RCA-8575, devidos aos cintiladores beta e gama

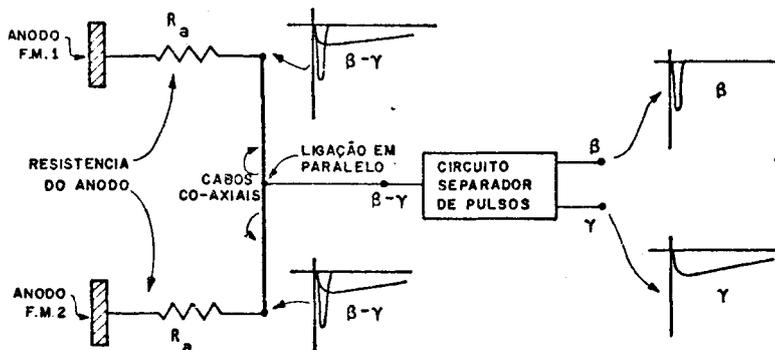


FIG. 3.3- Esquema da formação e separação dos pulsos formados no anodo das F.M. do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$

3.6. TÉCNICAS DE DISCRIMINAÇÃO BETA-GAMA

Neste item será feita uma análise das várias técnicas disponíveis para separar dois pulsos de mesmo tempo de subida ($t_s \approx 2$ ns), e tempos de descida de 5 ns e 500 ns, respectivamente beta e gama. Estes pulsos são formados no anodo de uma fotomultiplicadora rápida RCA-8575, associada a um estágio divisor de tensão ORTEC-265. Estas técnicas foram estudadas tanto teórica quanto empiricamente, com os resultados indicados. Os dois cintiladores utilizados possuem, como já mencionado, constantes de tempo de decaimento iguais a 2,4 ns e 230 ns, respectivamente do NE-102 e NaI(Tl).

Foi utilizado o Cs^{137} neste estudo comparativo, para o qual a relação de amplitudes β/γ é cerca de 5. O espectro beta é contínuo, originando pulsos que variam em amplitude desde zero (na realidade esses valores mínimos se confundem com o ruído eletrônico) no valor máximo correspondente à energia máxima do isótopo. O espectro gama é descontínuo, originando faixas de variação na amplitude dos pulsos, havendo tantas faixas quantos forem os modos de desintegração gama. A detecção gama permite, assim, fazer a discriminação das energias adequadas pela discriminação dos picos de absorção total de interesse, eliminando os pulsos devidos à detecção por efeito Compton e radiações espúrias.

3.6.1. TÉCNICA DA INTEGRAÇÃO-DIFERENCIAÇÃO

É a mais simples, envolvendo elementos passivos tais como resistor e capacitor, resultando um circuito separador de boa estabilidade. A figura 3.4 mostra o circuito equivalente das anodos das duas fotomultiplicadoras, ligados em paralelo por dois cabos co-axiais. O esquema de referência é o da figura 3.3, onde o circuito separador beta-gama é um integrador-diferenciador.

R_a representa a resistência do anodo, igual a 50Ω na unidade ORTEC-265. C_a representa a capacitância parasita do anodo e de sua fiação. Z_o indica a impedância característica do cabo coaxial que transmite os pulsos formados no anodo até o circuito separador.

A fotomultiplicadora é representada pela fonte de corrente $i(t) = Ke^{-t/\tau_f}$ (Apêndice II), sendo que a RCA-8575 dá pul-

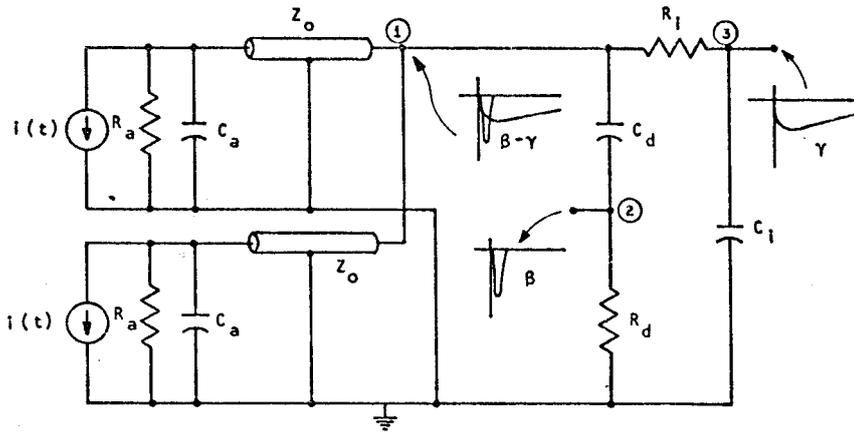


FIG. 3.4- Circuito equivalente dos anodos das F.M. no sistema $4\pi\beta-\gamma$

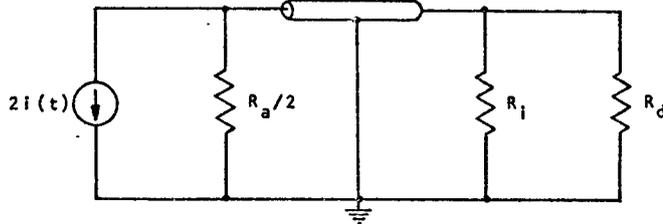


FIG. 3.5- Circuito equivalente do sistema $4\pi\beta-\gamma$, devido à parte ascendente dos pulsos beta e gama no anodo

nos negativos no anodo. No ponto 1 está indicado o caso em que há formação simultânea de pulsos beta e gama: Os pulsos gama são muito atenuados pelo diferenciador composto por C_d e R_d , de forma tal que R_d , no ponto 2, acusa apenas pulsos rápidos beta. O ponto 3, indica que o integrador composto por R_i e C_i atenua os pulsos rápidos beta, deixando passar apenas os pulsos gama. O diferenciador pode ser projetado de forma a não alterar substancialmente a forma dos pulsos beta. O integrador torna mais suave a subida dos pulsos gama, pela filtragem das frequências altas que caracterizam os pequenos tempos de subida.

Esta técnica de separação apresenta uma limitação no diferenciador. Conforme visto anteriormente, os tempos de subida

dos pulsos beta e gama, são ambos da ordem de 1 nano-segundo, ou seja, bastante rápidos. Assim, o diferenciador atuará sobre o pulso lento gama de maneira parecida com o pulso beta, tendendo a "ver" a parte rápida do pulso gama. Entretanto, a amplitude resultante é muito menor que a do pulso beta, e o pulso gama pode ser facilmente eliminado por discriminação.

A determinação dos parâmetros R_i , C_i , R_d e C_d da figura anterior envolve considerações a respeito do casamento de impedância nos cabos (Z_0), para que não haja reflexões de pulsos. No entanto, isto complica a análise do circuito, sem resultado prático, pois ele, tendo capacitâncias dos dois lados dos cabos, exige introdução de indutor em paralelo ou de capacitor em série, para cancelamento das variáveis complexas de cada lado, alterando o circuito inicial. Será estabelecido um compromisso entre permitir certa reflexão nos cabos e simplificação nos cálculos. Assim, adota-se $C_a = 0$ já que seu efeito é desprezível, como se mostrará adiante. O efeito da capacitância dos cabos (≈ 100 pf) é eliminado pelo seu casamento.

Para as frequências altas, correspondentes à subida dos pulsos beta e gama, os capacitores C_d e C_i são equivalentes a um curto-circuito. A figura 3.5 mostra o circuito equivalente, neste caso. $R_a/2$ é a resultante do paralelo dos dois anodos, supostos apresentando a mesma resistência R_a . A combinação em paralelo de R_i e R_d deverá ter o valor de $Z_0/2$, para impedir reflexões nos cabos, isto é, $R_a/2 = (R_i R_d)/(R_i + R_d) = Z_0/2$.

O integrador deve permitir a passagem do pulso gama. Para isto, $R_i C_i = t_{D\gamma} = 500$ ns. O diferenciador deve permitir a passagem do pulso beta, isto é, $R_d C_d = t_{D\beta} = 5$ ns. Adotando-se $R_i \gg R_d$, tem-se $R_a/2 \approx (R_i R_d)/R_i$, e resulta $R_d = R_a/2$. Aplicando-se ao caso da base ORTEC-265, para $R_a = 50 \Omega$, obtem-se $R_d = 25 \Omega$ e $C_d \approx t_{D\beta}/R_d = 200$ pF. Tomando-se $R_i = 1$ k Ω , então $C_i \approx t_{D\gamma}/R_i = 500$ Pf. O circuito resultante é mostrado na figura 3.6.

Observe-se que os dois cabos co-axiais de 50Ω , em paralelo, representam uma impedância característica de 25Ω , ligando duas resistências de 25Ω . Foi obtida, portanto, a condição de casamento de impedância dentro dos moldes propostos inicialmente.

A unidade ORTEC-265, com fotomultiplicadora RCA-8575,

apresenta um tempo de subida de pulso no anodo $t_S \approx 2 \text{ ns}$, para $R_a = 50 \Omega$ ⁽¹⁴⁾. Sendo $t_S = 2,2 R_a C_a$, então $C_a \approx 20 \text{ pF}$. No caso das duas bases em paralelo, tem-se $R'_a = 25 \Omega$ (cf. Apêndice II, item A.II.3) e portanto $C_a \approx 36 \text{ pF}$. Em ambos os casos, o valor de C_a é desprezível, quando comparado aos valores calculados para C_i e C_d , comprovando a hipótese inicial. A capacitância do cabo co-axial RG-58/U é $\approx 100 \text{ pF/m}$. Utilizando cerca de 1 m de cabo por canal 2π , ou seja, 2 m na ligação em paralelo 4π , a capacitância total introduzida pelos cabos de sinal será aproximadamente 200 pF. Esta capacitância é grande, mas seu efeito pode ser eliminado pelo casamento dos cabos, permissível no caso da fotomultiplicadora usada, que é projetada especialmente para tais aplicações.

O circuito em questão (figura 3.6) foi estudado e otimizado empiricamente, sendo que os resultados foram idênticos aos previstos pelas considerações teóricas aqui mencionadas. Seu uso é impraticável, pois, como será visto adiante, o integrador é incapaz de separar os pulsos beta dos pulsos gama, já que a carga (corrente multiplicada pelo tempo) de ambos é aproximadamente igual.

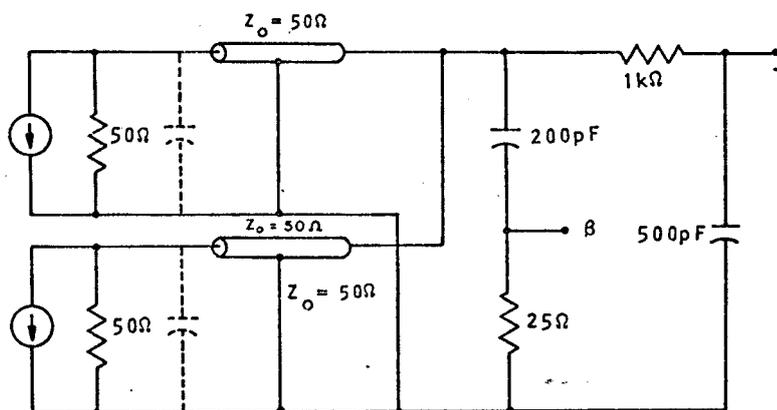


FIG. 3.6- Circuito resultante da ligação em paralelo das duas F.M.

3.6.2. TÉCNICA DE CANCELAMENTO DE PULSOS ENTRE ANODO E DINODO

A fotomultiplicadora RCA-8575, acoplada à base ORTEC-265, fornece um pulso positivo no nono dinodo e outro negativo no anodo para cada evento detectado. A idéia desta técnica é cancelar os pulsos beta rápidos do anodo com seu correspondente do dinodo, depois de ser este último convenientemente ampliado e diferenciado em um circuito RC. O cancelamento se faz em um circuito somador resistivo. Na saída do circuito somador não aparecem pulsos beta, que são totalmente cancelados, aparecendo, no entanto, a diferença entre os pulsos gama do anodo e seus correspondentes diferenciados do dinodo. A figura 3.7 mostra um esquema da separação.

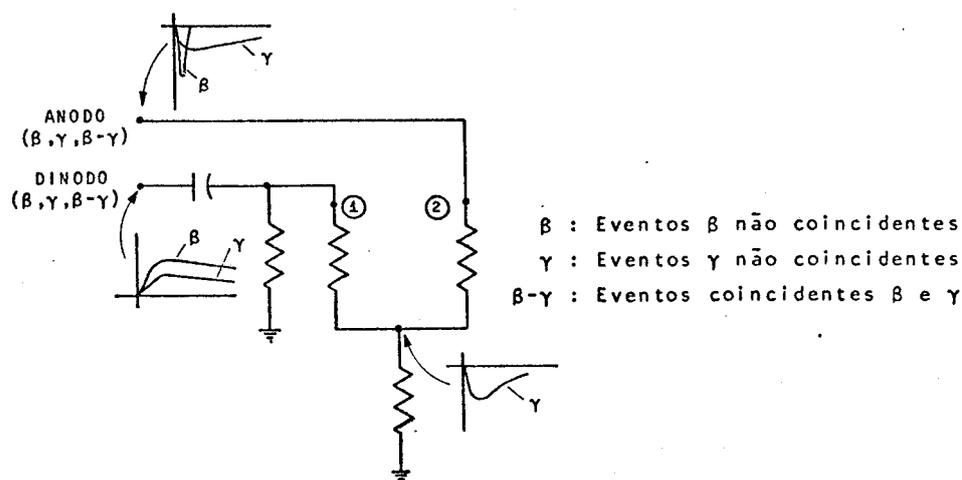


FIG. 3.7- Cancelamento dos pulsos beta entre anodo e dinodo

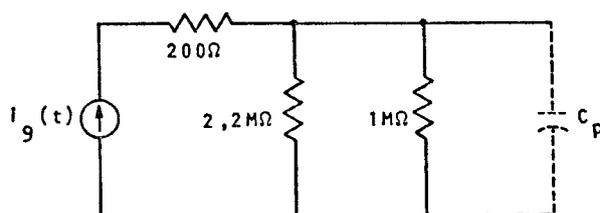


FIG. 3.8- Circuito equivalente do nono dinodo da F.M. RCA-8575

A base ORTEC-265 oferece o pulso de anodo com as características descritas anteriormente. Uma saída linear é retirada do nono dinodo, cujo circuito equivalente é mostrado na figura 3.8, baseado no diagrama eletrônico da unidade ORTEC-265^{14}.

Nesta figura, $i_g(t)$ representa a fonte de corrente equivalente do nono dinodo. C_p é a capacitância parasita associada ao circuito deste dinodo (alguns pF). O circuito equivalente não indica a ação dos capacitores de acoplamento do circuito do dinodo, por serem de alto valor e atuarem como curto-circuito. A combinação em paralelo de 2,2 M Ω e 1 M Ω (\approx 680 k Ω) define uma constante de tempo τ_g , de alguns micro-segundos, para o circuito RC assim formado. Comparado com $\tau_f \approx 2,4$ ns do cintilador plástico, constata-se o caso $\tau \gg \tau_f$, citado no item 3.5, referente à equação (A.II.17).

Portanto, esta equação se converte em:

$$v_g(t) = - \frac{Q R_g}{\tau_g} (e^{-t/\tau_g} - e^{-t/\tau_f}) \quad (3.1)$$

sendo:

$v_g(t)$ = tensão de saída do nono dinodo (sem carga)

$\tau_g = R_g C_p$ = constante de tempo do circuito RC do dinodo, onde $R_g \approx 680$ k Ω = resistência do dinodo, e C_p = capacitância parasita do dinodo

Q = carga elétrica, gerada pelo dinodo, armazenada em C_p

Comparando-se (3.1) com (A.II.17) vê-se que $v_g(t)$ tem sinal oposto ao do pulso do anodo. Na montagem adotada este pulso é, portanto, positivo. Fisicamente, isto se deve ao fato do dinodo emitir mais elétrons, por emissão secundária, do que o fluxo eletrônico que recebe, ao passo que o anodo apenas os coleta.

Na equação (3.1), para $t \ll \tau_g$ (subida do pulso do dinodo):

$$v_g(t) = - \frac{Q R_g}{\tau_g} (1 - e^{-t/\tau_f}) \approx - \frac{Q R_g}{R_g C_p} \frac{t}{\tau_f}$$

Donde:

$$v_g(t) = - \frac{Q}{\tau_f C_p} t \quad (3.2)$$

A equação (3.2) mostra que a subida do pulso formado no dinodo é proporcional ao tempo, sendo $Q/\tau_f C_p$ o fator de proporcionalidade, onde Q é dado, em Coulombs, pela equação (A.II.16) do Apêndice II.

Ainda em (3.1), para $t \gg \tau_f$ (cauda do pulso do dinodo):

$$v_g(t) \approx - \frac{Q R_g}{\tau_g} e^{-t/\tau_g} = - \frac{Q R_g}{R_g C_p} e^{-t/\tau_g}$$

Donde:

$$v_g(t) = - \frac{Q}{C_p} e^{-t/\tau_g} \quad (3.3)$$

A equação (3.3) mostra a influência da constante de tempo $\tau_g = R_g C_p$ na cauda do pulso formado no dinodo. Observe-se que, no anodo, esta influência se faz na subida do pulso, conforme mostra a equação (A.II.19).

De (3.2), constata-se que a constante de tempo de decaimento τ_f do cintilador atua na amplitude, e não na forma dos pulsos gerados no dinodo. A inclinação da reta correspondente à subida dos pulsos será proporcional a Q , dado por (A.II.16), e inversamente proporcional a τ_f . A figura 3.7 dá uma idéia aproximada dos pulsos obtidos no anodo e dinodo, e a técnica de separação. A forma e amplitude dos pulsos beta deve ser a mesma nos pontos 1 e 2, para que haja cancelamento perfeito.

Apesar desta análise endossar a técnica, a separação beta-gama em questão não é compatível com ela, pois:

- a amplitude dos pulsos no dinodo é substancialmente menor que no anodo. Assim, para haver cancelamento há necessidade de se fazer atenuação da saída no anodo ou ampliação do sinal do dinodo. Tratando-se de energias baixas, os pulsos gerados já

apresentarão pequenas amplitudes, o que não recomenda atenuações, devido a problemas de ruído eletrônico.

- a forma dos pulsos no anodo é muito diferente dos pulsos no dinodo, tornando o cancelamento difícil.
- há um atraso, entre um pulso no anodo e seu correspondente no dinodo, dificultando a superposição para o cancelamento. Este atraso se deve ao tempo de transito dos eletrons, do nono dinodo ao anodo, e vale cerca de 5 ns na RCA-8575, comparável à duração do pulso beta.
- analisando-se a figura 3.7, vê-se que os pulsos beta e gama são obtidos no ponto 1, com amplitudes diferentes, e portanto podem ser separados por discriminação.

Entretanto, as tres considerações anteriores sobre esta técnica mostram suas dificuldades inerentes, invalidando-a, pois exigem ampliadores e ajustes complexos.

3.6.3. TÉCNICA DE CANCELAMENTO DE PULSOS NO ANODO

Esta técnica consiste em inverter os pulsos negativos beta e gama gerados no anodo, fazê-los passar por um diferenciador que não mude substancialmente a forma dos pulsos beta, alterando porém a forma dos pulsos gama, e somar eletronicamente esta saída com a entrada. Os pulsos beta normal e invertido se cancelam, enquanto que a diferença dos pulsos gama normal e invertido é registrada. É técnica análoga à anterior, trabalhando-se apenas com o anodo. Maneira semelhante de separação de pulsos por sua forma foi adotada por ONGE & LOCKWOOD^{15}, para discriminação neutron-gama com um cintilador líquido NE-213, acoplado a uma fotomultiplicadora RCA-8575. Há necessidade do emprego de um transformador inversor de pulsos para obtenção dos pulsos invertidos que permitirão o cancelamento. Tratando-se de pulsos rápidos, como é o caso beta, os transformadores que conseguem responder a tempos de subida na faixa dos nano-segundos têm de ser confeccionados com a técnica da linha de transmissão^{16}. São montados em núcleo toroidal de ferrite, de

alta densidade e elevada permeabilidade magnética. A figura 3.9 mostra um esquema explicativo do emprego destes transformadores na separação, por forma de pulso, no anodo de uma RCA-8575. A figura 3.10 representa um transformador tipo linha de transmissão esquematizado, alimentado pelo anodo da fotomultiplicadora.

O transformador deve fornecer pulsos no secundário tais que, no ponto 2 da figura 3.9 eles sejam iguais aos do ponto 1, com sinal invertido. Os blocos OPERAÇÃO 1 e OPERAÇÃO 2 simbolizam modificações a serem feitas nos pulsos de modo a alterar ou não suas formas, a fim de confrontá-las no SOMADOR, obtendo-se um resultado no ponto 3. As operações possíveis são: integração RC, diferenciação RC, atraso, ceifamento, alargamento e identidade (nenhuma operação). No circuito estudado, o transformador de pulsos atua como um diferenciador RL.

Os pulsos beta e gama que chegam ao ponto 1 passam pelo transformador, de poucas espiras, sendo transferidos ao secundário praticamente são os pulsos rápidos beta, sem mudança de forma. No ponto 3, há o seu cancelamento, restando os pulsos gama. No ponto 2, registram-se pulsos beta. As saídas 2 e 3 fornecem, portanto, os eventos beta, gama e os coincidentes.

O transformador não deve ter muitas espiras ($n < 10$), para evitar grande atraso entre os pulsos a serem cancelados. Como os tempos de subida beta e gama, no anodo, são da mesma ordem de grandeza, o transformador responderá similarmente, para ambos, nesta região. Entretanto, a magnetização do núcleo de ferrite depende da área dos pulsos e do número de espiras. Como os pulsos gama são muito largos (possuem longa cauda), e como o número de espiras é pequeno para diminuir o atraso no cancelamento beta, resulta uma boa transferência dos pulsos beta, para os quais o transformador foi dimensionado. Os pulsos largos são "vistos" pelo transformador em escala muito menor, com grande atenuação.

Foram montados vários transformadores deste tipo, utilizando-se anéis toroidais de ferrite de 13 mm ϕ x 4 mm ϕ , espessura de 7 mm. Empregando-se fio de cobre de 32 AWG, confeccionou-se transformadores com número de espiras igual a 2, 5, 10, 15, 20, 30 e 45, de acordo com as técnicas usuais para montagem de transformadores de linha de transmissão^{16}. Os pulsos beta e gama foram

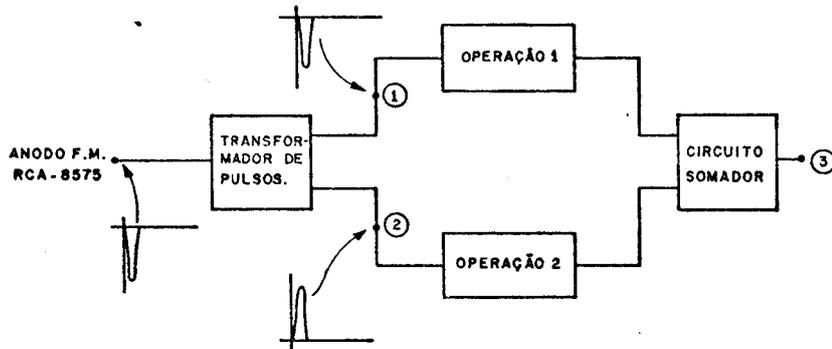


FIG. 3.9- Esquema do cancelamento dos pulsos beta formados no anodo de uma F.M. RCA-8575

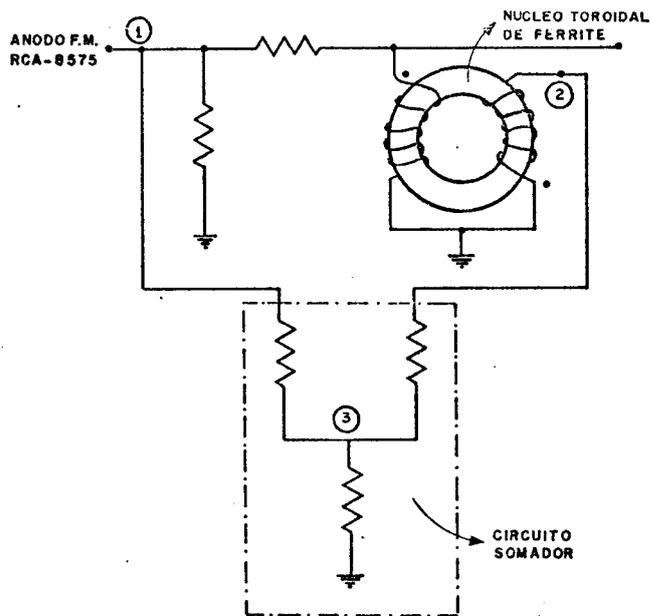


FIG. 3.10- Transformador de pulsos tipo linha de transmissão, alimentado pelo anodo de F.M. RCA-8575

simulados em um gerador de pulsos apropriado, com ajustes de tempos de subida e descida (HEWLETT PACKARD 8010).

Estes transformadores embora adequados à transferência de pulsos rápidos, e confeccionados com o menor número de espiras praticável, apresentaram o problema do atraso entre os pulsos a serem cancelados, resultando em cancelamento incompleto. Além disso, provocaram elevada atenuação nos pulsos. Os transformadores convencionais não têm resposta adequada na região dos nano-segundos, onde se trabalhou, sendo pois inviáveis. Os transformadores de linha de transmissão, únicos com resposta compatível, não podem ser construídos simetricamente, dada a diferença dos tempos de propagação nos dois enrolamentos, não sendo, portanto, recomendados à separação beta-gama considerada.

Em resumo, esta técnica de separação, apesar de apresentar a vantagem de ser totalmente passiva, esbarra em problemas somente solucionáveis pelo uso de amplificadores, o que invalida totalmente sua aplicação, já que pelo emprego destes pode-se obter diretamente a inversão dos pulsos, dispensando o requisito de transformadores.

Com o uso de cintiladores beta mais lentos, tais como o antraceno ($\tau_f = 30$ ns), seria possível obter, com esta técnica a separação beta-gama, já que os efeitos dos transitórios devidos ao transformador seriam bem menores. Esta comprovação não foi feita por não se dispor do cintilador de antraceno na época da montagem dos transformadores.

3.6.4. TÉCNICA DO AMPLIADOR DIFERENCIAL

É técnica análoga à do transformador de pulso, havendo o cancelamento do pulso rápido beta na saída de um amplificador diferencial. A figura 3.11 mostra o diagrama eletrônico deste circuito.

A análise do amplificador diferencial mostra que:

$$v_{dif} \approx \frac{R_{3a}}{R_{4a}} (v_{ea} - v_{eb}) \approx \frac{R_{3b}}{R_{4b}} (v_{ea} - v_{eb})$$

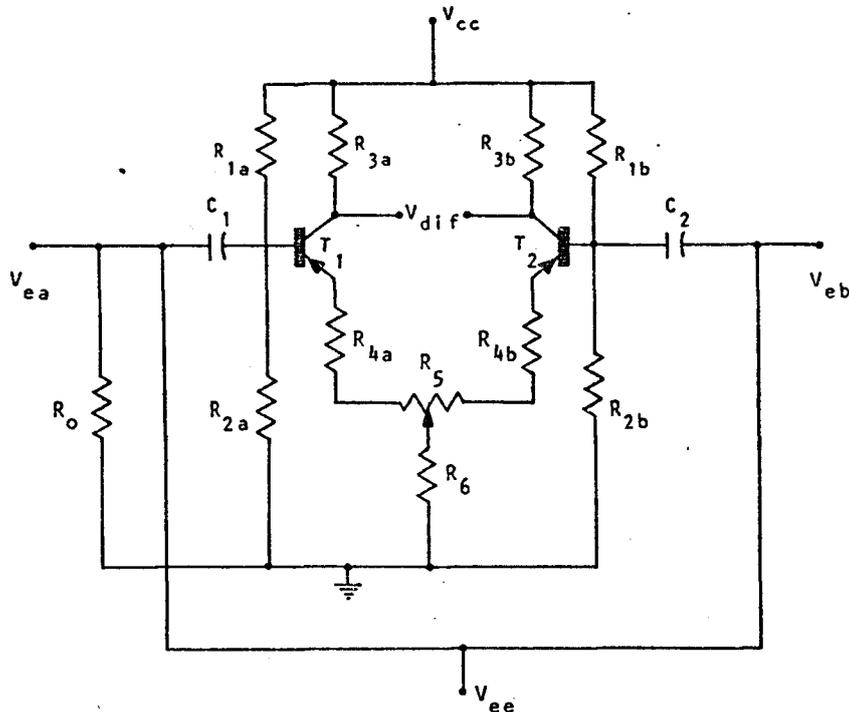


FIG. 3.11- Diagrama eletrônico do amplificador diferencial

Assim, o amplificador dá, como resposta em sua saída, amplitudes de pulso proporcionais à diferença dos pulsos de suas entradas. Diferenciando-se os pulsos que chegam em v_{ea} , através do circuito RC formado por C_1 e R_{2a} , com constante de tempo ≈ 10 ns, os rápidos (beta) serão ampliados sem alterações de forma por T_1 . Os lentos (gama) serão muito atenuados pelo diferenciador, tal que T_1 não dê saída correspondente. Estes mesmos pulsos irão ser aplicados (sem diferenciação) na base de T_2 . Ajustando-se o ganho em R_5 , consegue-se no coletor T_2 (entrada v_{eb}) pulsos beta e gama de mesma amplitude, porém de sinal invertido, àqueles da entrada v_{ea} . Assim, são obtidos na saída v_{dif} somente pulsos gama, devido ao cancelamento dos pulsos beta. Por sua vez, o coletor T_1 fornece os pulsos beta, que são obtidos dele para terra. O confronto da saída beta com a saída gama em um circuito de coincidência fornece o terceiro parâmetro da equação geral de coincidência.

Esta técnica apresenta, no entanto, as seguintes limitações:

- exige polarização dos transistores (componentes ativos) e é de baixa estabilidade.

- os tempos de subida envolvidos (≈ 2 ns) exigem transistores de alta frequência, pois sendo o tempo de subida t_S dependente da frequência máxima f_m ($t_S = 0,35/f_m$), resulta $f_m \approx 150$ MHz. A construção de amplificadores diferenciais com esta resposta de frequência é difícil.

As exigências descritas podem, apesar disso, ser obtidas com circuitos integrados disponíveis comercialmente, ou com o emprego de amplificadores modulares comerciais.

Projetou-se, construiu-se e testou-se um circuito, empregando transistores disponíveis na época, com faixa de frequência inferior à requerida. A técnica foi abandonada por ser complexa e de resultados inferiores aos obtidos com o circuito adotado, de concepção mais simples.

3.6.5. TÉCNICA DA PORTA LINEAR

Aproveitando a disponibilidade de equipamentos eletrônicos nucleares que permitem a passagem de um pulso mediante a autorização ou confronto com outro, é possível montar um discriminador beta-gama, utilizando pulsos provenientes do anodo de uma fotomultiplicadora RCA-8575.

Na linha de equipamentos nucleares da ORTEC, por exemplo, dispõe-se da unidade ORTEC-426, Porta Linear (Linear Gate)^{17}. Ela possui duas entradas de pulso, INPUT e ENABLE. Pode dar pulso de saída (OUTPUT) correspondente a duas situações distintas:

- quando cada pulso que chega em INPUT corresponde a outro que chega em ENABLE; trata-se, portanto, do registro de dois pulsos coincidentes.
- quando cada pulso que chega em INPUT não possui seu correspondente em ENABLE; neste caso, o pulso de ENABLE inibe INPUT, sendo feito um registro de anti-coincidência.

Há um ajuste do tempo em que INPUT pode receber pulsos, após o acionamento de ENABLE, podendo variar de 0,3 a 4 μ s. Os

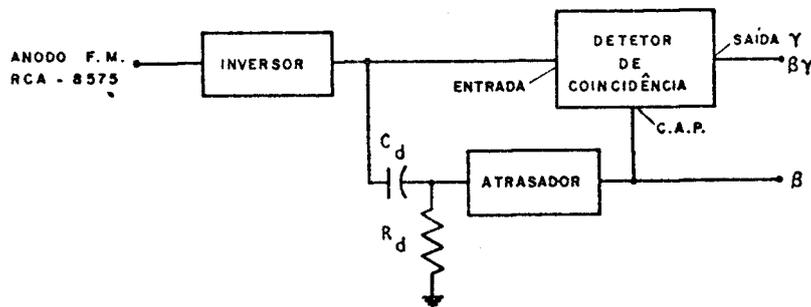


FIG. 3.12- Esquema do detetor de coincidência

pulsos para acionamento de INPUT e ENABLE têm de ser positivos, o que exigirá inversão na saída do anodo da RCA-8575. Na figura 3.12 é mostrado um esquema de montagem possível, onde se representou INPUT por ENTRADA, ENABLE por C.A.P. (Comando de Abertura da Porta), e OUTPUT por SAÍDA.

Após serem invertidos, os pulsos beta e gama, de um lado são diferenciados de forma a atenuar os pulsos gama, deixando passar os pulsos beta, que passam por um atrasador antes de atuarem o C.A.P.. Pelo outro lado, os pulsos do inversor atuarão diretamente a ENTRADA. Quando chegam somente pulsos beta ao inversor, estes encontrarão a ENTRADA fechada, pois o atrasador fará o C.A.P. atuar depois que os mesmos tiverem chegado na ENTRADA. Entretanto, pulsos beta serão registrados diretamente via diferenciador. Quando chegam pulsos coincidentes, o C.A.P. faz com que a ENTRADA não registre pulsos beta, porém registrando a cauda (longa) dos pulsos gama. Assim, sempre que chegam pulsos coincidentes na ENTRADA, o circuito porta é acionado. O tempo que a ENTRADA permanece aberta é determinado pelo ajuste do tempo de resolução τ_r . O ajuste do atrasador deve ser maior que a largura dos pulsos beta, isto é, ≥ 10 ns. Uma vantagem deste circuito, sobre um de simples coincidência, é permitir discriminação de energia subsequente.

Com isto, não se registram os pulsos beta, mas é feito o registro dos pulsos gama, pois a cauda destes coincidirá, na

ENTRADA, com os pulsos gama diferenciados (rápidos) que chegam ao C.A.P.. Entretanto, a unidade ORTEC-426 exige pulsos ≥ 2 V para acionar o C.A.P., o que significa ter-se de ampliar os pulsos gama, tipicamente de 100 mV, além de fazer sua inversão. Recai-se assim nos problemas mencionados na técnica do transformador de pulsos. Desta forma, esta técnica não é recomendável.

3.6.6. TÉCNICA DO ANALISADOR DE FORMA DE PULSO

Ainda na linha ORTEC existe outro equipamento eletrônico adequado à separação de dois pulsos através da forma de suas caudas. Trata-se da unidade ORTEC-458, Analisador de Forma de Pulso (Pulse Shape Discriminator)⁽¹⁸⁾. Sua função é dar pulsos de saída cujas amplitudes sejam proporcionais ao tempo de descida dos pulsos de entrada, independentemente da amplitude dos mesmo. Traçando-se um gráfico da taxa dos pulsos de saída, em função da sua amplitude, consegue-se separar, em duas curvas distintas, as contribuições dos dois tipos de radiações envolvidas. A aplicação mais usual deste equipamento é a separação neutron-gama com cintiladores orgânicos.

O Analisador ORTEC-458 exige que os pulsos de entrada sejam formados, positivos ou bipolares, em um amplificador que aceite pulsos com amplitude mínima de 20 mV e tempo de descida mínimo de 200 ns. Os pulsos beta não satisfazem estas exigências, pois são negativos e com tempo de descida de 5 ns. Assim, não é possível um acoplamento direto da saída da fotomultiplicadora com a unidade ORTEC-458. Quanto aos pulsos gama, por terem uma longa cauda (≈ 230 ns), seriam analisados pelo 458, após sua inversão. Entretanto, inversão e formação adequada de ambos envolveria o uso do transformador inversor, com os resultados deficientes já mencionados. Por outro lado, o 458 é equipamento muito caro (≈ 1500 dólares) e complexo, contrastando com a simplicidade da técnica de separação adotada. Esta unidade seria adequada à separação beta-gama no caso de se querer utilizar, no canal beta, antraceno ou CaF_2 , com tempos de decaimento bem maiores que o NE-102 e mais difíceis de separar.

3.6.7. TÉCNICA ADOTADA PARA A DISCRIMINAÇÃO β - γ

Dado que a amplitude dos pulsos beta é, tipicamente,

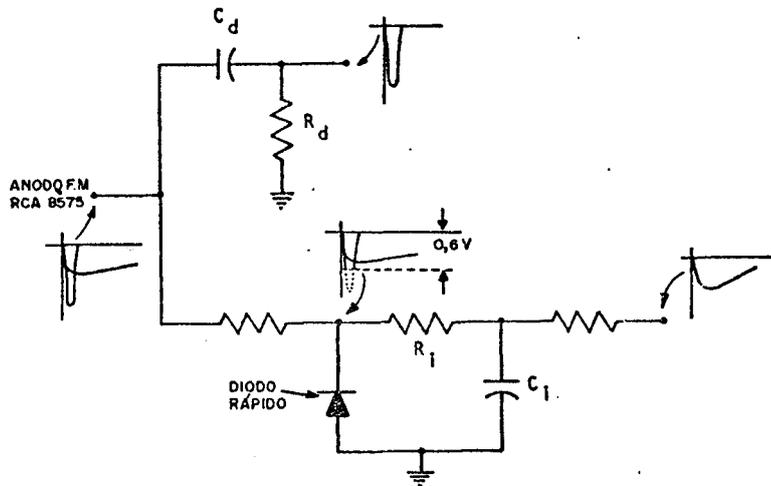


FIG. 3.13- Esquema da técnica adotada usando diodo ceifador de pulsos

umas cinco vezes maior que a dos pulsos gama e que, apesar do tempo de subida ser praticamente o mesmo, o tempo de descida gama é da ordem de cem vezes maior que o tempo de descida beta; a área sob a curva dos pulsos gama é muito distribuída ao longo do eixo do tempo, enquanto que a área correspondente aos pulsos beta é comprimida em um pequeno intervalo de tempo.

Observou-se, nos testes de integração e diferenciação, que o integrador deixa passar pulsos beta, porque a área sob estes é comparável à dos pulsos gama. A explicação está no fato da amplitude beta ser muito maior que a amplitude gama. Assim, para tornar o integrador eficiente, há necessidade de se prover um ceifamento dos pulsos beta, a fim de reduzir sua área. Para isso, desenvolveu-se um circuito separador de pulsos, utilizando um diodo ceifador conforme mostra a figura 3.13.

O diodo escolhido é suficientemente rápido para responder de forma adequada aos pulsos beta. Assim, estes pulsos são ceifados por ele, limitando sua amplitude a 0,6 V, tensão de condução do diodo, acima da qual este funciona como um curto-circuito. O diodo da figura está colocado no sentido de condução para pulsos negativos.

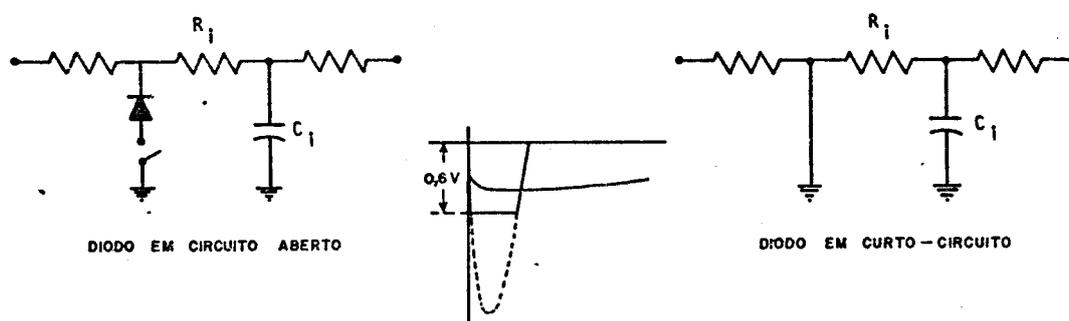


FIG. 3.14- Circuitos equivalentes mostrando atuação do diodo ceifador de pulsos

Como os pulsos gama são muito mais largos, o diodo não tem problemas em ceifá-los. Assim, ambos os pulsos beta e gama ficam limitados a uma amplitude máxima de 0,6 V. Não havendo mais a predominância da amplitude beta, o integrador $R_i C_i$ atenuará eficientemente estes pulsos, restando os pulsos gama, que também serão integrados com a constante de tempo $R_i C_i$. A figura 3.14 mostra as duas situações do circuito equivalente, para diodo aberto e em curto-circuito.

Na parte experimental estão relacionados parâmetros e resultados dos testes de separação beta-gama, feitos com o circuito separador de pulsos. Uma das medidas requeridas para melhorar as relações β/γ e γ/β foi modificar a resistência do anodo da fotomultiplicadora RCA-8575, de 50 para 100 Ω , com o que se consegue dobrar as amplitudes beta e gama, favorecendo a separação devido a uma maior amplitude destes pulsos. Como no sistema definitivo as duas bases ORTEC-265 operam em paralelo, esta modificação não altera a análise do circuito, conforme se demonstra no Apêndice II, item A.II.3.

O circuito funcionou excelentemente, sendo capaz de perfeita separação. É de fácil construção, e, por ser composto de elementos passivos, apresenta excelente estabilidade. Sua superioridade é grande, quando comparado às outras técnicas descritas, o que justifica amplamente sua adoção neste trabalho. Foi feita sua otimização empírica, sendo que a versão final, dada na Fig. 5.4 teve um desempenho muito bom, sendo adotada no sistema definitivo.

4. DIMENSIONAMENTO DO DETETOR BETA

Neste Capítulo, descreve-se uma técnica para dimensionamento do detetor beta do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$ desenvolvido, visando otimizar as condições de detecção e minimizar efeitos de interferências.

4.1. EQUACIONAMENTO DO PROBLEMA

Como o espectro de energias beta é contínuo, sua detecção gera um espectro de pulsos cujas amplitudes variam desde zero até um valor máximo. Este máximo é definido pelo valor de E_m (máxima energia das partículas beta) e pelas condições de detecção, tais como absorvedores, tensão aplicada ao detetor ou fotomultiplicadora, ganho do pré-amplificador e do amplificador. Na prática, uma energia mínima detectável é ditada pelo ruído da eletrônica.

Desta forma, para registrar os eventos beta não há necessidade do detetor ter espessura suficiente para absorver toda a radiação beta: desde que ele absorva parte da energia, suficiente para gerar pulsos acima do nível de discriminação na saída do amplificador, sua espessura é considerada satisfatória. Esta consideração é importante, pois, conforme mencionado anteriormente, procura-se fazer a detecção beta associada a um mínimo de detecção gama no mesmo detetor, ou seja, pretende-se obter um valor adequado para ϵ_β associado ao menor valor possível para $(\epsilon_\beta)_\gamma$.

Os isótopos beta comumente empregados possuem energias máximas inferiores a 3 MeV. Assim, é possível representar seus espectros pela relação entre o alcance R (mg/cm^2) e E (MeV), devida a KATZ e PENFOLD^{19}, válida para a faixa $0,01 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$:

$$R = 412 E^n \quad (4.1)$$

para:

$$n = 1,265 - 0,0954 \log_e E$$

A derivação de (4.1), tendo E por variável independente, fornece:

$$\frac{dR}{dE} = 412 E^{n-1} (1,265 - 0,19 \log_e E) \quad (4.2)$$

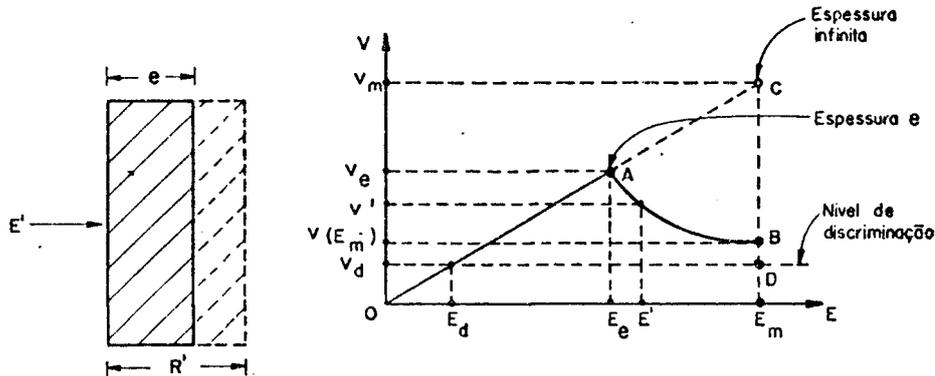


FIG. 4.1- Determinação da espessura ótima e do detetor beta, para registro de energias até o valor máximo E_m

Assim, a perda específica de energia $dE/dx = dE/dR$ será dada por:

$$\frac{dE}{dR} = \frac{1}{412 E^{n-1} (1,265 - 0,19 \log_e E)} \quad (4.3)$$

A equação (4.3) é decrescente com E na faixa de sua validade, isto é, a perda específica da energia de uma partícula beta em um detetor decresce com o aumento da energia. Conseqüentemente, enquanto a espessura do detetor for suficiente para absorver a energia máxima de um isótopo beta (espessura igual ao alcance para esta energia máxima) os pulsos gerados terão amplitude proporcional às energias do espectro beta do isótopo, porque toda a energia das partículas beta será dissipada no detetor, sem perda de energia residual fora dele.

Quando a espessura do detetor for insuficiente, restando energia residual, a proporcionalidade da amplitude dos pulsos com a energia se dará até a energia cujo alcance é igual à espessura do detetor. Acima dela, a amplitude dos pulsos passa a decrescer com o aumento de E , devido ao aumento da energia residual. A equação (4.3) rege esta redução na amplitude. As duas situações podem ser vistas na figura 4.1.

Inicialmente, o detetor possui espessura e tal que absorva totalmente a energia E_e do espectro beta. Assim, há proporcionali-

dade entre a energia e a amplitude dos pulsos: o trecho OA é linear. Para energias superiores a E_e , a espessura e já não é suficiente para absorção total, que ocorreria ao longo do trecho OC se o detector fosse espesso (detetor infinito).

Por exemplo, uma energia $E' > E_e$, que exige uma espessura igual ou maior que seu alcance R' para ser totalmente absorvida, produzirá um pulso $v' < v_e$, no trecho AB. Com a redução de e atinge-se o ponto D onde, para E_m , a espessura e produz pulsos de amplitude igual ao nível de discriminação v_d , imposto pela eletrônica associada ao detetor. Como se vê, dada a energia máxima a ser detetada (E_m), haverá uma espessura ideal (e) que satisfaz as condições de detecção fixadas na figura. No item 4.2, estabelece-se um roteiro para cálculo desta espessura mínima.

4.2. ROTEIRO PARA CÁLCULO DA ESPESSURA MÍNIMA

O valor de E_m , da figura 4.1, pode ser adotado como sendo o da energia máxima do P^{32} , $E_m = 1,71$ MeV, das mais elevadas que ocorrem em espectrometria beta. O alcance desta radiação é de 800 mg/cm^2 , conforme pode ser calculado da equação (4.1). O alcance beta é praticamente independente do material absorvedor, quando dado em mg/cm^2 . Outros radioisótopos terão E_m menor que o P^{32} , e a espessura ideal para ele, será, a fortiori, adequada aos demais. Assim, a otimização do cálculo para o P^{32} abrange os casos em que $E_m < 1,71$ MeV.

Sendo:

$$R = \rho/\mu$$

onde:

R = alcance da radiação, em mg/cm^2

μ = coeficiente de absorção do absorvedor, em cm^{-1}

ρ = densidade do absorvedor, em mg/cm^3

então a espessura correspondente ao alcance R será dada por:

$$1/\mu = R/\rho \quad (\text{em cm}) \quad (4.4)$$

Aplicando-se (4.4) ao caso do P^{32} , detetado pelo cintilador NE-102 ($\rho = 1032 \text{ mg/cm}^2$), virã:

$$R/\rho = 1/\mu = 800/1032 \approx 0,8 \text{ cm}$$

Assim, para um valor de espessura $e \geq 0,8 \text{ cm}$, hã certeza de absorção total de todas as energias da maior parte dos emissores beta usuais. Portanto, com $e \approx 1 \text{ cm}$ de espessura, define-se um detetor infinito para os casos em questão. Detetando-se os betas do P^{32} com este detetor, determina-se o nível de discriminação v_d fixado pela eletrônica associada, bem como v_m , correspondente a E_m , indicados na figura 4.1. Como os 1,71 MeV foram totalmente dissipados no detetor, ã válida a relação:

$$v_m = k E_m$$

Ou:

$$k = v_m/1,71 \quad (4.5)$$

sendo k dado em volts/MeV.

A energia correspondente ao nível de discriminação, serã:

$$E_d = v_d/k \quad (4.6)$$

A energia E_m , quando não ã totalmente absorvida no detetor, ã dividida em duas parcelas, uma correspondente ã energia absorvida (E_a) que gera pulsos, e outra devida ã perda fora dẽle, ou energia residual (E_r).

Assim:

$$E_m = E_a + E_r \quad (4.7)$$

Hã interesse em reduzir a um mĩnimo a espessura do detetor, atẽ a situaçã em que $E_a = E_d$, ao qual corresponde o valor limite $v(E_m) = v_d$, como pode ser visto na figura 4.1. Das equações (4.5) e (4.6), resulta:

$$E_a = \frac{v_d}{v_m} 1,71 \text{ (MeV)} \quad (4.8)$$

A energia residual, correspondente ao valor E_a de (4.8), será dada por (4.7):

$$E_r = E_m - E_a = 1,71 - E_a \quad (\text{MeV})$$

$$E_r = 1,71(1 - v_d/v_m) \quad \text{MeV} \quad (4.9)$$

A este valor corresponde o alcance $R(E_r)$. Conforme mostra a figura 4.1 o valor da espessura mínima, será:

$$e = R(E_e) = R(E_m) - R(E_r) \quad (4.10)$$

Como $R(E_m) = R(1,71 \text{ MeV}) = 800 \text{ mg/cm}^2$, então:

$$e = 800 - R(E_r) \quad (\text{em mg/cm}^2) \quad (4.11)$$

sendo E_r determinado por (4.9).

No Capítulo 5, item 5.3, estão relatadas as experiências feitas com o cintilador beta NE-102, na detecção do P^{32} . Da figura 5.8, que se refere à determinação do ponto de operação do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$ obtêm-se os valores de v_d e v_m da equação (4.9), dados em divisões do potenciômetro do discriminador beta (ORTEC-436).

Assim:

$$v_d = 100 \text{ divisões}$$

$$v_m = 560 \text{ divisões}$$

Portanto, de (4.9):

$$E_r = 1,71 (1 - 100/560) \text{ MeV} = 1,4 \text{ MeV}$$

O alcance correspondente é $R(1,4 \text{ MeV}) \approx 600 \text{ mg/cm}^2$.

Da equação (4.11):

$$e = 800 - 600 = 200 \text{ mg/cm}^2$$

Como $\rho = 1032 \text{ mg/cm}^2 \approx 1 \text{ g/cm}^2$, então $e = 0,2 \text{ cm} = 2 \text{ mm}$.

Este valor de espessura do detetor plástico foi utilizado nas experiências relatadas no Capítulo 5. As medidas realizadas confirmam a validade do cálculo aqui desenvolvido. A tabela 5.1 indica os resultados obtidos da comparação entre as amplitudes máximas de pulsos, na detecção do P^{32} , vistas em osciloscópio rápido, de vidos a cintiladores NE-102 de 2 mm e 38 mm de espessura. Observe-se que estas amplitudes máximas são essencialmente iguais para ambos os tamanhos de detetor, endossando a hipótese feita no presente Capítulo.

Este resultado é explicado pelo fato de que apenas pequena porcentagem das partículas beta têm energias muito superiores à média. No caso do P^{32} , esta média é cerca de $0,35 E_m \approx 0,6$ MeV, absorvidos em 2 mm de cintilador, tendo em vista que o alcance beta para energias de 0,6 MeV é cerca de 200 mg/cm².

Conclui-se que não há degradação apreciável da amplitude média dos pulsos, e, conseqüentemente, da eficiência beta (ϵ_β), quando se usa um detetor plástico com a espessura otimizada de 2 mm.

5. MONTAGENS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste Capítulo são relatadas as experiências realizadas na montagem dos detetores $2\pi\beta\text{-}\gamma$ que compõem o sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$ adotado, e as medidas experimentais requeridas na determinação dos seus pontos de operação. São dados também os detalhes de construção do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$.

5.1. MONTAGEM DOS DETETORES $2\pi\beta\text{-}\gamma$

A figura 5.1 indica detalhes de construção dos detetores $2\pi\beta\text{-}\gamma$, mostrando as regiões onde foi requerido acoplamento ótico, proteção contra entrada de luz externa e refletores para a luz de cintilação.

O detetor de NaI(Tl) de 3" x 3" ϕ é um tipo especial fabricado pela NUCLEAR ENTERPRISES, INC. [*], revestido lateralmente (superfície cilíndrica) por uma folha de alumínio de 0,8 mm de espessura, pintada internamente com tinta à base de Al_2O_3 . Em uma das faces planas, protegida com lâmina de vidro de 3,2 mm, é aplicado o detetor plástico NE-102, 2 mm x 2" ϕ . A área desta lâmina, não coberta pelo detetor plástico, foi pintada com esmalte sintético branco e atua igualmente como superfície refletora. A parte lateral do detetor plástico (2 mm) também foi pintada com esmalte. O ideal seria um detetor plástico de 3" ϕ , que não foi utilizado por não estar disponível. Com isto seria possível utilizar fontes mais extensas, e melhorar o acoplamento ótico entre os dois detetores $2\pi\beta\text{-}\gamma$.

A outra face do detetor de NaI(Tl) também é protegida por vidro de 3,2 mm e acoplada ao guia de luz (light pipe) de lucite. Este, consiste de um tronco reto de cone, faces com 2" e 3" de diâmetro, revestido com folha de alumínio, justaposta à sua superfície externa.

A fotomultiplicadora é envolvida lateralmente por duas camadas superpostas de fita adesiva preta, do tipo fita isolante fornecido pela 3M. A base desta válvula se encaixa na unidade ORTEC-265, cujo soquete foi protegido contra a entrada de luz com piceína. Estes detalhes podem ser vistos na figura 5.2, e fotografia 1.

[*] Terminal Way/San Carlos, Ca. 94070 (USA)

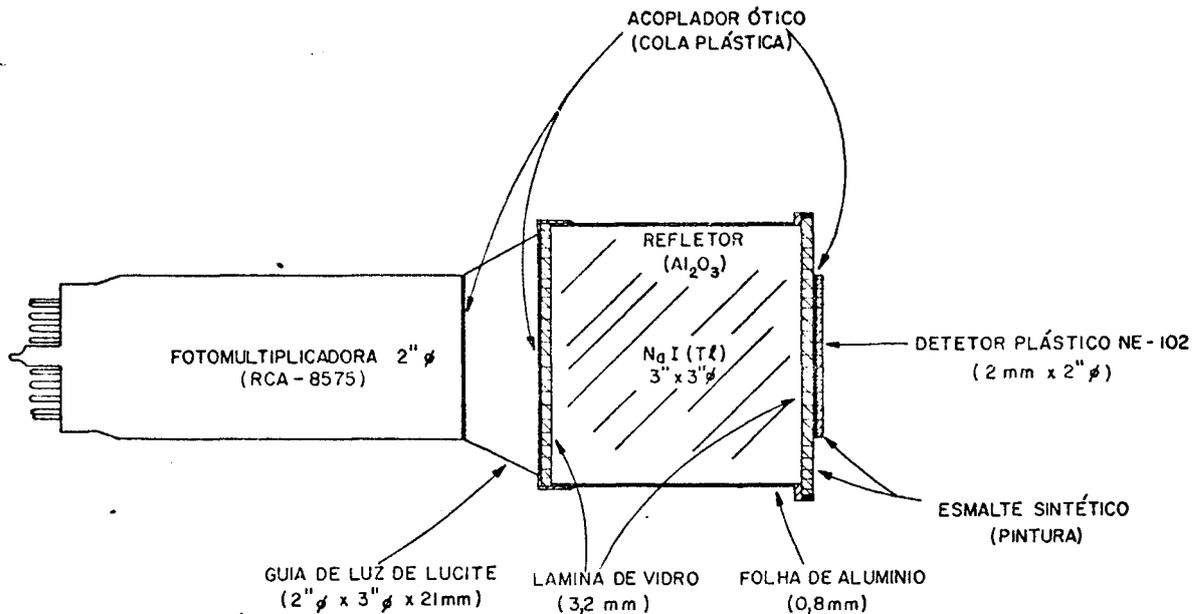


FIG. 5.1- Detalhes de construção dos detectores $2\pi\beta\text{-}\gamma$

O acoplamento ótico, feito entre os detectores NE-102 e NaI(Tl), entre o NaI(Tl) e o guia de luz, e entre este último e a fotomultiplicadora, foi tentado de três maneiras diferentes. Inicialmente, empregou-se uma graxa transparente de silicone (optical coupling compound), tipo 20-057, fabricada pela DOW CORNING. Suas propriedades de transparência e estabilidade química são excelentes e, sob este aspecto, nada há que não a recomende para o caso. Entretanto, é conveniente não só fazer o acoplamento ótico como também manter as partes coladas umas às outras, evitando seu escorregamento com o passar do tempo, e consequente formação de bolhas de ar que reduzem a eficiência global do sistema. Duas possibilidades foram então analisadas: utilizar bálsamo do Canadá ou uma cola transparente à base de silicone.

Experimentou-se um produto fornecido pela MERCK, cujo nome comercial é CAEDAX, bálsamo do Canadá sintético usado em microscopia. Ele cola perfeitamente placas de vidro, embora seu tempo de secagem seja demorado (vários dias). No entanto, ele contém solventes orgânicos, que atacam quimicamente os plásticos.

Como resultado, o aspecto plano e polido das faces do detector NE-102, requerido para haver boa transparência luminosa, fica muito alterado por este ataque químico, resultando uma superfície com trincas superficiais (crazing). Por isso, o CAEDAX teve de ser abandonado como colante.

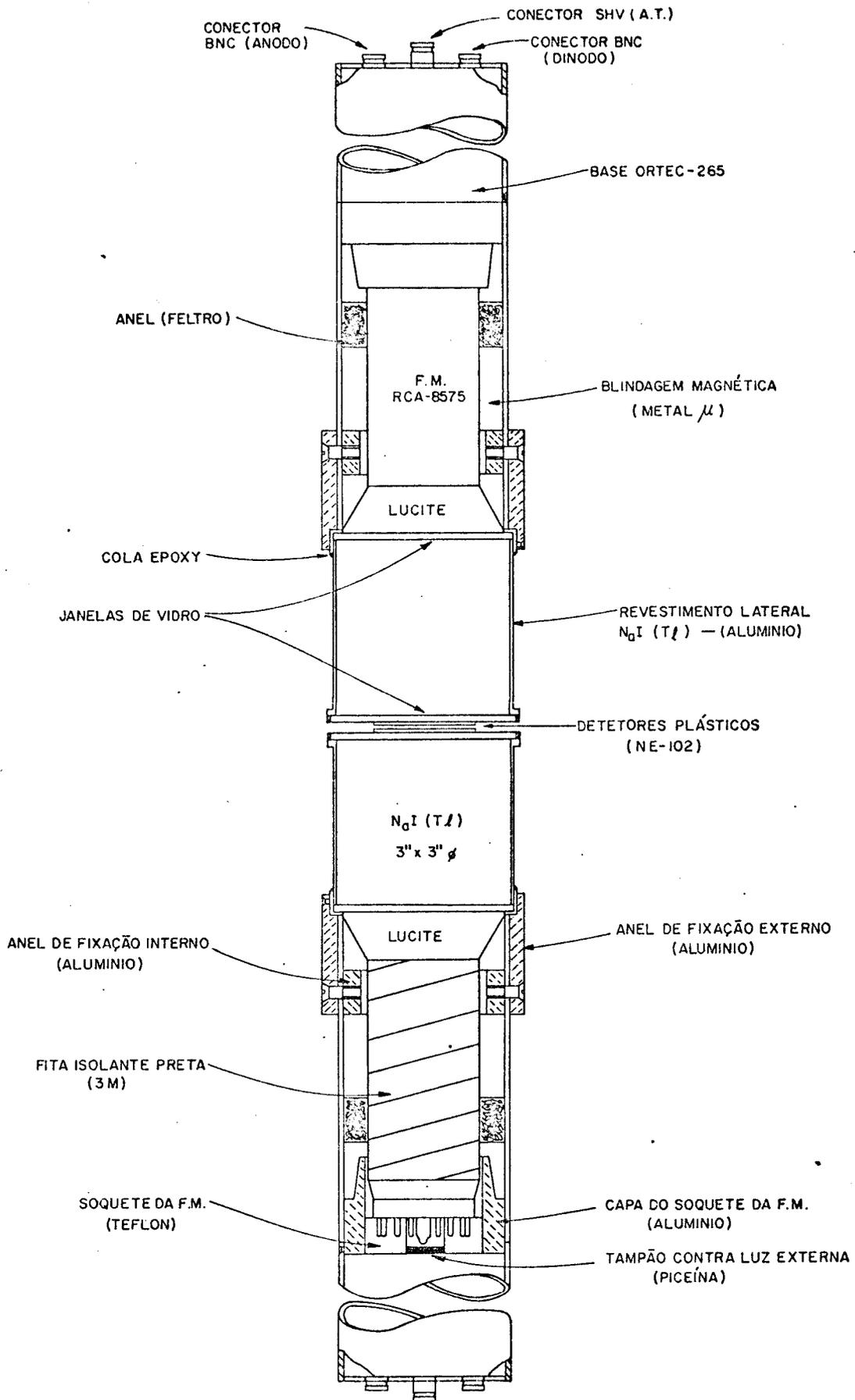
Disponha-se, na época, de uma cola transparente, à base de borracha de silicone, fornecida pela GENERAL ELECTRIC. Trata-se da RTV-108, que se polimeriza rapidamente (meia hora), resultando neste tempo uma película semi-pastosa, transparente, de aspecto semelhante à borracha. Durante tal período é possível corrigir-se as posições relativas das peças. O tempo total para endurecimento é cerca de um dia. Esta cola não requer solventes, e as partes coladas podem, quando necessário, ser destacadas uma da outra introduzindo-se uma fina espátula entre elas, forçando seu desgarramento. O resíduo da cola é removido sem muita dificuldade.

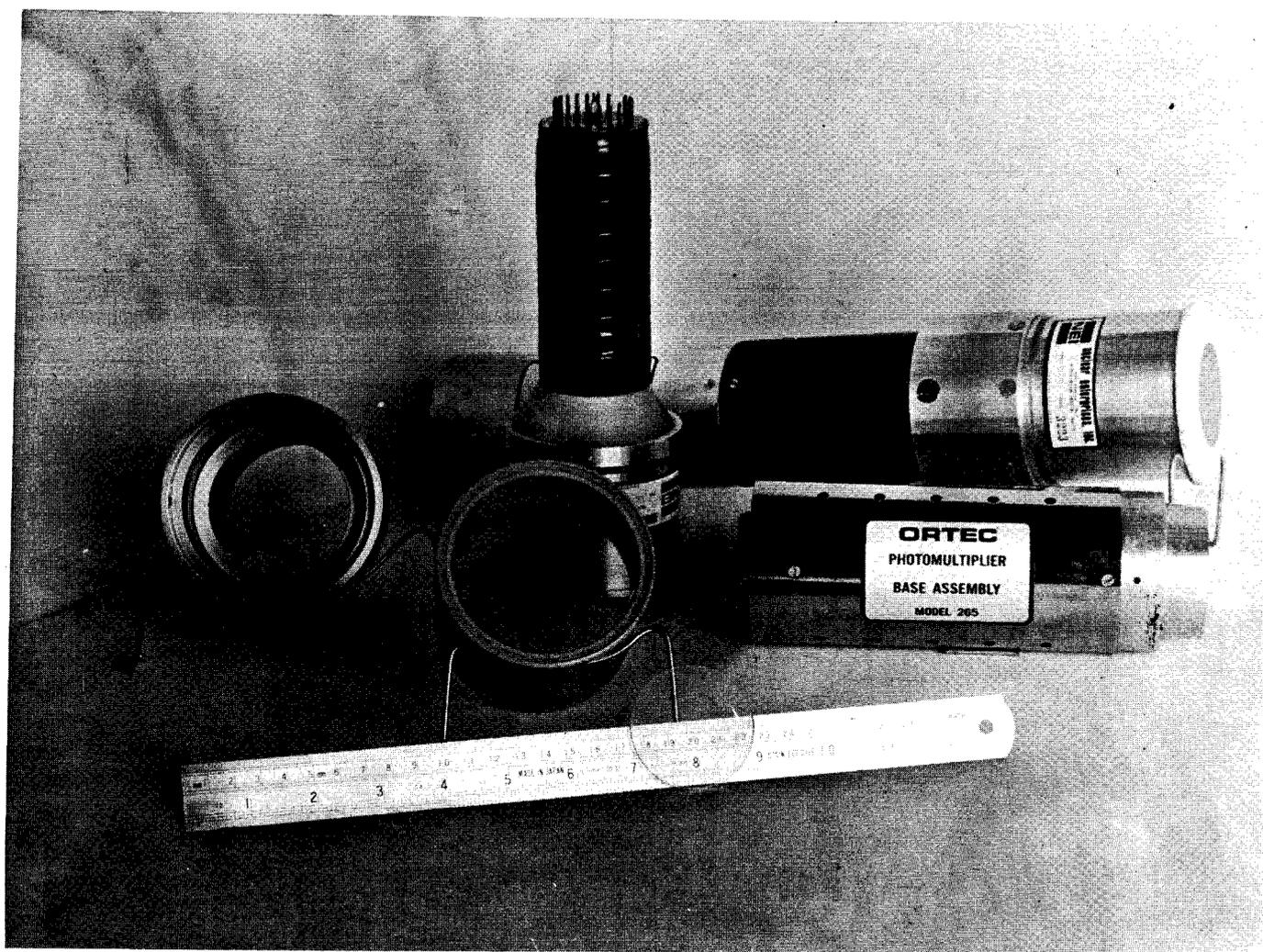
Foi feito um teste comparativo da transmitância luminosa dos tres tipos de materiais utilizados no acoplamento ótico. Para isso, fez-se uma montagem $2\pi\beta-\gamma$ à parte, análoga à representada na figura 5.1, sendo o detetor NE-102 de $(1/2)"\phi$, e determinou-se um gráfico de contagens versus nível de discriminação, para cada um dos tipos de acoplamento. A fonte radioativa empregada foi o P^{32} . As taxas de contagem, dependentes da eficiência global do sistema, sofreram variações mínimas, para as mesmas posições do nível de discriminação, conforme se observou experimentalmente. Concluiu-se, portanto, que esta eficiência era praticamente idêntica para os tres materiais acopladores. Assim, optou-se pela cola RTV-108, pelos motivos já mencionados.

Os testes iniciais e a determinação dos pontos de operação do sistema $4\pi\beta-\gamma$ foram feitos colocando-se a fonte radioativa em contato direto com o detetor beta, envolvendo-se o conjunto fonte-detetor com uma folha de alumínio para impedir penetração externa de luz. Quando se trabalhou com fonte de P^{32} , que tem energias maiores, a fonte foi justaposta ao detetor beta, já envolto em uma proteção de alumínio de 8 mg/cm^2 . No último caso, esta proteção atua como uma janela.

Para blindar a fotomultiplicadora contra a ação de campos magnéticos externos, utiliza-se um tubo de metal de elevada permeabilidade magnética (metal μ), envolvendo-a no sentido axial. A figura 5.2 mostra este detalhe.

A unidade ORTEC-265 é, originalmente, fornecida com resistência de anodo $R_a = 50 \Omega$. Este valor é adotado pela ORTEC visando a padronização das impedâncias de saída de seus equipamentos. Sua aplicação ao sistema $4\pi\beta-\gamma$ adotado exigiu alteração para 100Ω , pa-


 FIG. 5.2- Detalhes da montagem $4\pi\beta\text{-}\gamma$



FOTOGRAFIA 1 - Partes componentes dos conjuntos $2\pi\beta-\gamma$

ra dobrar as amplitudes dos pulsos gama, que são relativamente pequenas (≈ 100 mV), dificultando a separação beta-gama. Dobrando-se o valor de R_a , há duplicação da amplitude dos pulsos beta e gama, favorecendo a separação pelo aumento das amplitudes gama. O casamento de impedância da saída do anodo, que anteriormente era feito com cabos de impedância característica igual a 50Ω , exigirá cabos de 100Ω .

5.2. ELETRÔNICA ASSOCIADA AO SISTEMA $4\pi\beta\text{-}\gamma$ ADOTADO

A figura 5.3 mostra um diagrama de blocos da montagem do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$, incluindo o circuito separador de pulsos e eletrônica associada. O circuito separador foi construído localmente e está detalhado na figura 5.4. As unidades 414-A, 436, 456, 486 e 715 são módulos padronizados NIM, fornecidos pela ORTEC, INC. {*}. As unidades 265, bases das fotomultiplicadoras, também são de fabricação da ORTEC, e foram modificadas conforme indicado no item 5.1.

A alta tensão (A.T.) é negativa, fornecida para as duas fotomultiplicadoras por uma única unidade ORTEC-456, com duas saídas. Os cabos de A.T. empregados são de 75Ω , tipo RG-59B/U, conector SHV, adequado a operações até 3 kV.

O CIRCUITO SEPARADOR é alimentado pelos dois anodos, por meio de dois cabos de 93Ω , tipo RG-62A/U. Na ENTRADA $\beta\gamma$ é feita a conexão em paralelo dos dois cabos, com um adaptador T/BNC, tipo US-274A/U. Este circuito foi montado em um perfilado retangular de $1,5" \times 3"$, em alumínio. A SAÍDA β alimenta o discriminador ORTEC-486, indicados esquematicamente na figura 5.4. As duas saídas possuem conector BNC fêmea, tipo US-1094A/U. Ligam-se aos módulos ORTEC correspondentes por cabos de 50Ω , tipo RG-58C/U.

O diferenciador beta, que impede a passagem dos pulsos gama na SAÍDA β , é formado por C_d , do CIRCUITO SEPARADOR, e R_d , impedância de entrada do módulo ORTEC-436. Os pulsos beta e gama, depois de ceifados pelo diodo são integrados por R_i e C_i , minimizando a participação beta na taxa de contagem da SAÍDA γ (cf. item 3.6.7).

Os dois conjuntos $2\pi\beta\text{-}\gamma$ equivalem a fontes de corrente com as resistências de 100Ω para terra, que casam, na entrada, os cabos coaxiais de 100Ω ligados em paralelo por meio de um T-BNC. O

{*} 100 Midland Road/Oak Ridge, Tenn. 37830 (USA)

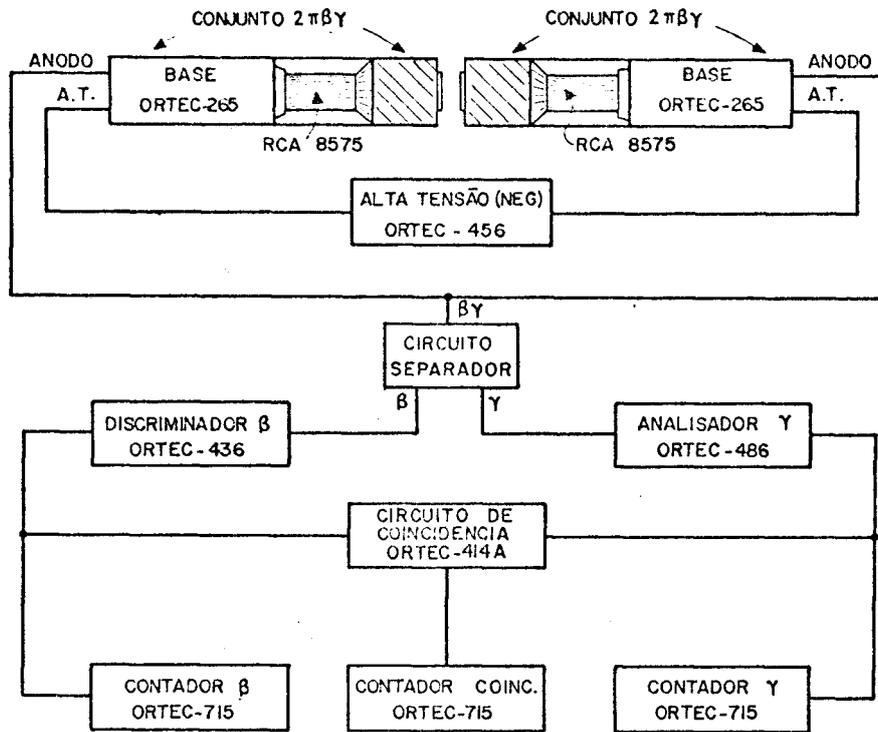


FIG. 5.3- Diagrama de blocos do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$ adotado

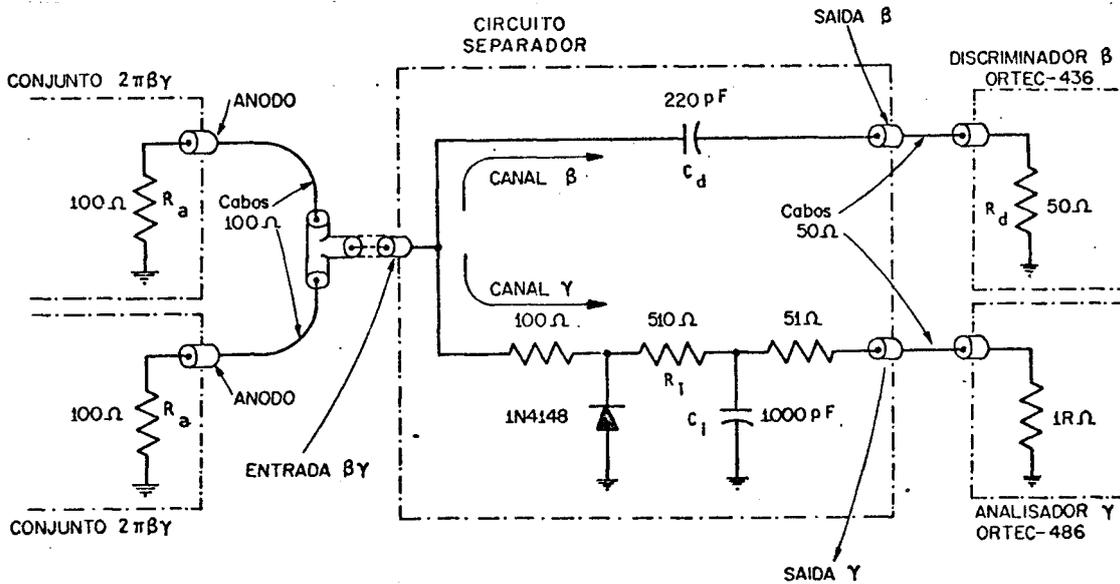


FIG. 5.4- Circuito separador de pulsos e suas interligações com o sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$

ramo superior (SAÍDA β) consiste de um diferenciador RC, formado por $R = 50 \Omega$ (impedância de entrada do discriminador ORTEC 436) e $C = 220 \text{ pF}$, resultando uma constante de tempo $RC = 11 \text{ ns}$. Esta constante de tempo foi otimizada experimentalmente, tal que os pulsos beta, de largura $\approx 10 \text{ ns}$, passam pelo diferenciador sem mudança apreciável de aspecto.

Os pulsos gama, de largura $\approx 500 \text{ ns}$ e tempo de subida $\approx 2 \text{ ns}$ (cf. figura 3.2) também passam por este diferenciador, resultando pulsos de amplitude essencialmente idêntica à inicial, porém de curta duração ($\approx 10 \text{ ns}$). Entretanto, estes pulsos têm amplitude cerca de 5 vezes menores que os pulsos beta e portanto o discriminador ORTEC-436 os separa efetivamente. Assim, as contagens do canal beta são devidas exclusivamente aos pulsos beta. As amplitudes na SAÍDA β , medidas com uma fonte de Cs^{137} — $E_{\beta} = 0,66 \text{ MeV}$; $E_{\gamma} = 0,51 \text{ MeV}$ (92%) e $1,17 \text{ MeV}$ (8%) — foram $v_{\beta} = 7,0 \text{ V}$ e $v_{\gamma} = 0,5 \text{ V}$, resultando num fator de separação $v_{\beta}/v_{\gamma} = 14$. As reflexões (ringings) neste canal foram menores que 100 mV e são devidas ao fato do casamento dos cabos não ser perfeito, dada a presença de condensadores no circuito, conforme analisado no item 3.6.1.

O ramo inferior (SAÍDA γ) tem na entrada um ceifador consistindo de $R = 100 \Omega$ e um diodo rápido 1N4148. Os pulsos ceifados alimentam o integrador formado por $R_i = 510 \Omega$ e $C_i = 1000 \text{ pF}$, que por sua vez alimenta a entrada do analisador ORTEC-486, que tem impedância de entrada de $1 \text{ k}\Omega$. A resistência de 51Ω em série serve para o casamento do cabo que alimenta o analisador ORTEC-486. Como este ramo é lento, o efeito de seu mau casamento não é importante, não tendo sido registrados reflexões em um osciloscópio rápido.

A resistência de entrada do canal gama (100Ω) é bastante grande para isolá-lo do canal beta, ao mesmo tempo que é suficientemente pequena para não acarretar atenuação intolerável na amplitude dos pulsos gama. Desta forma, a impedância de entrada do circuito separador é essencialmente igual a 50Ω , resultando no casamento adequado da combinação em paralelo com os dois cabos de 100Ω que o alimentam. Os valores adotados foram o resultado de criteriosa otimização experimental, objetivando a melhor separação beta-gama, e a minimização de distorções e reflexões.

As amplitudes medidas na SAÍDA γ com a mesma fonte de Cs^{137} foram: $v_{\gamma} = 500 \text{ mV}$ e $v_{\beta} = 150 \text{ mV}$, resultando num fator de separa-

ção $v_{\beta}/v_{\gamma} = 3,3$ vezes. Esta separação é suficiente para permitir a perfeita eliminação dos pulsos beta, já que os pulsos gama são discriminados no pico de absorção total. As reflexões neste canal foram menores que 50 mV, e portanto, desprezíveis.

Em conclusão, pode-se afirmar que o circuito separador é adequado ao caso, e que seu desempenho foi muito superior aos dos outros circuitos usuais, também analisados com detalhes no Capítulo 3.

Como pode ser visto no item 5.5 e tabela 5.1, os testes feitos com um cintilador de antraceno mostram que este detetor fornece pulsos muito parecidos com os do NE-102. Assim, o circuito separador é, também, adequado à separação beta-gama no caso de se utilizar o antraceno combinado ao NaI(Tl). O mesmo seria válido para cintiladores líquidos, cuja resposta também é semelhante à do NE-102.

5.3. DETERMINAÇÃO DO PONTO DE OPERAÇÃO DO CANAL $4\pi\beta$

O discriminador beta ORTEC-436, foi escolhido por ser o único disponível que aceita pulsos de largura mínima de 3 ns, negativos, com limiar de discriminação em 50 mV. É, portanto, equipamento adequado à discriminação dos pulsos beta, negativos e rápidos, cujas amplitudes mais baixas são da ordem de 200 mV. O cabo de 50 Ω que liga a saída beta a este discriminador (impedância de entrada de 50 Ω) está casado dos dois lados e sua capacitância não influi no circuito.

Quando se aumenta o valor de C_d , no circuito separador, há um aumento nas amplitudes dos pulsos beta a serem discriminados, o que é certamente vantajoso. Entretanto, no instante da passagem de um pulso beta por C_d , este capacitor atua como um curto-circuito. Nesta situação, a impedância de entrada de 50 Ω do canal beta entrará em paralelo com o canal gama, carregando-o indevidamente.

Determinou-se um valor ideal para C_d , por intermédio de gráficos de taxas de contagem beta da SAÍDA β , n_{β} , versus níveis de

discriminação beta, D_β fixados na unidade ORTEC-436, para tres valores de C_d . A figura 5.5 que se segue, reúne os tres gráficos obtidos. Observe-se que, para $C_d = 220$ pF os resultados são muito próximos daqueles quando $C_d = 1000$ pF, não recomendando, portanto, aumentá-lo além desse valor. Já para 56 pF a perda em amplitude é considerável. Assim, $C_d = 220$ pF foi escolhido como compromisso adequado, indicado na figura 5.4. Na determinação deste valor, utilizou-se fonte de P^{32} , geometria 4π , e A.T. = - 2000 V.

Traçando-se gráficos n_β versus A.T., para diferentes níveis de discriminação beta, D_β , há interesse em se obter um patamar com a menor inclinação possível, pois flutuações indevidas na alta tensão provocarão variações na amplitude dos pulsos beta de mesma energia, resultando em uma discriminação incorreta na região de energias beta de interesse. Os efeitos de temperatura podem alterar as características do diferenciador e do discriminador beta, ocasionando, da mesma forma, discriminação incorreta de energia, outra razão para se procurar o melhor patamar.

Baseando-se nesse critério do patamar de menor inclinação, traçou-se o gráfico indicado na figura 5.6, onde a curva correspondente a $C_d = 220$ pF apresenta patamar melhor que a de 56 pF, indicando a superioridade da primeira. Nesta experiência, adotou-se um valor típico $D_\beta = 100$ div., sendo que o discriminador está dado em número de divisões de potenciômetro. Por outro lado, com A.T. = - 2140 V e $C_d = 56$ pF, foi necessário aumentar D_β de 100 div. para 180 div., afim de obter a mesma taxa de contagem registrada com $C_d = 220$ pF e $D_\beta = 100$ div., indicando que a faixa de energias beta registrada com 220 pF é maior que com 56 pF. Portanto, os gráficos das figuras 5.5 e 5.6 estabelecem $C_d = 220$ pF como valor adequado.

A figura 5.7 representa as curvas n_β versus A.T., para vários valores de D_β , já obtidos com $C_d = 220$ pF. A curva com melhor patamar (menor inclinação na região central) é obtida com $D_\beta = 100$ div.. O ponto de operação ótimo para as fotomultiplicadoras (mesmas tensões aplicadas) localiza-se no ponto de inflexão da curva $D_\beta = 100$ div., isto é, para A.T. = - 2140 V.

Para confirmar esta escolha, foram obtidos os gráficos relacionados na figura 5.8, de n_β versus D_β , para tres valores de A.T., sendo o valor médio determinado da figura 5.7. Conclui-se daí que o nível de discriminação $D_\beta = 100$ div. está acima do ruído,

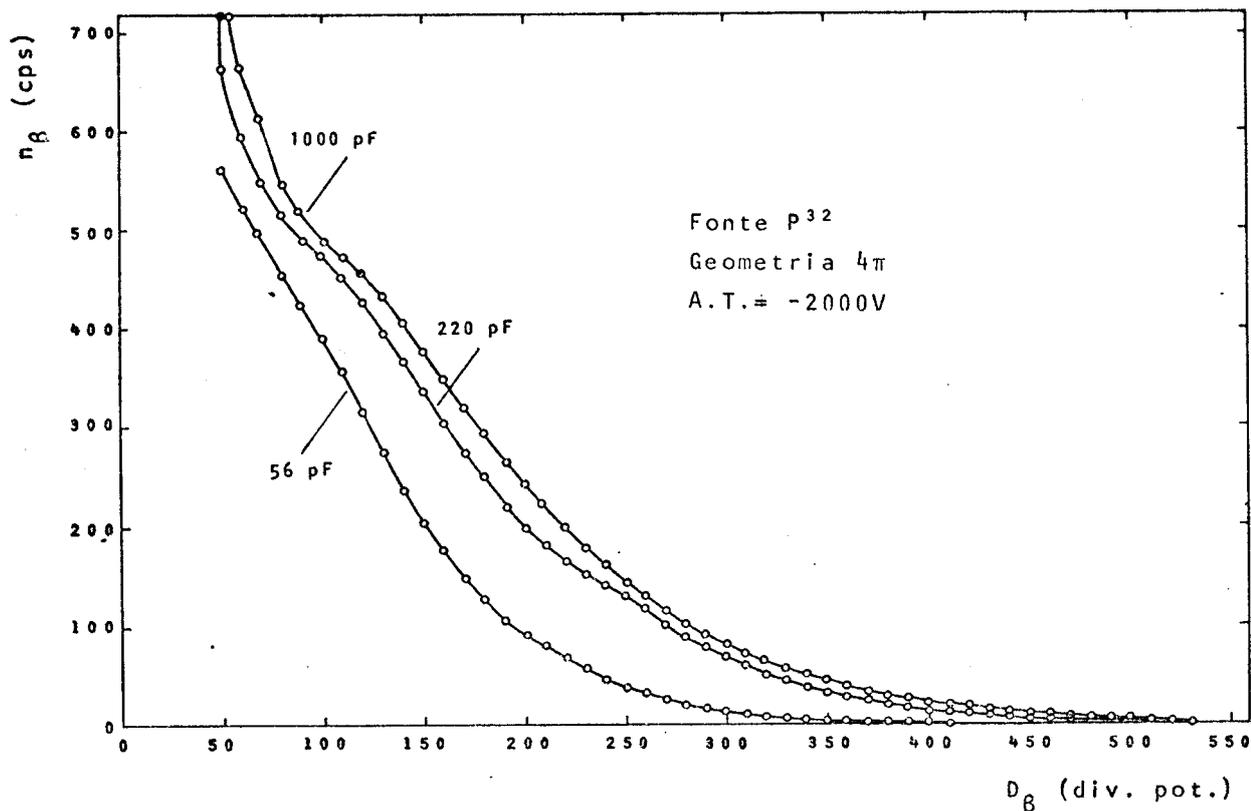


FIG. 5.5- Gráfico de $n_\beta \times D_\beta$ com diferentes valores de C_d

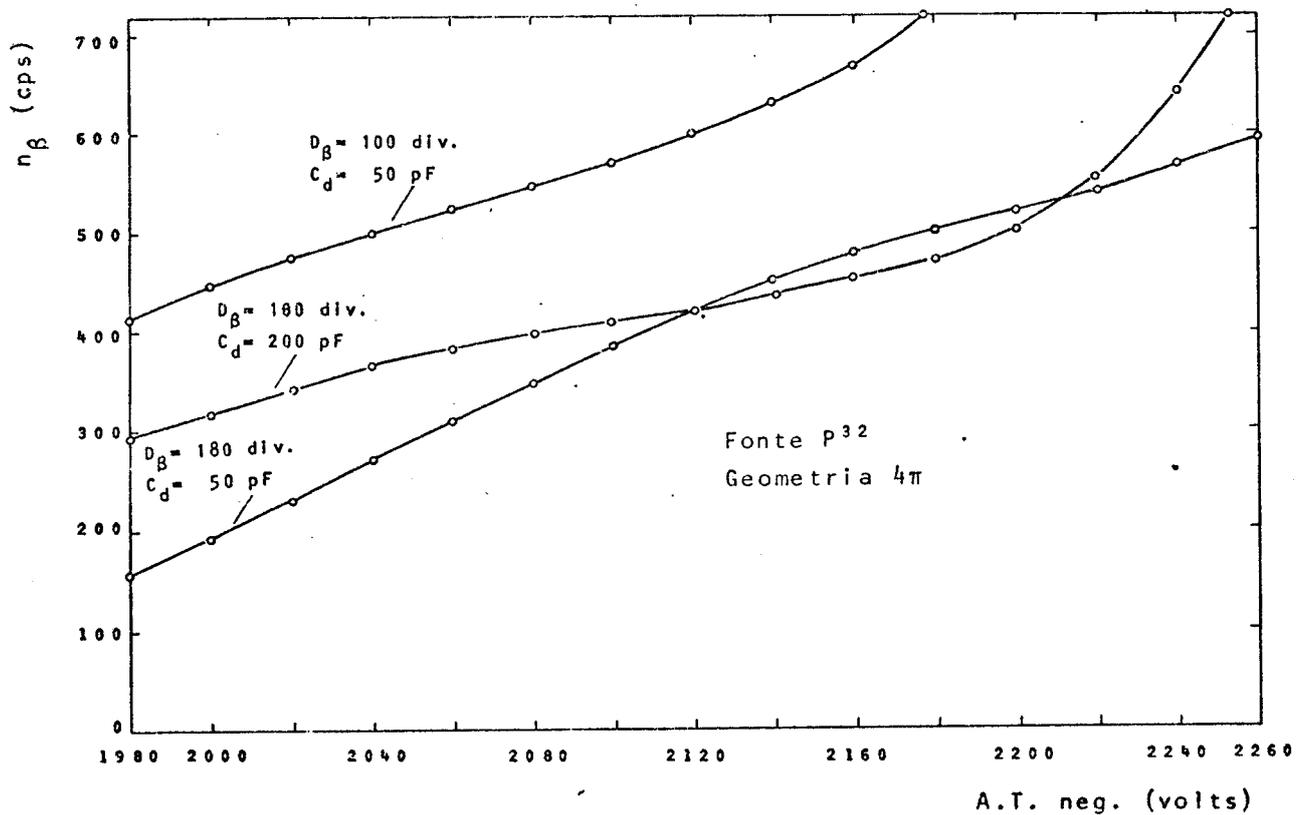


FIG. 5.6- Gráfico de $n_\beta \times A.T.$ com diferentes valores de D_β e C_d

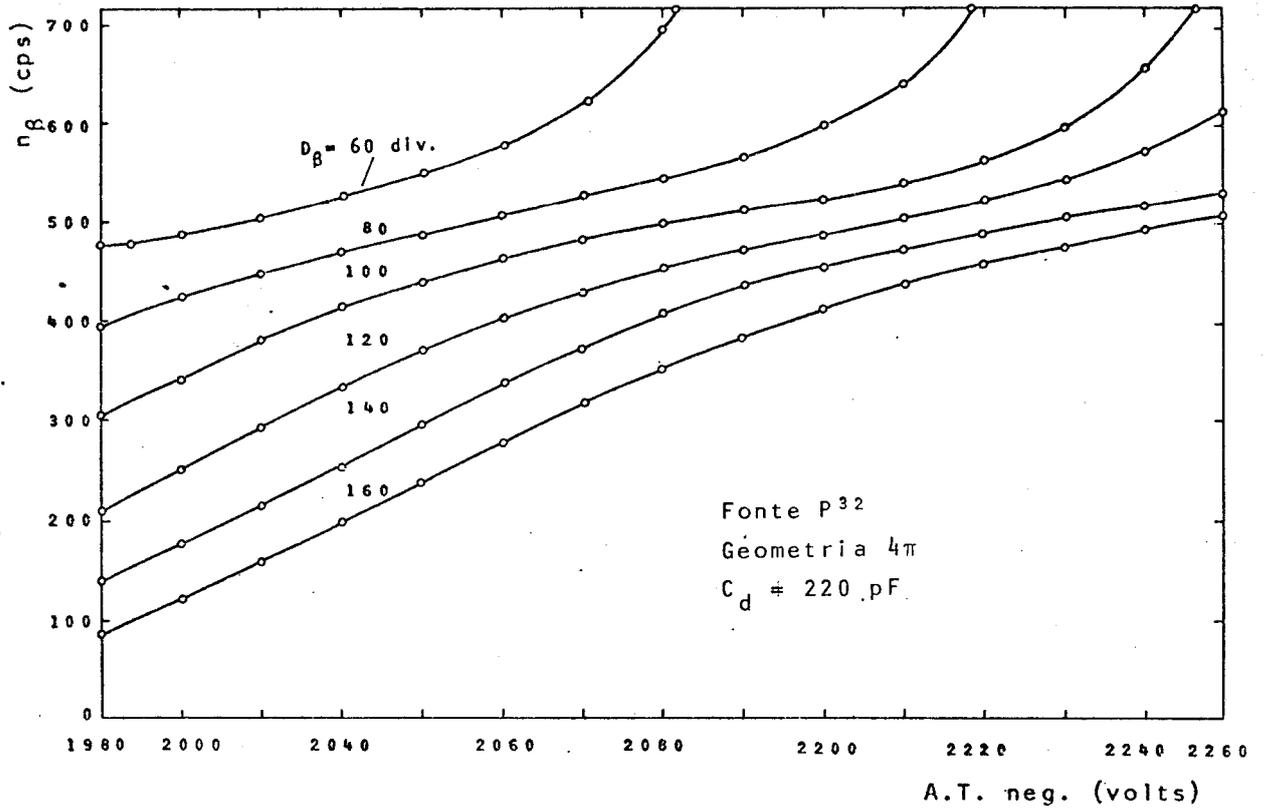


FIG. 5.7- Gráfico de n_{β} x A.T. para diferentes valores de D_{β} .

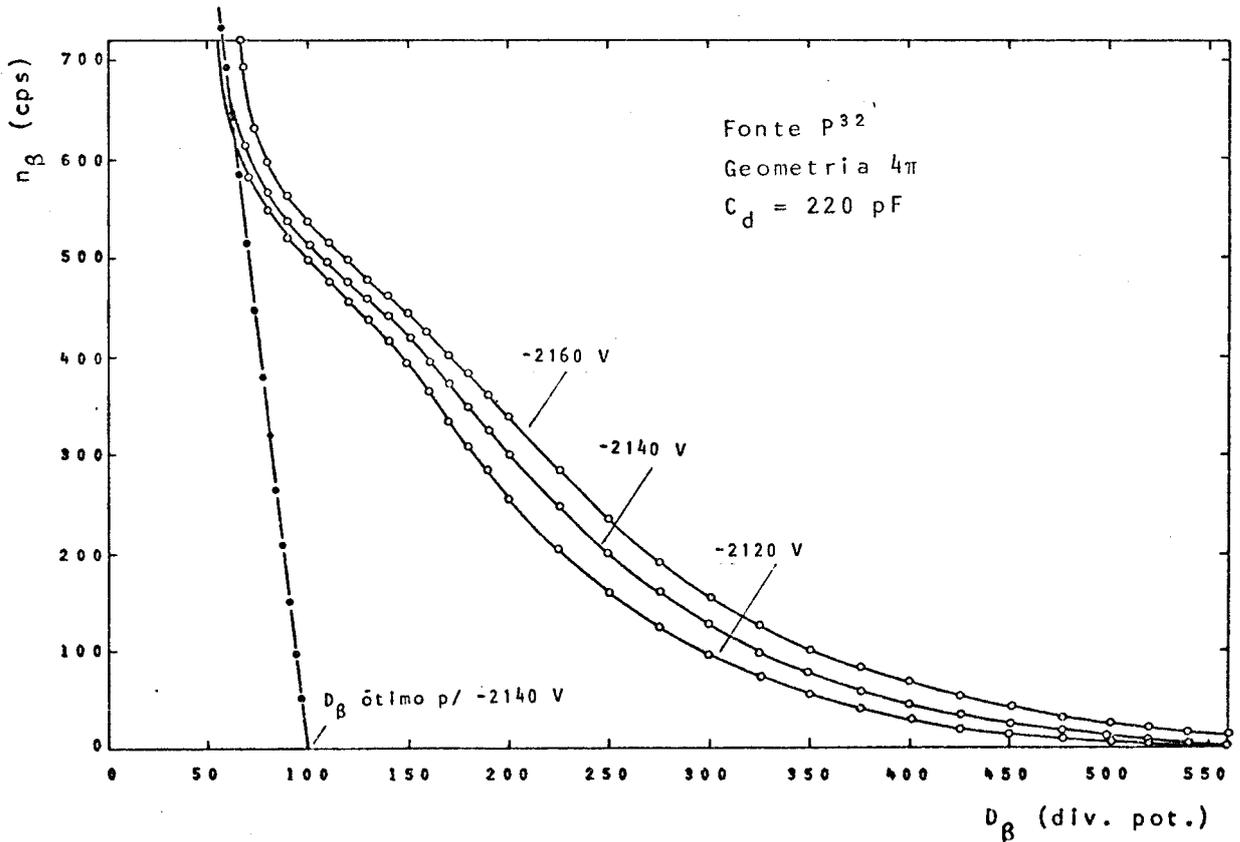


FIG. 5.8- Gráfico de n_{β} x D_{β} para diferentes valores de A.T.

conforme indica a extrapolação deste. Observa-se também que a curva correspondente a - 2140 V tem aspecto mais homogêneo que suas vizinhas.

Resumindo, o canal beta do sistema $4\pi\beta-\gamma$ tem suas características de detecção beta otimizadas para $C_d = 220$ pF, $D_\beta = 100$ div. e A.T. = - 2140 V.

Foi mencionada no item 1.3.1 a correção devida ao fator de absorção na janela e no ar, F_w . Os testes feitos com os dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$, inclusive a determinação do ponto de operação do canal beta, exigiram a proteção dos cintiladores NE-102 contra luz externa, da maneira descrita no item 5.1. A fonte de P^{32} foi justaposta ao detector NE-102 do lado de fora da blindagem de luz. A ação de absorção da blindagem (folha dupla de alumínio, equivalente a 8 mg/cm²) pode ser vista na figura 5.9. Este gráfico foi determinado para cada conjunto $2\pi\beta-\gamma$, A.T. = - 2140 V, isoladamente, pela intercalação, entre fonte e detector, de um número crescente de folhas de alumínio, cada folha correspondendo a cerca de 4 mg/cm². Obteve-se como resultado duas curvas essencialmente iguais, sendo que a figura 5.9 pode ser adotada para um ou outro conjunto $2\pi\beta-\gamma$, indistintamente. Extrapolando-se esta curva, obtém-se a taxa de contagem para um valor teoricamente nulo de absorção. É oportuno lembrar que a absorção beta existente no acoplamento da fonte de P^{32} implica na determinação do fator de absorção no revestimento da fonte (F_c), definido no item 1.3.1, e que depende da maneira como ela foi confeccionada, devendo ser levado em conta na determinação de sua atividade para o cálculo da eficiência de detecção beta.

5.4. DETERMINAÇÃO DE $(\epsilon_\beta)_\gamma$

Além da determinação do ponto de operação do canal $4\pi\beta$, é necessário avaliar sua eficiência de detecção gama, $(\epsilon_\beta)_\gamma$, que será usada como fator de correção na determinação da atividade, indicada na equação (2.4).

O cintilador plástico beta é constituído de material de baixo peso atômico, e detetará os fôtons por efeito Compton. Sua seção de choque de absorção por efeito fotoelétrico é muito pequena, resultando picos de absorção total que se perderão na contagem de fundo.

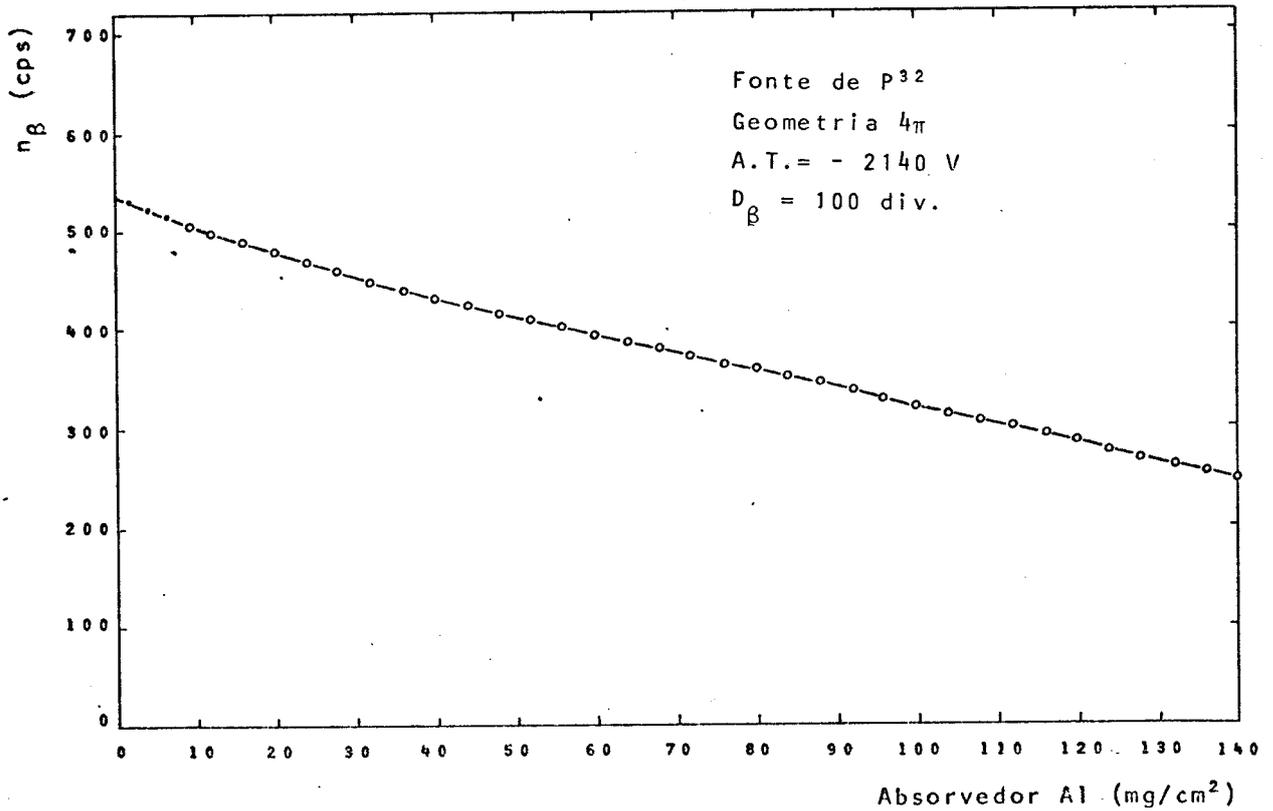


FIG. 5.9- Gráfico de n_{β} x mg/cm^2 de Al

O espectro de energias gama registrado será, portanto, um espectro Compton, contínuo. Variará desde zero (energia mínima dissipada no cintilador) até a energia máxima do isótopo (E_m). O gráfico de contagem integral, análogo ao da figura 5.5 para emissor beta puro (P^{32}), mostrará um decréscimo linear para zero.

O valor da taxa de contagem gama registrada no canal beta, designada por $(n_{\beta})_{\gamma}$, dependerá do nível de discriminação adotado. Portanto $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ pode ser reduzida a valor conveniente, elevando-se esse nível de discriminação. Há, entretanto, um compromisso a ser estabelecido entre a redução de $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ e a consequente redução da taxa de contagem beta, n_{β} , que também depende do nível de discriminação escolhido. A redução crescente de n_{β} aumenta, evidentemente, o erro estatístico nesta medida.

O valor de $(n_{\beta})_{\gamma}$ dependerá, certamente, do isótopo empregado, pois a eficiência de detecção gama depende da sua energia. No entanto, como o detetor escolhido tem espessura reduzida, e pequeno

número atômico, sua eficiência $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ é bastante pequena para a maioria dos isótopos. Assim, o valor do discriminador escolhido para um isótopo β - γ típico como o Co^{60} será adequado aos demais, desde que tenham energias comparáveis, pois a seção de choque Compton é essencialmente constante na região de 0,2 a 2 MeV^{20}, que engloba a maioria dos isótopos β - γ de interesse.

Adotou-se o nível de discriminação do ponto de operação do canal $4\pi\beta$, estabelecido no item 5.3, isto é $D_{\beta} = 100$ div. para A.T. = - 2140 V. A determinação da eficiência gama deste detetor pode ser facilmente determinada, pois tem-se:

$$(\epsilon_{\beta})_{\gamma} = \frac{(n_{\beta})_{\gamma}}{n_0 e^{-\mu x}} \quad (5.1)$$

sendo:

$(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ = eficiência gama do canal beta

$(n_{\beta})_{\gamma}$ = taxa de contagem obtida no canal beta devido a gamas; usando-se uma fonte β - γ , há necessidade de absorvedor entre ela e o detetor, de forma a absorver totalmente a radiação beta

$n_0 e^{-\mu x}$ = atividade da fonte empregada, corrigida da absorção na espessura x do absorvedor beta, sendo μ o coeficiente de absorção linear total do absorvedor.

Empregando-se fonte de Co^{60} , cuja radiação beta de máxima energia é de 0,31 MeV, um absorvedor de Al com 1 mm de espessura é suficiente para absorção total dos betas. A figura 5.10 mostra a taxa de contagem $(n_{\beta})_{\gamma}$, em função do discriminador D_{β} , para fonte de Co^{60} . A radiação de fundo medida foi desprezada, em face da atividade envolvida, por ser menor que 1% de $(n_{\beta})_{\gamma}$.

A figura 5.10 fornece $(n_{\beta})_{\gamma} = 66$ cps, para o discriminador ótimo de 100 div.. Empregou-se, neste caso, uma fonte de Co^{60} , de 2,5 μCi , montada em um suporte plástico suficientemente fino para dispensar cálculos de retro-espalhamento e auto-absorção. Na determinação do gráfico da figura 5.10, utilizou-se um absorvedor beta de Al, com 0,6 cm de espessura. Como a energia gama máxima do Co^{60} é 1,33 MeV, então^{21}:

$$\mu/\rho = 0,055 \text{ cm /g}$$

$$\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$$

Donde:

$$\mu \approx 0,15 \text{ cm}^{-1}$$

Portanto, $e^{-\mu x} = e^{-0,15 \times 0,6} = e^{-0,09} = 0,91$. Aplicando-se a equação (5.1), para $n_0 = 3,7 \times 10^{10} \times 2,5 \times 10^{-6} = 9,3 \times 10^4$ cps:

$$(\epsilon_{\beta})_{\gamma} = \frac{66}{9,3 \times 10^4 \times 0,91} \approx 0,08\%$$

O baixo valor desta eficiência comprova a grande vantagem da escolha do detetor beta, de material leve e espessura pequena, pois as imprecisões introduzidas por $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ são desprezíveis. Mesmo com um aumento de um fator de 2 ou 3 vezes na espessura deste detetor, e que resultaria num aumento proporcional de $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$, seu valor seria ainda desprezível. No entanto, com isso a amplitude dos pulsos beta aumentará, com conseqüente melhoria da relação sinal/ruído, o que permite reduzir-se o nível do discriminador D_{β} , elevando ϵ_{β} .

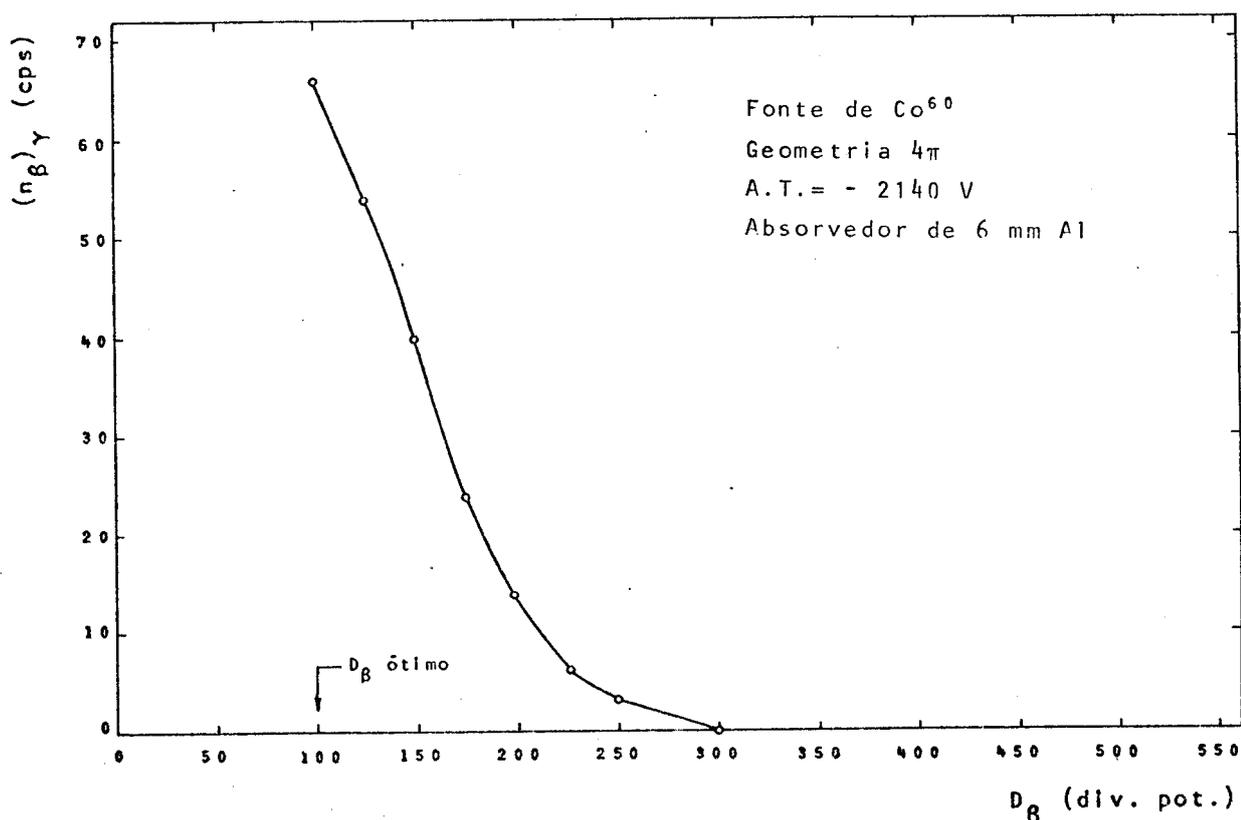


FIG. 5.10- Gráfico de $(n_{\beta})_{\gamma} \times D_{\beta}$

Por outro lado (Capítulo 4) uma espessura maior é mais adequada a radiações beta mais energéticas. Esta liberdade de escolha permite adequar melhor a espessura do detetor a radioisótopos de alta energia. Conforme mencionado, a seção de choque Compton, que predomina na determinação de $(\epsilon_\beta)_\gamma$, é aproximadamente constante na região onde ocorre a grande maioria dos gamas de interesse. O valor de $(\epsilon_\beta)_\gamma$, portanto, não sofrerá variações, permanecendo desprezível nos casos usuais.

Caso se deseje maior precisão para um dado radioisótopo, pode-se determinar $(\epsilon_\beta)_\gamma$ experimentalmente, como feito, ou calcular seu valor aproximado, pela relação (5.2):

$$(\epsilon_\beta)_{\gamma_i} = (\epsilon_\beta)_{\gamma_o} \frac{\mu_i}{\mu_o} \quad (5.2)$$

onde o índice i indica o radioisótopo considerado e o índice o indica o radioisótopo de referência (Co^{60} , no caso), sendo μ o coeficiente de absorção linear total das radiações. A equação (5.2) pressupõe geometrias idênticas e pequenos valores da eficiência $(\epsilon_\beta)_\gamma$.

Por exemplo, para o Cs^{137} ($\epsilon_\beta = 0,66 \text{ MeV}$) tem-se $\mu_i/\rho = 0,075 \text{ cm}^2/\text{g}$ e como $\mu_o/\rho = 0,055 \text{ cm}^2/\text{g}$, resulta de (5.2):

$$(\epsilon_\beta)_{\gamma_i} = 0,08\% \frac{0,075}{0,058} \approx 0,1\% ,$$

comprovando que $(\epsilon_\beta)_\gamma$ varia pouco com a energia.

5.5. DETERMINAÇÃO DE ϵ_β

A eficiência beta do canal beta, ϵ_β , pode ser obtida de maneira semelhante à de $(\epsilon_\beta)_\gamma$, através da equação (5.3):

$$\epsilon_\beta = \frac{n_\beta}{n_o e^{-\mu x}} \quad (5.3)$$

sendo n_o a atividade beta da fonte, μ o coeficiente de absorção linear total beta do seu revestimento e n_β a taxa de contagem beta, de terminada sem absorvedor, isto é, com contato direto entre fonte e

detetor. Deve ser levada em conta a contribuição de retro-espalhamento, provocado pelo suporte da fonte.

As figuras 5.11 e 5.12 se referem aos dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$, e representam as taxas de contagem n_β , para fonte de P^{32} , versus os níveis de discriminação D_β . É interessante observar que o ponto de operação do sistema $4\pi\beta-\gamma$, A.T. = - 2140 V e $D_\beta = 100$ div., indicado na figura 5.7, não coincide com os pontos ótimos de cada conjunto $2\pi\beta-\gamma$ isoladamente. Isto pode ser visto nas figuras 5.11 (conjunto 1) e 5.12 (conjunto 2), que recomendam A.T. = - 2140 V e $D_\beta = 120$ div. para ponto de operação das partes $2\pi\beta-\gamma$. Quando é feita a ligação em paralelo dos dois conjuntos, há um deslocamento das curvas indicadas pelas figuras 5.11 e 5.12.

No entanto, para obtenção de n_β em (5.3), deve-se tomar como base o ponto de operação do sistema $4\pi\beta-\gamma$, isto é, A.T. = - 2140V e $D_\beta = 100$ div.. Assim, dos dados que deram origem às figuras 5.11 e 5.12 obtêm-se os seguintes resultados, para o referido ponto de operação:

$$n_\beta = 296 \text{ cps} \quad (\text{Conjunto 1})$$

$$n_\beta = 292 \text{ cps} \quad (\text{Conjunto 2})$$

Como se vê, os dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ dão resultados essencialmente idênticos.

A contagem do sistema $4\pi\beta-\gamma$ pode ser obtida da figura 5.7. No ponto de operação, $n_\beta = 516$ cps, ou seja, praticamente igual ao valor da soma das contagens dos dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ isolados (588 cps).

A pequena discrepância ($\approx 12\%$) se deve, provavelmente, a imprecisões estatísticas e auto-absorção do suporte da fonte, resultando em uma menor taxa de contagem do canal correspondente à face traseira dela.

A atividade da fonte de P^{32} é de $0,0356 \mu\text{Ci}$, fornecendo portanto uma taxa de contagem $n_0 = 3,7 \times 10^{10} \times 3,56 \times 10^{-8} = 1317$ cps.

A espessura x do absorvedor frontal (proteção frontal da fonte mais a blindagem de luz de Al) equivale a 66 mg/cm^2 , e o valor de μ para betas do P^{32} absorvidas no Al pode ser obtido^{22} da

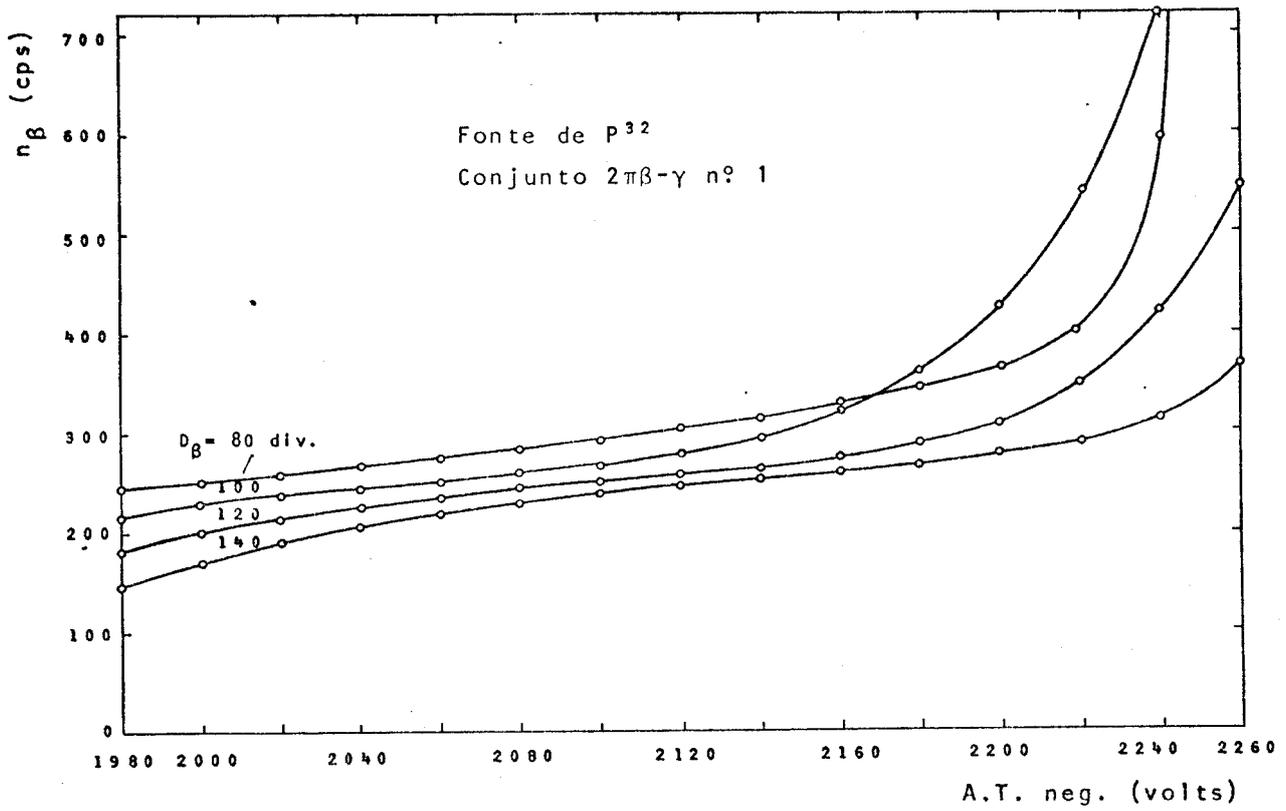


FIG. 5.11- Gráfico de n_β x A.T. com diferentes valores de D_β

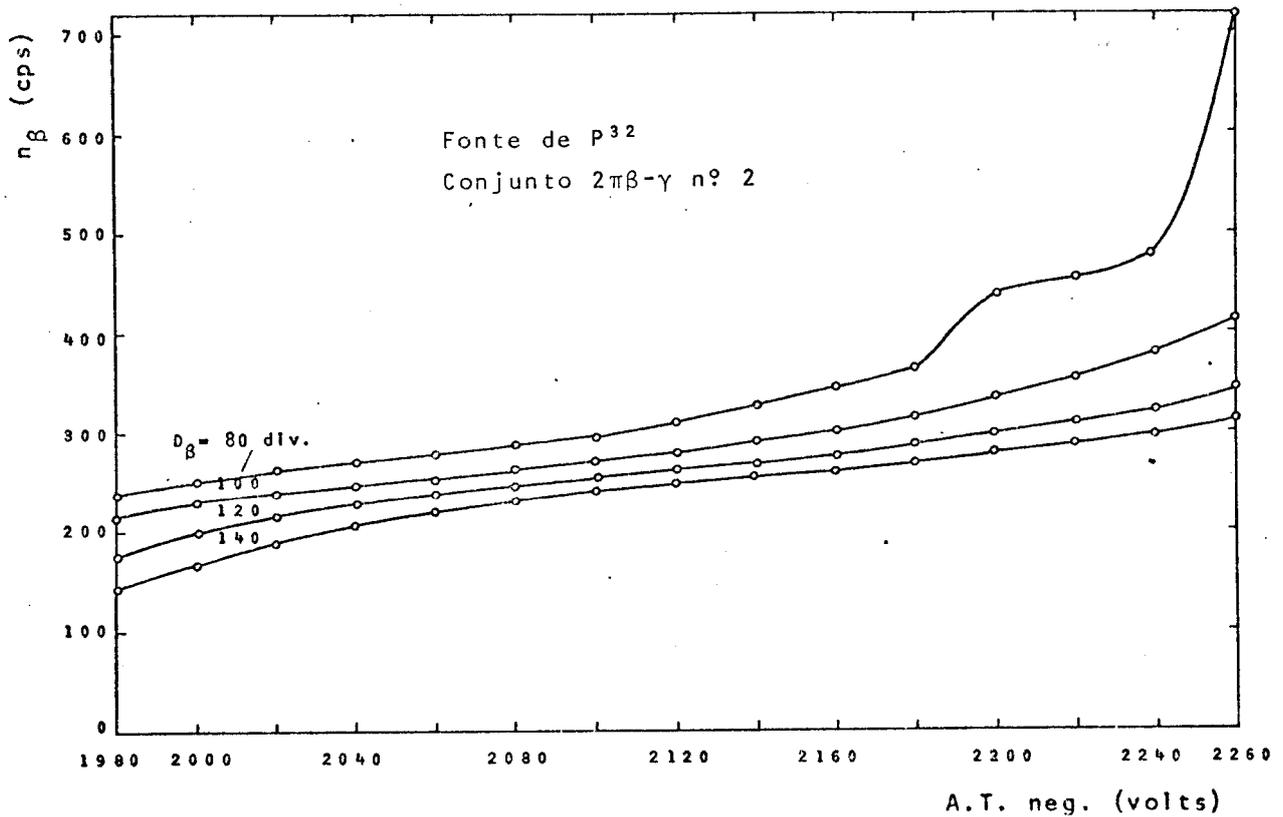


FIG. 5.12- Gráfico de n_β x A.T. com diferentes valores de D_β

equação (5.4):

$$\mu = \frac{22}{(E_m)^{1,33}} \quad (5.4)$$

Para $E_m = 1,71$ MeV, tem-se, de (5.4):

$$\mu = \frac{22}{(1,71)^{1,33}} = \frac{22}{2,04} \approx 11 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Assim:

$$e^{-\mu x} = e^{-11 \times 0,066} = e^{-0,73} = 0,48$$

O valor de n_β no sistema $4\pi\beta-\gamma$ é a soma das contagens dos dois canais $2\pi\beta-\gamma$, ou seja $n_\beta = 296 + 292 = 588$ cps, devendo-se corrigir o efeito do retro-espalhamento, desprezando-se os demais, já que se quer apenas um valor estimativo de ϵ_β .

O valor de ϵ_β depende da construção da fonte e, nas medidas mais precisas, deve ser determinado para fontes e radioisótopos de construção idêntica às das fontes utilizadas e, além disto, da espessura do detetor e dos valores do discriminador adotados.

A fonte de P^{32} utilizada possui 81 mg/cm^2 de proteção traseira. Somando-se 8 mg/cm^2 de Al correspondente à blindagem de luz, vê-se que o absorvedor total traseiro (89 mg/cm^2) provoca saturação no retro-espalhamento (vide item 1.3.1). Assim, o fator de espalhamento para Al passa a ser^[4,7]:

$$F_b = 1,32$$

Portanto, de (5.3):

$$\epsilon_\beta = \frac{588}{1317 \times 0,48 \times 1,32} = 70\%$$

Este resultado é pequeno, pois deveria ser próximo de 100% para minimizar as correções na fórmula geral do método. É função da espessura e natureza do detetor beta, além de fatores como geometria e auto-absorção da fonte, valores de alta tensão e discrimina-

dor. O baixo valor obtido para ϵ_{β} se deve, principalmente, ao nível alto do discriminador adotado e à espessura insuficiente do cintilador para um beta de tão alta energia como o do P^{32} , provocando perdas no início e no fim do espectro beta.

Conforme visto, esta espessura pode ser aumentada de 2 ou 3 vezes, sem que haja aumento excessivo em ϵ_{β} . Outra medida válida seria a adoção do cintilador beta mais eficiente, como por exemplo o antraceno, que tem cerca de 1,5 vezes a eficiência de detecção do cintilador utilizado. Resultariam pulsos e relação sinal/ruído proporcionalmente melhores, e uma eficiência ϵ_{β} mais próxima de 100%.

Um outro fator que reduz ϵ_{β} é a absorção luminosa da cintilação do detetor plástico, provocada pelo detetor de NaI(Tl) e pelo guia de luz. O efeito desta segunda absorção é pequeno, e pode ser eliminado usando-se fotomultiplicadora de 3"φ.

Para avaliar a absorção total no NaI + guia de luz, foram feitas medidas comparativas de amplitudes máximas de pulsos, vistos em osciloscópio rápido, empregando-se fonte de P^{32} . A Tabela 5.1 reúne estas medidas, em várias configurações de cintiladores, guia de luz e fotomultiplicadora. No caso NaI + guia de luz (4ª condição da Tabela 5.1), observou-se uma redução na amplitude dos pulsos no anodo, da ordem de 4 vezes, comparada à 2ª condição. Esta absorção é grande, provocando pior relação sinal/ruído, com consequente redução de ϵ_{β} .

O problema pode ser reduzido utilizando-se um cristal de NaI(Tl) menos espesso (e.g. 2φx3"φ) ou pela escolha de um cintilador cuja luz seja melhor transmitida pelo NaI, ou ainda pela adoção de um cambiador de luz (wavelength shifter) adequado. Estas técnicas não foram estudadas por não se dispor dos componentes, mas são certamente viáveis.

Sabe-se que os cintiladores apresentam forte absorção para comprimento de onda menores que os da luz que emitem, e absorção mínima para comprimentos de onda iguais ou maiores que os da luz que emitem. No caso do NaI(Tl) o espectro de emissão tem seu máximo em 413 nm, ao passo que a emissão do cintilador plástico NE-102 tem seu máximo em 423 nm sendo, em consequência, fracamente absorvida pelo NaI(Tl). Já o antraceno, que tem este máximo em 440 nm, sofrerá absorção menor no NaI(Tl). Igualmente, os cintiladores plásti-

TABELA 5.1

 EFEITO DAS PERDAS DE INTENSIDADE LUMINOSA

CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO:

A.T. = - 2140 V

Base ORTEC-265, modificada para 100 Ω no anodoFotomultiplicadora RCA-8575 de 2" ϕ Cabo de 100 Ω casado na entrada do osciloscópioOsciloscópio TEKTRONIX 7704 ($t_s \approx 2$ ns)Fonte P³² ao contacto sobre a blindagem de luz (8 mg/cm² Al)

Acoplamento ótico entre partes com acoplador Dow-Corning 20-057

CARACTERÍSTICAS ANOTADAS (V_m = AMPLITUDE MÁXIMA; L = LARGURA):

1. Cintilador NE-102 de 38 mm de espessura: $V_m = 9$ V; L = 10 ns
 2. Cintilador NE-102 de 2 mm de espessura: $V_m = 9$ V; L = 10 ns.
Conclusão: não houve perda apreciável de amplitude devido à menor espessura do cintilador, significando que 2 mm são suficientes
 3. Transmissão do guia de luz na condição 2.: 58%
 4. Transmissão do NaI(Tl) 3"x3" ϕ + guia de luz para NE-102 de 2 mm de espessura (condição 2.): 25%
 5. Nível de ruído da RCA-8575: 70 mV
Conclusão: a absorção do NaI(Tl) é considerável, mas mesmo neste caso a relação sinal/ruído ainda é excelente (≈ 30 vezes)
 6. Cintilador de antraceno de 8 mm de espessura: $V_m = 12$ V; L=12ns
 7. Idem de 6. com NaI(Tl) 3"x3" ϕ e guia de luz interpostos $V_m = 2,5$ V; L = 15 ns
 8. Transmissão do NaI(Tl) 3"x3" ϕ + guia de luz para a cintilação do antraceno: 21%
Conclusão: o antraceno dá pulsos cerca de 1,5 vezes maior que o NE-102 e de largura aproximadamente igual, porém sua luz é pior transmitida pelo NaI(Tl).
-

cos baseados no tetrafenilbutadieno (máximo de emissão em 450 nm), terão também luz pouco absorvida pelo NaI(Tl)^{11}. Com o estilbeno (410 nm), a absorção será maior.

O uso do antraceno é, no entanto, mais vantajoso devido à sua maior eficiência de conversão, que resulta mesmo assim, em pulsos beta de maior amplitude, como mostram os resultados da Tabela 5.1.

Como foi mencionado, o baixo valor de $\epsilon_{\beta} = 70\%$ se deve principalmente à imprecisão da medida (correções de absorção e espalhamento da fonte, perdas de resolução, etc) e, sobretudo, ao alto valor da discriminação adotada.

Como a relação sinal/ruído medida é excelente (≈ 30 vezes), o nível de discriminação pode ser reotimizado para a obtenção de ϵ_{β} mais próxima de 100%. Pode-se ainda melhorar a relação sinal/ruído pela escolha de fotomultiplicadoras mais modernas e que tenham menor ruído, como por exemplo as que utilizam dinodos de GaP e fotocatodos ERMA^{23}.

5.6. COINCIDÊNCIAS ALEATÓRIAS

A técnica de medida das coincidências aleatórias beta-gama consiste em introduzir um atraso entre os dois canais de modo a destruir as coincidências reais. O atraso deve ser tal que não ocorra superposição de dois pulsos correlatos, ou seja, se se atrasa o canal gama este atraso deve ser maior que a duração do pulso beta e vice-versa.

Conforme visto no Capítulo 2, a taxa de coincidências aleatórias é proporcional à probabilidade de superposição fortuita dos pulsos beta e gama que, por sua vez, é proporcional à soma da largura dos dois pulsos e também às taxas de contagem individuais, cf. equação (2.14). No caso em estudo, o pulso beta é muito mais rápido que o gama e esta probabilidade fica proporcional à largura do pulso gama.

Para reduzir estas coincidências é, pois, vantajoso reduzir a largura do pulso gama, o que pode ser obtido com uma diferenciação adequada. Como o tempo de subida deste pulso é pequeno

(cf. item 3.5), sua duração pode ser reduzida a um valor de apenas algumas vezes maior que a duração do pulso beta, ou seja, dezenas de nano-segundos.

Esta diferenciação pode ser feita convenientemente utilizando a técnica de linhas de atraso ou ampliadores com formação de pulso apropriada, ou com circuitos de coincidência providos de tempo de resolução ajustável. Cita-se, como exemplo, ORTEC-414A (FAST COINCIDENCE), cujo tempo de resolução pode ser ajustado de 10 a 110 ns, ou o ORTEC-418A (UNIVERSAL COINCIDENCE), que tem este tempo ajustável de 0,1 a 2 μ s.

A redução das coincidências aleatórias é importante, pois elas introduzem imprecisões consideráveis na técnica $4\pi\beta\text{-}\gamma$. Uma das grandes vantagens da técnica proposta é dar pulsos rápidos tanto no canal beta quanto no gama, permitindo assim a redução do tempo de resolução no circuito de coincidência. Neste caso, a duração do pulso beta é desprezível face à duração do pulso gama, e a taxa de coincidências aleatórias, dada pela equação (2.14), passa a ser $n_a = 2n_\beta n_\gamma \tau_\gamma$, onde n_β e n_γ são as taxas de contagem beta e gama, respectivamente, e τ_γ o tempo de resolução do circuito de coincidência para o pulso gama.

Com detetores proporcionais, ou com um canal gama convencional (sinal do dinodo pré-amplificado), os tempos de subida são da ordem de 1 μ s. Os tempos de resolução têm de ser da mesma ordem, ou seja, cerca de 10 vezes maiores que os obtidos com o sistema adotado, resultando em taxas de coincidências aleatórias proporcionalmente maiores.

5.7. DETERMINAÇÃO DO PONTO DE OPERAÇÃO DO CANAL GAMA

É necessário determinar-se os valores da alta tensão, do ganho do amplificador, das constantes de tempo de integração e diferenciação e do discriminador que resultem na máxima estabilidade do canal gama, compatíveis com a melhor resolução e discriminação da contagem de fundo.

A alta tensão do canal gama é comum à do canal beta, que é o mais crítico. Portanto, ela está desde então, determinada no item 5.3, sendo igual a - 2140 V.

Verificou-se empiricamente que a resolução do canal gama aparentemente não variava para mudança dos valores da A.T. compreendidas entre - 1900 V e - 2300 V, faixa adequada de operação da fotomultiplicadora RCA-8575, o que endossa a escolha do valor ótimo de - 2140 V para este canal. Por outro lado, o tempo de subida do pulso gama no anodo da fotomultiplicadora, sendo da ordem de 2 ns (cf. item 3.5), é suficientemente rápido para permitir a adoção das menores constantes de integração e diferenciação, dadas pelos ampliadores comerciais ($\approx 0,1 \mu\text{s}$), sem degradação apreciável da resolução.

Optou-se pela utilização do ORTEC-486 (AMPLIFIER-PULSE HEIGHT ANALYSER), por seu baixo custo e simplicidade. Este amplificador-analisador tem constantes de tempo de integração e diferenciação de $0,5 \mu\text{s}$, do tipo filtro ativo, gerando uma forma de pulso essencialmente gaussiana e suficientemente rápida para esta aplicação. Antes da escolha deste módulo ORTEC, foram feitas medidas com o ORTEC 450 (RESEARCH AMPLIFIER), que permite variar as constantes de tempo na faixa de $0,1$ a $10 \mu\text{s}$. Não se observou alterações na resolução do canal gama para mudanças dessas constantes na faixa de $0,1$ a $1 \mu\text{s}$, justificando a escolha do ORTEC-486. Este amplificador satura para tensão de saída de 12 V, e foi colocado após o circuito separador. Seu ganho foi ajustado ao osciloscópio para obter saída máxima da ordem de $(2/3)V_m = 8 \text{ V}$, longe, portanto, da região de saturação.

A exemplo da ação da alta tensão, verificou-se que o valor do ganho não afeta grandemente a resolução, pois o sinal é substancialmente maior que o nível de ruído. A amplitude dos pulsos gama na entrada do amplificador (saída do circuito separador) é cerca de 100 mV, ao passo que o ruído equivalente do amplificador, referido à entrada, é de apenas $11 \mu\text{V (rms)}^{\{24\}}$.

A resolução do canal gama deve ser, portanto, ditada apenas pelo cintilador e fotomultiplicadora.

O ajuste dos valores ótimos de discriminação (nível inferior e janela) é mais crítico, pois deles depende a estabilidade do canal gama que, como melhor dos dois, dita a estabilidade e reprodutibilidade do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$, como se verá no item 5.8.

Este ajuste foi otimizado, determinando-se inicialmente espectros de absorção total de uma fonte de Cs^{137} , de $2,5 \mu\text{Ci}$. Cada espectro correspondia a uma determinada janela (J) do discriminador

ORTEC-486. Feita uma seleção prévia das regiões mais adequadas desses espectros, traçou-se uma segunda família de curvas, indicada na figura 5.13. Ela mostra a região dos picos de absorção total, próxima dos valores máximos de contagem, em escala expandida do nível inferior D_γ (energias).

A figura 5.13 representa as taxas de contagem obtidas, normalizadas para os valores máximos correspondentes a cada curva. O intervalo de interesse para D_γ está compreendido entre 6,50 e 8,00V. Desta figura, escolheu-se o valor $D_\gamma = 7,25$ V e $J = 2,50$ V, correspondendo ao ponto máximo da curva $J = 2,50$ V, a mais uniforme e de menor variação percentual entre $\Delta n_\gamma/n_{\gamma m}$ e $\Delta E/E_m$ (m indica valores máximos).

Conforme mencionado, a alta tensão é a mesma do canal beta, isto é, A.T. = - 2140 V.

Como se verá no item 5.8, com estes valores a estabilidade do canal gama é excelente, com variações inferiores a 0,01% para $\Delta T_{amb} = 10^\circ\text{C}$ em intervalos de tempo de 3 dias. Este valor pode ser comparado a variações da ordem de 1%/°C para o cintilador e a fotomultiplicadora. Como se observa, a escolha do ponto de operação do canal gama dá a ele os requisitos necessários para ser o canal de referência requerido pelo método β - γ (Apêndice I).

Esta determinação, feita para o Cs^{137} , deve ser refeita para cada radioisótopo utilizado, ou qualquer alteração dos parâmetros envolvidos (A.T., ganho, constantes de tempo, cintiladores, etc). Os valores obtidos na determinação do ponto de operação dos canais beta e gama são de caráter puramente descritivo do método de otimização adotado e não têm valor intrínseco.

5.8. EFEITOS DE TEMPERATURA E DERIVA

A temperatura ambiente influi no valor das taxas de contagem, variando os níveis de discriminação, ganho dos amplificadores e das fotomultiplicadoras, etc.

Segundo o fabricante^[24], o analisador do modelo ORTEC-486 tem um coeficiente de temperatura de 0,1%/°C.

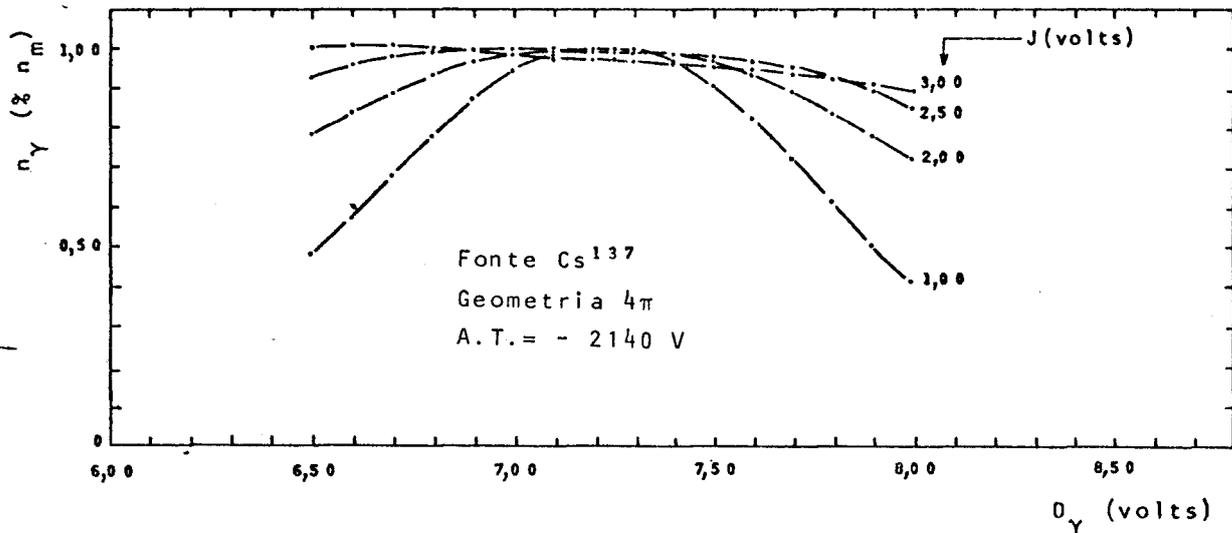


FIG. 5.13-- Gráfico normalizado de $n_\gamma \times D_\gamma$ com diferentes janelas

Para a fotomultiplicadora o coeficiente de temperatura $\bar{\epsilon}$ é de cerca de $+0,3\%/^{\circ}C$ ^[23] sendo que o NaI(Tl) varia cerca de $-1\%/^{\circ}C$ devido à mudança da eficiência de cintilação^[11]. Como se vê, estes efeitos são consideráveis, mas se cancelam parcialmente, devido aos sinais opostos dos coeficientes.

De outra parte, a teoria do método de coincidência (Apêndice I) mostra que se um dos detetores é estável, as variações do outro não influem nos resultados.

Foi feita a medida da estabilidade do sistema β - γ utilizando-se um dos conjuntos $2\pi\beta$ - γ , para a temperatura ambiente variando entre $22^{\circ}C$ e $32^{\circ}C$. Os resultados obtidos são mostrados na Tabela 5.2, determinada após o ajuste dos pontos de operação beta e gama descritos anteriormente. O desvio-padrão percentual da média, para cada canal, é obtido através dos dados da Tabela 5.2:

$$\text{Canal beta: } \bar{\sigma}_\beta = 0,3\%$$

$$\text{Canal gama: } \bar{\sigma}_\gamma = 0,01\%$$

As medidas foram efetuadas com o conjunto $2\pi\beta$ - γ fora do suporte $4\pi\beta$ - γ (item 5.10) e, portanto, mais sujeito a variações locais de temperatura (convecção). Dentro deste suporte a convecção

TABELA 5,2

VARIACÃO DE n_{β} E n_{γ} COM O TEMPO E A TEMPERATURA							
Nº Med.	n_{β}	n_{γ}	Temp. (°C)	Nº Med.	n_{β}	n_{γ}	Temp. (°C)
1	1253699	2462254	22,0	16	1255731	2460097	
2	1251565	2461662		17	1278438	2460508	26,0
3	1252744	2463010	22,5	18	1281084	2457757	
4	1251695	2462883		19	1283787	2460270	
5	1252371	2462480	23,0	20	1287966	2457103	28,0
6	1251532	2461328		21	1294521	2459021	
7	1256554	2460230	23,0	22	1292664	2455947	29,0
8	1258445	2460282		23	1300438	2456039	
9	1259320	2462835	23,5	24	1302191	2459477	29,5
10	1261147	2463092	24,0	25	1305574	2459820	30,0
11	1262120	2461959	24,0	26	1307690	2456310	
12	1264990	2461676	24,5	27	1314239	2457826	31,0
13	1269768	2458179	25,0	28	1318165	2458327	
14	1268446	2459944		29	1317973	2458125	32,0
15	1271270	2461864		30	1322679	2453555	

Fonte usada: Cs¹³⁷

Tempo de cada contagem: 1000 s.

Tempo total: 10 horas

$$\bar{n}_{\beta} = \frac{1}{n} \sum n_{\beta i} = 1285616$$

$$\sigma_{\gamma} = \sqrt{\frac{\sum_i (n_{\gamma i} - \bar{n}_{\gamma})^2}{n - 1}} = 2656$$

$$\bar{n}_{\gamma} = \frac{1}{n} \sum n_{\gamma i} = 2458947$$

$$\bar{\sigma}_{\beta}(\%) = \frac{\sigma_{\beta}}{\sqrt{n} \bar{n}_{\beta}} 100 \approx 0,3\%$$

$$\sigma_{\beta} = \sqrt{\frac{\sum_i (n_{\beta i} - \bar{n}_{\beta})^2}{n - 1}} = 4490$$

$$\bar{\sigma}_{\gamma}(\%) = \frac{\sigma_{\gamma}}{\sqrt{n} \bar{n}_{\gamma}} 100 \approx 0,01\%$$

NOTA: Os valores $\bar{\sigma}_{\beta}$ e $\bar{\sigma}_{\gamma}$ são indicativos da dispersão que se obterá em uma série grande de medidas, em condições típicas de trabalho (tempo de contagem de 1000 s; $\Delta T_{\text{amb}} = 10^{\circ} \text{C}$), sem corrigir os efeitos de temperatura ou deriva.

seria reduzida. O tempo total de medida foi de 10 horas. A variação da temperatura foi de cerca de 10°C , devida a fatores naturais.

O canal beta é pouco estável, mas, felizmente, a variação beta tem efeito desprezível se o canal gama é constante.

A maior variação do canal beta se deve ao fato das amplitudes neste canal serem menores e, portanto, mais vizinhas do ruído. Outra causa provável é que os efeitos devidos à variação de temperatura do cintilador e eletrônica foram maiores para este canal.

CONCLUSÃO

Os efeitos de deriva determinados para o canal gama são considerados desprezíveis, pois um desvio padrão da média igual a 0,01% , entre 22°C e 32°C , durante 10 horas, é típico de uma estabilidade excelente. É interessante observar que a variação percentual da taxa de contagem com a temperatura, dado por:

$$\frac{\Delta n}{\bar{n} \Delta T} = \frac{n_{\max} - n_{\min}}{\bar{n} \Delta T} \times 100\%$$

é de $0,6\%/^{\circ}\text{C}$ para o canal beta e de $0,04\%/^{\circ}\text{C}$ para o canal gama.

Para casos mais críticos, a temperatura da sala de trabalho pode ser controlada, o que certamente aumentará bastante a estabilidade do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$.

Outra contribuição à instabilidade é devida ao aquecimento dos aparelhos, que levam várias horas para entrar em equilíbrio térmico com o meio ambiente. Este efeito pode ser estimado como sendo da ordem de alguns por cento durando algumas horas, após a aparelhagem ser ligada.

É evitado ligando-se o sistema várias horas antes do início das medidas, ou de preferência, deixando-o ligado permanentemente. Operou-se o sistema durante 72 horas e se obteve $\bar{\sigma}_{\gamma} = 0,01\%$, que inclui os efeitos de flutuação estatística da taxa de contagem e de variação da temperatura (10°C), mostrando que não há deriva observável durante este tempo, já que $\bar{\sigma}_{\gamma}$ foi igual ao obtido em um intervalo de tempo menor (10 horas, Tabela 5.2).

5.9. RESOLUÇÃO DO CANAL GAMA

Utilizou-se fonte de Cs^{137} radioisótopo padrão ($E_{\gamma}=0,66MeV$) na medida de resolução gama. Cada conjunto $2\pi\beta-\gamma$ possuía sua própria blindagem de luz. A resolução medida foi de $\approx 17\%$, bastante inferior à típica ($\approx 8\%$), para cintiladores $NaI(Tl)$ convencionais de boa procedência e qualidade.

A princípio suspeitou-se que a baixa resolução fosse devida ao fato de que o sinal era derivado do anodo, onde, dada a diferenciação intrínseca do sinal, seu nível é baixo em relação aos pulsos não diferenciados.

Para verificar este fato levantou-se a figura 5.14, com o emprego de um multicanal, comparando a resolução do sinal anódico com a do sinal do 9º dinodo, onde não ocorre diferenciação e não há, portanto, problemas de não-linearidade, ruído e saturação. Para isto, utilizou-se um pré-amplificador ORTEC-113, adequado à operação com os pulsos do dinodo da F.M. RCA-8575. Concluiu-se que as duas resoluções são praticamente idênticas, mostrando ser o cristal e seu acoplamento ótico os responsáveis pela degradação de resolução. Note-se que o cintilador utilizado (conjunto $2\pi\beta-\gamma$) tem janelas de vidro (frontal e traseira), o que acarreta perda de luz pela parte frontal, com conseqüente perda de resolução.

Na montagem $4\pi\beta-\gamma$, sem blindagem individual de luz, os pulsos dos dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ são somados, e a luz perdida pela frente de um é captada pelo outro, aumentando a eficiência luminosa e melhorando a resolução. Isto é possível ser feito com uma janela escamoteável, vista no suporte do sistema $4\pi\beta-\gamma$, item 5.10. Este recurso não foi testado porque o suporte ficou pronto nas vésperas do término deste trabalho. Outra fonte de perda de luz é o acoplador de lucite que degrada a resolução (Tabela 5.1). Uma fotomultiplicadora de 3"φ permitiria o acoplamento direto, com eliminação deste problema. Outro recurso seria a utilização de cintiladores plásticos de 3"φ, que melhorariam o acoplamento ótico entre os dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$. Estas melhorias não foram testadas por não se dispor dos componentes necessários.

Suspeitou-se também de que o circuito separador fosse o responsável pela pobre resolução. A figura 5.15 mostra, entretanto,

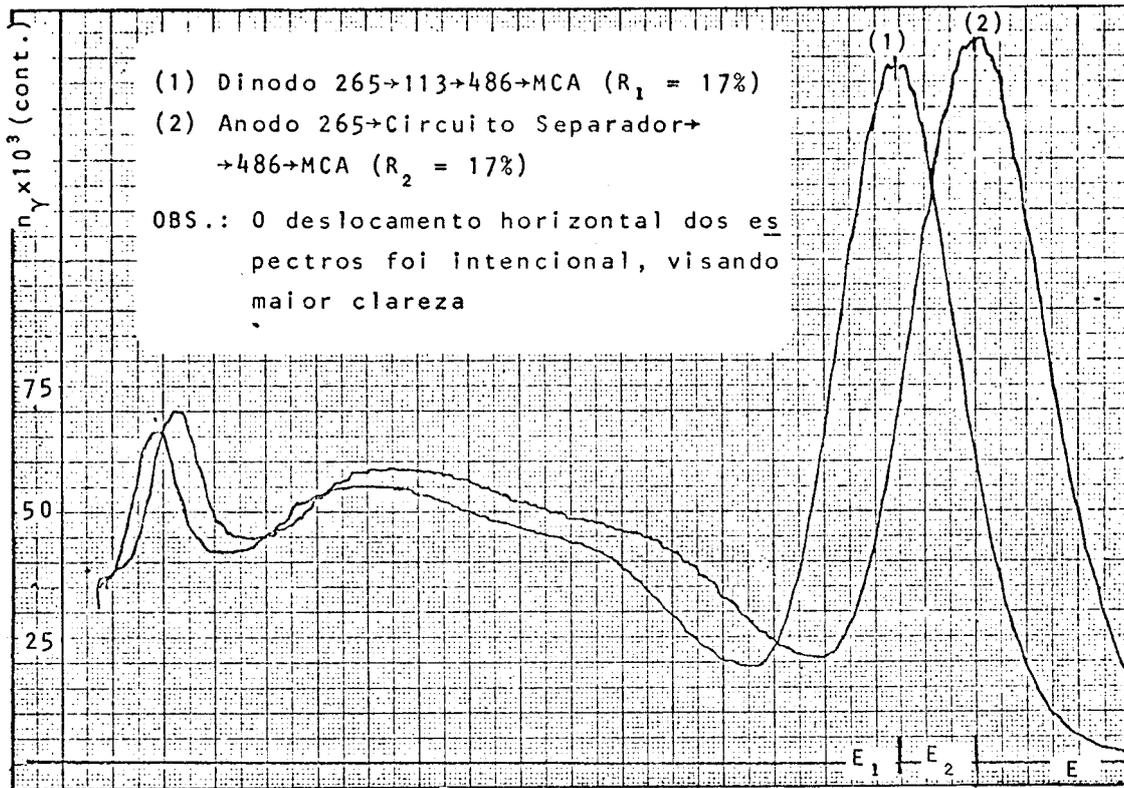


FIG. 5.14- Gráficos $n_Y \times E$ comparativos de resolução para Cs^{137}

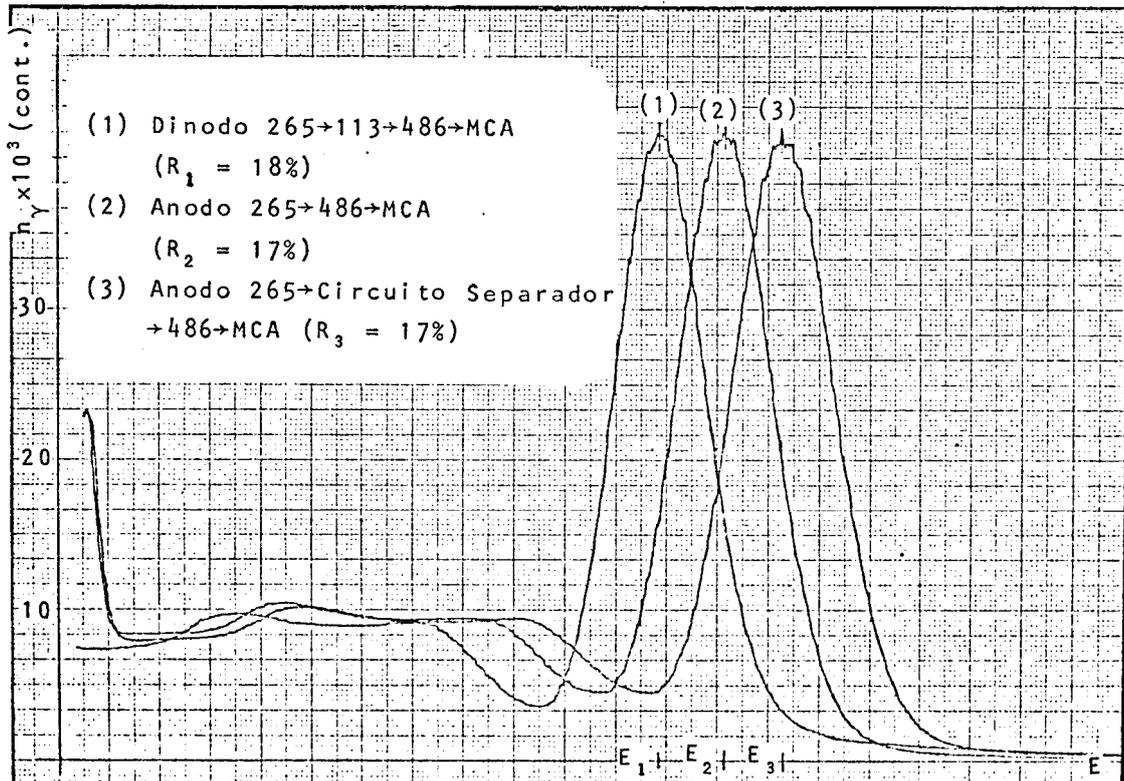


FIG. 5.15- Gráficos $n_Y \times E$ comparativos de resolução para Cs^{137}

que a resolução é idêntica com e sem o emprego deste circuito, não sendo ele, pois, o responsável. Esta figura foi obtida com o mesmo equipamento da figura 5.14.

A terceira suspeita recaiu nas junções óticas entre as partes do detetor $2\pi\beta-\gamma$. Entretanto, os resultados citados no item 5.1 mostram que tanto a graxa de silicone quanto o bálsamo do Canadá ou a cola de borracha de silicone, finalmente utilizada, dão resultados basicamente idênticos, não sendo portanto provável que este recurso de montagem piorasse a resolução.

A conclusão é que o próprio cintilador e seu acoplamento à fotomultiplicadora são os responsáveis pela perda de resolução no canal gama.

A resolução obtida ($\approx 17\%$) é, no entanto, perfeitamente adequada aos propósitos deste trabalho, pois uma boa resolução só é requerida para eliminar coincidências aleatórias, tais como as devidas à radiações espúrias do ambiente ou de outros radioisótopos presentes na fonte. Esta interferência é mínima no caso de fontes usuais, de boa intensidade e de alta pureza.

No caso de esquemas de decaimento mais complexos, com dois ou mais gamas vizinhos que requeiram separação, a pobre resolução pode ser um problema e tal aplicação poderia requerer um maior apuro na parte ótica do sistema proposto, visando melhorá-la.

5.10. SUPORTE DO SISTEMA $4\pi\beta-\gamma$

O posicionamento dos dois conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ para obtenção de geometria $4\pi\beta$ sobre uma fonte radioativa exige montagem mecânica adequada, que cumpra duas finalidades importantes:

- 1ª) Manter um dos conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ sempre voltado para o outro, tal que, na posição de funcionamento, os detetores beta façam um sanduíche com a fonte, suposta delgada e com diâmetro inferior ao desses detetores. A montagem deve ainda permitir o afastamento dos conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ para a inserção ou retirada da fonte.

- 2^a) Fazer vedação completa e perfeita contra entrada de luz exterior, quando o sistema $4\pi\beta-\gamma$ estiver em funcionamento.

A figura 5.16 mostra o desenho de projeto de uma montagem que cumpre estas finalidades. As fotografias 2, 3 e 4 que se seguem permitem uma maior visualização de detalhes.

O posicionamento vertical dos conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ (detalhes de montagem na figura 5.2) é aconselhável, pois dispensa posicionador de fonte, que é simplesmente colocada sobre o detetor beta do conjunto inferior, facilitando seu manuseio.

Desta maneira, consegue-se variar a posição relativa dos conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ tornando um deles fixo (inferior), e fazendo o superior subir ou descer.

O mecanismo que faz este movimento (posicionador) é composto de:

- a) Um tubo preso externamente à base ORTEC-265 do conjunto $2\pi\beta-\gamma$ superior por meio de parafusos de pressão (base do posicionador, detalhe B). Esta base é soldada a um parafuso-sem-fim.
- b) Uma manivela que gira sobre esferas de aço externamente ao sistema (detalhe A), com a qual se faz o movimento do conjunto $2\pi\beta-\gamma$ superior, pela sua ação sobre o parafuso-sem-fim.

A base do posicionador dispõe de suficiente espaço interno para saída dos cabos de ligação superiores, que a atravessam passando pelas fendas em meia-lua indicadas no detalhe B. Impede-se a rotação do conjunto $2\pi\beta-\gamma$ superior, quando a manípula é acionada, por meio dos pinos-guia indicados no detalhe B. Esta rotação faz com que esses cabos se retorçam.

A manivela se apoia em um disco vasado, por onde passa o parafuso-sem-fim. Neste disco estão as esferas sobre as quais ela gira. O corpo do sistema é um tubo envoltório, dividido em três seções por dois anéis de junção rosqueados, para facilitar a montagem do sistema.

Os cabos de ligação superiores saem deste tubo através da fenda trapezoidal indicada no detalhe A, feita no disco vasado.

Os cabos de ligação inferiores saem na abertura circular feita no apoio para a base ORTEC-265 inferior.

Na seção do meio do tubo envoltório é feita a fenda da janela escamoteável, defronte o detetor beta do conjunto $2\pi\beta\text{-}\gamma$ inferior. A fenda é suficientemente alta (4 cm) e ampla (120°) para facilitar o posicionamento da fonte sobre este detetor.

A janela escamoteável possui nas bordas superior e inferior dois anéis de pressão rosqueados, sendo que cada um deles comprime outro anel de feltro, fazendo-se assim a vedação contra a entrada de luz nestas bordas (detalhe C).

O posicionador é confeccionado em latão. O material das demais peças metálicas é alumínio.

5.11. ESTABILIDADE E PRECISÃO DO SISTEMA DESENVOLVIDO COMPARAÇÃO COM O SISTEMA DE CAMPION

O sistema utilizado não emprega gases de enchimento, o que reverte em grande vantagem, pois, ao serem renovados os botijões de argônio, metano ou suas misturas, requeridos pelos detetores proporcionais a fluxo de gás, são fatalmente carregadas impurezas eletronegativas para dentro do detetor. Estas impurezas, mesmo sendo traços de partes por milhão, acarretam variações de ganho razoáveis, perdendo-se a calibração e portanto a reprodutibilidade do sistema.

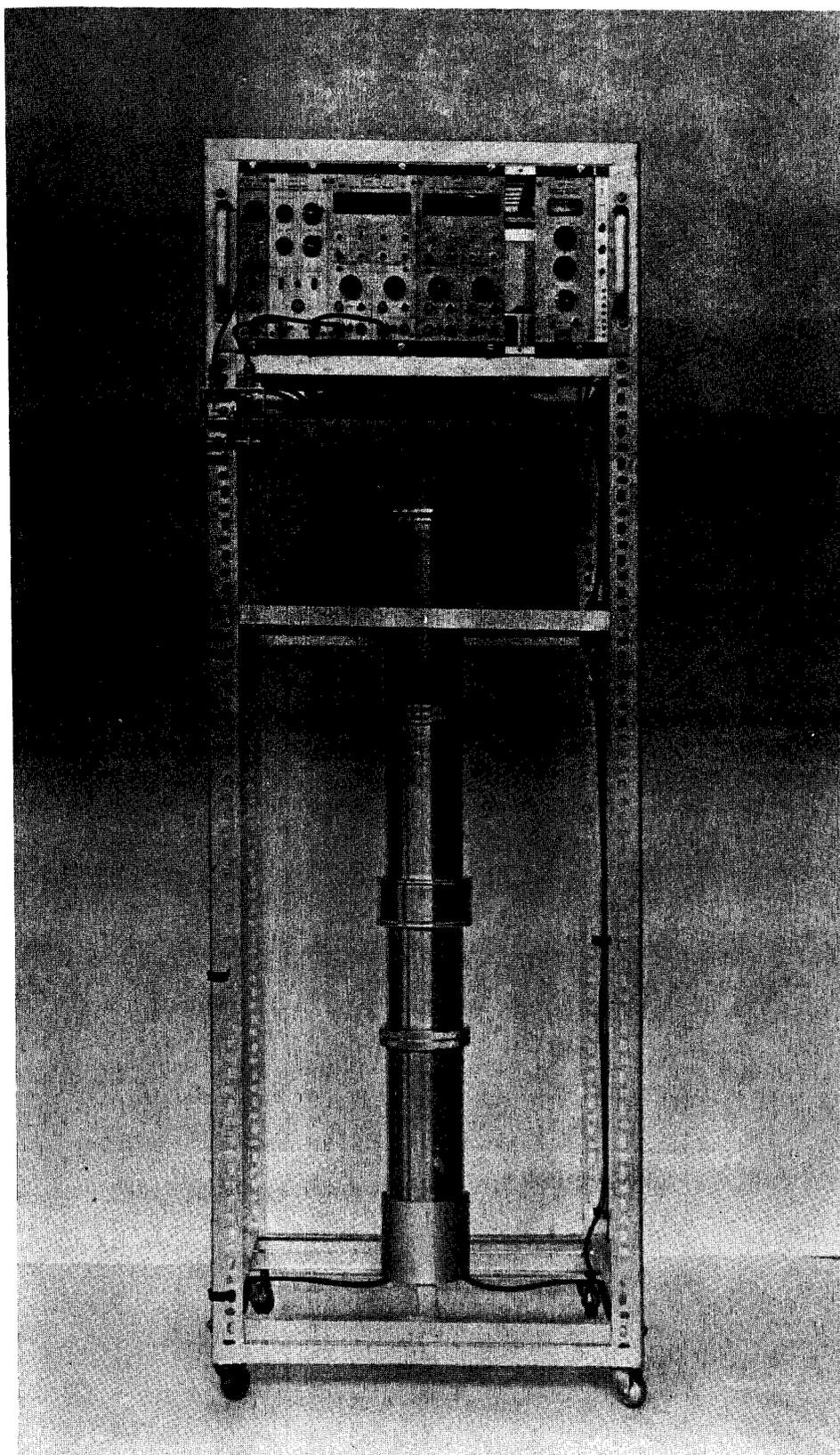
No sistema de CAMPION há, ainda, um outro fator que certamente agrava este quadro, representado pelo disco porta-fonte (cf. figura 2.1). Quando é dada uma rotação neste disco, para troca da fonte, ele introduz traços de água e oxigênio, nele absorvidos, no interior do detetor. A literatura sobre detetores proporcionais menciona tempos longos e erráticos para recuperação das condições iniciais dos mesmos após sua abertura, e que esta recuperação nem sempre é perfeita. Este sistema é, ainda, susceptível de ter seu ganho variando com a temperatura e pressão, além dele depender da taxa de contagem, devido ao efeito da carga espacial.

O sistema adotado, por utilizar cintiladores, obviamente não possui estas limitações inerentes aos detetores proporcionais. Como os cintiladores beta empregados são muito rápidos, obtendo-se tempos de resolução da ordem de 10 ns, as taxas de contagem ficam limitadas apenas pela eletrônica associada. Assim, ganha-se em pre ci s ã o nas medidas, pela utilização de fontes mais ativas, reduzindo-se assim os tempos de contagem e conseqüentemente as contribuições devidas à radiação de fundo e coincidências aleatórias. Pode-se, ainda fazer um maior número de determinações num dado tempo. A dosagem de isótopos de meia-vida curta pode, portanto, ser efetuada com precisão bem superior à usual.

Relaciona-se, a seguir, os extratos de referência bibliográfica sobre sistemas utilizando detetores proporcionais, inclusive o de CAMPION, e os comentários pertinentes.

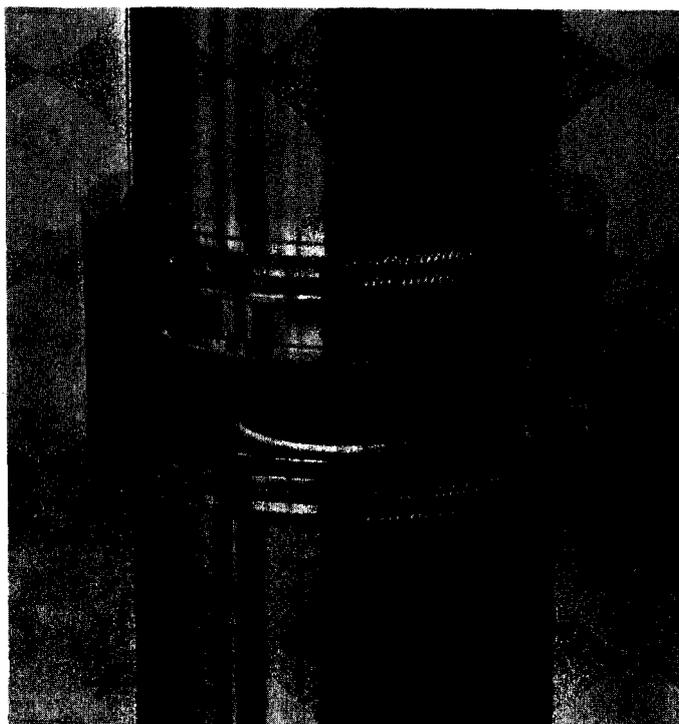
- 19) Taxa de contagem: o ganho dos detetores proporcionais varia de $\approx 20\%$ quando a taxa de contagem varia de zero a 20000 cps, devido ao efeito de carga espacial^{25}. Este efeito não existe nos cintiladores. Ele exige correções no cálculo da atividade, o que introduz imprecisões proporcionais ao seu valor.
- 29) Pressão do gás: 2,2% de variação da pressão provocam 10% de variação no ganho^{26}. Este efeito não existe no sistema desenvolvido neste trabalho.
- 39) Tempo e temperatura: $\pm 10\%$ de variação de ganho em 5 horas^{27}. No sistema desenvolvido, o canal beta, que é o que mais variou, manteve esta variação em $\pm 3\%$ em 10 horas (cf. Tabela 5.2), apesar da temperatura (fator preponderante) ter variado de 10°C .
- 49) Valor de $(\epsilon_{\beta})_Y$: CAMPION^{8} mediu $(\epsilon_{\beta})_Y \approx 1,1\%$ para o Co^{60} em seu sistema. Utilizando também o Co^{60} mediu-se $(\epsilon_{\beta})_Y \approx 0,08\%$ (cf. item 5.4) e, portanto, 10 vezes menor. A minimização desta correção é importante, pois reduz o erro na medida da atividade, como pode ser visto na eq. (2.4).

59) Geometria gama: além da geometria beta do sistema desenvolvido ser 4π , a geometria gama é muito mais próxima de 4π do que a obtida no sistema de CAMPION. Isto se deve ao fato de que, enquanto o detetor proporcional deste autor tem ≈ 5 cm de espessura, o utilizado neste trabalho tem $\approx 0,5$ cm. A melhoria da geometria gama aumenta ϵ_γ , reduzindo a influência devida às coincidências aleatórias, cf. equação (2.6).

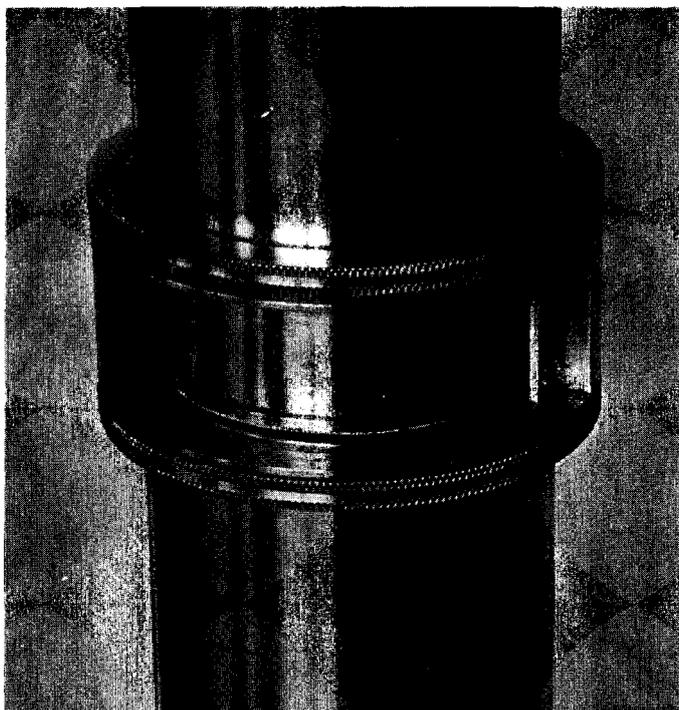


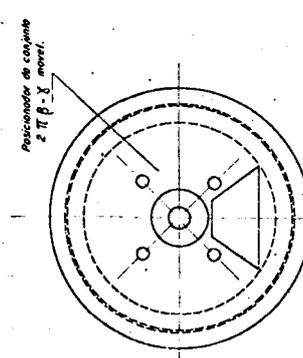
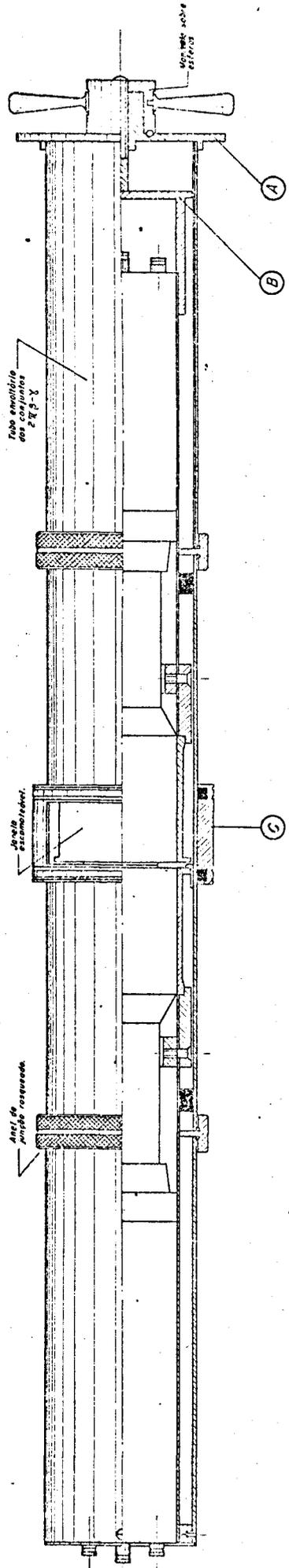
FOTOGRAFIA 2 - Suporte do sistema $4\pi\beta\text{-}\gamma$ mostrando a janela escamoteável fechada

FOTOGRAFIA 3 - Janela escamoteável aberta
mostrando os dois conjuntos
 $2\pi\beta-\gamma$ afastados um do outro

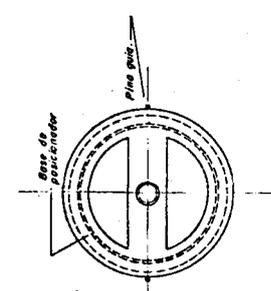


FOTOGRAFIA 4 - Conjuntos $2\pi\beta-\gamma$ na posição
de obtenção de geometria $4\pi\beta$

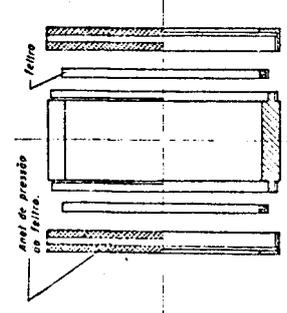




Detalhe A



Detalhe B



Detalhe C

PROJETADO: C.A. ALMEIDA	ESCALA	COMPANHIA BRASILEIRA DE TECNOLOGIA NUCLEAR- IPR	DIVISÃO	SEÇÃO
DESENHADO: M. S. S. S.	1:2,5			
DATA: 15/12/72		SISTEMA DE COINCIDENCIA 4π β-γ	DP	GNA
APROVADO: <i>[Signature]</i>				

6. EXTENSÕES DAS TÉCNICAS DESENVOLVIDAS

Neste Capítulo, descrevem-se possíveis extensões das técnicas desenvolvidas a outros problemas de interesse nuclear.

A utilização de uma mesma fotomultiplicadora acoplada a dois cintiladores de constantes de tempo de decaimento diferentes, havendo subsequente separação de pulsos no anodo, pode, naturalmente, ser aplicada à detecção de duas radiações diferentes, coincidentes ou não. Uma aplicação onde isto seria muito útil é na redução da contagem de fundo por técnica de anti-coincidência. É o caso das medidas de H^3 e C^{14} , onde as radiações cósmicas são eliminadas por anti-coincidência, empregando-se um cintilador líquido. Sugere-se envolver o cintilador líquido por outro cintilador, de constante de tempo de decaimento diferente. Ambos seriam acoplados a uma mesma fotomultiplicadora, cujos pulsos correspondentes seriam confrontados em anti-coincidência, após sua separação no anodo.

Outro exemplo desta aplicação é a redução do efeito Compton por anti-coincidência, com conseqüente simplificação do espectro e maior sensibilidade do sistema de detecção^{11,13}. Neste caso, o detector de NaI(Tl) pode ser envolvido por um cintilador plástico de dimensões adequadas, detetando os gama Compton que escapam do primeiro.

Ainda outra aplicação interessante pode ser feita na aferição de fontes de nêutrons do tipo $Be(\alpha,n)$, pela técnica de coincidência (γ,n) ou (X,n) , onde o detector de nêutrons pode ser plástico. A detecção dos raios gama do C^{12} excitado ou dos raios X característicos do emissor alfa pode ser feita por um cintilador de NaI(Tl).

A referida técnica é, portanto, útil na maioria das aplicações que exijam contagens em coincidência ou anti-coincidência, onde o uso de cintiladores é possível.

Por outro lado, com a simplificação da eletrônica pelo emprego de uma só fotomultiplicadora resulta uma operação mais simples, custo menor e maior confiabilidade do equipamento, além de porte e consumo menores — essencial em equipamentos portáteis. Outras vantagens dignas de nota são dispensar suprimento de gás, comum aos detectores de fluxo de gás, dispensar o uso de janelas — detalhe impor -

tante na detecção de radiações de baixa energia — e permitir obtenção de geometrias mais próximas de 4π do que as montagens convencionais, pois as dimensões do detetor alfa ou beta podem ser bastante reduzidas, quando comparadas àquelas dos detetores gasosos.

O presente trabalho revelou, também, a possibilidade de fazer os tempos de subida dos pulsos do anodo serem da ordem de nano-segundos, mesmo empregando-se cintiladores lentos como o NaI(Tl), pela utilização de fotomultiplicadora rápida (RCA-8575) alimentada por uma base ORTEC-265. Este pequeno tempo de subida (≈ 2 ns) foi obtido com o NaI(Tl), sem degradação observável da resolução em energia (cf. item 5.9). Ele é de grande utilidade em aplicações onde se exija um referencial de tempo (timing signal) definido com precisão. O referencial de tempo é importante, por exemplo, na determinação do tempo de aniquilação do positrônio, ou nas medidas de correlação angular, de grande interesse na química moderna, ou ainda na espectrometria de nêutrons e outras partículas, por tempo de voo.

A literatura a respeito^[25,28] indica que a resolução temporal média obtida com cintiladores plásticos (Naton-136, $\tau_f \approx 2$ ns) é de ≈ 3 ns, e de ≈ 18 ns para o NaI(Tl) ($\tau_f \approx 230$ ns), empregando-se pulsos bipolares e cruzamento do zero para se determinar o referencial de tempo. Quando se trabalha com discriminação por fração constante do cruzamento do zero (constant fraction zero-crossing discrimination), consegue-se melhorar a resolução temporal média para 0,4 ns com o Naton-136 e 7 ns com o NaI(Tl). Estas medidas são feitas com fotomultiplicadora RCA-8575 e bases ORTEC-270.

Neste trabalho, constatou-se que os tempos de subida dos pulsos do anodo para o NaI(Tl) são de ≈ 2 ns, empregando-se a RCA-8575 e base ORTEC-265. Assim sendo, é justo esperar que a resolução temporal para o NaI(Tl), obtida com a técnica proposta, seja pouco inferior à dos cintiladores plásticos ($\tau_f \approx 2$ ns), quando se utilizar a RCA-8575 e base ORTEC-270, resultando uma resolução temporal vizinha de 1 ns.

Esta resolução esperada é cerca de 18 vezes melhor que a obtida com o NaI(Tl), empregando-se a técnica de cruzamento do zero, ou, ainda, cerca de 7 vezes melhor que a resolução temporal obtida com

este cintilador e a discriminação por fração constante do cruzamento do zero.

A medida desta resolução temporal requer uma eletrônica mais elaborada, utilizando um conversor tempo-amplitude, do tipo ORTEC-437A, e não foi realizada neste trabalho por fugir ao seu escopo.

No entanto, pela observação cuidadosa desses pulsos no osciloscópio, observou-se que a variação do ponto de cruzamento de um dado nível de tensão é da ordem do nano-segundo, o que assegura a validade, pelo menos aproximada, da hipótese levantada.

Conclui-se, portanto, que a utilização da técnica proposta permite obter resoluções temporais da ordem de 1 ns com o NaI(Tl), o que é um resultado de grande importância prática, várias vezes melhor que os obtidos convencionalmente com este cintilador. Este resultado está justificado teoricamente no Apêndice II.

7. RESUMO E CONCLUSÕES

Projitou-se e desenvolveu-se um sistema de coincidência $4\pi\beta\text{-}\gamma$ consistindo inteiramente de detetores de cintilação, onde a radiação beta é detetada por um cintilador plástico (NE-102), de 2" ϕ e espessura de 2 mm. A radiação gama é detetada por um cintilador de NaI(Tl) de 3" x 3" ϕ , com duas janelas de vidro, sendo que o cintilador beta vai colado à janela frontal. A janela traseira é acoplada, por meio de um guia de luz de lucite, a uma fotomultiplicadora rápida (RCA-8575) de 2" ϕ . O sistema consiste de dois conjuntos idênticos $2\pi\beta\text{-}\gamma$, que fazem um sanduíche com a fonte radioativa.

A eficiência de detecção beta medida foi de 70%, podendo se aproximar de 100% com melhor escolha do nível de discriminação, já que a relação sinal/ruído é excelente (≈ 40). A utilização de detetores beta delgados e de material leve reduziram a eficiência gama deste canal a 0,1%.

A estabilidade medida do canal gama, foi cerca de 0,04% por $^{\circ}\text{C}$, ao longo de 3 dias, com variações de 10°C na temperatura ambiente.

O canal beta teve estabilidade de 0,6% por $^{\circ}\text{C}$. No entanto, como no método de coincidência $\beta\text{-}\gamma$ a estabilidade é determinada pelo canal mais estável, o valor de 0,01% pode ser tomado como representativo da estabilidade do sistema.

Os vários parâmetros envolvidos foram criteriosamente otimizados teórica e empiricamente, sendo as técnicas desenvolvidas de aplicação geral. Em particular, menciona-se a otimização da separação beta-gama no anodo, a escolha do cintilador beta e otimização de sua espessura, e a determinação dos pontos de operação e discriminação do sistema.

A técnica desenvolvida apresenta várias vantagens sobre a clássica, devido a CATION, que utiliza um detetor proporcional de fluxo de gás na detecção $4\pi\beta$. Entre elas, citam-se a melhor reprodutibilidade; construção, operação e manutenção mais simples; geometria que mais se aproxima da ideal (4π), tanto para betas quanto para gamas;

permite trabalhar com taxas de contagem muito mais elevadas, sem exigir correções, pois o tempo de resolução do sistema é cerca de 10 vezes menor que o de CAMPION.

Propõe-se várias extensões da técnica, como sua utilização em circuitos de anti-coincidência para eliminação do efeito Compton ou de radiações espúrias.

Obteve-se ainda um resultado colateral, mas de grande importância prática em medidas de radiação que envolvem determinação precisa do intervalo de tempo entre dois eventos. Prende-se ao fato de se ter conseguido pulsos gama do NaI(Tl) com tempo de subida de apenas 2 ns, resultando em resolução temporal da ordem do nano-segundo, sem degradação da resolução em energia.

A.I. CONDIÇÕES PARA VALIDADE DO MÉTODO DE COINCIDÊNCIA β - γ

Este Apêndice analisa as condições para extensão do método de coincidência β - γ aos casos não previstos no equacionamento geral, visto no item 2.1, cuja fórmula é:

$$N_o = \frac{n_\beta n_\gamma}{n_c} \quad (2.1)$$

As situações não previstas no equacionamento geral de (2.1), são:

- fonte não puntiforme ou não homogênea
- auto-absorção da fonte
- deriva no ganho da eletrônica associada ou na eficiência de um dos canais de detecção
- esquemas complexos de decaimento.

1º CASO — FONTE β - γ NÃO PUNTIFORME

Suponha-se que a fonte β - γ não puntiforme, de atividade N_o , tenha um volume v . Decompondo-se em um número suficientemente grande de partes, cada uma delas poderá ser tida como puntiforme, de volume dv . Assim, o elemento da fonte, de volume dv , situado no ponto P do volume total, terá uma atividade específica definida por $N(P)$. As eficiências dos detetores beta e gama que registram as radiações da fonte dependerão do ponto (ou volume dv) da mesma, isto é, tem-se $\epsilon_\beta(P)$ e $\epsilon_\gamma(P)$. As taxas de desintegração beta, gama e coincidentes registradas, devidas ao volume dv , serão dadas por:

$$dn_\beta = N(P) \epsilon_\beta(P) dv \quad (A.I.1)$$

$$dn_\gamma = N(P) \epsilon_\gamma(P) dv \quad (A.I.2)$$

$$dn_c = N(P) \epsilon_\beta(P) \epsilon_\gamma(P) dv \quad (A.I.3)$$

Integrando-se (A.I.1), (A.I.2) e (A.I.3) em todo o volume v da fonte, e colocando-se o resultado sob a forma da equação (2.1),

resulta:

$$\frac{n_{\beta} n_{\gamma}}{n_c} = \frac{\int_v N(P) \epsilon_{\beta}(P) dv \int_v N(P) \epsilon_{\gamma}(P) dv}{\int_v N(P) \epsilon_{\beta}(P) \epsilon_{\gamma}(P) dv} \quad (\text{A.I.4})$$

Aplicando-se o Teorema da Média à relação de (A.I.4):

$$\frac{n_{\beta} n_{\gamma}}{n_c} = \frac{\bar{\epsilon}_{\beta} \bar{\epsilon}_{\gamma}}{\overline{\epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma}}} \int_v N(P) dv \quad (\text{A.I.5})$$

Em (A.I.5), $\bar{\epsilon}_{\beta}$, $\bar{\epsilon}_{\gamma}$ e $\overline{\epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma}}$ são os valores médios das eficiências beta, gama e do seu produto, sendo que:

$$\int_v N(P) dv = N_0 \quad (\text{A.I.6})$$

Se uma das eficiências for constante para todos os pontos da amostra, o quociente $\bar{\epsilon}_{\beta} \bar{\epsilon}_{\gamma} / \overline{\epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma}}$ torna-se igual à unidade, e assim a expressão dada por (A.I.5) equivale à fórmula (2.1).

Esta condição é fácil de se aproximar para o detetor gama, suposto de elevada eficiência, sobretudo quando se empregam cintiladores de NaI(Tl), confeccionando-se fontes suficientemente delgadas tal que sua auto-absorção gama seja desprezível, e adotando-se uma geometria rica (2π ou 4π). Desta forma, a resposta do detetor gama independe do ponto de onde os gamas provierem, especialmente se se trabalhar com o canal gama no pico de absorção total.

2º CASO — FONTE β - γ NÃO HOMOGÊNEA

Subdividindo-se a fonte em elementos de volume dv , analogamente ao 1º Caso, atribui-se a cada ponto P do volume total v uma atividade $N(P)$. Recai-se no 1º Caso, com conclusão idêntica, prevalecendo a vantagem do uso do detetor de NaI(Tl).

3º CASO — AUTO-ABSORÇÃO NA FONTE β - γ

Conforme mencionado no 1º Caso, as fontes adequadas são delgadas, principalmente para minimizar a auto-absorção beta. Assim, é desprezível a auto-absorção gama, pois os raios gama das fontes u-

suais são bem mais penetrantes que os betas. Portanto, a eficiência gama do detector gama será igual para todas as partes da fonte. Prevalece a conclusão do 1º Caso.

4º CASO — DERIVA NO GANHO OU NA EFICIÊNCIA DE UM DOS CANAIS

A variação do ganho ou da eficiência intrínseca significam variação das eficiências globais de detecção ϵ_β ou ϵ_γ . Se um dos canais for suficientemente estável, prevalecem as conclusões do 1º Caso. Normalmente, o canal gama é o mais estável e garante a validade do método de coincidência β - γ quando há deriva no sistema de detecção.

5º CASO — O ESQUEMA DE DECAIMENTO RADIOATIVO É COMPLEXO

Quando a fonte emite um beta seguido de dois gamas, a exemplo do Co^{60} , a equação geral (2.1) não requer correções, pois o efeito da emissão de mais um gama se reflete apenas no aumento de ϵ_γ . No caso de um esquema de desintegração mais complexo, analisa-se a fonte como sendo uma mistura de várias fontes cujos ramos de desintegração são a, b, c, etc., de maneira semelhante à indicada na figura A.I.1.

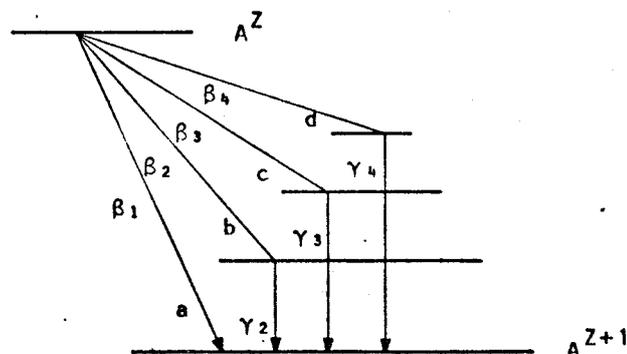


FIG. A.I.1- Ramos de desintegração no decaimento complexo

Desprezando-se os efeitos de conversão interna e eficiência gama do detetor beta, tem-se:

$$n_{\beta} = N_0 (a \epsilon_{\beta_1} + b \epsilon_{\beta_2} + c \epsilon_{\beta_3} + \dots) \quad (\text{A.I.7})$$

$$n_{\gamma} = N_0 (b \epsilon_{\gamma_2} + c \epsilon_{\gamma_3} + \dots) \quad (\text{A.I.8})$$

$$n_c = N_0 (b \epsilon_{\beta_2} \epsilon_{\gamma_2} + c \epsilon_{\beta_3} \epsilon_{\gamma_3} + \dots) \quad (\text{A.I.9})$$

O quociente $n_{\beta} n_{\gamma} / n_c$, obtido com as expressões dadas pelo segundo membro de (A.I.7), (A.I.8) e (A.I.9), será igual a N_0 , reproduzindo assim a equação geral de (2.1), se $\epsilon_{\beta_1} = \epsilon_{\beta_2} = \epsilon_{\beta_3} = \dots$ ou se $\epsilon_{\gamma_2} = \epsilon_{\gamma_3} = \dots$, indicando que, se prevalecer a condição de eficiência constante de um dos detetores em função da energia, o método de coincidência β - γ é válido para decaimentos complexos.

A.II. FORMAÇÃO DOS PULSOS NO ANODO DA FOTOMULTIPLICADORA

Este Apêndice analisa a formação dos pulsos no anodo de uma fotomultiplicadora, quando incidem fons no seu fotocatodo, e mostra como a forma desses pulsos depende dos parâmetros do circuito do ânodo e da constante de tempo de decaimento do cintilador.

A.II.1. GERAÇÃO DOS PULSOS NA FOTOMULTIPLICADORA

Penetrando no cintilador de NaI(Tl), plástico, etc., acoplado óticamente à fotomultiplicadora, a radiação provoca excitação de N_0 moléculas do cintilador, tal que:

$$N_0 = E/w \quad (\text{A.II.1})$$

sendo:

E = energia da radiação incidente

w = energia média da excitação necessária para que as moléculas do cintilador emitam um foton ao voltarem ao seu estado fundamental.

O tempo necessário para desexcitação das moléculas do cintilador é a constante de tempo de decaimento por fluorescência τ_f , que o caracteriza, dada por:

$$\tau_f = 1/\lambda \quad (\text{A.II.2})$$

sendo λ a constante de decaimento luminoso do cintilador.

No caso do NaI(Tl), $\tau_f = 230$ ns. Para o NE-102, $\tau_f = 2,4$ ns.

As moléculas do cintilador retornam ao seu estado fundamental obedecendo uma lei exponencial, tal que:

$$N = N_0 e^{-t/\tau_f} \quad (\text{A.II.3})$$

onde:

N_0 = número inicial de moléculas excitadas

N = número de moléculas desexcitadas após o tempo t

τ_f = constante de tempo de decaimento do cintilador

A taxa \underline{n} de ftons gerados por segundo serā obtida de (A.II.3):

$$n = - dN/dt = (N_0/\tau_f) (e^{-t/\tau_f}) \quad (\text{A.II.4})$$

Estes ftons incidirāo sobre o fotocatodo, que possui uma eficiēncia de conversāo para eletrons, ou eficiēncia quāntica ϵ_q . No caso da fotomultiplicadora RCA-8575, utilizada neste trabalho, o material do fotocatodo^{23} ē (K-Cs-Sb), fornecendo $\epsilon_q \approx 31,2\%$, ou seja, 31,2% dos ftons incidentes gerarāo fotoeletrons.

Cada um destes eletrons darā origem, em mēdia, a 3 ou 4 outros no primeiro dinodo e assim, sucessivamente, nos dinodos sub sequentes, resultando um fator de multiplicaçāo M. A fotomultiplicadora RCA-8575 possui $M \approx 10^7$.

A carga do eletron ē de $- 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulombs. A corrente do anodo, dada em ampēres, serā:

$$i = - 1,6 \cdot 10^{-19} n \cdot \epsilon_q \cdot M \quad \text{ampēres} \quad (\text{A.II.5})$$

Levando-se em (A.II.5) o valor de \underline{n} de (A.II.4):

$$i = - 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \epsilon_q \cdot M \cdot (N_0/\tau_f) (e^{-t/\tau_f}) \quad \text{ampēres} \quad (\text{A.II.6})$$

Retomando-se o valor de N_0 de (A.II.1):

$$i = - 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{E \epsilon_q M}{w \tau_f} e^{-t/\tau_f} \quad \text{ampēres} \quad (\text{A.II.7})$$

O sinal negativo em (A.II.7) indica que os pulsos de corrente do anodo sāo negativos. A relaçaō $\epsilon_q M/w\tau_f$ ē constante para determinada fotomultiplicadora, com ponto de operaçaō fixo, acoplado a um dado cintilador. A amplitude \underline{i} dependerā, portanto, da energia E da radiaçaō incidente no fotocatodo, e variarā no tempo conforme e^{-t/τ_f} . Para cada valor de E o pulso de corrente tem seu māximo em $t = 0$, isto ē:

$$i_m = - 1,6 \cdot 10^{-19} (E \epsilon_q M/w\tau_f) \quad \text{ampēres} \quad (\text{A.II.8})$$

De (A.II.8) vê-se que i_m é constante para cada energia E. Assim, outra maneira de expressar i_m , é:

$$i_m = - 1,6 \cdot 10^{-19} (E \epsilon_q M/w\tau_f) = K \quad (\text{A.II.9})$$

sendo K o valor de uma constante.

Levando-se o valor de i_m de (A.II.8) em (A.II.7):

$$i = i_m e^{-t/\tau_f} \quad \text{ampères} \quad (\text{A.II.10})$$

Neste desenvolvimento, ignora-se o tempo de trânsito dos eletrons do catodo até o anodo, que usualmente é cerca de 40ns. O efeito deste tempo é um atraso correspondente no pulso do anodo, sem entretanto deformá-lo, podendo, pois, ser ignorado.

O circuito equivalente da fotomultiplicadora será, então, o representado na figura A.II.1, onde R_a representa a resistência do anodo, sem carga, sendo C_a a capacitância parasita do mesmo. Quando se conecta o anodo a uma saída externa, por meio de um cabo, a resistência de anodo se altera, passando a ter um valor equivalente à resultante do paralelo de R_a com o valor desta carga adicionada. A este novo valor de R_a chama-se, neste texto, de resistência equivalente do anodo, R'_a , (cf. item A.II.3).

Para o cálculo de $v_o(t)$, da figura A.II.1, é aconselhável se trabalhar com transformadas de Laplace, com as seguintes correspondências de variáveis:

$$i(t) \rightarrow i(s)$$

$$v_o(t) \rightarrow v_o(s)$$

$$Z(t) \rightarrow Z(s)$$

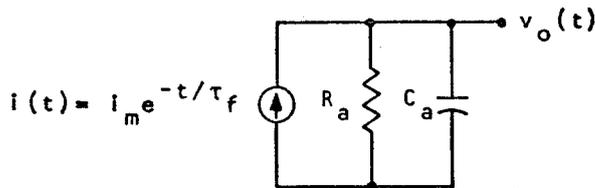
sendo que Z representa a impedância resultante da combinação em paralelo de R_a e C_a .

De (A.II.9) e (A.II.10):

$$\mathcal{L}[i_m e^{-t/\tau_f}] = i(s) = \frac{i_m}{s + (1/\tau_f)} \quad (\text{A.II.11})$$

Ainda:

$$Z(s) = \frac{R_a (1/sC_a)}{R_a + (1/sC_a)} = \frac{R_a/R_a C_a}{s + (1/R_a C_a)} \quad (\text{A.II.12})$$



R_a - resistência do anodo
 C_a - capacitância parasita do anodo
 $v_o(t)$ - tensão de saída do anodo sem carga

FIG. A.II.1- Circuito equivalente do anodo de uma fotomultiplicadora

Designando-se $R_a C_a = \tau =$ constante de tempo do circuito RC do anodo, então $v_o(s) = i(s) Z(s)$, será:

$$v_o(s) = \frac{i_m}{s + (1/\tau_f)} \frac{R_a/\tau}{s + (1/\tau)} = \frac{i_m R_a}{\tau} \frac{1}{(s + 1/\tau_f)(s + 1/\tau)} \quad (\text{A.II.13})$$

Aplicando-se a transformada inversa em (A.II.13):

$$v_o(t) = \frac{i_m R_a}{\tau} \frac{1}{(1/\tau) - (1/\tau_f)} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau})$$

$$v_o(t) = i_m R_a \frac{\tau_f}{\tau_f - \tau} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.II.14})$$

Retomando-se o valor de i_m estabelecido em (A.II.8) e aplicando-o em (A.II.14):

$$v_o(t) = - 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{E_q M R_a}{W \tau_f} \frac{\tau_f}{\tau_f - \tau} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau}) \text{ volts} \quad (\text{A.II.15})$$

Observe-se que a relação $(- 1,6 \cdot 10^{-19} E \epsilon_q M)/w$ de (A.II.15) representa a carga elétrica, em coulombs, gerada pela fotomultiplicadora, dando origem à corrente elétrica i_m , que circulará em R_a . Esta carga elétrica é armazenada em C_a .

Portanto:

$$Q = - 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{E \epsilon_q M}{w} \text{ coulombs} \quad (\text{A.II.16})$$

Assim, outra maneira de se escrever (A.II.14), é:

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f - \tau} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.II.17})$$

As equações (A.II.14) e (A.II.17) são, portanto, equivalentes, e dão a forma dos pulsos obtidos no anodo da fotomultiplicadora.

No caso do anodo alimentar uma carga externa, substitui-se o valor de R_a , na equação (A.II.17), pela resistência equivalente do anodo, R'_a , conforme citado neste Apêndice, item A.II.3. O comportamento matemático de (A.II.17) é o mesmo.

A.II.2. ASPECTO DOS PULSOS DOS CINTILADORES EMPREGADOS

O valor do tempo t_m , para o qual ocorre o máximo do pulso, pode ser calculado de (A.II.17), tomando-se $dv_o/dt = 0$, e daí obtendo-se t_m :

$$t_m = \frac{\tau \tau_f}{\tau - \tau_f} \log_e \frac{\tau}{\tau_f} \quad (\text{A.II.18})$$

Aplicando-se (A.II.18) ao caso do NaI(Tl), isto é, $\tau_f = 230$ ns, e $\tau = 0,9$ ns, resulta $t_m(\text{NaI}) = 5,1$ ns. Neste caso, tem-se $\tau_f(\text{NaI}) \gg \tau$, e (A.II.17) pode ser simplificada conforme a região do pulso sob análise. Na região do tempo de subida, $t \ll \tau_f$, e portanto, em (A.II.17):

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A.II.19})$$

(A.II.19) mostra que $v_o(t)$ tem comportamento exponencial simples, na região do tempo de subida. Este pode ser, então, avaliado (10 a 90% do tempo total) por $t_{SY} = 2,2\tau = 2,2 \times 0,9 = 2\text{ ns}$.

Na região do tempo de descida, $t \gg \tau$, e (A.II.17) fornece a exponencial simples:

$$v_o(t) = \frac{Q R_a}{\tau_f} e^{-t/\tau_f} \quad (\text{A.II.20})$$

Assim, o tempo de descida também será dado por $t_{DY} = 2,2 \tau_f = 2,2 \times 230 = 500 \text{ ns}$.

Aplicando-se (A.II.18) ao caso do NE-102, isto é, $\tau_f = 2,4 \text{ ns}$ e $\tau = 0,9 \text{ ns}$, resulta $t_m(\text{NE-102}) = 1,4 \text{ ns}$. Em termos práticos, pode-se considerar $\tau = \tau_f$, sobretudo quando se leva em conta as capacitâncias parasitas adicionadas pelos cabos de ligação, fazendo $\tau \equiv RC$ ficar maior. No caso de $\tau = \tau_f$, a expressão (A.II.17) é indeterminada, do tipo 0/0. A indeterminação pode ser levantada pela regra de L'Hôpital, tomando-se τ com variável independente. Resulta:

$$v_o(t) = - \frac{Q R_a}{\tau_f^2} t e^{-t/\tau_f} \quad (\text{A.II.21})$$

Como se vê, não se obtém uma exponencial simples como expressão da forma dos pulsos beta, não valendo aqui a aproximação $t_S = 2,2 \tau$ feita para os pulsos gama. O cálculo dos tempos de subida e descida pode ser feito empregando-se as expressões (A.II.17) ou (A.II.21), por tentativas, obedecendo-se os critérios $t_{90} - t_{10}$, para o tempo de subida, e $t_{10} - t_{90}$, para o tempo de descida, resultando $t_{SB} = 0,9 \text{ ns}$ e $t_{DB} = 6 \text{ ns}$.

A figura 3.4 mostra a forma aproximada desses pulsos, quando vistos em um osciloscópio rápido, sendo que os tempos de subida ficaram limitados ao mínimo de 2 ns, limite estabelecido, pelo próprio osciloscópio ($t_S = 0,35/f_m = 0,35/150 \text{ MHz} = 2 \text{ ns}$).

As curvas da figura A.II.2, calculadas a partir de (A.II.17), dão o comportamento de $v_o(t)$ em função do tempo. É possível, também, avaliar-se t_{SY} , t_{DY} , t_{SB} e t_{DB} dessas curvas, a partir das quantidades 10% e 90% dos tempos totais de subida e descida.

A.II.3. RESISTÊNCIA EQUIVALENTE DO ANODO

A base ORTEC-265 possui, originalmente, uma resistência de anodo $R_a = 50 \Omega$. Quando esta base é conectada a um circuito externo, isto é feito por meio de um cabo de impedância característica $Z_0 = 50 \Omega$, ligado ao anodo. Na extremidade oposta conecta-se uma resistência em paralelo com a saída do cabo, para prover o necessário casamento de impedância, evitando assim reflexões indesejáveis neste cabo. Assim, os pulsos que atravessam o cabo vêm, em sua saída, a mesma impedância da sua entrada, não havendo portanto reflexões (ringings). No entanto, esta resistência adicionada é, por sua vez, refletida na direção do anodo, ficando em paralelo com R_a . A este valor resultante dá-se, neste texto, o nome de resistência equivalente do anodo, R'_a . No caso de $R_a = 50 \Omega$ tem-se portanto, $R'_a = 50 \Omega \parallel 50 \Omega = 25 \Omega$.

No caso deste trabalho (cf. figura 5.4) operou-se duas bases ORTEC-265 em paralelo, devidamente modificadas para que $R_a = 100 \Omega$. Com isso, obtêm-se pulsos de amplitude dupla da anterior, beneficiando a separação β - γ . Conforme pode ser visto na figura 5.4, os dois cabos de ligação, agora com impedância característica $Z_0 = 100 \Omega$, alimentam o circuito separador onde a impedância de entrada é 50Ω .

Supõe-se, neste ponto da análise, que os cabos de 100Ω são suficientemente curtos para que suas capacitâncias parasitas não influam de forma apreciável na avaliação das impedâncias, pois caso contrário esta análise é impraticável (cf. item 3.6.1). Desta forma, os 100Ω do anodo de uma das bases são transferidos para a extremidade de seu cabo correspondente, onde se supõe equivalerem a uma simples resistência de 100Ω . Esta, por sua vez, é combinada com a impedância de entrada de 50Ω do circuito separador, resultando $\approx 33 \Omega$. Estes 33Ω são transferidos, pelo segundo cabo de 100Ω , ao anodo da outra base, onde se terá portanto $33 \Omega \parallel 100 \Omega \approx 25 \Omega$.

Conclui-se, por conseguinte, que a montagem da figura 5.4, utilizada neste trabalho, apresenta a mesma resistência equivalente — de duas bases ORTEC-265 de 100Ω em paralelo — que a montagem simples discutida inicialmente. Decorre daí, prevalecerem as considerações sobre o aspecto dos pulsos beta e gama, discutidos neste Apêndice e no item 3.5.

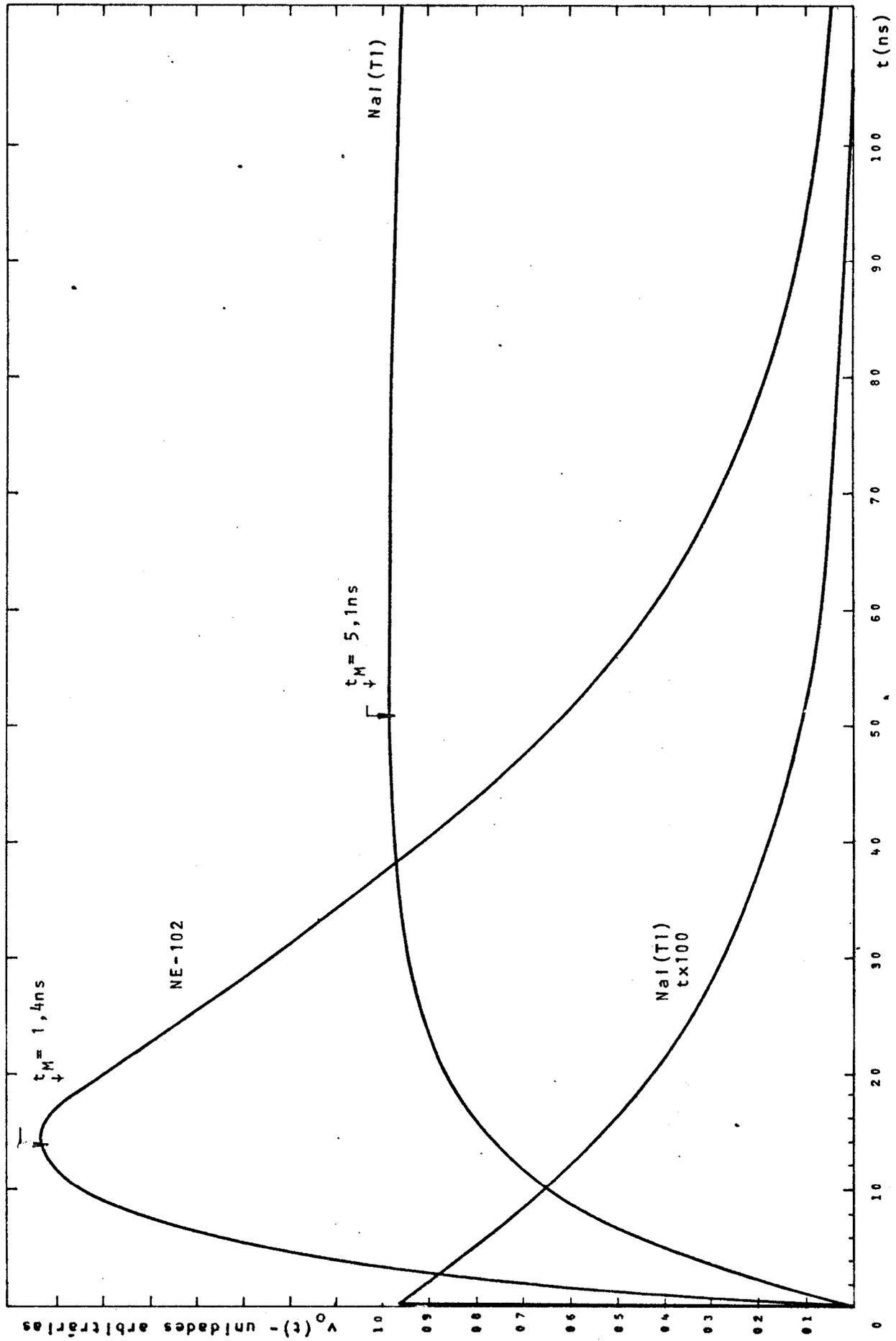


FIG. A.11.2- Aspectos dos pulsos do NE-102 e NaI(Tl) obtidos por cálculo

BIBLIOGRAFIA INDICADA NO TEXTO

- {1} GANDY, A. Préparation et étalonnage des sources radioactives de référence. Vienne, Agence Internationale de l'Énergie Atomique, 1961. (Collection Monographies, 14).
- {2} ALLEN, R.A. Measurements of source strength. In: SIEGBAHN, Kai, ed. Alpha-beta-and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965, v.1. p. 425-65.
- {3} SELINGER, H.H. & SCHWEBEL, A. Standardization of beta-emitting nuclides. Nucleonics, 12 (7): 54-63, July, 1954.
- {4} EUA. Department of Health, Education, and Welfare. Public Health Service. Radiological health handbook. rev. ed. Washington, D.C., Superintendent of Documents, Government Printing Office, 1970.
- {5} PARKER, W.C. & SLÁTIS, H. Sample and window technique. In: SIEGBAHN, Kai, ed. Alpha-beta-and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965, v.1. p. 379-407.
- {6} PATE, B.D. & YAFFE, L. Disintegration-rate determination by 4π -counting, Part II: Source-mount absorption correction. Can. J. Chem., 4: 929-37. 1955.
- {7} STEINBER, E.P. Counting methods for the assay of radioactive samples. In: SNELL, A.H., ed. Nuclear instruments and their uses. New York, J. Wiley, 1962, v.1. p. 306-66.
- {8} CAMPION, P.J. The standardization of radioisotopes by the beta-gamma coincidence method using high efficiency detectors. Int. J. Appl. Radiat. Isotop., 4: 232-48. 1953.
- {9} HAYWARD, E.W. On the determination of disintegration rates by the coincidence method using high efficiency detectors. Int. J. Appl. Radiat. Isotop., 12: 148-50. 1961.
- {10} CAMPION, P.J., TAYLOR, J.G.V. & MERRIT, J.S. The efficiency tracing technique for eliminating self-absorption errors in $4\pi\beta$ -counting. Int. J. Appl. Radiat. Isotop., 8: 8-19. 1960.

- {11} MURRAY, R.B. Scintillation counters. In: SNELL, A.H. , ed. Nuclear instruments and their uses. New York, J.Wiley, 1962. v. 1. p.82-165.
- {12} NUCLEAR ENTERPRISES, INC. Catalog of plastic scintillators, light pipes and Cerenkov detectors. San Carlos, Ca., 1974.
- {13} CROUTHAMEL, C.E. & ADAMS, F. Applied gamma-ray spectrometry. Oxford, Pergamon Press, 1970.
- {14} ORTEC INCORPORATED. Instruction manual 265 photomultiplier base. Oak Ridge, Tenn., 1974.
- {15} ONGE, R.N. & LOCKWOOD, J.A. A simple high resolution pulse shape discriminator. Nucl. Intr. & Meth., 69: 25-28. 1969.
- {16} MILLMAN, J. & TAUB, H. Pulse, digital and switching waveforms. Tokyo, Kōgakusha, 1965.
- {17} ORTEC INCORPORATED. Instruction manual 426 linear gate. Oak Ridge, Tenn., 1974.
- {18} ORTEC INCORPORATED. Instruction manual 458 pulse shape discriminator. Oak Ridge, Tenn., 1974.
- {19} PRICE, W.J. Nuclear radiation detection. New York, MacGraw-Hill, 1964.
- {20} DAVISSON, C.M. Interation of γ -radiation with matter. In: SIEGBAHN, Kai, ed. Alpha-beta- and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. v.1. p.37-78.
- {21} EVANS, R.D. The atomic nucleus. New York, McGraw-Hill, 1970.
- {22} GARDNER, R. & ELY, R. Radioisotope measurement applications in engineering. New York, Reinhold, 1967.
- {23} RCA ELECTRONIC COMPONENTS, Photomultiplier manual. Harrison, N. J., 1970. (Technical Series, PT-61).
- {24} ORTEC INCORPORATED. Instruction manual 486 amplifier- pulse height analiser. Oak Ridge, Tenn., 1974.

- {25} ORTEC INCORPORATED. Nuclear catalog. Oak Ridge, Tenn., 1972 .
(ORTEC, 1003)
- {26} HINK, W., SCHEID, A.N., ZIEGLER, A. Nucl. Instr. & Meth., 87:
137-140. 1970.
- {27} LØVBORG, L. Accurate determination of the stability of β -
proportional gas counters against variations in the energy
threshold. In: SYMPOSIUM ON STANDARDIZATION OF RADIO-
NUCLIDES, Vienna, 10-14 Oct. 1966. Proceedings... Vienna,
International Atomic Energy Agency, 1967, p. 103-13.
- {28} ORTEC INCORPORATED. Instruments for research. Oak Ridge, Tenn.,
1970. (ORTEC, 1002).
- {29} ORTEC INCORPORATED. Instruction manual 457 biased, time-to-
pulse-height converter. Oak Ridge, Tenn., 1971.

BIBLIOGRAFIA MAIS SIGNIFICATIVA CONSULTADA

1. BIRKS, J.B. The theory and practice of scintillation counting.
Oxford, Pergamon Press, 1967.
2. WATT, D.E. & RAMSDEN, D. High sensitivity counting techniques.
Oxford, Pergamon Press, 1964.
3. CHASE, R.L. Nuclear pulse spectrometry. New York, MacGraw -
Hill, 1961.
4. KOWALSKI, E. Nuclear electronics. Berlin, Springer-Verlag,
1970.
5. SYMPOSIUM ON STANDARDIZATION OF RADIONUCLIDES, Vienna, 10-14,
Oct. 1966. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1967.
6. SIEGBAHN, Kai, ed. Alpha-beta- and gamma-ray spectroscopy.
Amsterdam, North-Holland, 1965, v.1.